



HAL
open science

Inscription photoréfractive de guides : modélisation, expérimentation et dispositifs optiques

Delphine Wolfersberger

► **To cite this version:**

Delphine Wolfersberger. Inscription photoréfractive de guides : modélisation, expérimentation et dispositifs optiques. Physique [physics]. Université de Metz, 2008. tel-00351696

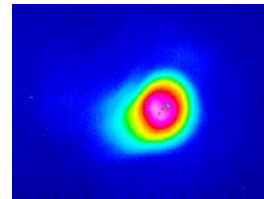
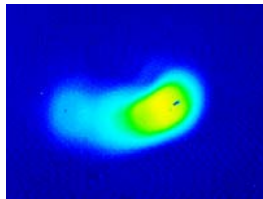
HAL Id: tel-00351696

<https://theses.hal.science/tel-00351696>

Submitted on 10 Jan 2009

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

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



MEMOIRE D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Inscription photoréfractive de guides : modélisation, expérimentation et dispositifs optiques

Dr. Delphine Wolfersberger

(Version : May 5, 2008)

Soutenance prévue le 1^{er} Juillet 2008 devant le jury composé de

Gilles Pauliat, Directeur de recherche CNRS (LCFIO), PalaiseauRapporteur
Hervé Maillotte, Directeur de recherche CNRS (FEMTO-ST), Besançon.....Rapporteur
Philippe Emplit, Professeur, Université Libre de Bruxelles, Belgique.....Rapporteur
Jean-Pierre Huignard, Directeur de recherche, Thales, Palaiseau.....Examinateur
Jean Paul Kleider, Directeur de recherche CNRS (LGEP), Gif sur Yvette..Examinateur
Marc Fontana, Professeur à l'Université Paul Verlaine (LMOPS), Metz.....Examinateur

Table des matières

I	Présentation générale	1
A.	Curriculum Vitae	3
B.	Présentation générale des travaux	9
B.1.	Contexte	9
B.2.	Contrats	12
B.3.	Rayonnement	13
B.3.1.	Participation à des jurys de thèse, master, ingénieur	13
B.3.2.	Organisation de congrès et colloques	14
B.3.3.	Collaborations nationales et internationales	14
B.3.4.	Encadrement d'étudiants	14
C.	Liste complète des publications et des communications	19
II	Synthèse des activités de recherches	31
1	Introduction générale	33
1.1	Démarche scientifique	33
1.2	Plan et contenu du mémoire	34
2	Photoréfractivité et solitons spatiaux	37
2.1	La photoréfractivité	37
2.2	Solitons spatiaux photoréfractifs	37
2.3	Applications des solitons spatiaux photoréfractifs	39
2.3.1	Dispositif limiteur optique	39
2.3.2	Dispositif pour les télécommunications optiques	41
3	Autofocalisation photoréfractive aux longueurs d'onde visibles : application à la limitation optique	45
3.1	Mise en évidence expérimentale de l'autofocalisation photoréfractive	45
3.1.1	Montage expérimental	45
3.1.2	Mesures en régime continu	46
3.1.3	Mesures en régime impulsionnel	47
3.2	Modèle théorique de la propagation d'un faisceau laser dans un cristal photoréfractif	50
3.2.1	Modélisation en régime continu	50
3.2.2	Modélisation en régime impulsionnel	51

3.3	Caractérisation d'un dispositif limiteur	54
3.3.1	Introduction	54
3.3.2	Description du banc aux normes OTAN	55
3.3.3	Résultats expérimentaux	56
3.4	Conclusion	59
3.5	Publications associées	59
4	Autofocalisation infrarouge pour les dispositifs de télécommunications optiques reconfigurables	85
4.1	Choix du matériau	85
4.2	Le mélange à deux ondes dans InP :Fe	86
4.2.1	Etat de l'art des solitons photoréfractifs dans InP :Fe	86
4.2.2	Temps de réponse caractéristiques	87
4.3	Autofocalisation infrarouge stationnaire et transitoire dans InP :Fe	89
4.3.1	Mise en évidence expérimentale	89
4.3.1.1	Banc expérimental	89
4.3.1.2	Le régime stationnaire	90
4.3.1.3	Le régime transitoire	95
4.3.2	Approche théorique	101
4.4	Conclusion : vers un dispositif de routage tout optique	105
4.5	Publications associées	106
5	Conclusions et perspectives scientifiques	123
5.1	Interactions de solitons spatiaux photoréfractifs pour la réalisation de composants optiques intégrés reconfigurables	123
5.2	Instabilités spatio-temporelles dans les systèmes photoniques à rétroaction optique	124

Première partie

Présentation générale

A. Curriculum vitae

Delphine WOLFERSBERGER

Enseignant-Chercheur

Née le 17/09/71 à Metz
Nationalité Française
Mariée

Adresse professionnelle :
Supélec - LMOPS CNRS UMR 7132
2 rue Edouard Belin - 57 070 METZ
Tél : 03 87 76 47 04
Fax : 03 87 76 47 00
Email : delphine.wolfersberger@supelec.fr



Formation

- 1999** **Doctorat de Physique** de l'Université Paul Verlaine – Metz – Mention Très Honorable *Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation photoréfractive d'une impulsion laser pour application à la limitation optique*
- 1995** **DESS Informatique Industrielle et Optoélectronique, option Optoélectronique et Télécommunications** (Université de Metz – Nancy I).
- 1994** **Maîtrise de Sciences et Techniques ENERGETIQUE** mention "Utilisation rationnelle de l'énergie" (Faculté des Sciences - Nancy I).
- 1992** **Brevet de Technicien Supérieur PHYSICIEN** (Lycée Arthur Varoquaux, Tomblaine)

Parcours professionnel

- 1999/.... :** **Professeur associé, enseignant-chercheur** à SUPELEC - Campus de Metz - Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes LMOPS – CNRS UMR 7132 – Unité de recherche commune à l'Université Paul Verlaine et SUPELEC - Membre de l'axe 2 : « Guides, microstructures et non linéarités ».
- 1996/99 :** **Thèse** réalisée en contrat CIFRE avec SFIM Industries (Massy-Palaiseau), dans le cadre d'un projet de recherche commun entre le LMOPS et SUPELEC.
Étude de la faisabilité d'un dispositif de protection contre les agressions lasers.
Membre d'une opération au Centre Charles Hermite (Nancy) pour le calcul de la propagation de la lumière dans des cristaux photoréfractifs sur des ordinateurs parallèles expérimentaux
- 1997/98 :** **Vacataire à l'université de Metz.**
- 1995 :** **Stage ERASMUS** de 5 mois réalisé au Center For Electrical Power Engineering (CEPE) à l'université Strathclyde de Glasgow (UK).
Modélisation et analyse de capteurs optiques de courant et de tension.
- 1994 :** - Stage de 3 mois au **C.E.R.F.A.V.** (plate-forme verrière de Vannes-le châtel (54)).
Etude de la faisabilité d'un four de réchauffe du verre par rayonnement.
- Projet de 5 mois en collaboration avec la **société THERMO-EST** (Maizières-les-Metz).
Modélisation des échanges thermiques au sein de capteurs de température.
- 1992 :** Projet effectué en collaboration avec la **société SOLLAC** (Serémange).
Elaboration d'un détecteur de pollution acide.

