



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

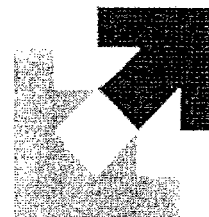
<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



ÉCOLE
SUPÉRIEURE
D'ÉLECTRICITÉ

Campus de Metz

Laboratoire Matériaux Optiques à Propriétés Spécifiques



Centre Lorrain d'Optique
et d'Electronique des Solides

UNIVERSITE
DE METZ

THESE

présentée dans le cadre de l'Ecole Doctorale PROMEMA
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Metz

mention **Physique**

Par

Delphine WOLFERSBERGER

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	19990565
Cote	S/M3 99/22
Loc	Magasin

Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation photoréfractive d'une impulsion laser pour application à la limitation optique

Soutenue le 27 Avril 1999 devant la commission d'examen :

C. FROEHLY	Directeur de recherche CNRS, IRCOM, Université de Limoges (Rapporteur)	
R. HOLLINS	Doctor at Defense Research Agency, UK	(Rapporteur)
G. ROOSEN	Directeur de recherche CNRS, IOTA, Laboratoire C. Fabry, ORSAY	
I. LEDOUX	Professeur à l'ENS Cachan, CACHAN	
D. RYTZ	Docteur d'état, directeur de F.E.E., Idar Oberstein (Allemagne)	
J.T. AUDREN	Chargé de mission à la direction des développements et de la prospective SFIM Industries	Codirecteur de thèse
G. KUGEL	Professeur de l'Université de Metz, CLOES	Directeur de thèse
J. MAUFOY	Professeur à Supélec, Metz	Coencadrant de thèse

Je remercie ...

- Gilles Berlin, qui a réalisé toute l'automatisation du banc expérimental ainsi que du protocole de mesure, lors de son stage de fin d'études d'IUP3 Génie des Systèmes Industriels.
- Nicolas Fressengeas, qui a largement participé à l'encadrement de ce travail de recherche. Merci pour ton aide scientifique et ton soutien.
- Godefroy Kugel pour avoir accepté la direction de cette thèse. Un immense et sincère merci pour ta constante bonne humeur, ta disponibilité et tes précieux conseils.
- Jean Maufoy, co-encadrant de cette thèse, pour m'avoir apporté ses connaissances techniques dans le domaine de la mesure pour la conception et la réalisation du banc expérimental.
- Jean Thierry Audren de SFIM Industries pour m'avoir proposé ce travail de thèse.
- Claude Froehly et Richard Hollins pour avoir accepté, malgré leurs nombreuses occupations, la tâche de rapporteur.
- Gérald Roosen, Isabelle Ledoux et Daniel Rytz d'être présents à ce jury de thèse.
- Jean Marc Vanzo pour son accueil au sein du personnel de Supélec.
- Mario Fernandes qui a conçu et réalisé toutes les pièces mécaniques nécessaires à la réalisation de ce banc expérimental.
- Michel Mottin qui a réalisé l'électronique du banc de mesure.
- Michel Goetz pour son soutien scientifique et moral.
- Yves Houzelle pour ses compétences en électronique. Merci Yves de m'avoir accueillie dans ton bureau et de m'y avoir supportée pendant trois longues années.
- Catherine Mailhan, Frédéric Lhommé, Patrick Mercier, Jeanine Zayer et tous mes collègues de Supélec et du CLOES pour leur accueil chaleureux.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	1
--------------	---

CHAPITRE A : PRESENTATION DES OBJECTIFS : LA LIMITATION OPTIQUE	5
---	---

I. OBJECTIF DE L'ETUDE	6
I.1. POSITION DU PROBLEME.....	6
I.2. LIMITEUR OPTIQUE IDEAL	6
II. LA LIMITATION OPTIQUE : HISTORIQUE ET PROCEDES PROMETTEURS.....	7
II.1. HISTORIQUE ET PROCEDES PROMETTEURS.....	8
II.2. ETAT DE L'ART DANS LE DOMAINE DE LA PHOTOREFRACTIVITE	10
III. UTILISATION DE L'AUTO-FOCALISATION PHOTOREFRACTIVE.....	11
III.1. PRINCIPE.....	11
III.2. PROCEDES PHYSIQUES UTILISES	12
III.3. FACTEUR DE PROTECTION.....	13
III.4. CADRE DE NOTRE TRAVAIL.....	15
REFERENCES DU CHAPITRE A	16

CHAPITE B : EFFET PHOTOREFRACTIF ET AUTO-FOCALISATION : ETAT DE L'ART	18
---	----

I. LA PHOTOREFRACTIVITE	19
I.1. DEFINITION.....	19
I.2. LES MECANISMES.....	19
II. LA PHOTOREFRACTIVITE EN IMPULSIONS BREVES.....	20
II.1. ETAT DE LA RECHERCHE INTERNATIONALE DANS LE DOMAINE DE LA PHOTOREFRACTIVITE IMPULSIONNELLE.....	21
II.1.1. Les différents cristaux étudiés.....	21
II.1.2. Les différents types d'expériences.....	22
II.1.3. Les différents phénomènes observés.....	23
II. 1.4. Les différentes théories.....	24

II.2. LES MATERIAUX PHOTOREFRACTIFS RETENUS POUR NOTRE ETUDE : LES CRISTAUX SILLENITES	25
II.2.1. Pourquoi les cristaux sillénites ?.....	25
II.2.2. Théories existantes dans le cas d'expériences de mélange à deux ondes [20][23].....	25
II.2.3. Résultats expérimentaux en excitation impulsionnelle [20][23].....	27
II.3. LES AUTRES MATERIAUX POSSIBLES.....	28
III. ETUDE TEMPORELLE DE L'AUTO-FOCALISATION EN REGIME CONTINU.....	29
III.1. POSITION DU PROBLEME.....	29
III.2. ETUDE DU REGIME TRANSITOIRE.....	29
III.3. TEMPS DE REPONSE : RESULTATS PROMETTEURS POUR NOTRE ETUDE	32
III.4. LIMITES DU MODELE PRECEDENT	32
IV. CADRE ET OBJECTIFS DE NOTRE TRAVAIL.....	33
REFERENCES DU CHAPITRE B	35

CHAPITRE C : MODELE THEORIQUE DE L'AUTO-FOCALISATION PHOTOREFRACTIVE D'UNE IMPULSION LASER

38

I. MODELE THEORIQUE DE LA PROPAGATION D'UN FAISCEAU LASER IMPULSIONNEL FIN DANS UN CRISTAL PHOTOREFRACTIF	39
I.1. MODELE DE TRANSPORT PAR BANDE.....	39
I.1.1. Equations générales de Kukhtarev [1]	39
I.1.2. Passage à une dimension en diffraction : modèle de dimension (1+1).....	41
I.2. ETUDE DU COMPORTEMENT TEMPOREL DE LA VARIATION D'INDICE DE REFRACTION.....	43
I.2.1. Hypothèses dans le cadre d'une illumination nanoseconde	43
I.2.1.1. Temps de recombinaison long par rapport à la durée de l'impulsion : $\tau_p \ll \tau_R$	43
I.2.1.2. Taux de génération thermique faible devant le taux de photoexcitation : $\beta \ll s_{lem}$	45
I.2.2. Obtention d'une équation différentielle liant le champ de charge d'espace et l'éclairement.....	46
I.2.2.1. Détermination de la densité de donneurs ionisés	46
I.2.2.2. Equation différentielle non linéaire résultante.....	46
I.2.3. Conclusion partielle.....	48
I.3. EQUATION DE PROPAGATION DE L'IMPULSION LASER.....	48
I.3.1. Equation d'onde.....	48
I.3.2. Expression de la variation d'indice.....	49
I.3.2.1. Effet électro-optique.....	49
I.3.2.2. Variation d'indice.....	50
I.3.3. Equation de propagation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif.....	51
II. RESOLUTIONS NUMERIQUES DES EQUATIONS DE CHAMP DE CHARGE D'ESPACE ET DE PROPAGATION.....	52
II.1. EVOLUTION DU CHAMP DE CHARGE D'ESPACE EN FONCTION DU TEMPS ET DE L'ESPACE	52
II.1.1. Méthode numérique de résolution	53
II.1.2. Exemples de résultats numériques obtenus.....	53

II.1.2.1. Masquage du champ extérieur appliqué dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ pendant la durée d'une impulsion.....	54
II.1.2.2. Influence de différents paramètres sur la construction du champ de charge d'espace.....	56
II.1.2.2.a. Influence de la densité de donneurs N_D	57
II.1.2.2.b. Influence de l'éclairement.....	58
II.1.2.2.c. Influence du champ extérieur appliqué.....	59
II.1.2.2.d. Influence de la mobilité.....	60
II.1.2.2.e. Auto-focalisation dans les perovskites : KNbO_3	62
II.1.2.3. Conclusion.....	63
II.2. SIMULATION DE LA PROPAGATION D'UNE IMPULSION LASER DANS UN MATERIAU PHOTOREFRACTIF.....	64
II.2.1. Méthode numérique : <i>Split-Step Fourier (SSF)</i>	65
II.2.2. Synoptique du simulateur.....	66
II.2.3. Exemple de simulation.....	69
II.2.3.1. Calcul numérique de la propagation d'une impulsion laser dans BSO.....	69
II.2.3.2. Exemple d'exploitation des résultats obtenus.....	73
REFERENCES DU CHAPITRE C.....	75
ANNEXE : METHODES NUMERIQUES DE RESOLUTION.....	76

CHAPITRE D : CONCEPTION ET REALISATION DU BANC EXPERIMENTAL 83

I. CRISTAL PHOTOREFRACTIF ETUDIE : $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO).....	84
I.1. CHOIX DU MATERIAU.....	84
I.2. PROPRIETES OPTIQUES.....	84
II. LE BANC EXPERIMENTAL.....	86
II.1. SCHEMA GENERAL DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	87
II.2. DESCRIPTION DES DIFFERENTS ELEMENTS DU MONTAGE.....	89
II.2.1. La source laser.....	89
II.2.2. Le système d'atténuation du faisceau laser.....	89
II.2.2.1. Caractéristiques techniques.....	90
II.2.2.2. Matrices de Jones des différents éléments du système.....	90
II.2.3. Zoom.....	92
II.2.4. Alimentation haute-tension.....	93
II.2.5. Oscilloscope numérique.....	93
II.2.6. Automatisation du banc.....	94
II.3. METHODES D'OBSERVATION ET DE MESURE.....	94
II.3.1. Observation directe (caméra CCD).....	94
II.3.1.1. Principe.....	94
II.3.1.2. Positionnement.....	95
II.3.1.3. Inconvénient de cette méthode de mesure.....	96
II.3.2. Observation indirecte.....	97

II.3.2.1. Principe de la mesure	97
II.3.2.2. Intérêt de cette méthode de mesure	98
III. PROBLEMES RENCONTRES LORS DE LA MISE AU POINT DU BANC	99
III.1. AUTO-DEVIATION DU FAISCEAU DUE A L'ENTRAÎNEMENT DES PORTEURS PAR LE CHAMP	99
III.1.1. Mise en évidence par Marquez Aguilar et al. [10]	99
III.1.2. Principe de la mesure de l'auto-déviaton.	100
III.2. POLARISATION ET POUVOIR ROTATOIRE	101
III.2.1. Influence du pouvoir rotatoire des cristaux sillénites	101
III.2.2. Compensation de l'activité optique	102
REFERENCES DU CHAPITRE D	103
ANNEXES : CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS UTILISES	104
BTO.....	104
<i>Caractéristiques générales</i>	104
BTO18.....	104
BTO16 long.....	104
BTO16 fin.....	104
BATiO ₃	104
<i>Caractéristiques générales (température ambiante)</i>	104
<i>Echantillon utilisé</i>	105
CALCUL DE POSITION	106

CHAPITRE E : ETUDE EXPERIMENTALE DE L'AUTO-FOCALISATION EN REGIME NANOSECONDE : RESULTATS

108

I. MESURES QUALITATIVES SUR BTO ET ABSENCE D'AUTO-DEVIATION.....	109
I.1. MESURES QUALITATIVES PAR OBSERVATION DIRECTE	109
I.1.1. Mise en évidence qualitative de l'auto-focalisation d'une impulsion.....	109
I.1.2. Difficulté de la visualisation temporelle du phénomène.....	111
I.2. MESURE D'UNE AUTO-DEVIATION EVENTUELLE ("SELF- BENDING").....	111
I.2.1. Résultats expérimentaux.....	112
I.2.2. Synthèse et comparaison au phénomène en régime continu	113
II. PRESENTATION DE LA SYSTEMATIQUE DE MESURE	115
II.1. PRINCIPE DE LA MESURE INDIRECTE.....	115
II.2. PROTOCOLE EXPERIMENTAL MIS EN OEUVRE.....	115
II.3. PARAMETRES PRIS EN COMPTE DANS LA CAMPAGNE DE MESURES	119
II.4. CRISTAUX BTO ETUDIES.....	121
III. ETUDE SUR L'ECHANTILLON DE BTO18 DE L'AUTO-FOCALISATION EN FONCTION DU CHAMP EXTERIEUR APPLIQUE E_{EXT}	122

III.1. MESURES ET PREMIERS ELEMENTS D'ANALYSE POUR UN COL D'ENTREE W_e , UNE DENSITE D'ENERGIE D_e , UNE POLARISATION P_s DONNEE.....	122
III.1.1. <i>Résultats directs de mesures</i>	122
III.1.2. <i>Premiers éléments d'analyse de ces résultats</i>	124
III.2. MESURES ET PREMIERS ELEMENTS D'ANALYSE DE L'AUTO-FOCALISATION POUR DIFFERENTES DENSITES D'ENERGIES D_e	125
III.2.1. <i>Résultats directs de mesure</i>	125
III.2.2. <i>Premiers éléments d'analyse de ces résultats</i>	128
III.3. MESURES ET PREMIERS ELEMENTS D'ANALYSE DE L'AUTO-FOCALISATION POUR DIFFERENTES VALEURS DU COL D'ENTREE W_e	130
III.3.1. <i>Résultats directs de mesure</i>	130
III.3.2. <i>Premiers éléments d'analyse de ces résultats</i>	134
IV. ETUDE DE L'AUTO-FOCALISATION EN FONCTION DE LA POLARISATION.....	136
IV.1. MESURES ET PREMIERS ELEMENTS D'ANALYSE POUR DIFFERENTES POLARISATIONS EN FONCTION DU CHAMP EXTERIEUR APPLIQUE E_{EXT}	136
IV.1.1. <i>Influence de la polarisation et du pouvoir rotatoire</i>	136
IV.1.2. <i>Résultats préliminaires par la méthode directe</i>	137
IV.1.3. <i>Résultats directs de mesure pour une polarisation de sortie en configuration défocalisante</i>	139
IV.1.4. <i>Premiers éléments d'analyse de ces résultats</i>	141
IV.2. ETUDE SUR L'ECHANTILLON LONG DE BTO16 LONG DE L'AUTO-FOCALISATION EN FONCTION DU CHAMP EXTERIEUR APPLIQUE E_{EXT}	142
IV.2.1. <i>Exemple de résultats directs de mesure</i>	142
IV.2.2. <i>Premiers éléments d'analyse de ces résultats</i>	145
IV.3. ETUDE SUR L'ECHANTILLON BTO16 FIN EN FONCTION DU CHAMP EXTERIEUR APPLIQUE E_{EXT}	146
IV.3.1. <i>Résultats directs de mesure</i>	147
IV.3.2. <i>Analyse de ces résultats</i>	148
V. AUTRE CRISTAL ETUDIE : MESURES SUR $BATIO_3$	148
V.1. CONFIGURATION EXPERIMENTALE.....	148
V.2. RESULTATS	149
V.2.1. <i>Déviation du faisceau</i>	149
V.2.2. <i>Observation qualitative systématique de l'impulsion de sortie du cristal en fonction du champ électrique appliqué</i>	151
V.2.3. <i>Mesure quantitative de l'auto-déviation du faisceau</i>	154
REFERENCES DU CHAPITRE E	157
ANNEXE : CALCUL DU COL DU FAISCEAU W_R EN SORTIE DU CRISTAL AU REPOS (DIFFRACTION NATURELLE).....	158

CHAPITRE F : ANALYSE COMPARATIVE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DU MODELE THEORIQUE

159

I. PRESENTATION DE LA SIMULATION DE LA PROPAGATION D'UNE IMPULSION LASER DANS UN CRISTAL PHOTOREFRACTIF	160
---	-----

I.1. OPTIMISATION DU SIMULATEUR.....	160
I.2. SYNTHÈSE DES SIMULATIONS DE PROPAGATION.....	161
I.3. EXEMPLE DE SIMULATION	163
I.3.1. Calcul numérique de la propagation d'une impulsion laser dans BSO	163
I.3.2. Protocole d'analyse.....	167
II. ANALYSE COMPARATIVE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DU MODELE THEORIQUE.....	169
II.1. ANALYSE QUALITATIVE : VALIDITE DU MODELE ET INFLUENCE DE DIFFERENTS PARAMETRES.....	169
II.1.1. Paramètres relatifs au cristal.....	169
II.1.2. Influence de la polarisation du faisceau.....	170
II.1.2.1. Faisceau polarisé suivant l'axe propre + δn ($P=+45^\circ$).....	170
II.1.2.2. Faisceau polarisé suivant l'axe propre - δn ($P=-45^\circ$).....	172
II.1.2.3. Conclusion partielle et simulations envisagées.....	173
II.1.3. Influence du champ appliqué sur l'auto-focalisation	174
II.1.3.1. Evolution du coefficient de diffraction α en fonction du champ extérieur appliqué E_{ext}	174
II.1.3.2. Auto-déviation du faisceau.....	176
II.1.4. Influence de l'éclairement.....	178
II.1.5. Influence du col d'entrée	179
II.1.6. Influence de la longueur du cristal.....	181
II.1.7. Influence de la mobilité.....	184
II.1.8. Bilan et conclusions de l'analyse qualitative.....	186
II.2. COMPARAISON QUANTITATIVE DES DIAMETRES DE SORTIE DU CRISTAL EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES	187
II.2.1. Détermination de la mobilité des échantillons étudiés	188
II.2.1.1. Coefficient de diffraction en fonction de la mobilité dans BTO18.....	188
II.2.1.2. Coefficient de diffraction en fonction de la mobilité dans BTO16.....	190
II.2.2. Présentation des simulations réalisées.....	192
II.2.2.1. Calcul numérique de la propagation d'une impulsion laser dans BTO18.....	192
II.2.2.2. Comparaison quantitatives des mesures brutes et du coefficient de diffraction calculé $\alpha(t)$	195
II.2.3. Analyse.....	197
II.2.3.1. Evolution du coefficient de diffraction en fonction de la polarisation à la sortie du cristal.....	197
II.2.3.2. Evolution du coefficient de diffraction en fonction du champ extérieur appliqué.....	198
II.2.4. Conclusion partielle.....	200
III. ANALYSE CRITIQUE	201
III.1. BILAN DE L'ANALYSE COMPARATIVE DU MODELE ET DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	201
III.2. CRITIQUE DE L'EXPERIMENTATION.....	203
III.2.1. Critique de la mesure indirecte.....	203
III.2.2. Problèmes posés par un échauffement thermique du cristal	204
III.3. CRITIQUE DU MODELE THEORIQUE.....	205
III.3.1. Modèle de dimension $(l+1)$	205
III.3.2. Diffusion, effet photovoltaïque.....	206

III.3.3. Absorption.....	207
III.3.4. Influence de la polarisation et du pouvoir rotatoire.....	207
III.3.5. Origine possible de l'erreur : modèle à 1 seul niveau.....	208
IV. BILAN ET PERPECTIVES.....	209
IV.1. AUTO-FOCALISATION EN REGIME NANOSECONDE.....	209
IV.2. BILAN VIS A VIS DE LA LIMITATION OPTIQUE.....	210
IV.2.1. Validation du principe de limitation utilisant l'auto-focalisation photoréfractive.....	210
IV.2.2. Facteur de limitation de la fluence.....	211
IV.2.3. Problèmes posés par BTO.....	212
IV.2.4. Perspectives : recherches futures sur SBN.....	213
IV.2.4.1. Expérimentations sur SBN.....	213
IV.2.4.2. Amélioration du simulateur.....	214
REFERENCES DU CHAPITRE F.....	215
ANNEXE : CALCUL DE L'ECHAUFFEMENT DU CRISTAL AU NIVEAU DU FAISCEAU	217

SYMBOLES UTILISÉS

BTO	$\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$
BSO	$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$
BGO	$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$
BaTiO_3	Titanate de Baryum
SBN	$\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$
N_D	densité de donneurs
N_D^+	densité de donneurs ionisés
n_e	densité locale d'électrons
N_A	densité d'accepteurs
s	section de photoexcitation
β	taux de génération thermique
ξ	taux de recombinaison des porteurs de charge
J	densité de courant
ρ	densité de charge
e	charge électrique de l'électron
μ	mobilité électronique
K_B	constante de Boltzmann
β_{ph}	élément du tenseur photovoltaïque le long de l'axe ferroélectrique c
ϵ_0	permittivité diélectrique du vide
ϵ_r	permittivité relative du milieu

τ_p	durée d'une impulsion
τ_R	temps de recombinaison des porteurs
τ_{di}	temps de relaxation diélectrique
k	vecteur d'onde
I_{em}	éclairement local dû au faisceau
I_0	éclairement maximal
E_{ext}	champ électrique extérieur appliqué
w_e	col du faisceau à l'entrée du cristal
δn	variation de l'indice de réfraction
$[r]$	tenseur électro-optique linéaire
$[s]$	tenseur électro-optique quadratique

INTRODUCTION

Les recherches sur la limitation optique connaissent actuellement un net regain d'intérêt et d'activité. L'apparition des lasers à forte énergie et fournissant un rayonnement sur une plage de longueurs d'onde importante, du visible au proche infrarouge, rend les besoins des industriels croissants en matière de protection des systèmes de visée. Les filtres optiques, éliminant la longueur d'onde du faisceau laser intense pour protéger les dispositifs optiques, sont devenus insuffisants et de nouvelles études, se fondant sur l'absorption ou la réfraction non linéaire, sont menées.

Les matériaux photoréfractifs semblent pouvoir être des matériaux prometteurs pour la limitation optique, car ils possèdent certaines propriétés caractéristiques du dispositif de protection souhaité. Ces milieux présentent la qualité d'être utilisables dans une large bande spectrale (du visible au proche infrarouge) et ils devraient permettre une protection à la fois en régime d'excitation continue et impulsionnelle. De plus, leur coefficient d'absorption faible assure une bonne transparence, permettant ainsi une bonne transmission linéaire.

Ce manuscrit propose une étude des possibilités d'utilisation de l'auto-focalisation photoréfractive en régime impulsionnel pour la limitation optique. L'auto-focalisation de faisceaux lasers continus dans des matériaux photoréfractifs à des puissances de l'ordre du microWatt fait l'objet, depuis quelques années, de nombreuses recherches théoriques et expérimentales. Les cristaux photoréfractifs permettent, en effet, d'auto-focaliser ou d'auto-défocaliser un faisceau lumineux au cours de sa propagation. Ces phénomènes apparaissent, en général, dans des échantillons de cristaux soumis à un champ électrique extérieur appliqué ou en présence d'un effet photovoltaïque. Des travaux théoriques récents, étudiant le comportement temporel du phénomène d'auto-focalisation en régime continu, mettent en évidence qu'un faisceau peut être auto-focalisé en un temps aussi court que souhaité si son éclairement est suffisamment élevé.

Ce travail consiste donc en l'étude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation d'une impulsion laser d'une durée de quelques nanosecondes dans des matériaux photoréfractifs, l'objectif étant :

- de mettre au point un dispositif expérimental, permettant de faire de façon totalement automatisée une systématique de mesure du comportement temporel d'une impulsion laser traversant un milieu photoréfractif.
- de modéliser théoriquement les mécanismes de transport de charge et leur influence sur l'auto-focalisation d'une impulsion, de manière à étudier les conditions d'obtention du phénomène.

La première phase de notre travail a consisté en une étude bibliographique portant sur l'auto-focalisation photoréfractive de faisceaux lasers en régime impulsionnel. La littérature dans ce domaine étant inexistante, notre étude a porté sur la photoréfractivité en impulsions brèves dans d'autres types d'expériences telles que le mélange à deux ou à quatre ondes et sur l'étude du comportement temporel de l'auto-focalisation de faisceaux continus. Ceci nous a permis de recenser et d'analyser les résultats prometteurs pour une étude en excitation impulsionnelle.

Ce manuscrit propose ensuite une approche théorique de l'auto-focalisation photoréfractive d'une impulsion laser. Par le biais de méthodes de calculs numériques, le comportement du champ de charge d'espace en fonction du temps et de l'espace est décrit, étudiant l'influence de différents paramètres tels que le champ extérieur appliqué, l'éclairement dû au faisceau. La propagation d'une impulsion laser d'une durée de quelques nanosecondes dans un cristal photoréfractif est ainsi simulée et les possibilités d'auto-focaliser le faisceau sont étudiées.

Simultanément à cette étude théorique, nous avons conçu et réalisé un banc permettant d'effectuer des mesures systématiques sur plusieurs cristaux de l'évolution temporelle du phénomène d'auto-focalisation du faisceau au cours de l'impulsion.

Une comparaison détaillée entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques est alors réalisée. Un bilan vis à vis de l'application du phénomène d'auto-focalisation à la limitation optique est établi, ouvrant la voie vers de futures recherches sur d'autres matériaux, en vue de la réalisation pratique d'un dispositif de protection.

Ce travail a été mené, dans le cadre d'un contrat Cifre, en collaboration entre le laboratoire Matériaux Optiques à Propriétés Spécifiques (MOPS) du Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des Solides (CLOES) de l'université de Metz, l'Ecole Supérieure d'Electricité (Supélec-campus de Metz) et SFIM industries, partenaire industriel.

CHAPITRE A :

PRESENTATION DES OBJECTIFS : LA LIMITATION OPTIQUE

Ce chapitre est consacré à la présentation de l'application en vue de laquelle le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé : la limitation optique.

- Dans un premier temps, nous présentons les besoins des industriels en dispositifs de protection contre les agressions laser et nous définissons les caractéristiques du limiteur optique idéal.

- Nous donnons ensuite un bref historique des recherches menées, visant à exposer les principaux procédés prometteurs.

- Enfin, nous présentons le principe du dispositif utilisant l'auto-focalisation photoréfractive et nous définissons plus précisément les objectifs de notre travail.

I. Objectif de l'étude

I.1. Position du problème

Les recherches sur la limitation optique connaissent actuellement un net regain d'intérêt et d'activité¹. Les systèmes de visée comportent de plus en plus de systèmes optroniques et il est possible de se procurer des lasers à forte énergie susceptibles de détruire le détecteur image, rendant le système optronique aveugle quand il ne s'agit pas de l'opérateur lui-même. Le problème le plus important est celui des lasers dits « agiles », fournissant un rayonnement sur une plage de longueurs d'onde importante dans le spectre utile (du visible au proche infrarouge). L'utilisation de filtres optiques, éliminant la longueur d'onde du faisceau laser intense pour protéger les dispositifs optiques, n'est donc plus suffisante et de nouvelles pistes de recherches sont étudiées ; la plupart des études menées se fondent sur les matériaux à absorption ou à réfraction non linéaire.

La fonction limitation optique doit donc couvrir une **large bande spectrale**, prenant en compte des longueurs d'onde du visible au proche infrarouge, et être efficace à des **échelles temporelles variées**, allant du régime continu à des impulsions brèves d'une durée de quelques nanosecondes et d'éclairements élevés (du mégawatts/cm² (MW/cm²) au gigawatts/cm² (GW/cm²)).

I.2. Limiteur optique idéal

Pour définir les caractéristiques importantes d'un système de protection, il est intéressant de décrire le limiteur optique idéal, dont la courbe de transmission est présentée sur la figure 1.

¹ Le premier colloque international sur la limitation optique s'est tenu à Cannes (France) du 28 Juin au 1^{er} Juillet 1998.

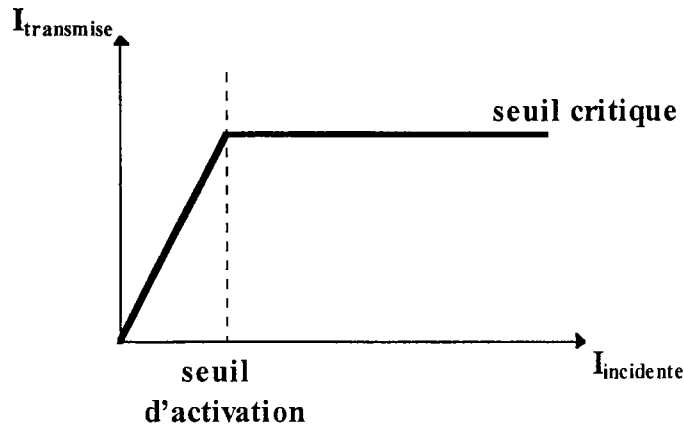


Figure 1 : Courbe de transmission d'un limiteur optique idéal.

Le système auto-activé doit présenter un seuil de déclenchement (ou d'activation) de la protection, suffisamment faible par rapport à la fluence² tolérée par l'oeil humain. Le limiteur optique idéal doit ainsi présenter les caractéristiques suivantes :

- un temps de réponse court (nanoseconde).
- une large bande spectrale (longueurs d'onde allant du visible au proche infrarouge).
- une protection à la fois contre les lasers continus et les impulsions lasers brèves (ns) de haute puissance.
- une bonne transparence, assurant ainsi une bonne transmission linéaire.
- un seuil d'activation de la protection faible.
- et évidemment, si possible, un faible coût.

II. La limitation optique : historique et procédés prometteurs

Le but de cette section est de situer nos travaux dans un contexte général, en rappelant les différents processus physiques étudiés et généralement proposés pour la limitation

² Le terme « fluence » désigne une densité d'énergie surfacique, symbole d_e , et s'exprime donc en millijoules/cm² (mJ/cm²).

optique. Dans un premier temps, un bref historique¹ est présenté. Ensuite, les processus prometteurs et les études réalisées utilisant le phénomène photoréfractif sont exposées.

II.1. Historique et procédés prometteurs

Le premier limiteur optique passif a été conçu et testé par Leite et al. [1] : il était basé sur un **processus de lentille thermique** généré par absorption, apparaissant dans un liquide traversé par un faisceau laser continu.

Deux ans plus tard, l'**Absorption à deux Photons**² ("Two Photon Absorption" (TPA)) est proposée par Ralston et al. [2] et étudiée pour protéger contre l'illumination de lasers pulsés. Ce phénomène fait partie des processus optiques non linéaires, largement étudiés à l'heure actuelle pour être utilisés pour la limitation optique [3] : il permet une bonne protection à l'échelle nanoseconde et présente une absorption non linéaire large bande. En effet, la limitation optique a été démontrée être significative pour des impulsions de durée 5 ns à la longueur d'onde $\lambda=600$ nm et des énergies comprises entre 0,2 et 0,8 mJ. Par ailleurs, ce mécanisme est particulièrement intéressant puisqu'il permet une transmission linéaire supérieure à 95 % [4].

En 1985, Soileau propose l'**utilisation de cristaux liquides** pour la limitation optique d'impulsions picosecondes (ps) [5]. La protection observée semble due à la réfraction non linéaire entraînant une auto-focalisation et engendrée par absorption à deux photons. Les cristaux liquides avaient déjà fait l'objet auparavant de recherches menées par Khoo et al. [6] dans le cas d'illuminations continues de faibles éclairéments.

Les particules de carbone en suspension ("Carbon Black Suspension" (CBS)) ont été suggérées pour la limitation optique dans les années 80 [7] : il a été mis en évidence que de telles particules absorbantes, en suspension dans un liquide, entraînent une transmission

¹ Je remercie Eric W. Van Stryland de CREOL, School of Optics, University of Central Florida, Orlando pour m'avoir fait parvenir sa publication « Passive optical Limiting : Where are we? » E.W. Van Stryland, M.J. Soileau, S. Ross, D.J. Hagan associée au First International Workshop on Optical Power Limiting 28/06-1/07/1998, Cannes (France), qui m'a permis de réaliser ce bref historique sur la limitation optique.

² L'Absorption à deux Photons désigne une absorption de la lumière se produisant par l'intermédiaire de plusieurs états quantiques, correspondant chacun à l'absorption d'un photon.

non linéaire quand elles sont exposées à des impulsions lasers intenses. Mansour et al. [8] réalisent en 1992 des expérimentations sur ce type de particules pour déterminer les mécanismes à l'origine du pouvoir de limitation observé. La transmission non linéaire serait due à un phénomène de dispersion non linéaire ; la limitation est fonction de la fluence incidente, rendant ainsi la protection efficace pour des impulsions de durée nanoseconde.

Ces particules semblent, à l'heure actuelle, d'un grand intérêt pour la limitation optique, ceci étant dû à leur forte non linéarité, leur grande sensibilité et leur transmission large bande [9]. Des études récentes ont montré qu'en utilisant la combinaison appropriée entre la taille des particules et le fluide environnant, ces particules peuvent limiter des impulsions d'une durée allant de la nanoseconde à 150 microsecondes [10]. De plus, en régime impulsif, la méthode CBS semble présenter une limitation large bande, du visible au proche infrarouge, et des seuils d'activation de la protection de quelques millijoules/cm².

L'**Absorption Saturable Inverse**³ ("**Reverse Saturable Absorption**" (RSA)) a été étudiée en premier lieu par Giuliano et Hess en 1967 [11] et utilisée pour la limitation optique à la fin des années 80 [12,13]. Les phthalocyanines et naphthalocyanines, composés de type organique, sont connues pour leurs propriétés d'absorption saturable inverse dans le visible [14]. Ces molécules, permettant une large atténuation d'impulsions lasers de l'échelle temporelle nanoseconde à microseconde, semblent susceptibles de produire des fonctions de limitation. Toutefois, la faible énergie supportée par l'oeil ($\approx 0,2 \mu\text{J}$ pour des durées d'impulsions de la nanoseconde à la microseconde à $\lambda=532 \text{ nm}$) nécessite des matériaux très concentrés, présentant donc une mauvaise transmission dans le visible : néanmoins, un bon compromis entre la couleur et les performances a pu être atteint par certains auteurs [14].

La **photoréfractivité** a également été étudiée pour la limitation optique dans différentes configurations, utilisant le "**beam fanning**"⁴ [15] ou le **mélange à deux ondes** [16]. Nous ne présentons pas ici ces études, puisqu'elles font l'objet de la section II.2. de ce chapitre.

³ L'Absorption Saturable Inverse traduit la propriété d'un matériau d'être transparent jusqu'à un certain seuil d'énergie reçue, à partir duquel il devient absorbant (inversement à l'absorption saturable).

⁴ Ce terme anglais est délicat à traduire dans notre contexte, c'est pourquoi nous l'utiliserons tel quel. Le verbe "to fan out" signifie en anglais "se déployer en éventail". Le beam fanning repose sur cette image d'un éventail qui se déploie; les rayons de fanning s'écartent progressivement du rayon incident pour se diriger dans la direction de l'axe ferroélectrique c du cristal.

Ce bref historique sur la limitation optique n'est pas exhaustif mais présente les résultats essentiels des études menées dans ce domaine. De nombreux travaux et de nouveaux matériaux fortement non linéaires sont encore nécessaires pour atteindre un facteur de protection convenable. Les recherches se poursuivent vers la modélisation de la propagation dans des matériaux non linéaires, incluant plusieurs formes d'interactions comme l'absorption à deux photons, l'absorption saturable inverse et la réfraction non linéaire. La combinaison de la réfraction non linéaire avec l'absorption non linéaire peut être une solution intéressante.

II.2. Etat de l'art dans le domaine de la photoréfractivité

Peu de recherches ont été menées sur l'utilisation du phénomène photoréfractif pour la limitation optique. Les seules existantes concernent essentiellement deux types de phénomènes, observés notamment dans des cristaux de Titanate de Baryum (BaTiO_3) : le **"beam fanning"** [15] et le **mélange à deux ondes** [16].

Cronin Golomb et al. [15] présentent des études expérimentales et théoriques de l'utilisation de la photoréfractivité pour la conception de limiteurs optiques. En effet, dans de nombreux cristaux photoréfractifs, les non linéarités sont si élevées qu'un faisceau laser perd une partie de sa puissance par "fanning". Un tel phénomène est exploitable pour la limitation optique : il permet la déviation angulaire d'une partie du faisceau laser de sa direction incidente, permettant ainsi de protéger le détecteur. Selon les auteurs, des expériences préliminaires montrent qu'une déviation de 98-99 % de la lumière incidente peut être obtenue. La radiation, défléchie et non absorbée dans le cristal, minimise les dommages possibles du limiteur. Les seuils de dommage élevés dans BaTiO_3 permettent des mesures à des éclaircissements continus de l'ordre de 100 W/cm^2 . De plus, ce type de phénomène présente l'avantage d'être large bande dans le visible. Toutefois, cette étude, datant de 1985, n'a jamais permis de réaliser un dispositif suffisamment efficace pour la limitation optique.

McCahon et al. [16] étudient l'utilisation du mélange à deux ondes pour la limitation optique. Des mesures réalisées sur un dispositif basé sur un cristal de BaTiO_3 , mettent en évidence, à cause du mélange d'ondes, l'atténuation d'un faisceau cohérent en présence d'un faisceau signal incohérent, ceci à la fois en régime continu et impulsionnel. Cette technique présente essentiellement deux inconvénients :

- ces mécanismes s'activent uniquement pour des puissances élevées.
- le faisceau incident sur le limiteur doit au préalable être divisé et doit se recombinaer dans le matériau.

Notons qu'aucune étude sur l'utilisation de l'auto-focalisation photoréfractive n'existait au début de nos travaux dans le domaine de la limitation optique.

III. Utilisation de l'auto-focalisation photoréfractive

III.1. Principe

La protection proposée dans le présent travail se fonde sur l'étalement de l'énergie lumineuse du faisceau agresseur sur la rétine de l'oeil ou le capteur d'image, entraînant alors une diminution de la fluence. Le principe ne se fonde pas sur l'absorption de l'énergie du faisceau dans le limiteur mais sur le déplacement du plan focal du faisceau laser dans le système optronique, selon le principe présenté sur les figures 2a) et 2b).

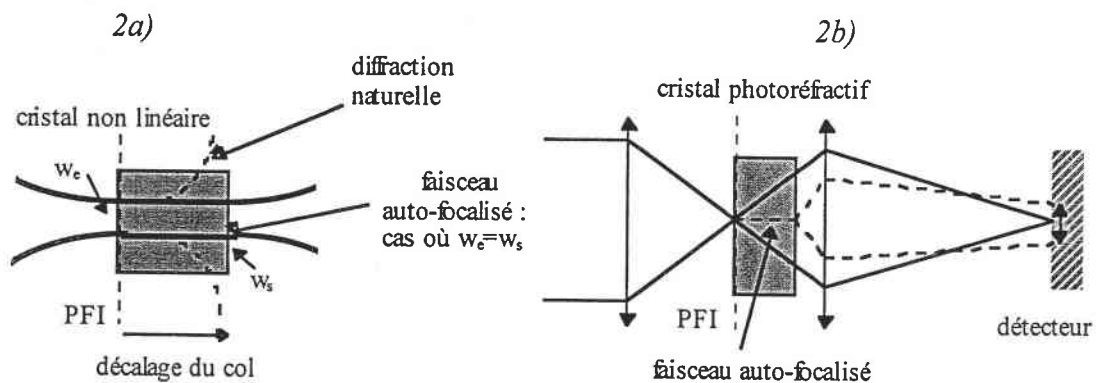


Figure 2 : Auto-focalisation et limitation optique : principe

Le phénomène physique utilisé est l'auto-focalisation du faisceau dans un matériau photoréfractif [17] : la figure 2a) illustre ce principe, qui consiste à déporter le col⁵ du faisceau appliqué à l'entrée du matériau w_e à la sortie (w_s). Ceci permet ainsi de déplacer le point de focalisation hors du plan focal intermédiaire (PFI). La figure 2b) présente le phénomène observé si on ajoute un cristal photoréfractif dans un dispositif simple : le déport du col d'entrée permet ainsi de diminuer la fluence reçue par le détecteur.

En résumé, un cristal photoréfractif placé dans des conditions judicieuses dans le système de formation des images se comporterait comme un matériau linéaire pour le signal utile (l'image) et comme une "lentille" pour le faisceau laser (d'où protection).

III.2. Procédés physiques utilisés

La photoréfractivité désigne de façon très générale la possibilité de modifier l'indice de réfraction d'un matériau par la lumière. L'auto-focalisation d'un faisceau laser dans un cristal photoréfractif correspond à un phénomène d'autoguidage du faisceau lors de sa traversée du matériau : cet effet est induit par une augmentation locale de l'indice due aux mécanismes de la photoréfractivité.

Les propriétés des matériaux photoréfractifs présentant un fort intérêt pour l'application envisagée sont les suivantes :

- **leur transparence** due à leur faible absorption.
- **leur grande sensibilité** : le phénomène se produit pour des fluences faibles. L'avantage d'un tel système de protection est son auto-activation pour des densités d'énergie de l'ordre de 1 mJ/cm^2 , bien en dessous du seuil de destruction de l'oeil humain (1 J/cm^2 pour des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes à quelques millisecondes).
- **leur temps de réponse** : généralement, ce temps de réponse est long par rapport aux matériaux Kerr ; en effet, l'effet photoréfractif est connu comme un effet lent. Toutefois, des études réalisées à Supélec et à l'université de Metz [18] ont permis de montrer

⁵ Dans tout ce manuscrit, le terme "col" est utilisé pour désigner le terme anglo-saxon "waist" du faisceau supposé gaussien. Il désigne l'endroit où ce faisceau présente un front d'onde plan et donc un diamètre minimum. La taille du col est le rayon du faisceau à ces endroits.

théoriquement que sous l'effet d'un éclaircissement élevé, le temps de réponse du cristal photoréfractif peut devenir très court (de l'ordre de la nanoseconde).

- l'effet photoréfractif est connu comme un effet large bande dans le visible.

III.3. Facteur de limitation de la fluence

Si on utilise l'optique gaussienne pour dimensionner le dispositif de limitation optique, les faisceaux sont caractérisés sur l'axe de propagation par la position de leur col w et par leur longueur de diffraction L_r ("longueur de Fresnel"). Ainsi, le système optique transforme un faisceau gaussien en un faisceau gaussien. Un décalage du col d'entrée w_e , depuis le plan focal intermédiaire (PFI) jusqu'à la sortie du matériau (figure 2) de N longueurs de Fresnel, se traduit par un décalage du col au niveau de la rétine (ou du capteur d'image) de la même grandeur relative. Le col du faisceau à la sortie du cristal w_s est égal au col d'entrée w_e multiplié par N (figure 3) et la fluence au niveau du détecteur est ainsi divisée par N^2 .

Si le déport du col est tel que : $w_s = w_e$ (col de sortie = col d'entrée), nous pouvons ainsi estimer un facteur de limitation de la fluence au niveau du capteur, noté F.P., par la relation suivante :

$$F.P. = \frac{I_{lin}}{I_{act}}$$

où - I_{lin} représente l'éclairement dû au faisceau sans effet photoréfractif (dispositif non activé : propagation linéaire).

- I_{act} représente l'éclairement quand la non linéarité est activée.

Par des considérations géométriques simples, la figure 3 montre que ce facteur de limitation de la fluence peut s'exprimer également comme suit :

$$F.P. = \left(\frac{L}{L_r} \right)^2$$

où - L représente la longueur du cristal, ou encore la longueur de déport du col du faisceau.

- $L_r = \frac{kw^2}{2}$ avec k le nombre d'onde, w le col du faisceau.

Notons que dans le cas d'une surfocalisation : $w_s < w_e$, le déport du col est plus grand, ainsi la protection est encore meilleure.

Aussi, si les paramètres intervenant dans le processus d'auto-focalisation (col d'entrée du faisceau w_e dans le cristal photoréfractif, longueur du matériau L) sont correctement dimensionnés, nous pouvons espérer atteindre un facteur de limitation de la fluence convenable pour la limitation optique.

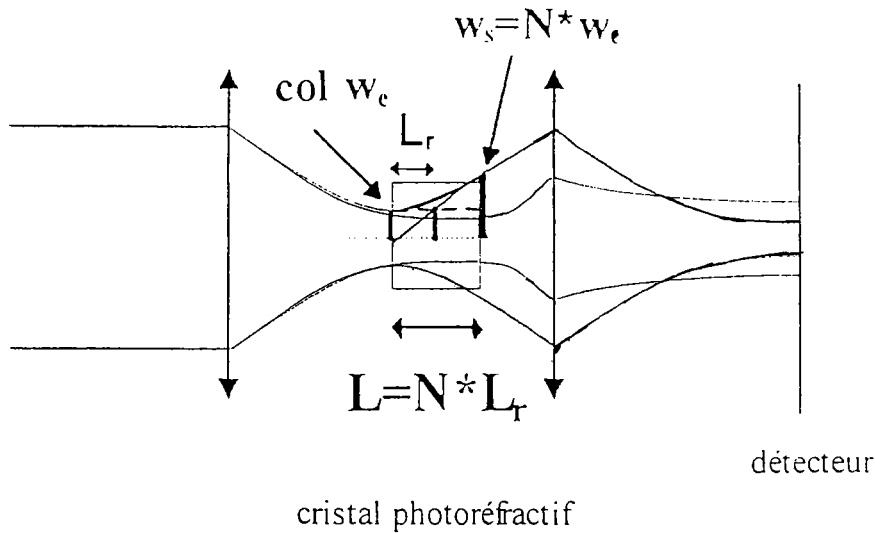


Figure 3 : Facteur de limitation de la fluence

Ce calcul du facteur de limitation permet de donner une estimation de l'atténuation en fluence pouvant être obtenue par l'utilisation d'un cristal photoréfractif à l'intérieur du système de visée. Il ne permet pas de définir précisément le facteur de protection atteint en intégrant le matériau photoréfractif dans un dispositif de visée réel. Pour calculer ce facteur, il conviendrait de prendre en compte le système optique placé en aval du cristal.

III.4. Cadre de notre travail

Les sections précédentes présentent les différentes pistes de recherches explorées, en vue de mettre au point un limiteur optique efficace. L'inconvénient majeur des matériaux étudiés est leur seuil de destruction proche du seuil d'activation du phénomène utilisé pour la protection. D'ailleurs, la plupart des procédés, présentés dans la section II.1. de ce chapitre, présentent un seuil d'activation encore trop élevé par rapport à la fluence tolérée par l'oeil.

Nous proposons donc ici l'utilisation du phénomène d'auto-focalisation photoréfractive pour la limitation optique [17]. Au début de notre travail, aucune étude n'a été menée dans ce domaine : les seules recherches utilisant l'effet photoréfractif concernaient le "beam fanning" [15] ou le mélange à deux ondes [16].

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons uniquement au cas d'impulsions lasers d'une durée de quelques nanosecondes, à la longueur d'onde visible $\lambda=532$ nm. Nous nous attachons, plus particulièrement, à déterminer si une seule impulsion laser s'auto-focalise lors de sa traversée d'un cristal photoréfractif pour des fluences de 1 à 5 mJ/cm².

La solution proposée devrait présenter l'avantage d'atteindre des temps de réponse très courts (ns), sur une large bande spectrale (visible). Les avantages essentiels de cette approche sont par ailleurs :

- les matériaux photoréfractifs possédant un coefficient d'absorption faible, une bonne transparence pour des cristaux de longueurs convenables est conservée.
- comme il sera montré dans la suite du manuscrit, ces matériaux présentent une grande sensibilité : en effet, une dizaine de nanojoules suffisent pour auto-focaliser une impulsion laser.

Références du chapitre A

- [1] R.C.C. Leite, S.P.S. Porto, and P.C. Damen, « The thermal lens effect as a power limiting device », *Appl. Phys. Lett.*, 10, 100 (1967)
- [2] J.M. Ralston and K.R. Chang, « Optical Limiting in Semiconductors », *Appl. Phys. Lett.*, 15, 164 (1969)
- [3] J.L. Brédas, T. Kogej, D. Beljonne, S.R. Marder, « Mechanism for enhancement of two-photon absorption in donor-acceptor conjugated chromophores », sera publié dans le *Journal of Non Linear Optics*, associé à une conférence au First international Workshop on Optical Power Limiting, Cannes, France, 28 Juin-1 Juillet 1998
- [4] S. Barlow and al., « Two-photon absorbing materials for optical limiting », sera publié dans le *Journal of Non Linear Optics*, associé à une conférence au First international Workshop on Optical Power Limiting, Cannes, France, 28 Juin-1 Juillet 1998
- [5] M.J. Soileau, Shekar Guha, William E. William, Eric W. Van Stryland, Juergen L.W. Pohlmann, E.J. Sharp, and Gary Wood, « Studies of the Nonlinear Switching Properties of Liquid Crystals with Picosecond pulses », *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 127, 321 (1985)
- [6] I.C. Khoo, S.L. Zhuang and S. Shepard, « Self-focusing of low power cw laser beam via optically induced birefringence in nematic liquid crystal film », *Appl. Phys. Letts.*, 39, 937 (1981)
- [7] K.M. Nashold, R.A. Brown, D.P. Walter, R.C. Honey, *SPIE.1105*, 78 (1989)
- [8] Kamjou Mansour, M.J. Soileau and E.W. Van Stryland, « Nonlinear Optical Properties of Carbon Black Suspensions », *JOSA B*, 9, 1100-1109 (1992)
- [9] F. Fougéanet, D. Rhiel, « Investigation on limiting mechanisms in carbon-black suspensions », sera publié dans le *Journal of Non Linear Optics*, associé à une conférence au First international Workshop on Optical Power Limiting, Cannes, France, 28 Juin-1 Juillet 1998
- [10] D. Vincent, « High-performance optical limiter based on fine carbon particles suspended in an organic solvent », sera publié dans le *Journal of Non Linear Optics*, associé à une conférence au First international Workshop on Optical Power Limiting, Cannes, France, 28 Juin-1 Juillet 1998
- [11] C.R. Guliano and L.D. Hess, « Nonlinear absorption of light : Optical saturation of electronic transitions in organic molecules with high intensity laser radiation », *IEEE, J. Quant. Electron.*, QE-3, 358-367 (1967)
- [12] D.R. Coulter, V.M. Miskowsky, J.W. Perry, T.H. Wei, E.W. Van Stryland, and D.J. Hagan, « Optical Limiting in Solutions of Metallo-phthalocyanines and Naphthalocyanines », *Proceedings of SPIE*, volume 1105, Materials for Optical Switches, Isolators, and Limiters, 42-51, 1989
- [13] J.S. Shirk, R.G.S. Pong, F.J. Bartoli and A.W. Snow, « Optical Limiter using a Lead Phthalocyanine », *Appl. Phys. Lett.*, 63, 1880 (1993)

[14] V. Dentan, F. Soyer, P. Le Barny, P. robin, « Multi-component reverse saturable absorbers for broadband eye protection », sera publié dans le Journal of Non Linear Optics, associé à une conférence au First international Workshop on Optical Power Limiting, Cannes, France, 28 Juin-1 Juillet 1998

[15] M. Cronin-Golomb and A. Yariv, « Optical Limiters using Photorefractive Nonlinearities », J. Appl. Phys., 57, 4906 (1985)

[16] S.W. McCahon and M.B. Klein, « Coherent beam excisors using the photorefractive effect in BaTiO₃ », Proc. SPIE, vol. 1105, Materials for Optical Switches, Isolators and Limiters, 119-124, 1989

[17] D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, « Experimental evidence of laser beam self-focusing in photorefractive media from the nanosecond time-scale to steady-state », sera publié dans le Journal of Non Linear Optics, associé à un poster au First international Workshop on Optical Power Limiting, Cannes, France, 28 Juin-1 Juillet 1998

[18] N. Fressengeas, Thèse de doctorat de l'université de Metz, « Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation d'un faisceau laser en milieu photoréfractif : convergences spatiale et temporelle vers un soliton » (1997)

CHAPITRE B

EFFET PHOTOREFRACTIF ET AUTO-FOCALISATION : ETAT DE L'ART

Dans ce chapitre, l'effet photoréfractif ainsi que ses mécanismes sont définis. La littérature dans le domaine de l'auto-focalisation d'impulsions lasers dans des matériaux photoréfractifs étant inexistante au début de nos travaux, nous présentons l'étude bibliographique que nous avons dû réaliser afin d'initier notre travail :

- dans un premier temps, nous présentons les études menées sur le phénomène photoréfractif en régime d'excitation impulsionnelle, concernant d'autres types d'expériences telles que le mélange à 2 ou à 4 ondes.
- ensuite, les résultats prometteurs d'une étude temporelle de l'auto-focalisation en régime continu, à laquelle j'ai par ailleurs participé au laboratoire de Supélec, sont donnés.

I. La photoréfractivité

I.1. Définition

L'effet photoréfractif consiste en la modification locale de l'indice de réfraction du milieu, due à l'illumination par un ou plusieurs faisceaux modulés spatialement en éclairement [1-3]. Cet effet fut découvert en 1966 par A. Ashkin lors de l'étude de la transmission de faisceaux lasers dans des cristaux électro-optiques et a été qualifié de « dommage optique » [4]. Depuis cette découverte, l'effet photoréfractif a été étudié dans de nombreux cristaux électro-optiques tels que les perovskites (BaTiO_3 , KNbO_3), les illménites (LiNbO_3), les tungstènes bronzes ($\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$), les sillénites ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$), les semi-conducteurs (GaAs) et certains matériaux organiques.

I.2. Les mécanismes

Les changements de l'indice de réfraction, induits par le passage de la lumière traversant le milieu, sont basés sur la modulation spatiale des excitations de porteurs et de photocourants créés par une illumination non uniforme. Les porteurs de charge, par exemple des électrons, sont issus des centres donneurs, dus à des défauts du cristal et leurs niveaux d'énergie se trouvant dans la bande interdite. Ces porteurs sont excités dans les régions illuminées et passent dans la bande de conduction. Là, ils migrent sous l'effet de plusieurs mécanismes de transport tels que la diffusion, l'entraînement sous champ appliqué ou l'effet photovoltaïque. Puis, dans les régions non illuminées, ils se recombinent avec les pièges ionisés. Il y a donc une modulation spatiale des charges qui induit un champ électrique appelé champ de charge d'espace. Ce champ de charge d'espace provoque, par effet électro-optique, une modification de l'indice de réfraction du matériau.

Ces différents mécanismes sont présentés dans le cas d'une illumination sinusoïdale sur la figure 1.

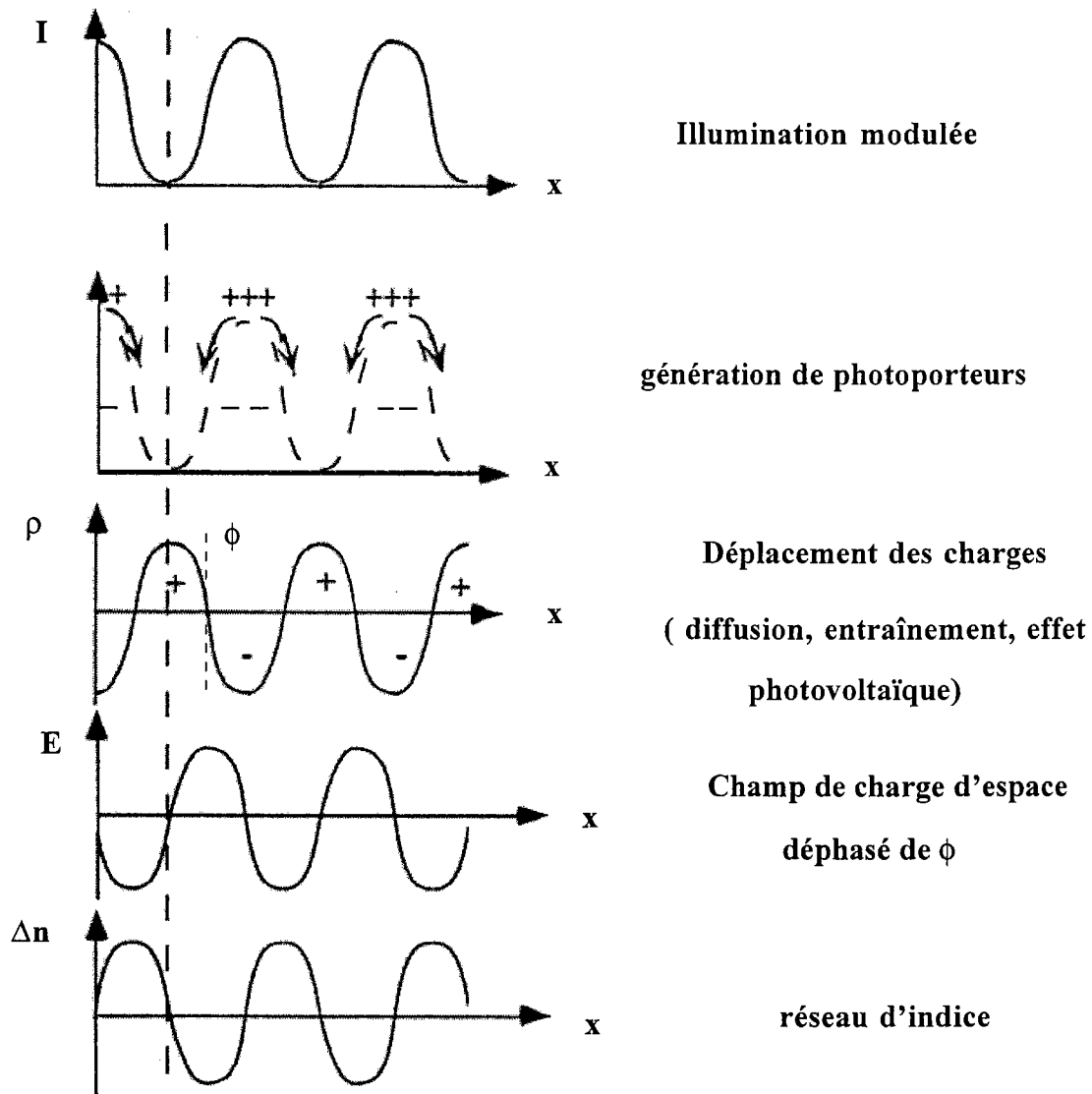


Figure 1 : Processus d'établissement du champ de charge d'espace et de la modulation d'indice par effet photoréfractif.

II. La photoréfractivité en impulsions brèves

Au début de notre étude en 1996, la littérature dans le domaine de l'auto-focalisation dans des matériaux photoréfractifs en régime d'excitation impulsionnelle était totalement inexistante. Aussi, nous avons d'abord orienté notre étude bibliographique vers le comportement de la photoréfractivité en impulsions brèves dans d'autres types d'expériences

telles que le mélange à deux ondes ("Two wave mixing" (TWM)), le mélange à quatre ondes ("Four wave mixing" (FWM)).

Nous présentons, dans ce chapitre, les résultats intéressants pour notre étude, obtenus lors de ces recherches, ainsi que les différentes théories qui avaient été développées.

II.1. Etat de la recherche internationale dans le domaine de la photoréfractivité impulsionnelle

Les articles disponibles en 1996 sur le comportement de la photoréfractivité en régime d'excitation impulsionnelle peuvent se classer suivant les cristaux étudiés, les types d'expériences, les phénomènes observés et les théories développées pour interpréter ces phénomènes.

II.1.1. Les différents cristaux étudiés

Les études en régime d'excitation impulsionnelle ont été menées sur les mêmes types de cristaux que ceux mis en oeuvre dans le régime continu : les cristaux ferroélectriques, les semi-conducteurs, les sillénites.

En ce qui concerne les **cristaux ferroélectriques**, Jermann et al. [5] présentent la formation de réseaux transitoires dans LiNbO_3 dopé fer ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$), avec des impulsions lasers de puissance élevée ($\lambda=532$ nm, $\tau_p=20$ ns). Zgonik et al. [6-7] étudient les réseaux photoréfractifs transitoires dans KNbO_3 à des échelles temporelles de la microseconde (μs) à la milliseconde (ms) pour différents éclairagements d'écriture : le temps de formation du réseau observé est trouvé inférieur à la microseconde. Des expérimentations ont également été menées sur BaTiO_3 par Mahgerefteh et Feinberg [8] en 1988 : l'effacement de réseaux photoréfractifs dans des cristaux de Titanate de Baryum à des éclairagements élevés est étudié.

Les études menées sur les **semi-conducteurs** concernent les matériaux suivants : GaAs [9-11], InP:Fe [12], CdTe:In et CdTe:V [11,13-15] et présentent des expérimentations sur des réseaux transitoires à l'échelle picoseconde pour des éclairagements de l'ordre du MW/cm^2 .

Finalement, de nombreuses études ont également été menées sur des **cristaux sillénites** du type $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) [16-23]. La réponse transitoire d'un cristal photoréfractif après illumination par une ou plusieurs impulsions lumineuses brèves (ns) est étudiée [16-20]. Dans BSO, Hermann et al. [21] mettent en évidence la possibilité de réaliser du mélange à deux ondes et à quatre ondes à l'échelle nanoseconde.

II.1.2. Les différents types d'expériences

Les différents phénomènes observés concernent essentiellement des expériences de mélange à deux ondes ou à quatre ondes, à des échelles temporelles de la microseconde (μs) à la picoseconde (ps). Donnons quelques exemples :

- Okamoto [22] et Jones [23] présentent des mesures de photocourants transitoires en fonction du temps dans des cristaux sillénites (BSO) et déterminent la réponse photoréfractive transitoire.
- Hermann et al [21] réalisent des expériences de mélange à quatre ondes à l'échelle temporelle nanoseconde en utilisant un laser Yag-Nd doublé ($\lambda=532\text{ nm}$).
- Des mesures de l'efficacité de diffraction en fonction de différentes grandeurs (énergie incidente, temps, pas du réseau diffractant, polarisation du faisceau) ont été réalisées dans LiNbO_3 [5] et dans BSO [22].
- L'étude temporelle de la formation d'hologrammes dynamiques a également été menée dans des cristaux de BSO en 1985 et 1988 par Heaton et al. [24-25].

D'une manière générale, en ce qui concerne les échelles temporelles, des mesures ont été réalisées aux échelles de temps nanoseconde pour les cristaux sillénites (BSO, BGO) [16-23] et picoseconde pour les semi-conducteurs [9-15]. Les réseaux transitoires sont étudiés expérimentalement dans CdTe, GaAs, de manière à mettre en évidence l'effet photoréfractif picoseconde dans ces matériaux.

II.1.3. Les différents phénomènes observés

Les différents types d'expériences menées (TWM, FWM) amènent à l'observation de différents phénomènes, avec différents temps de relaxation, en l'occurrence de :

- **la ms** : Jones et Solymar [23] observent expérimentalement qu'après une illumination impulsionnelle de quelques nanosecondes, l'efficacité de diffraction continue d'évoluer jusqu'à une échelle de temps milliseconde. Le temps de recombinaison des porteurs étant de l'ordre de la microseconde, le modèle à un niveau de donneurs, décrit par la théorie de Valley [10], ne suffit plus pour expliquer ce temps de relaxation.
- **la μ s** : dans ce cas, la théorie de Valley [10] suffit pour expliquer les phénomènes observés.
- **la ns** : ce temps de relaxation est expliqué par un piégeage par des niveaux peu profonds ("Shallow traps") par Roosen et al. [16-20].

En ce qui concerne **les cristaux ferroélectriques**, Jermann en 1995 [5] étudie l'écriture de réseaux holographiques dans LiNbO_3 par des impulsions de durée $\tau_p=20$ ns à $\lambda=532$ nm. Il montre que plusieurs types de réseaux transitoires entrent en jeu : thermo-optique¹, pyroélectrique², photoréfractif. L'influence de l'effet photovoltaïque sur la construction du champ de charge d'espace est également soulignée.

Dans le cas des **matériaux semi-conducteurs (InP, GaAs, CdTe)**, il y a coexistence entre les réseaux d'indice dus aux porteurs libres et à l'effet photoréfractif [9-15]. Les différences entre les effets nanoseconde [26] et les effets picoseconde [15] sont attribués à l'absorption à 2 photons.

¹ L'effet thermo-optique désigne la modification de l'indice de réfraction du milieu sous l'effet de la température.

² La pyroélectricité désigne le phénomène par lequel certains cristaux acquièrent des charges électriques sur leurs faces opposées sous l'effet de la chaleur.

Pour les **cristaux sillénites**, la génération, le transport et la recombinaison des porteurs sont étudiés. Plus particulièrement, la constante de temps pour l'installation des hologrammes, les temps de relaxation des photocourants et de la diffraction sont déterminés [16-20,22-23].

II. 1.4. Les différentes théories

A partir des expérimentations réalisées et des résultats obtenus, des théories ont été développées, de manière à pouvoir interpréter les observations expérimentales. Suivant les matériaux étudiés et les temps de relaxation mesurés, différents modèles sont étudiés :

- pour les études menées sur KNbO_3 [6-7], Zgonik développe un modèle à deux niveaux d'impuretés.
- les observations réalisées lors des expérimentations sur des cristaux sillénites aboutissent au développement de plusieurs modèles différents :
 - **théorie de Valley** [10] : modèle à un seul niveau de donneurs.
 - **modèle à 3 niveaux de Lesaux** [16-20] : ce modèle prend en compte un seul type de centre donneurs et deux types de pièges (centres peu profonds et pièges profonds). Ce modèle est développé pour décrire la décroissance temporelle du photocourant présentant deux constantes de temps différentes.
 - **modèle à 4 niveaux de Okamoto** [22] : ce modèle est une extension du modèle à 3 niveaux de Lesaux. Il comporte un niveau de donneur, un niveau accepteur profond et deux types de pièges peu profonds. Ce modèle est développé pour expliquer l'évolution du photocourant transitoire, mesurée après illumination d'un cristal de BSO par une impulsion brève (ns).

II.2. Les matériaux photoréfractifs retenus pour notre étude : les cristaux sillénites

II.2.1. Pourquoi les cristaux sillénites ?

Compte tenu des conditions initiales imposées par notre problème c'est à dire l'auto-focalisation photoréfractive, les cristaux sillénites semblent présenter les propriétés les plus intéressantes pour l'application à réaliser :

- un temps de réponse à l'échelle de temps nanoseconde et à des niveaux d'énergie similaires ($\approx 10 \text{ mJ/cm}^2$).
- une sensibilité élevée : une énergie de 1 mJ/cm^2 suffit à inscrire un réseau d'efficacité égale à 1% [20].

En effet, l'étude de la réponse transitoire des cristaux sillénites (BSO, BGO) en excitation impulsionnelle, réalisée lors d'expériences de mélange à deux ondes par Roosen [20] et Jones, Solymar [23], apparaît donner les résultats les plus conformes aux conditions imposées.

II.2.2. Théories existantes dans le cas d'expériences de mélange à deux ondes [20][23]

L'établissement du champ de charge d'espace se fait grâce au transfert de charges par l'intermédiaire des porteurs libres avec effet d'entraînement sous champ et diffusion ; l'effet photovoltaïque est absent dans les sillénites.

Les hypothèses qui nous intéressent sont les suivantes :

- seuls les électrons participent au transport des charges.
- ces électrons sont produits par excitation lumineuse à partir d'un seul type de centre de donneurs.
- le temps d'exposition de l'impulsion τ_p est plus court que le temps de recombinaison des porteurs τ_R .

A partir du modèle de transport par bande de Kukhtarev, des hypothèses ci-dessus et assumant un faible taux de modulation m ($m < 1$), une équation d'évolution temporelle du champ de charge d'espace E durant l'illumination ($t < \tau_p$) est établie :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + E \left(\frac{1}{\tau_p \cdot \tau_{Di}} + \frac{1}{\tau_D} - \frac{i}{\tau_E} \right) + m \frac{E_0 + i E_D}{\tau_{Di}} \frac{t}{\tau_p} = 0 \quad (1)$$

E_0 représente le champ extérieur appliqué au cristal, E_D le champ de diffusion.

τ_{Di} représente la constante de temps de relaxation diélectrique à la fin de l'impulsion, τ_D la constante de temps de diffusion et τ_E la constante entraînement.

Un résultat théorique très intéressant donné par Jones et Solymar [23] est présenté sur la figure 2. Cette figure donne le temps de construction du réseau photoréfractif en fonction de l'exposition. Nous constatons que ce temps est quasi-proportionnel à l'inverse de l'exposition : plus l'éclairement est élevé, plus le réseau d'indice se crée rapidement. Pour les densités d'énergie considérées dans notre étude ($\approx 1-10 \text{ mJ/cm}^2$), nous pouvons espérer atteindre un temps de réponse du phénomène de quelques nanosecondes.

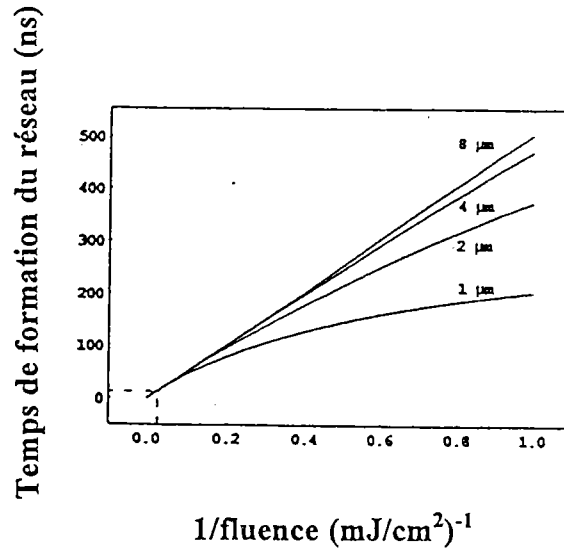


Figure 2 : Temps de formation τ du réseau en fonction de l'inverse de l'exposition, avec le pas du réseau Λ comme paramètre et pour un cristal de BSO [23].

II.2.3. Résultats expérimentaux en excitation impulsionnelle [20][23]

Les expérimentations ont été menées à l'aide d'un laser YAG-Nd déclenché doublé ($\lambda=532$ nm), avec des impulsions de durée $\tau_p=3$ ns [20], $\tau_p=6$ à 8 ns [23]. Les densités d'énergie maximales utilisées sont $d_e=20$ mJ/cm² [20], $d_e=40$ mJ/cm² [23].

Les mesures consistent en l'observation temporelle du photocourant créé par une impulsion lumineuse [20]; l'efficacité de diffraction pour des expositions différentes et des échelles de temps différentes est mesurée [23].

La figure 3 présente l'évolution temporelle du photocourant [20] créé par une impulsion de 3 ns. La décroissance du photocourant présente deux constantes de temps très différentes 50 ns et 10 μ s. La recombinaison mettrait donc en jeu deux types de pièges. Ce photocourant permet une détermination de la mobilité des porteurs dans la bande de conduction : $\mu=3$ cm²/V.s, mobilité cent fois plus élevée que celle couramment trouvée dans la littérature [16-20,27]. De plus, Roosen et al. [20] montre que la saturation photoréfractive¹ est atteinte en moins de 3 ns et qu'elle dépend de l'interfrange et du champ appliqué.

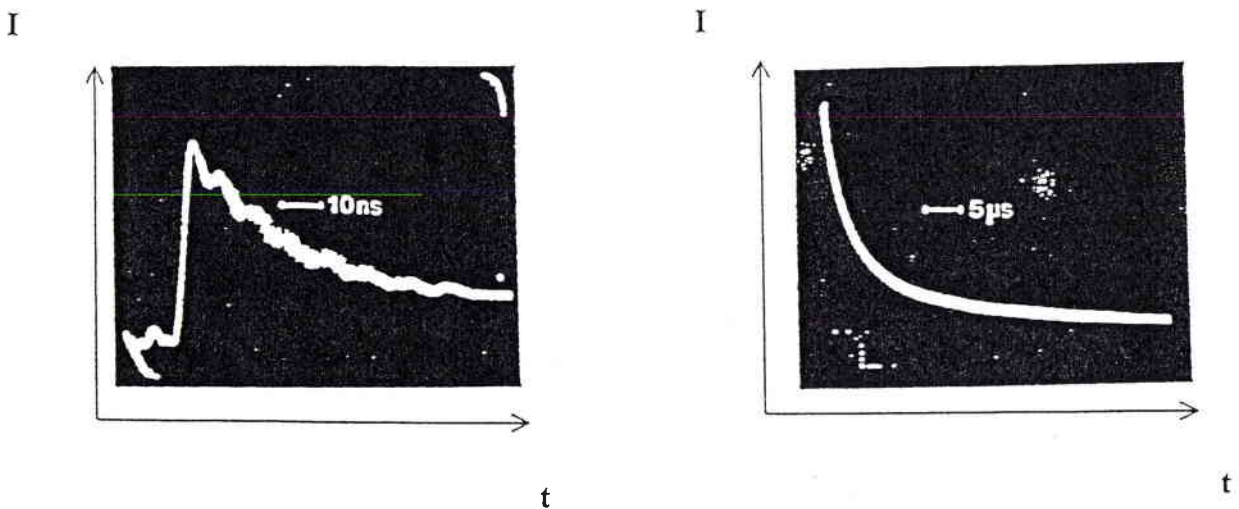


Figure 3 : Evolution temporelle du photocourant créé par une impulsion lumineuse de durée 3 ns et de longueur d'onde 532 nm [20]

¹ La saturation photoréfractive désigne ici l'état du champ de charge d'espace E lorsqu'il est égal au champ de saturation E_q [1].

Les résultats expérimentaux précédents ont été interprétés à l'aide d'un modèle comportant 3 niveaux :

- un niveau donneur
- deux niveaux accepteurs dont un correspond à des pièges peu profonds (réexcitation possible) et l'autre à des pièges profonds (liés à l'effet mémoire)

II.3. Les autres matériaux possibles

D'autres matériaux, étudiés dans la littérature en régime d'excitation impulsionnelle, peuvent être intéressants :

- parmi les cristaux ferroélectriques, le niobate de lithium (LiNbO_3) a permis l'observation de réseaux transitoires avec des impulsions de durée $\tau_p=20$ ns : le temps de réponse peut donc être de l'ordre de quelques nanosecondes. Le cristal LiNbO_3 présente l'avantage d'être fortement étudié et facilement disponible en grandes dimensions. De plus, ce matériau est photovoltaïque. De même, avec le Titanate de baryum (BaTiO_3), on pourrait s'attendre à des résultats plus satisfaisants qu'avec un sillénite, du fait de son fort coefficient électro-optique.
- les semi-conducteurs sont également d'autres bons candidats puisque le temps de réponse de ces matériaux est de l'ordre de quelques picosecondes. Nous pouvons donc nous attendre à des temps de réponse suffisamment rapides en régime nanoseconde dans ce type de composé.

III. Etude temporelle de l'auto-focalisation en régime continu

III.1. Position du problème

Nous avons également été amené à consulter la littérature dans le domaine de l'auto-focalisation en régime continu : en effet, certains des résultats disponibles apparaissent fortement prometteurs pour notre étude en régime impulsionnel.

Contrairement au cas impulsionnel, l'auto-focalisation d'un faisceau laser continu dans des cristaux photoréfractifs, à des puissances de l'ordre du microWatt (μW), a fait l'objet de recherches théoriques et expérimentales intenses, étudiant la construction du champ de charge d'espace et son influence sur les propriétés d'auto-focalisation. En particulier, des solitons spatiaux⁴ brillants ont été prédits [28-31] et observés [32-36] dans un milieu photoréfractif soumis à un champ électrique et illuminé par un faisceau continu. Des études théoriques récentes [37-38] ont été développées sur le comportement temporel du processus d'auto-focalisation : elles laissent supposer qu'un faisceau peut être auto-focalisé en un temps très court si son éclairement est suffisamment élevé. Pour situer nos travaux dans ce contexte, nous rappelons ici les éléments essentiels de ces études théoriques.

III.2. Etude du régime transitoire

Les deux seules publications, traitant du régime transitoire du phénomène d'auto-focalisation d'un faisceau laser au début de nos travaux, concernent deux modélisations théoriques :

⁴ Soliton spatial : onde qui se propage sans se déformer dans les milieux non linéaires ; résulte d'une compensation exacte entre la non linéarité et la diffraction naturelle de la lumière.

- Zozulya et Anderson [37] ont développé un modèle bi-dimensionnel non stationnaire de la propagation d'un faisceau dans un cristal photoréfractif, aboutissant à des simulations numériques.
- N. Fressengeas et al. [38] ont développé un modèle plus simple, de dimension (1+1) (une dimension transversale, une dimension de propagation), permettant d'obtenir une équation de propagation de l'onde temporelle.

Ce deuxième modèle nous intéresse plus particulièrement : en effet, des résultats théoriques prometteurs pour une étude en régime impulsional ont été obtenus. Pour ces raisons, nous présentons brièvement les équations résultantes.

• Modèle en régime quasi-continu [38]

Le point de départ de cette approche théorique est le modèle de transport par bande monodimensionnel : en effet, le faisceau n'est autorisé à diffracter que selon une direction x , qui est la direction d'application du champ. A partir de certaines hypothèses, il est possible d'établir l'expression temporelle du champ de charge d'espace E donnée ci-après.

$$E(x, t) = E_0 \cdot e^{-\frac{e\mu}{\epsilon_0 \epsilon_r} \frac{n_0}{I_0} I \cdot t} + \left[1 - e^{-\frac{e\mu}{\epsilon_0 \epsilon_r} \frac{n_0}{I_0} I \cdot t} \right] (E_{\text{ext}} + E_{\text{ph}}) \frac{I_d}{I} - \frac{K_B T}{e} \frac{I'}{I} \quad (2)$$

où :

- t et x représentent le temps et la coordonnée spatiale transverse.
- e est la charge élémentaire, μ la mobilité des électrons, K_B la constante de Boltzmann, T la température, ϵ_0 la permittivité du vide, ϵ_r la permittivité relative.
- n_0 est la densité d'électrons libres générée par une illumination uniforme I_0 .
- E_0 représente le champ à l'état initial.
- E_{ext} est le champ électrique extérieur appliqué, E_{ph} le champ photovoltaïque.
- I est la somme de l'éclairement dû au faisceau et de l'éclairement d'obscurité I_d , donné par : $I_d = \beta/s$ avec β et s le coefficient d'excitation thermique et de photoexcitation respectivement. I' représente la dérivée spatiale de l'éclairement I par rapport à x .

Connaissant l'expression du champ de charge d'espace, il est possible de déterminer une équation de propagation non linéaire dépendant du temps :

$$i \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} - \left[1 - \exp \left(- \frac{I_d (1 + |U|^2) t}{\Sigma} \right) \right] \times \left(N^2 - D \frac{\partial |U|^2}{\partial X} \right) \frac{U}{1 + |U|^2} - E_N(X, Z) \exp \left(- \frac{I_d (1 + |U|^2) t}{\Sigma} \right) U = 0 \quad (3)$$

$$\text{où } U = \frac{E_{em}}{\sqrt{I_d}}, Z = \frac{z}{k x_0^2}.$$

U est l'amplitude du champ électromagnétique de l'onde E_{em} normalisée par l'éclairement d'obscurité I_d , z est la direction de propagation longitudinale, k est le nombre d'onde et x_0 représente un facteur d'échelle spatiale arbitraire.

La quantité $E_N(X, Z)$ est le champ de charge d'espace initial et dépendant de l'histoire du cristal. N^2 traduit les mécanismes quasi-locaux de non linéarité, dus à l'entraînement et à l'effet photovoltaïque. D traduit les mécanismes de diffusion.

La dépendance temporelle de l'équation de propagation est caractérisée par la quantité :

$\Sigma = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e \mu} \frac{I_0}{n_0}$ correspondant à une densité d'énergie déterminée par les constantes physiques du cristal.

Cette équation de propagation permet de simuler numériquement l'évolution temporelle de la propagation du faisceau au travers du cristal. Il est ainsi possible de déterminer le temps nécessaire pour atteindre le minimum transitoire du rayon du faisceau : ce temps sera normalisé par t/T_e avec $T_e = \Sigma/I_d$. Les résultats obtenus sont très intéressants pour l'étude envisagée ici et sont explicités dans la section suivante.

III.3. Temps de réponse : résultats prometteurs pour notre étude

Les simulations numériques réalisées [39] ont mis en évidence que le produit $r \times \frac{t}{T_e}$ avec $r=I/I_d$ est égal à une constante valant environ 2 : ceci traduit le fait que le temps de réponse peut être aussi court que souhaité si r est suffisamment élevé (bien sûr dans le cadre de certaines approximations). Ce résultat nous laisse supposer qu'un faisceau pourrait être auto-focalisé en un temps très court. La figure 4 illustre ce résultat en régime quasi-continu.

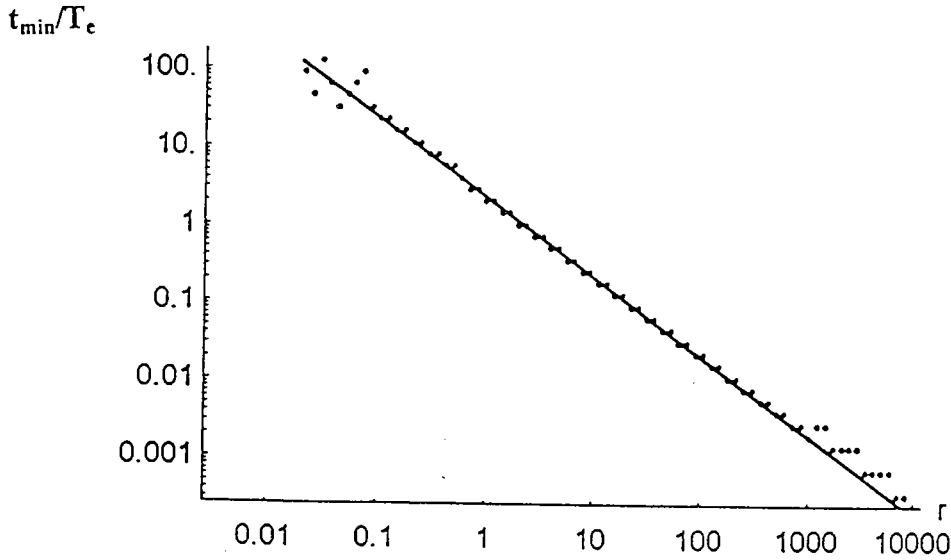


Figure 4 : Temps normalisé mis pour atteindre le rayon minimum du faisceau

III.4. Limites du modèle précédent

Les seules expérimentations, dont les résultats peuvent être utilisés pour valider le résultat précédent en régime impulsif, sont les expérimentations de mélange à deux ou quatre ondes que nous avons rappelées au début du chapitre.

Pour comparer le modèle [38-39] à ces résultats expérimentaux, nous calculons le terme

$$r \frac{t}{T_e} = t.I. \frac{e\mu_s(N_D - N_A)}{\epsilon_0 \epsilon_r \xi N_A}, \text{ pour une onde continue et des lasers pulsés respectivement. } N_D \text{ et } N_A \text{ représentent les densités de donneurs et d'accepteurs respectivement ; } \xi \text{ est le coefficient de recombinaison des porteurs.}$$

N_A représentent les densités de donneurs et d'accepteurs respectivement ; ξ est le coefficient de recombinaison des porteurs.

- Tout d'abord, le modèle est validé en régime continu [39], à partir d'une expérience de mélange à quatre ondes dans BaTiO_3 , où les conditions expérimentales présentent des similarités à celles requises pour notre cas. En utilisant les paramètres relatifs au cristal BaTiO_3 [39], nous obtenons $r \times \frac{t}{T_e} \approx 2,1$, ce qui est en accord avec le modèle.

- Ensuite, pour confirmer le fait que t peut être aussi court que désiré, si I est grand, nous testons le modèle avec des lasers pulsés. Nous utilisons les résultats de mélange à deux ondes des références [16,20,23], portant sur un cristal de BSO. Le temps de formation reporté dans [20] aboutit à $r \times \frac{t}{T_e} \approx 2.10^2$, alors que la référence [23] donne $r \times \frac{t}{T_e} \approx 6.10^2$. Nous supposons que cet écart avec les prévisions du modèle [38] est dû au fait que le temps de recombinaison ($6 \mu\text{s}$) des porteurs est long par rapport à la durée de l'impulsion (10 ns) : ce cas de figure n'est pas pris en compte par le modèle [38]. Une nouvelle approche théorique en régime impulsif est donc nécessaire.

- Une autre expérience dans KNbO_3 [6], qui a un temps de recombinaison de $1 \mu\text{s}$ (seulement 5 fois plus grand que la durée de l'impulsion $\tau_p=210 \text{ ns}$), donne le résultat suivant :

$$r \times \frac{t}{T_e} \approx 4,5, \text{ qui, compte-tenu de la marge d'erreur, est en accord satisfaisant avec le modèle.}$$

IV. Cadre et objectifs de notre travail

Les sections II et III de ce chapitre ont fourni donc une liste de publications présentant des résultats intéressants pour l'étude envisagée, ayant comme objectif technique global le concept de limitation optique par auto-focalisation dans des matériaux photoréfractifs.

La bibliographie dans le domaine de l'auto-focalisation en régime impulsionnel dans des matériaux photoréfractifs étant inexistante au début de la thèse, nous avons dû porter nos recherches vers le comportement de la photoréfractivité en impulsions brèves et l'auto-focalisation transitoire en régime continu.

Les choix techniques (matériau, longueur d'onde, durée d'impulsion...) et le développement de notre étude ont ainsi été organisés en fonction de l'application envisagée (chapitre A) et des résultats prometteurs trouvés dans la littérature (section II-III). Ils se déclinent parallèlement sous forme expérimentale et théorique.

Compte-tenu de la bibliographie et des limites du modèle développé dans [38] pour une excitation impulsionnelle, le chapitre C propose une nouvelle approche théorique, développée pour des impulsions plus courtes que le temps de recombinaison des porteurs [40-41]. Cette étude théorique aboutit à des simulations numériques du champ de charge d'espace et de la propagation d'une impulsion dans un cristal photoréfractif soumis à un champ électrique.

Les chapitres D et E présentent l'étude expérimentale menée, permettant l'analyse qualitative et quantitative du phénomène d'auto-focalisation d'une impulsion laser pendant son passage au travers d'un cristal photoréfractif. Nous avons étudié deux cristaux, qui présentaient des résultats en régime quasi-continu et transitoire [42] : un sillénite : BTO; un perovskite : BaTiO_3 . L'étude expérimentale la plus complète porte sur BTO; seules des mesures qualitatives ont été réalisées sur le Titanate de baryum.

Pour réaliser cette étude expérimentale, un banc a été spécialement conçu et réalisé (chapitre D). Ce banc ainsi que le protocole de mesure ont, par ailleurs, été totalement automatisés.

Le chapitre F propose une comparaison des résultats expérimentaux et du modèle théorique. Une analyse comparative qualitative et quantitative est ainsi réalisée. Ce dernier chapitre dresse aussi le bilan, vis à vis de l'application industrielle envisagée et des travaux publiés depuis sur ce sujet, et présente les perspectives suscitées par ce travail.

Références du chapitre B

- [1] P. Yeh, « Introduction to photorefractive nonlinear optics », Wiley Interscience, New York, 1993
- [2] P. Günter, J.P. Huignard, « Photorefractive materials and their applications I », Springer Verlag, Berlin, 1989
- [3] P. Günter, J.P. Huignard, « Photorefractive materials and their applications II », Springer Verlag, Berlin, 1989
- [4] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, J.J. Levinstein and K. Nassau, « Optically Induced Refractive Index Inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 », Appl. Phys. Lett., 9, 72-74 (1966)
- [5] F. Jermann, K. Buse, M. Simon, E. Kratzig, F. Agullo Lopez, G. Roosen, F. Schirmer, « Laser-induced transient gratings in $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ », Optical materials, 4, n°2-3, 318 (1995)
- [6] M. Zgonik, I. Biaggio, P. Amrhein, P. Günter, « Time resolved investigation of transient photorefractive gratings in KNbO_3 », Ferroelectrics, 107, 15 (1990)
- [7] I. Biaggio, M. Zgonik, P. Günter, « Build-up and dark decay of transient photorefractive gratings in reduced KNbO_3 », Optics Comm., 77, n°4, 312 (1990)
- [8] D. Mahgerefteh, J. Feinberg, « Erasure rate and coasting in photorefractive baryum titanate at high optical power », Optics Letters, 13, n°12, 1111 (1988)
- [9] AL. Smirl, GC. Valley, KM. Bohnert, TF. JR. Boggess, « Picosecond photorefractive and free carrier transient energy transfer in GaAs at a 1 μm », IEEE Journal of quantum electronics, 24, n°2, 289 (1988)
- [10] GC. Valley, « Short pulse grating formation in photorefractive materials », IEEE Journal of quantum electronics, 19, n°11, 1637 (1983)
- [11] P. Delaye, K. Jarasunas, JC. Launay, G. Roosen, « Picosecond investigation of photorefractive and free carrier gratings in GaAs:EL2 and CdTe:V : Physique du traitement des faisceaux lumineux et des images », Journal de Physique, 3, n°7, 1291 (1993)
- [12] Mao Hongwei, Li. Fuming, Deng Ximing, « Transient picosecond response of the photorefractive effect in InP:Fe », Optics Letters, 15, n°16, 888 (1990)
- [13] M.S. Petrovic, A. Suchocki, R.C. Powell, « Laser-induced grating spectroscopy of CdTe », J. Appl. Phys., 66, 1359 (1989)
- [14] I. Ruckmann, J. Kornack, J. Kolenda, M. Petrauskas, Y. Ding, B. Smandek, « Picosecond photorefractive diffraction in CdTe , at 1 μm », Applied Physics A, Solids and surfaces, 55, n°1, 30 (1992)
- [15] W.A. Shroeder, T.S. Stark, T.F. Boggess, A.L. Smirl, G.C. Valley, « Photorefractive nonlinearities caused by the Debye space-charge field in undoped CdTe », Opt. Letters, 16, 799 (1991)
- [16] G. Lesaux, G. Roosen, A. Brun, « Observation and analysis of the fast photorefractive process in BSO », Optics Comm., 56, n°6, 374 (1986)
- [17] G. Lesaux, J.C. Launay, A. Brun, « Transient photocurrent induced by nanosecond light pulses in BSO and BGO », Optics Comm., 57, n°3, 166 (1986)
- [18] G. Lesaux, G. Roosen, A. Brun, « Nanosecond light energy transfer in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ at 532 nm », Optics Comm., 58, n°8, 238 (1986)

- [19] G. Lesaux, A. Brun, « Photorefractive material response to short pulse illuminations », IEEE Journal of quantum electronics, 23, n°10 (1987)
- [20] G. Roosen, G. Lesaux, Pauliat, Allain, Jonathan, A. Brun, « Effet photoréfractif dans les cristaux de BSO ou de BGO », Revue Phys. Appl., 22 (1987)
- [21] J.P. Hermann, J.P. Herriau, J.P. Huignard, « Nanosecond four wave mixing and holography in BSO crystals », Applied Optics, 20, n°13, 2173 (1981)
- [22] K. Okamoto, T. Sawada, K. Ujihara, « Transient response of a photorefractive grating produced in a BSO crystal by a short light pulse », Optics Comm., 99, n°1-2, 82 (1993)
- [23] DC. Jones, L. Solymar, « Transient response of photorefractive bismuth silicon oxide in the pulsed regime », Optics Comm., 85, n°4, 372 (1991)
- [24] J.M. Heaton, L. Solimar, « Transient energy transfer during hologram formation in photorefractive crystals », Optica Acta, 32, n°4, 397 (1985)
- [25] J.M. Heaton, L. Solimar, « Transient effects during dynamic hologram formation in BSO crystals : theory and experiments », IEEE Journal of quantum electronics, 24, n°3, 558 (1988)
- [26] L. Disdier, G. Roosen, « Nanosecond four-wave mixing in semi-insulating GaAs », Opt. Comm., 88, 559 (1992)
- [27] S.L. Hou, R.B. Lauer, R.E. Aldrich, « Transport processes of photoinduced carriers in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ », J. Appl. Phys., 44, 2652 (1973)
- [28] M.Segev, B.Crosignani, A.Yariv, « Spatial solitons in photorefractive media », Phys.Rev.Lett, 68, p. 923 (1992)
- [29] B.Crosignani, M.Segev, D.Engin, P.Di Porto, A.Yariv, G.Salamo, « Self-trapping of optical beams in photorefractive media », J.Opt.Soc.Am.B, 10, p. 446 (1993)
- [30] M.Segev, B.Crosignani, P. Di Porto, G.C.Duree, G.Salamo, E.Sharp, « Stability of photorefractive spatial solitons », Opt. Lett., 19, p. 1296 (1994)
- [31] D.N.Cristodoulides, M.I.Carvalho, « Compression, self-bending, and collapse Gaussian beams in photorefractive crystals », Optics Letters, 19, p. 1714 (1994)
- [32] G.C.Duree, J.L.Schultz, G.J.Salamo, M.Segev, A. Yariv & al, « Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect », Phys.Rev.Lett., 71, p. 533 (1993)
- [33] G.Duree, G.Salamo, M. Segev, A.Yariv, B.Crosignani, P.Di Porto, E.Sharp, « Dimensionality and size of photorefractive spatial solitons », Optics Letters, 19, p. 1195 (1994)
- [34] M.D.Iturbe Castillo, P.A.Marquez Aguilar, J.J.Sanchez Mandragon, S.Stepanov, V.Vysloukh, « Spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ with drift mechanisms of non-linearity », Appl.Phys.Lett., 64, p. 408 (1994)
- [35] M.F.Shih, M.Segev, G.C.Valley, G.Salamo, B.Crosignani, P.Di Porto, « Observation of two-dimensionnal steady-state screening soliton », Elec.Lett., 31, p. 826 (1995)
- [36] M.T.Taya, M.C.Bashaw, M.Segev, G.C.Valley, « Observation of dark photovoltaic spatial solitons », Phys.Rev.A, 52, p. 3095 (1995)
- [37] A.A.Zozulya, D.Z.Anderson, « Nonstationnary self-focusing in photorefractive media », Opt. Lett., 20, p. 837 (1995)
- [38] N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, « Temporal behavior of photorefractive bright spatial solitons », Phys. Rev. E, 54, p. 6866 (1996)

[39] N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, G. Kugel, « Build up mechanisms of (1+1)-dimensional photorefractive bright spatial quasi-steady-state and screening solitons », *Optics Comm*, 145, 393-400 (1998)

[40] D. Wolfersberger, N. Fressengeas, , J. Maufoy, G. Kugel, « Numerical evolution of the time dependency of both the space-charge field and the self-focusing process in photorefractive media », *Journ. Kor. Phys. Soc.*, 32, S436 (1998)

[41] D. Wolfersberger, N. Fressengeas, , J. Maufoy, G. Kugel, « Theoretical investigation of the time behavior of self-focusing light pulses propagating in biased photorefractive media and experimental evidence on $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ », *Proceedings of SPIE Vol. 3470* (1998)

[42] N. Fressengeas, Thèse de doctorat de l'université de Metz, « Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation d'un faisceau laser en milieu photoréfractif : convergences spatiale et temporelle vers un soliton » (1997)

CHAPITRE C

MODÈLE THÉORIQUE DE L'AUTO-FOCALISATION PHOTORÉFRACTIVE D'UNE IMPULSION LASER

Ce chapitre est consacré à la modélisation de l'évolution temporelle du profil de l'indice de réfraction dans un matériau photoréfractif, lors du passage d'une impulsion brève, ainsi qu'à la simulation de la propagation de cette impulsion. Les différentes étapes intervenant dans cette étude sont exposées :

- la mise au point d'un modèle théorique de l'auto-focalisation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif,
- le calcul numérique du champ de charge d'espace dû à la photoréfractivité, en fonction des dimensions temporelles et spatiales,
- la méthode permettant le calcul de la propagation du faisceau impulsional dans un cristal photoréfractif.

I. Modèle théorique de la propagation d'un faisceau laser impulsif fin dans un cristal photoréfractif

I.1. Modèle de transport par bande

I.1.1. Equations générales de Kukhtarev [1]

Dans le cadre de l'étude théorique en régime impulsif développée ici, nous considérons un modèle de transport par bande simple mais suffisant pour décrire la plupart des phénomènes photoréfractifs observés [1]. Dans ce modèle, le milieu photoréfractif est supposé contenir plusieurs types de niveaux d'impuretés. Pour plus de simplicité, nous supposons que tous les centres donneurs sont identiques, occupent le même niveau profond d'énergie dans la bande interdite et qu'il n'existe qu'un seul type de porteurs de type n (Figure 1).

Ces centres donneurs peuvent être ionisés par absorption de photons, générant ainsi des électrons dans la bande de conduction et laissant des états vides, ou trous.

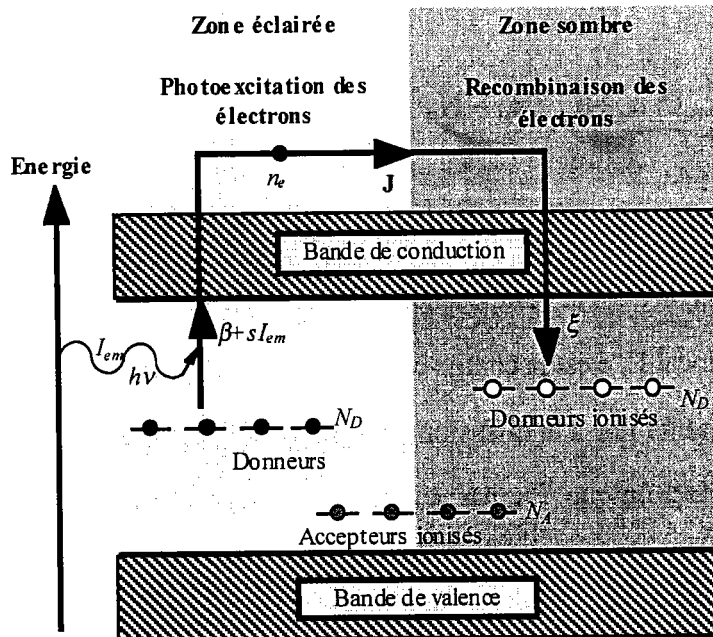


Figure 1 : Principe du modèle simple de l'effet photoréfractif utilisé tout au long de ce chapitre. C'est un modèle à un seul niveau de donneurs, et un seul type de porteurs. Les accepteurs, tous ionisés, ne jouent pas de rôle dans le phénomène photoréfractif et ne servent qu'à préserver la neutralité électrique.

De telles impuretés ionisées peuvent alors capturer des électrons. Si N_D représente la densité totale de donneurs, N_D^+ la densité de donneurs ionisés, le taux de génération d'électrons est donné par $(sI_{em} + \beta)(N_D - N_D^+)$ et le taux de recombinaison par $\xi n_e N_D^+$. n_e représente ici la densité locale d'électrons, s la section de photoexcitation, I_{em} l'éclairement local dû au faisceau fonction du temps et de l'espace, β le taux de génération thermique d'électrons et ξ le taux de recombinaison des porteurs de charge. Nous pouvons alors écrire l'équation décrivant le taux de génération des donneurs ionisés [2,3] :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI_{em} + \beta)(N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+ \quad (1)$$

Cette équation exprime que, pour chaque impureté ionisée, un électron est généré et que cet électron est éliminé lorsqu'une recombinaison se produit, remplissant alors un centre donneur vide. Ainsi, le taux local de génération des électrons est égal à celui des donneurs ionisés. Les électrons se trouvant dans la bande de conduction sont mobiles, ce qui constitue un processus essentiel dans l'effet photoréfractif. Différents processus de migration pouvant avoir lieu, une densité de courant J est créée, décrite par la relation suivante:

$$\mathbf{J} = e\mu n_e \mathbf{E} + \mu \kappa_B T \nabla n_e + \beta_{ph} (N_D - N_D^+) \mathbf{c} I_{em} \quad (2)$$

où

- le terme $e\mu n_e \mathbf{E}$ est la composante de ce courant lié à l'entraînement sous l'action d'un champ électrique local $\mathbf{E}$, e est la charge élémentaire, μ est la mobilité électronique.

- la composante liée à la diffusion des électrons libres s'exprime en fonction du gradient de concentration électronique ∇n_e par $\mu \kappa_B T \nabla n_e$, où κ_B représente la constante de Boltzmann et T la température absolue.

- la composante de la densité de courant liée à l'effet photovoltaïque est donnée par l'expression $\beta_{ph} (N_D - N_D^+) \mathbf{c} I_{em}$, où β_{ph} est l'élément du tenseur photovoltaïque le long de l'axe ferroélectrique $\mathbf{c}$ du cristal, lequel est considéré comme prépondérant.

En associant les équations (1) et (2) précédentes à l'équation de Poisson, à l'équation de continuité et à l'expression de la densité de charges ρ , nous aboutissons au système d'équations définissant le modèle de Kukhtarev développé en 1979 [2] :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta + sI_{em})(N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+ \quad (3a)$$

$$\nabla(\epsilon_0 \hat{\epsilon} \mathbf{E}) = \rho \quad (3b)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \mathbf{J} = 0 \quad (3c)$$

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - n_e) \quad (3d)$$

$$\mathbf{J} = e\mu n_e \mathbf{E} + \mu K_b T \nabla n_e + \beta_{ph} c I_{em} (N_D - N_D^+) \quad (3e)$$

dans lesquelles ϵ_0 et $\hat{\epsilon}$ représentent respectivement la permittivité diélectrique du vide et le tenseur de permittivité relative du milieu; N_A est la densité d'accepteurs.

Ce système d'équations est à la base du modèle que nous avons développé dans le cadre d'une illumination d'un cristal photoréfractif par un faisceau laser impulsif et nous permet de décrire, dans ce qui suit, l'évolution temporelle et spatiale des modifications locales de l'indice du matériau.

1.1.2. Passage à une dimension en diffraction : modèle de dimension (1+1)

Le système d'équations (3) est un système complexe d'équations aux dérivées partielles couplées dont l'analyse symbolique requiert certaines simplifications. Dans le cadre de notre étude théorique, nous faisons l'hypothèse d'un modèle de dimension (1+1), c'est à dire un modèle prenant en compte **une direction de propagation z et une seule direction de diffraction x** . Cela signifie que nous considérons une onde monochromatique se propageant suivant la direction z et diffractant uniquement dans une seule direction x ,

direction colinéaire au champ électrique appliqué. Le modèle de l'effet photoréfractif que nous utilisons est donc **monodimensionnel** (dans la direction x).

Par ailleurs, l'onde électromagnétique se propageant est considérée, dans un premier temps, polarisée suivant la direction x (pour les calculs du champ de charge d'espace donnés section II.1.2). Néanmoins, cette hypothèse n'est pas totalement restrictive. En effet, un changement de polarisation de l'onde peut se traduire par le changement correspondant des coefficients dépendant de la polarisation tels que le coefficient électro-optique effectif le long de la direction de polarisation r_{eff} .

En revanche, le calcul numérique de la propagation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif, présenté à la section I.3. de ce chapitre, permet de prendre en compte une onde de polarisation quelconque ainsi que le pouvoir rotatoire ρ , que présentent les matériaux sillénites $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) et $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO).

Le système d'équations de Kukhtarev donné dans l'approximation (1+1) se ramène à :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta + sI_{\text{em}})(N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+ \quad (4a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\epsilon_0 \epsilon_r E) = \rho \quad (4b)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad (4c)$$

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - n_e) \quad (4d)$$

$$J = e\mu n_e E + \mu K_b T \frac{\partial n_e}{\partial x} + \beta_{\text{ph}} I_{\text{em}} (N_D - N_D^+) \quad (4e)$$

où ϵ_r est la projection du tenseur de permittivité relative le long de l'axe transversal x.

I.2. Etude du comportement temporel de la variation d'indice de réfraction

Le but de cette étude est de mettre au point, à partir des équations de Kukhtarev, un modèle mathématique permettant de déterminer le comportement temporel de la variation d'indice dans le matériau pendant la durée d'une impulsion laser, dans le cas d'une illumination par un faisceau fin. Une étude théorique originale nécessite d'être développée, à partir des équations de base de la photoréfractivité, dans la mesure où tous les travaux effectués précédemment en régime impulsionnel dans des matériaux photoréfractifs [4-8] concernaient essentiellement les phénomènes de mélange à deux ondes et donc la formation de réseaux d'indices photoréfractifs induits.

Dans notre étude, nous considérons une seule impulsion laser, fine par rapport aux dimensions transversales du cristal photoréfractif. Cette approche de la photoréfractivité en régime impulsionnel est nouvelle dans la mesure où les approximations prises en compte dans les études précédentes, telles que l'hypothèse de faible modulation de l'éclairement ($m \ll 1$), ne sont plus utilisables : les « taux de modulation » que nous considérons sont en effet élevés ($m \gg 1$).

I.2.1. Hypothèses dans le cadre d'une illumination nanoseconde

Notre étude théorique a pour but de déterminer l'évolution temporelle du profil d'indice de réfraction dans un matériau photoréfractif lors du passage d'une impulsion brève de quelques nanosecondes. Aussi, un certain nombre d'approximations sont à prendre en compte.

I.2.1.1. Temps de recombinaison long par rapport à la durée de l'impulsion :

$$\tau_p \ll \tau_R$$

Nous considérons donc des cristaux photoréfractifs pour lesquels le temps de recombinaison τ_R est long comparé à la durée de l'impulsion τ_p ce qui implique qu'aucune

recombinaison des porteurs ne se produit pendant le passage de l'impulsion et que ξ peut être négligé.

En effet, le temps de recombinaison des porteurs de charge dans un cristal photoréfractif peut être connu en étudiant la cinétique du photocourant [9-12]. La majorité des études expérimentales présentées dans le chapitre E ayant été menées sur des cristaux de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO), nous nous intéressons plus particulièrement aux cristaux de type sillénites. Les résultats présentés dans la référence [5] ont mis en évidence que, dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) illuminé par une impulsion brève de durée 3 nanosecondes, la décroissance du photocourant présentait deux constantes de temps très différentes $\tau_1=50$ ns et $\tau_2=10$ μ s. La recombinaison des porteurs de charge mettrait donc en jeu deux types de pièges correspondant à des centres peu profonds et à des pièges profonds. Cette étude du photocourant montre que, pour cet échantillon, les processus de recombinaison se produisent clairement après le passage de l'impulsion donc que $\tau_p < \tau_1 < \tau_2$.

Pour confirmer cette hypothèse, le temps de relaxation diélectrique τ_{di} dans le cas d'impulsions courtes dans un cristal de BSO peut être calculé à partir de la relation (5) [8].

$$\tau_{di} = \frac{\epsilon_o \epsilon_r}{e \mu n_o} \quad (5)$$

où n_o représente la densité d'électrons correspondant à l'illumination d'éclairement maximal I_o . En régime d'illumination impulsionnelle, τ_{di} représente la valeur de la constante de temps diélectrique à la fin de l'impulsion. Si on est dans le cas où la durée de l'impulsion est courte devant le temps de recombinaison des porteurs : $\tau_p \ll \tau_R$, le nombre total de donneurs ionisés par l'impulsion $n_o(\tau_p)$ est donné par [8]:

$$n_o(\tau_p) = s (N_D - N_A) I_o \tau_p \quad (6)$$

Application numérique :

Pour avoir un ordre d'idée de la valeur de τ_{di} pour une impulsion laser, focalisée de telle façon que la densité d'énergie d_e soit de 5 mJ/cm², dont la durée est $\tau_p=5$ ns ($I_o=1\text{MW/cm}^2$), nous considérons les paramètres donnés pour un cristal de BSO dans les références [6,7] ; en

effet, ces paramètres sont supposés être proches de ceux de BTO, non disponibles dans la littérature. Des valeurs différentes de la mobilité μ des échantillons apparaissant dans les publications, nous calculons le temps de relaxation diélectrique pour chacune des valeurs données [6,7]. Nous étudierons plus en détails l'influence de la mobilité sur l'auto-focalisation dans le chapitre F.

$$\epsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ C.m}^{-1}.\text{V}^{-1}$$

$$\epsilon_r = 56$$

$$e = 1,6.10^{-19} \text{ C}$$

$$\text{Si } \mu = 3.10^{-6} \text{ m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1} [6] \Rightarrow \tau_{di} = 52 \text{ ns.}$$

$$\text{Si } \mu = 10^{-5} \text{ m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1} [7] \Rightarrow \tau_{di} = 16 \text{ ns.}$$

Ces calculs permettent de vérifier l'hypothèse que le temps de recombinaison des porteurs est long devant la durée de l'impulsion. Ainsi, le coefficient de recombinaison ξ intervenant dans l'équation de génération des donneurs ionisés (4.a) est négligé dans le cadre de notre étude.

I.2.1.2. Taux de génération thermique faible devant le taux de photoexcitation : $\beta \ll sI_{em}$

Dans cette étude, nous considérons des faisceaux lasers impulsionnels fournissant un éclairage maximal élevé, de l'ordre du MW/cm². De ce fait, dans la zone éclairée, les porteurs photoionisés sont beaucoup plus nombreux que ceux générés par excitation thermique. Nous considérons donc que le nombre de porteurs excités thermiquement pendant la durée de l'impulsion est suffisamment faible pour être négligé : $\beta \ll sI_{em}$.

Compte-tenu de ces deux nouvelles hypothèses, le système d'équations (4) se réduit au système d'équations de Kukhtarev modifié (7) suivant :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = sI_{em}(N_D - N_D^+) \quad (7a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\epsilon_0 \epsilon_r E) = \rho \quad (7b)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad (7c)$$

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - n_e) \quad (7d)$$

$$J = e\mu n_e E + \mu K_b T \frac{\partial n_e}{\partial x} + \beta_{ph} I_{em} (N_D - N_D^+) \quad (7e)$$

I.2.2. Obtention d'une équation différentielle liant le champ de charge d'espace et l'éclairement

I.2.2.1. Détermination de la densité de donneurs ionisés

Grâce aux approximations développées au paragraphe précédent, nous pouvons, dans un premier temps, résoudre l'équation de génération des donneurs ionisés (7a) et ainsi en déduire N_D^+ . Nous considérons que l'éclairement local dû au faisceau I_{em} varie lentement dans le temps pendant la durée de l'impulsion : $I_{em}(x,t) = I_0.f(x).H(t)$ avec $H(t)=1$ pour $t < \tau_p$, $H(t)=0$ pour $t > \tau_p$; I_0 représente l'éclairement maximal et $f(x)$ son profil spatial.

Sachant qu'à $t=0$, $N_D^+ = N_A$, nous aboutissons à l'équation (8) en intégrant (7a) :

$$N_D^+(x,t) = (N_A - N_D)e^{-\beta_{ph} I_{em} t} + N_D \quad (8)$$

I.2.2.2. Equation différentielle non linéaire résultante

Grâce à la détermination de N_D^+ , nous pouvons déduire des équations (7b) et (7d) l'expression de la densité d'électrons n_e . Nous déterminons ainsi une expression pour $J(x)$ à partir de (7e) que nous pouvons reporter dans l'équation (7c). Nous déduisons ainsi une équation différentielle par rapport à t et à x , contenant des dérivées premières, deuxièmes et troisièmes de E et I_{em} , sous la forme de termes seuls et de produits.

Avant d'expliciter cette équation qui est d'une grande complexité, nous allons, afin de la simplifier, procéder à des approximations supplémentaires.

• **Simplifications :**

- Nous appliquons l'approximation de variation lente aux quantités E et I_{em} : nous négligeons donc toutes les dérivées de E ou de I_{em} , à une puissance supérieure à 1, ainsi que les produits de dérivées.

- Le champ extérieur étant appliqué de manière continue avant d'envoyer l'impulsion lumineuse, pour des raisons de simplicité, nous négligeons l'effet de diffusion naturelle des porteurs devant leur entraînement par le champ électrique appliqué. Cette approximation est d'ailleurs en grande partie validée pour les cols de faisceaux utilisés dans les simulations présentées par la suite ($w_e=10$ à $20 \mu m$) [13].

Avec toutes ces nouvelles hypothèses, l'équation non linéaire aux dérivées partielles liant le champ de charge d'espace E , l'éclairement local I_{em} et leurs dérivées spatiales et temporelles respectives s'exprime :

$$\begin{aligned} \epsilon_o \epsilon_r \left(\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} - \mu E \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right) + e \mu (N_D - N_A) (1 - e^{-s I_{em} t}) \frac{\partial E}{\partial x} \\ + [\beta_{ph} (1 - s I_{em}) + e \mu s t E] (N_D - N_A) e^{-s I_{em} t} \frac{\partial I_{em}}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Nos études expérimentales portent essentiellement sur des cristaux sillénites de type BSO, BTO, qui ne présentent pas d'effet photovoltaïque : ainsi, par la suite, nous ne prendrons plus en compte que la non linéarité entraînement d'où $\beta_{ph}=0$.

L'équation différentielle (9) n'est pas intégrable analytiquement en fonction de E et I_{em} . Des méthodes de résolution numériques sont donc utilisées pour déterminer l'évolution spatiale et temporelle du champ de charge d'espace E en fonction de I_{em} .

- **Conditions aux limites :**

Pour résoudre l'équation (9) numériquement, des conditions initiales et aux limites pour E sont nécessaires :

- le milieu photoréfractif est considéré comme infini dans toutes les directions.
- le diamètre du faisceau étant petit devant les dimensions du cristal, son influence sur le champ de charge d'espace peut être considérée comme limitée à son voisinage proche.

- le champ de charge d'espace est spatialement uniforme à l'infini et égal à la valeur moyenne du champ appliqué E_{ext} , égale à la tension appliquée divisée par la largeur du cristal : $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} E = E_{\text{ext}}$.

- d'autre part, nous considérons le cas où nous illuminons le cristal une fois que le champ appliqué est homogène : à l'instant $t = 0$, $E = E_{\text{ext}}$.

I.2.3. Conclusion partielle

Dans la seconde partie consacrée aux applications numériques (section II.1.), nous résolvons l'équation (9) pour déterminer, en fonction du temps t et de x , l'établissement du champ de charge d'espace E sous l'action d'une impulsion laser.

Notons que dans l'équation (9), n'intervient pas la dimension z de propagation. Dans ce qui suit, nous allons introduire cette seconde dimension spatiale afin de pouvoir étudier la propagation non linéaire de l'impulsion.

I.3. Equation de propagation de l'impulsion laser

Dans les paragraphes qui suivent, nous noterons A le champ électrique de l'onde se propageant et E le champ de charge d'espace.

I.3.1. Equation d'onde

La propagation d'une onde électromagnétique dans un cristal isotrope ou anisotrope, dans le cadre de l'approximation paraxiale, est définie par son équation d'onde du champ électrique A : $\mathbf{k} \wedge (\mathbf{k} \wedge \mathbf{A}) + \omega^2 \mu \hat{\epsilon} \mathbf{A} = 0$ où $\mathbf{k}$ représente le vecteur d'onde (dans la direction

propagation z), ω la pulsation, μ la perméabilité du matériau et $\hat{\epsilon}$ le tenseur de permittivité diélectrique.

Si le milieu présente une absorption négligeable et de faibles variations δn de l'indice de réfraction n [14-16], l'équation de propagation est décrite par la relation (10) :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mathbf{A} = \frac{ik}{n} [\delta n] \mathbf{A} \quad (10)$$

où i représente le nombre complexe tel que $i^2 = -1$.

I.3.2. Expression de la variation d'indice

Les conditions de propagation d'une onde électromagnétique dans un cristal photoréfractif sont altérées par la création d'un champ électrique d'espace E précédemment décrit : ce champ E induit, par effet électro-optique, une modulation de l'indice de réfraction.

I.3.2.1. Effet électro-optique

L'effet électro-optique peut-être décrit par la variation du tenseur d'imperméabilité électrique $[\eta]$ sous l'effet d'un champ électrique. Nous décrivons sa variation par un développement en puissance du champ. Compte-tenu de la faiblesse des effets électro-optiques, un développement à l'ordre 2 est suffisant; il conduit à l'expression usuelle¹ suivante (i et j varient de 1 à 3 ou s'identifient à x, y, z) :

$$\Delta[\eta] = \Delta \left[\frac{1}{n_{ij}^2} \right] = \sum_{k=1}^3 r_{ijk} E_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 s_{ijkl} E_k E_l \quad (11)$$

ou en adoptant la convention de sommation d'Einstein sur les indices répétés :

¹ le développement de l'équation (11) suppose que l'indice de réfraction peut être défini localement.

$$\Delta[\eta] = \Delta \left[\frac{1}{n_{ij}} \right] = r_{ijk} E_k + S_{ijkl} E_k E_l \quad (12)$$

Les coefficients r_{ijk} et s_{ijkl} sont respectivement les termes du tenseur électro-optique linéaire $[r]$ caractérisant l'**effet Pockels** et les termes du tenseur électro-optique quadratique $[s]$ caractérisant l'**effet Kerr**.

I.3.2.2. Variation d'indice

Dans le cadre de notre étude des phénomènes photoréfractifs, nous nous limitons à un développement au premier ordre de l'expression (12), c'est à dire à la seule prise en compte de l'effet électro-optique linéaire. La variation induite de l'indice de réfraction δn reste petite devant la valeur de l'indice n lui-même (hypothèse faite pour obtenir l'équation (10)) : des valeurs typiques dans le cadre de nos expériences donnent une valeur relative de l'ordre de 10^{-5} , ce qui justifie pleinement l'hypothèse ci-dessus.

Compte tenu de la dimension (1+1) de notre modèle et de l'effet prédominant des phénomènes entraînement, la composante dominante du champ à l'intérieur du cristal est la composante parallèle au champ appliqué : nous ne considérons donc que le champ de charge d'espace E parallèle au champ appliqué E_{ext} . La dépendance de l'indice de réfraction vis à vis du champ électrique est donnée par la relation :

$$\delta n = \delta n_{ij} = \frac{1}{2} n^3 r_{ij1} E_1 = \frac{1}{2} n^3 r_{ij1} E \quad (13)$$

où E_1 représente la composante du champ suivant x , en l'occurrence, dans le cadre de notre modèle, E . La quantité r_{ij1} est un terme du tenseur électro-optique linéaire : comme il représente la projection du tenseur sur l'axe correspondant à la direction de polarisation de l'onde, nous l'appelons globalement r_{eff} par la suite.

Ainsi, considérant des cristaux cubiques tels que les sillénites, la variation algébrique d'indice δn en fonction du champ de charge d'espace E s'exprime de la manière suivante, si le

champ extérieur appliqué est orthogonal à la direction de propagation (110) (axes propres du cristal à 45° de x et y) :

$$\delta n = -\frac{1}{2} n^3 r_{\text{eff}} E \quad (13a)$$

pour une polarisation à -45° par rapport au champ électrique.

$$\delta n = +\frac{1}{2} n^3 r_{\text{eff}} E \quad (13b)$$

pour une polarisation à +45° par rapport au champ électrique.

Il convient de noter que ces signes sont interchangeables suivant la convention de signe prise pour E.

Remarque :

Ces équations montrent que la variation d'indice de réfraction s'inverse lorsque la polarisation tourne de 90°. Or, les matériaux sillénites présentent un pouvoir rotatoire non négligeable à 532 nm ($\rho=38^\circ/\text{mm}$ pour BSO, $\rho=11^\circ/\text{mm}$ pour BTO). Il convient donc d'en tenir compte lors de la propagation d'une impulsion laser dans ce type de cristal.

I.3.3. Equation de propagation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif

Le but de cette partie est d'établir l'équation régissant la propagation d'une impulsion laser d'une durée de quelques nanosecondes dans un cristal photoréfractif. L'équation (10) peut être normalisée en utilisant les conventions usuelles suivantes, similaires à celles utilisées

lors de l'étude de l'auto-focalisation d'un faisceau laser continu [17] : $Z = \frac{z}{kx_0}$, $X = \frac{x}{x_0}$ où x_0

est une longueur arbitraire. Nous aboutissons ainsi à l'équation² (14) décrite ci-dessous :

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \frac{k^2 x_0^2}{n} [\delta n] A = 0 \quad (14)$$

² Pour le calcul numérique, le cristal est découpé en fines tranches d'épaisseur h. Dans chaque tranche, A représente un vecteur considéré dans le plan (xOy). Ceci permet de prendre en compte la polarisation du faisceau à l'entrée de chaque tranche, décomposée suivant les axes propres du cristal. Le principe du calcul numérique est explicité dans la section II.2.2. de ce chapitre C.

En reportant les équations (13) dans (14) , nous obtenons :

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} \pm \frac{1}{2} k^2 x_0^2 n^2 r_{\text{eff}} E.A = 0 \quad (15)$$

suivant l'orientation du vecteur champ électrique de l'onde A.

Dans les expressions (14) et (15) intervient la longueur arbitraire x_0 . Elle a été introduite dans le calcul de manière à rendre l'équation de propagation adimensionnelle, mais elle n'a pas de signification physique. C'est simplement un facteur d'échelle sur lequel il faudra reporter la solution trouvée. Par conséquent, il est possible, par exemple, de choisir $x_0=1\text{m}$ afin de simplifier l'équation de propagation.

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} \pm \frac{1}{2} k^2 n^2 r_{\text{eff}} E.A = 0 \quad (16)$$

II. Résolutions numériques des équations de champ de charge d'espace et de propagation

II.1. Evolution du champ de charge d'espace en fonction du temps et de l'espace

Ce paragraphe, consacré à la résolution de l'équation (9), a pour but de présenter :

- la méthode numérique utilisée pour calculer le champ de charge d'espace E en fonction de l'éclairement local I_{em} , du temps t et de la dimension spatiale x : **une méthode des différences finies a été mise en oeuvre.**

- des exemples de résultats numériques obtenus, mettant en évidence le masquage du champ extérieur appliqué pendant la durée d'une impulsion et l'influence de différents paramètres (éclairement, champ appliqué) sur le phénomène d'auto-focalisation.

II.1.1. Méthode numérique de résolution

L'équation différentielle (9) est une équation non linéaire à coefficients dépendant de l'inconnue $E(x,t)$ et qui est de la forme suivante :

$$A(x,t,E)\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + B\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} + C(x,t)\frac{\partial E}{\partial x} + D(x,t)E = 0 \quad (17)$$

$$\text{avec } \begin{cases} A(x,t,E) = -\mu\epsilon_0\epsilon_r E(x,t) \\ B = \epsilon_0\epsilon_r \\ C(x,t) = e\mu(N_D - N_A)(1 - e^{-sI_{em}t}) \\ D(x,t) = e\mu st(N_D - N_A)e^{-sI_{em}t} \frac{\partial I_{em}}{\partial x} \end{cases}$$

où $E(x,t)$ représente le champ électrique local et I_{em} l'éclairement.

Cette équation est à résoudre numériquement par une méthode des différences finies ou méthode de discrétisation du Laplacien [18], méthode basée sur l'approximation d'un opérateur différentiel par un opérateur aux différences finies. Les différentes phases de cette méthode sont reportées en annexe à la fin du chapitre C. Cette méthode nous ramène ainsi à un système d'équations discrétisées non linéaire, que l'on résout par le biais d'une méthode de résolution matricielle, dont le principe est présenté également en annexe.

Ces méthodes numériques de résolution permettent ainsi de déterminer le comportement temporel du champ de charge d'espace E pendant la durée de l'impulsion en fonction du temps t et de la dimension transversale x , sur la face d'entrée du cristal. Nous présentons dans le paragraphe qui suit des exemples de résultats numériques obtenus illustrant le masquage du champ extérieur appliqué pendant le passage de l'impulsion.

II.1.2. Exemples de résultats numériques obtenus

Nous présentons, dans cette partie :

- dans un premier temps, les résultats obtenus, en ce qui concerne le comportement du champ de charge d'espace en fonction de x et t , sur la face d'entrée du cristal lors du passage d'une impulsion brève de durée τ_p dans un cristal de BSO.

- dans un second temps, l'influence de différents paramètres, tels que l'éclairement dû au faisceau, le champ électrique appliqué, sur le phénomène d'auto-focalisation est étudiée.

II.1.2.1. Masquage du champ extérieur appliqué dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ pendant la durée d'une impulsion

Pour illustrer le phénomène de masquage du champ extérieur appliqué, nous développons le calcul sur un cristal de type BSO, les paramètres relatifs à ce cristal étant disponibles dans la littérature [4,6-8] et étant proches de ceux relatifs à BTO. Ces simulations correspondent en fait à la résolution numérique de (9), en supposant l'illumination par un faisceau gaussien.

Cette analyse ne prend pas en compte l'effet que peut avoir la modification du champ sur la propagation du faisceau et donc ne prend pas en compte la rétroaction du faisceau sur le champ. Notons que l'influence du champ sur le faisceau et vice versa sera prise en compte, par la suite, lors des simulations de l'équation de propagation présentées au paragraphe II.2. de ce chapitre.

Les paramètres concernant le cristal de BSO utilisé dans les simulations ont été prises dans la littérature à partir d'expérimentations de mélange à deux ondes en régime impulsif [4, 6-8] : $\epsilon_r = 56$, $\mu = 10^{-5} \text{ m}^2/\text{V}$, $s = 2.10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}$, $N_D = 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_A = 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Le champ électrique appliqué et l'éclairement maximal sont respectivement égaux à $E_{\text{ext}} = 6,25 \text{ kV/cm}$ et $I_0 = 1 \text{ MW/cm}^2$, ces deux valeurs correspondant aux valeurs expérimentales. De plus, les cristaux sillénites ne présentent pas d'effet photovoltaïque; nous considérons donc $\beta_{\text{ph}} = 0$.

Nous supposons ici que l'éclairement dû au faisceau a un profil gaussien donné par : $I_{\text{em}}(x,t) = I_0 \cdot \exp(-x^2/w_e^2) \cdot H(t)$ où w_e représente le col du faisceau à l'entrée du cristal : $w_e = 10 \mu\text{m}$, $H(t) = 1$ pour $t < \tau_p$ et $H(t) = 0$ pour $t > \tau_p$.

Les résultats de nos calculs sont illustrés dans les figures 2 et 3 pour deux impulsions de durées différentes : ces figures montrent l'évolution du champ de charge d'espace en fonction du temps t et de la dimension transversale à la propagation du faisceau x , durant la durée d'une impulsion de quelques nanosecondes.

La figure 2 décrit le masquage du champ extérieur appliqué pendant une impulsion de durée $\tau_p=10$ ns sur la face d'entrée du cristal : le champ électrique total (initialement uniforme) diminue depuis sa valeur initiale $E_{\text{ext}}=6,25$ kV/cm jusqu'à une valeur inférieure à 5 kV/cm, correspondant à une variation relative de 25%.

Par effet Pockels, l'évolution du champ de charge d'espace va engendrer une bosse d'indice : ceci met en évidence la création d'un guide d'onde, qui peut aboutir à un phénomène d'auto-focalisation en un temps très bref.

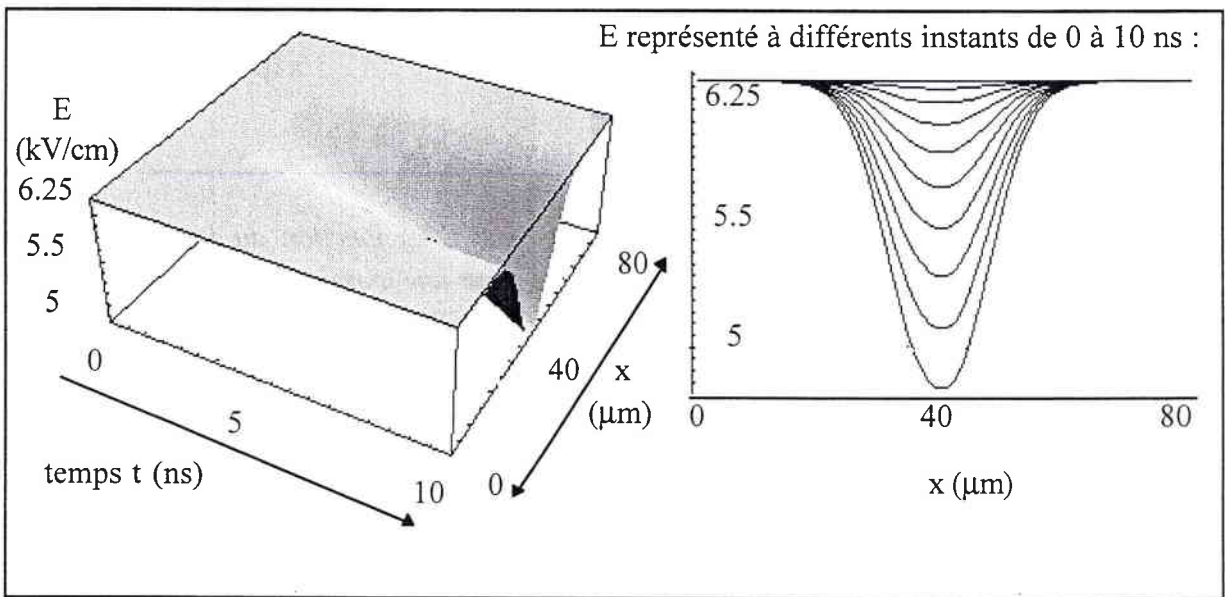


Figure 2 : Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps et de la dimension transversale x dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ pour une impulsion de durée $\tau_p=10$ ns, à différents instants $t=0, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ ns.

La figure 3 montre que, pour une impulsion plus longue ($\tau_p=50$ ns), le champ peut diminuer jusqu'à 0 : la saturation photoréfractive³ est alors atteinte, le champ extérieur appliqué est totalement masqué à l'endroit du faisceau à la fin de l'impulsion et ressemble à une gaussienne écrêtée.

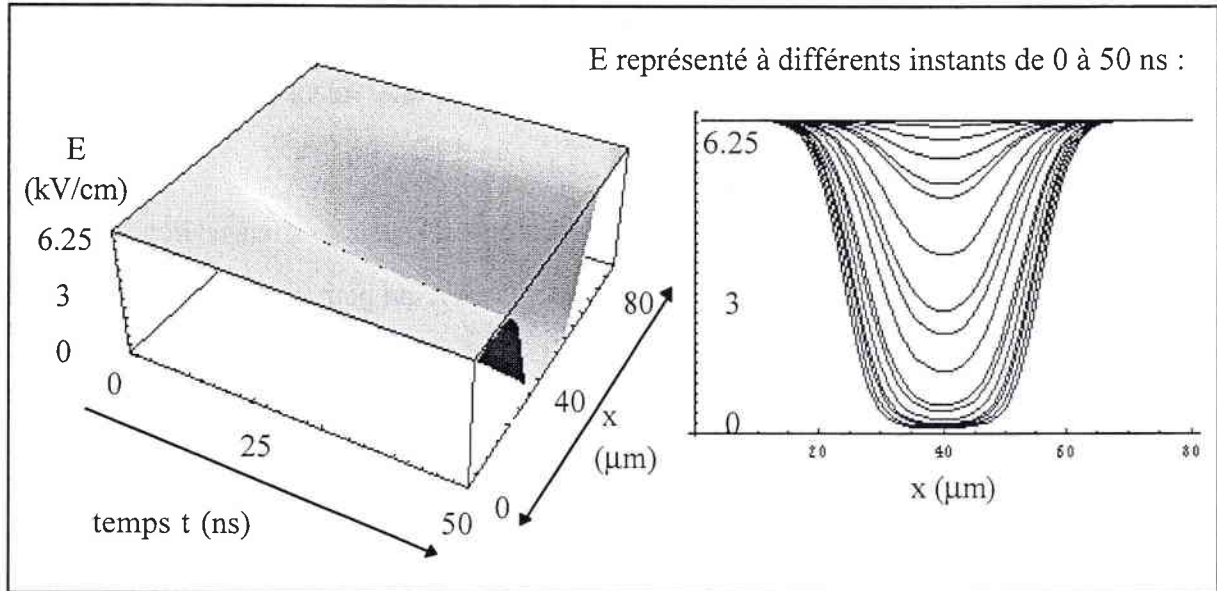


Figure 3 : Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ pour une impulsion de durée $\tau_p=50$ ns, à différents instants $t=0, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 20, 30, 40, 50$ ns.

II.1.2.2. Influence de différents paramètres sur la construction du champ de charge d'espace

Différentes simulations dans des conditions variées ont été réalisées de manière à mettre en évidence l'influence de différents paramètres sur la construction du champ de charge d'espace et d'étudier les conditions nécessaires pour qu'un faisceau s'auto-focalise. Les cas de simulations sont présentés dans les paragraphes qui suivent et sont comparés aux résultats présentés sur les figures 2 et 3.

³ Nous n'utilisons pas ici la définition usuelle de la saturation photoréfractive. Dans notre étude, lorsque nous mentionnons la saturation photoréfractive, cela signifie que le champ électrique est totalement masqué : la modulation de l'indice de réfraction « sature » (voir figure 3).

Les sections II.1.2.2.a. à II.1.2.2.d. présentent, comme précédemment, des simulations concernant un cristal de BSO : pour chaque simulation présentée, un seul paramètre a été modifié, respectivement la densité de donneurs ionisés N_D , l'éclairement maximal I_0 , le champ extérieur appliqué E_{ext} et la mobilité μ . La section II.1.2.2.e. concerne un autre type de cristal photoréfractif de la famille des perovskites : KNbO_3 . Ces différents calculs numériques permettront de définir quel type de cristal est intéressant pour atteindre l'auto-focalisation d'un faisceau en un temps très court, pendant la durée d'une impulsion.

II.1.2.2.a. Influence de la densité de donneurs N_D

Pour tester l'influence de la densité de donneurs N_D sur la construction du champ de charge d'espace, nous simulons le masquage du champ extérieur appliqué pour une densité 1000 fois plus importante qu'au paragraphe I.1.2.1. : $N_D = 10^{28} \text{ m}^{-3}$. Nous avons parfaitement à l'esprit que cette valeur est physiquement impossible, mais ce cas scolaire est utile pour mettre en évidence l'effet de N_D .

Cette simulation est représentée par la courbe de la figure 4 : nous constatons que le processus de masquage du champ appliqué est considérablement plus rapide. Le processus d'auto-focalisation apparaît en moins de 2 ns et atteint l'état de saturation photoréfractive en moins de 6 ns. Le phénomène de saturation est ainsi plus rapide que celui présenté sur la figure 3 : il apparaît donc que plus il existe de centres donneurs, plus il y a d'électrons générés, ainsi le phénomène d'auto-focalisation est d'autant plus rapide.

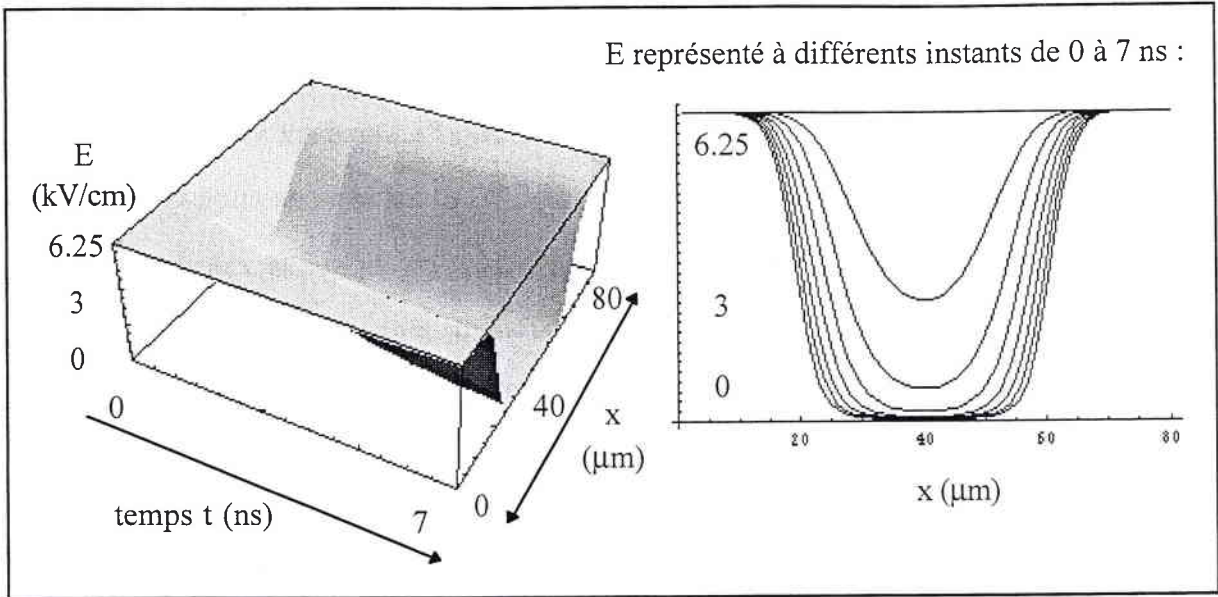


Figure 4 : Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ pour une densité de donneurs plus élevées $N_D = 10^{28} \text{ m}^{-3}$: $\tau_p = 7 \text{ ns}$, à différents instants entre 0 et 7 ns par pas de 1 ns.

II.1.2.2.b. Influence de l'éclairement

Un autre paramètre essentiel dans la construction du champ de charge d'espace est l'éclairement dû au faisceau incident. La figure 5 présente une simulation du masquage du champ électrique pour un éclairement $I_0 = 10 \text{ MW/cm}^2$, c'est à dire 10 fois plus important que dans les simulations présentées précédemment. Cet éclairement correspond à une énergie de $0,2 \text{ J/cm}^2$ pour une impulsion de durée $\tau_p = 20 \text{ ns}$. La saturation photoréfractive est atteinte en moins de 20 ns, donc en un temps plus court que pour un éclairement moins élevé (voir fig.3 section II.1.2.1.). Cette simulation met en évidence le fait que plus l'éclairement dû au faisceau laser est intense, plus le temps de réponse est court. Ce résultat laisse supposer que le processus d'auto-focalisation peut être aussi rapide que désiré, si l'éclairement dû à l'impulsion est suffisamment élevé. Ce résultat, qui semble évident intuitivement, a déjà été démontré dans des expérimentations de mélanges à deux ondes [4-8] mais jamais, à notre connaissance, dans les processus de masquage de champ faisant intervenir un seul faisceau et en régime impulsionnel.

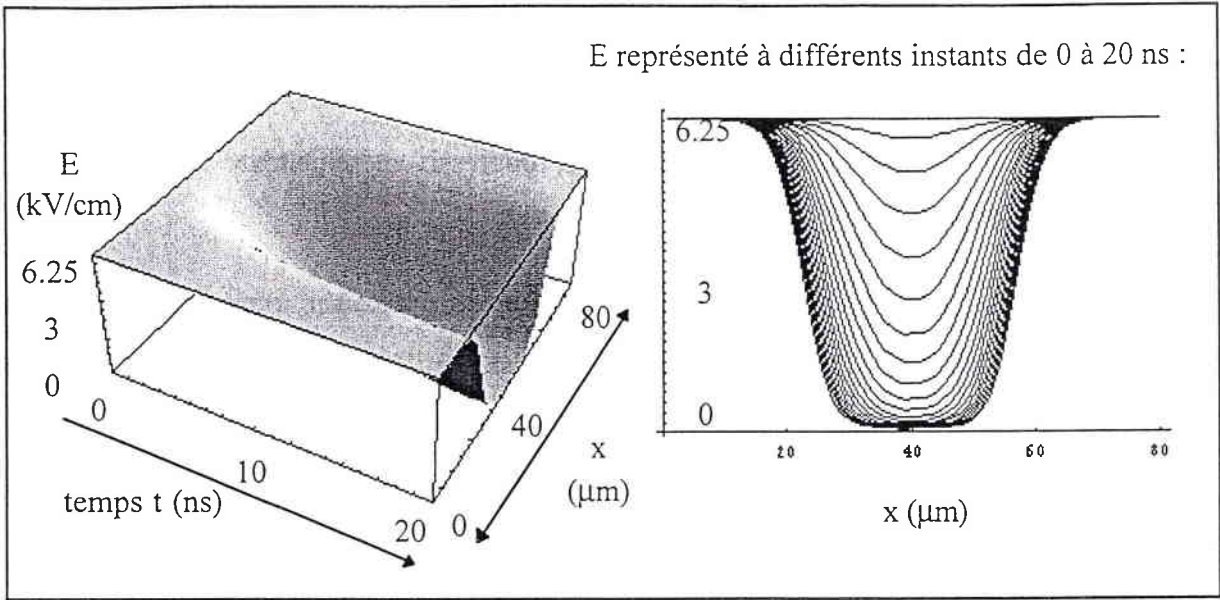


Figure 5 : Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ pour un éclairage plus élevé $I_0 = 10 \text{ MW/cm}^2$; $\tau_p = 20 \text{ ns}$, à différents instants entre 0 et 20 ns par pas de 1 ns.

II.1.2.2.c. Influence du champ extérieur appliqué

La courbe tracée figure 6 présente l'effet du champ électrique extérieur appliqué sur la construction du champ de charge d'espace. De manière à évaluer son influence, nous avons donc simulé l'évolution du comportement temporel du masquage du champ appliqué, en considérant un champ 1000 fois plus important que dans les simulations présentées figure 2-5 c'est à dire $E_{\text{ext}} = 6,25 \text{ MV/cm}$. Ce champ est physiquement impossible mais ce cas est néanmoins très intéressant pour mettre en évidence l'existence ou l'inexistence d'une auto-déviation transitoire, telle que celle reportée dans la référence [13] à des échelles de temps et de puissance différentes.