1991 : Stage de 6 semaines au laboratoire central d'analyses de la **société SOLLAC**.
Etude des lubrifiants de laminage à froid.

Recherche

1) Thème de recherche : Inscription photoréfractive de guides

- Autofocalisation photoréfractive de faisceaux lasers continus et pulsés : application à la limitation optique
- Autofocalisation infrarouge pour les dispositifs de télécommunications optiques reconfigurables
- Interactions de solitons photoréfractifs co ou contra-propageant pour la réalisation de composants (routeurs, coupleurs, interconnexion laser-fibre)
- Instabilités dynamiques dans les cavités photoréfractives

2) Travaux scientifiques

Publications

22 articles publiés dans des revues à comité de lecture

1 brevet

18 articles dans des actes de conférences

3 articles de diffusion de l'information scientifique dans la revue « recherche » de SUPELEC

Communications orales, posters et séminaires

20 communications orales dont 4 invitées

27 posters

3 séminaires

3) Contrats

- **Contrats avec la région Lorraine :** demande annuelle de subventions pour de nouveaux projets émergents.
- **Contrats d'Etudes Industrielles :** 3 (SAGEM, ALCATEL)
- **Rédaction de projet type ANR, RNRT.**
- **Participation à des Actions Européennes de type COST P11** « Physics of linear, nonlinear and active photonic crystals » .
- **Déléguée nationale française de l'action Européenne COST MP0702** « Towards functional sub-wavelength photonic structures ».
- **Responsable d'un projet de collaboration avec le centre de Physique Non Linéaire – Canberra Australie (projet FAST).**

4) Jurys de thèse :

N. Khelifaoui : soutenance le 21 Juin 2006.

5) Organisation de congrès et colloques :

2007 : Co-présidente des workshops internationaux PHASE (PHysics & Applications of SEMiconductor LASERs) et IPSSO (Instabilities, Patterns and Spatial Solitons) – Metz (28-30 Mars 2007).

2006 : Participation à l'organisation des 25^{ème} Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG) – Metz (7-9 Novembre 2006).

Participation à l'organisation de la conférence internationale ECAPD 8 (European Conference on Applications of Polar Dielectrics) – Metz (5-8 Septembre 2006).

2005 : Participation à l'organisation du workshop international PHASE 2005 (PHysics and Applications of SEMiconductor LASERs) – Metz (29-30 Mars 2005).

6) Collaborations nationales et internationales

- Equipe « Optique Non Linéaire » de l'Institut FEMTO de l'université de Besançon, France
- Laboratoire POMA (Propriétés Optiques des Matériaux et Applications) de l'Université d'Angers
- Groupe Photonique de l'Université « La Sapienza » de Rome
- Département de Physique appliquée et Photonique de la Vrije Universiteit Brussel
- Déléguée nationale française de la nouvelle action Européenne COST MP0702
- Centre de Physique Non Linéaire – Université nationale Australienne - Canberra

7) Encadrement

Post doctorant : 1 (Frédéric Lhommé)

Doctorants : - thèses soutenues : 2 (Christelle Hesse, Naïma Khelfaoui)

- **thèses en cours : 3** dont 1 en co-tutelle (Cristian Dan, Nicolas Marsal, Massimo Alonzo)

Etudiants en Master : 5

Etudiants en école d'ingénieur ou IUP : 3

Projets en 2^{ème} ou 3^{ème} année d'école d'ingénieur SUPELEC : 15

Activités d'enseignement

1999/.... : SUPELEC – Campus de Metz

1) Cours magistraux :

- Cours Electif « Photonique et télécommunications » 1A SUPELEC (18 h)
- Cours « Optique Non linéaire et applications à la photonique » 3A SUPELEC - Option SPC (Systèmes Photoniques et de Communications) (12 h)
- Cours « Composants photoniques : non linéarités dans les semi-conducteurs » 3A SUPELEC - Option SPC (6 h)

2) Travaux Dirigés :

- Circuits 1A SUPELEC (6 h)
- Champs et propagation 1A SUPELEC (6 h)
- Principe et composants de l'électrotechnique 1A SUPELEC (6 h)
- Physique des solides 1A SUPELEC (6 h)
- Composants à semi-conducteurs 2A SUPELEC (6 h)
- Méthodes numériques et optimisation 2A SUPELEC (6 h)

3) Travaux de laboratoire :

- Principe et composants de l'électrotechnique 1A SUPELEC (40 h)
- Traitement et conversion de l'énergie électrique 2A SUPELEC (40 h)
- Automatique 2A SUPELEC (32 h)
- Holographie 3A SUPELEC (48 h)

1997/98 : Vacataire à l'université de Metz.

- **Travaux Pratiques** sur le logiciel Labview à l'IUP Génie des Systèmes Industriels.
- **Travaux Dirigés** d'initiation à l'électromagnétisme en DEUST Optotélécom.

Responsabilités collectives

- 2003/...** : Membre nommée du Conseil du laboratoire LMOPS – CNRS UMR 7132.
- 2001/...** : Représentante élue des enseignants du Campus de Metz de SUPELEC ; membre du comité d'Ecole ; membre des jurys de fin d'études 3^{ème} année SUPELEC et du Conseil des Admissions et des Diplômes.
- 2000/...** : Organisation et rédaction de dossiers de demande de subventions auprès du conseil Régional de Lorraine dans le cadre du montage de projet de recherche au LMOPS.

B. Présentation générale des travaux

B.1. Contexte

J'exerce mes activités de recherche à SUPELEC au sein du laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes LMOPS - CNRS UMR 7132, laboratoire commun à l'université Paul Verlaine et SUPELEC, dirigé par le professeur Marc Fontana. Les travaux scientifiques du laboratoire LMOPS se déclinent en trois thèmes de recherche :

- Nouveaux matériaux pour l'UV
- Guides, microstructures et non linéarités
- Capteurs optiques

Les recherches abordées au cours de ma thèse, et que je continue de mener au sein du laboratoire, s'inscrivent essentiellement dans l'axe 2 et concernent la photo-inscription de guides dans des matériaux photoréfractifs et leurs applications potentielles dans le domaine de l'instrumentation et des télécommunications optiques. Mes travaux se déclinent suivant les thématiques ci-dessous :

- Autofocalisation photoréfractive de faisceaux lasers continus et pulsés : application à la limitation optique.
- Autofocalisation infrarouge pour les dispositifs de télécommunications optiques re-configurables
- Interaction de solitons photoréfractifs co ou contra-propageant pour la réalisation de composants optiques (coupleurs, interconnexions laser-fibre)
- Instabilités dynamiques dans les cavités photoréfractives.