Nos calculs montrent que le faisceau semble s'auto-focaliser dans la mesure où :

- le champ de charge d'espace diminue progressivement de la valeur $E_{\text{ext}} = 6,25 \text{ MV/cm}$ à une valeur de $5,5 \text{ MV/cm}$ en 10 ns, ce qui correspond à une variation relative de 10 %.

- par ailleurs, le faisceau est dévié de $10\ \mu\text{m}$ au bout de $10\ \text{ns}$; il existe donc une déviation moyenne de $1\ \mu\text{m}$ par ns .
- de plus, le profil gaussien du champ disparaît progressivement pendant l'impulsion et E devient asymétrique.

Cette simulation indique qu'une auto-déviation du faisceau n'apparaît que pour des champs appliqués très élevés et physiquement irréalistes à l'échelle de temps nanoseconde. Cette auto-déviation ne pourra donc, à priori, pas être observée expérimentalement.

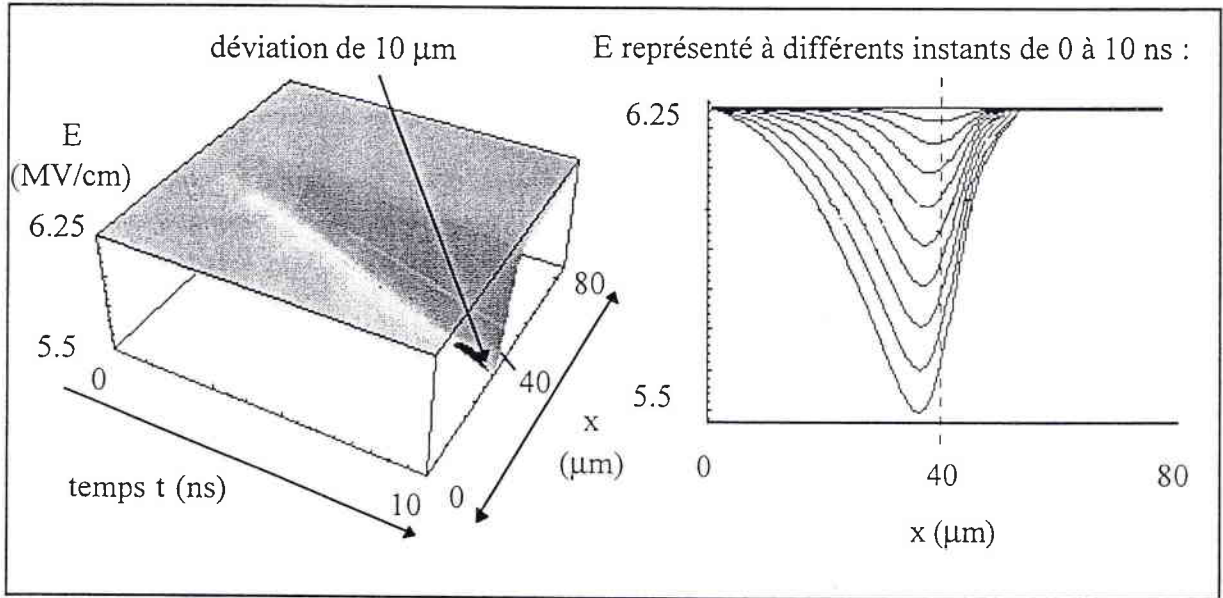


Figure 6 : Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ pour un champ appliqué plus élevé $E_{\text{ext}} = 6,25\ \text{MV/cm}$: $\tau_p = 10\ \text{ns}$, à différents instants $t=0, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10\ \text{ns}$.

II.1.2.2.d. Influence de la mobilité

Les figures 2 à 6, présentées précédemment, montrent la manière dont se construit le champ de charge d'espace pendant le passage d'une impulsion laser, sous l'effet d'un champ électrique appliqué. Ces simulations utilisent les paramètres des cristaux de BSO, relevés dans la littérature, notamment la mobilité $\mu = 10^{-5}\ \text{m}^2/\text{V.s}$ [7].

Des expérimentations de mélange à deux ondes [5] et, notamment la mesure de l'évolution du photocourant, ont permis de déterminer la mobilité des porteurs dans la bande de conduction. La valeur ainsi déterminée est de $3.10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$, soit plus importante que celle couramment utilisée dans la littérature [4,7]. Cette remarque nous a amené à étudier l'influence de la mobilité sur le phénomène d'auto-focalisation.

La figure 7 présente le masquage du champ extérieur appliqué pour une mobilité $\mu=3.10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$, valeur apparemment plus proche de la réalité pour des expérimentations en régime impulsionnel. Nous constatons que le champ extérieur appliqué se masque plus rapidement que pour une mobilité moins importante : en effet, le phénomène d'auto-

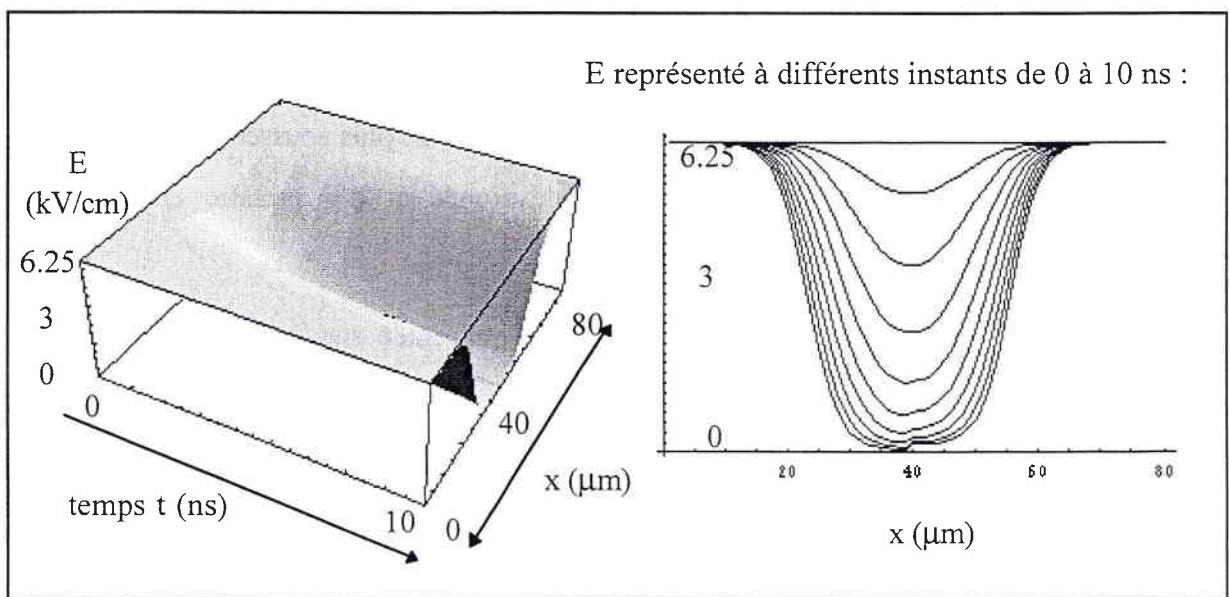


Figure 7 : Construction du champ de charge d'espace en fonction du temps t et de la dimension transversale x dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ pour une mobilité plus élevée $\mu=3.10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$: $\tau_p = 10 \text{ ns}$, à différents instants $t=0, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 \text{ ns}$.

focalisation apparaît dans les cinq premières nanosecondes de l'impulsion et la saturation photoréfractive est atteinte en moins de 10 ns. Ceci s'explique par le fait que plus la mobilité est élevée, plus les électrons migrent vite hors de la zone éclairée. La mobilité est donc un paramètre jouant un rôle essentiel dans le processus d'auto-focalisation.

II.1.2.2.e. Auto-focalisation dans les perovskites : KNbO_3

Pour déterminer les conditions idéales pour atteindre l'auto-focalisation photoréfractive pendant la durée d'une impulsion, d'autres types de cristaux ont également été testés. En particulier, des simulations concernant des cristaux perovskites ont été réalisées, puisqu'ils paraissent très intéressants pour ce processus du fait de leur coefficient électro-optique plus élevé que celui des sillénites.

Toutefois, l'ensemble des approximations faites précédemment est conservé pour les simulations présentées ci-dessous; en effet, nous ne tenons pas compte de l'effet photovoltaïque d'où $\beta_{ph}=0$, ce qui n'est pas rigoureusement vrai en ce qui concerne les cristaux perovskites. Ces calculs permettent néanmoins de donner une idée sur la possibilité d'auto-focaliser une impulsion laser dans ce type de cristal. Une étude plus poussée sur ces matériaux nécessiterait de modifier le modèle numérique développé et d'y prendre en compte le phénomène photovoltaïque.

Un calcul concernant un cristal de KNbO_3 est présentée sur la figure 8, utilisant les paramètres suivants [19] : $\epsilon_r = 55$, $\mu = 6.10^{-7} \text{ m}^2/\text{V.s}$, $s = 3.10^{-2} \text{ m}^2/\text{J}$, $N_D = 3.2.10^{21} \text{ m}^{-3}$, $N_A = 9.10^{20} \text{ m}^{-3}$. Le champ électrique appliqué et l'éclairement dû au faisceau laser ont été pris égaux à $E_{ext} = 6,25 \text{ kV/cm}$ et $I_0 = 1 \text{ MW/cm}^2$ respectivement; le col d'entrée du faisceau vaut toujours $w_e = 10 \text{ }\mu\text{m}$. β_{ph} a été pris égal à 0.

Cette simulation met en évidence une construction lente du champ de charge d'espace : en 100 ns, l'amplitude du champ varie faiblement de 6,25 kV/cm à 5,5 kV/cm et aucun phénomène d'auto-focalisation ne peut apparaître : en effet, le champ de charge d'espace ressemble immédiatement à une gaussienne écrêtée mais tend à devenir de plus en plus large , ce qui confirme le fait que le faisceau ne peut être auto-confiné en régime impulsionnel. Ceci peut éventuellement s'expliquer par le fait que la densité de donneurs dans KNbO_3 est moins importante que dans BSO.

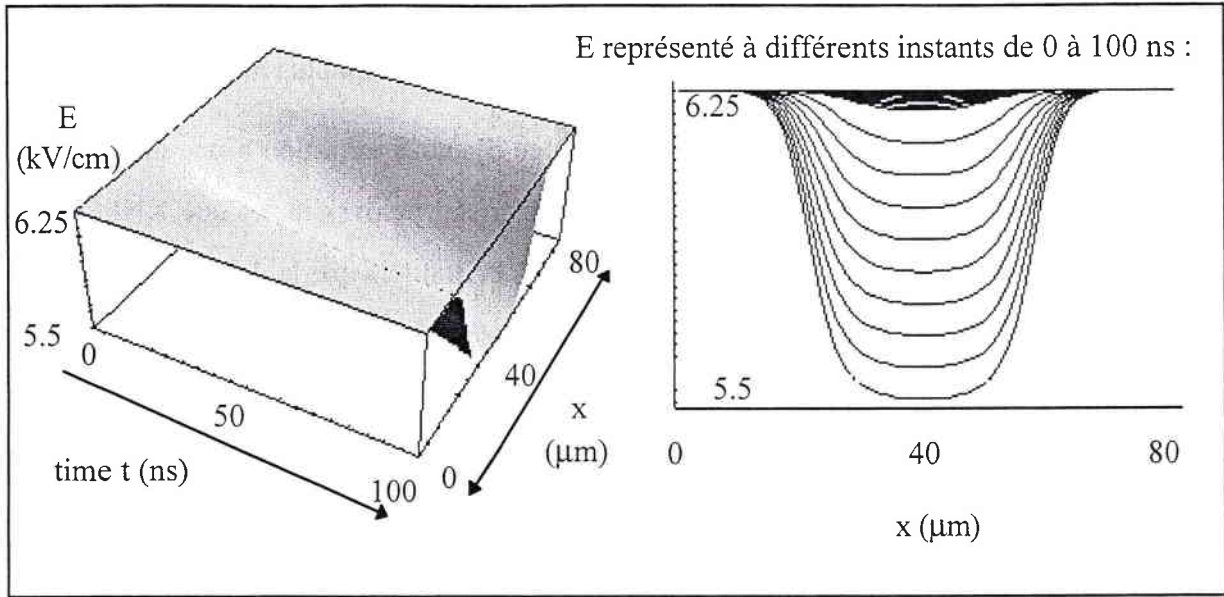


Figure 8 : Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x dans un cristal de KNbO_3 pour une impulsion de durée $\tau_p = 100$ ns, à différents instants $t = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100$ ns.

II.1.2.3. Conclusion

Les simulations concernant un cristal de BSO (figures 2 et 3) montrent l'évolution spatiale et temporelle du champ de charge d'espace, depuis la création d'un guide d'onde jusqu'à la saturation photoréfractive selon la longueur τ_p de l'impulsion.

En faisant varier les différents paramètres importants tels que la densité de donneurs N_D , l'éclairement maximal I_0 , le champ électrique appliqué E_{ext} ainsi que la mobilité μ et le type de cristal (fig. 4 à 8), nous avons pu mettre en évidence leur influence essentielle.

- Plus la densité de donneurs est élevée, plus la saturation photoréfractive est atteinte rapidement (figure 4).
- La figure 5 met en évidence le fait que l'éclairement dû au faisceau laser influe fortement sur le temps de réponse.
- L'auto-déviation transitoire prédite dans [13] n'existe que pour des champs appliqués très élevés et hors des possibilités expérimentales (fig. 6).

- La mobilité μ des porteurs a une influence sur l'amplitude du processus d'auto-focalisation : une mobilité plus importante engendre un confinement plus intense.
- Enfin, il a été mis en évidence que le phénomène d'auto-focalisation d'une impulsion de quelques nanosecondes ne peut se produire dans un cristal perovskite tel que KNbO_3 , ceci étant probablement dû à certains paramètres relatifs au cristal tels que la densité de donneurs, la mobilité qui sont moins élevés. De plus, l'effet photovoltaïque n'est pas pris en compte dans le modèle développé.

Notre modélisation peut s'avérer très utile pour déterminer quel cristal peut être utilisé pour obtenir une auto-focalisation en un temps très court.

Ces simulations de la construction du champ de charge d'espace seront également utilisées dans ce qui suit; en effet, elles constituent une étape essentielle pour décrire l'évolution du profil du faisceau au cours de sa propagation dans le matériau photoréfractif.

II.2. Simulation de la propagation d'une impulsion laser dans un matériau photoréfractif

Le but de cette étude est de simuler, en utilisant les résultats du calcul du champ de charge d'espace, la propagation d'une impulsion laser d'une durée de quelques nanosecondes lors de son passage au travers d'un cristal photoréfractif soumis à un champ appliqué. Pour cela, il convient de résoudre numériquement l'équation de propagation (16). Cette équation non linéaire aux dérivées partielles peut être résolue par la méthode particulièrement adaptée aux équations décrivant la propagation d'une onde en milieu non linéaire [20,21] : la méthode dite « Split-Step Fourier » (SSF) ou « Beam Propagation Method » (BPM).

Dans la suite de ce chapitre, nous définissons plus précisément les éléments essentiels de cette méthode et nous donnons un résultat significatif montrant la pertinence de l'application. Les résultats détaillés illustrant nos calculs sont donnés au chapitre F, en comparaison avec nos résultats expérimentaux.

II.2.1. Méthode numérique : Split-Step Fourier (SSF)

La méthode Split-Step Fourier, connue aussi sous le nom de « Beam Propagation Method » (BPM), approche la solution d'une équation telle que l'équation (16) en considérant les effets dus à l'opérateur linéaire et ceux dus à l'opérateur non linéaire séparément. En pratique, ceci consiste à découper le cristal photoréfractif dans sa longueur en tranches d'épaisseur h ; la propagation calculée sur un pas élémentaire h se calcule donc en deux phases : dans la première phase, l'opérateur linéaire est supposé nul et on considère uniquement l'opérateur non linéaire; dans la deuxième phase, on a la situation opposée.

L'équation de propagation (16) est donc de la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (OL + ON)A \quad (18)$$

où - OL est l'opérateur linéaire qui tient compte de l'effet de diffraction : c'est donc le terme qui contient les dérivées.

- ON est l'opérateur non linéaire qui gère les effets liés à la variation d'indice.

La solution exacte de l'équation (18) est :

$$A(x, y, z + h) = \exp(h(OL + ON))A(x, y, z) \quad (19)$$

Pour pouvoir la résoudre numériquement à l'aide de la méthode de Split-Step Fourier, on utilise la formule de Baker-Hausdorff pour 2 opérateurs non commutant :

$$\exp(OL).\exp(ON) = \exp\left(OL + ON + \frac{1}{2}[OL, ON] + \frac{1}{12}[OL - ON, [OL, ON]] + \dots\right) \quad (20)$$

$$\text{où } [OL, ON] = (OL)(ON) - (ON)(OL)$$

Au lieu de considérer la solution effective (19), on considère donc une solution approchée (équation (20)), qui est donnée par la relation (21), si on néglige les termes d'ordre supérieur à 1 :

$$A(x, y, z + h) = \exp(h(OL))\exp(h(ON))A(x, y, z) \quad (21)$$

Ceci suppose en fait que, sur une petite distance h , l'effet de diffraction et les effets non linéaires agissent séparément. Dans une première étape, seule la non linéarité est prise en compte et $OL=0$. Dans une deuxième, la diffraction est prise en compte et $ON=0$.

Le calcul des effets de l'opérateur NL peut être développé dans l'espace réel tandis que le calcul de $\exp(h(OL))A(x,y,z)$ se fait dans le domaine de Fourier pour plus de rapidité. On calcule la transformée de Fourier de $A(x,y,z)$, puis on dérive en multipliant chaque point par la pulsation $i\omega$ correspondante. Le résultat final est obtenu en calculant la transformée de Fourier inverse.

II.2.2. Synoptique du simulateur

Les différentes étapes intervenant dans la modélisation de la propagation d'une impulsion brève dans un cristal photoréfractif sont décrites dans le synoptique ci-dessous :

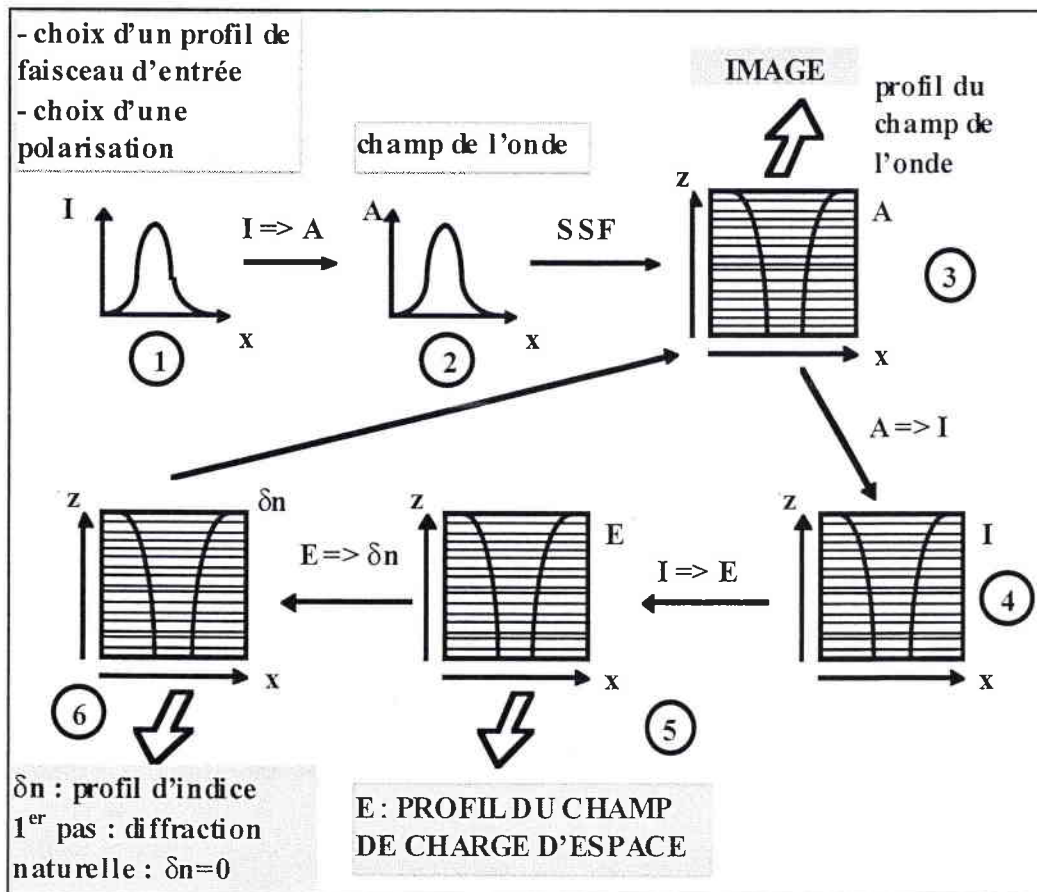


Figure 9 : Synoptique du calcul de propagation de faisceau

Le calcul de la propagation du faisceau laser dans le matériau photoréfractif se déroule donc de la manière suivante :

- dans un premier temps, nous définissons un profil de l'éclairement dû au faisceau sur la face d'entrée du cristal (généralement gaussien) ainsi qu'une polarisation (étape (1)). Ces éléments nous permettent ainsi de déterminer le profil du champ de l'onde à l'entrée du cristal (étape (2)).

- dans un second temps, un calcul de propagation du faisceau par la méthode de Split-Step Fourier (SSF) est réalisé en considérant un profil d'indice $\delta n=0$ dans le cristal (cristal isotrope lorsqu'aucun champ n'est appliqué) : nous visualisons ainsi le comportement du profil du champ de l'onde à l'intérieur du cristal (étape (3)) ainsi que l'évolution de l'éclairement (diffraction naturelle) (étape (4)).

- ceci nous permet alors, pour chaque tranche d'épaisseur h faible, de calculer le comportement du champ de charge d'espace associé à ce profil d'éclairement pour le premier pas en temps : en général, pour $t=h_t=1$ ns (étape (5)).

- ainsi, le nouveau profil de l'indice dans le matériau est calculé à l'instant $t=h_t=1$ ns; le profil du champ de l'onde ainsi que le profil d'éclairement est recalculé par SSF (étape (6)) et nous déterminons le comportement de E à l'instant $t=2h_t$ et ainsi de suite pour chaque pas en temps.

Ce simulateur nous permet donc de déterminer, à la fois, le comportement temporel du champ de charge d'espace à l'intérieur du cristal et le profil du faisceau laser le traversant.

En ce qui concerne le profil d'entrée du faisceau, nous considérons, dans un premier temps (section II.2.3.), une impulsion dont le profil temporel est un échelon et dont le profil spatial est gaussien; par la suite (chapitre F), nous considérons une impulsion de profil temporel gaussien de la forme $I_{em}(x, t) = I_0 \exp(-x^2 / w_e^2) \exp(-t^2 / b^2)$, où w_e représente le col d'entrée du faisceau et b prend en compte la dimension temporelle. Sa durée est de 5 ns, cette durée correspondant à la durée des impulsions émises par le laser utilisé pour la partie expérimentale.

Le champ de l'onde **A** est un champ vectoriel à deux composantes transversales complexes, qui permet ainsi de prendre en compte la polarisation du faisceau incident, tout en conservant la dimension (1+1) du modèle. De cette manière, en considérant un champ vectoriel, nous pouvons tenir compte du pouvoir rotatoire ρ , lors de la propagation du faisceau dans un cristal sillénite comme explicité ci-après. Rappelons que le champ extérieur appliqué est orthogonal à la direction de propagation (110). Dans cette configuration, les axes propres du cristal sont à 45° de x et y . Pour le calcul numérique, le cristal est découpé en fines tranches d'épaisseur h . Dans chaque tranche, **A** est un vecteur considéré dans le plan (xOy). La polarisation du faisceau à l'entrée de chaque tranche est prise en compte par décomposition suivant les directions propres. On propage dans chaque tranche en considérant le pouvoir rotatoire $\rho=0$. Pour chaque tranche suivante, la polarisation est à nouveau imposée en tenant compte, cette fois ci, de la rotation du plan de polarisation dans l'épaisseur h de cristal traversé.

Dans le paragraphe suivant, un exemple de simulation⁴, utilisant les paramètres d'un cristal de BSO (utilisés dans la section II.1.2.), est présenté. Cet exemple illustre le phénomène d'auto-focalisation qui apparaît lors du passage d'une impulsion brève dans un cristal de BSO. Des simulations systématiques, en faisant varier différents paramètres tels que le champ extérieur appliqué E_{ext} , l'éclairement maximal I_0 , la polarisation P ont été réalisées. Ces simulations sont présentées au chapitre F, de manière à pouvoir les comparer aux expérimentations réalisées sur ce type de cristal.

⁴ Nous tenons ici à souligner la lourdeur du programme développé pour réaliser une simulation de propagation de faisceau telle que celle présentée sur les figures 10 et 11. Après avoir été réalisé en un langage interprété (Mathematica), ce programme a été réécrit en langage C++. Le simulateur a été optimisé en parallélisant le programme, de manière à améliorer le temps de calcul. Au départ, un calcul de propagation demandait 24h de calculs sur station SUN-Sparc 10 à Supélec. Actuellement, les simulations sont effectuées au Centre Charles Hermite de Nancy sur un ordinateur du type Origin 2000, en parallèle sur 20 microprocesseurs et prend à peine 30 mn. Un facteur 18000 a ainsi été gagné au niveau du temps de calcul entre le programme initial et le programme final utilisé.

II.2.3. Exemple de simulation

II.2.3.1. Calcul numérique de la propagation d'une impulsion laser dans BSO

Les figures 10 et 11 présentent un exemple de calcul numérique en considérant les paramètres du BSO suivant :

$$\epsilon_r=56, \mu=3.10^{-4} \text{ m}^2/\text{V}, s=2.10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}, N_D=10^{25} \text{ m}^{-3}, N_A=10^{22} \text{ m}^{-3}, E_{\text{ext}}=6,25 \text{ kV/cm}, \tau_p=20 \text{ ns}.$$

La figure 10 illustre l'évolution du champ de charge d'espace en fonction de x et de la direction longitudinale z , à différents instants t au cours de l'impulsion.

La figure 11 présente le profil d'éclairement dû à l'impulsion laser correspondant.

Dans les deux cas, le profil utilisé à l'entrée du matériau photoréfractif est un profil spatial gaussien, d'éclairement maximal $I_0=1 \text{ MW/cm}^2$, de col $w_e=20 \text{ }\mu\text{m}$, de polarisation parallèle à l'axe de biréfringence $-\delta n$ (polarisation à -45° par rapport au champ appliqué). Dans cet exemple, nous ne tenons pas compte du pouvoir rotatoire dans les cristaux sillénites : $\rho=0^\circ/\text{mm}$.

Les deux figures représentent la propagation du faisceau dans un cristal de longueur $l=6 \text{ mm}$. Pour visualiser les images, nous utilisons une représentation sous la forme de courbes de niveaux du profil du champ de charge d'espace et du profil d'éclairement respectivement.

•Analyse du comportement du champ de charge d'espace (fig. 10)

Au départ (à $t=0$), le champ de charge d'espace est uniforme et égal à E_{ext} (image 10a). Les images 10b-10d mettent en évidence le masquage progressif du champ extérieur s'opérant lors du passage de l'impulsion et aboutissant à un phénomène d'auto-focalisation. Conformément à ce que nous avons déjà calculé (voir figure 3 de la section II.1.2.1.), le champ de charge d'espace diminue jusqu'à 0 et ressemble à une gaussienne écrêtée (image 10e) : la saturation photoréfractive est atteinte. Ensuite, il tend à s'élargir, tout en restant égal à 0

(image 10f) : le guide d'onde s'élargit progressivement, aboutissant à un faisceau dans un état moins focalisé.

• **Analyse du profil d'éclairement dû à l'impulsion lors de la propagation (fig. 11)**

Les figures 11a-11f représentent les profils d'éclairement aux mêmes instants que ceux où on a calculé le champ de charge d'espace.

L'image 11a présente la diffraction naturelle du faisceau lorsqu'aucune modification d'indice ne s'est produite. Les images 11b-11d illustrent le processus d'auto-focalisation du faisceau pendant la durée de l'impulsion. Une fois la saturation photoréfractive atteinte, ce processus est suivi par un processus de relaxation vers un état moins focalisé, présenté sur les images 11e et 11f.

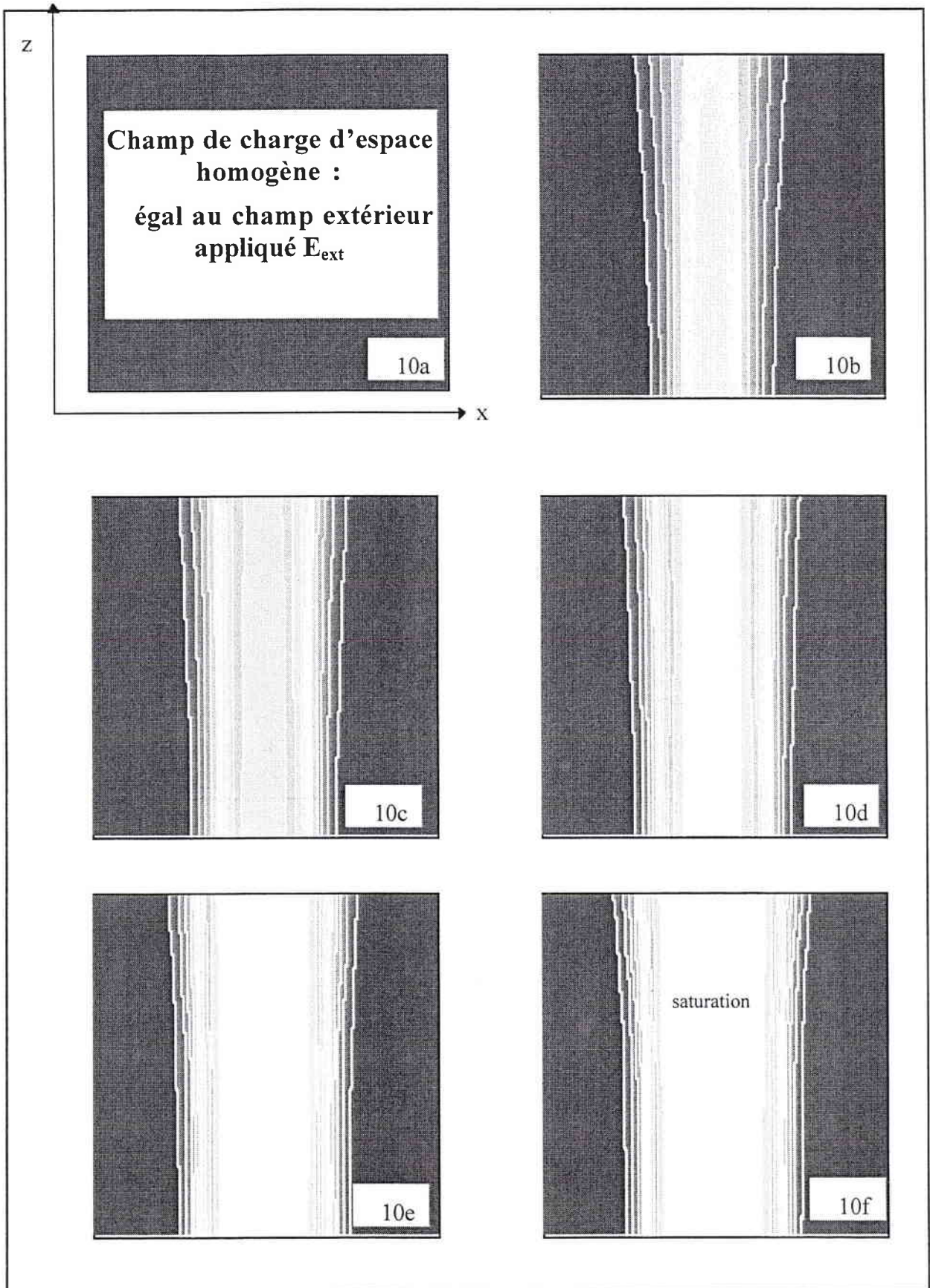


Figure 10 : Calcul numérique du champ de charge d'espace E dans un cristal de longueur 6mm pour t valant a) 0, b) 3, c) 5, d) 7, e) 9, f) 11 ns et $I_0 = 1 \text{ MW/cm}^2$, $\tau_p = 20 \text{ ns}$, $E_{ext} = 6,25 \text{ kV/cm}$.

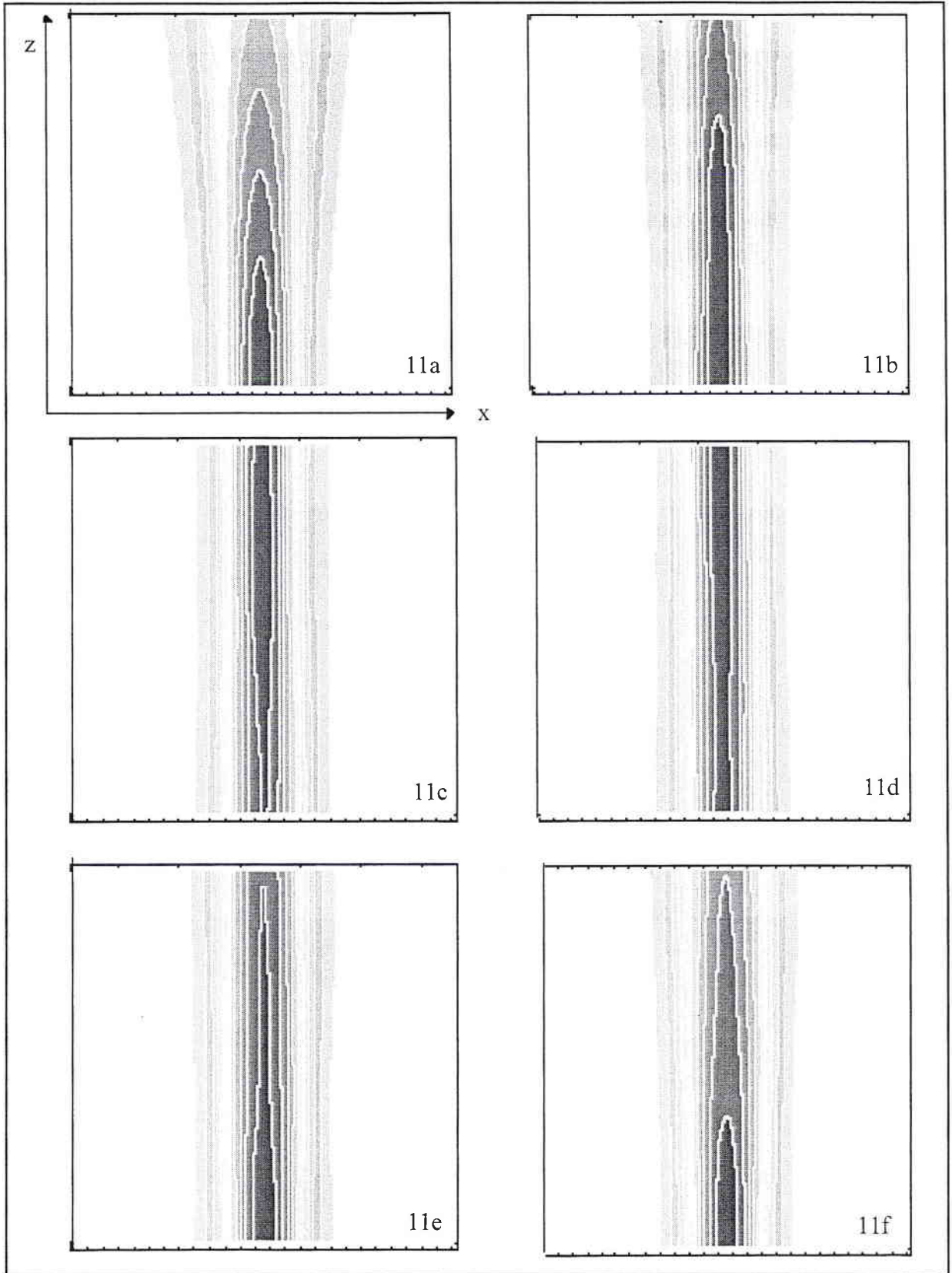


Figure 11 : Calcul numérique de la propagation du faisceau sur un cristal $l=6$ mm pour t valant 0, 3, 5, 7, 9, 11 ns et $I_0 = 1\text{MW/cm}^2$, $\tau_p=20$ ns, $E_{ext}=6,25$ kV/cm.

II.2.3.2. Exemple d'exploitation des résultats obtenus

Ces simulations numériques de la propagation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif vont nous permettre de prévoir qualitativement et quantitativement l'effet d'auto-focalisation à la sortie du cristal en fonction du temps et de l'espace. Par exemple, si nous représentons le profil de l'éclairement dû au faisceau à la sortie du cristal à deux instants différents pendant l'impulsion, nous pouvons visualiser le profil sans champ appliqué et le profil lorsqu'un champ extérieur est appliqué. La figure 12 représente ce type d'analyse, correspondant aux simulations présentées figure 11.

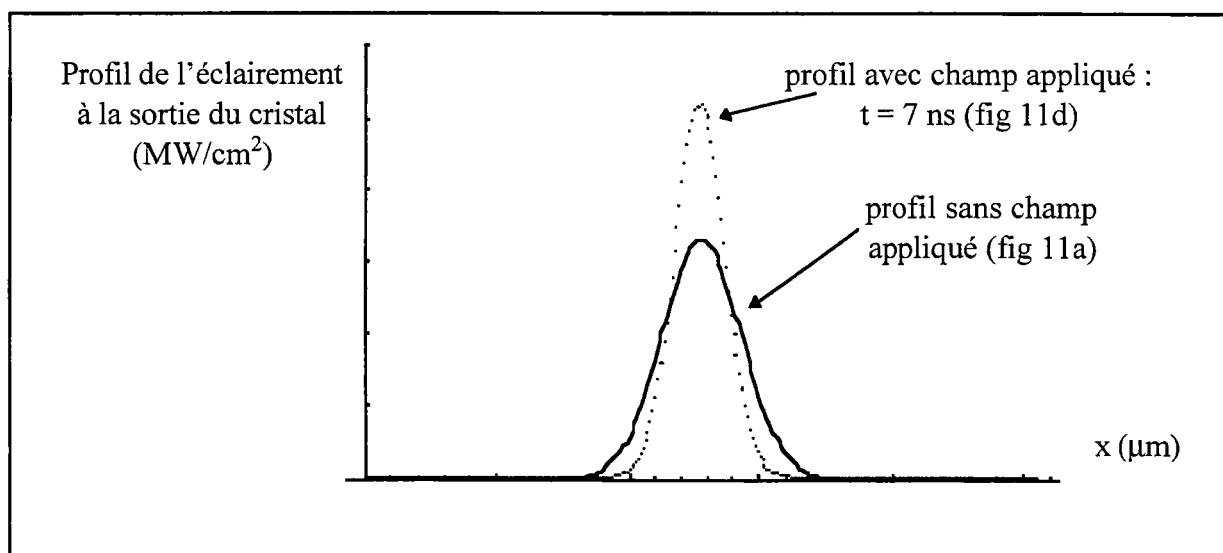


Figure 12 : Profil de l'éclairement dû au faisceau à la sortie du cristal sans et avec champ appliqué, correspondant aux fig. 11a et 11d.

Nous constatons qu'au bout d'un temps $t=7$ ns, l'éclairement maximal au centre du faisceau est plus important que lorsque aucun champ électrique n'est appliqué; simultanément, le rayon du faisceau se rétrécit : ces éléments mettent donc en évidence le fait que le faisceau est auto-focalisé pendant la durée de l'impulsion.

Pour quantifier ce phénomène, il est possible de déterminer la largeur à la hauteur $(1/e)$ du faisceau et de déduire l'évolution du coefficient de diffraction α . Ce coefficient mesuré systématiquement dans la suite (chapitre E) est défini comme le rapport du rayon de sortie sur le rayon d'entrée du faisceau, pendant la durée d'une l'impulsion. Un exemple type est représenté sur la figure 13 où est présentée la dépendance temporelle du coefficient α .

La quantité α_r représente le coefficient de diffraction au repos, lorsqu'aucun champ n'est appliqué (correspondant à la diffraction naturelle : image 11a).

Avec le temps t , $\alpha(t)$ diminue à partir de α_r et passe par un minimum local à l'instant $t=7$ ns, correspondant à la saturation de l'effet photoréfractif : ceci met en évidence que le faisceau est auto-focalisé. Ensuite, le coefficient augmente de nouveau progressivement : le faisceau reste focalisé mais plus faiblement que précédemment.

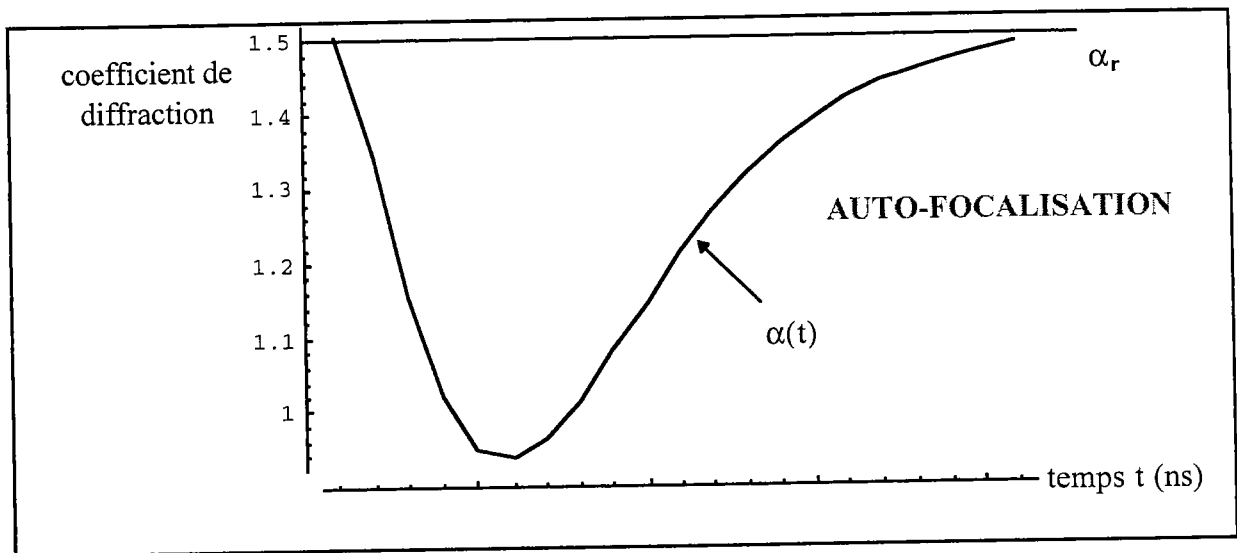


Figure 13 : Dépendance temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$

Cette représentation du phénomène est très intéressante dans le cadre de notre étude, car elle va nous permettre de réaliser une comparaison quantitative des résultats obtenus par le modèle théorique et par la mesure. Pour cette raison, nous ne présentons pas ici d'autres résultats type de ces simulations. Nous reviendrons sur ces résultats au chapitre F lors de l'analyse systématique de nos résultats expérimentaux et de leur confrontation avec les modèles développés.

Références du chapitre C

- [1] P. Yeh, « Introduction to photorefractive nonlinear optics », Wiley Interscience, New York, 1993
- [2] N. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, « Beam coupling and light amplification », *Ferroelectrics*, 22, 961-964 (1979)
- [3] V.L. Vinetskii, N. Kukhtarev, S.G. Odulov, M.S. Soskin, « Dynamic self-diffraction of coherent light beams », *Sov. Phys. Usp.*, 22, 742-756 (1979)
- [4] G. Le Saux, G. Roosen, A. Brun, « Observation and analysis of the fast photorefractive process in BSO », *Opt. Comm.*, 56, 374 (1986)
- [5] G. Roosen, G. Le Saux, G. Pauliat, M. Allain, J.M.C. Jonathan, A. Brun, « Effet photoréfractif dans les cristaux de BSO ou de BGO », *Revue Phys. Appl.*, 22, 1253 (1987)
- [6] D.C. Jones, L. Solymar, « Transient response of photorefractive BSO in the pulsed regime », *Opt. Comm.*, 85, 372 (1991)
- [7] K. Okamoto, T. Sawada, K. Ujihara, « Transient response of a photorefractive grating produced in a BSO crystal by a shorty light pulse », *Optics Comm.*, 99, n°1-2, 82 (1993)
- [8] G.C. Valley, « Short pulse grating formation in photorefractive materials », *IEEE, Journ. Quantum Electronics*, QE-19, 11 (1983)
- [9] S.L. Hou, R.B. Lauer, R.E. Aldrich, « Transport processes of photoinduced carriers in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ », *J. Appl. Phys.*, 44, 2652 (1973)
- [10] B.Kh. Kostyuk, A. Yu Kudzin, G.Kh. Sokolyanskii, *Sov. Phys. Solid State*, 22, 1429 (1980)
- [11] G.G. Douglas, R.N. Zitter, « Transport processes of photoinduced carriers in Bismuth Germanium Oxide ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) », *J. Appl. Phys.*, 39, 2133 (1968)
- [12] G. Le Saux, J.C. Launay, A. Brun, « Transient photocurrent induced by nanosecond light pulses in BSO and BGO », *Opt. Comm.*, 57, 166 (1986)
- [13] P.A. Marquez Aguilar, J.J. Sanchez Mondragon, S. Stepanov, V.Vysloukh, « Transient self-bending of laser beams in photorefractive crystals with drift non linearity », *Phys. Rev. A*, 54, 2563 (1996)
- [14] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.*, 68, 923, « Spatial solitons in photorefractive media » (1992)
- [15] B. Crosignani, M. Segev, D. Engin, P. Di Porto, A. Yariv, G. Salamo, *J. Opt. Soc. Am. B*, 10, 446, « Self-trapping of optical beams in photorefractive media » (1993)
- [16] B.Crosignani, A. Yariv, « Degenerate four wave mixing in the presence of nonuniform pump wave front », *J. Opt. Soc. Am. B*, 1034 (1984)
- [17] N. Fressengeas, Thèse de doctorat de l'université de Metz, « Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation d'un faisceau laser en milieu photoréfractif : convergences spatiales et temporelles vers un soliton » (1997)
- [18] J.P. Nougier, « Méthodes de calcul numériques » (Masson 3^e édition, Paris, 1987)
- [19] M. Zgonik, I. Biaggio, P. Amrhein, P. Günter, « Time resolved investigation of transient photorefractive gratings in KNbO_3 », *Ferroelectrics*, 101, 15 (1990)
- [20] G.P. Agrawal, « Nonlinear fiber optics », (Academic Press Ltd., London, 1989)
- [21] M. Cronin-Colomb, « Whole beam method for photorefractive non-linear optics », *Opt. Comm.*, 89, 276 (1992)

Annexe : Méthodes numériques de résolution

• Méthode des différences finies :

Elle se déroule suivant 3 phases :

- 1) évaluation des dérivées partielles
- 2) construction de l'expression à approcher
- 3) substitution dans l'expression initiale

1) Evaluation des dérivées partielles

Il convient de calculer 3 types de dérivées partielles : $\frac{\partial E}{\partial x}$, $\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t}$, $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}$.

Soit la fonction $u(x,t)$, approximation de $E(x,t)$, continue et continûment dérivable. On développe en série de Taylor $u(x \pm \Delta x)$. Ainsi, on détermine l'expression des dérivées partielles. Nous disposons d'un certain nombre de choix parmi les approximations possibles.

Nous pouvons, à priori, considérer pour valeur approchée de $\frac{\partial u}{\partial x}$ aussi bien

$$\frac{(u(x,t) - u(x - \Delta x, t))}{\Delta x} \text{ que } \frac{(u(x + \Delta x, t) - u(x, t))}{\Delta x}.$$

Ces choix sont importants et sont déterminés suivant les conditions aux limites imposées.

Les dérivées partielles peuvent ainsi s'exprimer des deux façons suivantes :

• Dérivées à gauche :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{u(x, t) - u(x - \Delta x, t)}{\Delta x}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{u(x + \Delta x, t) + u(x - \Delta x, t) - 2u(x, t)}{2\Delta x}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x \partial t} = \frac{u(x, t) - u(x, t - \Delta t) - u(x - \Delta x, t) + u(x - \Delta x, t - \Delta t)}{\Delta x \Delta t}$$

• Dérivées à droite :

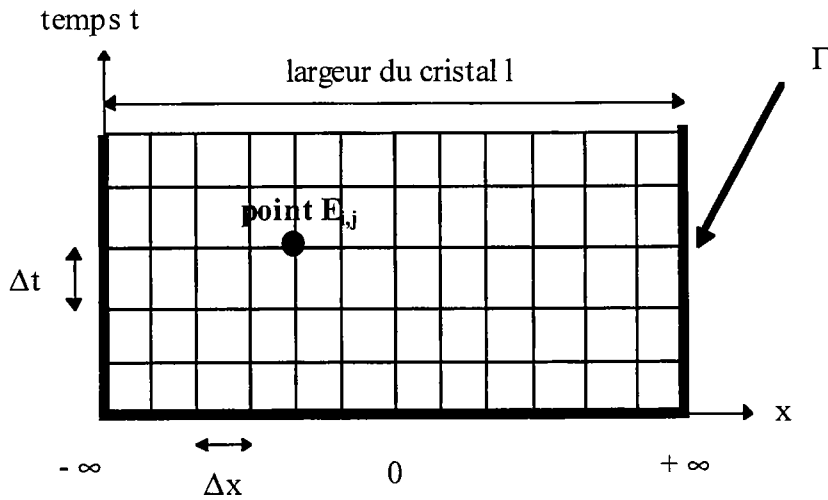
$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{u(x + \Delta x, t) - u(x, t)}{\Delta x}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{u(x + \Delta x, t) + u(x - \Delta x, t) - 2u(x, t)}{2\Delta x}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x \partial t} = \frac{u(x + \Delta x, t) - u(x + \Delta x, t - \Delta t) - u(x, t) + u(x, t - \Delta t)}{\Delta x \Delta t}$$

Nous définirons, par la suite, le type de dérivées qui sera utilisé dans le cadre de notre problème.

2) Construction de l'expression à approcher



Maillage du domaine D représentant le cristal photoréfractif

Notre problème est de résoudre une équation $f(E, x, t)$ avec $E(x, t)$ connu sur Γ , où Γ est la frontière du domaine D : en l'occurrence, le domaine D représente ici le cristal photoréfractif, Γ représentant ses bords. D'après les conditions aux limites précitées au paragraphe I.2.2.2. et d'après la condition initiale à $t=0$, nous pouvons définir le domaine présenté sur la figure ci-dessus.

$$\text{Sur } \Gamma : \lim_{x \rightarrow \pm\infty} E(x, t) = E_{\text{ext}} ; E(x, 0) = E_{\text{ext}}.$$

Ainsi, discrétiser le domaine revient à mailler D. Les points de la grille sont définis par :

$$x_i = i \times \Delta x$$

$$t_j = j \times \Delta t$$

Nous considérerons, par la suite, i variant de 1 à n et j variant de 1 à m .

Les conditions initiales et aux limites discrètes sont donc égales à E_{ext} sur le contour Γ .

En mode discret, $E(x_i, y_j) = E_{i,j}$.

Les dérivées à droite et à gauche en mode discret se définissent alors par les relations suivantes :

• *Dérivées à gauche :*

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{E_{i,j} - E_{i-1,j}}{\Delta x}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{E_{i+1,j} + E_{i-1,j} - 2E_{i,j}}{2\Delta x}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x \partial t} = \frac{E_{i,j} - E_{i,j-1} - E_{i-1,j} + E_{i-1,j-1}}{\Delta x \Delta t}$$

• *Dérivées à droite :*

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{E_{i+1,j} - E_{i,j}}{\Delta x}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{E_{i+1,j} + E_{i-1,j} - 2E_{i,j}}{2\Delta x}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x \partial t} = \frac{E_{i+1,j} - E_{i+1,j-1} - E_{i,j} + E_{i,j-1}}{\Delta x \Delta t}$$

Nous considérerons une impulsion laser entrant au centre du cristal c'est à dire en $i=n/2$. Par conséquent, pour limiter le cumul d'erreurs, il conviendra d'utiliser :

- pour la partie du cristal correspondant à i entre 1 et $n/2$, les dérivées à gauche puisque $E_{i,j}$ est connu.

- pour la partie du cristal correspondant à i entre $n/2$ et n , les dérivées à droite puisque $E_{n,j}$ est connu.

Cependant, pour chaque type de dérivées, nous résoudrons l'équation sur tout l'intervalle $i \in [1, n]$.

3) Substitution dans l'équation à résoudre

L'équation différentielle à résoudre est une équation non linéaire à coefficients dépendant de l'inconnue $E(x, t)$ de la forme suivante :

$$A(x, t, E) \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + B \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} + C(x, t) \frac{\partial E}{\partial x} + D(x, t) E = 0 \quad (1)$$

$$\text{avec} \begin{cases} A(x, t, E) = -\mu \epsilon_0 \epsilon_r E(x, t) \\ B = \epsilon_0 \epsilon_r \\ C(x, t) = e\mu(N_D - N_A)(1 - e^{-sI_{em}t}) \\ D(x, t) = e\mu s t (N_D - N_A) e^{-sI_{em}t} \frac{\partial I_{em}}{\partial x} \end{cases}$$

• Dérivées à gauche :

$$\begin{aligned} A_{i,j} \frac{E_{i+1,j} - 2E_{i,j} + E_{i-1,j}}{\Delta x^2} + B_{i,j} \frac{E_{i,j} - E_{i-1,j} - E_{i-1,j} + E_{i-1,j-1}}{\Delta x \Delta t} + \\ C_{i,j} \frac{E_{i,j} - E_{i-1,j}}{\Delta x} + D_{i,j} E_{i,j} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

avec

$$\begin{cases} A_{i,j} = A(x_i, t_j, E_{i,j}) = -\mu \epsilon_0 \epsilon_r E_{i,j} \\ B_{i,j} = \epsilon_0 \epsilon_r \\ C_{i,j} = e\mu(N_D - N_A)f(i, j) \\ D_{i,j} = e\mu s (N_D - N_A)g(i, j) \end{cases}$$

où $\begin{cases} f(i, j) = 1 - e^{-sI_{i,j}t_j} = 1 - e^{-sI_{i,j}j\Delta t} \\ g(i, j) = t_j e^{-sI_{i,j}\Delta t} \frac{\partial I_{i,j}}{\partial x} = j\Delta t e^{-sI_{i,j}j\Delta t} \frac{I_{i,j} - I_{i-1,j}}{\Delta x} \end{cases}$ sont des fonctions discrétisées.

Si nous regroupons les termes suivant $E_{i,j}$, nous obtenons :

$$\left[\frac{A_{i,j}}{\Delta x^2} - \frac{B_{i,j}}{\Delta x \Delta t} - \frac{C_{i,j}}{\Delta x} \right] E_{i-1,j} + \left[\frac{-2A_{i,j}}{\Delta x^2} + \frac{B_{i,j}}{\Delta x \Delta t} + \frac{C_{i,j}}{\Delta x} + D_{i,j} \right] E_{i,j} + \frac{A_{i,j}}{\Delta x^2} E_{i+1,j} + \frac{B_{i,j}}{\Delta x \Delta t} [-E_{i,j-1} + E_{i-1,j-1}] = 0 \quad (3)$$

ou encore

$$a_{i,j} E_{i-1,j} + b_{i,j} E_{i,j} + c_{i,j} E_{i+1,j} + d_{i,j} = 0 \quad (4)$$

$$\text{avec } \begin{cases} a_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{\Delta x^2} - \frac{B_{i,j}}{\Delta x \Delta t} - \frac{C_{i,j}}{\Delta x} \\ b_{i,j} = \frac{-2A_{i,j}}{\Delta x^2} + \frac{B_{i,j}}{\Delta x \Delta t} + \frac{C_{i,j}}{\Delta x} + D_{i,j} \\ c_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{\Delta x^2} \\ d_{i,j} = \frac{B_{i,j}}{\Delta x \Delta t} (-E_{i,j-1} + E_{i-1,j-1}) = \text{constante} \end{cases}$$

Conditions initiales et aux limites :

$j=1$: $E(x,0) = E_{\text{ext}}$ ou $E_{i,0} = E_{\text{ext}}$ pour tout i .

$i=1$: $E_{0,j} = E_{\text{ext}}$ pour tout j .

$i=n$: $E_{n+1,j} = E_{\text{ext}}$ pour tout j .

L'équation (1) se ramène ainsi à un système d'équations à résoudre de la forme :

Pour $i = 1$:

$$a_{1,j} E_{0,j} + b_{1,j} E_{1,j} + c_{1,j} E_{2,j} + d_{1,j} = 0$$

$$\text{équivalent à } b_{1,j} E_{1,j} + c_{1,j} E_{2,j} = -a_{1,j} E_{\text{ext}} - d_{1,j} \quad (5)$$

Pour $1 < i < n$:

$$a_{i,j} E_{i-1,j} + b_{i,j} E_{i,j} + c_{i,j} E_{i+1,j} = -d_{i,j} \quad (6)$$

Pour $i = n$:

$$a_{n,j} E_{n-1,j} + b_{n,j} E_{n,j} + c_{n,j} E_{n+1,j} + d_{n,j} = 0$$

$$\text{équivalent à } a_{n,j} E_{n-1,j} + b_{n,j} E_{n,j} = -c_{n,j} E_{\text{ext}} - d_{n,j} \quad (7)$$

Nous aboutissons ainsi à la résolution de n équations à n inconnues non linéaires puisque le coefficient $a_{i,j}$ dépend de $E_{i,j}$.

• *Dérivées à droite :*

Par la même méthode que précédemment, nous aboutissons au système d'équations décrit par :

$$\forall i, \forall j \ a_{i,j}E_{i-1,j} + b_{i,j}E_{i,j} + c_{i,j}E_{i+1,j} + d_{i,j} = 0 \quad (8)$$

$$\text{avec } \begin{cases} a_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{\Delta x^2} \\ b_{i,j} = \frac{-2A_{i,j}}{\Delta x^2} - \frac{B_{i,j}}{\Delta x \Delta t} - \frac{C_{i,j}}{\Delta x} + D_{i,j} \\ c_{i,j} = \frac{A_{i,j}}{\Delta x^2} + \frac{B_{i,j}}{\Delta x \Delta t} + \frac{C_{i,j}}{\Delta x} \\ d_{i,j} = \frac{B_{i,j}}{\Delta x \Delta t} (E_{i,j-1} - E_{i+1,j-1}) = \text{constante} \end{cases}$$

Pour $i = 1$:

$$b_{1,j}E_{1,j} + c_{1,j}E_{2,j} = -a_{1,j}E_{\text{ext}} - d_{1,j} \quad (9)$$

Pour $1 < i < n$:

$$a_{i,j}E_{i-1,j} + b_{i,j}E_{i,j} + c_{i,j}E_{i+1,j} = -d_{i,j} \quad (10)$$

Pour $i = n$:

$$a_{n,j}E_{n-1,j} + b_{n,j}E_{n,j} = -c_{n,j}E_{\text{ext}} - d_{n,j} \quad (11)$$

• **Méthode de résolution matricielle**

- **Equation matricielle :**

La méthode de résolution matricielle est une méthode utilisée pour résoudre des équations différentielles du second ordre, ce problème se ramenant à un système d'équations linéaires à matrice tridiagonale. La résolution d'une équation non linéaire à coefficients

dépendant de l'inconnue peut également se faire par le biais de cette méthode [18]. Nous ramenons l'équation non linéaire à une équation du type de l'équation (1). Pour chaque instant t_j , nous nous ramenons à la résolution d'un système de n équations à n inconnues de la forme :

$$\left(\begin{array}{cccccccc} b_{1,j} & c_{1,j} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_{1,j} & b_{1,j} & c_{1,j} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{1,j} & b_{1,j} & c_{1,j} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{1,j} & b_{1,j} & c_{1,j} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_{1,j} & b_{1,j} & c_{1,j} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & a_{1,j} & b_{1,j} & c_{1,j} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{1,j} & b_{1,j} & c_{1,j} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{n,j} & b_{n,j} \end{array} \right) \begin{pmatrix} E_{1,j} \\ E_{i,j} \\ \\ \\ E_{i,j} \\ E_{n,j} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -a_{1,j}E_{\text{ext}} - d_{1,j} \\ -d_{i,j} \\ \\ -d_{i,j} \\ -c_{n,j}E_{\text{ext}} - d_{n,j} \end{pmatrix} \quad (12)$$

P : matrice tridiagonale
 M
 B

Le matrice colonne M représente la distribution spatiale du champ de charge d'espace à déterminer; dans les matrices P et B , il convient de rappeler que les coefficients a , b , c sont liés aux grandeurs physiques caractéristiques du matériau étudié (équations (2) à (4) et (8)) ainsi qu'aux paramètres relatifs au faisceau laser et au champ appliqué.

- Principe de résolution :

Nous procédons par itération : on se donne une distribution arbitraire pour les $E_{i,j}$, par exemple, E_{ext} au départ pour $j=1$, et la ligne précédente en temps pour l'instant t_j quelconque. On déduit les coefficients $a_{i,j}$, $b_{i,j}$, $c_{i,j}$, $d_{i,j}$, puis on résout le système linéaire; nous obtenons ainsi un nouvel ensemble $E_{i,j}(M)$. Ce nouveau vecteur colonne M permet de déduire des nouvelles valeurs de $a_{i,j}$, $b_{i,j}$, $c_{i,j}$, $d_{i,j}$, qui permet, après une nouvelle résolution du système linéaire, d'obtenir un nouvel ensemble $E_{i,j}$. On réalise ce calcul jusqu'à convergence des $E_{i,j}$.

Dans un premier temps, cette méthode de résolution a été programmée en utilisant un langage interprété : Mathematica. Un des inconvénients majeurs était le temps nécessaire pour réaliser une simulation. Pour cette raison, ce programme a été retranscrit en langage C++, afin d'optimiser le temps d'exécution.

CHAPITRE D

CONCEPTION ET REALISATION DU BANC EXPERIMENTAL

Dans ce chapitre, nous décrivons le banc expérimental que nous avons mis au point pour observer le phénomène d'auto-focalisation en régime d'excitation impulsionnelle. Nous présentons aussi les cristaux utilisés dans nos mesures.

I. Cristal photoréfractif étudié : $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO)

I.1. Choix du matériau

Au début de notre étude, aucune expérimentation dans le domaine de l'auto-focalisation en régime impulsionnel dans des cristaux photoréfractifs n'était publiée. A l'opposé, comme décrit au chapitre B de ce manuscrit, des expériences de mélange à deux ondes à des échelles de temps nanosecondes [1-5] sur des cristaux sillénites $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) et $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), mettent en évidence un temps de réponse court : en effet, la saturation photoréfractive est atteinte en moins de 3 ns [1]. Par ailleurs, des mesures de l'auto-focalisation d'un faisceau laser en régime continu réalisées au sein de notre laboratoire [6] mentionnent l'observation d'une auto-focalisation transitoire dans un cristal de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO).

Dans la catégorie des sillénites, le cristal BTO nous a semblé être un bon candidat car possédant une très forte photo-conductivité, un bon effet électro-optique et un pouvoir rotatoire plus faible que les autres sillénites. Nous disposons alors d'un cristal de BTO (échantillon BTO18) [7] au laboratoire, avec lequel des résultats très satisfaisants avaient été obtenus en régime continu. Les premières expériences d'auto-focalisation en régime impulsionnel ont été réalisées sur ce même cristal.

I.2. Propriétés optiques

Le BTO est un cristal jaune ambré de la famille des sillénites, donc isotrope en l'absence de champ électrique appliqué et possédant naturellement un pouvoir rotatoire¹ élevé. Le BTO possède le pouvoir rotatoire le plus faible de la famille des sillénites (tableau 1).

¹ Le pouvoir rotatoire désigne la propriété de certains matériaux à faire tourner, proportionnellement à la distance parcourue dans le matériau, le plan de polarisation de l'onde qui les traverse.

Type de cristal	Pouvoir rotatoire à 532 nm : ρ (deg/mm)
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	39
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	38
$\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$	11

Tableau 1 : Pouvoir rotatoire des sillénites à 532 nm

Les sillénites sont des cristaux cubiques appartenant au groupe ponctuel 23. Leur tenseur électro-optique est donné ci-dessous [8] :

$$\hat{r} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}$$

Une configuration qui permet d'obtenir le maximum d'effet électro-optique pour une onde se propageant perpendiculairement au champ électrique est d'appliquer le champ dans la direction cristalline $1\bar{1}0$ et de faire propager le faisceau dans la direction 110 [8]. C'est cette configuration qui a été choisie pour nos expérimentations.

Or, la composante dominante du champ de charge d'espace à l'intérieur du cristal étant la composante parallèle au champ appliqué, la variation d'indice δn en fonction du champ E s'exprime ainsi de la manière suivante (voir section I.3.2.1. du chapitre C) :

$$\delta n = -\frac{1}{2}n^3r_{41}E \text{ pour une polarisation à } -45^\circ \text{ par rapport au champ électrique}$$

$$\delta n = \frac{1}{2}n^3r_{41}E \text{ pour une polarisation à } +45^\circ \text{ par rapport au champ électrique}$$

Dans ce cas, l'indice de réfraction n vaut $n_0 + \delta n$, où n_0 représente l'indice de réfraction moyen du matériau, le champ électrique étant considéré comme positif.

Notons que les signes + et - de ces expressions sont interchangeables suivant la convention de signe prise pour E .

De plus, l'analyse théorique menée précédemment nous a montré que l'auto-focalisation d'un faisceau laser nécessite que la variation d'indice soit à l'opposé de la variation du champ de charge d'espace.

Nos mesures ont ainsi été réalisées essentiellement sur des échantillons de BTO, de longueurs différentes (échantillon BTO18 : $l=3,17$ mm; échantillon BTO16 : $l=0,85$ mm, $l=6,4$ mm). Une brève étude expérimentale a également été menée sur **un cristal de Titanate de Baryum (BaTiO_3)**; nous ne donnerons pas ici les propriétés physiques de ce type de cristal. Toutes les caractéristiques relatives aux échantillons étudiés au cours de ce travail de thèse sont données en annexe à la fin de ce chapitre D.

II. Le banc expérimental

Lors de l'étude expérimentale sur l'auto-focalisation d'un faisceau laser en milieu photoréfractif en régime continu [6], réalisée au sein de notre laboratoire, un banc expérimental a été spécialement mis au point pour réaliser ce type d'observation. Ce banc a permis d'observer les phénomènes d'auto-focalisation et de soliton spatial en champ proche et en champ lointain en régime d'excitation continue.

Afin de réaliser des mesures expérimentales des mêmes phénomènes en régime d'excitation impulsionnelle nanoseconde, l'approche expérimentale précédente ayant une limite temporelle inférieure (une dizaine de millisecondes), liée à la bande passante de 100 Hz des détecteurs, nous avons été amenés à réaliser un banc expérimental spécialement adapté au régime nanoseconde. La réalisation de ce banc s'est largement inspirée du banc existant, issu de l'étude en régime continu; nous avons cependant été amenés à y apporter des améliorations essentielles en ce qui concerne le système de photo-détection, d'acquisition et d'analyse d'impulsions brèves.

Nous présentons, dans les paragraphes qui suivent, les différents éléments de ce banc, les problèmes que nous avons pu rencontrer lors de sa mise au point ainsi que les solutions apportées.

II.1. Schéma général du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental a été conçu pour étudier, de manière systématique et automatique, le phénomène d'auto-focalisation en régime d'excitation impulsionnelle, pendant la durée d'une impulsion laser τ_p (environ 5 ns) c'est à dire d'observer le comportement temporel du diamètre du faisceau sur la face de sortie du cristal photoréfractif, en champ proche et en champ lointain.

La figure 1 donne une vue d'ensemble du dispositif expérimental.

Les différents éléments intervenant dans le dispositif sont les suivants :

- 1 laser Yag-Nd impulsionnel doublé : $\lambda=532$ nm, $E=17$ mJ, $\tau_p=5$ ns.
- 2 cubes séparateurs polarisants large bande, permettant de faire varier la puissance du faisceau incident.
- 3 lame demi-onde ($\lambda/2$) permettant d'imposer la polarisation du faisceau à l'entrée du cristal.
- 4 cube séparateur.
- 5 photodiode rapide permettant de mesurer le profil temporel d'entrée du faisceau.
- 6 zoom de focale variable de 70 à 210 mm, permettant d'obtenir des cols de tailles différentes à l'entrée du cristal.
- 7 cristal photoréfractif.
- 8 lame séparatrice (50/50) permettant l'observation du faisceau de sortie en observation directe et en observation indirecte.
- 9 fente orientable de largeur 1 mm, permettant de mesurer le diamètre du faisceau dans une direction précise.
- 10 lentille ($f=75$ mm).
- 11 photodiode rapide.
- 12 oscilloscope numérique.

- 13 dispositif d'observation directe constitué d'un microscope (doublet de lentilles + 1 objectif de microscope) et d'une caméra CCD.
- 14 ordinateur utilisé pour piloter le banc, acquérir et enregistrer les mesures.

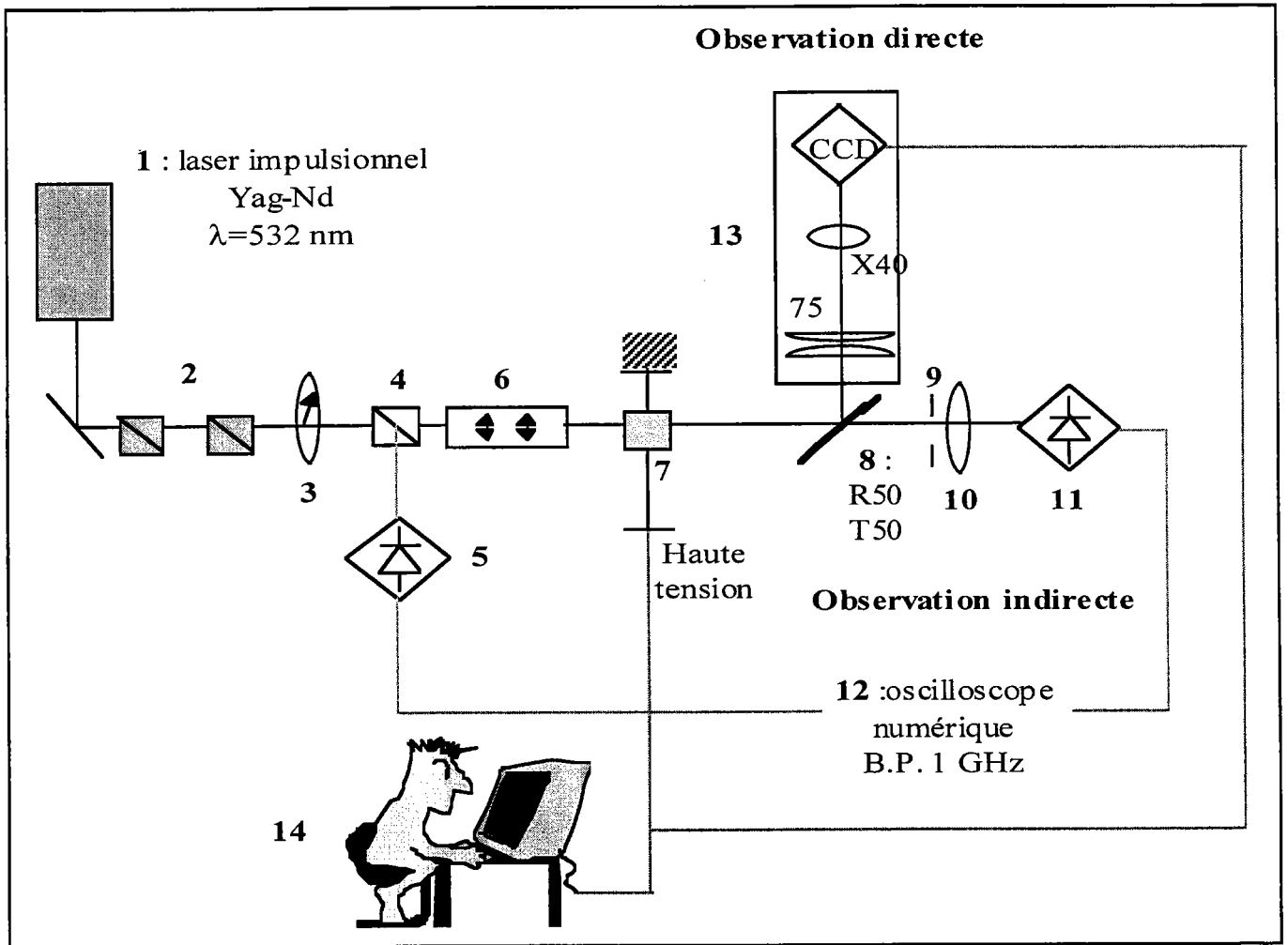


Figure 1 : Vue d'ensemble du dispositif expérimental

Les principaux paramètres expérimentaux, qui jouent un rôle important dans le comportement temporel du phénomène d'auto-focalisation, sont les suivants :

- les paramètres relatifs au faisceau incident :

- le col du faisceau incident à l'entrée du cristal w_e (μm)

- la fluence incidente maximale d_e (mJ/cm²) ou éclairement maximal I_0 (MW/cm²)
- la polarisation P_e du faisceau d'entrée
- les paramètres intervenant directement dans le processus d'auto-focalisation :
 - le champ électrique extérieur appliqué E_{ext} (kV/cm)
 - le temps t (ns)
- les paramètres relatifs à l'échantillon
 - le type de cristal
 - ses dimensions
 - les propriétés physiques du cristal

II.2. Description des différents éléments du montage

II.2.1. La source laser

La source laser utilisée est un laser Yag-Nd déclenché NEW WAVE RESEARCH, doublé par KDP, de longueur d'onde $\lambda=532$ nm, d'énergie $E=17$ mJ, d'impulsion de durée $\tau_p=5$ ns. Ce laser peut être utilisé en monocoup ou avec un taux de répétition maximum de 10 Hz. L'énergie du laser est réglable car ce dernier dispose d'un atténuateur intégré, permettant une transmission du faisceau de 1 à 100%.

Il est possible de piloter toutes les fonctions dont dispose le laser, notamment l'atténuateur et le déclenchement du tir laser, à distance par un ordinateur à l'aide d'une liaison série RS232.

Le faisceau signal est polarisé horizontalement, c'est à dire que la polarisation de l'onde de sortie du laser est parallèle à la direction d'application du champ électrique sur le cristal.

II.2.2. Le système d'atténuation du faisceau laser

L'énergie à la sortie du laser est de 17 mJ ; or, nous souhaitons travailler avec des fluences d_e comprises dans la gamme 1-10 mJ/cm² sur la face d'entrée du cristal et des cols d'entrée w_e de 10 à 30 μm , ce qui correspond à des énergies comprises entre 10 et 200 nJ : il

convient donc d'atténuer fortement le faisceau de sortie du laser. L'atténuateur intégré au laser permet d'atteindre une transmission minimale de l'ordre de 1%, ce qui reste insuffisant. Pour cette raison, nous utilisons un système d'atténuation supplémentaire constitué d'un jeu de deux cubes séparateurs polarisants, ce qui permet de conserver une polarisation rectiligne et généralement horizontale de l'onde incidente.

II.2.2.1. Caractéristiques techniques

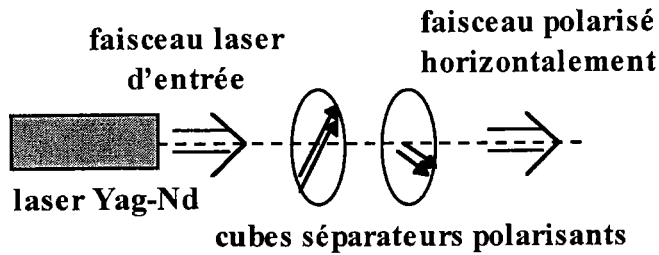


Figure 2 : Système atténuateur

Le système permettant de faire varier la puissance du faisceau, utilisé pour atténuer l'intensité du faisceau de sortie du laser est présenté sur la figure 2 ci-dessus : il est constitué de deux cubes séparateurs polarisants large bande ayant un rapport d'extinction moyen supérieur à 1000:1 et supportant un seuil de dommage laser de 0.5 J/cm^2 .

Compte tenu des résultats obtenus lors de l'étude réalisée en régime continu par N. Fressengeas [6], le deuxième cube est positionné de telle sorte à avoir le faisceau à l'entrée du cristal polarisé parallèlement au champ électrique appliqué au cristal.

II.2.2.2. Matrices de Jones des différents éléments du système

La modélisation du système d'atténuation a été faite par utilisation du formalisme de Jones [9]. L'algèbre des matrices de Jones est une méthode matricielle dans laquelle le vecteur champ électrique de la lumière est représenté par un vecteur colonne à deux éléments, alors que les polariseurs sont représentés par une matrice 2×2 .

Le système optique global est représenté par une matrice 2x2 obtenue par multiplication de toutes les matrices des éléments intervenant dans le système. La transmission de la lumière est ainsi décrite par le produit du vecteur champ d'entrée par cette matrice.

Les matrices des différents éléments du système sont les suivantes :

- **Faisceau de sortie du laser :**

Le faisceau laser est polarisé horizontalement. Le vecteur de Jones correspondant pour un tel faisceau est donné par :

$$E_1 = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \end{pmatrix}, \text{ où } E_1 \text{ représente le vecteur champ électrique de l'onde incidente.}$$

L'intensité correspondante I_1 se calcule comme suit :

$$I_1 = E_1^* \cdot E_1 = |A_x|^2 + |A_y|^2 = E_x^2 \text{ dans ce cas.}$$

- **Cubes séparateurs polarisants :**

La matrice de Jones d'un polariseur où θ est l'angle repéré par rapport à l'axe des x est donnée par la relation :

$$P = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix}$$

On utilise deux cubes polarisants P_1 et P_2 : l'un est positionné avec un angle θ par rapport à l'axe horizontal; le deuxième est positionné avec une polarisation horizontale.

D'où :

$$P_1 = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \cdot \sin \theta \\ \cos \theta \cdot \sin \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix}$$

$$P_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Le vecteur champ E_o de sortie du système est ainsi donné par la relation :

$$E_o = P_2 \cdot P_1 \cdot E_i$$

$$E_o = \begin{pmatrix} E_x \cdot \cos^2 \theta \\ 0 \end{pmatrix}$$

L'intensité lumineuse correspondante transmise par le système est ainsi donnée par :

$$I_o = E_x^2 \cdot \cos^4 \theta = I_i \cdot \cos^4 \theta$$

Ainsi, cette formule nous permet de quantifier l'atténuation du système utilisé : le facteur d'atténuation est égal à $\cos^4 \theta$; il est donc possible de déterminer la position du cube polarisant P_1 de manière à obtenir l'atténuation souhaitée.

II.2.3. Zoom

Un zoom permet de focaliser le faisceau à l'entrée du matériau photoréfractif, tout en permettant de faire varier la dimension du col à l'entrée du cristal. Un dispositif constitué de 2 lentilles minces convient mais présente l'inconvénient d'être encombrant et délicat au niveau du réglage, ce dispositif nécessitant des parties mécaniques mobiles. Aussi, nous avons pris la décision d'utiliser un zoom d'appareil photographique, qui présente l'avantage d'être compact et de rendre indépendant le réglage de la focale de celui de la mise au point. Etant utilisé dans les conditions de Gauss, la qualité du spot à l'entrée du cristal est excellente. Le réglage de la dimension du col à l'entrée du cristal se fait ainsi simplement en modifiant la focale du zoom.

Le zoom utilisé est de la marque TOKINA, de focale 70-210 mm. La figure 3 présente le schéma du dispositif de focalisation à l'entrée du cristal.

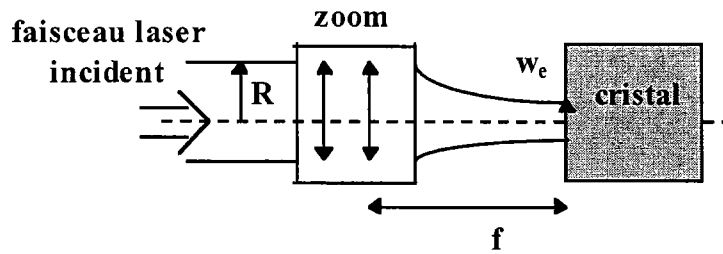


Figure 3 : Focalisation du faisceau à l'entrée du cristal

En utilisant les formules de conjugaison des faisceaux gaussiens, pour un faisceau parallèle de rayon R focalisé par une lentille de focale f , le col à l'entrée du cristal w_e est donné par la relation suivante [9] : $w_e = \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot R}$, où λ est la longueur d'onde du faisceau.

Sachant que le rayon R du faisceau laser est de $R=1,25$ mm, le zoom utilisé permet donc de faire varier le col du faisceau laser w_e à l'entrée du cristal de $10 \mu\text{m}$ à $30 \mu\text{m}$.

II.2.4. Alimentation haute-tension

L'alimentation haute-tension utilisée est une alimentation STANFORD. Elle peut fournir une tension ajustable de $- 5000\text{V}$ à $+ 5000 \text{ V}$; cette alimentation est pilotée par l'ordinateur à l'aide d'une liaison GPIB.

II.2.5. Oscilloscope numérique

Nous souhaitons visualiser des impulsions lumineuses brèves, d'une durée approximative de 5 ns . En général, la bande passante de l'oscilloscope doit être au moins trois fois supérieure à la composante en fréquence maximale du signal étudié. Il s'avère que pour visualiser un signal dont le temps de montée est quelques nanosecondes, il convient de disposer d'un oscilloscope de bande passante 1 GHz .

Nous avons donc opter pour l'achat d'un oscilloscope numérique de bande passante $\text{B.P.}=1 \text{ GHz}$, permettant au maximum un échantillonnage à 5 Géc/s . Cet oscilloscope, par le

biais de photodiodes rapides UDT du type PIN HS 020, permet d'acquérir en monocoup le profil temporel de l'impulsion laser à l'entrée (photodiode 5) et à la sortie (photodiode 11). Cet oscilloscope est également piloté depuis l'ordinateur par liaison GPIB.

II.2.6. Automatisation du banc

Le banc expérimental, développé au cours de ce travail de thèse, a été automatisé par l'intermédiaire du logiciel Labview, de manière à pouvoir réaliser des mesures systématiques en fonction de différents paramètres (champ extérieur appliqué). Afin d'accélérer son fonctionnement, il était nécessaire d'automatiser également le protocole de mesures, en pilotant les différents appareils, ainsi que la visualisation des acquisitions réalisées².

II.3. Méthodes d'observation et de mesure

II.3.1. Observation directe (caméra CCD)

II.3.1.1. Principe

La méthode d'observation directe consiste à visualiser directement le profil du faisceau à la sortie du cristal par l'intermédiaire d'une caméra CCD. Le diamètre du faisceau étant faible (quelques microns) sur la face de sortie du cristal, il est nécessaire, pour le visualiser, de le grossir à l'aide d'un objectif de microscope. Comme il est impossible pour des raisons d'encombrement de placer cet objectif à quelques millimètres du cristal, nous avons retenu la solution consistant à déporter l'image de sortie du cristal à l'aide d'un montage optique de grandissement -1 (montage dit « 2f-2f ») pour lequel les aberrations sont minimisées.

Le principe du dispositif d'observation directe est présenté sur la figure 4.

² Je remercie Gilles Berlin, alors étudiant en IUP3 GSI à Metz et actuellement technicien réseau à Supélec, qui a réalisé toute l'automatisation du banc expérimental ainsi que du protocole de mesure, lors de son stage de fin d'études.

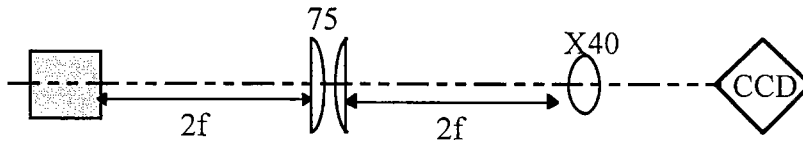


Figure 4 : Principe du dispositif d'observation directe

II.3.1.2. Positionnement

Comme le montre la figure 1, le montage d'observation directe comporte une lame semi-réfléchissante laissant passer une partie du faisceau pour permettre la mesure indirecte décrite dans la section II.3.2.

Le système d'observation comprend donc :

- une lame semi-réfléchissante
- deux lentilles plan-convexes
- un objectif de microscope
- un plan CCD

Ces éléments doivent être alignés de façon précise mais surtout, positionnés à des distances très précises. L'utilisation d'un simple réglet gradué ne permet pas d'obtenir la précision suffisante pour permettre une observation correcte.

La technique classique de mise au point optique consiste à utiliser comme référence une mire graduée par exemple et à y effectuer la mise au point. Cependant, le système optique décrit comportant cinq éléments (dont le cristal), leurs positions sont déterminantes. Elles sont interdépendantes et doivent donc être ajustées simultanément, ce qui est très difficile voire impossible.

La solution, qui a été choisie et qui avait déjà été utilisée lors de la thèse de Nicolas Fressengeas [6] au laboratoire, est d'avoir recours à un dimensionnement mécanique de précision. Les positions précises des lentilles plan-convexes, de l'objectif de microscope et du plan CCD ont été calculées (voir annexe à la fin de ce chapitre). Un support mécanique aux dimensions précises à quelques 10^{-5} m a ainsi été réalisé sur mesure³.

³ Je remercie Mario Fernandes de Supélec pour avoir conçu et réalisé entièrement toutes les pièces mécaniques nécessaires à la réalisation de ce banc expérimental qui n'étaient pas disponibles dans le commerce. Il a non

Le dimensionnement des pièces permet d'effectuer un réglage fin, qui ne dépend plus que d'une seule grandeur : **la distance entre l'ensemble mécanique et la face de sortie du cristal** (principe du microscope). Pour ce faire, nous utilisons une fibre monomode placée sur le cristal et nous faisons coïncider les positions du bout de la fibre et de la face de sortie du cristal. Nous effectuons ainsi la mise au point sur le coeur de la fibre en déplaçant le système mécanique réalisé par rapport au cristal.

II.3.1.3. Inconvénient de cette méthode de mesure

Grâce au système optique d'observation décrit à la section II.3.1.1., il est possible de former une image sur le plan CCD du profil du faisceau en sortie du cristal. Notre ordinateur étant équipé d'une carte vidéo disposant d'une entrée permettant le déclenchement de l'acquisition d'image, il est possible de synchroniser le tir laser et la prise d'image : nous pouvons ainsi réaliser l'acquisition du profil bidimensionnel de l'impulsion laser.

L'inconvénient majeur est que nous ne disposons pas d'une caméra rapide (de coût très élevé), qui nous permettrait de visualiser l'évolution temporelle du profil du faisceau à la sortie du cristal pendant la durée de l'impulsion. L'utilisation d'une caméra CCD classique donne une image intégrée sur toute la durée d'une impulsion.

Néanmoins, la méthode d'observation directe est intéressante car elle permet d'obtenir une impression visuelle du phénomène. Toutefois, elle reste subjective et ne permet pas d'analyser temporellement le phénomène.

La solution pour la systématique de mesure a consisté à effectuer le filtrage spatial par voie optique (section suivante).

seulement réalisé le support de caméra CCD avec une très grande précision, mais il a aussi fabriqué les supports de cristaux, de zoom, de photodiodes et de laser dont nous avons besoin.

II.3.2. Observation indirecte

II.3.2.1. Principe de la mesure

L'observation directe du faisceau de sortie ne donnant qu'une mesure qualitative du phénomène d'auto-focalisation, nous avons été amené à concevoir un dispositif permettant d'obtenir une mesure quantitative de l'auto-focalisation, en déterminant la taille du diamètre du faisceau en sortie du cristal.

Cette méthode consiste à utiliser un trou ou une fente que l'on positionne à une distance r du cristal (figure 5).

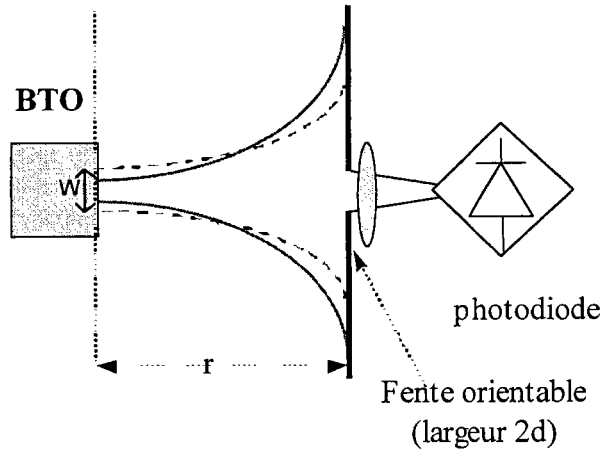


Figure 5 : Schéma expérimental de la méthode d'observation indirecte

Dans ces conditions, lorsque le diamètre du faisceau à la sortie du cristal diminue, le faisceau diverge plus et la puissance passant à travers une fente placée loin du cristal diminue. Ainsi, l'apparition du phénomène d'auto-focalisation est caractérisée par une baisse de la puissance reçue par la photodiode placée derrière la fente (fig. 5).

Si r représente l'éloignement de la fente, w_s le col du faisceau en sortie du cristal, le rayon du faisceau au niveau de la fente w_f est donné par :

$$w_f = r + \frac{\pi^2 w_s^2}{\lambda^2 r}.$$

La puissance I_f traversant une fente de largeur $2*r$ est :

$$I_f = \pi \left(1 - \exp \left(- \left(\frac{d \cdot w_s \cdot \pi}{\lambda \cdot r} \right)^2 \right) \right).$$

Si on considère une fente de largeur $2d=1$ mm située à la distance $r=140$ mm de la face de sortie du cristal, la mesure peut se faire à l'aide d'un abaque tel que celui présenté sur la figure 6 ci-dessous :

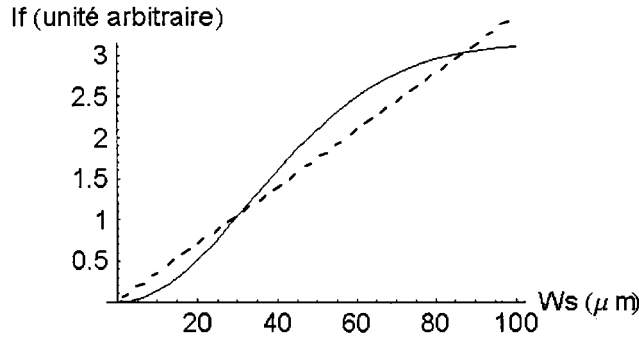


Figure 6 : Puissance lumineuse I_f traversant la fente en fonction du col w_s du faisceau en sortie de cristal ($r=140$ mm, $d=0,5$ mm)

Ainsi, pour $w_s < 100 \mu m$ (gamme de rayons qui nous intéressent), la puissance traversant la fente peut être considérée comme proportionnelle au diamètre du faisceau de sortie du cristal.

L'utilisation d'une fente orientable permet, de plus, de mesurer le diamètre du faisceau dans une direction précise. Plus précisément, le diamètre du faisceau est mesuré dans la direction orthogonale à la fente.

Nous utilisons, pour l'observation indirecte, des photodiodes rapides et un oscilloscope numérique.

II.3.2.2. Intérêt de cette méthode de mesure

Cette méthode de mesure permet donc d'effectuer une mesure quantitative de l'évolution temporelle du diamètre du faisceau à la sortie du cristal sous champ et sans champ appliqué. Ainsi, elle permet de quantifier le phénomène d'auto-focalisation pendant la durée d'une impulsion.

Cette méthode de mesure permet par ailleurs d'obtenir le diamètre du faisceau par des méthodes de calcul optique, infiniment plus rapides que toute méthode numérique. Il suffit alors de faire l'acquisition d'une seule grandeur (la puissance transmise) pour obtenir le diamètre de sortie du faisceau. Il devient alors possible d'effectuer des acquisitions résolues dans le temps successives, afin de pouvoir étudier le comportement temporel du processus d'auto-focalisation.

III. Problèmes rencontrés lors de la mise au point du banc

Lors de la mise au point du banc expérimental, un certain nombre de problèmes ont été rencontrés parmi lesquels deux sont à prendre en compte de manière plus attentive et que nous allons aborder dans cette partie :

- l'auto-déviation éventuelle du faisceau ("self-bending").
- l'influence de la polarisation et du pouvoir rotatoire.

III.1. Auto-déviation du faisceau due à l'entraînement des porteurs par le champ

III.1.1. Mise en évidence par Marquez Aguilar et al. [10]

En 1996, donc au début de nos travaux, Marquez Aguilar et al. [5] ont mis en évidence, de manière théorique et expérimentale, qu'un faisceau laser continu, traversant un cristal photoréfractif soumis à un champ électrique, subissait une auto-déviation transitoire.

Les résultats principaux obtenus lors de cette étude sont les suivants :

- **en ce qui concerne l'aspect théorique**, les mécanismes d'auto-déviation du faisceau peuvent être observés après application du champ, durant un intervalle de temps de plusieurs relaxations diélectriques τ_{di} (ce qui correspond ici à plusieurs secondes). Ce processus a été démontré pour des cols d'entrée w_e du faisceau de l'ordre d'une dizaine de microns, ce qui correspond aux études envisagées dans le cadre de nos travaux.

- **en ce qui concerne l'aspect expérimental**, le phénomène a été observé dans un cristal de BTO traversé par un faisceau laser continu de longueur d'onde $\lambda=633$ nm ($w_e=20$ μm). Le champ extérieur appliqué étant considéré comme homogène, le profil de l'éclairement $I(x)$ à la sortie du cristal est observé à différents instants, comptés à partir du moment d'application du faisceau. Le phénomène d'auto-déviation du faisceau a été observé à **des échelles de temps de l'ordre de la seconde et la déviation maximale observée est de l'ordre de 10 μm .**

Compte-tenu de ces résultats à la fois théoriques et expérimentaux de l'existence d'une auto-déviation transitoire du faisceau due à l'entraînement, nous avons été amené à nous demander si un tel phénomène pouvait apparaître à une échelle temporelle nanoseconde pour des éclaircissements de l'ordre du MW/cm^2 . Aussi, pour utiliser, lors des mesures quantitatives systématiques, le système de mesure indirecte constitué d'une fente et d'une photodiode, il convient de s'assurer auparavant que le faisceau n'est pas dévié lors de l'application d'un champ électrique.

III.1.2. Principe de la mesure de l'auto-déviation

Nous utilisons le montage expérimental suivant :

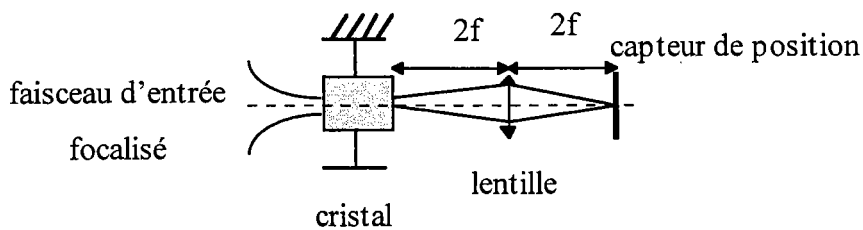


Figure 7 : Schéma expérimental de la mesure d'une auto-déviation

Le faisceau laser est focalisé sur la face d'entrée du cristal par l'intermédiaire du zoom. En utilisant une lentille, le profil de sortie du cristal du faisceau est déporté sur le capteur de position avec un grandissement -1 (à l'aide d'un montage $2f-2f$).

Le capteur de position utilisé est un capteur UDT du type SPOT-3D, constitué de 2 photodiodes de surface active $4,6 \text{ mm}^2$ séparées de $25 \text{ }\mu\text{m}$. Quand un faisceau lumineux est centré sur les deux cellules, les tensions de sortie de chaque élément sont égales. Si le faisceau est dévié, les deux tensions sont différentes indiquant une position décentrée. Ainsi, le profil temporel de l'impulsion reçue par chacune des photodiodes est mesuré à l'aide de l'oscilloscope numérique : nous réalisons une mesure au repos (sans champ appliqué), de manière à centrer le faisceau, et une mesure sous champ pour observer si le faisceau subit une auto-déviation. Comme nous le verrons au chapitre E, cette méthode permet de mettre en évidence que le faisceau ne subit pas de déviation et valide donc la technique de mesure par la méthode indirecte.

III.2. Polarisation et pouvoir rotatoire

III.2.1. Influence du pouvoir rotatoire des cristaux sillénites

Comme nous l'avons mentionné à la section I.2., le BTO possède un pouvoir rotatoire non négligeable mais plus faible que celui des autres cristaux sillénites : $\rho=11 \text{ }^\circ/\text{mm}$.

Lors de la mise au point du banc expérimental, nous avons rencontré certains problèmes liés à ce phénomène, particulièrement mis en évidence sur un cristal de BTO16 de longueur $l=6,4 \text{ mm}$. En effet, le faisceau d'entrée étant polarisé horizontalement, nous observons, sous l'effet d'un champ appliqué, un phénomène d'auto-défocalisation à la sortie du cristal. Cette observation contraire au phénomène attendu (voir référence [6]), c'est à dire à une auto-focalisation, est probablement due au fait que la polarisation de l'onde tourne de 70° dans cet échantillon. Pour cette raison, nous avons donc décidé de tester l'influence de la polarisation sur le phénomène observé à la sortie du cristal.

III.2.2. Compensation de l'activité optique

Compte tenu de l'influence de la polarisation mentionnée ci-dessus, une lame demi-onde a été ajoutée dans le montage expérimental, de manière à rendre la polarisation du faisceau à l'entrée du cristal variable. Les mesures préliminaires, réalisées par le biais de la méthode de mesure directe en faisant varier cette polarisation, ont permis de mettre en évidence les positions optimales pour observer le phénomène d'auto-focalisation et d'auto-défocalisation :

- si la polarisation du faisceau à la sortie du cristal au repos est parallèle au champ appliqué, le faisceau s'auto-focalise.

- si la polarisation à la sortie du cristal au repos est perpendiculaire au champ appliqué, le faisceau s'auto-défocalise.

Les résultats de ces expérimentations, mettant en évidence ce type de phénomène, sont présentés à la section IV du chapitre E, consacré aux mesures brutes du phénomène d'auto-focalisation.

Pour étudier l'influence du pouvoir rotatoire sur l'auto-focalisation et ses conséquences, des mesures ont été réalisées sur des échantillons de longueurs différentes :

- l'échantillon BTO16 long ($l=6,4$ mm) où la polarisation tourne de 70° .
- l'échantillon BTO18 pour lequel la rotation n'est que de 33° (la polarisation reste plus proche de la direction parallèle au champ appliqué).
- l'échantillon BTO16 court ($l=0,85$ mm).

Pour pallier les problèmes rencontrés liés à l'activité optique, nous avons tourné la polarisation du faisceau, avant qu'il ne traverse le matériau, dans le sens contraire, d'un angle égal à la rotation dans le cristal pour obtenir un faisceau polarisé parallèlement au champ électrique à la sortie : toutes ces mesures ont, ainsi, été réalisées pour cette polarisation donnant expérimentalement le maximum d'auto-focalisation à la sortie du cristal ; intuitivement, cela correspond à une polarisation moyenne le long d'un des axes de l'ellipsoïde des indices.

Références du chapitre D

- [1] G. Roosen, G. Le Saux, G. Pauliat, M. Allain, J.M.C. Jonathan, A. Brun, « Effet photoréfractif dans les cristaux de BSO ou de BGO », *Revue Phys. Appl.*, 22 (1987)
- [2] G. Le Saux, G. Roosen, A. Brun, « Observation and analysis of the fast photorefractive process in BSO », *Opt. Comm.*, 56, 374 (1986)
- [3] D.C. Jones, L. Solymar, « Transient response of photorefractive BSO in the pulsed regime », *Opt. Comm.*, 85, 372 (1991)
- [4] K. Okamoto, T. Sawada, K. Ujihara, « Transient response of a photorefractive grating produced in a BSO crystal by a shorty light pulse », *Optics Comm.*, 99, n°1-2, 82 (1993)
- [5] G.C. Valley, « Short pulse grating formation in photorefractive materials », *IEE, Journ. Quantum Electronics*, QE-19, 11 (1983)
- [6] N. Fressengeas, Thèse de doctorat de l'université de Metz, « Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation d'un faisceau laser en milieu photoréfractif : convergences spatiale et temporelle vers un soliton » (1997)
- [7] Cristal provided by D. Rytz, FEE, Struthstrasse 2, D-55743 Idar-Oberstein, Germany
- [8] A. Yariv, P. Yeh, « Optical waves in crystals » (Wiley-Interscience, New York, 1984)
- [9] A. Gerrard, J.M. Burch, « Introduction to matrix methods in optics » (Dover Publications Inc., New York, 1994)
- [10] P.A.Marquez Aguilar, J.J. Sanchez Mondragon, S.Stepanov, V.Vysloukh, « Transient self-bending of laser beams in photorefractive crystals with drift nonlinearity », *Phys. Rev. A*, 54, n°4, R2563 (1996)

Annexes : Caractéristiques des échantillons utilisés

BTO

Caractéristiques générales

Famille.....sillénites
Groupe spatial I23
Groupe ponctuel.....23
Pas de polarisation spontanée
Indice de réfraction..... $n=2,25$
Activité optique..... $\rho=11^\circ/\text{mm}$ à 532 nm
Coefficient électro-optique dominant..... $r_{41}=5,17 \cdot 10^{-10} \text{ cm/V}$
Photoconductivité électronique dominante
Effet photovoltaïque faible

BTO18

Dimensions 3,17 mmx4 mmx4,17 mm selon les axes $110,1\bar{1}0,001$
Face d'entrée perpendiculaire à 110
Application du champ selon $1\bar{1}0$

BTO16 long

Dimensions 6,4 mmx4 mmx4 mm selon les axes $110,1\bar{1}0,001$
Face d'entrée perpendiculaire à 110
Application du champ selon $1\bar{1}0$

BTO16 fin

Dimensions 0,85 mmx3,7 mmx4,8 mm selon les axes $110,1\bar{1}0,001$
Face d'entrée perpendiculaire à 110
Application du champ selon $1\bar{1}0$

BaTiO₃

Caractéristiques générales (température ambiante)

Famille.....Pérovskites

Groupe spatial P4mm

Groupe ponctuel.....4mm

Biréfringent $n_o=2,458$ $n_e=2,399$ à 550 nm

Pas d'activité optique

Coefficients électro-optiques dominants..... $r_{13}= 8 \cdot 10^{-10}$ cm/V

..... $r_{33}= 28 \cdot 10^{-10}$ cm/V

..... $r_{42}= 820 \cdot 10^{-10}$ cm/V

Axe de polarisation spontanée c

Echantillon utilisé

Dimensions 10 mmx3,1 mmx3,3 mm selon les axes 100,010,001

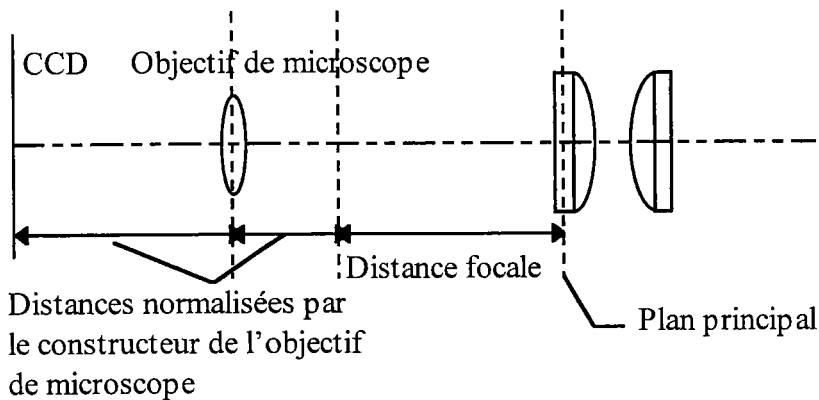
Face d'entrée perpendiculaire à 100

Application du champ selon 001

Calcul de position

Afin de dimensionner le support qui va permettre de positionner correctement le doublet de lentilles, l'objectif de microscope et le plan CCD, nous devons effectuer une étude précise du doublet de lentilles afin de minimiser les erreurs de positionnement. L'objectif de cette analyse est de déterminer la position des plans principaux par rapport à l'ensemble des deux lentilles, et la focale du doublet.

La figure ci-dessous montre le positionnement effectué :

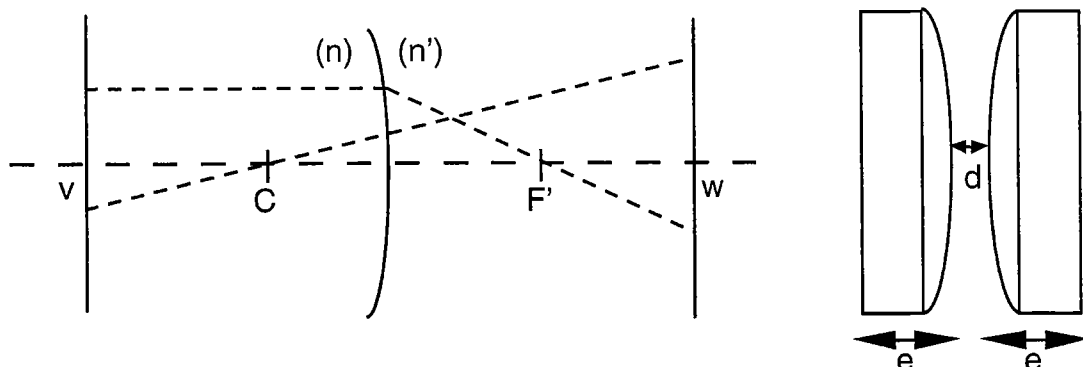


Calcul de position :

Le doublet est la juxtaposition, à une distance d , de deux lentilles plan-convexes d'épaisseur e , comme le montre la figure ci-dessous.

L'analyse de ce doublet de lentilles peut se faire en utilisant une méthode matricielle [2] : ce système optique est la juxtaposition de 4 interfaces verre-air, qui peuvent tous être représentés par un dioptre sphérique, de rayon éventuellement infini. Il suffit donc de calculer la matrice du dioptre pour en déduire, par produit matriciel, la matrice du doublet de lentilles.

Le dioptre sphérique est représenté sur la figure ci-dessous. L'origine des abscisses se situe au sommet du dioptre.



Dans ce cas, l'analyse de la propagation des deux rayons indiqués sur la figure ci-dessus permet de trouver la matrice M du système optique situé entre les deux plans d'abscisses v et w , pour une propagation de v vers w , pour un dioptre sphérique de rayon L .

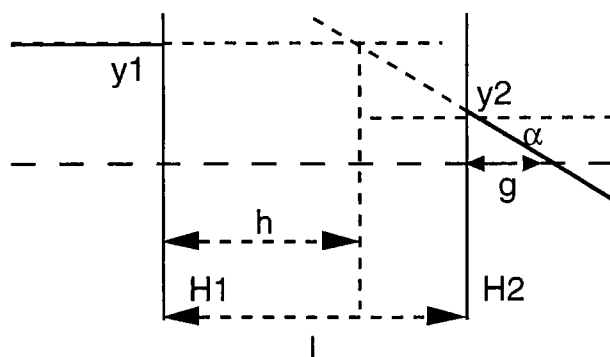
$$M(n, n', L, v, w) = \begin{bmatrix} 1 - \frac{(n' - n)w}{n'L} & \frac{n}{n'}w \left(1 - \frac{v}{L} \right) + v \left(\frac{w}{L} - 1 \right) \\ \frac{n - n'}{n'R} & \frac{n}{n'} \left(1 - \frac{v}{L} \right) + \frac{v}{L} \end{bmatrix}$$

Un simple produit de matrices permet alors de trouver la matrice du doublet, sachant que le rayon L des dioptries des lentilles plan-convexes est $L = f(n - n')$.

Si f est la focale de la lentille :

$$M_{\text{doublet}} = \underbrace{M(n', n, \infty, 0, 0)}_{\text{Deuxième lentille}} \cdot \underbrace{M(n, n', L, 0, e)}_{\text{Espace libre}} \cdot \underbrace{M(n, n, \infty, -d/2, +d/2)}_{\text{Première lentille}} \cdot M(n', n, -L, 0, 0) \cdot M(n, n', \infty, 0, e)$$

La matrice du doublet permet de déterminer ses plans principaux et sa distance focale. Elle permet de déterminer aisément le comportement de certains rayons entrant, ce qui permet de déterminer la position du plan principal image (ici h) et la focale (ici $l - h + g$).



CHAPITRE E

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'AUTO-FOCALISATION EN RÉGIME NANOSECONDE : RÉSULTATS

Nous présentons, dans ce chapitre :

- dans un premier temps, les résultats des expérimentations réalisées sur un cristal de BTO (échantillon BTO18) en fonction de différents paramètres tels que le champ électrique appliqué, la fluence, le col d'entrée du faisceau laser et la polarisation.
- dans un second temps, des mesures sur d'autres types d'échantillons (BTO16), de longueurs différentes.
- finalement, une brève étude menée sur un cristal de Titanate de Baryum (BaTiO_3)

I. Mesures qualitatives sur BTO et absence d'auto-déviation

L'objectif de cette première partie est de présenter les résultats de nos expérimentations tels que nous les avons obtenus dans la mise en oeuvre du montage expérimental décrit dans le chapitre précédent.

Nous présentons, tout d'abord, une phase de validation mettant en évidence qualitativement l'auto-focalisation d'un faisceau laser dans un cristal de BTO (échantillon BTO18), pendant la durée d'une impulsion.

Dans un second temps, de manière à pouvoir utiliser la méthode de mesure indirecte pour la campagne de mesures systématiques, des mesures d'une auto-déviation éventuelle du faisceau sur ce même cristal BTO18 ont été réalisées. Les résultats obtenus sont présentés et mettent en évidence qu'aux champs électriques appliqués, le faisceau laser n'est pas dévié lors de sa traversée du cristal.

I.1. Mesures qualitatives par observation directe

I.1.1. Mise en évidence qualitative de l'auto-focalisation d'une impulsion

Lorsque nous avons débuté notre étude, aucune observation d'auto-focalisation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif n'avait été reportée dans la littérature. Une étude du même type avait été menée au laboratoire par N. Fressengeas sur le même cristal de BTO en régime continu [1]. Ce travail avait permis de mettre en évidence un phénomène d'auto-focalisation transitoire, pouvant être obtenu en un temps très court à condition que l'éclairement dû au faisceau soit suffisamment élevé. Ces résultats laissaient présager qu'un faisceau impulsionnel pouvait être auto-focalisé pendant la durée d'une impulsion.

Compte-tenu des problèmes rencontrés lors de la mise au point du banc, nos premières expérimentations ont été réalisées en observation directe sur un cristal de BTO (échantillon BTO18), de longueur 3,17 mm dans le sens de propagation (axe 110) et de section transversale 4 mm x 4,17 mm selon les axes $1\bar{1}0$, 001 respectivement.

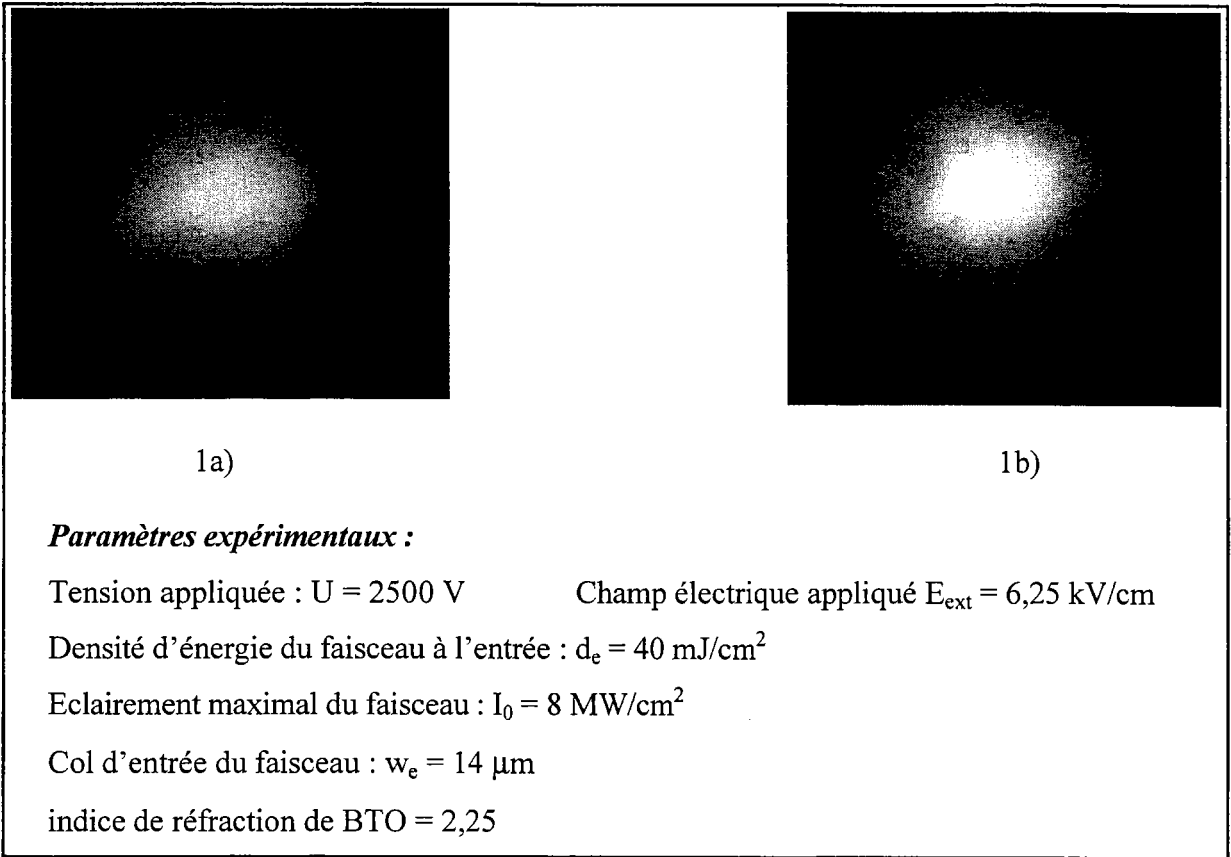


Figure 1 : Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal

a) sans champ électrique appliqué.

b) pour un champ extérieur appliqué $E_{\text{ext}} = 6,25 \text{ kV/cm}$.

Le faisceau laser étant focalisé à l'entrée du matériau, nous visualisons la face de sortie du cristal à l'aide d'une caméra CCD. Une prise d'image d'une impulsion laser au repos, sans champ appliqué, est réalisée. Entre deux prises d'image, l'échantillon est illuminé de manière homogène en utilisant une lampe à incandescence, de manière à éliminer l'effet mémoire de ce type de cristal. Une nouvelle prise d'image d'une impulsion laser est réalisée sous champ appliqué et les deux prises de vue sont comparées qualitativement.

La figure 1 montre un exemple de mesures : pour ces premières mesures, nous avons utilisé un zoom de focale 105 mm correspondant à un col d'entrée du faisceau w_e de 14 μm ; la densité d'énergie du faisceau est de 40 mJ/cm^2 . La tension appliquée est de 2500 V, soit un champ appliqué de 6,25 kV/cm.

Nous travaillons avec des impulsions identiques et, en particulier, d'énergie constante. Nous pouvons observer une augmentation de l'éclairement au centre du faisceau sur l'image

l b) ce qui signifie que l'énergie a été concentrée au centre du faisceau. Ceci met en évidence un phénomène d'auto-focalisation sous champ appliqué.

D'autres expérimentations réalisées à des densités d'énergie comprises entre 10 et 90 mJ/cm², pour des champ extérieurs appliqués compris entre 0 et 6,25 kV/cm ont donné des résultats similaires non présentés ici.

I.1.2. Difficulté de la visualisation temporelle du phénomène

La méthode de mesure directe permet de faire une mesure qualitative du phénomène d'auto-focalisation. En effet, nous utilisons une caméra CCD classique qui donne uniquement une image intégrée sur toute la durée de l'impulsion. Cette méthode présente l'avantage d'offrir un résultat intuitif sous la forme d'une image, très utile pour mettre en évidence le phénomène et ainsi vérifier le bon réglage du banc expérimental. Toutefois, cette méthode ne permet pas de visualiser l'évolution temporelle du diamètre du faisceau pendant la durée de l'impulsion. Le coût d'une caméra CCD ultra-rapide pour réaliser cette opération étant prohibitif par rapport aux moyens financiers disponibles, nous n'avons pas pu réaliser de mesures quantitatives, résolues dans le temps, par le biais de cette méthode. Les mesures quantitatives systématiques sont ainsi réalisées en utilisant la méthode de mesure indirecte exposée à la section II.3.2. du chapitre D. Le protocole expérimental est présentée dans la section II de ce chapitre.

I.2. Mesure d'une auto-déviation éventuelle ("self- bending")

Un mécanisme d'auto-déviation transitoire d'un faisceau laser continu dans un cristal de BTO soumis à un champ électrique a été mis en évidence expérimentalement à une échelle temporelle de l'ordre de la seconde dans [2]. Des mesures d'une éventuelle déviation de l'impulsion ont donc été réalisées pour les échantillons utilisés.

De plus, la méthode de mesure indirecte supposant que le faisceau reste centré sur son axe de propagation, il convient de s'assurer qu'il n'est pas dévié sous l'effet du champ appliqué.

I.2.1. Résultats expérimentaux

Le montage expérimental utilisé pour réaliser une telle mesure a été présenté à la section III.1.2 du chapitre D : par l'intermédiaire d'une lentille, nous déportons le profil de sortie du cristal du faisceau sur un capteur de position, constitué de deux photodiodes verticales. Lorsqu'un faisceau laser est centré sur les cellules, les tensions de sortie de chaque photoélément sont égaux. Quand le faisceau se déplace sur les cellules, nous observons un déséquilibre des tensions mesurées, indiquant que le faisceau n'est plus centré.

Aussi, dans un premier temps, nous réalisons une mesure au repos, sans champ appliqué, de manière à centrer le faisceau sur le capteur. Dans un second temps, une mesure sous champ appliqué est réalisée : la comparaison des deux tensions de sortie des photodiodes nous indique si le faisceau est dévié ou non. La figure 2 présente les mesures des deux signaux de sortie des deux photodiodes sans et avec champ appliqué : le faisceau, à l'entrée du cristal, a un col d'entrée w_e de $14\ \mu\text{m}$ et une densité d'énergie d_e de $5\ \text{mJ}/\text{cm}^2$. Dans les deux cas, les signaux se superposent indiquant qu'aucune déviation ne se produit.

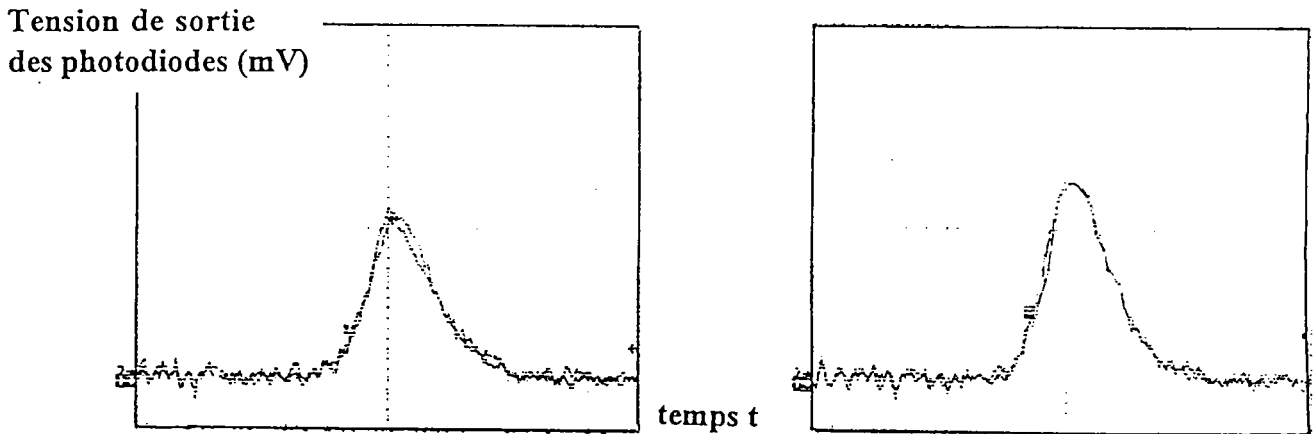


Figure 2 : Comparaison des signaux de sortie des deux photodiodes du capteur de position, correspondant à la face de sortie du cristal, pour un col d'entrée $w_e=14\ \mu\text{m}$ et une densité d'énergie $d_e=5\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ (a) $E_{\text{ext}} = 0\ \text{kV}/\text{cm}$ (b) $E_{\text{ext}} = 6,25\ \text{kV}/\text{cm}$.

Sur chaque figure, les signaux sont superposés.

Echelles : horizontale : $5\ \text{ns}/\text{division}$; verticale : $5\ \text{mV}/\text{division}$

Des mesures supplémentaires d'une auto-déviations éventuelle du faisceau ont été réalisées pour différents champs extérieurs appliqués (compris entre 0 et $6,25\ \text{kV}/\text{cm}$) et pour

différentes densités d'énergie d_e de l'impulsion laser (entre 10 et 170 mJ/cm²). **Quelles que soient les conditions expérimentales, les deux profils temporels des tensions de sortie des deux photodiodes sont égaux et similaires à ceux présentés sur la figure 2.**

La figure 3 présente des exemples de mesures pour deux valeurs de la densité d'énergie d_e du faisceau à l'entrée du cristal ($d_e=5$ mJ/cm² et $d_e=40$ mJ/cm²) et pour des valeurs du champ extérieur appliqué ($E_{ext}=1,25$ kV/cm, 3,75 kV/cm et 6,25 kV/cm).

Ces résultats confirment l'absence de déviation de l'impulsion laser dans BTO, ce qui est en accord avec les simulations présentées à la section II.1.2.2.c. du chapitre C.

I.2.2. Synthèse et comparaison au phénomène en régime continu

Ces mesures d'une auto-déviation éventuelle du faisceau, lors de sa propagation dans le cristal soumis à un champ appliqué, ont été réalisées suite aux résultats présentés dans [2], dans le but d'utiliser la méthode de mesure indirecte. En effet, des expérimentations récentes montraient la possibilité d'observer une auto-déviation transitoire d'un faisceau laser continu dans un cristal photoréfractif soumis à un champ électrique. Cette publication [2] présente des résultats théoriques et des expérimentations. En ce qui concerne l'étude théorique, les mécanismes d'auto-déviation sont attendus, après application du faisceau, durant un intervalle de temps de plusieurs temps de relaxation diélectrique. Quant à l'expérimentation, elle est menée sur un cristal de BTO, en utilisant un faisceau laser continu de longueur d'onde $\lambda=633$ nm (col d'entrée du faisceau $w_e=20$ μ m) : un phénomène de déviation transitoire est observé à des échelles de temps de l'ordre de la seconde. Nos études se situent donc à des échelles temporelles beaucoup plus courtes (ns) que celle reportées dans [2].

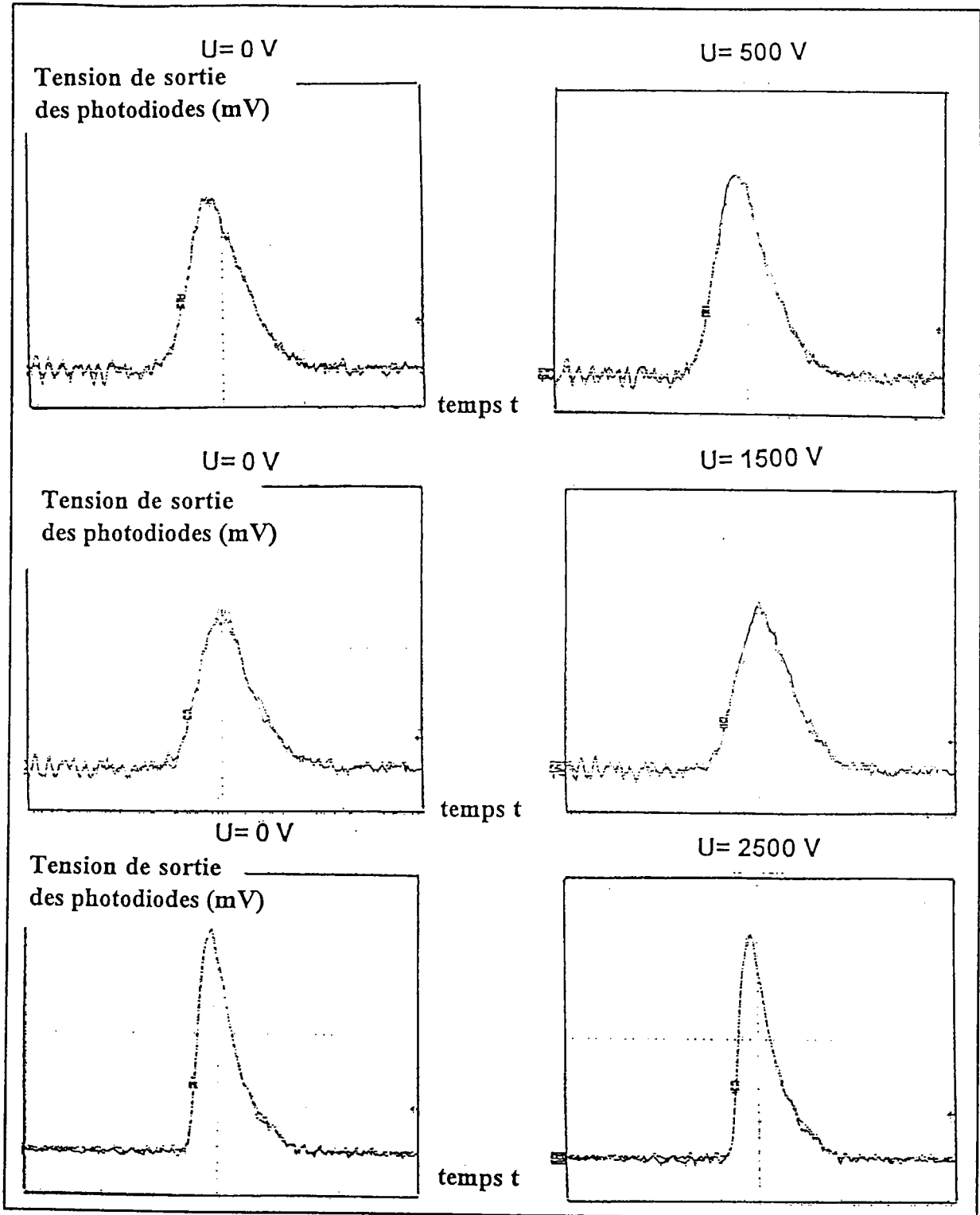


Figure 3 : Exemple de mesures pour différents champs appliqués et différentes densités d'énergie : a) $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$, $E_{ext} = 1,25 \text{ kV/cm}$
 b) $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$, $E_{ext} = 3,75 \text{ kV/cm}$
 échelles : horizontale : 5 ns/division; verticale : 5 mV/division
 c) $d_e = 40 \text{ mJ/cm}^2$, $E_{ext} = 6,25 \text{ kV/cm}$
 échelles : horizontale : 5 ns/division; verticale : 20 mV/division

II. Présentation de la systématique de mesure

II.1. Principe de la mesure indirecte

Comme nous l'avons vu section I.1, la mesure du processus d'auto-focalisation par la méthode de mesure directe (caméra CCD) est une image intégrée sur la durée de l'impulsion du phénomène et qui ne permet donc pas de visualiser temporellement le phénomène pendant le passage de l'impulsion. De plus, le profil de sortie du faisceau est loin d'être parfaitement gaussien; par conséquent, les images fournies par la caméra sont difficilement exploitables de manière quantitative : en effet, même par une méthode de traitement numérique, la largeur du faisceau ne peut être déterminée de manière précise¹.

Pour ces deux raisons, une solution, pour réaliser des mesures quantitatives systématiques du processus, est l'utilisation d'un filtrage spatial passe-bas du faisceau, suivant le principe décrit au chapitre D (section II.3.2.1.).

Cette méthode de mesure indirecte est à la base de toutes les mesures quantitatives systématiques présentées dans ce chapitre consacré aux résultats expérimentaux.

II.2. Protocole expérimental mis en oeuvre

Pour évaluer le comportement du phénomène d'auto-focalisation pendant la durée d'une impulsion τ_p , nous réalisons, à l'aide de la méthode de mesure indirecte, les mesures successives suivantes.

- **Dans un premier temps, nous effectuons une mesure sans champ** : la puissance transmise à travers la fente $I_d(t)$, quand le cristal est au repos, est ainsi mesurée (figure 4).

¹ Toutefois, nous avons développé des outils numériques permettant de déterminer l'énergie contenue dans l'impulsion à partir d'un certain seuil. Ceci nous a permis de réaliser quelques mesures quantitatives, notamment en fonction de la polarisation du faisceau. Ces mesures présentées section I.3.3.b. de ce chapitre ne donnent néanmoins qu'une indication qualitative sur le phénomène d'auto-focalisation en fonction de la polarisation. Elles ne permettent pas de déterminer l'évolution quantitative précise du diamètre du faisceau en fonction de la polarisation.

On calcule le col du faisceau w_r en sortie du cristal au repos, en utilisant la méthode décrite en annexe à la fin de ce chapitre E :

$$w_r = \frac{\lambda}{\pi w_e} \sqrt{\frac{d^2}{n^2} + \frac{\pi^2 w_e^4}{\lambda^2}}, \text{ où } w_e \text{ représente le col du faisceau sur la face d'entrée du cristal.}$$

La mesure de la puissance diffractée $I_d(t)$ au repos permet de déterminer le coefficient de proportionnalité par rapport à w_e , qui est égal à $w_r / I_d(t)$.

• **Dans un deuxième temps, nous mesurons la puissance $I(t)$ transmise à travers la fente lorsqu'un champ électrique est appliqué (figure 4) :** ainsi, le rayon du faisceau en sortie du cristal à un instant donné (pendant la durée de l'impulsion) $w(t)$ est calculé à partir de la puissance transmise par la relation :

$$w(t) = \underbrace{\frac{w_r}{I_d(t)}}_{\substack{\text{coefficient} \\ \text{de proportionnalité} \\ \text{dépendant du temps}}} I(t).$$

La figure 4 présente un exemple de mesure des profils temporels de la puissance transmise à travers la fente, sans et avec champ appliqué. Nous constatons que la puissance transmise, lorsqu'un champ électrique est appliqué, présente une puissance crête moins élevée. En effet, si le faisceau laser est auto-focalisé lors de son passage au travers du cristal, le col de sortie est plus faible que le col de sortie au repos. Par conséquent, le faisceau va diffracter plus et la puissance reçue par la photodiode située après la fente verticale est moins élevée. Il convient de noter, qu'à chaque mesure, nous mesurons également le profil d'entrée du faisceau de manière à tenir compte des fluctuations de la puissance de l'impulsion à l'entrée du cristal (ceci étant dû au laser qui émet des impulsions dont les puissances ne sont pas rigoureusement identiques).

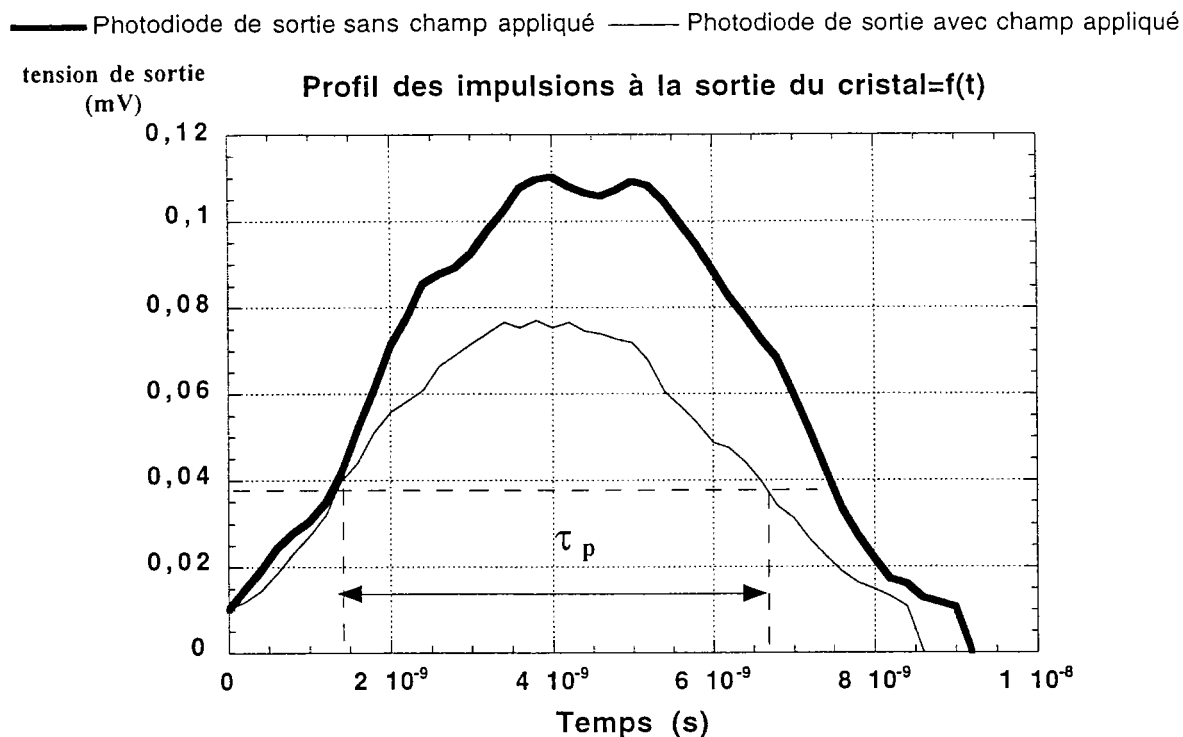


Figure 4 : Profil des impulsions transmises à travers la fente sans et avec champ appliqué.

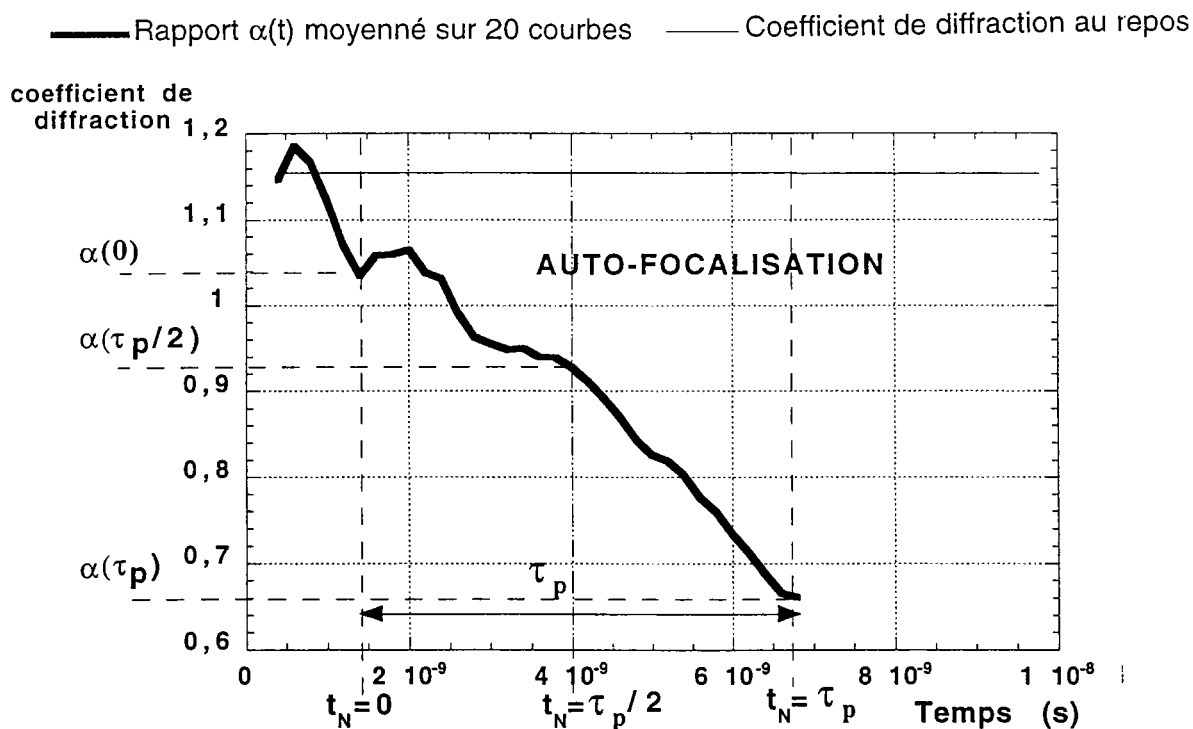


Figure 5 : Mesure brute typique : mesure du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant la durée d'une impulsion $\tau_p=5$ ns, lorsqu'un champ électrique est appliqué.

$t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=\tau_p$ représentent respectivement les instants correspondant à la 1^{ère} mi-hauteur, au maximum et à la 2^{ème} mi-hauteur de l'impulsion.

A partir des deux courbes typiques de la figure 4, on peut déterminer le coefficient de diffraction $\alpha(t)$, qui est le rapport du col du faisceau en sortie de cristal w_s sur le col du faisceau en entrée w_e : $\alpha = \frac{w_s}{w_e}$, qui se déduit des mesures précédentes à partir de :

$$\alpha(t) = \alpha_r \frac{I(t)}{I_d(t)} \text{ où } \alpha_r \text{ représente le coefficient de diffraction au repos : } \alpha_r = \frac{w_r}{w_e}.$$

$$(\alpha_r = \frac{\lambda}{\pi w_e^2} \sqrt{\frac{d^2}{n^2} + \frac{\pi^2 w_e^4}{\lambda^2}}).$$

Une mesure typique de la dépendance temporelle de $\alpha(t)$ moyenné sur une série de 20 mesures est représentée sur la figure 5.

Dans l'analyse de nos mesures, nous devons nous limiter au 5 ns centrées sur le maximum de l'impulsion. Sachant que la largeur à mi-hauteur de l'impulsion est notée $\tau_p=5$ ns, nous noterons, par la suite, $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$, $t_N=\tau_p$ les instants correspondants respectivement à la 1^{ère} mi-hauteur, au maximum et à la 2^{ème} mi-hauteur de l'impulsion. C'est en effet au maximum de puissance que le bruit sur le rapport $I(t)/I_d(t)$ est le plus faible. Au début et à la fin de l'impulsion, le rapport des profils mesurés est d'avantage bruité, les puissances étant très faibles. Afin d'améliorer la statistique de la mesure, nous avons effectué des séries de 20 mesures dans des conditions identiques et avons moyenné les résultats afin d'en atténuer le bruit.

La figure 5 indique clairement que **le coefficient de diffraction diminue pendant la durée de l'impulsion, ce qui met en évidence le phénomène d'auto-focalisation.**

II.3. Paramètres pris en compte dans la campagne de mesures

Rappelons que l'objectif de ce travail est la réalisation d'une étude expérimentale systématique de l'auto-focalisation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif, ceci dans le but de déterminer quelles sont les meilleures conditions d'obtention d'un tel phénomène.

Les travaux réalisés au sein de notre laboratoire sur le même type d'expérimentations, mais en régime continu, nous ont permis de définir des orientations plus précises à notre étude [1]. Il convient également de prendre en compte le cahier des charges en ce qui concerne l'application de ce processus à la limitation optique.

Aussi, nous avons décidé de procéder à des expérimentations en faisant varier les paramètres physiques qui apparaissent comme importants dans le processus d'auto-focalisation d'un faisceau laser. Pour cela, nous avons fait varier de manière systématique :

- **le champ électrique** extérieur appliqué au cristal E_{ext} .
- **la densité d'énergie** d_e à l'entrée du cristal.

Comme détaillé plus loin, ces deux quantités sont à considérer comme essentielle dans nos études.

Nous avons également testé l'influence d'autres paramètres d'importance secondaire mais non négligeable tels que :

- **le col d'entrée** w_e du faisceau.
- **la polarisation** du faisceau incident (deux configurations).
- **le type de cristal** photoréfractif (BTO, BaTiO₃).

Tous ces paramètres ont été définis dans une plage de mesure adaptée pour l'application industrielle envisagée.

Un des paramètres fondamentaux pour la limitation optique, qui n'a pas été pris en compte dans cette étude, est **la longueur d'onde λ du faisceau**. En effet, des expérimentations ont d'ores et déjà été réalisées à 633 nm en régime continu [1]. De plus,

l'effet photoréfractif est connu comme un effet large bande dans le visible. Pour ces raisons, nous nous sommes limités à des expérimentations à $\lambda=532$ nm.