Autofocalisation photoréfractive de faisceaux lasers continus et pulsés : application à la limitation optique

Cette action a démarré au laboratoire dans le cadre de ma thèse réalisée en contrat CIFRE avec SFIM Industries et s'est poursuivie dans le cadre de la thèse de Christelle Hesse (soutenue en Décembre 2002), thèse à laquelle j'ai participé à l'encadrement avec Nicolas Fressengeas et Godefroy Kugel. Cette action a également été complétée, dans le cadre d'une collaboration avec SAGEM (via le rachat de SFIM Industries) par un Contrat d'Etudes Industrielles de 3 mois avec des étudiants de 3^{ème} année de SUPELEC, un contrat Ingénieur de 6 mois auquel j'ai participé et l'encadrement d'un stagiaire de 3^{ème} année SUPELEC à l'Etablissement Technique Central de l'Armement (ETCA) de la Direction Générale de l'Armement (DGA) pour SAGEM.

Les travaux menés sur l'autofocalisation photoréfractive de faisceaux lasers continus et pulsés ont permis la mise en évidence et l'interprétation de la construction temporelle de structures auto-confinées dans des matériaux photoréfractifs tels que les sillénites $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO), les tungstènes bronzes $Sr_{1-x}Br_xNb_2O_6$ (SBN). Cette activité nous a notamment conduits à des travaux pionniers sur l'autofocalisation rapide dans le but de la réalisation d'un dispositif de limitation optique. Cette étude visait à mettre au point un démonstrateur de limitation optique par autofocalisation photoréfractive; elle s'est déroulée suivant deux axes :

- Un axe expérimental avec la conception et réalisation au cours de ma thèse d'un banc expérimental spécifique pour observer le phénomène d'autofocalisation sur des échelles de temps nanoseconde dans $Bi_{12}TiO_{20}$ avec des éclaircissements de l'ordre du MW/cm^2 . Ce banc a permis d'étudier la faisabilité d'un dispositif de limitation optique par autofocalisation photoréfractive. Au cours des travaux poursuivis sur ce sujet par la suite (voir thèse de Christelle Hesse §B.3.4.2. , contrats industriels avec Sagem §B.2. et stages de Cristian Dan §B.3.4.3-B.3.4.4.), un dispositif démonstrateur de limitation optique répondant à un cahier des charges industriel et utilisant le matériau photoréfractif optimal pour cette application (en l'occurrence SBN) a été réalisé.
- Un axe théorique pour l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus : un modèle numérique permettant de calculer la propagation d'une unique impulsion laser dans un matériau photoréfractif a été développé. Ce modèle permet de prévoir avec succès les différents types de phénomènes pouvant être observés. Dans ce cadre, pour améliorer sans cesse nos modèles et nos simulations, une collaboration active avec le centre Charles Hermite de Nancy, centre de calcul expérimental parallèle formé dans le cadre du Contrat Plan Etat Région 2000-2006 a été menée. Dans cet objectif, j'ai participé à l'encadrement de Frédéric Lhommé (§B.3.4.1.), en contrat post doctoral financé par le centre Charles Hermite pour réaliser l'Optimisation et la parallélisation de la simulation de l'autofocalisation photoréfractive.

Toutes les études précédentes ont été réalisées dans les régimes lasers continus et impulsions du spectre visible.

Autofocalisation infrarouge pour les dispositifs de télécommunications optiques reconfigurables

Depuis 2003, nous avons également démarré de nouvelles études dans le domaine du proche infrarouge pour application des guides photo-induits dans les télécommunications : dans ce but, nous étudions l'évolution temporelle de l'autofocalisation d'un faisceau laser infrarouge dans des matériaux semi-conducteurs tels que le phosphore d'Indium InP :Fe, ceci dans l'objectif d'utiliser ce matériau pour la conception de routeurs optiques reconfigurables. Cette thématique s'inscrit dans le cadre de collaborations avec le groupe Optique Non Linéaire (M. Chauvet) de l'Institut FEMTO de Besançon ainsi qu'avec le laboratoire POMA (H. Leblond) d'Angers.

Plusieurs projets de fin d'étude de 3^{ème} année SUPELEC (voir §B.3.4.6.) et stages de MASTER recherche (voir §B.3.4.3.) ont contribué à l'avancée de ce projet. La thèse de Naïma Khelfaoui (§B.3.4.2.), que j'ai codirigée avec Nicolas Fressengeas, et dont le thème est *Autofocalisation Infrarouge dans le Phosphore d'Indium dopé Fer*, a été sou-

tenue en Juin 2006. Après la caractérisation de nos échantillons et la détermination de l'intensité de résonance I_{res} (intensité où le gain de mélange à deux ondes est maximal), nous avons étudié expérimentalement le phénomène d'autofocalisation en tentant de le caractériser par rapport à I_{res} . Nous avons ainsi pu mesurer une forte autofocalisation aux longueurs d'ondes infrarouges ($\lambda = 1.06$ ou $1.55 \mu m$) conduisant, dans certains cas, à une propagation quasi solitonique. Nous avons donc pu mesurer une intensité optimale pour l'autofocalisation photoréfractive et avons mis en évidence le rôle de l'intensité d'obscurité I_{dark} dans ce processus. Pour interpréter ces observations, nous avons développé, avec l'aide d'Hervé Leblond du POMA - Angers, un modèle théorique analytique : ce modèle permet de reproduire qualitativement les phénomènes observés mais ne permet pas encore de prédire théoriquement la dynamique complète de formation des solitons photoréfractifs dans l'InP :Fe.

L'étude de la dynamique et du régime transitoire de l'autofocalisation photoréfractive dans InP :Fe fait l'objet de la thèse de Cristian Dan, que je codirige avec Nicolas Fressengeas (§B.3.4.2.) et dont la soutenance est prévue en Juin 2008. Nous avons ainsi pu montrer expérimentalement que le temps de formation de l'autofocalisation photoréfractive était de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes. Des mesures systématiques en fonction de l'intensité du faisceau, du champ électrique appliqué, de la température ont permis de mettre en évidence deux constantes de temps caractéristiques : une liée au régime transitoire de quelques dizaines de microsecondes, une liée au régime stationnaire de quelques millisecondes. Ces temps de formation étant comparables à ceux nécessaires dans les réseaux de télécommunications optiques, ces travaux ouvrent des perspectives prometteuses du point de vue des applications. Simultanément, une nouvelle théorie prenant complètement en compte la dynamique temporelle à deux types de porteurs est en cours de développement. D'autres études sont également menées sur un matériau photoréfractif nouveau $Sn_2P_2S_6$ (SPS) qui dopé au Tellure (Te) est sensible dans l'infrarouge. Les premiers résultats obtenus montrent un phénomène d'autofocalisation très intense, très intéressant du point de vue des applications.