Comme nous nous intéressons au phénomène d'auto-focalisation pendant la durée d'une impulsion laser, un autre paramètre essentiel dans ces expérimentations est **le temps**. Nous considérons, en particulier, l'intervalle de temps compris entre $t_N=0$ et $t_N=\tau_p$ pour l'analyse de nos mesures (figures 4 et 5).

Etant donnée la lourdeur du travail expérimental à réaliser si l'on veut étudier, de manière exhaustive, l'influence de tous ces différents paramètres, nous avons été amenés à définir quels sont ceux (liés au dispositif expérimental) les plus importants dans les mécanismes du processus d'auto-focalisation. Il a été mis en évidence lors de l'étude théorique (chapitre C) que l'influence de certaines grandeurs est fondamentale. Les paramètres, qui interviennent directement dans le processus de construction du champ de charge d'espace (équation non linéaire (9) du chapitre C, liant E , I_{em} , x et t) et qui ne sont pas liés au type de cristal, sont notamment le champ électrique appliqué E_{ext} , l'éclairement local dû au faisceau I_{em} et le temps. Il paraît donc primordial d'étudier de manière aussi exhaustive que possible l'influence de la valeur du **champ électrique appliqué E_{ext} et de la densité d'énergie d_e à l'entrée du cristal**.

Le col d'entrée du faisceau w_e est un autre paramètre intéressant. Nous avons donc réalisé des séries de mesures à trois valeurs différentes pour w_e (10, 20 et 30 μm), de manière à pouvoir prévoir le comportement de l'auto-focalisation en fonction de cette grandeur. **Deux types de mesures ont été réalisées concernant w_e , soit à densité d'énergie constante, soit à énergie totale constante.**

Un des problèmes majeurs dans cette étude est lié à la polarisation du faisceau incident et au fort pouvoir rotatoire ρ des cristaux sillénites à 532 nm. Des mesures préliminaires ont mis en évidence un phénomène d'auto-focalisation lorsque la polarisation à la sortie du cristal P_s est parallèle au champ appliqué et un phénomène d'auto-défocalisation lorsqu'elle est orthogonale au champ. Pour ces raisons, nous avons effectué deux types de mesures :

- une dans une configuration où la polarisation à la sortie du cristal est parallèle au champ appliqué (horizontale) : $P_S=0^\circ$ impliquant un processus d'auto-focalisation
- l'autre dans une configuration où la polarisation est verticale à la sortie du cristal : $P_S=90^\circ$ impliquant un processus d'auto-défocalisation car le coefficient électro-optique effectif r_{eff} est modifié en son opposé.

Des expérimentations ont, par la suite, été réalisées sur d'autres types de cristaux : sur **d'autres échantillons de BTO (BTO16) de longueurs différentes** et sur **un cristal de BaTiO₃** qui possède un coefficient électro-optique plus élevé que les sillénites.

II.4.Cristaux BTO étudiés

Nos études expérimentales ont débuté par des mesures qualitatives sur un cristal de BTO (échantillon BTO18) [3], qui présente une longueur de 3,17 mm. Nous avons pris la décision d'effectuer la majeure partie de la campagne de mesures quantitatives systématiques sur ce cristal, à cause des problèmes liés à la polarisation et à la forte absorption observée à 532 nm dans un cristal long. Dans l'échantillon BTO18, la rotation du plan de polarisation du faisceau est de 33° ; on reste donc toujours dans une configuration où la polarisation du faisceau est proche de l'horizontale. Ces mesures systématiques sont effectuées en fonction du champ extérieur appliqué, pour différentes densités d'énergie (donc différents éclaircissements), différents cols d'entrée et différentes polarisations.

Dans un second temps, quelques mesures ont été réalisées sur deux autres cristaux de BTO issus d'un échantillon BTO16 [3] :

- l'un a une longueur de 6,4 mm : ces mesures sont plus problématiques car dans ce cas, le plan de polarisation de l'onde incidente tournait de 70° ; on peut donc passer d'un état focalisant à un état défocalisant ou vice versa suivant la polarisation du faisceau d'entrée.
- l'autre est un cristal fin : épaisseur de 0,85 mm. Dans ce type de cristal, la polarisation va peu tourner mais la longueur de propagation du faisceau est très réduite.

III. Etude sur l'échantillon de BTO18 de l'auto-focalisation en fonction du champ extérieur appliqué E_{ext}

III.1. Mesures et premiers éléments d'analyse pour un col d'entrée w_e , une densité d'énergie d_e , une polarisation P_s donnée

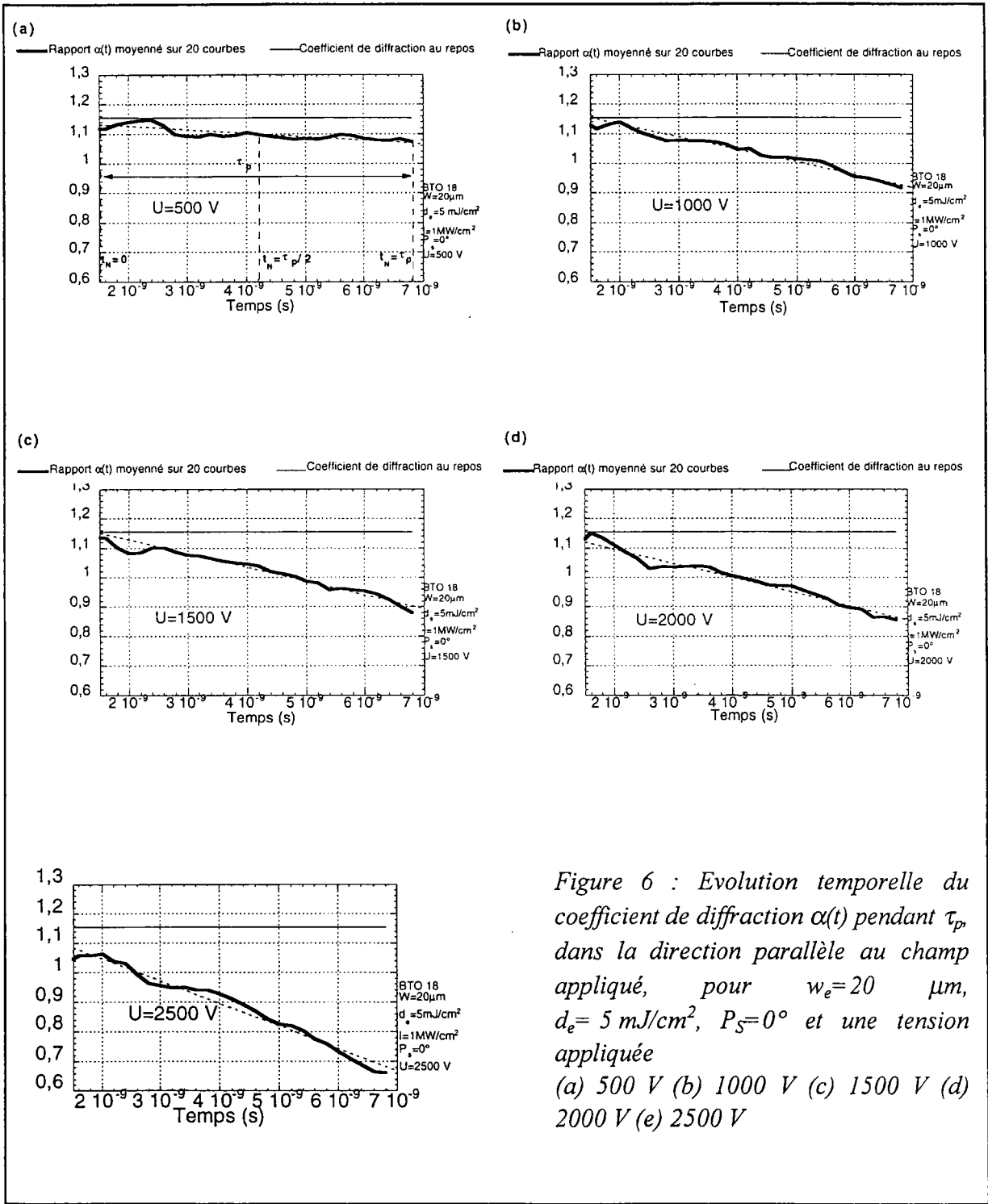
III.1.1. Résultats directs de mesures

Lors de cette série de mesures, nous mesurons le comportement temporel du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant la durée d'une impulsion τ_p , pour différents champs appliqués. La densité d'énergie vaut $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$, le col d'entrée w_e est de $20 \text{ }\mu\text{m}$ et la polarisation à la sortie du cristal est égale à $P_s=0^\circ$, la polarisation du faisceau à l'entrée étant de -33° . Les résultats représentés sont des résultats moyennés sur 20 séries de mesures et sont réalisés pour 25 valeurs de champs différentes (par pas de 100 V pour la tension appliquée). Il faut ainsi garder à l'esprit qu'une série de mesures moyennée correspond à 1000 tirs lasers; pour cette raison, un tel nombre de mesures n'auraient pu être réalisé si le dispositif et le protocole de mesures n'avaient été automatisés.

Les figures 6 (a-e) représentent les mesures du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour des tensions appliquées de (a) 500 V (b) 1000 V (c) 1500 V (d) 2000 V (e) 2500V respectivement. Ces résultats sont présentés pendant la durée de l'impulsion (τ_p), les mesures étant limitées aux 5 ns centrées sur le maximum de l'impulsion.

La figure 6a représente le résultat obtenu pour une tension appliquée de 500 V : le coefficient α passe d'une valeur $\alpha_r=1,15$ (coefficient correspondant à la diffraction naturelle d'un faisceau d'entrée de $20 \text{ }\mu\text{m}$ dans un cristal de 3,17 mm de longueur) à une valeur $\alpha(\tau_p)=1,08$, mettant en évidence une légère auto-focalisation de l'impulsion. Les figures 6b-6e montrent que **le phénomène d'auto-focalisation devient plus important avec la tension appliquée**. On aboutit, pour une tension de 2500 V, à un coefficient de diffraction $\alpha(\tau_p)=0,66$.

Nous avons donc clairement mis en évidence qu'une impulsion laser peut être auto-focalisée pendant son passage au travers du cristal photoréfractif et que cette auto-focalisation augmente avec le champ extérieur appliqué.



III.1.2. Premiers éléments d'analyse de ces résultats

Les mesures brutes, présentées section I.1.1., nous permettent d'étudier l'influence du champ appliqué sur le coefficient de diffraction α et par la même, sur le phénomène d'auto-focalisation. Pour analyser ces mesures de façon systématique, nous limitons notre attention aux trois valeurs suivantes de $\alpha(t)$ aux temps $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$ (maximum de l'impulsion) et $t_N=\tau_p$ et nous reportons les valeurs de $\alpha(t)$ en fonction du champ E appliqué (figure 7).

Nous pouvons constater que **le phénomène d'auto-focalisation semble évoluer de manière linéaire en fonction du champ appliqué E_{ext} : plus la tension appliquée est élevée, plus le phénomène d'auto-focalisation est intense**. De plus, nous remarquons que les valeurs du coefficient de diffraction sont plus faibles à $t_N=\tau_p$ qu'à $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=0$.

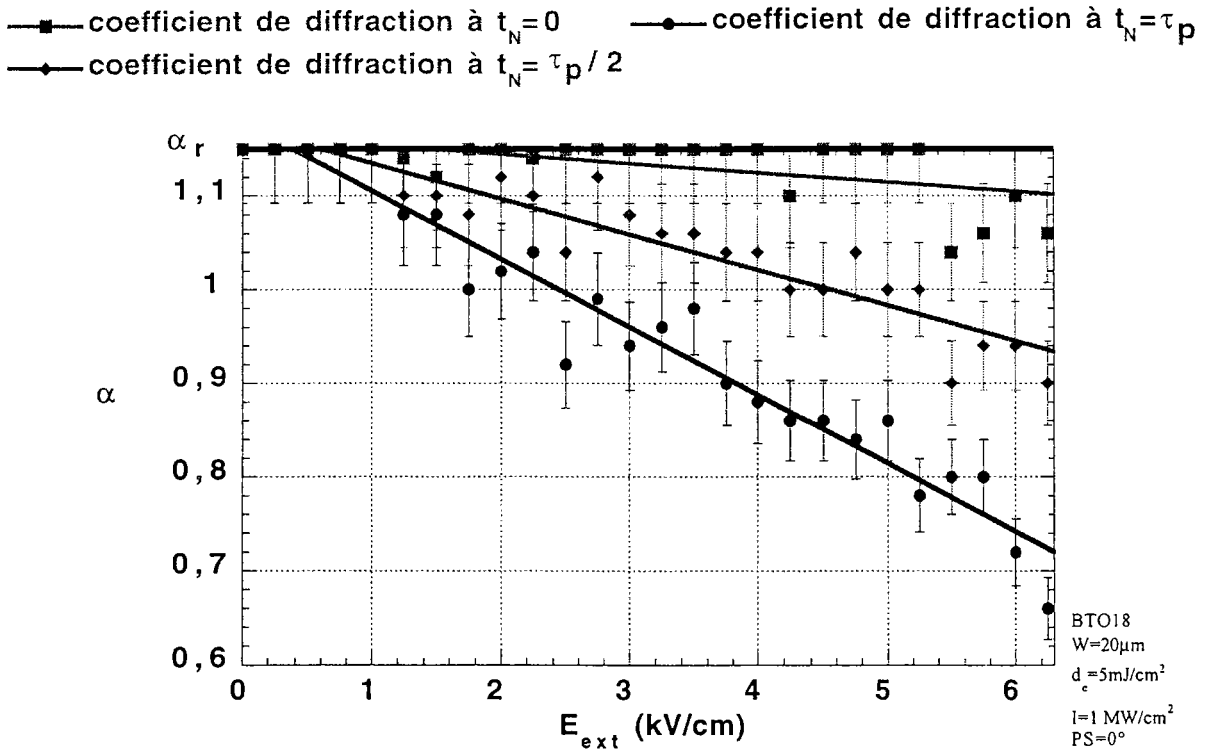


Figure 7 : Coefficient de diffraction α en fonction du champ extérieur appliqué pour $w_e=20\mu m$, $d_e=5mJ/cm^2$, $P_S=0^\circ$ à différents instants pendant l'impulsion : $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=\tau_p$

III.2. Mesures et premiers éléments d'analyse de l'auto-focalisation pour différentes densités d'énergies d_e

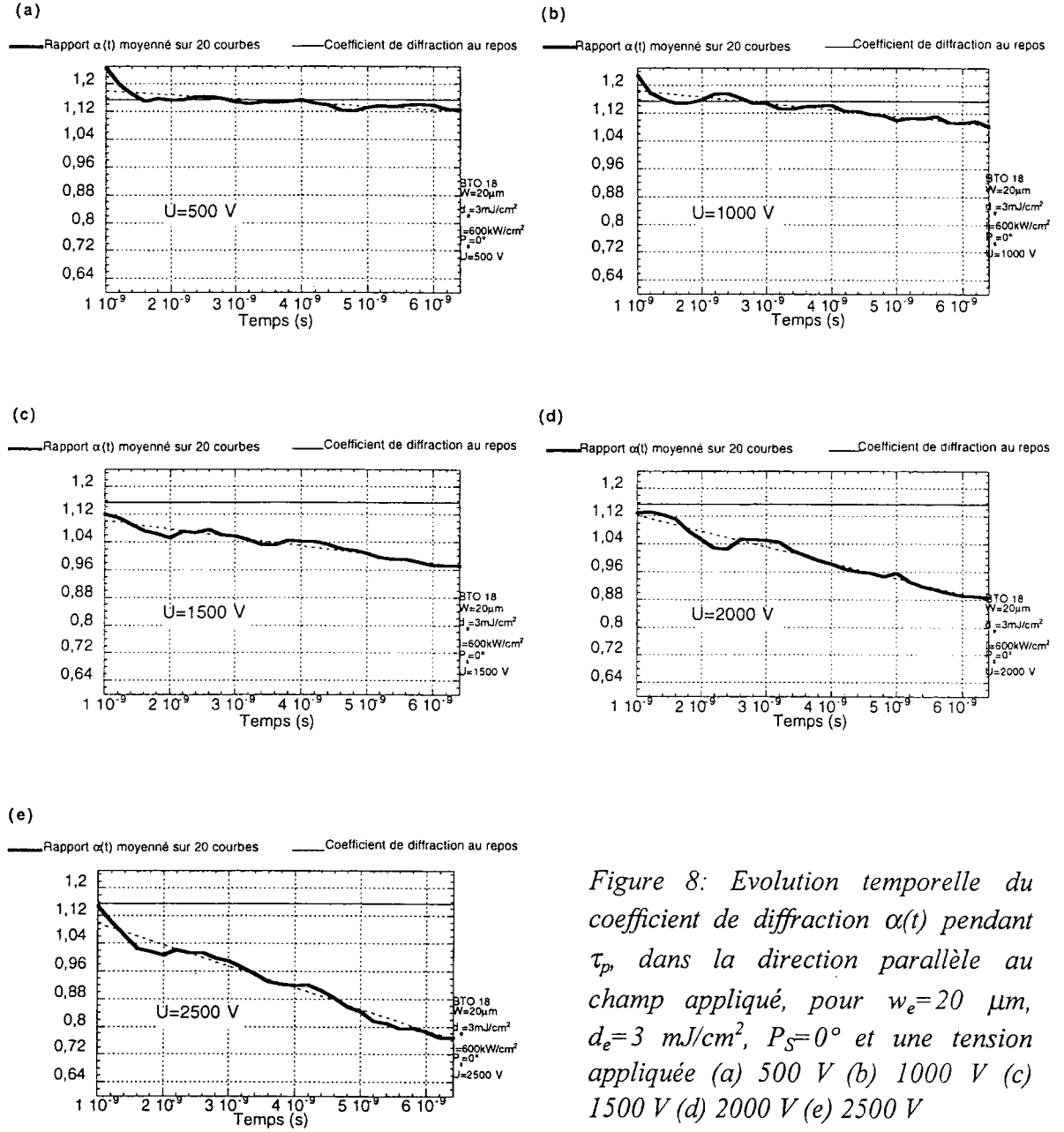
III.2.1. Résultats directs de mesure

Les résultats expérimentaux bruts présentés dans cette partie ont été obtenus avec les mêmes paramètres expérimentaux : col d'entrée du faisceau $w_e=20 \mu\text{m}$, polarisation à la sortie du cristal $P_s=0^\circ$ que dans les mesures données figure 6 et permettent d'étudier l'influence de l'éclairement dû au faisceau à l'entrée du matériau sur le comportement temporel du coefficient de diffraction α pour différentes tensions appliquées.

La figure 8 représente la mesure du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour une densité d'énergie $d_e=3 \text{ mJ/cm}^2$ pour des tensions appliquées de (a) 500 V (b) 1000 V (c) 1500 V (d) 2000 V (e) 2500V respectivement. La figure 9 représente $\alpha(t)$ pour une densité d'énergie $d_e=1 \text{ mJ/cm}^2$ pour les mêmes valeurs de tensions appliquées.

Pour les deux configurations expérimentales, nous observons que le coefficient de diffraction diminue d'autant plus, pendant la durée de l'impulsion τ_p , que la tension appliquée aux bornes du cristal est élevée. Ceci confirme l'évolution du processus d'auto-focalisation en fonction du champ appliqué, mis en évidence par les résultats présentés figure 6.

Les figures 8a et 9a présentent l'évolution du coefficient de diffraction pendant la durée de l'impulsion pour une tension appliquée de 500 V : α passe d'une valeur $\alpha_r=1,15$ aux valeurs respectives suivantes pour $\alpha(\tau_p)$: $\alpha(\tau_p)=1,12$ (fig. 8a) et $\alpha(\tau_p)=1,15$ (fig. 9a). Par rapport au résultat présenté figure 6a où $\alpha(\tau_p)=1,08$, nous remarquons que $\alpha(\tau_p)$ est plus faible lorsque la densité d'énergie est plus élevée. Ceci montre que le **phénomène d'auto-focalisation est plus important lorsque la fluence à l'entrée du cristal est plus élevée**. Cette observation est confirmée par les mesures à des tensions plus élevées présentées figures 8b à 8e et figures 9b à 9e.



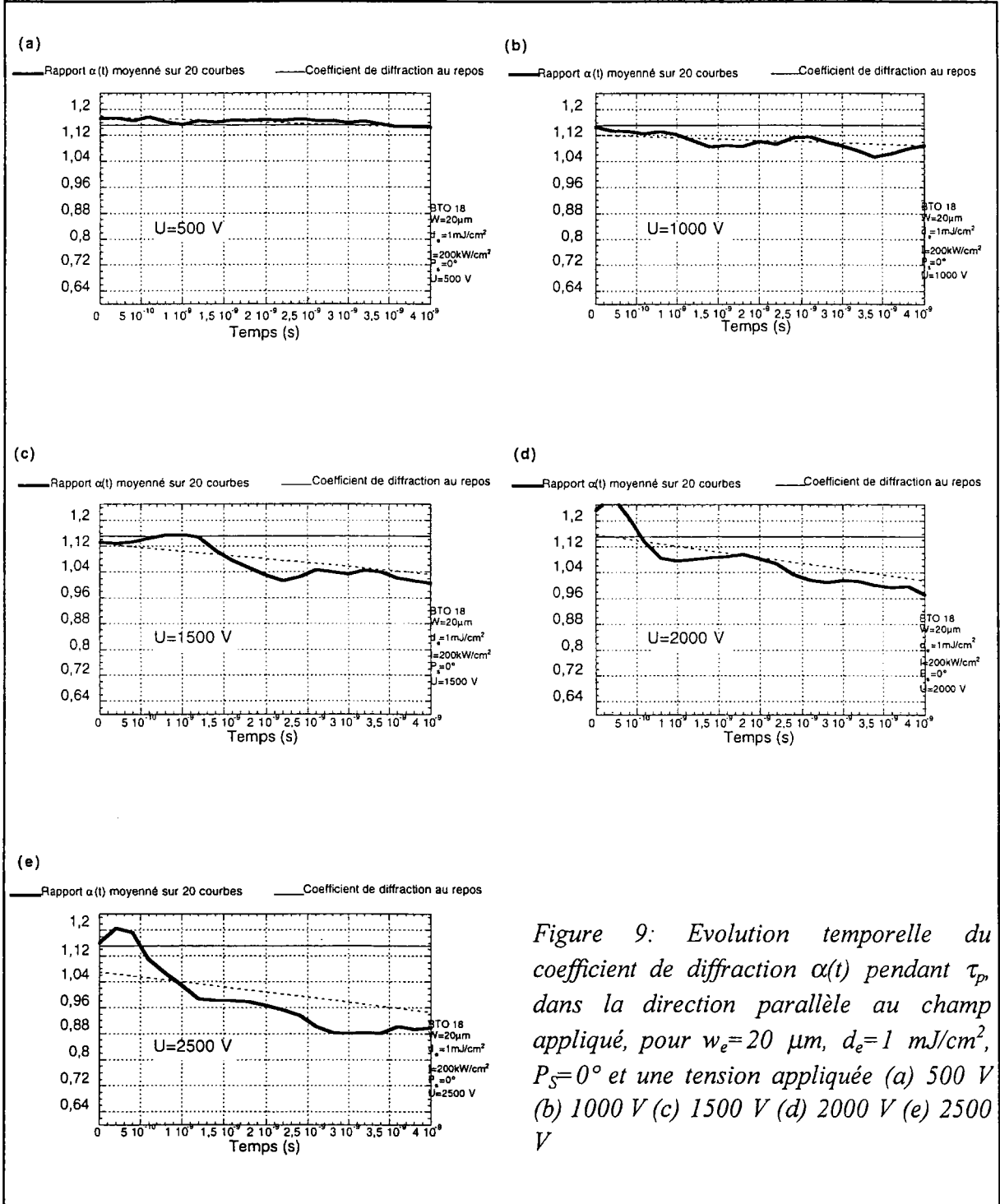


Figure 9: Evolution temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant τ_p dans la direction parallèle au champ appliqué, pour $w_e = 20 \mu\text{m}$, $d_e = 1 \text{ mJ/cm}^2$, $P_S = 0^\circ$ et une tension appliquée (a) 500 V (b) 1000 V (c) 1500 V (d) 2000 V (e) 2500 V

III.2.2. Premiers éléments d'analyse de ces résultats

A partir des mesures brutes présentées sur les figures 6, 8 et 9, nous pouvons étudier l'influence de la densité d'énergie d_e à l'entrée du cristal sur le phénomène d'auto-focalisation en fonction du champ électrique appliqué. Comme précédemment, pour analyser ces résultats, nous nous limitons aux trois valeurs de α correspondant aux instants $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=\tau_p$.

Dans un premier temps, pour chacune des séries de mesures présentées figures 8 et 9, nous pouvons étudier l'influence du champ appliqué sur le coefficient de diffraction α . Les figures 10 et 11 représentent cette analyse pour les valeurs de $d_e=3 \text{ mJ/cm}^2$ et $d_e=1 \text{ mJ/cm}^2$, respectivement. **L'évolution du phénomène d'auto-focalisation apparaît**, comme pour une densité d'énergie de 5 mJ/cm^2 (figure 7), **linéaire en fonction du champ extérieur appliqué**. De plus, l'auto-focalisation est plus importante à l'instant $t_N=\tau_p$ qu'aux instants $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=0$.

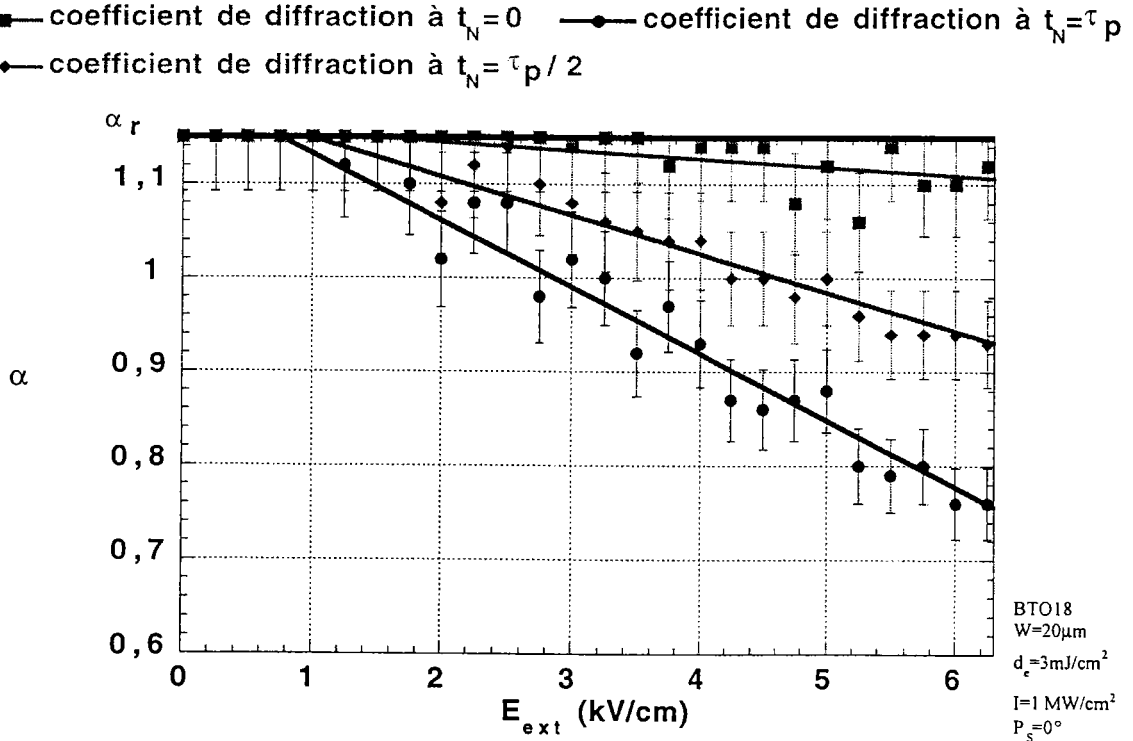


Figure 10 : Coefficient de diffraction α en fonction du champ extérieur appliqué pour $w_e=20 \mu\text{m}$, $d_e=3 \text{ mJ/cm}^2$, $P_s=0^\circ$ à différents instants pendant la durée de l'impulsion t .

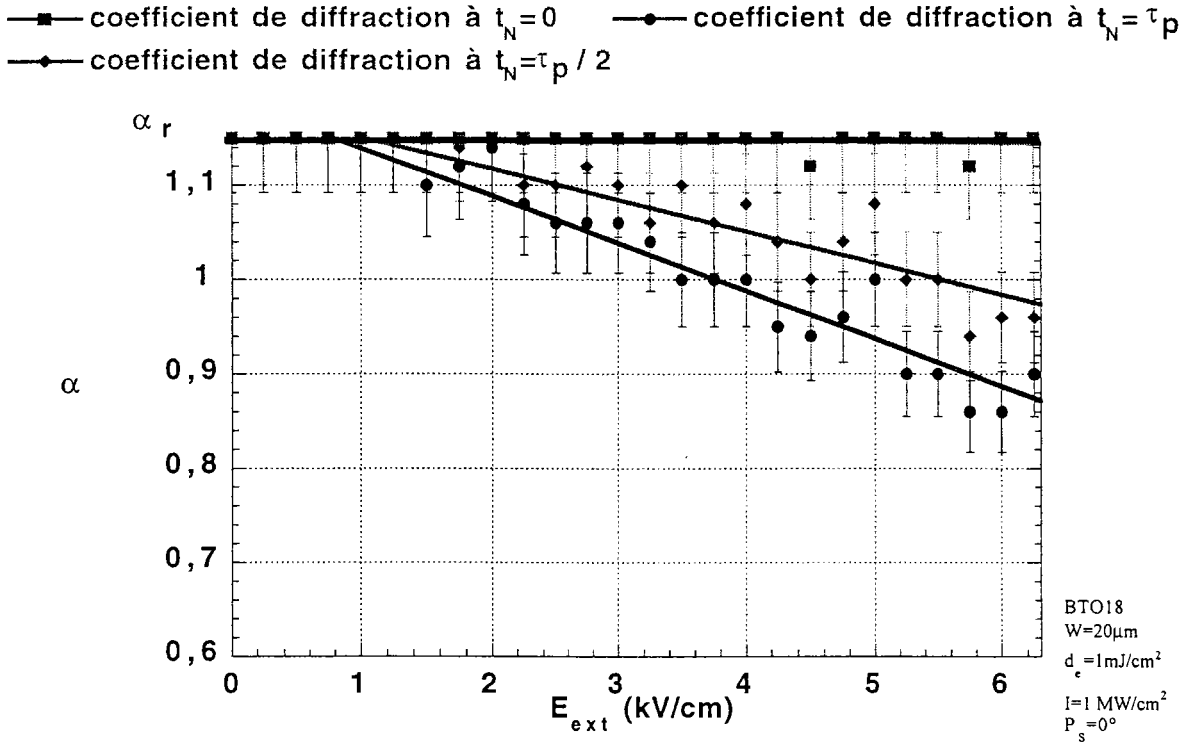


Figure 11 : Coefficient de diffraction α en fonction du champ extérieur appliqué pour $w_e=20\mu\text{m}$, $d_e=1\text{mJ/cm}^2$, $P_s=0^\circ$ à différents instants pendant la durée de l'impulsion.

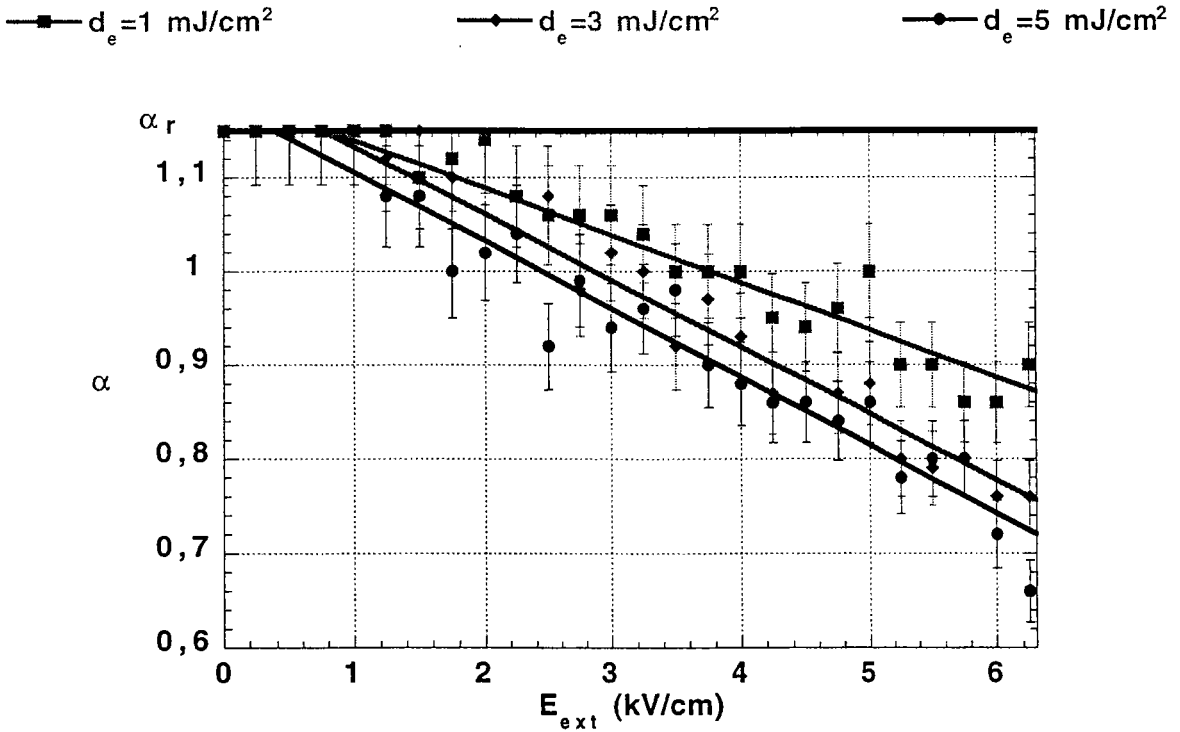


Figure 12 : Coefficient de diffraction en fonction du champ extérieur appliqué pour $w_e=20\mu\text{m}$, $P_s=0^\circ$ et pour différentes densités d'énergies $d_e=1, 3, 5\text{mJ/cm}^2$ à $t_N=\tau_p$.

Pour observer l'influence de la densité d'énergie, nous représentons une synthèse de ces courbes d'analyse sur la figure 12. Nous comparons les valeurs du coefficient de diffraction α pour les trois valeurs de la densité d'énergie d_e : 1 mJ/cm^2 , 3 mJ/cm^2 , 5 mJ/cm^2 à l'instant $t_N=\tau_p$ pour différents champ appliqués. Nous remarquons ainsi que, quelle que soit le champ appliqué aux bornes du cristal, **plus la densité d'énergie à l'entrée du cristal est élevée, plus le faisceau est auto-focalisé**. Ce résultat est en accord qualitatif avec les résultats prévus par la théorie présentés section II.1.2.2.b. du chapitre C, en ce qui concerne l'influence de l'éclairement dû au faisceau incident sur le processus d'auto-focalisation.

III.3. Mesures et premiers éléments d'analyse de l'auto-focalisation pour différentes valeurs du col d'entrée w_e

III.3.1. Résultats directs de mesure

Toutes les mesures reportées dans les paragraphes précédent concernaient **un col d'entrée du faisceau $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$** . Cette quantité étant un autre paramètre important dans l'étude du phénomène d'auto-focalisation, nous avons également réalisé des expérimentations à des valeurs différentes de w_e : **$w_e=10\text{ }\mu\text{m}$ et $w_e=30\text{ }\mu\text{m}$** .

Des mesures systématiques ont été réalisées en fonction de la tension appliquée : soit pour des valeurs de la densité d'énergie similaires aux résultats déjà présentés dans ce chapitre, soit pour une énergie totale de l'impulsion identique. En effet, dans le cadre de l'application industrielle, il est également intéressant de connaître l'évolution du phénomène à même énergie globale.

Nous reportons, sur les figures 13 et 14, les mesures brutes correspondant aux mêmes paramètres expérimentaux que celles présentées sur les figures 6, hormis le col d'entrée du faisceau.

La figure 13 représente la mesure du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour un col d'entrée **$w_e=10\text{ }\mu\text{m}$** ($\alpha_r=2,84$: coefficient correspondant à la diffraction naturelle pour un cristal de longueur $3,17\text{ mm}$), une densité d'énergie **$d_e=5\text{ mJ/cm}^2$** , une polarisation à la sortie du cristal

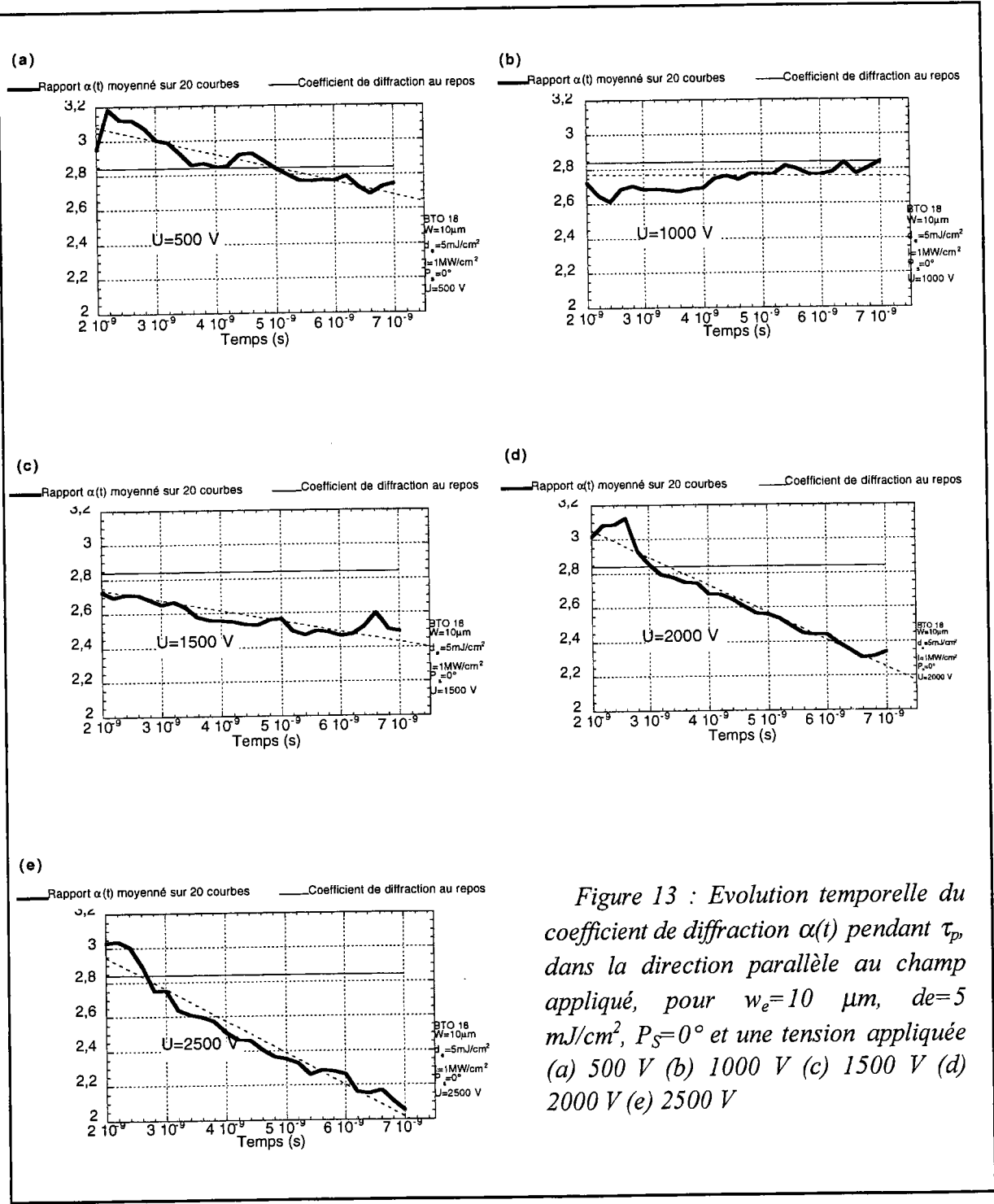
$P_s=0^\circ$ pour différentes tensions appliquées. La figure 14 présente le même type de mesures pour un col d'entrée $w_e=30\ \mu\text{m}$ ($\alpha_r=1,04$).

Les figures 13e et 14e présentent l'évolution du coefficient de diffraction pendant la durée de l'impulsion pour une tension appliquée de 2500 V; α passe :

- d'une valeur $\alpha_r=2,84$ à une valeur $\alpha=2,6$ à $t_N=\tau_p/2$ et $\alpha=2,1$ à $t_N=\tau_p$, ce qui correspond à des variations relatives respectives de 10% et 25% (fig.13e)

- d'une valeur $\alpha_r=1,04$ à une valeur $\alpha=0,8$ à $t_N=\tau_p/2$ et $\alpha=0,5$ à $t_N=\tau_p$, correspondant à des variations relatives respectives de 20 % et 50% (fig.14e)

Nous pouvons en déduire que **pour une même densité d'énergie maximale à l'entrée du cristal, le phénomène d'auto-focalisation est plus important pour des valeurs du col d'entrée plus grandes.**



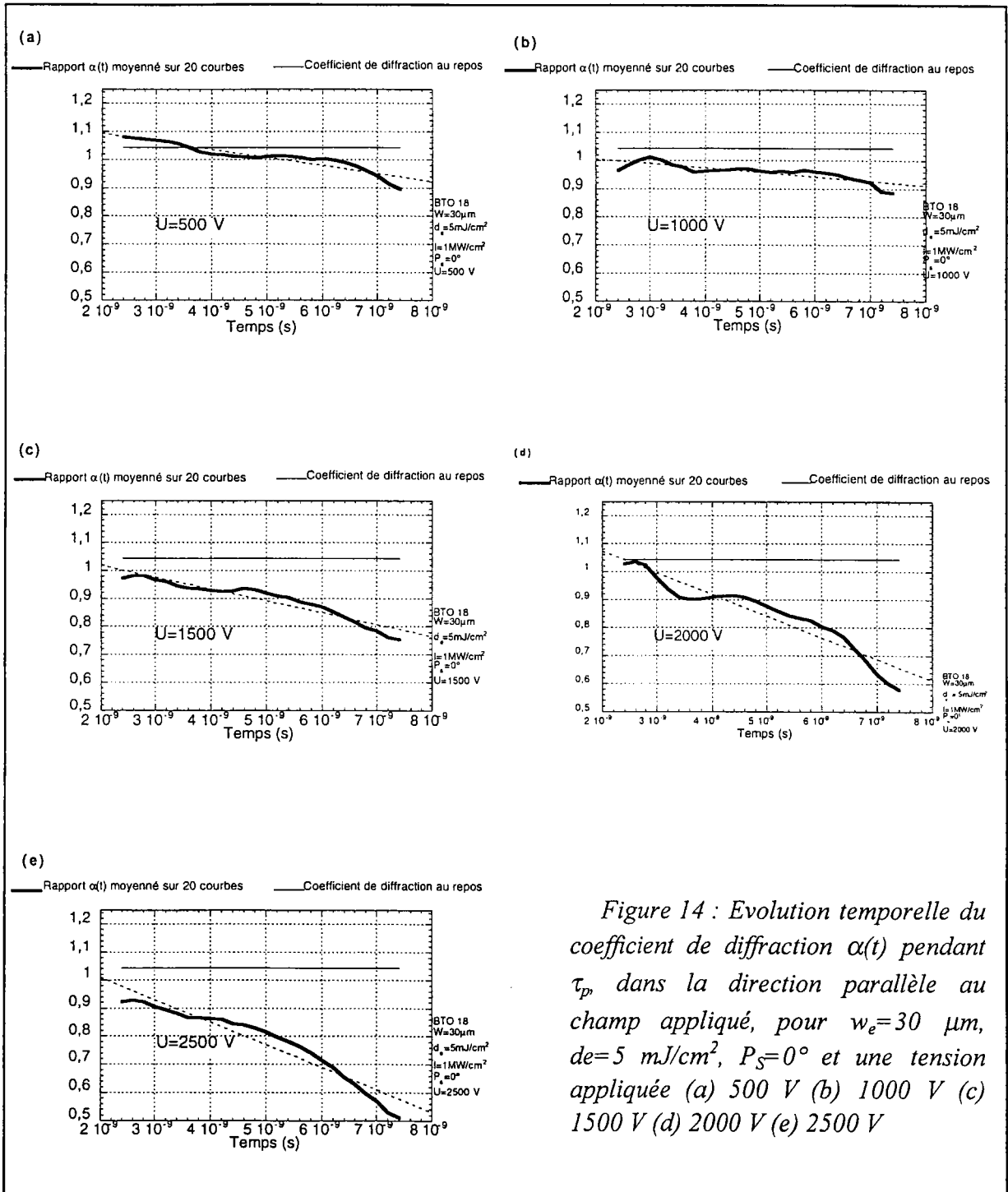


Figure 14 : Evolution temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant τ_p , dans la direction parallèle au champ appliqué, pour $w_e = 30 \mu\text{m}$, $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$, $P_s = 0^\circ$ et une tension appliquée (a) 500 V (b) 1000 V (c) 1500 V (d) 2000 V (e) 2500 V

III.3.2. Premiers éléments d'analyse de ces résultats

Nous pouvons étudier l'influence du col d'entrée du faisceau sur le processus d'auto-focalisation à partir des mesures présentées sur les figures 6, 13 et 14, en traçant la variation relative du coefficient de diffraction par rapport au coefficient au repos : $\frac{\alpha - \alpha_r}{\alpha_r}$. Nous limitons notre analyse aux valeurs correspondant à $t_N = \tau_p$ pour différents cols d'entrée w_e et différents champs appliqués.

La figure 15 représente cette analyse pour des tensions appliquées comprises entre 0 et 2500 V (champ compris entre 0 et 6,25 kV/cm) et les trois valeurs de col d'entrée précitées : $w_e = 10, 20$ et $30 \mu\text{m}$.

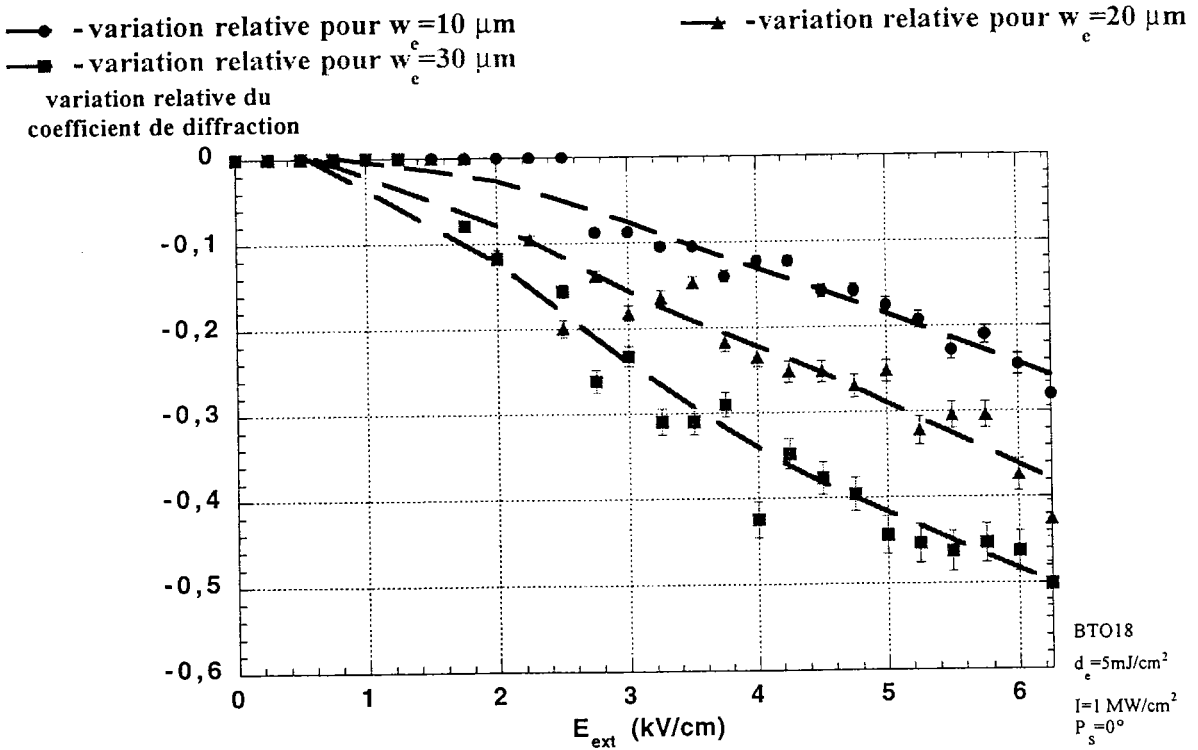


Figure 15 : Variation relative du coefficient de diffraction α par rapport au coefficient de diffraction au repos α_r en fonction du champ extérieur appliqué pour $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$, $P_s = 0^\circ$ et pour différents cols d'entrée : $w_e = 10, 20$ et $30 \mu\text{m}$ à $t_N = \tau_p$.

Nous constatons que, pour une densité d'énergie fixe ($d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$), plus le col d'entrée du faisceau w_e est large (dans la gamme 10-30 μm), plus le phénomène d'auto-focalisation est intense. Ceci peut s'expliquer par le fait que, à même densité

d'énergie pour différents cols, l'énergie totale du faisceau varie : ainsi, l'énergie globale, dans le cadre des mesures reportées sur la figure 15, est de 127 nJ pour un col d'entrée w_e de 30 μm , 67 nJ pour $w_e=20$ μm et seulement 15 nJ pour $w_e=10$ μm .

L'effet photoréfractif est un effet sensible à l'énergie : il serait donc intéressant d'étudier l'évolution du coefficient de diffraction α pour différentes valeurs du col d'entrée à énergie globale constante. Cet aspect est d'ailleurs intéressant du point de vue applicatif car, suivant l'ouverture numérique du système de focalisation, le col au niveau du plan focal intermédiaire est variable pour une même énergie incidente.

La figure 16 présente l'analyse de l'évolution de la variation relative du coefficient de diffraction α par rapport au coefficient de diffraction au repos α_r en fonction du champ extérieur appliqué, pour deux valeurs différentes du col d'entrée w_e : $w_e=10$ et 20 μm , mais pour une même énergie globale de 15 nJ (correspondant respectivement à des densités d'énergie $d_e=5$ mJ/cm^2 et 1 mJ/cm^2 : mesures reportées figures 9 et 13).

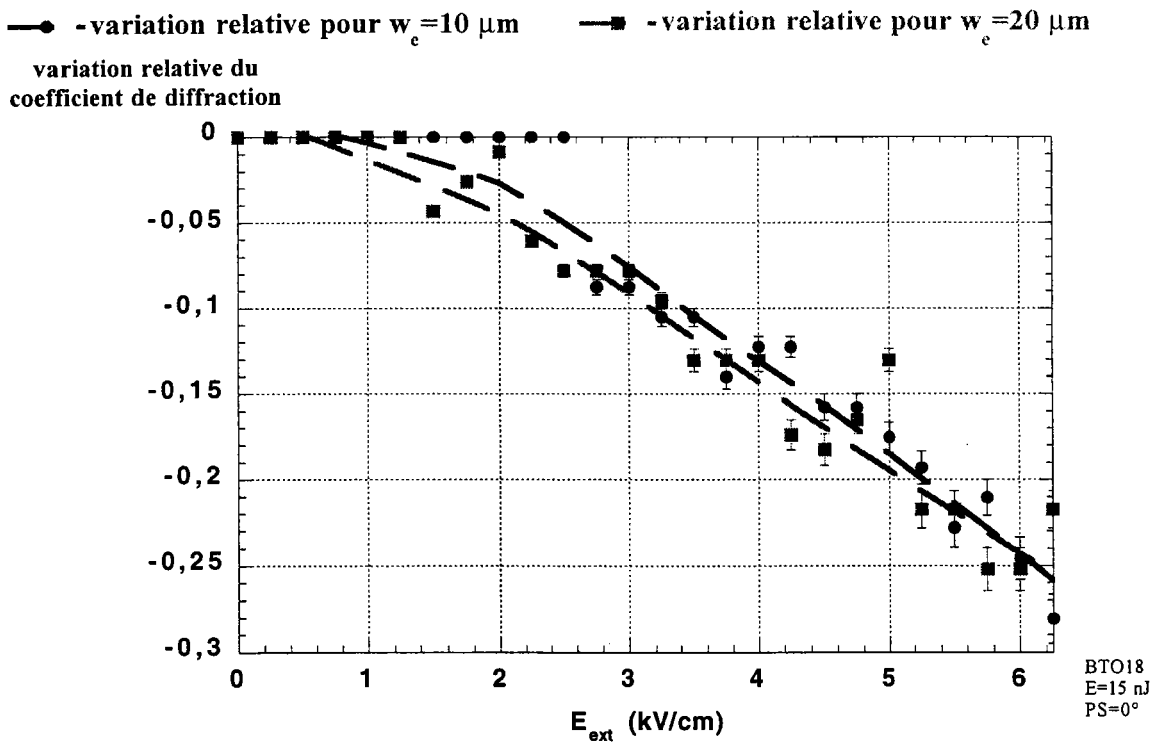


Figure 16 : Variation relative du coefficient de diffraction α par rapport au coefficient de diffraction au repos α_r en fonction du champ extérieur appliqué pour une énergie totale $E=15$ nJ, $P_S=0^\circ$ et pour différents cols d'entrée : $w_e=10$ et 20 μm à $t_N=\tau_p$.

Le phénomène d'auto-focalisation semble quasi-identique pour un col d'entrée $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$ et pour $w_e=10\text{ }\mu\text{m}$. En effet, la différence entre les deux courbes représentées figure 16 est minime. Nous constatons donc que le faisceau s'auto-focalise pour un col d'entrée $w_e=10\text{ }\mu\text{m}$ et une énergie totale faible de 15 nJ. Ceci nous permet de supposer qu'un **faisceau, focalisé à l'entrée du cristal avec un col d'entrée petit (inférieur à $10\text{ }\mu\text{m}$) et une énergie suffisante, peut être auto-focalisé, ce qui n'est pas sans intérêt technologique en limitation optique.**

IV. Etude de l'auto-focalisation en fonction de la polarisation

IV.1. Mesures et premiers éléments d'analyse pour différentes polarisations en fonction du champ extérieur appliqué E_{ext}

IV.1.1. Influence de la polarisation et du pouvoir rotatoire

Lors des premières mesures expérimentales réalisées, nous avons été confronté à un problème lié à **la polarisation du faisceau incident** (chapitre D § III.2). Ce problème a été mis en évidence sur l'échantillon BTO16 où compte tenu de la longueur $l=6,4\text{ mm}$ du cristal, le plan de polarisation tourne de 70° à 532 nm .

Nous avons constaté qu'un faisceau polarisé à l'entrée du cristal parallèlement au champ extérieur appliqué (en l'occurrence, dans notre configuration expérimentale, polarisé horizontalement) produisait un phénomène d'auto-défocalisation à la sortie, ce qui constitue une inversion du phénomène souhaité. Inversement, un faisceau polarisé orthogonalement au champ produisait un phénomène d'auto-focalisation. Ceci nous a conduit à mener une étude en fonction de la polarisation et à considérer plus soigneusement l'effet du pouvoir rotatoire. Rappelons que, pour les résultats présentés à la section III, ce problème n'a pas été négligé pour l'échantillon BTO18 : toutes les mesures ont été réalisées pour un faisceau dont la polarisation à la sortie du cristal est horizontale ($P_s=0^\circ$). Toutefois, la rotation du plan de

polarisation de l'onde n'étant que de 33° , pour un faisceau d'entrée de polarisation horizontale, nous n'observons pas d'inversion du phénomène souhaité.

IV.1.2. Résultats préliminaires par la méthode directe

L'influence de la polarisation et du pouvoir rotatoire sur le phénomène d'auto-focalisation a, dans un premier temps, été mise en évidence par la méthode de mesure directe. Des mesures, consistant à déterminer, à partir d'une prise d'image, l'énergie contenue dans l'impulsion au dessus d'un certain seuil, ont permis de quantifier l'auto-focalisation. Pour cela, des outils numériques ont été développés, permettant de tracer les profils de l'impulsion reçue par la caméra, dans les directions parallèle et orthogonale au champ appliqué. Ainsi, nous réalisons une prise d'image sans champ et une lorsqu'un champ est appliqué et nous déterminons, dans chaque cas, l'énergie contenue dans l'impulsion. La figure 17 représente l'allure du profil des impulsions obtenues sans et avec champ à partir des prises d'images.

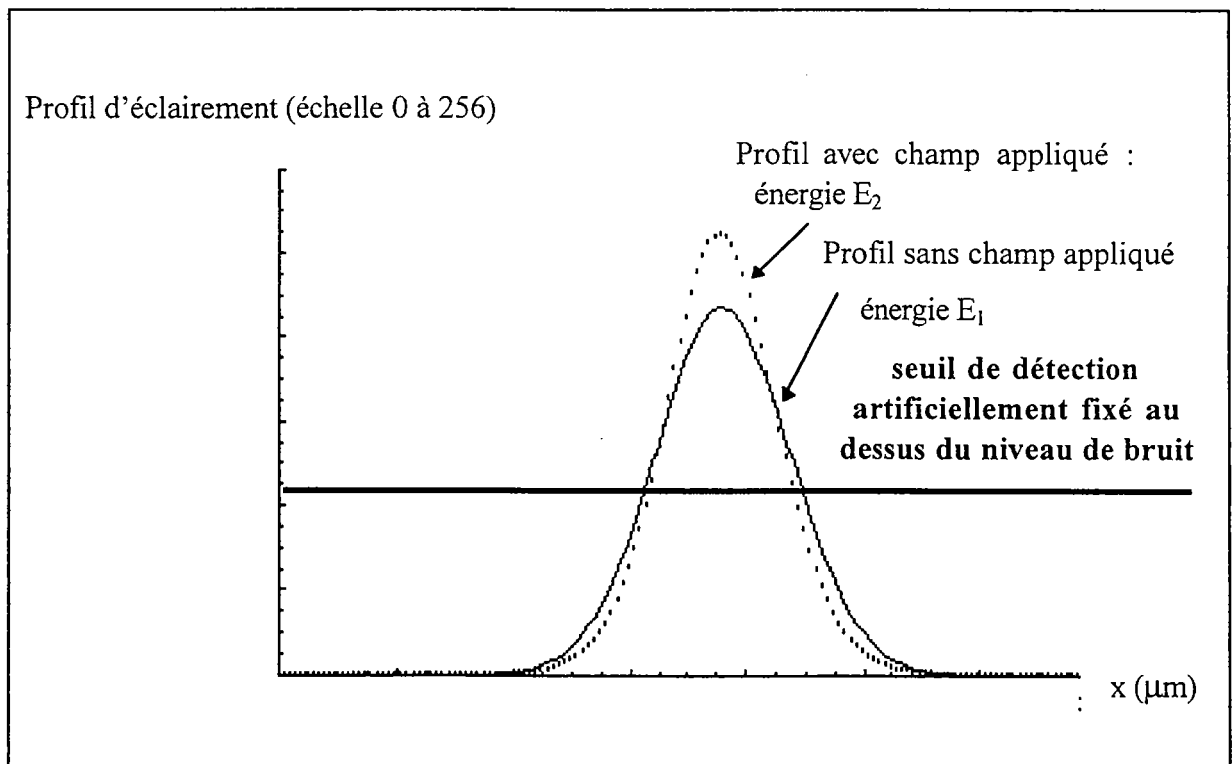


Figure 17 : Allure du profil spatial des impulsions à la sortie du cristal sans et avec champ appliqué lorsque le faisceau est auto-focalisé.

Nous aboutissons à une situation où l'énergie, au dessus du seuil, de l'impulsion focalisée, notée E_2 , est supérieure à l'énergie de l'impulsion sans champ appliqué, notée E_1 (figure 17). Aussi, nous avons déterminé le rapport E_1/E_2 pour des prises d'images réalisées pour différentes polarisations du faisceau incident. Un rapport E_1/E_2 inférieur à 1 traduit un phénomène d'auto-focalisation; inversement un rapport E_1/E_2 supérieur à 1 traduit un phénomène d'auto-défocalisation.

La figure 18 présente les résultats obtenus pour E_1/E_2 pour différentes polarisations en sortie du cristal BTO18. Les mesures ont été réalisées avec les paramètres suivants : $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$, $d_e=5\text{ mJ/cm}^2$ et des tensions appliquées de 1500 et 2500 V, correspondant à des champs de 4,75 et 6,25 kV/cm respectivement.

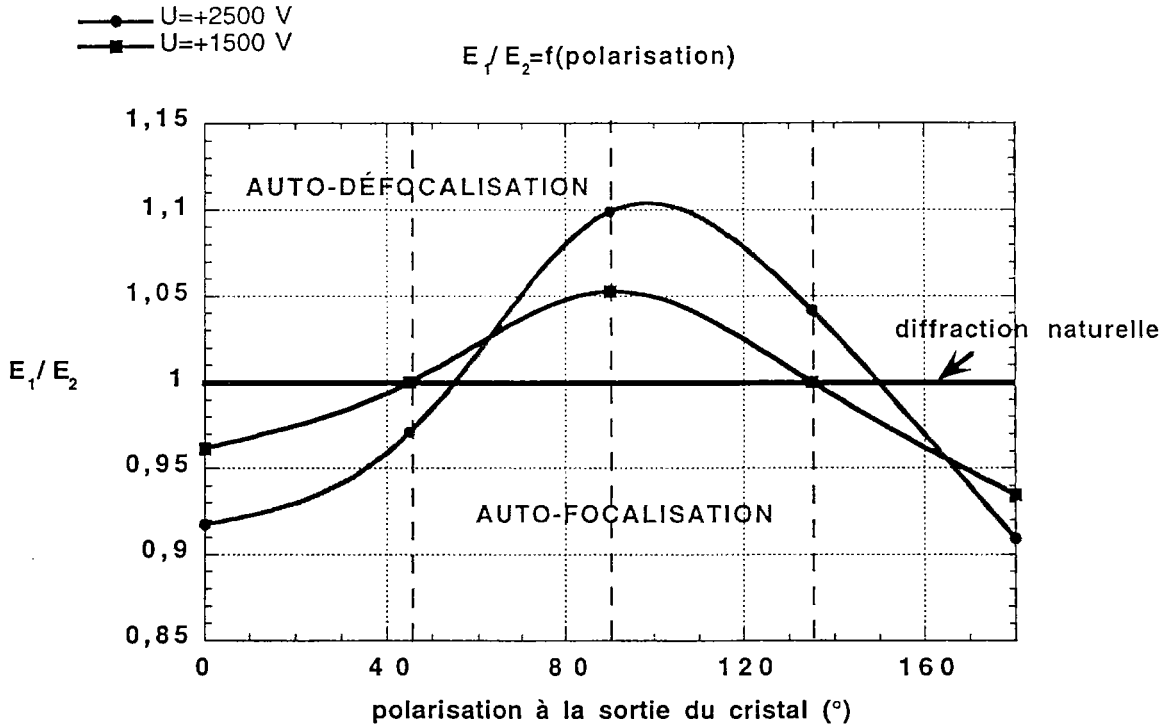


Figure 18 : Evolution du pouvoir énergétique (rapport E_1/E_2) en fonction de la polarisation à la sortie du cristal P_S pour une densité d'énergie $d_e=5\text{ mJ/cm}^2$ et un col d'entrée $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$, pour deux valeurs de tension appliquée 1500 V et 2500 V.

Ces résultats mettent en évidence que la polarisation à la sortie du cristal P_S (suivant qu'elle soit parallèle ou perpendiculaire au champ extérieur appliqué) permet d'imposer l'effet souhaité : auto-focalisation ou auto-défocalisation.

Pour cette raison, nous avons imposé, dans nos séries de mesures systématiques, la polarisation à la sortie du cristal :

- soit parallèle au champ appliqué c'est à dire $P_s=0^\circ$ (cas auto-focalisant)
- soit orthogonale au champ c'est à dire $P_s=90^\circ$ (cas auto-défocalisant).

IV.1.3. Résultats directs de mesure pour une polarisation de sortie en configuration défocalisante

Nous présentons, dans cette partie, les résultats expérimentaux bruts, obtenus par la méthode de mesure indirecte pour des paramètres expérimentaux similaires à ceux considérés section III.3.1 (figure 14). Seule la polarisation à la sortie du cristal est modifiée : $P_s=90^\circ$, correspondant à un phénomène d'auto-défocalisation.

La figure 19 représente la mesure du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour un col d'entrée $w_e=30\text{ }\mu\text{m}$, une densité d'énergie $d_e=5\text{ mJ/cm}^2$ et pour différentes tensions appliquées. Nous présentons sur la figure 19e le résultat obtenu pour $U=2500\text{ V}$: le coefficient α passe d'une valeur au repos $\alpha_r=1,04$ à une valeur $\alpha(\tau_p)=1,45$, ce qui caractérise un effet d'auto-défocalisation. Cet effet, comme dans la configuration auto-focalisante, est d'autant plus intense que la tension appliquée est élevée.

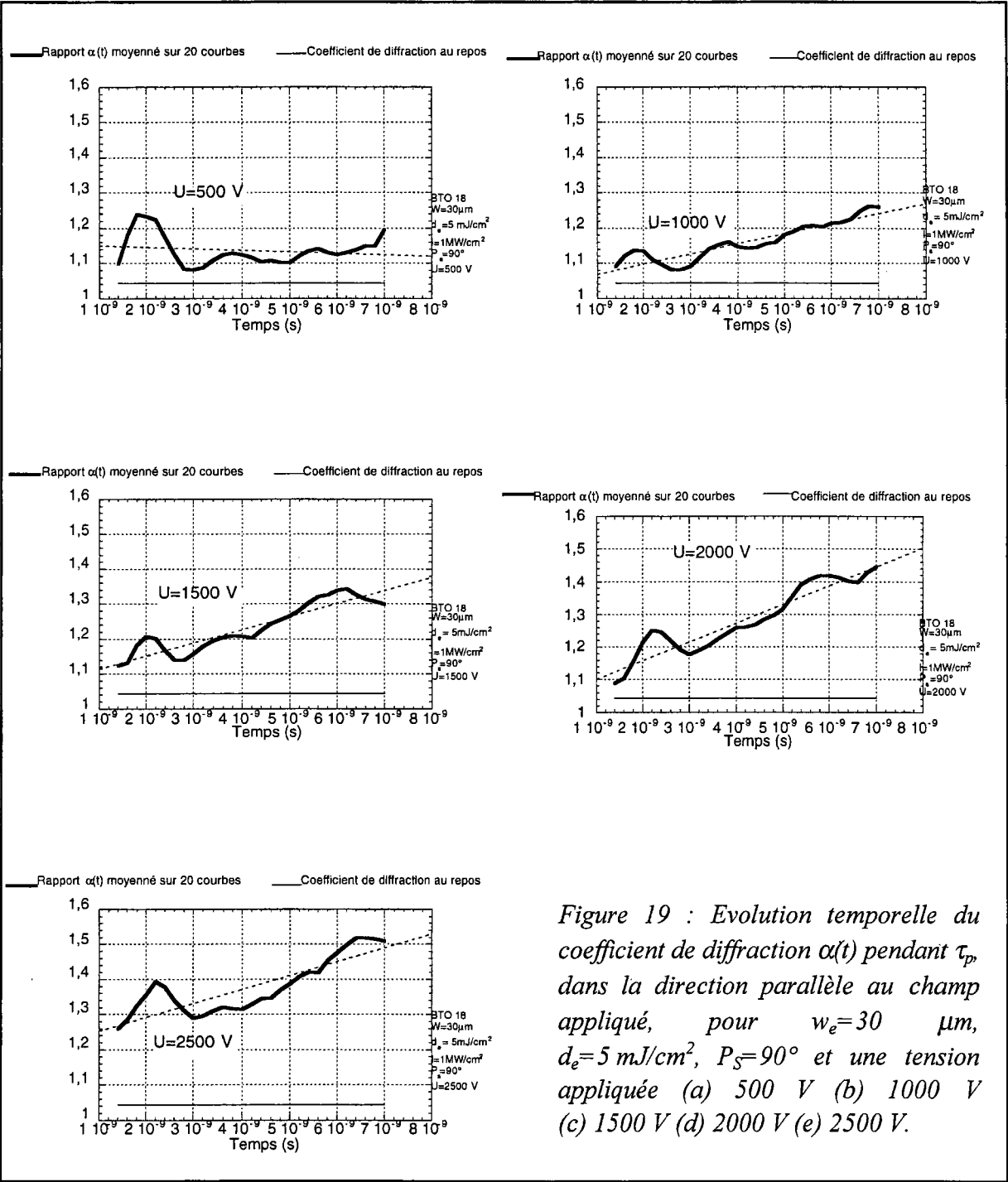


Figure 19 : Evolution temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant τ_p dans la direction parallèle au champ appliqué, pour $w_e=30\ \mu\text{m}$, $d_e=5\text{mJ}/\text{cm}^2$, $P_s=90^\circ$ et une tension appliquée (a) 500 V (b) 1000 V (c) 1500 V (d) 2000 V (e) 2500 V.

IV.1.4. Premiers éléments d'analyse de ces résultats

Les mesures brutes présentées figure 19, concernant une polarisation en sortie de cristal $P_s=90^\circ$, nous permettent d'étudier l'influence du champ appliqué sur le processus d'auto-défocalisation.

La figure 20 représente cette analyse pour des champs extérieurs appliqués variant de 0 à 6,25 kV/cm aux trois valeurs de $\alpha(t)$ correspondant aux instants $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=\tau_p$: comme dans la configuration d'auto-focalisation, nous limitons nos analyses aux 5 ns centrées sur le maximum de l'impulsion.