Interaction de solitons photoréfractifs co ou contra-propageant pour la réalisation de composants optiques (coupleurs, interconnexions laser-fibre)

Dans le cas où l'autofocalisation photoréfractive est stable et compense exactement la diffraction naturelle de la lumière, le faisceau ne diffracte plus et on peut le qualifier de *soliton spatial*. La collision de solitons photoréfractifs cohérents ou non peut entraîner des échanges d'énergie, leur fusion ou la naissance d'un nouveau soliton. Comme nous l'avons déjà précisé, nous travaillons sur la possibilité d'utiliser ces phénomènes d'interactions de solitons photoréfractifs pour application aux télécommunications optiques, notamment pour du routage ou de la commutation tout optique. Il y a possibilité de réaliser des fonctions simples ou plus complexes comme des liaisons point à point, des coupleurs (X ou Y). Ces études seront menées dans le cadre de la thèse de Massimo Alonzo (§B.3.4.2.) réalisée en co-tutelle avec Eugenio Fazio de l'Université La Sapienza - Rome.

Une autre application envisageable est l'utilisation de ces guides photo-induits pour répondre à un problème majeur de l'industrialisation de produits optoélectroniques : l'alignement optique d'une diode laser à émission par la tranche et d'un guide d'onde (fibre optique ou guide d'onde planaire). Nous proposons d'exploiter les propriétés uniques des

cristaux photoréfractifs pour créer cette fonction de couplage sans alignement actif des éléments optiques. L'idée est ainsi d'inscrire au préalable le guide par interactions de faisceaux contra-propageant issus, l'un de la source laser, l'autre de la fibre monomode dans laquelle on souhaite coupler la lumière. Même en présence de désalignement entre ces deux guides, le guide intermédiaire créé dans le cristal photoréfractif par interactions de solitons spatiaux permettra un guidage optimal. Dans cet objectif, nous avons démarré des travaux, à la fois théoriques concernant la simulation de solitons contra-propageant et expérimentaux pour la réalisation d'un démonstrateur : ces travaux sont essentiellement basés sur des projets de fin d'études d'étudiants en 3^{ème} année SUPELEC (voir §B.3.5.6.) et des activités personnelles menées en collaboration avec Marc Sciamanna et Yves Houzelle, tous deux enseignants-chercheurs à SUPELEC.

Instabilités dynamiques dans les cavités photoréfractives

Avec Marc Sciamanna et Germano Montemezzani, enseignant-chercheur à SUPELEC et au LMOPS et avec Krassimir Panajotov de la Vrije Universiteit de Bruxelles, nous sommes également en train de développer de nouveaux axes de recherche concernant les matériaux photoréfractifs en cavité laser. En effet, l'étude de la dynamique de systèmes non-linéaires présente un intérêt théorique dans l'étude générale de systèmes complexes ainsi qu'un intérêt pratique dans le contrôle et l'application des instabilités. Parmi les exemples de phénomènes dynamiques non-linéaires en photonique, on peut citer l'apparition de chaos optique dans des lasers à semi-conducteurs, la formation de solitons spatiaux et structures spatio-temporelles dans des cristaux non linéaires, et plus récemment l'auto-organisation de lumière en cavité optique non-linéaire (formation, interaction de solitons et structures localisées) pour des applications de télécommunications optiques. Nous nous proposons ainsi d'étudier la formation de structures localisées dans une cavité non linéaire photoréfractive (solitons de cavité). Plusieurs projets de fin d'études de 3^{ème} année SUPELEC se sont intéressés à ce sujet (voir §B.3.4.6.) et un stage de MASTER recherche POEM (Mars - Juin 2007) se poursuit avec la thèse de Nicolas Marsal, que je codirige avec Germano Montemezzani et Marc Sciamanna, thèse démarrée depuis Octobre 2007 (voir §B.3.4.3.).

Les travaux de recherche présentés ci-dessus ont pour la plupart d'ores et déjà été valorisés par des publications dans des journaux à comité de lecture et lors de conférences internationales.

B.2. Contrats

J'ai participé à la mise en place et à l'animation d'un certain nombre de contrats de recherche :

- **Contrats avec la région Lorraine :**

Depuis 2000, je participe dans le cadre de SUPELEC et du laboratoire LMOPS - CNRS UMR 7132 à la rédaction de dossiers de demandes de subventions pour de nouveaux projets émergents auprès de la région Lorraine ainsi qu'à leur suivi et exécution.

- **Contrats avec SAGEM Défense - Sécurité (2007) :**

Responsable de l'encadrement de 2 Contrats d'Etudes Industrielles qui ont démarré en Novembre 2007 dans le cadre des projets de 3^{ème} année SUPELEC.

Les sujets de ces deux projets sont confidentiels.

– **Contrats avec SAGEM (2000) :**

Sujet : *Mise au point d'un démonstrateur de limitation optique par autofocalisation*

1. Responsable de l'encadrement d'un **Contrat d'Etudes Industrielles** avec des étudiants de 3^{ème} année SUPELEC (100 heures) (voir §B.3.4.6.).
2. Participation à un Contrat de type Ingénieur d'une durée de 6 mois comprenant deux axes d'études :
 - détermination du cristal photoréfractif optimal pour l'application visée : caractéristiques du matériau nécessaire (phénomènes de transport, absorption, photoconductivité) et sa disponibilité sur le marché (fournisseurs)
 - simulation de la propagation d'un faisceau laser dans le cas de l'utilisation d'une solution mixte de limitation optique : utilisation de deux matériaux différents juxtaposés pour répondre au cahier des charges de l'industriel.
3. Prestation de conseil dans le cadre d'un stage de fin d'études d'un ingénieur SUPELEC à Sagem et à l'ETCA (voir §B.3.4.6.)

– **Contrat avec ALCATEL (2001) :**

Sujet : *Etudes des fibres à Bande Interdite Photonique : état de l'art, modélisation et simulation de la propagation.*

Responsable de l'encadrement d'un **Contrat d'Etudes Industrielles** avec des étudiants de 3^{ème} année SUPELEC (100 heures) (voir §B.3.4.6.).

– **Rédaction de projet type ANR, RNRT.**

– **Participation à des Actions Européennes de type COST P11** *Physics of linear, nonlinear and active photonic crystals*

– **Déléguée nationale française de l'action Européenne COST MP0702** *Towards functional sub-wavelength photonic structures.*

– **Responsable d'un projet de collaboration avec le centre de Physique Non Linéaire - Canberra Australie (projet FAST)** *Control of light in periodic photonic structures : from waveguides to cavities.*

B.3. Rayonnement

B.3.1. Participation à des jurys de thèse, master, ingénieur

1. N. Khelifaoui : soutenance le 21 Juin 2006 à Metz : " Auto focalisation infrarouge dans le Phosphure d'Indium dopé au fer " devant le jury composé de :
Cornelia Denz - Professeur à l'Université de Münster, Allemagne
Gilles Pauliat - Directeur de recherche CNRS (LCFIO), Paris
Cafer Ozkul - Professeur à l'Université de Rouen
Mathieu Chauvet - Maître de conférences à l'Université de Besançon
Delphine Wolfersberger - Enseignant chercheur à SUPELEC
Nicolas Fressengeas - Professeur à l'Université de Metz
Godefroy Kugel - Professeur, directeur de l'ENSAM - Metz
Hervé Leblond - Professeur à l'Université d'Angers
2. Participation aux jurys de 3^{ème} année ingénieur SUPELEC
3. Participation au Conseil des Admissions et des Diplômes de SUPELEC