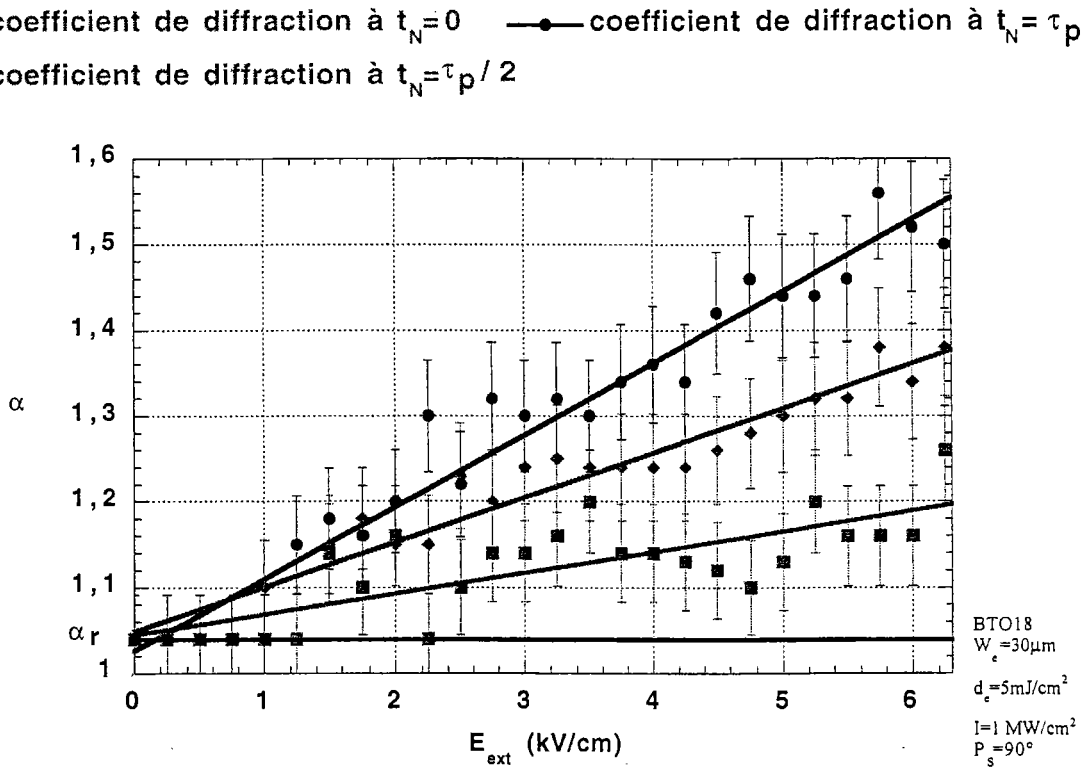


Figure 20 : Coefficient de diffraction α en fonction du champ extérieur appliqué pour $w_e=30 \mu m$, $d_e=5 mJ/cm^2$, $P_s=90^\circ$ à différents instants pendant la durée de l'impulsion.

Nous constatons que le phénomène d'auto-défocalisation semble, lui aussi, linéaire en fonction du champ extérieur appliqué. Par suite, de manière à estimer l'intensité du processus d'auto-défocalisation comparé au processus d'auto-focalisation, nous pouvons déterminer la variation relative de $\alpha(t)$ par rapport à α_r : à $t_N=\tau_p$, la variation relative

du coefficient de diffraction, pour une valeur de E_{ext} de 6,25 kV/cm, est de 0,5 pour le phénomène d'auto-focalisation (voir figure 15); si on calcule la variation relative à $t_N=\tau_p$ concernant la figure 20 pour la même valeur du champ appliqué, nous obtenons en valeur absolue 0,44. **Le phénomène d'auto-défocalisation apparaît donc comme légèrement moins important que le phénomène d'auto-focalisation.**

IV.2. Etude sur l'échantillon long de BTO16 long de l'auto-focalisation en fonction du champ extérieur appliqué E_{ext}

De manière à tester l'influence de la longueur de l'échantillon sur le phénomène d'auto-focalisation, nous avons réalisé une brève analyse quantitative du processus sur un autre type d'échantillon de BTO (échantillon BTO16), de longueur 6,4 mm dans le sens de propagation (axe 110) et de section transversale 4 mm x 4 mm selon les axes $1\bar{1}0, 001$. Nous avons mesuré le comportement temporel du coefficient de diffraction α à la sortie du cristal pour les paramètres expérimentaux suivants :

- $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$
- $d_e=5\text{ mJ/cm}^2, 10\text{ mJ/cm}^2$
- une tension appliquée de 0 à 2500 V par pas de 100 V (correspondant à un champ extérieur appliqué de 0 à 7,35 kV/cm)
- des polarisations à la sortie du cristal imposées à $P_S=0^\circ$ et $P_S=90^\circ$.

IV.2.1. Exemple de résultats directs de mesure

Les figures 21 représentent le coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$, $d_e=5\text{ mJ/cm}^2$, pour la polarisation en sortie de cristal $P_S=0^\circ$ et pour différentes tensions appliquées. Comme précédemment, ces résultats sont présentés pendant $t=\tau_p=5\text{ ns}$.

La figure 21a montre que, pour une tension appliquée de 500 V, le coefficient de diffraction α ne varie quasiment pas pendant la durée de l'impulsion et reste aux alentours de $\alpha_t=1,54$

(coefficient correspondant à la diffraction naturelle d'un faisceau de $20\text{ }\mu\text{m}$ dans un cristal de $6,4\text{ mm}$ de longueur). La figure 21b ($U=1000\text{ V}$) met en évidence une légère auto-focalisation : α diminue de $\alpha_r=1,54$ à une valeur $\alpha(\tau_p)=1,3$. Ce phénomène devient d'autant plus important que la tension appliquée est élevée (fig.21c à 21e) et on aboutit pour une tension appliquée de 2500 V à un coefficient de diffraction $\alpha(\tau_p)=1$.

Les résultats concernant les autres séries de mesures réalisées, pour d'autres densités d'énergie et d'autres polarisations de sortie du cristal, ne sont pas présentés ici. Notons toutefois que le comportement du coefficient de diffraction α dans l'échantillon BTO16 long en fonction de ces différents paramètres est similaire à celui obtenu pour l'échantillon BTO18.

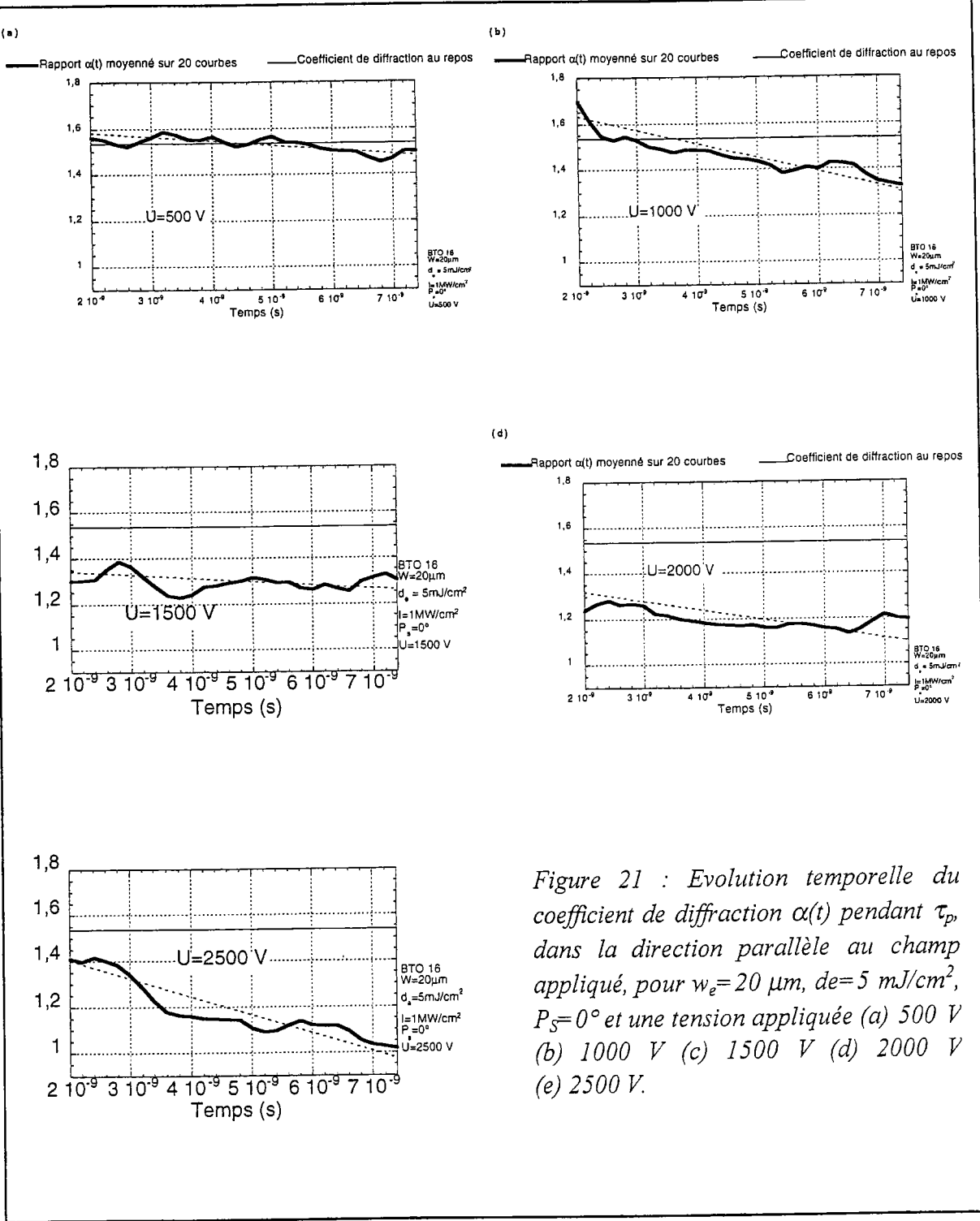


Figure 21 : Evolution temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant τ_p , dans la direction parallèle au champ appliqué, pour $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$, $d_e=5\text{ mJ/cm}^2$, $P_s=0^\circ$ et une tension appliquée (a) 500 V (b) 1000 V (c) 1500 V (d) 2000 V (e) 2500 V.

IV.2.2. Premiers éléments d'analyse de ces résultats

De la même manière que, pour l'échantillon BTO18, nous avons effectué une analyse du comportement du phénomène d'auto-focalisation dans l'échantillon BTO16 en fonction du champ extérieur appliqué, aux valeurs du coefficient de diffraction correspondant aux instants $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=\tau_p$ de l'impulsion. La figure 22 représente cette analyse, concernant les mesures brutes de la figure 21, pour les différentes valeurs du champ extérieur appliqué. Comme dans l'échantillon plus court, nous constatons que le phénomène semble évoluer de manière linéaire en fonction de E_{ext} : l'auto-focalisation est d'autant plus intense que la tension appliquée est élevée. De plus, les valeurs de α sont plus faibles à $t_N=\tau_p$ qu'à $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=0$ (effet mémoire).

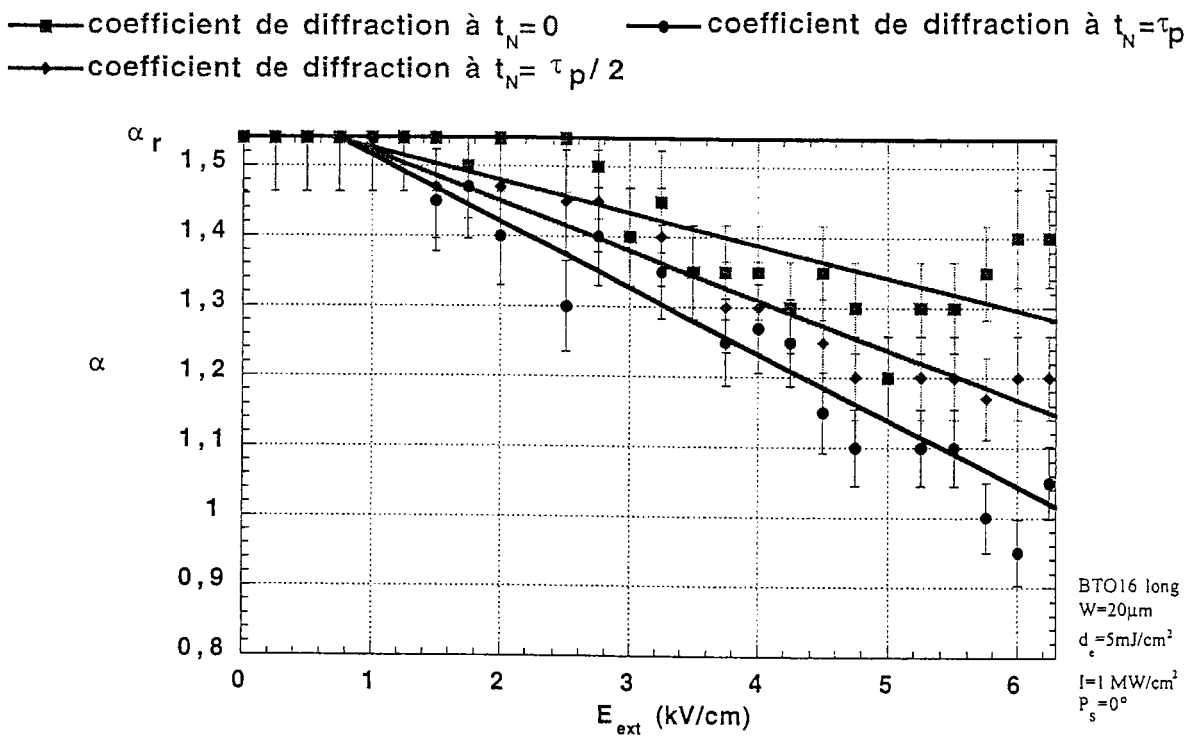


Figure 22 : Coefficient de diffraction α en fonction du champ extérieur appliqué pour $w_e=20 \mu m$, $d_e=5 mJ/cm^2$, $P_s=0^\circ$ à différents instants pendant la durée de l'impulsion.

De manière à comparer quantitativement les résultats obtenus avec les deux échantillons (BTO18, BTO16 long), il est intéressant de déterminer la variation relative de

$\alpha(t)$ par rapport au coefficient au repos α_r , aux valeurs correspondants à $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=\tau_p$; nous obtenons, par exemple, pour une tension appliquée de 2500 V (tableau 1):

	BTO18	BTO16 long
$t_N=\tau_p/2$	-0,21	-0,22
$t_N=\tau_p$	-0,4	-0,35

Tableau 1: Variation relative de α par rapport à α_r à $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=\tau_p$ pour les échantillons BTO18 et BTO16 long.

Nous remarquons, ainsi, que le phénomène d'auto-focalisation est quasi-identique dans BTO18 et dans BTO16 long. Intuitivement, nous nous attendons à aboutir à un phénomène plus intense dans un cristal plus long. Il convient toutefois de garder à l'esprit le fort pouvoir rotatoire de BTO à 532 nm. Notamment dans BTO16, le plan de polarisation tourne de 70° : ainsi, nous passons d'une configuration auto-défocalisante à une configuration auto-focalisante, ce qui n'est pas le cas dans BTO18. Ceci peut expliquer le peu de différence entre ces résultats. Une analyse plus complète de ces phénomènes sera développée au chapitre F, par comparaison avec des simulations théoriques.

IV.3. Etude sur l'échantillon BTO16 fin en fonction du champ extérieur appliqué E_{ext}

Les expérimentations réalisées avec BTO18 et BTO16 en fonction de la polarisation à la sortie du cristal P_s ont mis en évidence qu'en imposant la polarisation de sortie P_s , il est possible de déterminer l'effet obtenu : auto-focalisation ou auto-défocalisation. On pourrait donc penser que le phénomène non linéaire amenant les effets de focalisation et de défocalisation provient de façon prépondérante de la fin du cristal et qu'un cristal mince devrait pouvoir suffire pour induire des effets intéressants.

Pour ces raisons, il nous a semblé intéressant de réaliser une brève analyse quantitative du phénomène d'auto-focalisation dans un cristal fin de BTO (longueur=0,85 mm; échantillon BTO16 fin), où le plan de polarisation de l'onde tourne peu (environ 10°). Mais compte-tenu

des résultats obtenus pour les premiers tests, nous n'avons réalisé que très peu d'expérimentations sur cet aspect.

IV.3.1. Résultats directs de mesure

Les figures 23a-e représentent la mesure du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour un col d'entrée $w_e=20 \mu\text{m}$, une densité d'énergie $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$ pour différentes tensions appliquées.

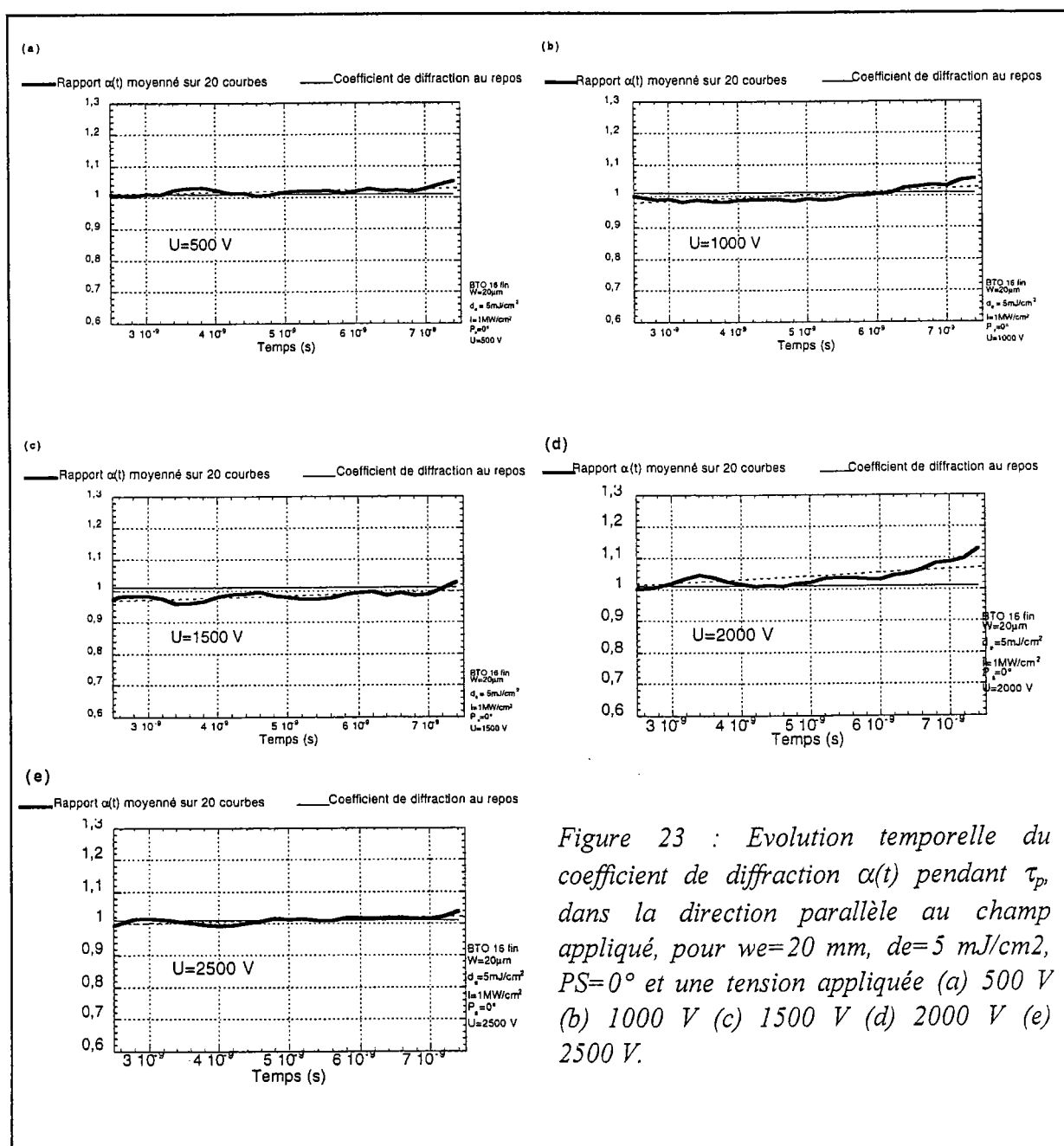


Figure 23 : Evolution temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant τ_p dans la direction parallèle au champ appliqué, pour $w_e=20 \text{ mm}$, $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$, $PS=0^\circ$ et une tension appliquée (a) 500 V (b) 1000 V (c) 1500 V (d) 2000 V (e) 2500 V.

IV.3.2. Analyse de ces résultats

Au regard des mesures brutes obtenues sur l'échantillon BTO16 fin, nous constatons que le coefficient de diffraction $\alpha(t)$ n'évolue pas pendant la durée de l'impulsion et qu'il reste égal (au bruit près) au coefficient de diffraction au repos $\alpha_r=1,01$, ceci, quelle que soit la tension appliquée aux bornes du cristal. Ceci met en évidence que, dans un cristal de cette longueur, il n'apparaît aucun phénomène d'auto-focalisation. Notons de plus que, compte tenu de la longueur de propagation réduite dans ce cristal, le faisceau ne diffracte quasiment pas. **L'impulsion laser ne peut être auto-focalisée sur une distance si faible.**

V. Autre cristal étudié : mesures sur BaTiO₃

Nous avons montré dans la partie précédente que le phénomène d'auto-focalisation est relativement intense et reproductible dans BTO. Toutefois, ce matériau présente un inconvénient majeur lié à son fort pouvoir rotatoire ρ à 532 nm.

Pour cette raison, nous avons effectué des expérimentations sur un cristal de Titanate de Baryum (BaTiO₃) de la famille des perovskites. BaTiO₃ ne présente pas de pouvoir rotatoire et possède un coefficient électro-optique plus élevé que BTO. Là encore, comme pour les sillénites, aucune étude n'a été menée sur le phénomène d'auto-focalisation en régime impulsif dans ce type de cristal : la littérature sur ce domaine est inexistante. Des expérimentations préliminaires avaient toutefois été menées, au sein de notre laboratoire, en régime d'excitation continu : ces mesures ont permis de mettre en évidence la possibilité d'auto-focaliser un faisceau dans ce type de cristal à de faibles éclaircissements [1].

V.1. Configuration expérimentale

Contrairement aux cristaux sillénites, BaTiO₃ est un cristal ferroélectrique et possède une polarisation spontanée le long de l'axe c . Nous avons appliqué le champ électrique le long

de cet axe de polarisation spontané et polarisé le faisceau laser dans cette direction, afin de tirer partie du coefficient électro-optique r_{33} ; l'impulsion laser se propage suivant l'axe **a** de longueur 10 mm [3]. r_{33} vaut 28.10^{-10} cm/V dans BaTiO_3 alors que le coefficient électro-optique, utilisé dans BTO, r_{41} vaut $5,17.10^{-10}$ cm/V : le coefficient dominant utilisé pour le Titanate de Baryum est donc 6 fois plus important que celui de BTO. Nous pouvons ainsi espérer mesurer un effet d'auto-focalisation plus intense dans BaTiO_3 .

Un autre coefficient électro-optique de BaTiO_3 , r_{42} , est plus important : $r_{42}=820.10^{-10}$ cm/V; toutefois, nous ne pouvons tirer partie de cette valeur en appliquant le champ électrique suivant la direction de l'axe **c** (conformément à la théorie développée au chapitre C).

V.2. Résultats

De la même manière que pour les cristaux BTO, nos premières expérimentations ont été réalisées à l'aide du dispositif de mesure d'une déviation éventuelle présenté section III.1.2. du chapitre D et par la méthode de mesure directe, donnant accès à des mesures qualitatives. Les résultats concernant ces mesures sont donnés dans les sections V.2.1-V.2.3. ci-dessous.

V.2.1. Déviation du faisceau

Des mesures d'une éventuelle auto-déviation du faisceau à l'aide du capteur de position ont été réalisées pour deux densités d'énergie $d_e=5, 10 \text{ mJ/cm}^2$, 25 valeurs de la tension appliquée de 0 à 2500 V par pas de 100 V (correspondant à des champs de 0 à 7,6 kV/cm) et un col d'entrée du faisceau $w_e=20 \mu\text{m}$.

Nous avons constaté que, sous champ appliqué, le profil d'éclairement semble décalé spatialement dans la direction de l'axe **c**. Un exemple de mesures est présenté sur la figure 24 pour $w_e=20 \mu\text{m}$, $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$ et $E_{\text{ext}}=7,6 \text{ kV/cm}$.

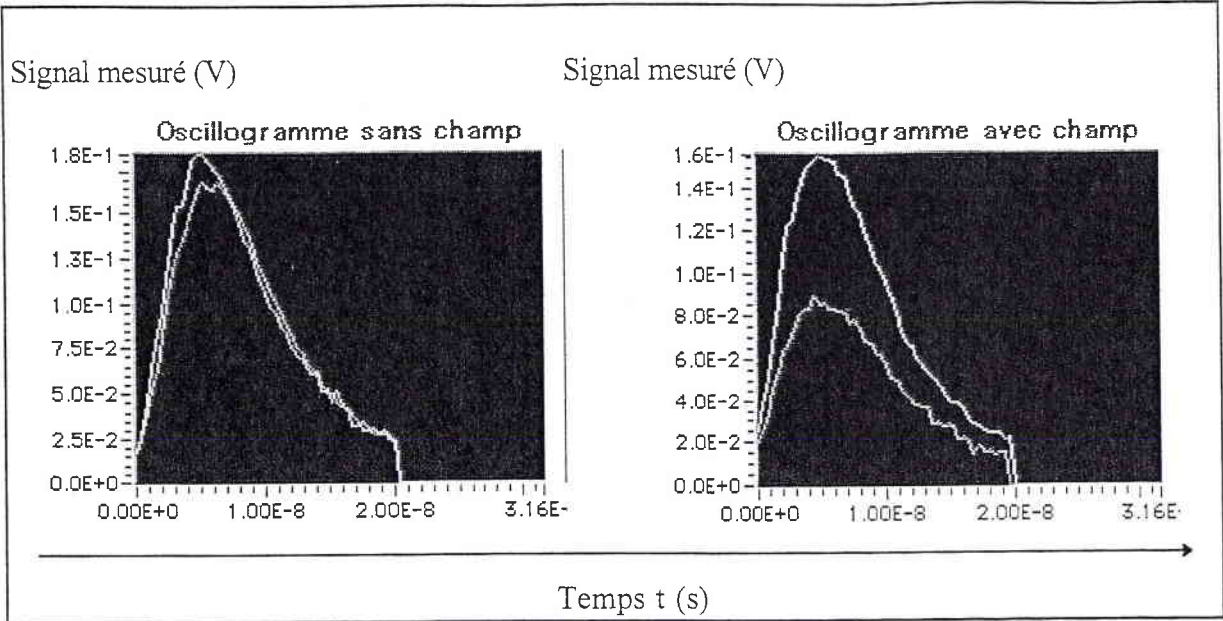


Figure 24 : Comparaison des signaux de sortie des deux photodiodes du capteur de position, correspondant à la face de sortie du cristal, pour un col d'entrée $w_e = 20 \mu\text{m}$ et une densité d'énergie $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$ (a) $E_{\text{ext}} = 0 \text{ kV/cm}$ (b) $E_{\text{ext}} = 7,6 \text{ kV/cm}$.

La figure 24a) montre les mesures des deux signaux de sortie des deux photodiodes, notés CH1 et CH2, lorsqu'aucun champ n'est appliqué. Le capteur de position étant positionné au centre du faisceau, les deux signaux sont égaux et se superposent. La figure 24b) présente la même mesure sous champ appliqué : nous observons un déséquilibre des tensions mesurées ($\text{CH1} > \text{CH2}$), traduisant une déviation du faisceau.

Nous supposons que nous observons ici un autre phénomène optique non linéaire : l'auto-déviation transitoire ("transient self-bending") d'un faisceau laser dans un cristal photoréfractif soumis à un champ électrique. Ce même phénomène a été observé dans un cristal sillénite de BTO [2] (section I.2.2.) à une échelle temporelle de l'ordre de la seconde.

Nous n'avons pas d'explication précise sur cette observation dans BaTiO_3 si ce n'est que, comme précité dans [1], l'effet est d'autant plus important dans les cristaux ayant une forte longueur d'entraînement $L_e = \mu \cdot \tau \cdot E_{\text{ext}}$ où μ représente la mobilité des porteurs, τ leur durée de vie, E_{ext} le champ extérieur appliqué.

Ainsi, la mesure d'une déviation du faisceau nous indique que la méthode de mesure indirecte est inutilisable dans ce cas, puisqu'elle suppose que le faisceau reste centré. Aussi,

nous avons uniquement réalisé des prises d'images à l'aide de la caméra et des mesures de déviation de faisceau à l'aide du capteur de position.

V.2.2. Observation qualitative systématique de l'impulsion de sortie du cristal en fonction du champ électrique appliqué

Les mesures qualitatives réalisées concernent les mêmes conditions expérimentales que les mesures d'auto-déviation : deux densités d'énergie $d_e=5, 10 \text{ mJ/cm}^2$, 25 valeurs de champs de 0 à 7,6 kV/cm et une valeur du col d'entrée $w_e=20 \text{ }\mu\text{m}$. De plus, compte-tenu des observations faites, des tests de répétabilité de chaque série de mesures ont été réalisés.

La figure 25 présente les prises d'images correspondant à une série de mesures pour $w_e=20 \text{ }\mu\text{m}$, $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$ et pour des tensions appliquées de 0 à 7,6 kV/cm. Entre chaque mesure, tout comme BTO, le cristal est effacé par l'intermédiaire d'une lampe à incandescence pendant 2 minutes, de manière à éviter les effets mémoires.

Les prises 1 à 9 montrent que, jusqu'à une tension appliquée de 800 V, il n'y a pas de différence nette entre le faisceau sous champ appliqué et le faisceau au repos. L'image 10 montre que le faisceau reste centré, mais nous constatons une zone plus intense sur la droite (il semble se diviser). Les images 11 à 26 montrent que ce phénomène est plus important pour une tension appliquée plus élevée : si on réalise une brève analyse quantitative sur ces prises d'images, sachant qu'une image a une largeur de $600 \text{ }\mu\text{m}$, nous pouvons estimer la séparation à $33 \text{ }\mu\text{m}$ à 1500 V alors qu'elle est de $44 \text{ }\mu\text{m}$ à 2500 V. De plus, les prises d'images 14 et 15, correspondant à des tensions de 1300 V et 1400 V, montrent que le faisceau semble se diviser, de manière plus significative, en deux parties. Les images 16 à 26 semblent montrer que le faisceau se divise en plusieurs faisceaux distincts : on distingue des zones légèrement plus intenses.

Notons que l'analyse de ces résultats est très difficile et il faut être très prudent quant à l'interprétation de ces prises d'images car ne disposant pas d'une caméra CCD rapide, nous ne pouvons observer ce qui se passe pendant la durée de l'impulsion. Nous obtenons ainsi une image intégrée, difficilement interprétable.

En ce qui concerne les mesures de répétabilité, les images obtenues pour des tensions similaires ne sont pas strictement identiques mais présentent des comportements similaires : division du faisceau. De plus, nous observons le même type de phénomène pour une densité d'énergie plus élevée : $d_e=10 \text{ mJ/cm}^2$.

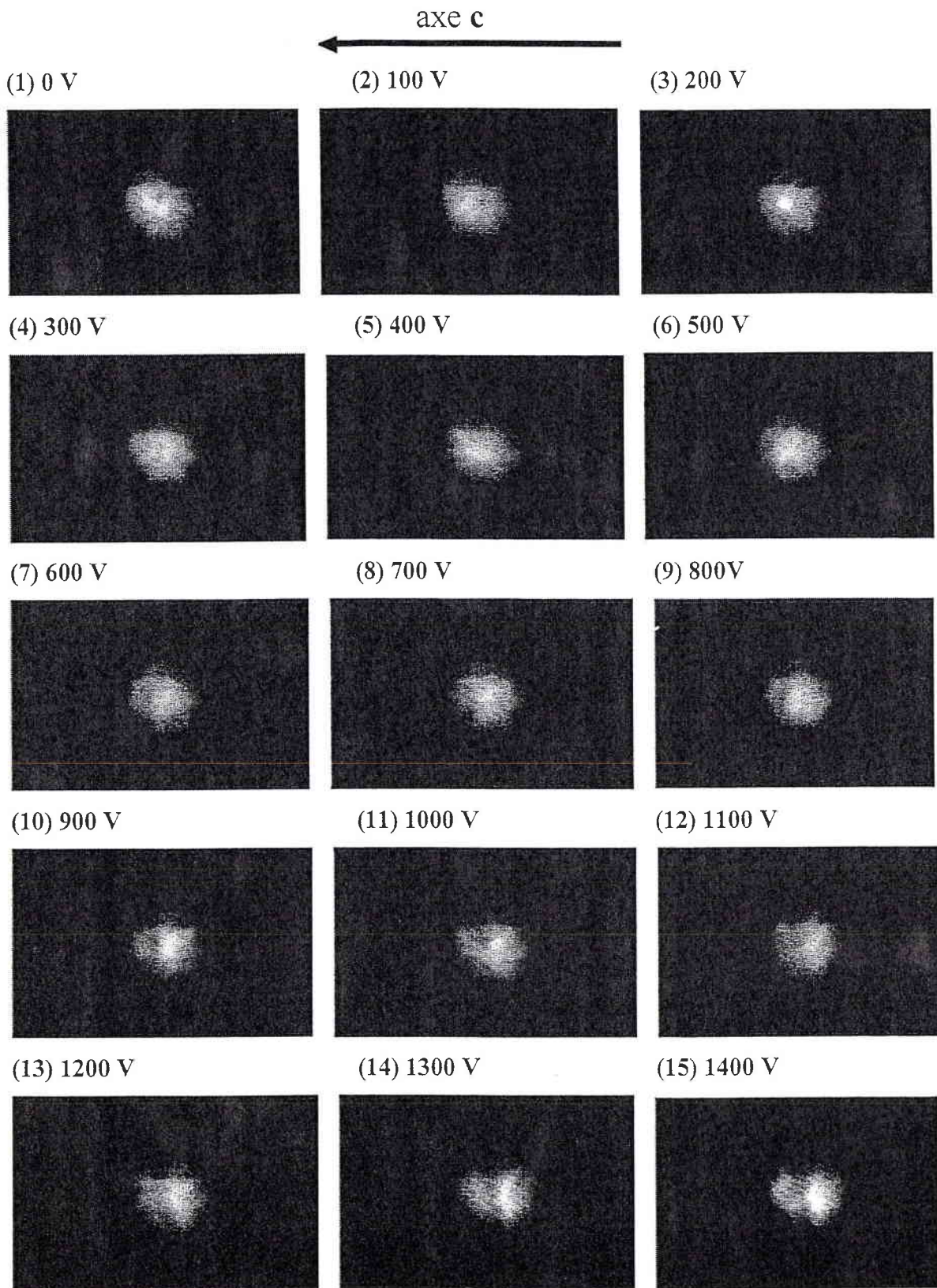


Figure 25 : Prise d'images de la face de sortie d'un cristal de BaTiO_3 pour $w_e = 20 \mu\text{m}$, $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$ et des tensions appliquées de 0 à 2500 V, par pas de 100V. Largeur de l'image : $600 \mu\text{m}$.

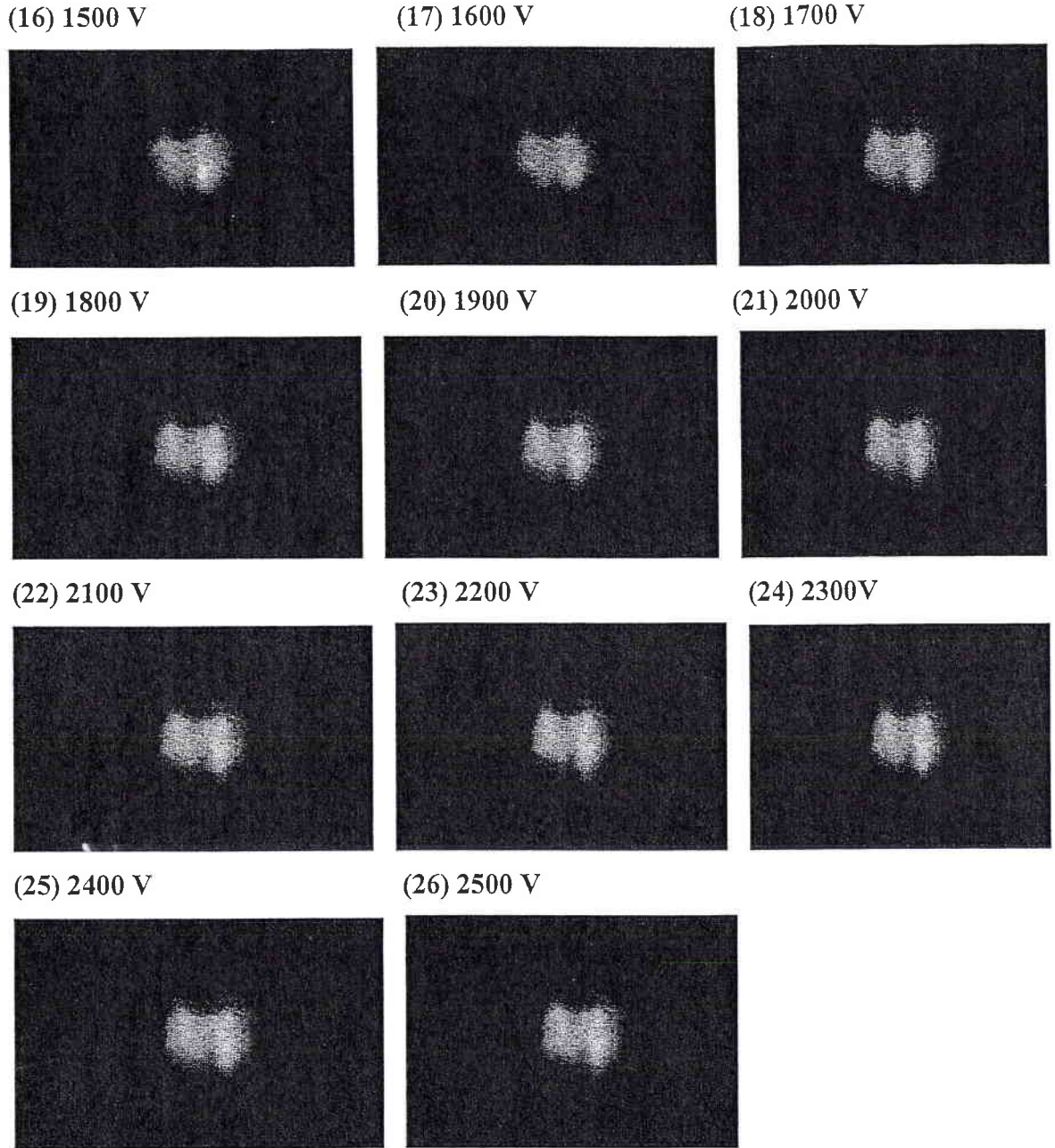


Figure 25 (suite) : Prise d'images de la face de sortie d'un cristal de BaTiO_3 pour $w_e = 20 \mu\text{m}$, $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$ et des tensions appliquées de 0 à 2500 V, par pas de 100V. Largeur de l'image : $600 \mu\text{m}$.

V.2.3. Mesure quantitative de l'auto-déviaton du faisceau

La méthode de mesure directe donne une idée du comportement qualitatif des phénomènes observés dans un cristal de BaTiO_3 soumis à un champ électrique. Ces mesures, tout comme dans l'étude des cristaux de BTO, nous permettent difficilement d'étudier le

comportement quantitatif en fonction de la tension appliquée au cristal. Aussi, des mesures utilisant le capteur de position peuvent permettre d'estimer quantitativement la déviation du faisceau.

Les mesures présentées ci-après correspondent aux prises d'images présentées sur la figure 25 : $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$, $d_e=5\text{ mJ/cm}^2$, tensions appliquées de 0 à 2500 V. Les mesures des tensions de sortie des deux photodiodes sont notées CH1 et CH2. A partir des résultats obtenus, nous pouvons tracer l'évolution du rapport $(CH1-CH2)/(CH1+CH2)$ en fonction de la tension appliquée, ce rapport étant proportionnel à la déviation du faisceau par rapport à la mesure sans champ appliqué (figure 26). Notons que les mesures réalisées dans cette configuration mettent en évidence une auto-déviation du faisceau dans la direction de l'axe c.

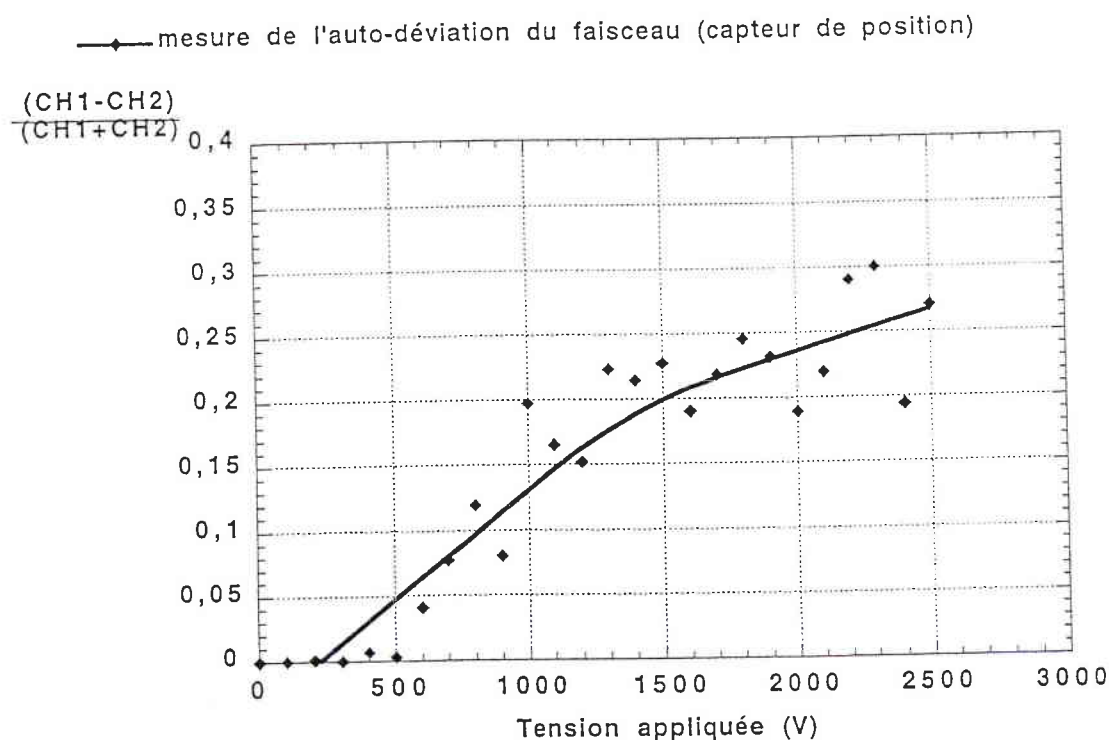


Figure 26 : Comparaison des signaux de sortie des deux photodiodes CH1 et CH2 du capteur de position, correspondant à la face de sortie du cristal pour $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$, $d_e=5\text{ mJ/cm}^2$ et des tensions appliquées de 0 à 2500 V.

Nous constatons que l'auto-déviation du faisceau est d'autant plus importante que la tension appliquée est élevée.

Toutes ces mesures nous permettent difficilement de tirer des conclusions quand au comportement d'une impulsion laser courte dans un cristal de BaTiO_3 . Le faisceau ne semble pas s'auto-focaliser mais plutôt se diviser en plusieurs faisceaux distincts : nous pensons que nous observons ici un phénomène de « branchement optique ». Les faisceaux les plus intenses semblent se situer du côté de la direction de l'axe c . Toutefois, il est difficile de réaliser des mesures quantitatives précises, à cause de cette division du faisceau.

Cette observation de l'apparition d'un deuxième faisceau dans la direction de l'axe c peut être la signature d'un phénomène de diffusion stimulée (responsable du « fanning ») : cela correspond à l'amplification de la diffusion isotrope sur les impuretés du cristal dans la direction de couplage deux ondes maximum.

Références du chapitre E

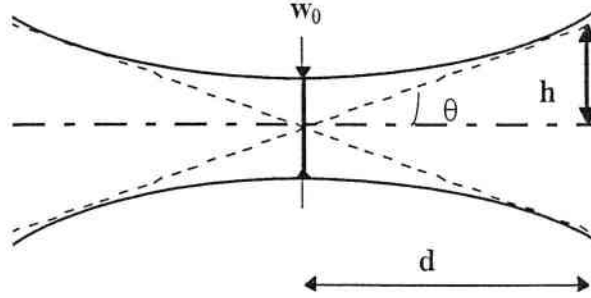
[1] N. Fressengeas, Thèse de doctorat de l'université de Metz, « Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation d'un faisceau laser en milieu photoréfractif : convergences spatiale et temporelle vers un soliton » (1997)

[2] P.A.Marquez Aguilar, J.J. Sanchez Mondragon, S.Stepanov, V.Vysloukh, « Transient self-bending of laser beams in photorefractive crystals with drift nonlinearity », Phys. Rev. A, 54, n°4, R2563 (1996)

[3] Cristal provided by D. Rytz, FEE, Struthstrasse 2, D-55743 Idar-Oberstein, Germany

Annexe : Calcul du col du faisceau w_r en sortie du cristal au repos (diffraction naturelle)

Un faisceau gaussien décrit, par définition, une hyperbole selon le schéma suivant :



Dans notre cas, le système optique est constitué d'un milieu (cristal) d'indice n et de longueur d . Le faisceau d'entrée a un rayon de courbure infini et un col w_0 .

Si on écrit la loi hyperbolique : $h^2(d) = w_0^2 + \theta^2 d^2$ où $\theta = \lambda/w_0$ ($\lambda = \lambda_0/n$).

$$\text{D'où : } h^2(d) = w_0^2 + \frac{\lambda^2 d^2}{w_0^2} = \frac{w_0^4 + \lambda^2 d^2}{w_0^2}.$$

On peut donc montrer que le col du faisceau en sortie de cristal w_r est :

$$w_r = h(d) = \frac{\lambda}{\pi w_0} \sqrt{\frac{d^2}{n^2} + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2}}$$

Nous pouvons aussi déterminer le rayon de courbure du front d'onde $R(z)$ tel que :

$$\frac{dh}{dz} = \frac{h(z)}{R(z)}$$

$$\text{D'où : } R(z) = \frac{h(z)}{(dh/dz)} = \frac{h^2(z) \cdot w_0^2}{\lambda^2 z} = \frac{w_0^4 + \lambda^2 z^2}{\lambda^2 z}.$$

$$R(z) = z + \frac{w_0^4}{\lambda^2 z}$$

CHAPITRE F

ANALYSE COMPARATIVE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET DU MODÈLE THÉORIQUE

Ce chapitre a pour but de réaliser une synthèse comparative des résultats présentés dans les chapitres précédents, d'effectuer un bilan sur le travail réalisé et de proposer des perspectives de recherches futures.

Avant de débiter cette analyse, un rappel du programme de simulation développé est donné, détaillant les étapes nécessaires à l'optimisation du simulateur, pour aboutir à un temps d'exécution convenable. Une synthèse des simulations réalisées est également présentée. Ceci nous permet alors de comparer les résultats théoriques et expérimentaux :

- Dans un premier temps, nous effectuons une comparaison qualitative, en analysant l'influence de différents paramètres intervenant dans le phénomène d'auto-focalisation.
- Dans un second temps, nous comparons, de manière quantitative, les diamètres de sortie du faisceau obtenus par la mesure et le calcul.

Cette analyse nous permet ainsi de dresser le bilan du modèle théorique développé, d'en établir ses limites et de donner les perspectives de recherche quant à l'application envisagée.

I. Présentation de la simulation de la propagation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif

I.1. Optimisation du simulateur

Nous rappelons ici les différentes étapes, décrites au chapitre C section II.2.2. et intervenant dans le calcul de la propagation d'une impulsion laser dans un matériau photoréfractif. Nous décrivons également les différents programmes développés afin d'aboutir au simulateur utilisé.

Ce calcul de propagation débute par le calcul du champ de charge d'espace, déterminé à partir de l'équation (9) présentée au chapitre C. Ce calcul est réalisé à partir de la méthode des différences finies. Dans un premier temps, les simulations étaient effectuées en utilisant un langage interprété de haut niveau : Mathematica¹. L'inconvénient majeur était le temps nécessaire pour réaliser une simulation de l'évolution temporelle et spatiale du champ de charge d'espace dans une tranche d'épaisseur h de cristal : **2 heures**, ce qui correspond à **400 h** de calcul pour un cristal découpé en 200 tranches.

Pour cette raison, ce programme a été réécrit en un langage de bas niveau approprié pour ce type de calcul, afin d'optimiser le temps de résolution des équations² : le langage choisi fut le C++. Les résultats obtenus sont très satisfaisants dans la mesure où le temps nécessaire pour la simulation du champ dans une tranche de cristal est évaluée à un peu moins de **20 s**, soit **1h** environ (**4000 s**) pour 200 tranches de calcul. **Le temps de calcul a ainsi été réduit d'un facteur 360.**

Cette amélioration notoire du temps de calcul de l'évolution du champ de charge d'espace a permis de réaliser, dans un second temps, le calcul de propagation³ par la méthode de Split-Step Fourier (BPM : "Beam propagation method") [1,2]. Ce programme de

¹ Mathematica est un logiciel général pour le calcul scientifique et technique, développé par Wolfram Research.

² Je remercie Gilles Berlin, étudiant en 3^{ème} année IUP "Génie des Systèmes Industriels", qui a réalisé la traduction du calcul du champ de charge d'espace de Mathematica en langage C++, lors de son stage de fin d'études.

³ Je remercie Nicolas Fressengeas, enseignant-chercheur à Supélec, qui a largement contribué à la programmation et à l'optimisation de ce logiciel de simulation de propagation.

simulation comporte plusieurs étapes présentées section II.2.2. du chapitre C, de mise en oeuvre assez complexe.

Au départ, ce programme tournait sur station SUN-Sparc10 à Supélec et une simulation de propagation comportant 200 tranches de calcul prenait un temps considérable : **24 h**. Suite à une collaboration scientifique⁴ entre Supélec, le laboratoire MOPS/CLOES de l'université de Metz et le Centre Charles Hermite (CCH), centre de calculs intensifs de L'université Henri Poincaré-Nancy, ce programme de simulation a été parallélisé. En effet, la parallélisation fut possible puisque les calculs effectués dans chaque tranche de cristal sont indépendants des autres tranches. Finalement, ce programme tourne sur un ordinateur du type Origine 2000, en parallèle sur 20 microprocesseurs. Le temps de calcul d'une simulation de propagation, effectuée pour 200 tranches de cristal, est à peine de **30 mn**. Nous avons donc gagné **un facteur 50 au niveau du temps de calcul** grâce à la programmation parallèle.

Au total, entre le calcul du champ de charge d'espace initialement développé et la simulation de la propagation, un facteur **18 000** a été gagné au niveau du temps de calcul. Cette optimisation du programme développé a ainsi permis de réaliser un grand nombre de simulations. Au total, une **soixantaine de simulations de propagation** a été effectuée, ce qui correspond à **60 h de calcul uniquement sur 20 microprocesseurs, soit 1200 h sur un microprocesseur**. Les données numériques obtenues ont nécessité **6,8 Go de stockage**⁵.

I.2. Synthèse des simulations de propagation

Les simulations de propagation d'une impulsion laser ont été réalisées selon les étapes suivantes :

⁴ Supélec et le laboratoire MOPS/CLOES de l'université de Metz ont ouvert une opération au CCH intitulée "Propagation de la lumière dans des cristaux photoréfractifs" et dirigée par Michel Goetz, enseignant chercheur à Supélec.

⁵ Toutes les données obtenues ont été gravées sur CD Rom.

- *Première étape : Test de validité du programme développé et étude de l'influence de différents paramètres sur le phénomène d'auto-focalisation.*

Dans un premier temps, le pouvoir rotatoire ρ est négligé : $\rho=0$ °/mm. Nous étudions l'influence de la polarisation du faisceau traversant le matériau sur la propagation. Nous vérifions ainsi qu'un faisceau polarisé à -45° par rapport au champ appliqué entraîne un phénomène d'auto-focalisation; à l'inverse, un faisceau polarisé à $+45^\circ$ par rapport au champ entraîne un phénomène d'auto-défocalisation. Rappelons que les axes propres du cristal sont à 45° des axes x et y du repère lié au laboratoire.

Ensuite, le pouvoir rotatoire étant toujours négligé ($\rho=0$ °/mm), nous nous plaçons dans une configuration auto-focalisante, correspondant à une polarisation du faisceau $P=-45^\circ$ par rapport à la direction d'application du champ. L'influence de différents paramètres, tels que le champ extérieur appliqué E_{ext} , l'éclairement maximal I_0 , le col à l'entrée du cristal w_e , la longueur de l'échantillon l et la mobilité électronique μ , est alors étudiée. Les résultats de ces simulations sont présentés dans la section II.1. de ce chapitre. Notons que ces calculs numériques représentent 2,6 Go de données.

- *Deuxième étape : Simulations de la propagation d'une impulsion laser prenant en compte le pouvoir rotatoire*

Le pouvoir rotatoire est, dans ce cas, pris en compte, la valeur correspondant à BTO étant $\rho=11$ °/mm à $\lambda=532$ nm. Des simulations sont réalisées pour les deux types d'échantillons étudiés : échantillon BTO18 ($l=3,17$ mm), échantillon BTO16 long ($l=6,4$ mm). Nous étudions l'influence du champ extérieur appliqué et de la polarisation du faisceau incident sur le phénomène d'auto-focalisation. Ces simulations, présentées section II.2., permettent alors de réaliser des comparaisons des résultats expérimentaux et théoriques obtenus pour le coefficient de diffraction. Notons que ces calculs numériques représentent 3,9 Go de données.

I.3. Exemple de simulation

Un exemple de simulation de la propagation d'une impulsion laser est présenté. Nous rappelons ainsi le protocole d'analyse, défini à la section II.2.3.2 du chapitre C et utilisé de manière systématique pour l'exploitation des résultats.

I.3.1. Calcul numérique de la propagation d'une impulsion laser dans BSO

Les figures 1 et 2 présentent un exemple de calcul numérique en considérant les paramètres suivants du BSO [3-6]:

$$\varepsilon=56, \mu=3.10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}, s=2.10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}, N_D=10^{25} \text{ m}^{-3}, N_A=10^{22} \text{ m}^{-3}, E_{\text{ext}}=6,25 \text{ kV/cm}.$$

En effet, nous réalisons les simulations de propagation pour les paramètres d'un cristal de BSO car ces paramètres sont disponibles dans la littérature et sont proches de ceux relatifs à BTO.

Nous considérons ici une impulsion laser de profil spatial gaussien, dont le profil temporel n'est plus un échelon (contrairement à l'exemple présenté section II.2.3. du chapitre C) mais de la forme : $I_{\text{em}}(x,t) = I_0 \exp(-x^2/(w_e^2 \cdot b^2))$ où $I_0=0,1 \text{ MW/cm}^2$, $w_e=20 \mu\text{m}$ et l'écart type b est choisi de telle sorte que la largeur à mi-hauteur de l'impulsion soit $\tau_p=5 \text{ ns}$. L'impulsion est maximale à l'instant $t=10 \text{ ns}$.

De plus, le pouvoir rotatoire ρ est négligé dans cet exemple et la polarisation du faisceau incident est à -45° par rapport à la direction du champ appliqué (cas auto-focalisant): $\rho=0^\circ/\text{mm}$ et $P=-45^\circ$.

La figure 1 illustre l'évolution du champ de charge d'espace en fonction de x et de z à différents instants t au cours de l'impulsion.

La figure 2 présente le profil d'éclairement dû à l'impulsion laser correspondant.

Les deux figures présentent la propagation du faisceau dans un cristal de longueur $l=3,17 \text{ mm}$. Les images présentées utilisent une représentation sous la forme de courbe de niveaux du profil du champ de charge d'espace et du profil d'éclairement respectivement.

La figure 1 permet d'analyser le comportement du champ de charge d'espace pendant la durée de l'impulsion. Au départ (à $t=0$), le champ de charge d'espace est uniforme et égal à E_{ext} (image 1a). Les figures 1b-1f représentent le champ de charge d'espace à différents instants pendant l'impulsion de largeur τ_p centrée à $t=10$ ns. Elles mettent en évidence le masquage progressif du champ appliqué, aboutissant à un phénomène d'auto-focalisation.

La figure 2 permet d'analyser le comportement temporel du profil d'éclairement dû à l'impulsion lors de sa propagation. Les figures 2a-2f représentent les profils aux mêmes instants que les images 1a-1f. La figure 2a met en évidence à $t=0$ la diffraction naturelle du faisceau. Nous observons, sur les images 2b-2f, que l'éclairement au centre du faisceau augmente, mettant en évidence l'auto-focalisation de l'impulsion au cours de sa propagation.

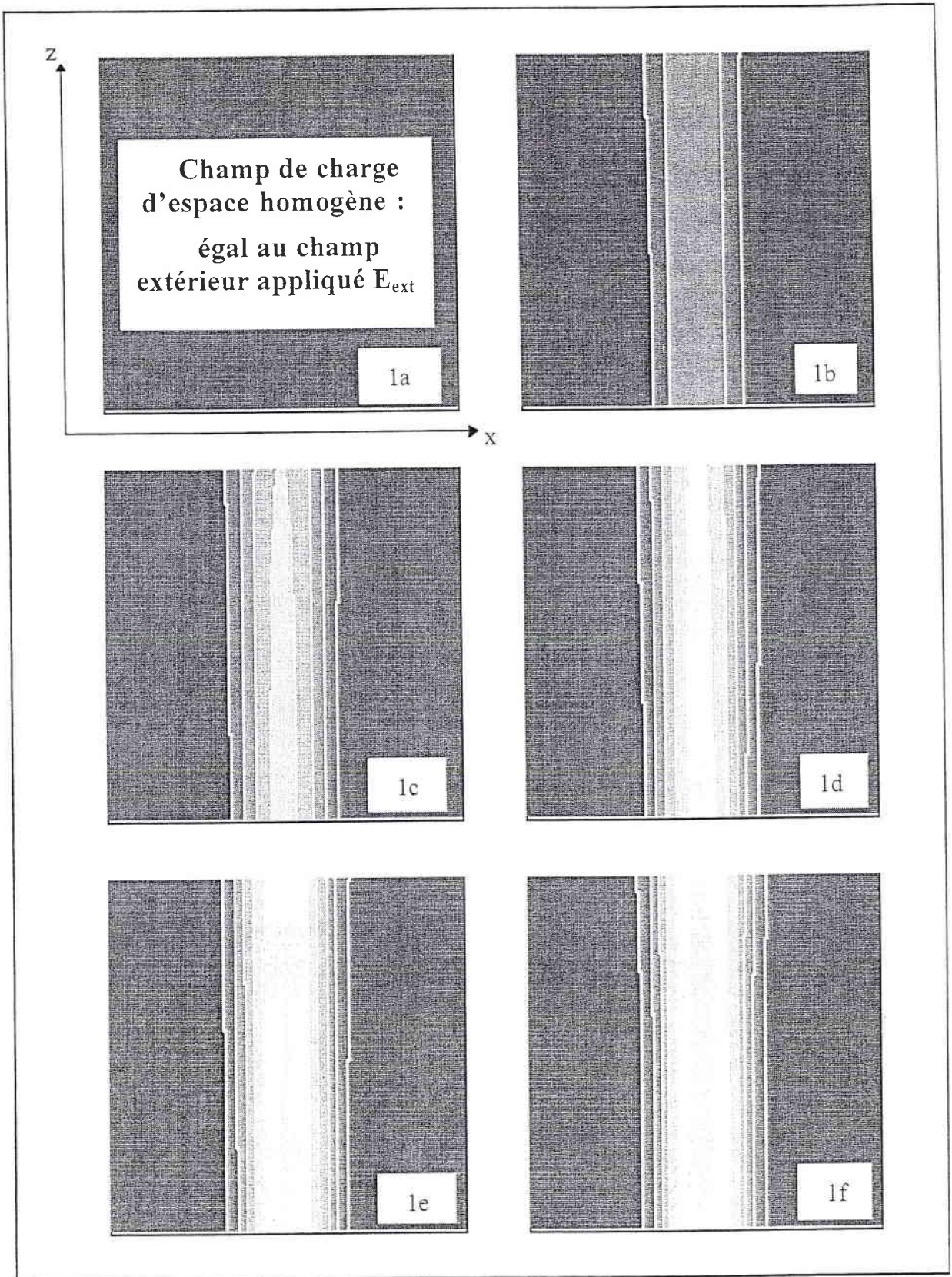


Figure 1 : Calcul numérique du champ de charge d'espace E dans un cristal de longueur 3,17 mm à différents instants pendant la durée de l'impulsion (centrée à $t=10$ ns) : a) 0, b) 8, c) 9, d) 10, e) 11, f) 12 ns et pour $I_0=0,1$ MW/cm², $w_e=20$ μ m, $P=-45^\circ$, $E_{ext}=6,25$ kV/cm.

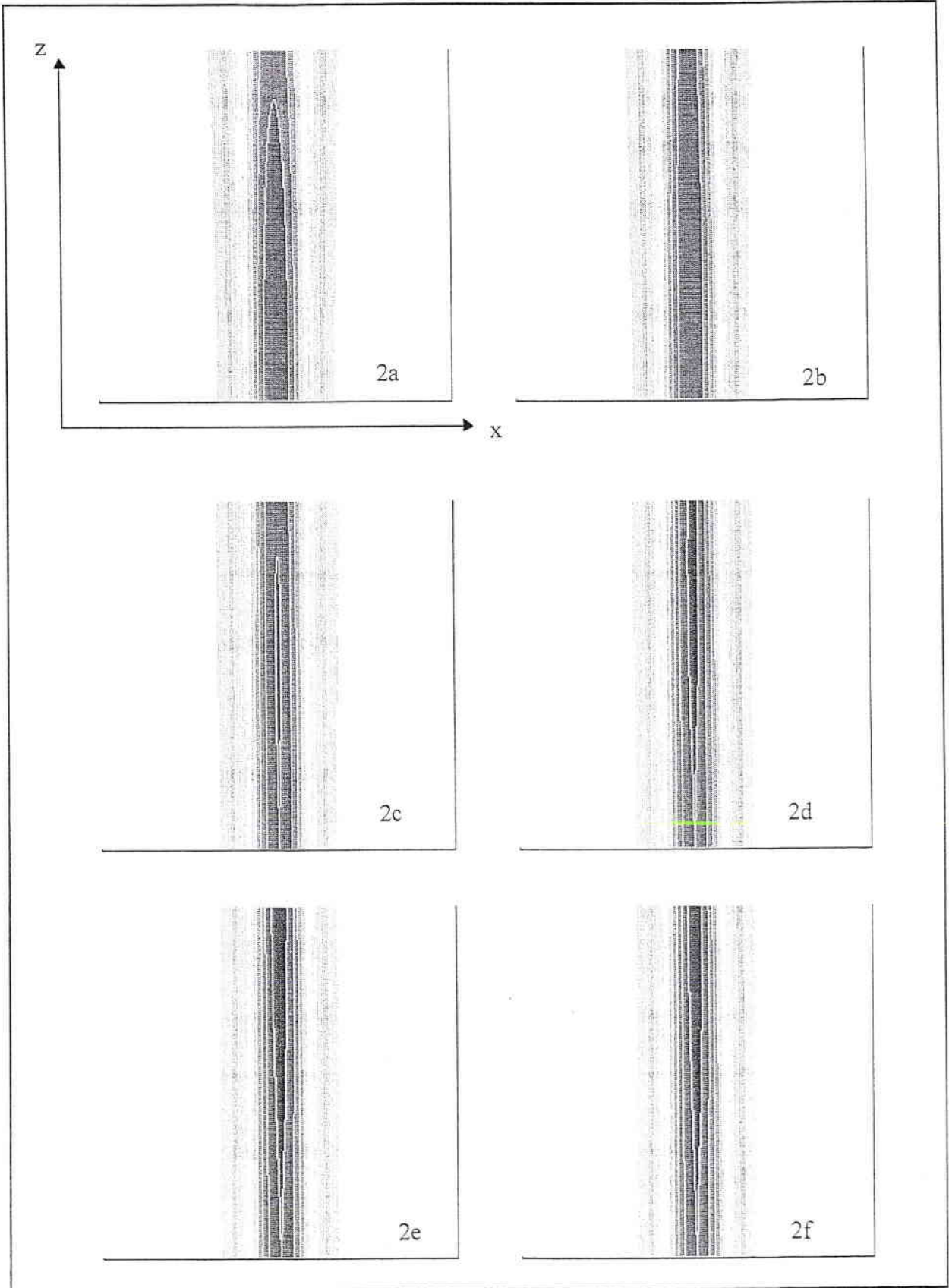


Figure 2 : Calcul numérique de la propagation du faisceau dans un cristal de longueur $l=3,17$ mm pour t valant 0, 8, 9, 10, 11, 12 ns et $I_0=0,1$ MW/cm², $w_e=20$ μm, $P=-45^\circ$, $E_{ext}=6,25$ kV/cm.

I.1.2. Protocole d'analyse

Pour interpréter ces simulations numériques, une analyse systématique des résultats (section II.2.3.2 du chapitre C) est réalisée en représentant :

- le profil de l'éclairement à la sortie du cristal à des instants différents pendant l'impulsion.
- l'évolution du coefficient de diffraction $\alpha(t)$, obtenue en déterminant le rapport du diamètre de sortie sur le diamètre d'entrée du faisceau pendant la durée de l'impulsion.

Les figures 3 et 4 représentent ce type d'analyse, correspondants aux simulations présentées figures 1 et 2.

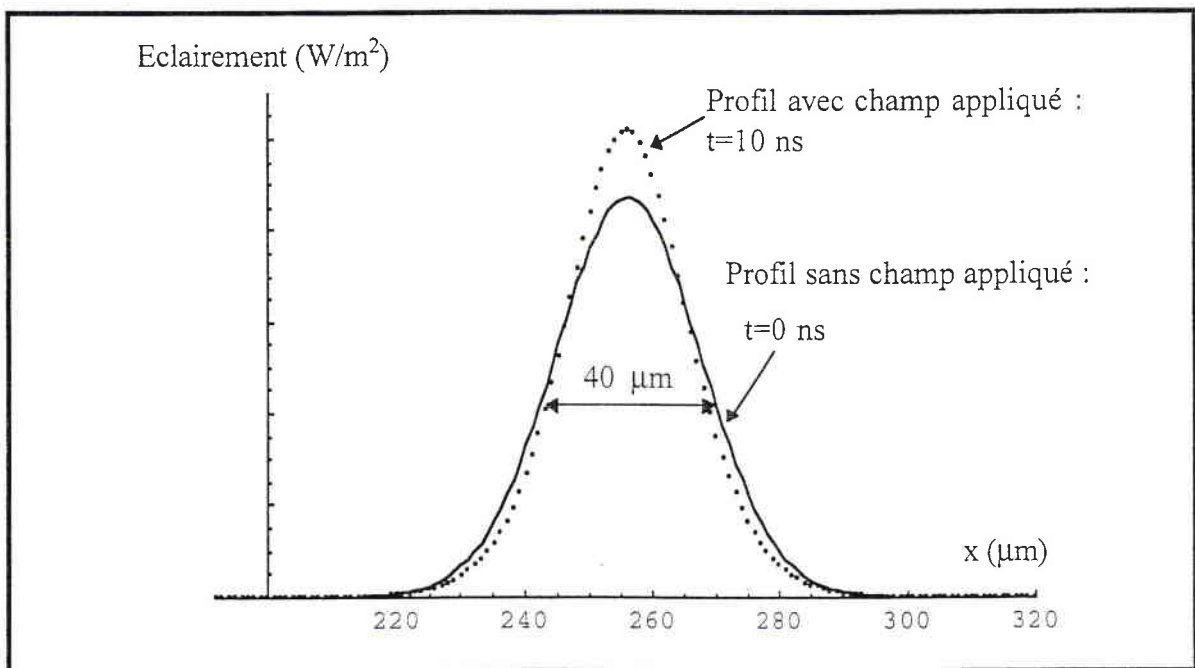


Figure 3 : Profil de l'éclairement dû au faisceau à la sortie du cristal sans et avec champ appliqué, correspondants aux figures 2a et 2d.

La figure 3 présente les profils de l'éclairement dû au faisceau à la sortie du cristal aux instants $t=0$ (diffraction naturelle) et $t=10$ ns, correspondant au maximum de l'impulsion. Nous remarquons que le profil obtenu lorsqu'un champ est appliqué présente un éclairement

maximal plus important que celui sans champ. Simultanément, le rayon se rétrécit ce qui met en évidence que l'impulsion est auto-focalisée.

La dépendance temporelle du coefficient de diffraction α ainsi que le profil temporel de l'impulsion sont représentés sur la figure 4.

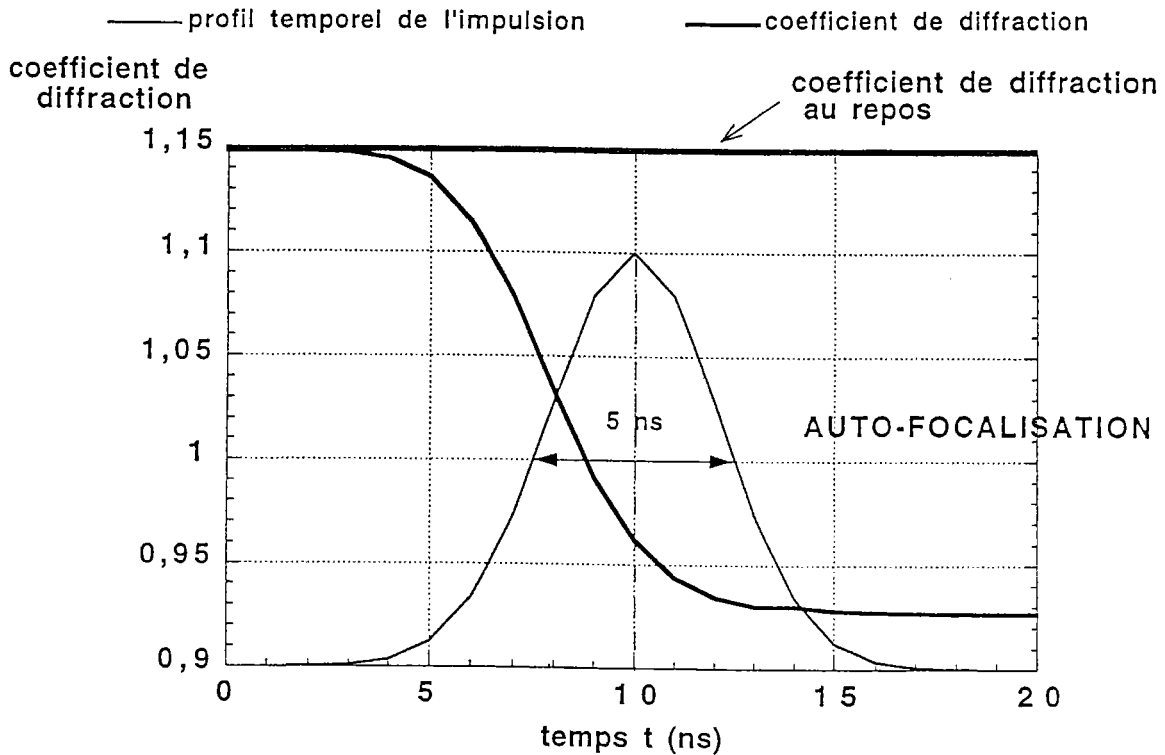


Figure 4 : Dépendance temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ et profil temporel de l'impulsion.