B.3.2. Organisation de congrès et colloques

- Organisation de deux workshops internationaux PHASE (PHysics and Applications of SEMiconductor LASERS) and IPSSO (Instabilities, Patterns and Spatial Solitons) 2007 en parallèle, co-présidé par Marc Sciamanna (SUPELEC - LMOPS CNRS UMR 7132), Krassimir Panajotov (Vrije Universiteit Brussel) et moi-même. Les avancées récentes dans le domaine de la physique et des applications des lasers à semi-conducteurs ont été présentées à PHASE 2007 et différents aspects concernant les instabilités spatio-temporelles dans les systèmes optiques et leurs applications, incluant les solitons spatiaux, ont été abordés lors de IPSSO 2007.
- Participation à l'organisation des 25^{ème} Journées Nationales de l'Optique Guidée (JNOG) - 7-9 Novembre 2006 - organisées par le LMOPS, SUPELEC, l'Université Paul Verlaine-Metz et le CNRS : ce colloque national rassemble annuellement la communauté française de l'Optique Guidée travaillant pour les télécommunications à fibre optique, pour l'optique intégrée, les capteurs optiques et l'instrumentation.
- Participation à l'organisation de la conférence internationale ECAPD 8 (European Conference on Applications of Polar Dielectrics) - 5-8 Septembre 2006 - organisée par le LMOPS, SUPELEC, l'Université Paul Verlaine - Metz et le CNRS : cette conférence visait à présenter les dernières recherches et avancées technologiques dans le domaine des matériaux diélectriques.
- Participation à l'organisation du workshop international PHASE 2005 (PHysics and Applications of SEMiconductor LASERS) - 29-30 Mars 2005 - organisé par le LMOPS, SUPELEC, l'Université Paul Verlaine - Metz et le CNRS : ce colloque international a regroupé la communauté scientifique dans le domaine de la physique et des applications des lasers à semi-conducteurs.

B.3.3. Collaborations nationales et internationales

- Groupe Optique Non Linéaire de l'Institut FEMTO de l'université de Besançon, France (M. Chauvet Maître de Conférence habilité) - Laboratoire POMA (Propriétés Optiques des Matériaux et Applications) de l'Université d'Angers (H. Leblond Professeur)
- Groupe Photonique de l'Université La Sapienza de Rome (E . Fazio Professeur et directeur du laboratoire Fotonica Ultraveloce UPhoLab)
- Département de Physique appliquée et Photonique de la Vrije Universiteit Brussel (K. Panajotov Professeur)
- Groupe de Physique Non Linéaire de l'Australian National University - Canberra (D. Neshev)

B.3.4. Encadrement d'étudiants

B.3.4.1. Etudiant en post-doctorat

1. Frédéric Lhommé (co-encadrement avec N. Fressengeas - professeur à l'UPVM - LMOPS) : *Optimisation et parallélisation de la simulation de la propagation de l'autofocalisation photoréfractive* dans le cadre d'un contrat post-doctoral financé par le centre Charles Hermite de Nancy (2000 - 2001) [voir liste des publications : P6, ACT10].

B.3.4.2. Etudiants en thèse

Thèses soutenues

1. Naïma Khelfaoui, (co-encadrement avec N. Fressengeas) [voir liste des publications : P1, P3-P5, ACT1, ACT3 - ACT7, COM2, COM4-COM8, COM21-COM28] :
Autofocalisation infrarouge dans le Phosphore d'Indium dopé fer, thèse soutenue le 21 Juin 2006 devant le jury composé de :
Cornelia Denz - Professeur à l'Université de Münster, Allemagne
Gilles Pauliat - Directeur de recherche CNRS (LCFIO), Paris
Cafer Ozkul - Professeur à l'Université de Rouen
Mathieu Chauvet - Maître de conférences à l'Université de Besançon
Delphine Wolfersberger - Enseignant chercheur à SUPELEC
Nicolas Fressengeas - Professeur à l'université de Metz
Godefroy Kugel - Professeur ENSAM, directeur de l'établissement de Metz
Hervé Leblond - Professeur à l'Université d'Angers
2. Christelle Hesse (participation à l'encadrement avec N. Fressengeas et G. Kugel, actuellement directeur de l'ENSAM) [voir liste des publications : P7-P8, P12, ACT8-ACT9, COM9-COM10, COM29, COM31].
Etude expérimentale de la propagation d'un faisceau fin dans les matériaux photoréfractifs : application à la limitation optique, thèse soutenue le 16 décembre 2002.

Thèses en cours

1. Cristian Dan (co-encadrement avec N.Fressengeas) : Première inscription en 2004, soutenance de thèse prévue en Juin 2008 [voir liste des publications : P1-P3, ACT1-ACT4, ACT6, ACT9, COM1-COM4, COM6-COM7].
Etude de l'autofocalisation transitoire dans les semi-conducteurs photoréfractifs InP :Fe et SPS : application au routage tout optique reconfigurable.
2. Nicolas Marsal (co-encadrement avec G. Montemezzani et M. Sciamanna) : Démarrage en Septembre 2007.
Instabilités dynamiques dans les systèmes à cavité photoréfractive.
3. Massimo Alonzo (co-encadrement avec M. Fontana, professeur UPVM - directeur du LMOPS) : Première inscription en 2007, thèse en co-tutelle avec l'Université La Sapienza de Rome en co-direction avec E. Fazio professeur et directeur du laboratoire Fotonica Ultraveloce UPhoLab.
Inscription photoréfractive de guides pour la réalisation de composants optiques intégrés reconfigurables.

B.3.4.3. Etudiants en Master

1. Nicolas Marsal, Master POEM (Plamas, Optique, opto-Electronique et Micro-nano-systèmes) :
Instabilités dynamiques dans les systèmes à cavité photoréfractive (2007).
2. Manuel Gerbeau, Master POEM : *Autofocalisation dans CdTe et Sn₂P₂S₆ (2004).*
3. Cristian Dan, Master " Technologies optiques " (Université Polytechnica, Bucharest) : *Etude théorique de l'autofocalisation d'un faisceau laser dans un cristal photoréfractif en régime impulsif (2004).*

-
4. Houssam Kettani Idrissi, Master POEM : *L'effet photoréfractif dans le matériau semi-conducteur Phosphore d'Indium (2003)*.
 5. Ettaleb Mohammed Radouane, Master POEM : *Autofocalisation d'un faisceau laser infrarouge dans des matériaux photoréfractifs (2001)*.

B.3.4.4. Etudiants en école d'ingénieur

1. Cristian Scurtescu, Institut Polytechnique de Bucharest (Roumanie) : *Photorefractivité dans le semi-conducteur InP (2003)*.
2. Cristian Dan, Institut Polytechnique de Bucharest (Roumanie) : *Caractérisation d'un dispositif limitant la fluence laser (2002)*.

B.3.4.5. Etudiant en IUP

Gilles Berlin (1998) : Programmation et optimisation d'un logiciel pour l'automatisation du banc expérimental d'étude de l'autofocalisation en régime nanoseconde.

B.3.4.6. Etudiants en projet de fin d'études en 3^{ème} année d'école d'ingénieur SUPELEC (option Systèmes Photoniques et de Communications SPC) (depuis 2000)

1. Projet de recherche SUPELEC : *Interconnexion optique laser-fibre auto-alignée (2008)*
2. Projet de recherche SUPELEC : *Solitons de cavité photoréfractifs (2008)*.
3. Projet de recherche SUPELEC : *Utilisation de cristaux photoniques pour le contrôle de patterns optiques (2008)*.
4. Contrat SAGEM : *Caractérisation de sources lasers (2008)*.
5. Contrat SAGEM : *Caractérisation et optimisation de miroirs diélectriques (2008)*.
6. Projet de recherche SUPELEC : *Etude de solitons contra-propageant dans un matériau photoréfractif (2007)*.
7. Projet de recherche en collaboration avec la Vrije Universiteit de Bruxelles : *Mise en évidence, propriétés et applications des solitons de cavité photoréfractifs (2007)*.
8. Projet de recherche en collaboration avec la Vrije Universiteit de Bruxelles : *Solitons de cavité photoréfractifs (2006)*.
9. Projet de recherche SUPELEC : *Auto-alignement source laser - fibre optique avec un cristal photoréfractif (2006)*.
10. Projet de recherche en collaboration avec la Faculté Polytechnique de Mons : *Mesure de la modulation de l'indice de réfraction le long d'un réseau de Bragg (2004)*.
11. Projet de recherche en collaboration avec la Faculté Polytechnique de Mons : *Etude de la faisabilité de réseau de Bragg dans des fibres à maintien de polarisation (2003)*.
12. Projet de recherche SUPELEC : *Autofocalisation infrarouge pour les télécommunications : étude théorique (2002)*.
13. Projet de recherche SUPELEC : *Dispositifs d'interconnexions par interaction de solitons photoréfractifs (2002)*.
14. Projet de recherche en collaboration avec la Faculté Polytechnique de Mons : *Etude des fibres à cristaux photoniques (2002)*.

-
15. Projet de recherche SUPELEC : *La limitation optique (2002)*.
 16. Contrat ALCATEL : *Etudes des fibres à " Photonic Band Gap " : état de l'art, modélisation et simulation de la propagation (2001)*.
 17. Contrat SAGEM : *Mise au point d'un démonstrateur de limitation optique par autofocalisation (2000)*.

B.3.4.7. Etudiants en projets de 2^{ème} année d'école d'ingénieur SUPELEC

Chaque année, je participe à l'encadrement de projet de conception en 2^{ème} année SUPELEC.

C. Liste complète des publications et des communications

Publications internationales dans des revues à comité de Lecture (P)

- P1** - *Fast photorefractive self-focusing in InP:Fe semiconductor at infrared wavelengths*, D. Wolfersberger, N. Khelifaoui, C. Dan, N. Fressengeas, H. Leblond, Applied Physics Letters, **92**, 021106 (2008).
- P2** - *Near infrared photorefractive self focusing in Sn₂P₂S₆:Te crystals*, C. Dan, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, G. Montemezzani, A. Grabar, Optics Express, **15**, 12777-12782 (2007).
- P3** - *Roles of resonance and dark irradiance for infrared photorefractive self-focusing and solitons in bi-polar InP:Fe*, N. Fressengeas, N. Khelifaoui, C. Dan, D. Wolfersberger, H. Leblond, M. Chauvet, Physical Review A, **75**, 063834 (2007).
- P4** - *Time Resolved Applied Electric Field Masking in Photorefractive Semiconductors*, N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, G. Kugel, N. Fressengeas, M. Chauvet, Optical and Quantum Electronics, **38**, 63-69 (2006)
- P5** - *Temporal behavior of two-wave-mixing in photorefractive InP:Fe versus temperature*, N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, G. Kugel, N. Fressengeas, M. Chauvet, Optics Communications, **261**, 169-174 (2006).
- P6** - *Simulation of the temporal behavior of one single laser pulse in a photorefractive medium*, D.Wolfersberger, F.Lhommé, N.Fressengeas, G.Kugel, Optics Communications, **222**, 383-391 (2003)
- P7** - *Self-focusing in pulsed and continuous regime in photorefractive crystals: KNbO₃, LiNbO₃, SBN*, C.Hesse, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, G.Kugel, Ferroelectrics, **296**, 9-18 (2003)
- P8** - *Observation of the light beam evolution in a biased SBN crystal in pulsed and continuous regime*, C.Hesse, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, G.Kugel, Ferroelectrics, **296**, 109-116 (2003)
- P9** - *Photorefractive self-focusing of continuous and pulsed light: experiment, theory, simulation*, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, Ferroelectrics, **267**, 341-346 (2002)
- P10** - *Experimental Self-focusing of a single laser pulse in Bi₁₂TiO₂₀*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Journ. Appl. Phys., **89**, 2511 (2001)
- P11** - *Numerical simulation of the propagation of a single laser pulse in a photorefractive medium*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Optical Materials, **18**, 81 (2001)
- P12** - *Self-focusing of a continuous laser beam in KNbO₃ in the presence of an externally applied electric field*, C.Hesse, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, Optical Materials, **18**, 187 (2001)

P13 - *Self focusing in photorefractive materials for optical limiting*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, *Non Linear Optics*, **27**, 405 (2001)

P14 - *Self-focusing of a single laser pulse in a photorefractive medium*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, *Phys.Rev.E*, **62**, 8700 (2000)

P15 - *Laser beam self-focusing in photorefractive materials: optical limiting application*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, **9**, 441 (2000)

P16 - *Experimental photorefractive self-focusing of a single laser pulse in $Bi_{12}TiO_{20}$* , D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, *Ferroelectrics*, **238**, 273-280 (2000)

P17- *Experimental study of the self-focusing process temporal behaviour in photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$* , N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, *Journ. Appl. Phys.*, **85**, 2062 (1999)

P18 - *Simulation of the temporal behavior of soliton propagation in photorefractive media*, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, *Phys.Rev.E*, **59**, 6116 (1999)

P19 - *Experimental evidence of laser beam self-focusing in photorefractive media from the nanosecond time-scale to steady-state*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, *Non Linear Optics*, **21**, 525 (1999)

P20 - *Experimental study of the behaviour of narrow nanosecond laser pulses in biased photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$* , D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, *Ferroelectrics* **223**, 381 (1999)

P21 - *Build up mechanisms of (1+1) dimensional photorefractive bright spatial quasi-steady-state and screening solitons*, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, *Optics Communications*, **145**, 393 (1998)

P22 - *Experimental transient self-focusing in $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal*, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, *Ferroelectrics*, **202**, 193-202 (1997)

Brevets

J. Maufoy, C. Mailhan, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, G. Kugel, *Telecommunications optical monomode/weak multimode optical guide connection having optical waveguide nonlinear material made using injected beams passed through connection guides*, Brevet n° FR2833085, 2003.