$\alpha(t)$ diminue à partir de sa valeur initiale $\alpha_r=1,15$ (coefficient correspondant à la diffraction naturelle d'un faisceau de col d'entrée $20 \mu\text{m}$ dans un cristal de $3,17 \text{ mm}$ de longueur) pendant toute la durée de l'impulsion τ_p , jusqu'à une valeur minimale $\alpha=0,93$. Cette représentation de α confirme donc que le faisceau est auto-focalisé.

Pour représenter les résultats des différentes simulations qui suivent, nous avons systématiquement utilisé la représentation type de la figure 3 (profil spatial d'éclairement) et de la figure 4 (dépendance temporelle durant l'impulsion du coefficient $\alpha(t)$). Le profil temporel de l'impulsion centré à $t=10 \text{ ns}$ et de durée 5 ns n'y sera plus représenté.

II. Analyse comparative des résultats expérimentaux et du modèle théorique

Cette partie s'articule sur deux sections distinctes :

- Une comparaison qualitative des résultats théoriques et expérimentaux est, dans un premier temps, donnée, en analysant l'influence des différents paramètres étudiés.
- Ensuite, nous réalisons une comparaison quantitative des valeurs expérimentales et théoriques, obtenues pour le coefficient de diffraction α .

II.1. Analyse qualitative : validité du modèle et influence de différents paramètres

II.1.1. Paramètres relatifs au cristal

Pour tester la validité du modèle théorique, nous considérons un cristal de BSO dont les paramètres sont donnés à la section II.2.3.a. du chapitre C : $N_D=10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_A=10^{22} \text{ m}^{-3}$, $s=2.10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}$, $\epsilon=56$. Rappelons que les paramètres du BSO sont pris en compte car ils sont facilement disponibles dans la littérature, tout en étant proches de ceux relatifs à BTO.

Il existe toutefois une incertitude sur la valeur de la mobilité μ des électrons en régime impulsif. La valeur type couramment trouvée dans la littérature est de l'ordre de $3.10^{-6} \text{ m}^2/\text{V.s}$ [3]. Or, une mobilité 100 fois plus importante a été déterminée par des mesures de photocourant dans BSO en régime d'excitation impulsionnelle [7] : $\mu=3.10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$. Cette mobilité étant mesurée pour des impulsions lasers d'une durée de quelques nanosecondes, nous avons, dans un premier temps, pris en compte cette valeur pour tester l'influence de différents paramètres. A la fin de cette section, une étude du phénomène en fonction de la mobilité est présentée. Nous comparons ainsi qualitativement l'allure générale des courbes théoriques et expérimentales.

Rappelons également que, pour toutes les simulations présentées dans cette section II.1., le pouvoir rotatoire ρ a été négligé : $\rho=0 \text{ }^\circ/\text{mm}$ et le faisceau est polarisé suivant les

axes propres du cristal : $P=-45^\circ$ par rapport à la direction d'application du champ (auto-focalisation) ou $P=+45^\circ$ (auto-défocalisation).

II.1.2. Influence de la polarisation du faisceau

Dans les résultats présentés ci-dessous, nous considérons un cristal de longueur $l=3$ mm.

II.1.2.1. Faisceau polarisé suivant l'axe propre $+\delta n$ ($P=+45^\circ$)

La figure 5 présente l'évolution du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant l'impulsion pour les paramètres suivants : le col w_e à l'entrée du cristal est de $20\text{ }\mu\text{m}$, l'éclairement maximal vaut $I_0=1\text{ MW/cm}^2$ et sa polarisation $P=+45^\circ$ par rapport à la direction d'application du champ électrique. E_{ext} vaut 6.25 kV/cm , correspondant à une tension appliquée de 2500 V pour un cristal de largeur 4 mm .

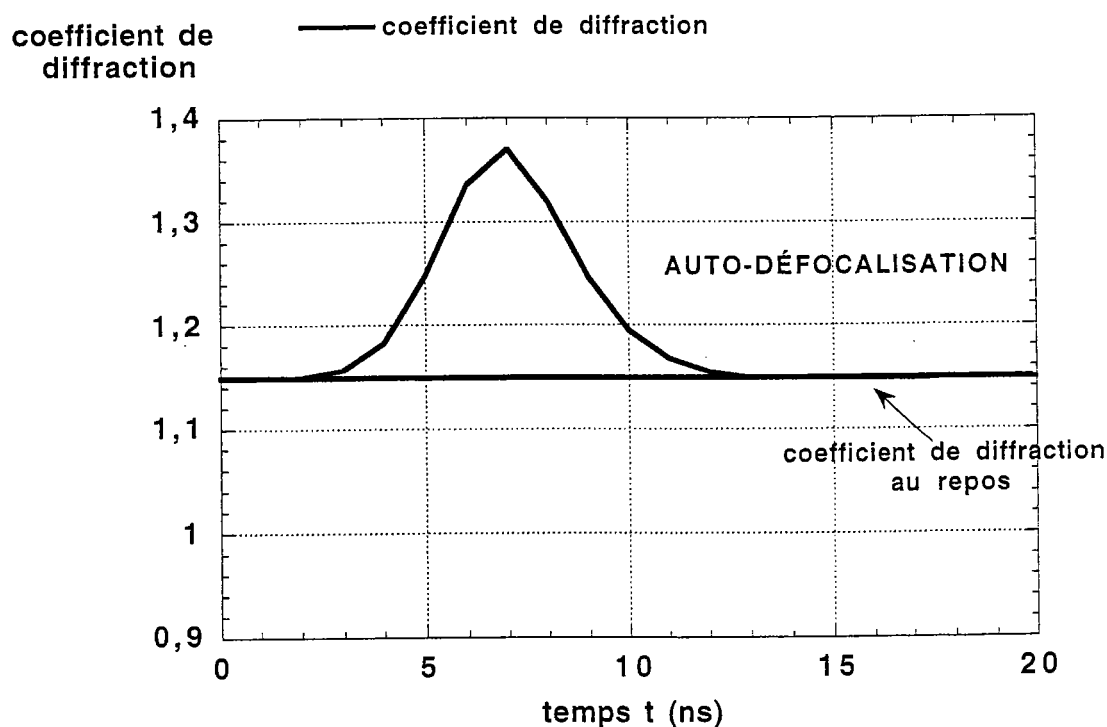


Figure 5 : Dépendance temporelle simulée du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour une polarisation du faisceau $P=+45^\circ$, $\rho=0\text{ }^\circ/\text{mm}$.

Nous constatons, dans un premier temps, que le coefficient de diffraction $\alpha(t)$ augmente depuis sa valeur initiale $\alpha_i=1,15$ (diffraction naturelle) à une valeur maximale $\alpha=1,37$, mettant en évidence **un phénomène d'auto-défocalisation**. A l'instant $t=7$ ns, la saturation photoréfractive est atteinte (le champ de charge d'espace devient égal à 0 à l'endroit du faisceau) et le phénomène tend à se relaxer vers un état moins défocalisé.

Si nous comparons les profils de l'éclairement à la sortie du cristal aux instants $t=0$ (diffraction naturelle) et $t=7$ ns (figure 6), nous remarquons que l'éclairement maximal au centre du faisceau est plus important lorsqu'aucun champ électrique n'est appliqué. Sous champ, cet éclairement diminue et le profil spatial de l'impulsion s'élargit. Cette simulation met donc en évidence le fait qu'**un faisceau, polarisé à $+45^\circ$ par rapport au champ appliqué, s'auto-défocalise** lors de son passage au travers d'un cristal sillénite. Ceci confirme nos prévisions liées aux équations (13) du chapitre C.

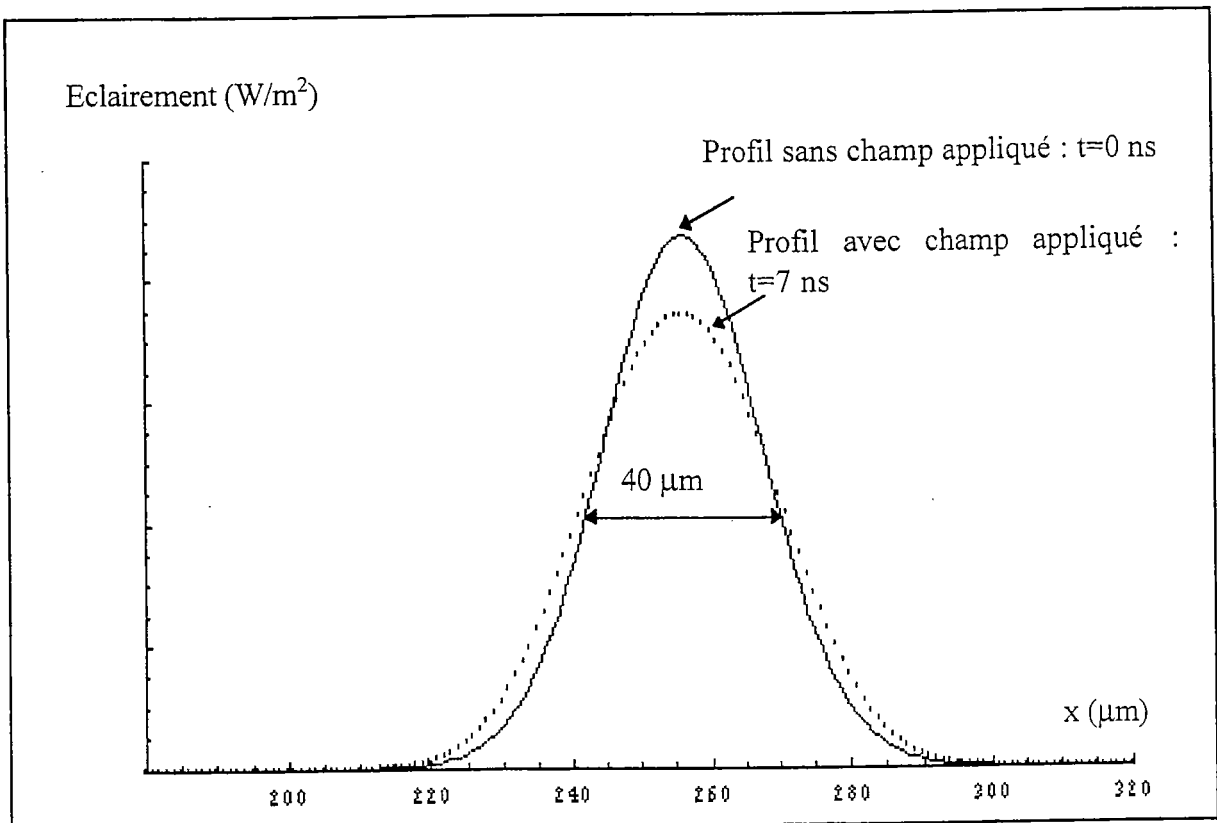


Figure 6 : Profil de l'éclairement à la sortie du cristal sans et avec champ appliqué, correspondant aux instants $t=0$ et $t=7$ ns.

II.1.2.2. Faisceau polarisé suivant l'axe propre $-\delta n$ ($P=-45^\circ$)

Les résultats de la simulation présentée ici ont été obtenus en considérant exactement les mêmes paramètres que ceux utilisés section II.1.2.1. ci-dessus. Seule la polarisation du faisceau est modifiée : elle est, dans ce cas, à -45° par rapport à la direction du champ appliqué ($P=-45^\circ$).

La figure 7 présente la courbe d'évolution temporelle de $\alpha(t)$. Elle met en évidence que le coefficient de diffraction $\alpha(t)$ diminue de sa valeur initiale $\alpha_r=1,15$ à une valeur minimale de $\alpha=0,93$ à $t=7$ ns. De la même manière que dans le cas défocalisant (section II.1.2.1.), la saturation est atteinte à cet instant et le phénomène se relaxe ensuite vers un état moins focalisé. La figure 8, représentant les profils de l'éclairement à la sortie du cristal, confirme l'observation d'un **phénomène d'auto-focalisation**.

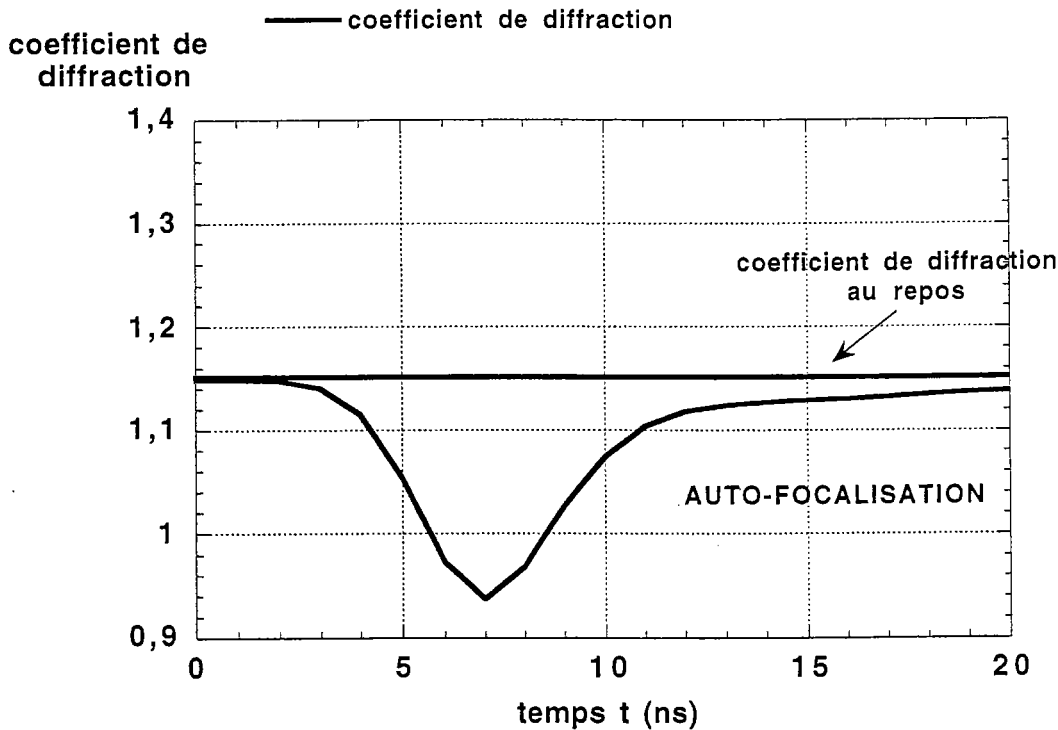


Figure 7 : Dépendance temporelle simulée du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour une polarisation du faisceau $P = -45^\circ$, $\rho = 0$ %/mm.

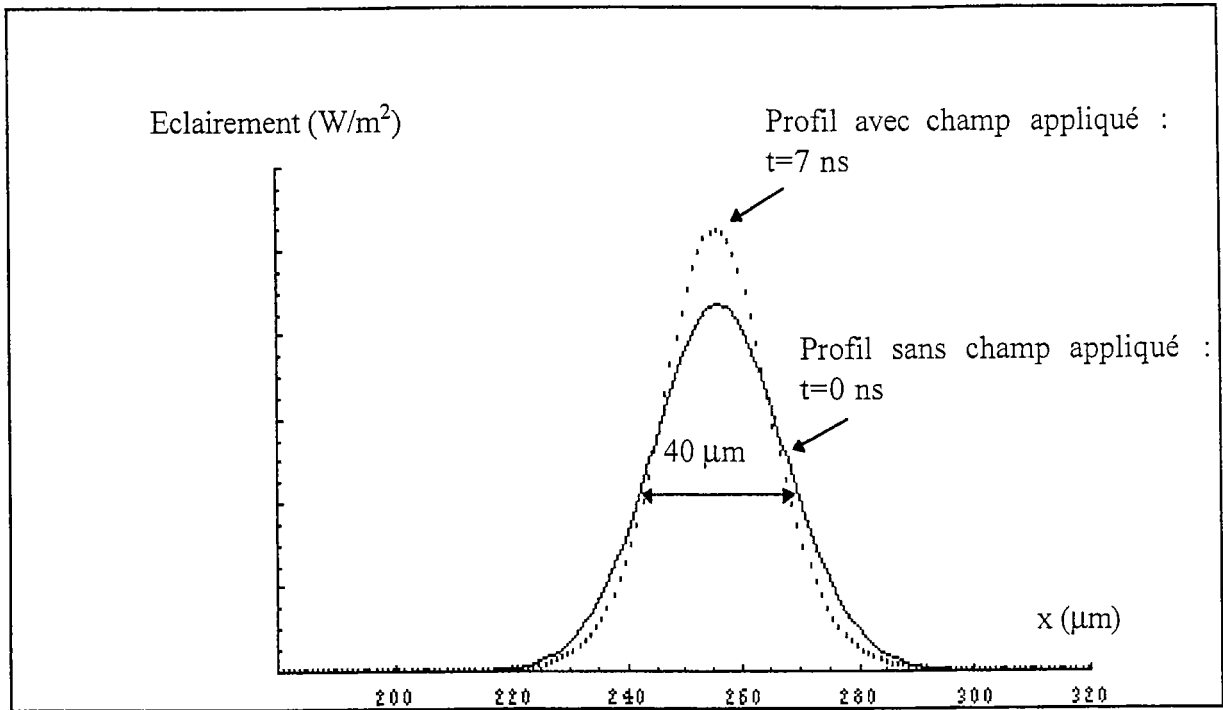


Figure 8 : Profil de l'éclairement à la sortie du cristal sans et avec champ appliqué, correspondant aux instants $t=0$ et $t=7$ ns.

II.1.2.3. Conclusion partielle et simulations envisagées

• Ainsi, les simulations présentées aux sections II.1.2.1. et II.1.2.2., considérant deux polarisations différentes du faisceau et négligeant le pouvoir rotatoire ($\rho=0$ °/mm), confirment bien les prévisions données par les équations (13) pour le type de cristal étudié, à savoir :

- une augmentation d'indice entraîne un phénomène d'auto-focalisation pour un faisceau polarisé à -45° par rapport à la direction du champ appliqué.
- une diminution d'indice entraîne un phénomène d'auto-défocalisation pour un faisceau polarisé à $+45^\circ$.

Ces deux calculs numériques nous permettent d'effectuer un test minimum de validité du simulateur développé.

Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons des simulations de propagation, visant à mettre en évidence l'influence des grandeurs telles que le champ extérieur appliqué E_{ext} ,

l'éclairement maximal I_0 , le col d'entrée du faisceau w_e , la longueur de l'échantillon l , la mobilité électronique μ , sur le phénomène d'auto-focalisation.

Dans ces calculs, nous considérons toujours les paramètres d'un cristal de BSO, identiques à ceux considérés section II.1.1. Les caractéristiques du faisceau sont également semblables : $P=-45^\circ$ (cas auto-focalisant) et le pouvoir rotatoire est toujours négligé.

II.1.3. Influence du champ appliqué sur l'auto-focalisation

II.1.3.1. Evolution du coefficient de diffraction α en fonction du champ extérieur appliqué E_{ext}

Pour tester l'influence du champ électrique E_{ext} sur l'évolution du coefficient de diffraction $\alpha(t)$, nous simulons la propagation d'une impulsion laser d'éclairement maximal $I_0=1 \text{ MW/cm}^2$ dans un cristal de longueur $l=3 \text{ mm}$, pour différentes valeurs de ce champ entre 0 et 6,25 kV/cm (ce qui correspond à des tensions appliquées entre 0 et 2500 V, par pas de 500 V). Le col du faisceau à l'entrée du cristal est $w_e=20 \text{ }\mu\text{m}$.

La figure 9 présente ces courbes d'évolution temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant la durée de l'impulsion.

Quelle que soit la tension appliquée, le coefficient de diffraction diminue à partir de $\alpha_r=1,15$ et passe par un minimum local à l'instant $t=7 \text{ ns}$, correspondant à la saturation du phénomène photoréfractif : le faisceau est auto-focalisé. Ensuite, nous observons un phénomène de relaxation vers un état moins focalisé : le coefficient $\alpha(t)$ réaugmente progressivement, le faisceau reste focalisé mais plus faiblement (figures 9 a)-e)).

La valeur minimale du coefficient de diffraction α est d'autant plus faible que la tension appliquée est élevée : le maximum d'auto-focalisation augmente donc progressivement avec le champ extérieur appliqué.

La figure 9f), où sont représentées simultanément ces différentes courbes, illustre clairement que plus le champ appliqué est élevé, plus le phénomène d'auto-focalisation devient intense.

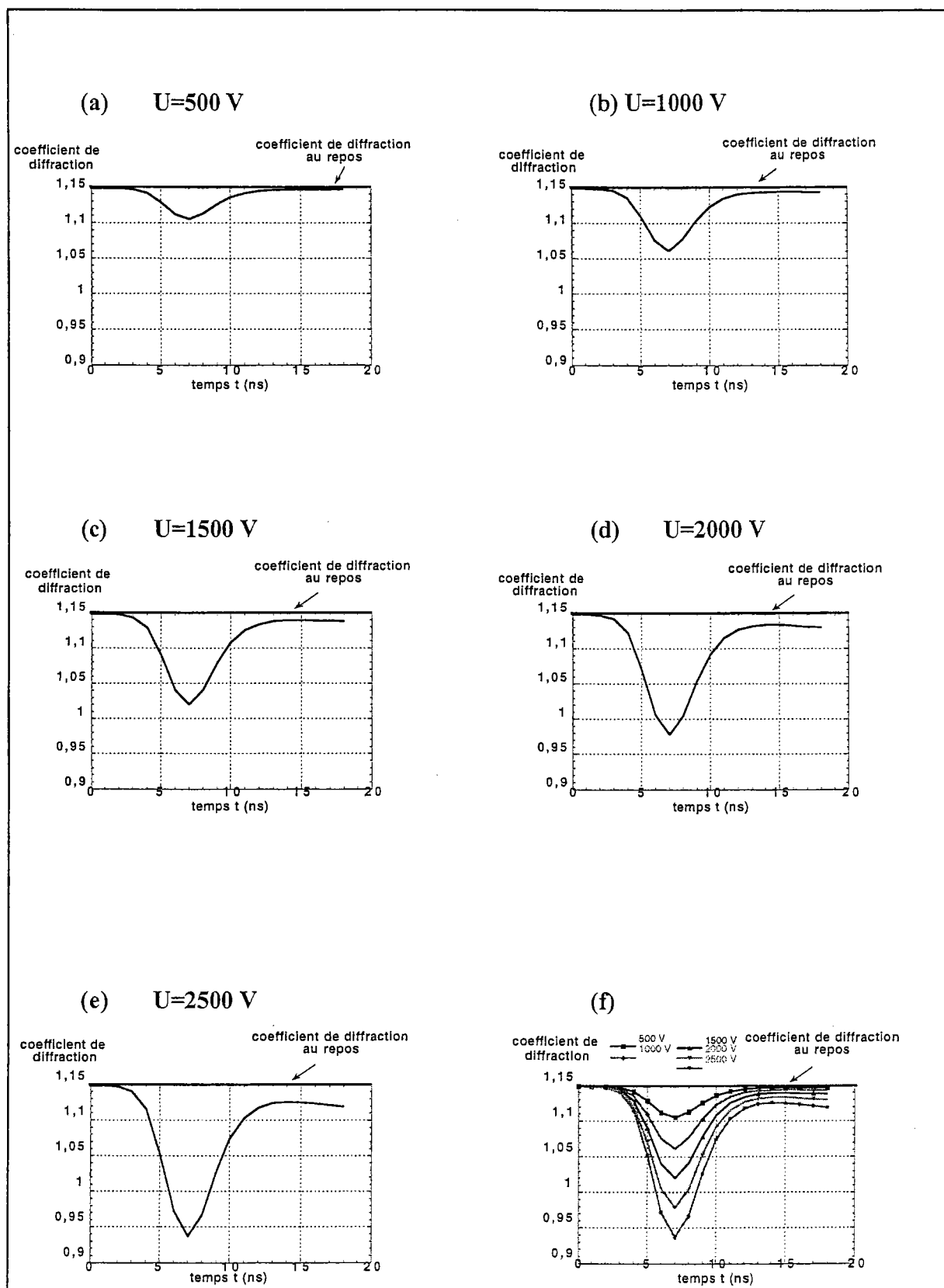


Figure 9 : Dépendance temporelle simulée du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour différentes tensions appliquées (a) 500 V (b) 1000 V (c) 1500 V (d) 2000 V (e) 2500 V (f) superposition des courbes correspondants aux différentes tensions appliquées

La figure 10 présente l'évolution du coefficient de diffraction minimal en fonction du champ électrique appliqué : cette représentation met en évidence un comportement apparemment linéaire du phénomène d'auto-focalisation (à son maximum) en fonction de E_{ext} .

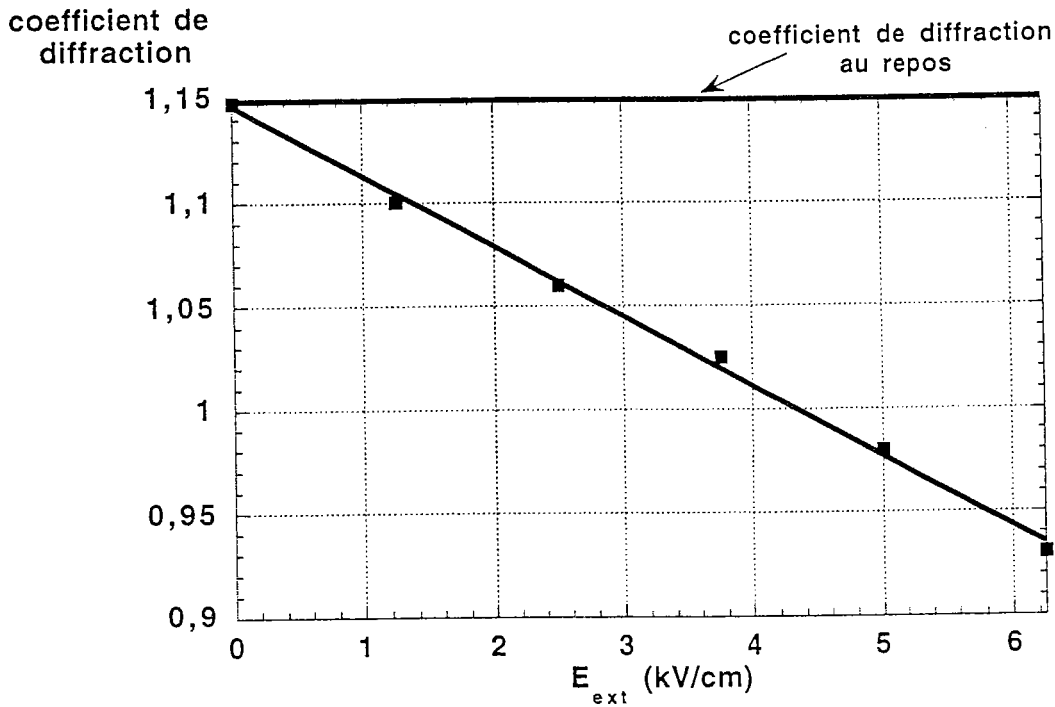


Figure 10 : Evolution du coefficient de diffraction en fonction du champ extérieur appliqué à l'instant $t=7$ ns (maximum d'auto-focalisation).

Par comparaison aux résultats expérimentaux présentés section III du chapitre E (figures 7, 10-12), ces simulations numériques mettent donc en évidence **un comportement qualitatif similaire du phénomène d'auto-focalisation en fonction du champ extérieur appliqué.**

II.1.3.2. Auto-déviatation du faisceau

Rappelons qu'une auto-déviatation transitoire du faisceau, due à une non linéarité d'entraînement à une échelle des temps différente (seconde), a été mise en évidence théoriquement pour des champs appliqués de quelques kV/cm par Marquez Aguilar et al. [8].

Les simulations présentées ne mettent pas en évidence cette auto-déviation du faisceau pour les champs appliqués considérés (kV/cm).

Pour cette raison, nous avons simulé la propagation d'une impulsion laser d'éclairement maximal $I_0=1 \text{ MW/cm}^2$ pour un champ appliqué 100 fois plus important : $E_{\text{ext}}=625 \text{ kV/cm}$. Ce champ est physiquement impossible mais ce cas est très intéressant pour mettre en évidence l'existence ou l'inexistence d'une auto-déviation transitoire.

La figure 11 représente le profil de l'éclairement à la sortie d'un cristal de BSO de longueur $l=6 \text{ mm}$, aux instants $t=0$ (diffraction naturelle) et $t=1$ à 5 ns , sous champ appliqué. Les paramètres relatifs au cristal, considérés pour cette simulation, sont donnés à la section I.1.1. Le col d'entrée du faisceau est toujours $w_e=20 \text{ }\mu\text{m}$.

Par comparaison au profil de l'éclairement dû au faisceau sans champ, nous constatons que le faisceau est dévié et par ailleurs, subit une forte focalisation.

Nous avons donc mis en évidence qu'une auto-déviation du faisceau n'apparaît que pour des champs très élevés (quelques centaines de kV/cm, champs physiquement impossibles).

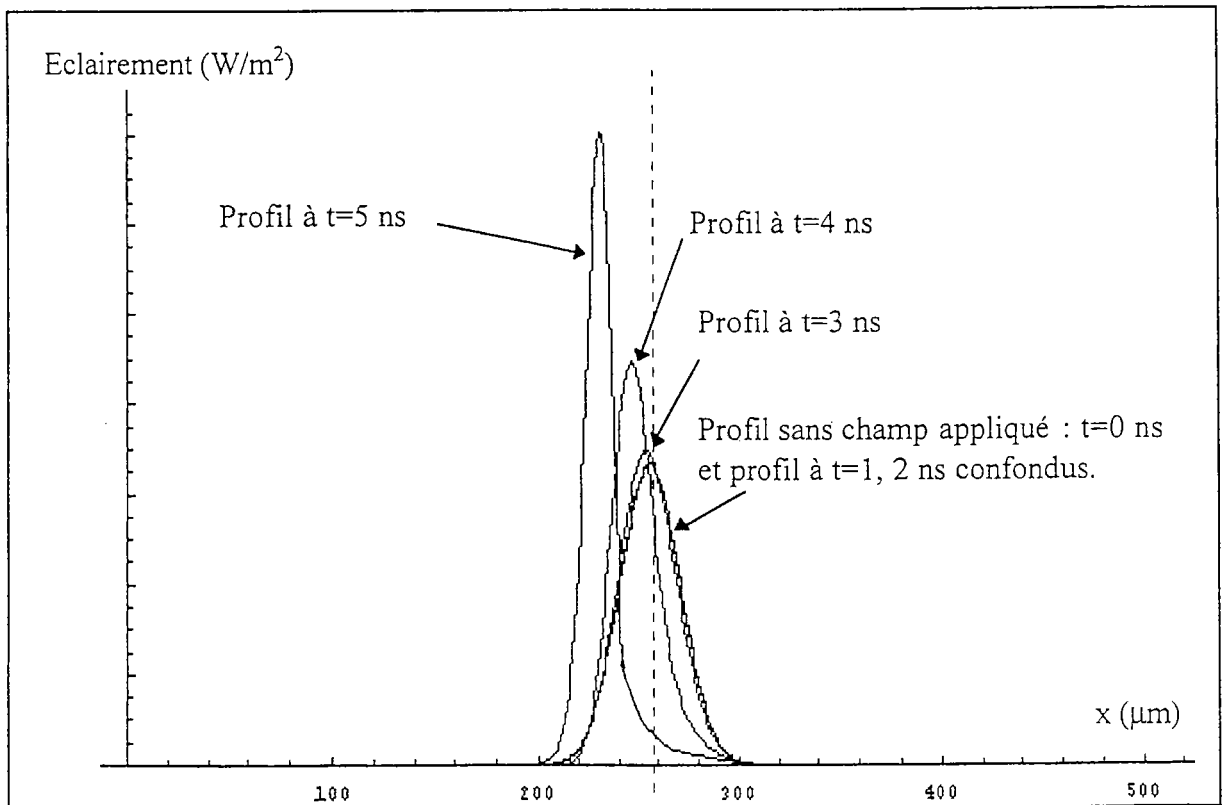


Figure 11 : Profil de l'éclairement à la sortie du cristal sans et avec champ appliqué, correspondant aux instants $t=0, 1, 2, 3, 4, 5 \text{ ns}$ pour $E_{\text{ext}}=625 \text{ kV/cm}$.

II.1.4. Influence de l'éclairement

Un autre paramètre, dont l'influence a été étudiée expérimentalement, est l'éclairement dû à l'impulsion laser, cet éclairement étant proportionnel à la densité d'énergie d_e du faisceau sur la face d'entrée du cristal. Nous simulons la propagation d'une impulsion laser pour les paramètres définis section I.1.1. et pour différentes valeurs de d_e . Le col du faisceau à l'entrée du cristal de longueur $l=3\text{ mm}$ est $w_e=20\text{ }\mu\text{m}$.

La figure 12 illustre l'évolution du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour $d_e=0,5, 2,5$ et 5 mJ/cm^2 pour un champ appliqué $E_{\text{ext}}=6,25\text{ kV/cm}$.

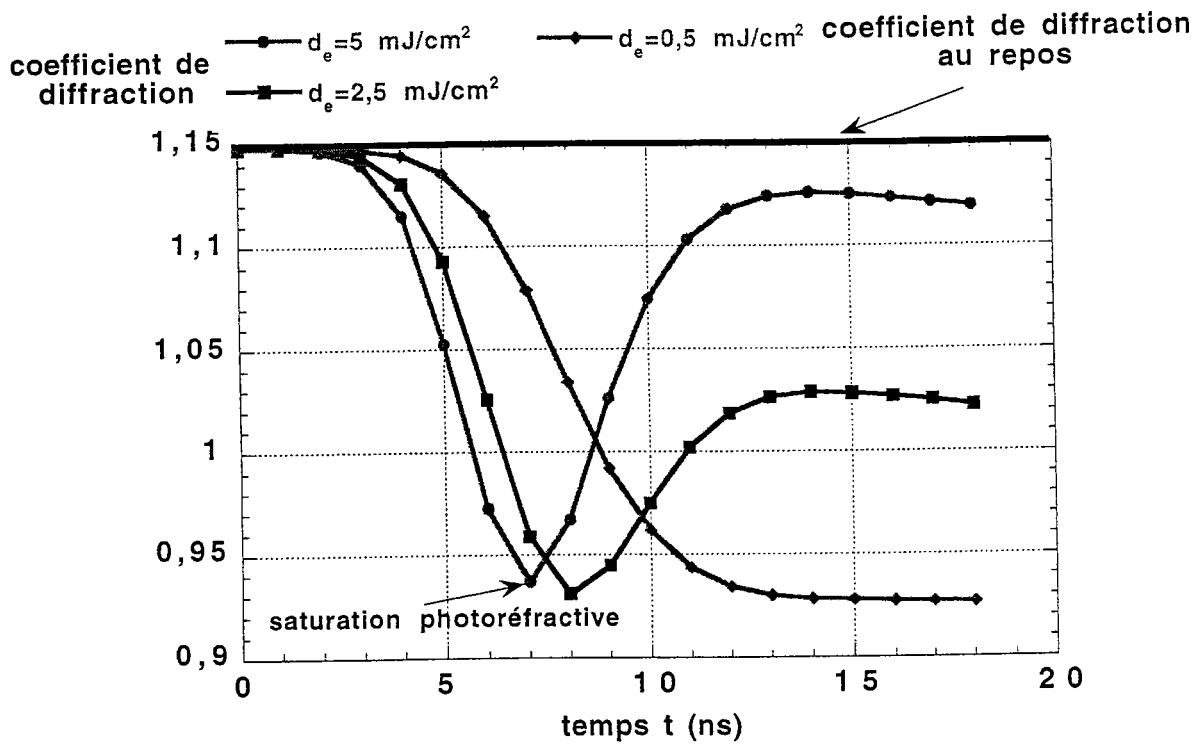


Figure 12 : Dépendance temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour différentes valeurs de la densité d'énergie d_e : 5, 2,5 et 0,5 mJ/cm^2 et une tension appliquée de 2500 V.

Pour $d_e=5$ et $2,5\text{ mJ/cm}^2$, le coefficient de diffraction diminue à partir de $\alpha_r=1,15$ et passe par un minimum local $\alpha=0,93$ aux instants $t=7\text{ ns}$ et $t=8\text{ ns}$ respectivement, correspondant à la saturation du phénomène photoréfractif : le faisceau est auto-focalisé. Ensuite, nous observons un phénomène de relaxation vers un état moins focalisé. Notons que la focalisation reste plus importante pour $d_e= 2,5\text{ mJ/cm}^2$.

Pour $d_e=0,5 \text{ mJ/cm}^2$, nous constatons que le faisceau s'auto-focalise : α diminue progressivement pendant τ_p et n'évolue plus sur la fin de l'impulsion. Nous n'observons plus de phénomène de relaxation. Notons que l'auto-focalisation maximale est aussi importante que pour des densités d'énergie plus élevées.

Ces courbes mettent en évidence que, pour des densités d'énergie différentes comprises entre $0,5$ et 5 mJ/cm^2 , le faisceau est auto-focalisé. Nous constatons que, plus la densité d'énergie est élevée, plus la saturation photoréfractive est atteinte rapidement, donc plus le temps de réponse est court. De plus, pour des densités d'énergie plus faibles, le phénomène de relaxation disparaît et le faisceau reste dans un état plus focalisé.

Globalement, ces courbes montrent que l'auto-focalisation est aussi intense pour une densité d'énergie plus faible : $d_e=0,5 \text{ mJ/cm}^2$. Ainsi, quelle que soit la densité d'énergie du faisceau à l'entrée du cristal, nous n'atteignons pas un état plus focalisé que celui correspondant à $\alpha=0,9$. **Même si le faisceau avait une densité d'énergie supérieure à 5 mJ/cm^2 , l'auto-focalisation ne serait pas plus importante** : la seule différence apparaît au niveau du temps de réponse.

Le comportement du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ mesuré expérimentalement (section III du chapitre E) a une allure similaire à la courbe simulée pour $d_e=0,5 \text{ mJ/cm}^2$. Nous n'observons pas de saturation du phénomène photoréfractif. Il est donc difficile de comparer qualitativement les courbes de la figure 12 aux résultats expérimentaux. D'autant plus que d'autres paramètres tels que la mobilité des électrons μ jouent simultanément un rôle essentiel dans l'auto-focalisation.

II.1.5. Influence du col d'entrée

L'étude expérimentale étant réalisée pour différentes tailles du col à l'entrée du cristal, l'influence de ce paramètre a été étudiée par des simulations considérant des cols d'entrée w_e de $10 \text{ }\mu\text{m}$, $20 \text{ }\mu\text{m}$ et $30 \text{ }\mu\text{m}$.

Par comparaison à l'analyse des résultats expérimentaux (section III.1.2. du chapitre E), nous présentons la variation relative du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ par rapport au coefficient au repos α_r (figure 13) : $(\alpha - \alpha_r) / \alpha_r$ pour une densité d'énergie $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$, un champ appliqué $E_{\text{ext}} = 6,25 \text{ kV/cm}$ et différentes valeurs du col d'entrée.

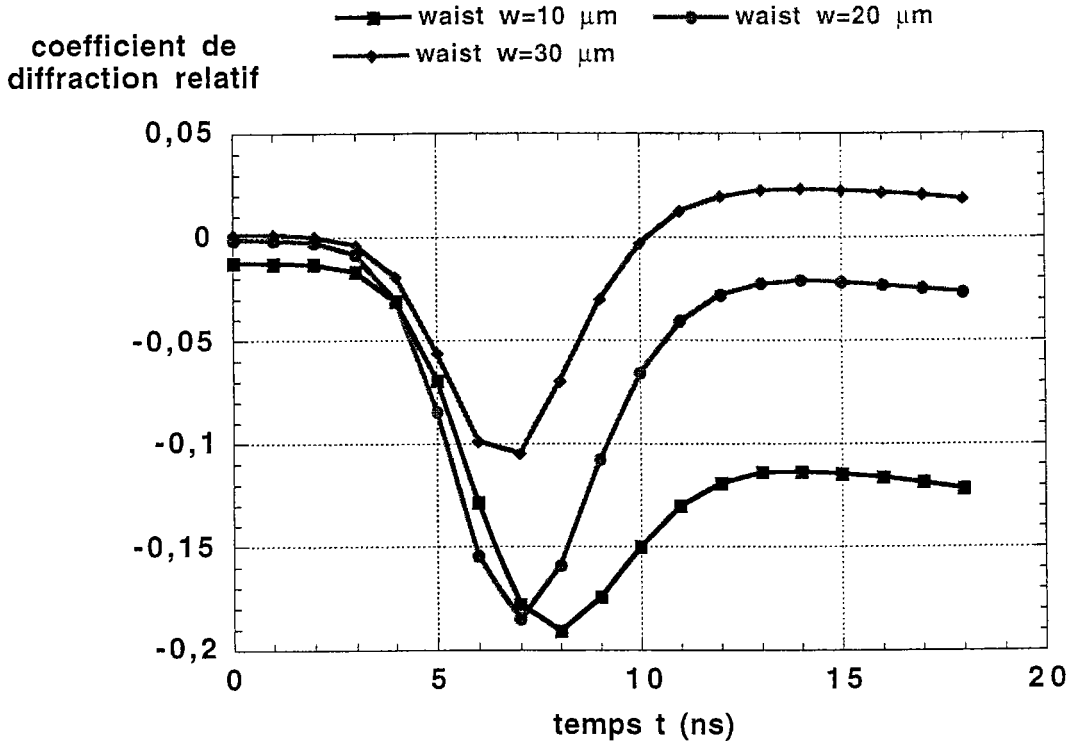


Figure 13 : Dépendance temporelle de la variation relative du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour différentes valeurs du col à l'entrée du cristal w_e : 10, 20, 30 μm et une tension appliquée de 2500 V.

Quel que soit le col d'entrée, le coefficient de diffraction relatif diminue à partir de 0 (diffraction naturelle) et passe par un minimum local, correspondant à la saturation du phénomène photoréfractif : le faisceau est auto-focalisé. Ensuite, nous observons un phénomène de relaxation vers un état moins focalisé.

Entre les instants $t=0$ et $t=7 \text{ ns}$, les courbes représentées ne montrent que peu de différence globale de comportement. A cet instant, la saturation est atteinte pour $w_e=20$ et 30 μm . Pour $w_e=10 \mu\text{m}$, elle est atteinte à $t=8 \text{ ns}$: en effet, l'énergie globale étant plus faible, le temps de réponse est plus long.

Expérimentalement, nous avons mis en évidence qu'à même densité d'énergie, plus le col du faisceau est grand, plus le phénomène d'auto-focalisation est intense (pour w_e compris entre 10 et 30 μm). Cette observation n'est pas en accord avec les courbes présentées figure 13. Toutefois, rappelons que ces simulations prennent en compte une mobilité élevée qui ne permet pas d'obtenir un comportement qualitatif de $\alpha(t)$ similaire à celui mesuré. Dans nos expérimentations, nous n'observons jamais la saturation du phénomène photoréfractif. Pour ces raisons, il est très difficile de comparer l'influence, déterminée théoriquement et expérimentalement, du col d'entrée sur le phénomène d'auto-focalisation.

II.1.6. Influence de la longueur du cristal

Les mesures expérimentales ayant été réalisées sur des échantillons de BTO de longueurs différentes, il est également intéressant d'étudier l'influence de la longueur du cristal sur le phénomène d'auto-focalisation. Les résultats numériques présentés ci-dessous ne prennent pas en compte la rotation du plan de polarisation dans le cristal de manière à tester uniquement l'effet de la longueur. Nous simulons la propagation d'une impulsion laser d'éclairement maximal $I_0=1 \text{ MW/cm}^2$ pour les paramètres définis section I.1.1.. Le col du faisceau à l'entrée du cristal est $w_e=20 \mu\text{m}$.

La figure 14 présente l'évolution du coefficient de diffraction α pendant la durée d'une impulsion pour des longueurs de cristaux différentes: (a) $l=1 \text{ mm}$, (b) $l=3 \text{ mm}$, (c) $l=6 \text{ mm}$, (d) $l=12 \text{ mm}$, pour un champ électrique appliqué $E_{\text{ext}}=6,25 \text{ kV/cm}$.

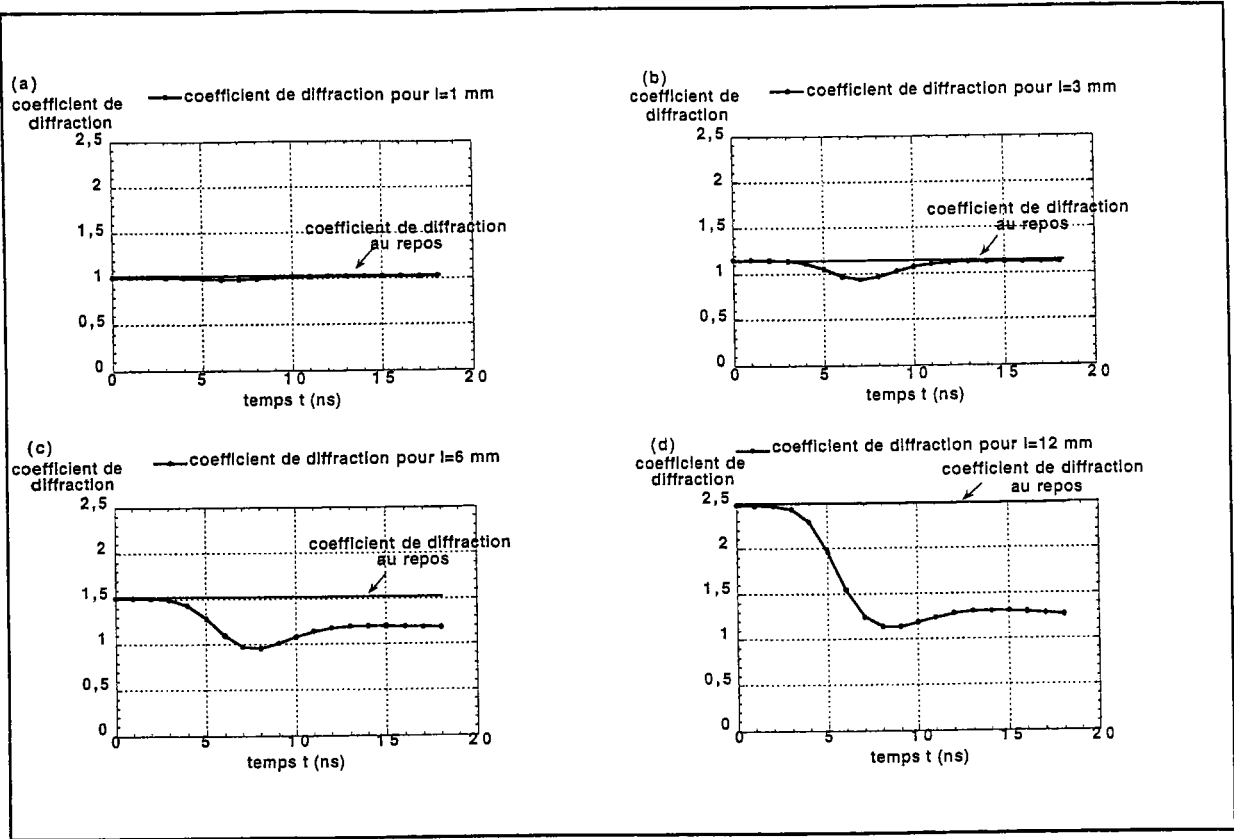


Figure 14 : Dépendance temporelle simulée du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour différentes longueurs l de cristal (a) 1 mm (b) 3 mm (c) 6 mm (d) 12 mm, pour une tension appliquée de 2500 V.

Pour comparer de manière immédiate les courbes présentées sur la figure 14, nous traçons la dépendance temporelle de la variation relative de α par rapport à α_r pour des longueurs de cristaux différentes (figure 15).

Les résultats essentiels donnés par ces calculs sont les suivants :

- Pour $l=1$ mm (courbe 15a)), le coefficient de diffraction α n'évolue quasiment pas pendant la durée de l'impulsion : **aucun phénomène d'auto-focalisation n'apparaît pour un cristal court, ce qui est en accord avec les mesures réalisées sur le cristal BTO16 fin ($l=0,85$ mm).**
- Pour $l=3$ mm, le coefficient de diffraction relatif diminue de 0 jusqu'à un minimum local, atteint à $t=7$ ns. Le faisceau est ainsi auto-focalisé. Le phénomène se relaxe ensuite vers un état moins focalisé (courbe 15 b)). Les courbes 15c)-15d) montrent que plus la longueur du cristal est importante, plus ce minimum local devient faible.

- En conclusion, nous avons mis en évidence que l'**auto-focalisation du faisceau est d'autant plus importante que le cristal est long** (en l'absence de pouvoir rotatoire).

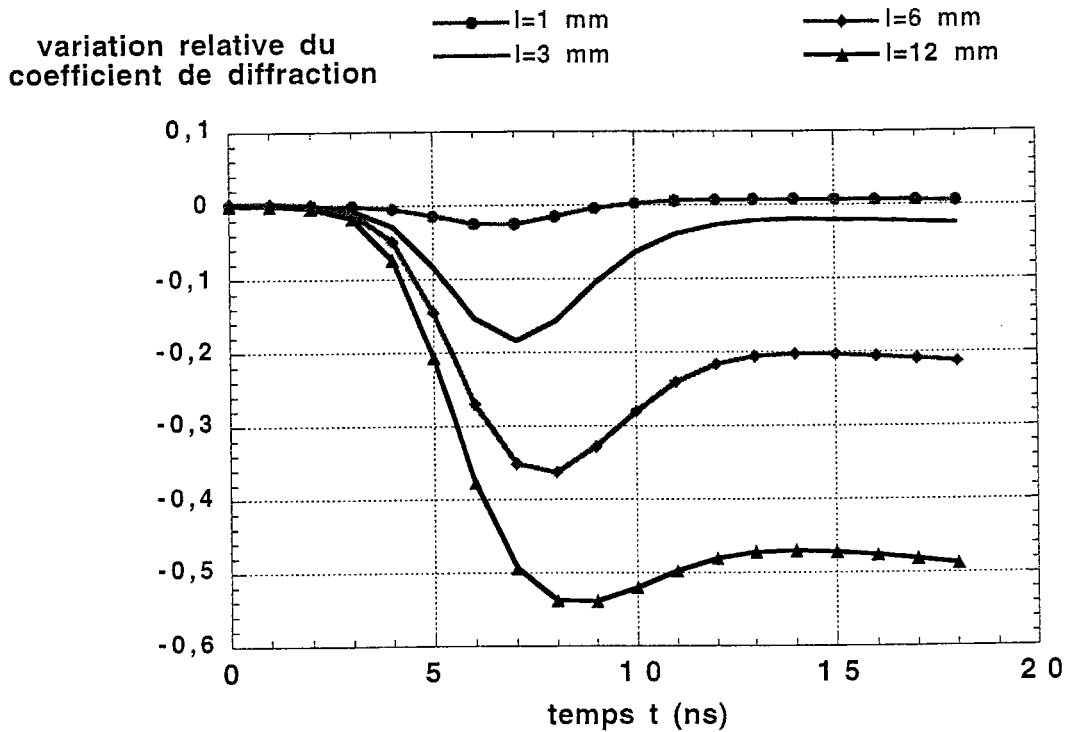


Figure 15 : Dépendance temporelle de la variation relative de α par rapport à α_r pour différentes longueurs l de cristal et une tension appliquée de 2500 V.

Une représentation de la variation relative du coefficient de diffraction en fonction de la longueur du cristal, correspondant à l'instant $t=7$ ns (saturation photoréfractive), est donnée sur la figure 16.

La variation relative de α par rapport à α_r est plus faible pour $l=6$ mm que pour $l=3$ mm, traduisant que l'auto-focalisation est plus intense dans un cristal de longueur 6 mm que dans un cristal de longueur $l=3$ mm. Or, expérimentalement, les comportements observés dans les échantillons de 3 et 6 mm sont quasi-identiques ; ceci est lié au fait qu'en réalité, la polarisation de l'onde traversant le cristal est modifiée.

Cette simulation permet néanmoins de prévoir le phénomène d'auto-focalisation dans un cristal sillénite en fonction de sa longueur, en l'absence de pouvoir rotatoire : **plus le cristal est long, plus l'auto-focalisation est intense** (comme on aurait pu le prévoir intuitivement).

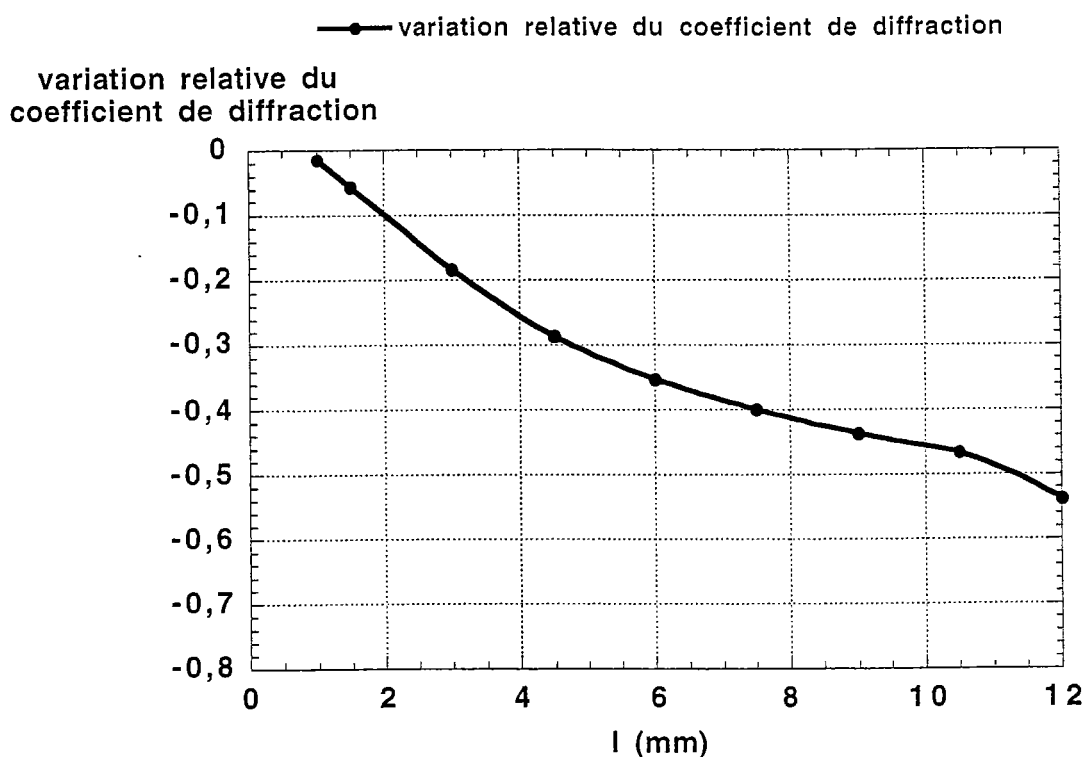


Figure 16 : Variation relative du coefficient de diffraction α en fonction de la longueur du cristal l en mm, correspondant à l'instant $t=7$ ns et à une tension appliquée de 2500V.

II.1.7. Influence de la mobilité

Un des paramètres caractéristiques des échantillons étudiés, jouant un rôle primordial dans le phénomène d'auto-focalisation, est la mobilité μ des électrons. Les simulations précédentes prennent en compte une mobilité élevée, mesurée lors d'expérimentations en régime nanoseconde : $\mu=3.10^{-4}$ m²/V.s [7]. L'allure globale du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ obtenue pour cette valeur de μ n'est pas représentative de celle observée expérimentalement : en effet, par la mesure, nous n'observons pas la saturation photoréfractive.

Ne connaissant pas la valeur exacte de ce paramètre pour nos échantillons, nous avons pensé qu'il serait intéressant de tester l'influence de la mobilité sur le comportement de α .

La figure 17 présente l'évolution du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour une valeur de la mobilité plus faible, prise également dans la littérature : $\mu=10^{-5}$ m²/V.s [5] et une autre valeur de mobilité, comprise entre les deux valeurs relevées dans la littérature : $\mu=4.10^{-5}$ m²/V.s.

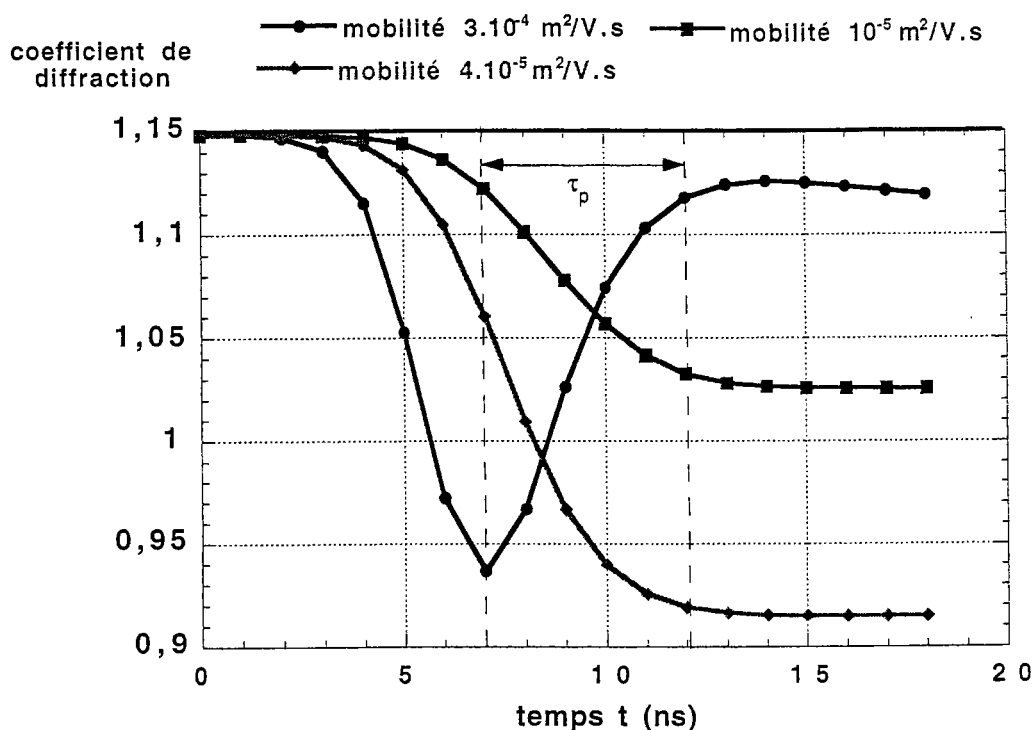


Figure 17 : Dépendance temporelle simulée du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pour différentes valeurs de la mobilité des porteurs μ , pour une tension appliquée de 2500 V (la largeur τ_p de l'impulsion centrée sur $t=10$ ns est précisée).

Pour $\mu=10^{-5}$ et 4.10^{-5} m²/V.s, α diminue pendant la durée de l'impulsion : le faisceau est auto-focalisé et la saturation photoréfractive n'est pas atteinte en un temps si court que pour $\mu=3.10^{-4}$ m²/V.s. Ainsi, nous n'observons pas de relaxation de l'auto-focalisation vers un état moins focalisé.

La valeur minimale atteinte par α est du même ordre de grandeur pour $\mu=4.10^{-5}$ m²/V.s et $\mu=3.10^{-4}$ m²/V.s : $\alpha_{\min} \approx 0,93$. La focalisation est moins prononcée pour $\mu=10^{-5}$ m²/V.s ($\alpha_{\min} \approx 1,02$). Si nous limitons notre analyse au 5 ns centrées sur le maximum de l'impulsion (figure 4 section I.1.2.), $\alpha(t)$ présente une allure plus proche des mesures réalisées pour $\mu=10^{-5}$ et 4.10^{-5} m²/V.s.

Notons que plus la mobilité μ devient faible, plus la saturation photoréfractive apparaît tardivement pendant l'impulsion.

II.1.8. Bilan et conclusions de l'analyse qualitative

Les simulations présentées dans les sections II.1.3-II.1.7. ont permis de mettre en évidence l'influence de différents paramètres sur le phénomène d'auto-focalisation. Ainsi, des comparaisons qualitatives du comportement temporel du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ obtenu théoriquement et expérimentalement ont pu être effectuées. Il a été montré que :

- l'auto-focalisation a un comportement apparemment linéaire en fonction du champ électrique extérieur appliqué E_{ext} , le phénomène étant d'autant plus intense que E_{ext} est élevé (figure 10). De plus, le faisceau ne subit pas d'auto-déviation pour les valeurs de tensions appliquées expérimentalement : une auto-déviation n'est possible que pour des champs très élevés, physiquement impossibles (figure 11). Ceci met en évidence un comportement similaire du coefficient de diffraction $\alpha(t)$, théorique et expérimental, en fonction de E_{ext} .

- plus l'éclairement dû au faisceau est élevé, plus la saturation photoréfractive est atteinte rapidement donc plus le temps de réponse devient court. Ce résultat a été démontré dans des expériences de mélanges à deux ondes [3-7] mais jamais, à notre connaissance, pour le phénomène d'auto-focalisation d'un seul faisceau en régime impulsionnel. Le coefficient de diffraction minimum reste identique quelles que soient les densités d'énergie étudiées (entre 0,5 et 5 mJ/cm²) : il est simplement atteint plus ou moins rapidement (figure 12).

- la longueur de l'échantillon influe fortement sur l'auto-focalisation de l'impulsion : les simulations montrent que plus le cristal étudié est long, plus l'auto-focalisation est intense (figure 16).

- la mobilité électronique μ , caractéristique de l'échantillon étudié, joue un rôle primordial : plus cette grandeur est élevée, plus la saturation photoréfractive est atteinte rapidement pendant l'impulsion (figure 17). Dans cette section II.1., nous avons considéré une mobilité élevée, mesurée en régime impulsionnel dans [7] : $\mu=3.10^{-4}$ m²/V.s., pour laquelle la saturation photoréfractive est atteinte pendant la durée de l'impulsion. Or, l'allure temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ mesurée expérimentalement ne laisse pas paraître de saturation du phénomène. De plus, pour une mobilité moins élevée, le comportement de α est plus proche des résultats expérimentaux (figure 17).

Notons que nous ne connaissons pas la valeur exacte de la mobilité μ pour nos échantillons BTO18 et BTO16. Pour cette raison, des simulations de propagation, prenant en compte le pouvoir rotatoire $\rho=11^\circ/\text{mm}$ du BTO ont été effectuées pour différentes valeurs de la mobilité : les configurations étudiées ne correspondent pas exactement aux cas expérimentaux, notamment en ce qui concernent les polarisations du faisceau à l'entrée et à la sortie du cristal mais permettent néanmoins d'effectuer des comparaisons entre le modèle développé et les mesures réalisées. Ces calculs numériques permettent ainsi de déterminer une valeur de μ , donnant le meilleur accord qualitatif avec l'expérience : une comparaison quantitative des résultats expérimentaux et théoriques est alors réalisée (section II.2).

II.2. Comparaison quantitative des diamètres de sortie du cristal expérimentaux et théoriques

Les simulations, présentées dans cette section, prennent en compte le pouvoir rotatoire ρ connu pour BTO et valant $11^\circ/\text{mm}$; les polarisations de sortie au repos sont prises à -45° par rapport à la direction d'application du champ électrique donc parallèle à l'axe propre correspondant à un phénomène d'auto-focalisation. La **mobilité** μ des échantillons est, dans un premier temps, considérée comme variable, comprise entre $3 \cdot 10^{-6}$ et $3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$. Les autres paramètres caractéristiques du cristal (N_D , N_A , s , ϵ), pris en compte dans le calcul, sont ceux d'un cristal de BSO (proches des paramètres du BTO) et sont identiques à ceux utilisés dans la section II.1. : $N_D=10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_A=10^{22} \text{ m}^{-3}$, $s=2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}$, $\epsilon=56$. Les simulations sont réalisées dans la configuration expérimentale suivante, en ce qui concerne le col d'entrée w_e , l'éclairement maximal I_0 , la tension appliquée : $w_e=20 \text{ }\mu\text{m}$, $I_0=1 \text{ MW}/\text{cm}^2$, $U=2500 \text{ V}$ ($E_{\text{ext}}=6,25 \text{ kV}/\text{cm}$). Pour les deux échantillons BTO18 ($l=3,17\text{mm}$) et BTO16 ($l=6,4 \text{ mm}$), on oriente la polarisation d'entrée de manière à avoir la polarisation à la sortie du cristal parallèle à l'une des lignes neutres : **$P_S=-45^\circ$ par rapport à la direction du champ appliqué.**

II.2.1. Détermination de la mobilité des échantillons étudiés

Au total, une dizaine de calculs de propagation pour différentes valeurs de la mobilité μ pour chacun des échantillons BTO18 et BTO16 ont été effectuées. Toutefois, seuls les résultats les plus caractéristiques sont présentés ici : trois exemples de simulations pour trois valeurs différentes de la mobilité ainsi qu'une simulation supplémentaire, pour une valeur de μ et un pouvoir rotatoire négligé ($\rho=0$ °/mm), sont analysées dans cette section.

II.2.1.1. Coefficient de diffraction en fonction de la mobilité dans BTO18

Dans le cas de l'échantillon BTO18 de longueur 3,17 mm, la polarisation du faisceau à l'entrée du cristal prise en compte est $P_e=-78^\circ$, de telle sorte que l'onde à la sortie du cristal ait une polarisation $P_s=-45^\circ$ par rapport au champ électrique.

La figure 18 présente le comportement temporel du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant la durée de l'impulsion τ_p pour les différentes valeurs de la mobilité suivantes :

- $\mu=3.10^{-5}, 7.10^{-5}, 3.10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s.}$ et $\rho=11$ °/mm
- $\mu=4.10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s.}$ et $\rho=0$ °/mm

Les courbes donnant $\alpha=f(t)$ obtenues sont superposées à la courbe expérimentale correspondant au maximum d'auto-focalisation (cas où $P_s=0^\circ$).

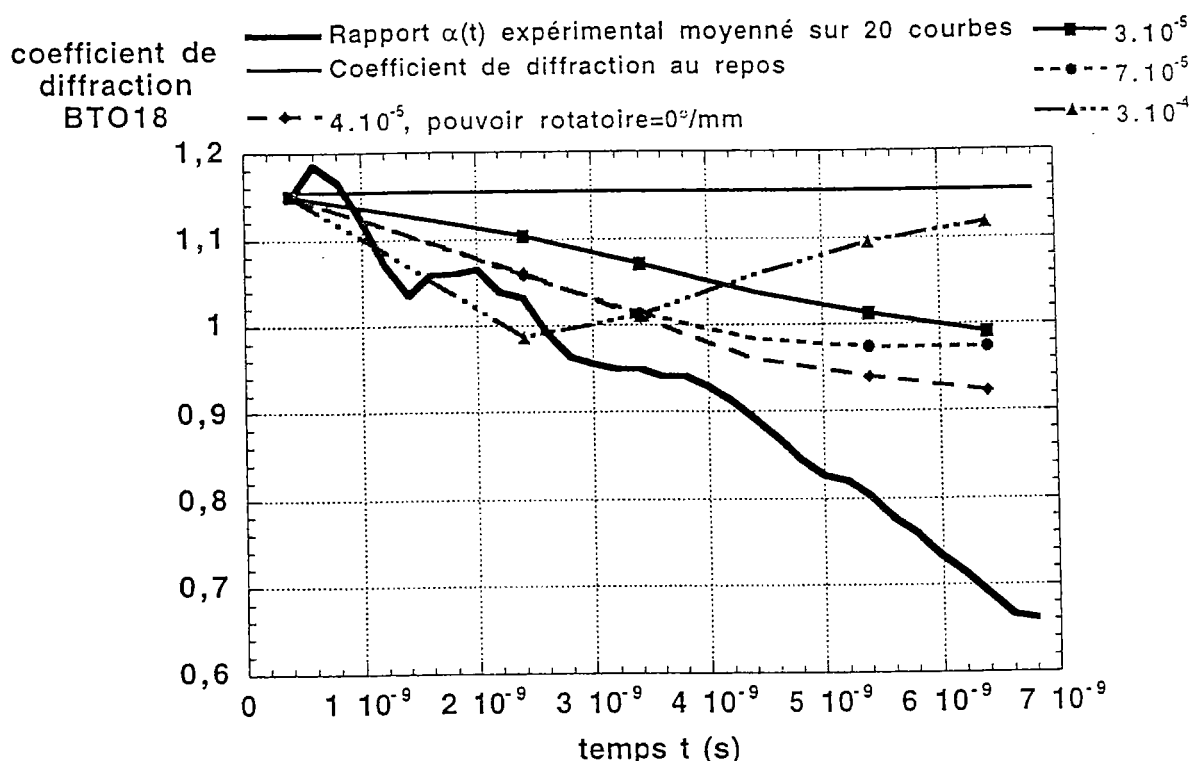


Figure 18 : Evolution temporelle du coefficient de diffraction α pour l'échantillon BTO18, expérimentale et simulée pour différentes valeurs de la mobilité des porteurs sans ou avec pouvoir rotatoire, pour une tension appliquée de 2500V.

Nous vérifions que la courbe théorique obtenue pour $\mu = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$ n'est pas représentative du phénomène mesuré expérimentalement (mobilité trop élevée). En effet, pendant la durée de l'impulsion, $\alpha_{\text{théorique}}$ diminue de $\alpha_r = 1,15$ jusqu'à un minimum aux alentours de 1 (faisceau auto-focalisé); puis, le phénomène se relaxe vers un état moins focalisé. Expérimentalement, nous n'observons pas de saturation du phénomène.

Pour $\mu = 3 \cdot 10^{-5}, 7 \cdot 10^{-5}, 4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s}$, nous remarquons que l'allure globale de $\alpha(t)$ est plus proche de celle mesurée.