Proceedings à comité de lecture (Actes ACT)

ACT1 - *Fast self-focusing of light in a photorefractive semiconductor for reconfigurable optical communications*, D. Wolfersberger, C. Dan, N. Khelifaoui, N. Fressengeas, H. Leblond, *IEEE Proceedings of 9th International Conference on Transparent Optical Network (ICTON)*, vol.2, p.105-108 (2007).

ACT2 - *Near infrared steady state photorefractive self focusing in Sn₂P₂S₆: Te crystals*, C. Dan, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, G. Montemezzani, Techn. Digest of CLEO Europe/IQEC – Proceeding on CD-ROM, paper CC2-2-THU (2007)

ACT3 - *Fast photorefractive self focusing in InP:Fe in near infrared*, C. Dan, N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, Techn. Digest of CLEO Europe/IQEC – Proceeding on CD-ROM, paper CC-8-WED (2007).

ACT4 - *Fast Photorefractive Self-Focusing in InP:Fe Semi-Conductor at Infrared Wavelengths*, N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, C. Dan, H. Leblond, N. Fressengeas, Techn. Digest of CLEO Etats-Unis/QELS – Proceeding on CD-ROM, paper JWA66 (2007).

ACT5 - *Fast self-induced waveguides in photorefractive semi-conductor InP:Fe for reconfigurable optical switching*, D. Wolfersberger, N. Khelifaoui, G. Kugel, N. Fressengeas, M. Chauvet, Proceedings of SPIE, vol. 6187, pp. 61870Q (2006).

ACT6 – *Fast photorefractive self-focusing in semiconductors*, C. Dan, N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, H. Leblond, M. Chauvet, Proceedings of SPIE, vol. 6785, pp. 67851C (2006).

ACT7 - *Theoretical and experimental temporal self-focusing studies in photorefractive InP:Fe at telecommunication wavelengths*, N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, M. Chauvet, G. Kugel, Techn. Digest of Non Linear Guides Waves (NLGW) – Proceeding on CD – ROM, paper WD17 (2005).

ACT8 - *Photorefractive self-focusing in pulsed and continuous regime in SBN: application to optical limiting*, C. Hesse, N. Fressengeas, D. Wolfersberger, G. Kugel, Techn. Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Europe, pp 297 (2003).

ACT9 - *Photorefractive optical limiting*, C. Hesse, C. Dan, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, G. Kugel, Trends in Optics and Photonics Series, **87**, pp 413-417 (2003).

ACT10 - *Parallel simulation of photorefractive material for the design of all-optical components*, F. Lhommé, D. Wolfersberger, S. Vialle, N. Fressengeas, Lecture Notes in Computer Science, **2367**, pp 578-588 (2002)

ACT11 - *Time-resolved experimental analysis of a single laser pulse self-focusing in photorefractive Bi₁₂TiO₂₀*, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, Trends in Optics and Photonics, **27**, pp 436-440 (1999).

ACT12 - *Photorefractive spatial solitons temporal behavior: a route towards optical switching*, N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, G. Kugel, Proceedings of SPIE, **3491**, pp 265-270 (1998).

ACT13 - *Self-focusing and soliton propagation of light pulses in photorefractive media*, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, Proceedings of SPIE, **3491**, pp 720-725 (1998).

ACT14 - *Theoretical investigation of the time behavior of self-focusing light pulses propagating in biased photorefractive media and experimental evidence on Bi₁₂TiO₂₀*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Proceedings of SPIE, **3470**, pp 102-109 (1998).

ACT15 - *Theoretical investigation of photorefractive spatial solitons temporal behavior, the route to SHG enhancement, and switching applications*, N.Fressengeas, J.Maufoy, D.Wolfersberger, G.Kugel, Proceedings of SPIE, **3470**, pp 94-101 (1998).

ACT16 - *Time behavior of the photorefractive self-focusing process: time and space convergence towards photorefractive spatial solitons*, G.Kugel, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, Journ. Kor. Phys. Soc., **32**, pp S403-S406 (1998).

ACT17 - *Numerical evolution of the time dependency of both the space-charge field and the self-focusing process in photorefractive media*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Journ. Kor. Phys. Soc., **32**, pp S436-S439 (1998).

ACT18 - *A theoretical study on temporal behavior of photorefractive solitons*, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Journ. Kor. Phys. Soc., **32**, pp S414-S417 (1998).

ACT19 - *Experimental study of the self-focusing process converging towards spatial solitons in photorefractive media*, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, Journ. Kor. Phys. Soc., **32**, pp S453-S456 (1998).

Communications à des congrés internationaux (COM)

Communications orales

COM1 - *Real-time Photoinduced Waveguides in Sn₂P₂S₆ Bulk Crystals with Visible or Near Infrared Light*, G. Montemezzani, C. Dan, M. Gorram, N. Fressengeas, D. Wolfersberger, F. Juvalta, R. Mosimann, M. Jazbinsek, P. Günter, A. Grabar, 2007 Controlling Light with Light: Photorefractive Effects, Photosensitivity, Fiber Gratings, Photonic Materials and More (PR) Topical Meeting, October 14-16, Olympic Valley, California, USA.

COM2 - *Conférence invitée : Fast self-focusing of light in a photorefractive semiconductor for reconfigurable optical communications*, D. Wolfersberger, C. Dan, N. Khelifaoui, N. Fressengeas, H. Leblond, International Conference on Transparent Optical Network ICTON, 1-5 Juillet 2007, Rome, Italie.

COM3 - *Near infrared steady state photorefractive self focusing in Sn₂P₂S₆: Te crystals*, C. Dan, D.Wolfersberger, N. Fressengeas, G.Montemezzani, CLEO/IQEC, 17-22 Juin 2007, Munich, Allemagne.

COM4 - *Photorefractive self-focusing in InP:Fe on microsecond timescale at near infrared*, C. Dan, N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, H. Leblond, IPSSO Workshop, 28-30 Mars 2007, Metz, France.

COM5 - *Fast self-induced waveguides in photorefractive semi-conductor InP:Fe for reconfigurable optical switching*, D. Wolfersberger, N. Khelifaoui, G. Kugel, N. Fressengeas, M. Chauvet, session "Photon Management II" ²⁴Photonics Europe 3-7 Avril 2006 (2006).

COM6 - *Time resolved numerical simulation of a single laser beam in a photorefractive semi-conductor for telecommunications applications*, D. Wolfersberger, N. Khelifaoui, C. Dan, N. Fressengeas, H. Leblond, OWTNM 2006 (XV International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling) 19-20 Avril 2006, Varese, Italie.