Ces différentes valeurs de la mobilité testées dans ce calcul permettent d'obtenir la meilleure adéquation entre la courbe théorique simulée et la courbe expérimentale mesurée. Quand le pouvoir rotatoire est négligé et la polarisation du faisceau parallèle au champ électrique appliqué, on peut observer qu'une allure globale satisfaisante de l'évolution du coefficient de diffraction pendant la durée de l'impulsion τ_p est obtenue. La valeur de la mobilité déterminée dans ce cas est $\mu = 4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s}$. Ces résultats sont difficilement utilisables car il a été mis clairement en évidence expérimentalement (voir section IV du chapitre E) que le pouvoir rotatoire a une influence déterminante dans le phénomène d'auto-focalisation.

Pour les cas où le pouvoir rotatoire est considéré, le meilleur calcul correspond à $\mu=3.10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s}$. Néanmoins, le comportement exact de α ne peut être retrouvé, seule l'allure qualitative de la courbe expérimentale est simulée. Nous remarquons qu'une différence non négligeable apparaît au niveau des valeurs quantitatives : le coefficient de diffraction mesuré reste toujours inférieur aux valeurs du coefficient simulé et donc le phénomène d'auto-focalisation est plus fort que celui prévu par la théorie. Il convient de noter ici que les courbes théoriques et expérimentales ne correspondent pas exactement aux mêmes configurations en ce qui concerne les polarisations d'entrée et de sortie du faisceau. Il est fortement envisageable qu'une simulation considérant $P_s=0^\circ$ représenterait de manière plus significative les mesures effectuées : ceci peut expliquer l'écart observé en comparant les résultats théoriques et expérimentaux. Dans la section III, nous nous attacherons à expliquer les origines possibles de cet écart entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux.

II.2.1.2. Coefficient de diffraction en fonction de la mobilité dans BTO16

Dans le cas de l'échantillon BTO16 de longueur 6,4 mm, la polarisation du faisceau à l'entrée du cristal prise en compte est $P_e=-115^\circ$ ($P_s=-45^\circ$).

La figure 19 présente le comportement temporel du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ pendant la durée de l'impulsion τ_p pour les différentes valeurs de la mobilité :

- $\mu=8.10^{-5}, 1.10^{-4}, 2.10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$ et $\rho=11^\circ/\text{mm}$
- $\mu=4.10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s}$ et $\rho=0^\circ/\text{mm}$

Les courbes donnant $\alpha=f(t)$ obtenues sont superposées à la courbe expérimentale correspondant au maximum d'auto-focalisation ($P_s=0^\circ$).

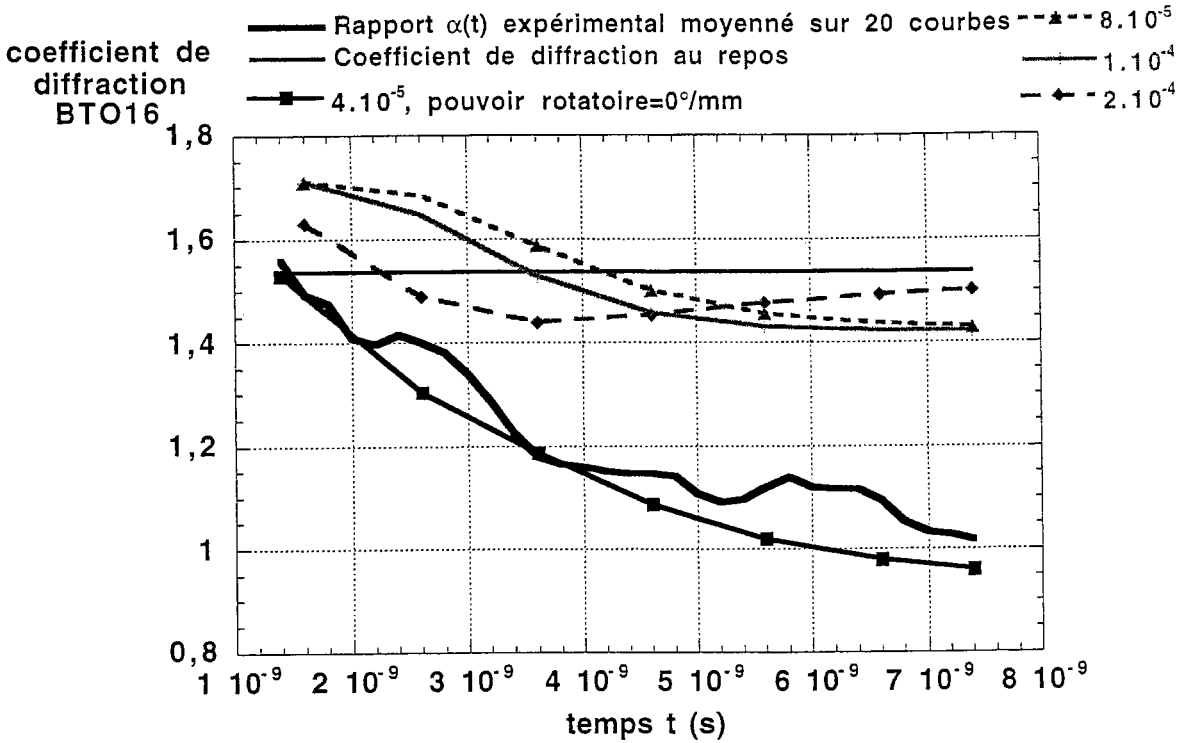


Figure 19 : Evolution temporelle expérimentale et simulée du coefficient de diffraction α pour l'échantillon BTO16 long, pour différentes valeurs de la mobilité des porteurs sans ou avec pouvoir rotatoire, pour une tension appliquée de 2500V.

Comme pour BTO18, nous vérifions que pour une mobilité trop élevée ($2.10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$), l'allure théorique obtenue pour α n'est pas représentative du phénomène observé expérimentalement.

Pour les autres valeurs de la mobilité considérées, nous constatons que le comportement temporel de α calculé a une allure plus proche de celui mesuré.

Un bon accord entre la courbe théorique, correspondant à $\mu=4.10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s}$ et $\rho=0^\circ/\text{mm}$, et la courbe expérimentale est obtenue. Comme précédemment, cet accord peut difficilement être considéré comme acceptable.

Lorsque le pouvoir rotatoire est pris en compte, la meilleure adéquation entre $\alpha_{\text{théorique}}$ et $\alpha_{\text{expérimental}}$ est obtenue pour une valeur de la mobilité $\mu=10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$. De la même façon que pour BTO18, nous constatons un écart entre les valeurs théoriques et expérimentales obtenues.

II.2.2. Présentation des simulations réalisées

Une fois, les valeurs des mobilités des échantillons déterminées ($\mu=3.10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s}$ pour BTO18, $\mu=10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$ pour BTO16), des simulations systématiques en fonction de la polarisation du faisceau et du champ extérieur appliqué ont été effectuées. Au total, une vingtaine de calculs de propagation ont été réalisés prenant en compte les paramètres présentés au début de la section II.2.

Compte-tenu du temps de calcul et surtout de la taille importante⁶ des fichiers de données, nous avons simulé la propagation d'une impulsion laser dans les deux types d'échantillons pour :

- cinq valeurs de la polarisation de sortie du cristal : $P_s=-45^\circ, 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$.
- cinq valeurs du champ appliqué E_{ext} : de 0 à 6,25 kV/cm, par pas de 1,25 kV/cm.

Nous présentons, dans un premier temps, un exemple de simulation réalisée, concernant le cristal BTO18. Ensuite, des comparaisons des mesures brutes et des résultats théoriques du coefficient de diffraction, obtenus pour ce même cristal, sont données.

II.2.2.1. Calcul numérique de la propagation d'une impulsion laser dans BTO18

Les figures 20 et 21 présente un calcul numérique, obtenus en considérant les paramètres d'un cristal de BSO (proches de ceux du BTO). Par contre, la mobilité considérée est celle déterminée pour l'échantillon BTO18 : $\mu=3.10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s}$. Nous nous plaçons dans la configuration suivante : $I_0=1 \text{ MW/cm}^2$, $w_e=20 \text{ }\mu\text{m}$, $E_{\text{ext}}=6,25 \text{ kV/cm}$, $P_s=-45^\circ$.

Le profil de l'éclairement dû à l'impulsion laser se propageant est représenté sur la figure 20, à différents instants pendant l'impulsion de durée $\tau_p=5 \text{ ns}$, centrées à $t=10 \text{ ns}$. A l'instant $t=0$, la figure 20a met en évidence la diffraction naturelle. Ensuite, sous l'effet du

⁶ Ces calculs représentent environ 2 Go de stockage de données.

champ appliqué, nous remarquons que l'éclairement au centre du faisceau augmente : le phénomène d'auto-focalisation apparaît (figure 20b-20f), cette auto-focalisation étant plus intense sur la fin de l'impulsion (figure 20f). Notons que dans, ce cas, nous n'observons pas de saturation du phénomène.

La figure 21 représente le profil de l'éclairement à la sortie du cristal à deux instants différents : à $t=0$ (diffraction naturelle) et à $t=10$ ns (maximum de l'impulsion). Nous remarquons que le profil obtenu lorsqu'un champ est appliqué a un éclairement maximal plus important que celui sans champ. Ceci confirme que l'impulsion laser est auto-focalisée lors de sa traversée du cristal.

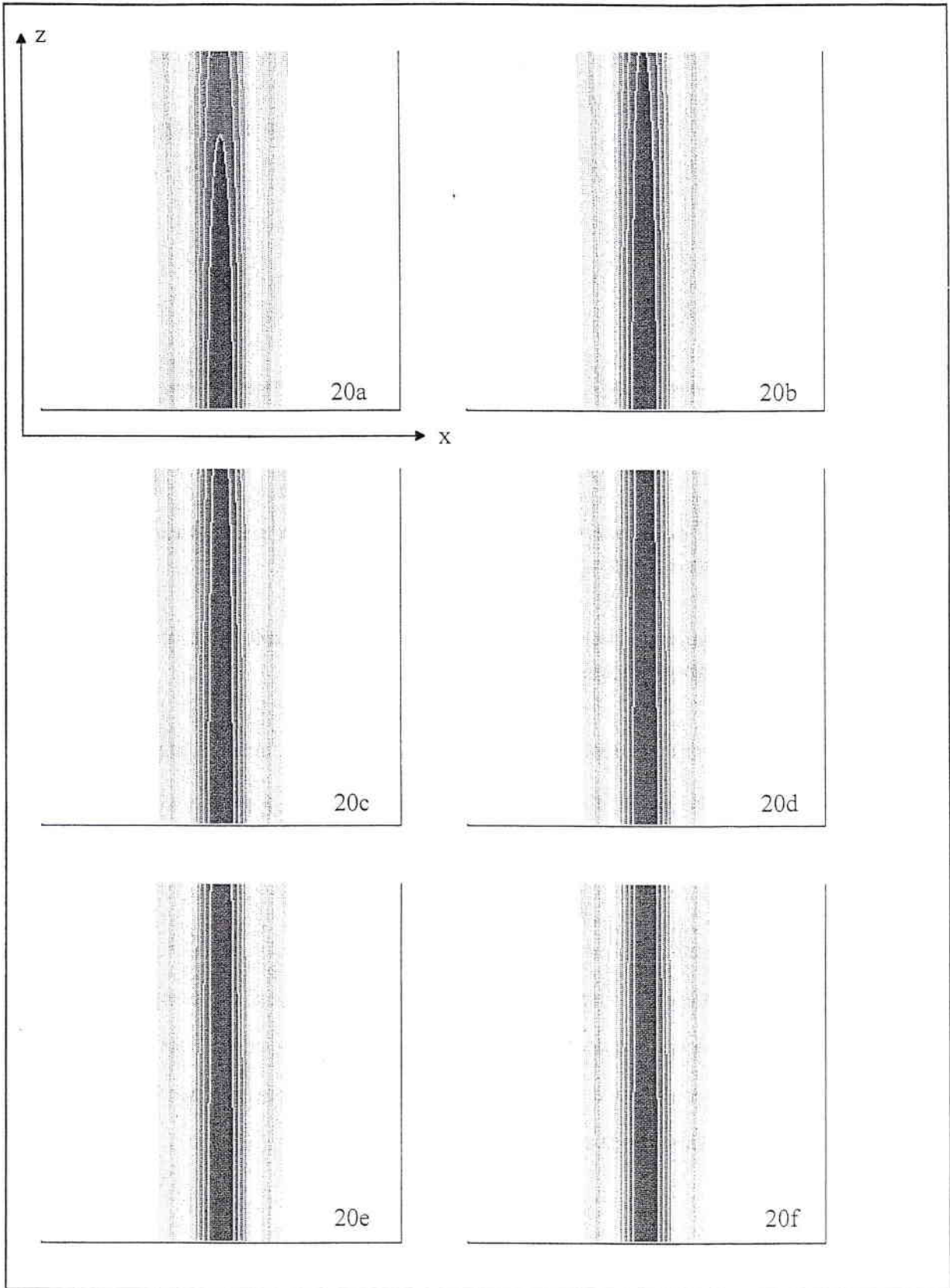


Figure 20 : Calcul numérique de la propagation du faisceau dans BTO18 de longueur $l=3,17$ mm pour t valant 0, 8, 9, 10, 11, 12 ns et $I_0=0,1$ MW/cm², $w_e=20$ μ m, $P_s=-45^\circ$, $E_{ext}=6,25$ kV/cm.

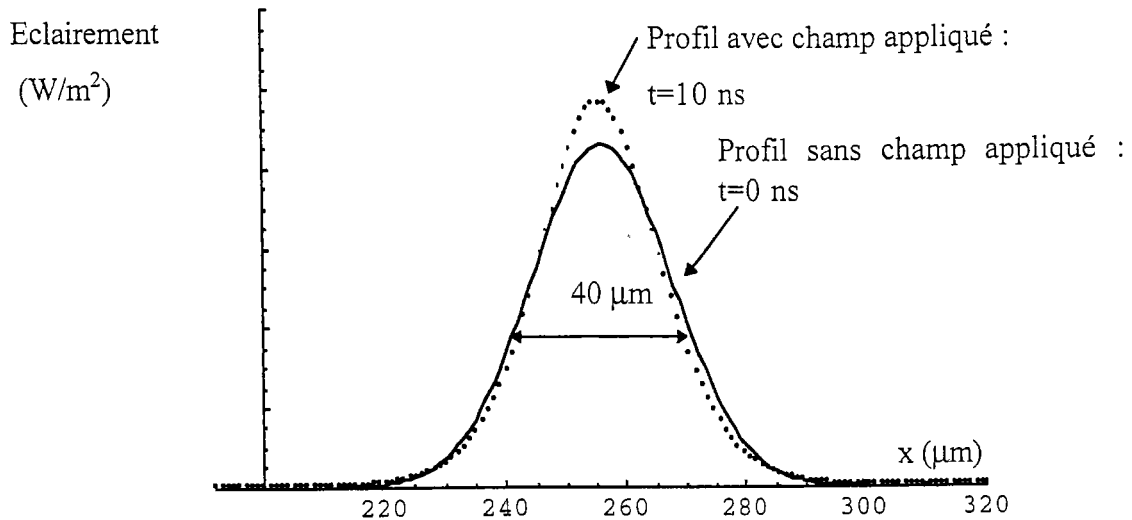
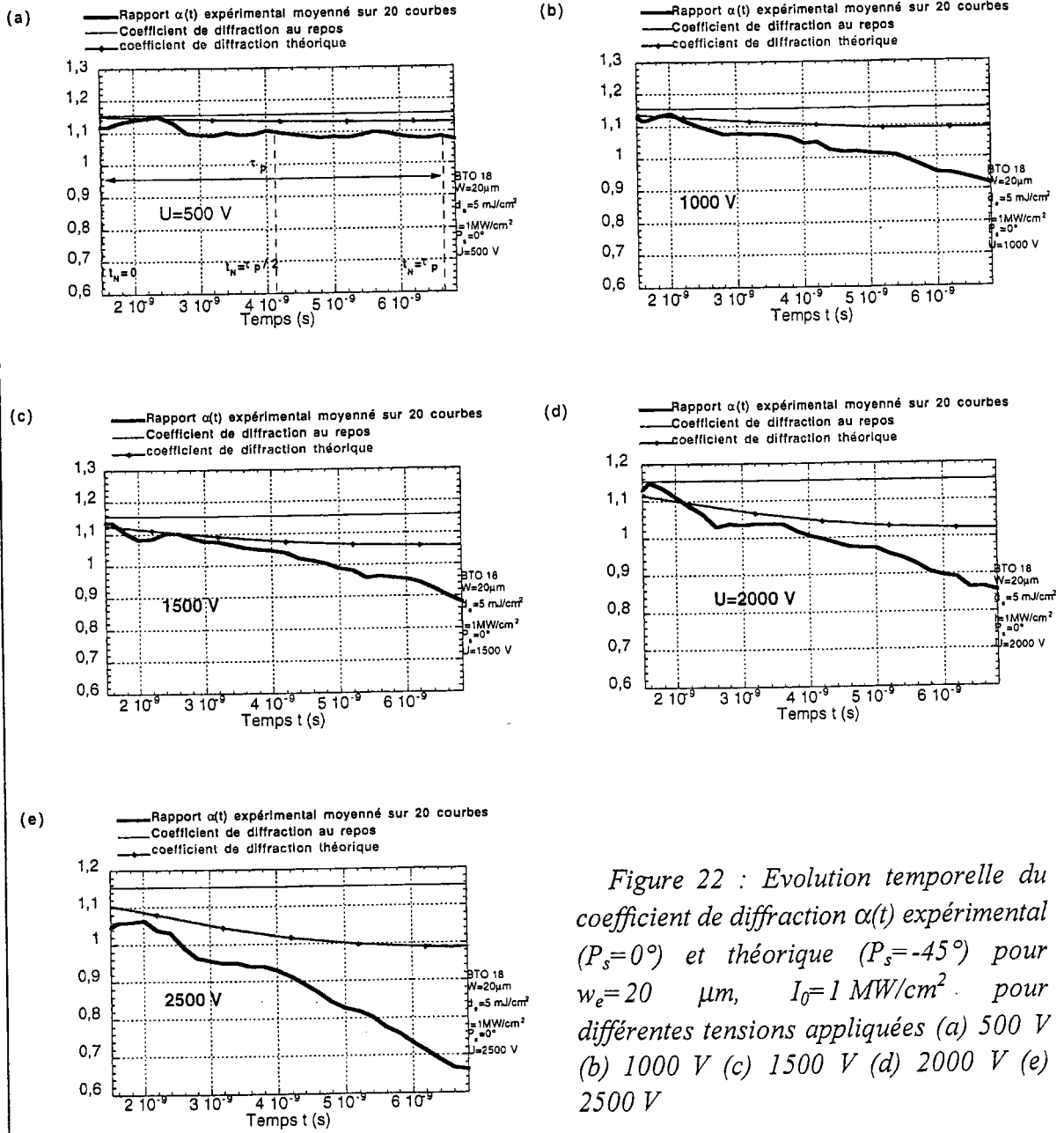


Figure 21 : Profil de l'éclairement dû au faisceau à la sortie du cristal sans et avec champ appliqué, correspondants aux figures 20a et 20d.

II.2.2.2. Comparaison quantitatives des mesures brutes et du coefficient de diffraction calculé $\alpha(t)$

La figure 22 présente les coefficients de diffraction $\alpha(t)$ mesurés expérimentalement pour $P_s=0^\circ$ et déterminés à partir du modèle théorique ($P_s=-45^\circ$) pour un col d'entrée du faisceau $w_e=20\ \mu\text{m}$, un éclairement maximal $I_0=1\ \text{MW}/\text{cm}^2$ et pour différentes tensions appliquées.

Pour chacune des figures 22(a)-(e) présentées, nous constatons que le coefficient de diffraction théorique présente une évolution globale en fonction du temps similaire au coefficient mesuré expérimentalement. Par contre, nous constatons que les courbes théoriques et expérimentales présentent une différence significative, cet écart étant d'autant plus important que la tension appliquée devient élevée.



II.2.3. Analyse

Cette section a pour but de réaliser une synthèse des résultats mis en évidence par les simulations systématiques en fonction de la polarisation du faisceau et du champ appliqué. Les mobilités considérés pour les échantillons sont $\mu=3.10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s.}$ pour BTO18 et $\mu=10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s.}$ pour BTO16

II.2.3.1. Evolution du coefficient de diffraction en fonction de la polarisation à la sortie du cristal

Rappelons qu'expérimentalement, nous avons obtenu le résultat suivant, à la fois très intéressant et surprenant : la polarisation à la sortie du cristal permet d'imposer l'effet souhaité. Ainsi, un phénomène d'auto-focalisation est observé pour une polarisation de sortie parallèle au champ appliqué; à l'inverse, un phénomène d'auto-défocalisation est observé pour une polarisation orthogonale. Dans cette section, nous tentons, par le biais des simulations, de retrouver ce résultat de manière théorique, en considérant les mêmes paramètres que ceux présentés au début de la section II.2. et en faisant varier la polarisation en sortie de cristal (compte tenu de la polarisation d'entrée et du pouvoir rotatoire).

Les résultats présentés sur la figure 23 concernent 5 valeurs de la polarisation de sortie du cristal correspondant à $P_S=-45^\circ, 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$. Cette figure présente les courbes d'évolution du coefficient de diffraction α en fonction de la polarisation à la sortie du cristal, à deux instants durant l'impulsion : $t_N=\tau_p/2$ et $t_N=\tau_p$.

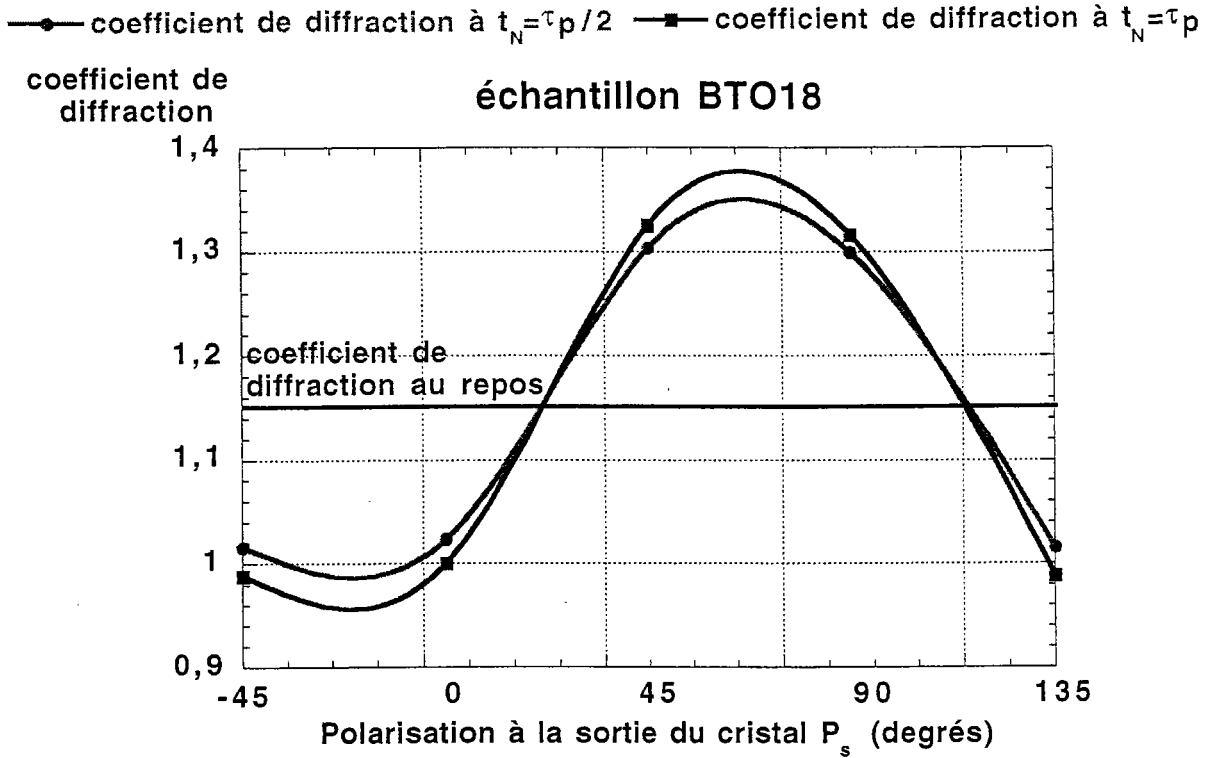


Figure 23 : Evolution du coefficient de diffraction α simulée pour différentes valeurs de la polarisation à la sortie du cristal P_s .

Nous remarquons que, pour $P_s = 0^\circ$, le faisceau est auto-focalisé et pour $P_s = 90^\circ$, le faisceau est auto-défocalisé. Le coefficient de diffraction α en fonction de P_s présente un comportement qualitatif similaire à celui mesuré expérimentalement (figure 18 du chapitre E). De plus, nous vérifions que le phénomène observé est légèrement plus intense à la fin de l'impulsion qu'à son maximum.

II.2.3.2. Evolution du coefficient de diffraction en fonction du champ extérieur appliqué

• Echantillon BTO18 :

Dans la suite, nous considérons une mobilité μ de $3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{V.s}$. Pour tester l'influence sur le phénomène d'auto-focalisation du champ électrique appliqué au cristal E_{ext} , des calculs de propagation ont été réalisés avec 5 valeurs du champ (de 0 à 6,25 kV/cm, par pas de 1,25 kV/cm).

La figure 24 montre la comparaison du coefficient de diffraction α théorique et expérimental en fonction du champ appliqué à deux instants particuliers durant l'impulsion : à $t_N = \tau_p/2$ (correspondant au maximum de l'impulsion) et à $t_N = \tau_p$ (2^{ème} mi-hauteur de l'impulsion). Il convient de noter que chaque point reporté sur la courbe théorique correspond à un calcul complet de propagation (donc à environ 65 Mo de données) : pour cette raison, nous nous sommes limités à 5 valeurs du champ appliqué.

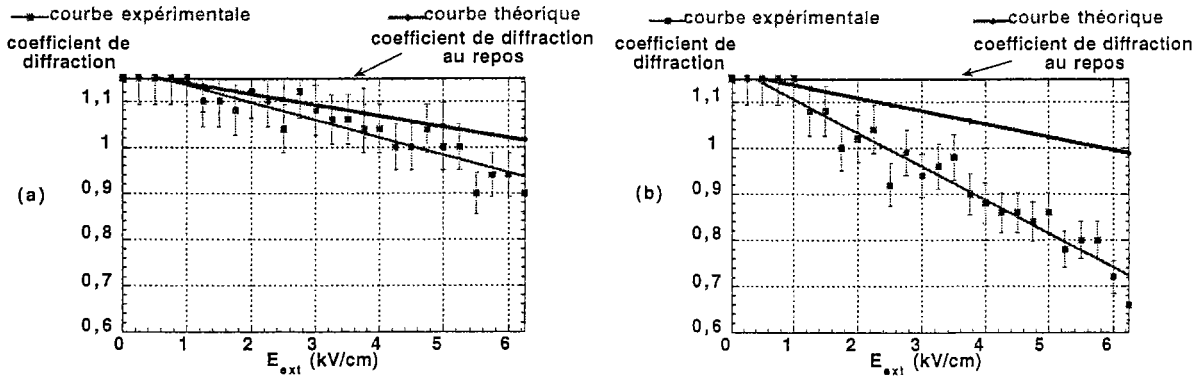


Figure 24 : Evolution du coefficient de diffraction α expérimental et théorique en fonction du champ extérieur appliqué dans BTO18 à deux instants différents pendant l'impulsion (a) $t_N = \tau_p/2$ (b) $t_N = \tau_p$

Nous remarquons que les valeurs du coefficient de diffraction calculé aux deux instants pendant l'impulsion ne présentent pas de nette différence : l'auto-focalisation est légèrement plus intense à $t = \tau_p$ qu'à $t = \tau_p/2$. Par contre, cette différence apparaît comme beaucoup plus importante sur les résultats expérimentaux.

Comme précédemment, nous observons un écart entre les valeurs théoriques et expérimentales, cet écart étant ainsi plus important à $t = \tau_p$ qu'à $t = \tau_p/2$. Néanmoins, **le comportement linéaire du coefficient de diffraction** en fonction du champ, observé expérimentalement, est mis en évidence théoriquement.

- **Echantillon BTO16 long :**

Une fois la mobilité μ déterminée ($\mu = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V.s}$), nous étudions pour le cristal BTO16 long l'influence du champ appliqué sur le phénomène d'auto-focalisation.

La figure 25 montre l'évolution du coefficient de diffraction théorique et expérimental en fonction du champ appliqué à deux instants durant l'impulsion : $t_N = \tau_p/2$ et $t_N = \tau_p$. Le calcul de propagation est effectué pour cinq valeurs différentes du champ: E_{ext} varie de 0 à 6,25 kV/cm par pas de 1,25 kV/cm.

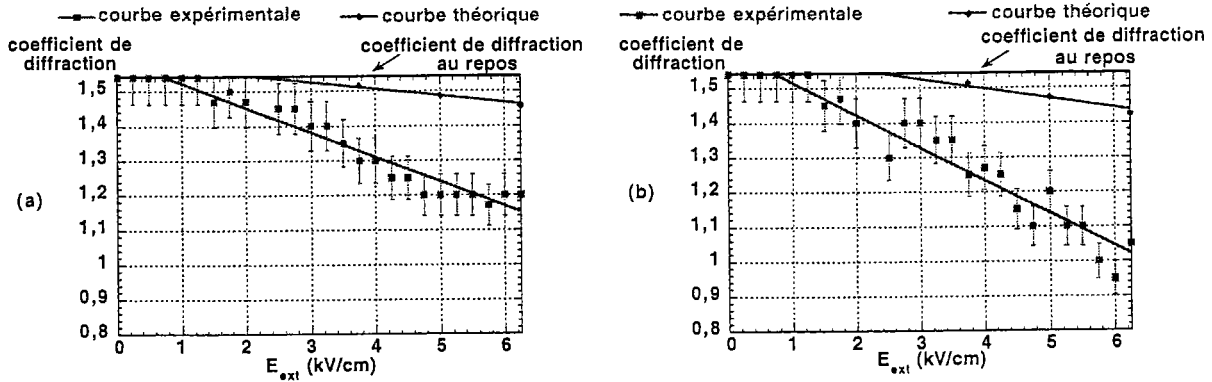


Figure 25 : Evolution du coefficient de diffraction α expérimentale et théorique en fonction du champ extérieur appliqué dans BTO16 long à deux instants différents pendant l'impulsion (a) $t_N = 0,5$ (b) $t_N = 1$.

Même si nous retrouvons, dans ce cas, le comportement linéaire de α en fonction de E_{ext} , observé expérimentalement, une différence entre les valeurs théoriques et expérimentales est là encore constatée. Dans la section III, nous tenterons d'effectuer une analyse critique du modèle développé, permettant d'expliquer cette différence quantitative entre les résultats théoriques et expérimentaux.

II.2.4. Conclusion partielle

L'analyse comparative des résultats expérimentaux et théoriques présentée dans ce paragraphe montre que le modèle de dimension (1+1) développé donne des résultats en accord qualitativement avec les observations expérimentales : le champ électrique appliqué, la fluence, la polarisation ont une influence similaire sur le comportement du coefficient de diffraction α expérimental et théorique. Néanmoins, les comparaisons quantitatives du modèle et des mesures brutes (section II.2.) montrent une différence très significative entre $\alpha_{\text{expérimental}}$ et

$\alpha_{\text{théorique}}$, la théorie arrivant difficilement à reproduire l'amplitude des phénomènes vus expérimentalement.

Dans la section qui suit, une analyse critique du modèle théorique développé est présentée et des pistes de réflexion seront données sur l'origine des différences entre les résultats expérimentaux et les prévisions effectuées par le modèle théorique.

III. Analyse critique

III.1. Bilan de l'analyse comparative du modèle et des résultats expérimentaux

L'analyse comparative des résultats expérimentaux et du modèle théorique, présentée dans les sections II.1. et II.2., permet d'effectuer un bilan sur le travail réalisé.

Sur le plan qualitatif, un certain nombre de phénomènes ont été mis en évidence aussi bien par la mesure que par les simulations numériques. L'influence de différents paramètres intervenant dans l'auto-focalisation d'une impulsion a été démontrée de façon expérimentale et est décrite par notre modèle.

- **la polarisation du faisceau**

⇒ En l'absence de pouvoir rotatoire ($\rho=0$ °/mm), un faisceau polarisé à -45° par rapport au champ appliqué entraîne un phénomène d'auto-focalisation; à l'inverse, un faisceau polarisé à $+45^\circ$ par rapport au champ entraîne un phénomène d'auto-défocalisation (section II.1.2.). Notons que ces deux polarisations correspondent aux directions des axes propres du cristal suivant lesquelles les variations d'indice sont données par les équations (13) du chapitre C.

⇒ Le pouvoir rotatoire ρ étant pris en considération, un comportement qualitatif, similaire à celui mesuré expérimentalement, est mis en évidence théoriquement, en ce qui concerne le coefficient de diffraction α en fonction de la polarisation de sortie du cristal P_s ,

(section II.2.3.1.) : - pour $P_s=0^\circ$, le faisceau est auto-focalisé ; pour $P_s=90^\circ$, le faisceau est auto-défocalisé.

- **le champ électrique extérieur appliqué E_{ext}**

⇒ L'auto-focalisation a un comportement apparemment linéaire en fonction de E_{ext} , le phénomène étant d'autant plus intense que E_{ext} est élevé.

⇒ De plus, le faisceau ne subit aucune auto-déviation pour les valeurs de champs appliqués considérées (section II.1.3.).

- **l'éclairement dû au faisceau**

⇒ La saturation photoréfractive n'étant pas atteinte, plus l'éclairement dû à l'impulsion est élevé, plus l'auto-focalisation du faisceau devient intense.

⇒ Le temps de réponse du phénomène est d'autant plus court que l'éclairement est élevé (figure 12 section II.1.4)

- **le col d'entrée w_e du faisceau incident**

⇒ Pour des valeurs de w_e comprises entre 10 et 30 μm , le faisceau laser est auto-focalisé : ce résultat a été démontré théoriquement mais également expérimentalement.

- **la mobilité μ des porteurs de charge**

⇒ Ne connaissant pas les valeurs de la mobilité des échantillons étudiés, les simulations numériques ont permis de déterminer μ donnant la meilleure adéquation entre le coefficient de diffraction théorique et expérimental.

⇒ α présente un comportement théorique qualitatif similaire au coefficient expérimental pour les valeurs de μ déterminées.

Ainsi, le modèle théorique développé permet de retrouver l'influence, mise en évidence lors de la campagne de mesures, des différents paramètres tels que le champ appliqué, la polarisation, l'éclairement. L'allure qualitative globale du coefficient de diffraction α en fonction du temps est correctement obtenue par la simulation. Toutefois, le comportement exact de α ne peut être retrouvé. Une différence non négligeable apparaît entre les prévisions théoriques et les mesures. Le coefficient de diffraction mesuré est toujours inférieur au coefficient simulé. Dans les sections qui suivent, nous présentons une analyse critique de la méthode de mesure aussi bien que du modèle théorique, dans le but de trouver les origines possibles de l'écart observé. Deux pistes de réflexion sont à analyser : soit la mesure est surestimée : l'auto-focalisation mesurée est plus intense qu'en réalité; soit le modèle donne une valeur de α sous-estimée, ceci étant dû à certaines hypothèses réalisées.

III.2. Critique de l'expérimentation

Dans un premier temps, nous pouvons remettre en cause les méthodes de mesure utilisées pour évaluer l'évolution temporelle du coefficient de diffraction $\alpha(t)$.

III.2.1. Critique de la mesure indirecte

Rappelons que $\alpha(t)$ est déterminé à partir de la méthode de mesure indirecte (constituée d'une fente et d'une photodiode), en réalisant une mesure des puissances traversant la fente $I_d(t)$ et $I(t)$, sans et avec champ appliqué respectivement : $\alpha(t) = I(t)/I_d(t)$.

Cette méthode de mesure permet de déterminer par des moyens de calcul optique le diamètre du faisceau en sortie de cristal. Le dimensionnement du système d'observation, de telle manière que la puissance traversant la fente est proportionnelle au diamètre de sortie du cristal, est basé sur deux hypothèses fondamentales : le faisceau est supposé gaussien et le front de l'onde en sortie du cristal est plan.

⇒ Si expérimentalement, le profil du faisceau à la sortie du cristal n'est pas gaussien, la méthode de mesure peut être faussée. Notamment, si la saturation phoréfractive est

atteinte, le champ E tend à s'élargir (voir figure 3 du chapitre C) et perd son profil gaussien. Ceci peut être une explication de la différence observée entre les résultats théoriques et expérimentaux.

⇒ La deuxième approximation liée à la planéité du front d'onde apparaît comme raisonnable pour la mesure de $I(t)$, dans la mesure où Segev et al. [9] ont montré que le front d'onde d'un faisceau auto-focalisé est plan. Ils ont par ailleurs montré que le phénomène d'auto-focalisation est stable et permet de rendre plan un front d'onde légèrement déformé.

Par contre, la mesure de $I_d(t)$, lorsqu'aucun champ n'est appliqué, est discutable puisqu'elle mesure le phénomène de diffraction naturelle du faisceau. En effet, cette mesure est plus facilement contestable dans la mesure où le front de l'onde n'est pas rigoureusement plan dans ce cas. Si cette approximation aboutit à une surestimation de la mesure de $I_d(t)$, ceci peut expliquer que le coefficient de diffraction $\alpha(t)$ mesuré est plus faible que la valeur prévue par le modèle théorique.

⇒ La figure 6 du chapitre D montre que pour des cols du faisceau inférieurs à 30 μm , la puissance traversant la fente n'est pas rigoureusement proportionnelle au col de sortie du faisceau, mais légèrement en dessous. Ceci est lié au dimensionnement du dispositif d'observation indirecte : $r=140$ mm, $l=1$ mm. Or, nos mesures expérimentales sont réalisées dans cette gamme de valeurs du col du faisceau. Ainsi, une mesure de $I(t)$ plus faible qu'en réalité impliquerait un coefficient de diffraction mesuré plus faible. Ceci pourrait donc être une des causes d'erreurs possibles sur la mesure de α .

III.2.2. Problèmes posés par un échauffement thermique du cristal

L'apparition d'un autre phénomène, pas pris en compte dans le modèle, peut expliquer la mesure de $\alpha(t)$ faible comparée aux prévisions théoriques. Par exemple, compte-tenu des forts éclaircissements considérés (de l'ordre du MW/cm^2), nous pouvons nous demander si l'effet thermique ne peut être à l'origine de cette différence observée entre la théorie et l'expérience.

Un calcul de l'échauffement du cristal au niveau du faisceau [10] est présenté en annexe à la fin du chapitre F : il met en évidence qu'au centre du faisceau, la température augmente d'environ 20°C.

Ce gradient de température peut entraîner une inhomogénéité dans l'indice de réfraction $n(T)$. Il est tout à fait envisageable que la variation d'indice induite par effet thermique soit à l'opposé de celle induite par effet photoréfractif. Ainsi, lorsqu'aucun champ n'est appliqué, l'augmentation de la température pourrait avoir comme conséquence une auto-défocalisation du faisceau.

Dans ce cas, si le diamètre du faisceau à la sortie du cristal est plus grand que dans le cas de la diffraction naturelle, le faisceau diverge moins et la puissance transmise à travers la fente $I_d(t)$ mesurée est plus importante. En supposant que cet effet thermique est négligeable par rapport à l'effet photoréfractif sous champ appliqué, ceci aboutirait à une mesure de α plus faible que prévue. L'effet thermique peut donc être à l'origine de l'écart observé entre $\alpha_{\text{théorique}}$ et $\alpha_{\text{expérimental}}$. Nous souhaitons approfondir cette question lors de futurs travaux.

III.3. Critique du modèle théorique

III.3.1. Modèle de dimension (1+1)

Le système d'équations de Kukhtarev (3), point de départ de notre modèle théorique, est un système complexe d'équations aux dérivées partielles qui a nécessité certaines approximations, avant d'aboutir à l'équation différentielle (9) permettant de déterminer le champ de charge d'espace E . Une des premières hypothèses est la dimension (1+1) du modèle : en effet, nous considérons un faisceau autorisé à diffracter dans une seule direction x et se propageant suivant la direction longitudinale z .

Ce modèle ne permet pas de rendre compte d'une courbure éventuelle importante du faisceau. Toutefois, il permet de traduire une légère courbure sous champ appliqué. En effet, des simulations réalisées pour des champs extrêmement élevés (section II.1.3.2.) mettent en

évidence une auto-déviations du faisceau. Bien que l'axe de propagation soit supposé fixe, la courbure est rendue par un décalage transversal du profil spatial du faisceau le long de x .

D'autre part, notre modèle de dimension $(1+1)$ ne permet pas de décrire les phénomènes de courants convexes ou "boucles de courants" mis en évidence par un modèle tridimensionnel développé par Zozulya et al. [11]. Les études en régime continu [12] réalisées au laboratoire ont montré que pour un champ appliqué suivant une direction x , le faisceau est néanmoins auto-focalisé suivant les deux directions transversales x et y . Toutefois, l'auto-focalisation mesurée est plus intense suivant la direction d'application du champ. Nous pouvons alors nous demander si l'auto-focalisation existant suivant y pourrait avoir une influence sur l'auto-focalisation suivant x , par l'intermédiaire de ces boucles de courants.

Compte-tenu de la différence significative observée entre les résultats expérimentaux et théoriques, ces limitations liées au modèle $(1+1)$ ne semblent pouvoir être à l'origine de l'écart entre la théorie et l'expérience.

III.3.2. Diffusion, effet photovoltaïque

Lors de la résolution de l'équation différentielle (9), des hypothèses supplémentaires ont été réalisées : la diffusion et l'effet photovoltaïque ont été négligés par rapport au phénomène d'entraînement lié au champ électrique. Ces hypothèses ne sont toutefois pas discutables en ce qui concernent les cristaux de type sillénites tels que BSO, BTO. En effet, ces matériaux ne sont pas photovoltaïques; de plus, sous champ appliqué, la non linéarité d'entraînement est prépondérante par rapport à la non linéarité de diffusion [8]. Ces hypothèses ne peuvent donc expliquer les différences apparaissant au niveau quantitatif entre la théorie et l'expérience.

Cependant, si on souhaite utiliser le simulateur développé pour étudier l'auto-focalisation d'un faisceau dans n'importe quel cristal, il conviendrait de prendre en considération ces deux non linéarités.

III.3.3. Absorption

Une approximation importante, faite dans l'obtention de l'équation de propagation (16), est de supposer l'absorption de la lumière négligeable dans le milieu photoréfractif. Nous n'avons donc pas étudié ce qu'il advient de la propagation d'une impulsion laser en cas d'absorption non négligeable.

Les matériaux sillénites tels que BTO, BSO possèdent un coefficient d'absorption relativement faible : α est de l'ordre de $0,1 \text{ cm}^{-1}$. Cette hypothèse semble donc totalement justifiée pour des calculs de propagation dans ces milieux.

Toutefois, la figure 12, présentant l'influence de la fluence du faisceau sur le coefficient de diffraction, met en évidence que l'auto-focalisation sur la fin de l'impulsion ($\tau_p/2 < t < \tau_p$) est plus importante pour une densité d'énergie plus faible, dans le cas où la saturation photoréfractive est atteinte. Ceci laisse supposer qu'une prise en compte de l'absorption du milieu pourrait entraîner des coefficients de diffraction théoriques plus faibles. Or, expérimentalement, nous ne sommes pas dans ces conditions puisque nous n'observons jamais la saturation photoréfractive. Nous pensons donc que cette hypothèse ne peut être à l'origine de la différence observée entre les valeurs $\alpha_{\text{théorique}}$ et $\alpha_{\text{expérimental}}$.

III.3.4. Influence de la polarisation et du pouvoir rotatoire

Notre étude expérimentale a essentiellement porté sur des cristaux sillénites, plus particulièrement sur le BTO, présentant le pouvoir rotatoire le plus faible de cette famille : $\rho = 11^\circ/\text{mm}$ à 532 nm. Dans nos expériences, nous avons essayé de pallier les problèmes liés à l'effet giratoire en orientant la polarisation du faisceau à la sortie du cristal pour être dans le cas expérimental maximal d'auto-focalisation : $P_s = 0^\circ$.

Les simulations de propagation prennent en compte le pouvoir rotatoire mais sont réalisées dans des configurations légèrement différentes de nos expérimentations, en ce qui concerne les polarisations d'entrée et de sortie du faisceau. Notons que la biréfringence induite

sous champ appliqué est également prise en considération dans le modèle théorique. Ainsi, la différence observée entre les résultats théoriques et expérimentaux peut éventuellement provenir du fait que les polarisations d'entrée et de sortie pour les mesures et les simulations ne sont pas identiques.

Notre modèle théorique ne permet pas de tenir compte d'un éventuel effet électro-giratoire, en plus de l'effet électro-optique. Toutefois, des mesures des coefficients associés à ces deux phénomènes dans des cristaux sillénites [13,14] montrent que l'effet électro-giratoire est fortement négligeable par rapport à l'effet électro-optique.

III.3.5. Origine possible de l'erreur : modèle à 1 seul niveau

Une seconde hypothèse fondamentale à la base de la théorie développée est l'hypothèse d'un seul niveau photo-excitable et un seul type de porteurs, les électrons. Ce modèle aboutit à une équation non linéaire qui nous a permis de décrire qualitativement le phénomène observé temporellement pendant l'impulsion. Malgré la simplicité du modèle, cette équation n'a pas de solution analytique et a nécessité une résolution par calcul numérique. Cette hypothèse d'un modèle à un seul niveau est, à notre avis, la limitation la plus importante de notre modèle.

Des observations réalisées lors d'expériences de mélange à 2 ou à 4 ondes en régime impulsif [3,5,7,15-17] ont abouti à l'hypothèse de modèle à plusieurs niveaux, de façon à pouvoir interpréter les résultats expérimentaux. En effet, des mesures de photocourants [7] présentant deux constantes de temps différentes ont été modélisées par l'intermédiaire de deux niveaux d'accepteurs : des pièges peu profonds et des pièges profonds.

Notre modèle est valide pour des impulsions brèves (quelques nanosecondes), plus courtes que le temps de recombinaison des porteurs. Par comparaison avec les modèles développés [5,7], nous pouvons supposer qu'un modèle prenant en compte plusieurs niveaux de donneurs et un type de piège permettrait de mieux interpréter nos résultats expérimentaux. Un tel modèle entraînerait un taux de génération de porteurs plus élevé, ce qui pourrait conditionner une auto-focalisation du faisceau plus intense.

IV. Bilan et perspectives

IV.1. Auto-focalisation en régime nanoseconde

Comme présenté au chapitre B, la bibliographie dans le domaine de l'auto-focalisation d'une impulsion laser dans un matériau photoréfractif était inexistante au début de nos travaux. Pour cette raison, notre recherche bibliographique s'est orientée vers le comportement de la photoréfractivité en impulsions brèves dans d'autres types d'expériences (mélange à deux ou à quatre ondes) [3,5,7,15-17] et vers l'auto-focalisation en régime continu. Seules deux analyses théoriques, traitant du régime transitoire du phénomène d'auto-focalisation d'un faisceau laser continu [18,19] avaient été publiées et présentaient des résultats prometteurs pour une étude en régime impulsionnel.

Ce travail de recherche a montré, à la fois expérimentalement et théoriquement, qu'une impulsion laser de durée $\tau_p=5$ ns, fournissant un éclairement de l'ordre du MW/cm², pouvait être auto-focalisée lors de sa traversée d'un cristal de type BTO soumis à un champ électrique. L'influence de différents paramètres tels que le champ extérieur appliqué E_{ext} , la densité d'énergie d_e , la polarisation P sur l'auto-focalisation a été mise en évidence, de manière à déterminer les conditions nécessaires pour qu'une impulsion laser s'auto-focalise. Cette étude est, à notre connaissance, la première analyse temporelle de l'auto-focalisation d'une impulsion brève dans un matériau photoréfractif [20].

Au cours de ces trois années de thèse, une étude sur les solitons spatiaux photoréfractifs en régime impulsionnel nanoseconde a été menée simultanément par une autre équipe [21,22]. Ce travail met en évidence expérimentalement et théoriquement la possibilité d'obtention de solitons spatiaux, à l'échelle temporelle nanoseconde et pour des éclaircements élevés (de l'ordre d'une centaine de MW/cm²). A la différence de nos travaux, l'étude expérimentale porte sur un cristal de SBN et concerne des impulsions de durée $\tau_p=8$ ns à $\lambda=532$ nm, d'éclairement maximal $I_0=100$ MW/cm². Les éclaircements considérés sont donc plus importants que ceux utilisés dans notre étude (de l'ordre du MW/cm²). Les études présentées dans [22] sont effectuées en régime répétitif et non en monocoup comme dans nos expériences. De plus, elles ne s'intéressent pas au comportement, résolu dans le temps, de

l'auto-focalisation pendant la durée de l'impulsion. Il a été uniquement montré qu'un soliton se forme et atteint sa largeur à mi-hauteur minimale après dix impulsions.

IV.2. Bilan vis à vis de la limitation optique

IV.2.1. Validation du principe de limitation utilisant l'auto-focalisation photoréfractive

Ce travail de thèse a mis en évidence qu'une impulsion laser de longueur d'onde $\lambda=532$ nm, d'une durée de quelques nanosecondes, est auto-focalisée lors de sa traversée d'un cristal de BTO soumis à un champ électrique. Ce phénomène observé à la fois théoriquement et expérimentalement permet de valider sur le principe l'utilisation de l'auto-focalisation photoréfractive pour la limitation optique (voir section III.1. du chapitre A). Un cristal placé au plan focal d'un dispositif de visualisation permettrait ainsi de déplacer le point de focalisation du système; par ce fait, la fluence reçue par le détecteur serait diminuée (selon le principe de la figure 2 du chapitre A).

Des résultats mettant en évidence l'auto-focalisation du faisceau ont été obtenus pour :

- des densités d'énergie faibles de 1 à 5 mJ/cm², correspondant à des énergies de 10 à 200 nJ.
- des cols d'entrée w_e de 10 à 30 μ m, valeurs dans la gamme des cols du faisceau au niveau du plan focal dans le dispositif à protéger.
- des champs appliqués de 0 à 6,25 kV/cm.
- deux échantillons de longueurs différentes (BTO18 ($l=3,17$ mm) et BTO16 ($l=6,4$ mm)).

La sensibilité du phénomène d'auto-focalisation a été confirmée : quelques nanojoules suffisent à auto-focaliser l'impulsion laser. Ceci est un avantage certain en matière de limitation optique : la protection, contrairement à certains autres procédés étudiés, est efficace pour des fluences en dessous du seuil de dommage de l'œil.

De plus, les études menées en régime continu [12] ont permis de vérifier la propriété de large bande de l'effet photoréfractif : un faisceau laser continu de longueur d'onde $\lambda=633$ nm est auto-focalisé dans un cristal de BTO soumis à un champ électrique.

⇒ En résumé, la faisabilité d'un limiteur optique utilisant l'auto-focalisation photoréfractive a été démontrée théoriquement et expérimentalement. Les propriétés suivantes des matériaux photoréfractifs, prometteuses pour la limitation optique, ont été mise en évidence :

- leur grande sensibilité
- leur temps de réponse court (ns)
- leur large bande
- leur efficacité en régime continu et impulsionnel

IV.2.2. Facteur de limitation de la fluence

Dans la section III.3. du chapitre A, nous avons défini un facteur de limitation de la fluence F.P. au niveau du capteur, lorsque le déport du col est tel que : $w_s=w_e$.

Ce facteur est donné par la relation suivante :

$$\text{où F.P.} = \left(\frac{L}{L_r} \right)^2$$

où L est la longueur du cristal ou encore la longueur de déport

$$L_r = (k w_e^2) / 2.$$

Il est intéressant d'estimer le facteur de limitation atteint lors de nos mesures. Prenons l'exemple des mesures d'auto-focalisation réalisées dans le cristal BTO16 long ($l=6,4$ mm) : le coefficient de diffraction α passe de $\alpha_r=1,54$ à $\alpha(\tau_p)=1$ pendant la durée de l'impulsion pour $w_e=20$ μm , $d_e=5$ mJ/cm^2 , $E_{\text{ext}}=6,25$ kV/cm .

Le facteur de limitation obtenu dans ce cas est F.P.=1,45.

Ce coefficient de protection est faible et insuffisant pour la limitation optique : le col du faisceau est déporté sur un nombre insuffisant de longueurs de Fresnel. Toutefois, cette valeur du facteur de limitation de la fluence est sous-estimée puisque notre faisceau s'auto-focalise : nous avons donc $w_s < w_e$ et non $w_s = w_e$. Cette protection peut être augmentée en jouant sur le col du faisceau à l'entrée du cristal (cols plus petits correspondant à une longueur de Fresnel plus faible) ou sur la longueur du cristal (notons que cette affirmation doit être tempérée par le fait que pour des petits cols, l'approximation paraxiale peut ne plus être vérifiée).

Pour l'application du principe à la limitation optique, le dispositif de visualisation a une grande ouverture numérique. Ainsi, le col du faisceau au niveau du plan focal est plus faible que ceux étudiés au cours de nos expérimentations. On devrait ainsi pouvoir augmenter le facteur de limitation de la fluence.

IV.2.3. Problèmes posés par BTO

- Un des problèmes majeurs posés par les cristaux sillénites est leur fort pouvoir rotatoire ρ : $\rho = 11^\circ/\text{mm}$ à 532 nm dans BTO. Nous avons réalisé des expérimentations sur des cristaux de longueurs différentes (BTO18, BTO16 long, BTO16 fin), de manière à tester l'influence de la polarisation du faisceau incident sur le phénomène d'auto-focalisation. De plus, des simulations de propagation, tenant compte de ce pouvoir giratoire, ont été effectuées. Toutes ces études mettent en évidence que l'auto-focalisation observée en présence de pouvoir rotatoire est moins intense que l'effet susceptible d'être obtenu en l'absence de pouvoir rotatoire.

Une des solutions envisagées pour pallier ce problème est d'utiliser des cristaux de BTO dopés. S. Riehemann et al. [23] ont mis en évidence que l'activité optique peut être réduite de manière significative en dopant BTO avec du vanadium. De tels cristaux permettraient ainsi d'augmenter l'intensité du phénomène d'auto-focalisation observé.

Un autre inconvénient des cristaux sillénites est leur seuil de dommage faible. Les échantillons étudiés ne supportent qu'un éclairement maximal de l'ordre du MW/cm^2 . Or, le

dispositif de protection doit être efficace pour des fluences élevées, dans une gamme d'éclairement du MW/cm^2 au GW/cm^2 . Des études supplémentaires pour améliorer les matériaux sont donc nécessaires.

⇒ Une solution envisageable est d'utiliser les matériaux photoréfractifs dans un dispositif de protection mixte, c'est à dire utilisant simultanément une autre procédé de limitation tel que les absorbants saturables inverses par exemple.

IV.2.4. Perspectives : recherches futures sur SBN

IV.2.4.1. Expérimentations sur SBN

Les résultats présentés dans [22] sont encourageants : ils mettent en évidence que pour un éclairement suffisamment élevé, le temps de réponse d'un cristal de SBN peut être de quelques nanosecondes. Ces mesures laissent supposer qu'une impulsion laser, d'une durée de quelques nanosecondes, peut être auto-focalisée lors de sa traversée d'un cristal de SBN.

SBN présente un avantage essentiel par rapport à un cristal de BTO : il ne possède pas de pouvoir rotatoire. Cette propriété de SBN permet de pallier tous les problèmes liés à la polarisation du faisceau : elle laisse supposer que de meilleurs résultats seront ainsi obtenus puisque l'effet d'auto-focalisation apparaît comme plus intense en l'absence de pouvoir rotatoire (voir figures 18 et 19 de ce chapitre). De plus, le coefficient électro-optique de SBN est 100 fois plus important que celui de BTO : nous pouvons nous attendre à mesurer des coefficients de diffraction encore plus faibles, correspondant à une auto-focalisation plus intense. Si le col du faisceau est déporté sur un nombre plus important de longueurs de Fresnel, le facteur de limitation de la fluence pourrait être amélioré. SBN a un coefficient d'absorption de $0,5$ à $0,6 \text{ cm}^{-1}$, impliquant une transparence comprise entre 67 et 72%. Toutes ces caractéristiques présentées par SBN le rendent bon candidat pour la limitation optique.

Nous envisageons donc de réaliser des expérimentations sur ce type de matériau : dans un premier temps, les mesures seront réalisées dans des conditions expérimentales similaires aux études menées sur BTO. Le banc développé présente l'avantage d'être opérationnel tel quel immédiatement pour réaliser des mesures systématiques dans ces conditions. Ensuite, nous souhaitons réaliser des expérimentations à des fluences plus élevées, des cols d'entrée du faisceau plus faibles, ces conditions se rapprochant plus des conditions réelles pour la mise en application à la limitation optique.

IV.2.4.2. Amélioration du simulateur

Le simulateur numérique, dont nous disposons à l'heure actuelle, calcule la propagation d'une impulsion laser traversant un matériau photoréfractif. Ce calcul prend en compte les paramètres caractéristiques du cristal, les paramètres relatifs à l'impulsion et ceux relatifs aux conditions expérimentales. Il a été parallélisé et tourne sur un ordinateur du type Origin 2000 au Centre Charles Hermite de Nancy, permettant ainsi d'optimiser le temps de calcul. La limitation essentielle de ce simulateur est qu'il ne prend en compte que la non linéarité d'entraînement.

Dans un premier temps, nous avons donc le projet de modifier ce calcul de propagation et d'y intégrer les phénomènes relatifs à la diffusion et à l'effet photovoltaïque. Ceci est réalisable relativement rapidement puisque le calcul utilise des méthodes de calcul numérique. Des simulations de propagation dans un cristal de SBN pourraient ainsi être effectuées parallèlement aux expérimentations.

Ensuite, il serait intéressant de modifier le modèle théorique actuel, de manière à prendre en considération plusieurs niveaux de donneurs. Nous supposons qu'une telle modélisation permettrait de mieux traduire les résultats expérimentaux mesurés. Le développement d'un tel simulateur permettrait ainsi de simuler la propagation d'une impulsion laser dans n'importe quel type de cristal et donnerait la possibilité de déterminer les matériaux prometteurs pour l'auto-focalisation en régime impulsif.

Références du chapitre F

- [1] G.P. Agrawal, « Nonlinear fiber optics », (Academic Press Ltd., London, 1989)
- [2] M. Cronin-Golomb, « Whole beam method for photorefractive non-linear optic », *Opt. Comm.*, 89, 276 (1992)
- [3] G. Le Saux, G. Roosen, A. Brun, « Observation and analysis of the fast photorefractive process in BTO », *Opt. Comm.*, 56, 374 (1986)
- [4] D.C. Jones, L. Solymar, « Transient response of photorefractive BSO in the pulsed regime », *Opt. Comm.*, 85, 372 (1991)
- [5] K. Okamoto, T. Sawada, K. Ujihara, « Transient response of a photorefractive grating produced in a BSO crystal by a short light pulse », *Optics Comm.*, 99, n°1-2, 82 (1993)
- [6] G.C. Valley, « Short pulse grating formation in photorefractive materials », *IEE, Journ. Quantum Electronics*, QE-19, 11 (1983)
- [7] G. Roosen, G. Le Saux, G. Pauliat, M. Allain, J.M.C. Jonathan, A. Brun, « Effet photoréfractif dans les cristaux de BSO ou de BGO », *Revue Phys. Appl.*, 22, 1253 (1987)
- [8] P.A. Marquez Aguilar, J.J. Sanchez Mondragon, S. Stepanov, V. Vysloukh, « Transient self-bending of laser beams in photorefractive crystals with drift non linearity », *Phys. Rev. A*, 54, 2563 (1996)
- [9] M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, G.C. Duree, G. Salamo, E. Sharp, « Stability of photorefractive spatial solitons », *Opt. Lett.*, 19, 1296 (1994)
- [10] I.P. Khristov, I.V. Tomov, S.M. Saltiel, « Self-heating effects in electro-optic light modulators », *Optical and Quantum Electronics*, 15, 289 (1983)
- [11] A.A. Zozulya, D.Z. Andreson, « Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field », *Phys. Rev. A*, 51, n°2, 1520 (1995)
- [12] N. Fressengeas, thèse de doctorat de l'université de Metz, « Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation d'un faisceau laser en milieu photoréfractif : convergences spatiale et temporelle vers un soliton » (1997)
- [13] F. Wachss, L. Hesselink, « Measurement of the electrogyratory and electro-optics effects in BSO and BGO », *Opt. Comm.*, 62, n°3, 59 (1987)
- [14] J.P. Wilde, L. Hesselink, S.W. McCahon, M.B. Klein, D. Rytz, B.A. Wechsler, « Measurement of electro-optic and electrogyratory effects in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ », *J. Appl. Phys.*, 67, 2245 (1990)
- [15] G. Lesaux, J.C. Launay, A. Brun, « Transient photocurrent induced by nanosecond light pulses in BSO and BGO », *Optics Comm.*, 57, n°3, 166 (1986)
- [16] G. Lesaux, G. Roosen, A. Brun, « Nanosecond light energy transfer in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ at 532 nm », *Optics Comm.*, 58, n°8, 238 (1986)
- [17] G. Lesaux, A. Brun, « Photorefractive material response to short pulse illuminations », *IEEE Journal of quantum electronics*, 23, n°10 (1987)
- [18] A.A. Zozulya, D.Z. Anderson, « Nonstationary self-focusing in photorefractive media », *Opt. Lett.*, 20, p. 837 (1995)
- [19] N. Fressengeas, J. Maufroy, G. Kugel, « Temporal behavior of photorefractive bright spatial solitons », *Phys. Rev. E*, 54, p. 6866 (1996)

[20] D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufroy, G. Kugel, « Time-resolved experimental analysis of a single laser pulse self-focusing in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ », soumis à Phys. Rev. Lett.

[21] M. Segev, M. Shih, G.C. Valley, « Photorefractive screening solitons of high and low intensity », Journ. Opt. Soc. Am. B, 13, 706 (1996)

[22] K. Kos, G. Salamo, M. Segev, « High intensity nanosecond photorefractive spatial solitons », Opt. Lett., 23, 1001 (1998)

[23] S. Riehemann, F. Rickermann, V.V. Volkov, « Optical and photorefractive characterization of BTO crystals doped with Cd, Ca, Ga, and V », Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials, 6, 235 (1997)

Annexe : Calcul de l'échauffement du cristal au niveau du faisceau

Nous considérons un faisceau laser d'amplitude maximale I_0 , de col w_e et de profil spatial gaussien de la forme :

$$I_{em}(r) = I_0 \exp\left(-r^2 / w_e^2\right) \text{ où } r \text{ représente la distance depuis l'axe du faisceau.}$$

Nous négligeons les effets longitudinaux de gradient thermique.

Pour un milieu d'absorption faible ($\alpha.L \ll 1$ où α représente le coefficient d'absorption et L la longueur du cristal), la distribution en température peut être approchée par [10] :

$$T(r) = T_0 + \frac{P_a}{2\pi HCL} \left(1 - \frac{r^2}{w_e^2}\right) \text{ où}$$

- P_a représente la puissance absorbée dans le cristal : $P_a = \alpha LP$

- avec P la puissance du faisceau à l'entrée du cristal (en Watts)

- C est une constante égale à 1 pour un faisceau gaussien

- $w_e = 20 \mu\text{m}$ dans nos configurations expérimentales et $I_0 = 1 \text{ MW/cm}^2$

- H représente la conductivité thermique du cristal : dans ce cas, nous prenons $H = 1 \text{ W/m.K.}$ (conductivité thermique du verre).

- L est la longueur du cristal

- T_0 est une température constante déterminée par les conditions aux limites sur les bords du faisceau : T_0 représente la température du cristal à $r = w_e$; nous considérerons cette température égale à la température ambiante $T_0 = 20^\circ\text{C}$.

Application numérique :

Nous pouvons calculer l'échauffement $T(0)-T_0$ au centre du faisceau, où $T(0)$ représente la température au centre du faisceau.

$$\Delta T = T(0) - T_0 = (\alpha \cdot P) / (2\pi)$$

Notons que l'échauffement est indépendant de la longueur de l'échantillon.

$$\Delta T = 20^\circ \text{C}.$$

CONCLUSION

L'objectif de notre travail de recherche était de démontrer la possibilité d'auto-focaliser un faisceau laser par un matériau photoréfractif en un temps suffisamment court pour permettre la protection d'un capteur à une agression optique : nous pensons avoir atteint cet objectif par des approches expérimentales et théoriques complémentaires.

En effet, nous avons montré, de manière théorique au chapitre C, qu'une impulsion laser d'une durée de quelques nanosecondes s'auto-focalisait lors de sa traversée d'un cristal photoréfractif soumis à un champ électrique. Pour cela, un modèle de dimensions (1+1) a été développé : ce modèle a tout d'abord permis de déterminer le comportement spatial et temporel du champ de charge d'espace au cours de l'impulsion. Nous avons ainsi pu établir une équation de propagation dépendant du temps permettant de décrire les phénomènes d'auto-focalisation ou d'auto-défocalisation d'une impulsion laser dans un matériau photoréfractif. Des simulations numériques ont alors été réalisées à partir de ce modèle, par l'intermédiaire des collaborations de notre laboratoire, sur des superordinateurs parallèles de type Origin 2000 à 64 processeurs. Ces calculs ont permis d'étudier l'influence de différents paramètres tels que le champ extérieur appliqué, l'intensité et la polarisation du faisceau, sur le phénomène d'auto-focalisation.

Nous pensons également avoir démontré de façon expérimentale la possibilité d'auto-focaliser une impulsion laser d'une durée de 5 ns dans un cristal photoréfractif de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Nous avons donc, pour ce faire, conçu et réalisé un banc de mesure spécialement adapté à nos besoins expérimentaux. Une étude systématique sur BTO de l'auto-focalisation en fonction du champ appliqué et de la fluence du faisceau à l'entrée du cristal a été menée, grâce à l'automatisation du banc et du protocole de mesure. Les résultats expérimentaux montrent qu'une unique impulsion laser d'énergie aussi faible que 15 nJ peut être auto-focalisée dans BTO.

Les mesures effectuées sur un cristal BaTiO_3 n'ont pas permis de mettre en évidence un phénomène d'auto-focalisation, mais des phénomènes de branchement optique et d'auto-déviation de faisceau ont été observés.

Nous avons finalement comparé les résultats prévus par le modèle à ceux obtenus expérimentalement. Nous constatons qu'un accord qualitatif satisfaisant est obtenu en ce qui

concerne le comportement temporel global des diamètres de sortie du cristal théoriques et expérimentaux. L'influence des paramètres intervenant dans le phénomène d'auto-focalisation tels que le champ extérieur appliqué, la fluence et la polarisation, mise en évidence expérimentalement, est confirmée par le modèle théorique. Seule une différence apparaît entre les valeurs quantitatives du coefficient de diffraction théorique et expérimental, des explications possibles étant étudiées au chapitre F. De futures recherches visant à améliorer le modèle théorique (modèle à plusieurs niveaux) et à l'adapter à tout type de cristal, en y ajoutant les phénomènes de diffusion et photovoltaïques, sont envisagées.

L'étude que nous avons présenté dans ce manuscrit démontre ainsi la faisabilité d'un dispositif de limitation optique à partir de l'auto-focalisation photoréfractive. Ce travail n'est pas le seul à s'être intéressé à l'auto-focalisation d'impulsions lasers mais c'est cependant le seul, à notre connaissance, à s'intéresser à **l'évolution temporelle du phénomène pendant une impulsion**.

Les études réalisées au cours de cette thèse valident le principe et prouvent la possibilité de pouvoir auto-focaliser une impulsion laser dans un cristal. Menée sur un cristal BTO, cette validation fournit néanmoins des facteurs de limitation de la fluence insuffisants pour une intégration immédiate dans un dispositif fiable et efficace. Elle ouvre des perspectives intéressantes et prometteuses autorisant un optimisme raisonnable dans la réalisation pratique d'un dispositif de limitation optique photoréfractive sur la base d'autres échantillons plus performants tels que SBN, LiNbO_3 .

RESUME : Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation photoréfractive d'une impulsion laser pour application à la limitation optique.

Cette thèse propose une mise en évidence expérimentale et théorique de la possibilité d'auto-focaliser une impulsion laser d'une durée de quelques nanosecondes dans un cristal photoréfractif ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$). Ce travail a pour but l'utilisation de ce phénomène pour la limitation optique.

Grâce à des hypothèses adaptées au régime impulsionnel, nous avons pu dériver, à partir d'un modèle simple de transport par bande, une équation de propagation permettant de décrire le profil du faisceau à tout instant pendant la durée de l'impulsion.

Les simulations réalisées ont permis de mettre en évidence la possibilité d'auto-focaliser une impulsion laser de durée 5 nanosecondes. L'analyse de cette équation permet d'étudier l'influence de différents paramètres tels que le champ électrique et l'éclairement dû au faisceau sur le phénomène d'auto-focalisation.

Un banc expérimental, spécialement conçu et réalisé pour cette étude, nous a permis d'observer expérimentalement le phénomène d'auto-focalisation dans $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ à des éclaircissements de l'ordre du MW/cm^2 . des mesures systématiques ont été réalisées pour différents champs appliqués, différents cols d'entrée, différents éclaircissements et différentes polarisations.

Mots clés : limitation optique ; effet photoréfractif ; auto-focalisation ; laser pulsé.

ABSTRACT : Experimental and theoretical study of the self-focusing process of a single laser pulse in a photorefractive crystal for application to optical limiting.

The thesis subject is to evidence experimentally and theoretically the possibility for a 5 nanosecond laser pulse to be self-focused in a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ photorefractive crystal. This aim of this study consists of using this phenomena to realize an optical limiter.

Assuming particular hypotheses in the case of a short pulse illumination, a propagation equation has been derived from a simple Kukhtarev band transport model : the beam profile can thus be described at each time during the laser pulse.

Numerical simulations show the possibility for a 5 nanosecond laser pulse to be self-focused. The analysis of this equation allows to study the influence of different parameters such as the electric field applied, the intensity of the laser beam on the self-focusing process.

An experimental set-up, specially designed for this study, allows us to observe a self-focusing phenomena in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ for intensities in the MW/cm^2 range. Systematic measurements have been done for electric fields applied, different entrance waists, different intensities and different polarizations.

Keywords : optical limiter ; photorefractive effect ; self-focusing ; pulsed laser ; transient state.