COM7 - *Fast build up of photorefractive spatial solitons in iron doped indium phosphide*, N.Khelifaoui, C.Dan, N.Fressengeas, H.Leblood, M.Chauvet, Micro- to Nano-Photonics - ROMOPTO 2006, 28-31 août 2006, Sibiu, Roumanie.

COM8 - *Photorefractive transient self focusing in semiconductor InP :Fe at telecommunications wavelengths*, N.Khelifaoui, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, M.Chauvet, G.Kugel, -10^{ème} conférence internationale de l'effet photoréfractif - Sanya, Chine - Juillet 2005.

COM9 - *Photorefractive self-focusing in continuous and pulsed regimes : global experimental and theoretical approach*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, C.Hesse, J.Maufoy, G. Kugel, CLEO 2001, Munich, 19-22 juin 2001.

COM10 - *Laser beam propagation in non-linear photorefractive media: two interesting applications*, G.Kugel, D.Wolfersberger, C.Mailhan, C.Hesse, N.Fressengeas, M.Goetz, J.Maufoy, XXIV International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, septembre 1999.

COM11 - Conférence invitée : *Autofocalisation photoréfractive, de la nanoseconde au régime continu*, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Réunion du GdR Matériaux et fonctions de l'optique non linéaire à Saint Martin Vésubie, 13-15 octobre 1999.

COM12 - *Time-resolved experimental analysis of a single laser pulse self-focusing in photorefractive Bi₁₂TiO₂₀*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Trends in Optics and Photonics, **27**, 436 (1999), conférence PR99 (Seventh Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects, and Devices), Elsinore, Denmark., 27-30 juin 1999.

COM13 - Conférence invitée : *Propositions pour la limitation optique par auto-confinement photoréfractif*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Colloque sur la limitation optique du GdR Matériaux et fonctions de l'optique non-linéaire, Grenoble, France, 15 au 16 juin 1999.

COM14 - *Self-focusing of laser light and spatial solitons in photorefractive media*, G.Kugel, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, XXIII International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, 17-21 septembre 1998.

COM15 - *Photorefractive spatial solitons temporal behavior : a route towards optical switching*, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, conférence ICAPT'98, Ottawa, Canada, 28-30 Juillet 1998.

COM16 - *Self-focusing and soliton propagation of light pulses in photorefractive media*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, conférence ICAPT'98, Ottawa, Canada, 28-30 Juillet 1998.

COM17 - *Theoretical investigation of the time behavior of self-focusing light pulses propagating in biased photorefractive media and experimental evidence on Bi₁₂TiO₂₀*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, conference SPIE “Photorefractive Fiber and Crystal Devices : Materials, Optical Properties, and Applications IV”, San Diego, USA, 19-24 Juillet 1998.

COM18 - *Theoretical investigation of photorefractive spatial solitons temporal behavior, the route to SHG enhancement, and switching applications*, N.Fressengeas, J.Maufoy, D.Wolfersberger, G.Kugel, conférence SPIE “Photorefractive Fiber and Crystal Devices : Materials, Optical Properties, and Applications IV”, San Diego, USA, 19-24 Juillet 1998.

COM19 - *Auto-focalisation et solitons spatiaux dans les matériaux photoréfractifs : état de l'art et perspectives*, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, Colloque sur les Matériaux Inorganiques pour l'Optique, Metz, France, 18 au 20 mai 1998.

COM20 - Conférence invitée : *Time behavior of the photorefractive self-focusing process: time and space convergence towards photorefractive spatial solitons*, G.Kugel, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, conférence IMF-9, Séoul, Corée, 24-29 août 1997.

Posters

COM21 - *Temporal Behavior of Photorefractive Self-Focusing in InP:Fe Crystals at Infrared Wavelengths*, C. Dan, N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, N. Fressengeas, H. Leblond, 2007 Controlling Light with Light: Photorefractive Effects, Photosensitivity, Fiber Gratings, Photonic Materials and More (PR) Topical Meeting, October 14-16, Olympic Valley, California, USA.

COM22 - *Fast photorefractive self focusing in InP : Fe in near infrared*, C.Dan, N. Khelifaoui, D.Wolfersberger, N. Fressengeas, CLEO/IQEC, 17-22 Juin 2007, Munich, Allemagne.

COM23 – *Fast Photorefractive Self-Focusing in InP:Fe Semi-Conductor at Infrared Wavelengths*, N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, C. Dan, H. Leblond, N. Fressengeas, CLEO/QELS, 6-11 Mai 2007, Baltimore-US.

COM24 - *Photorefractive self focusing in near IR for optical communications*, C.Dan, N.Khelifaoui, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, 8th European Conference on the Applications of Polar Dielectrics, 5-8 septembre 2006, Metz, France.

COM25 - *Photorefractive self-focusing in near IR for telecommunications*, C.Dan, N.Khelifaoui, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, Micro- to Nano-Photonics - ROMOPTO 2006, 28-31 août 2006, Sibiu, Roumanie.

COM26 - *Time resolved applied electric field masking in photorefractive semiconductors*, N.Khelifaoui, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, M.Chauvet, G.Kugel, -OWTNM - International workshop on Optical Waveguide theory and numerical modelling 8-9 Avril Grenoble 2005.

COM27 - *Spatio-temporal numerical resolution of Kukhtarev equation In InP:Fe photorefractif semiconductor*, N.Khelfaoui, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, M.Chauvet, G.Kugel, - Phase International workshop on PPhysics and Applications of SEMiconductor LASERs Metz 29-30 Mars 2005.

COM28 - *Fast self-focusing in InP:Fe semiconductor : theoretical approach*, N.Khelfaoui, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, M.Chauvet, G.Kugel, -International workshop Lithium Niobate from material to device, from device to system Metz - France 23-25 May 2005.

COM29 - *Photorefractive optical limiting*, C.Hesse, C.Dan, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, G.Kugel, PR'2003, 17-21 juin 2003, La Colle sur Loup, France.

COM30 - *L'autofocalisation infrarouge dans le semiconducteur InP:Fe*, N.Khelfaoui, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, M.Chauvet, G.Kugel, - Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique -JNCO Grenoble Octobre 2003.

COM31 - *Experimental study of the laser beam behaviour in photorefractive crystals : self focusing and self defocusing in continuous regime in KNbO₃ and LiNbO₃:Fe*, C.Hesse, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, CLEO 2001, Munich (Allemagne), 19-22 juin 2001.

COM32 - *Experimental photorefractive self-focusing of a single nanosecond laser pulse in Bi₁₂TiO₂₀*, G.Kugel, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, XXIV International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, septembre 1999.

COM33 - *Etude de l'autofocalisation photorefractive d'une impulsion laser nanoseconde dans Bi₁₂TiO₂₀*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Réunion du GdR Matériaux et fonctions de l'optique non linéaire à Saint Martin Vésubie, 13-15 octobre 1999.

COM34 - *A theoretical study on temporal behaviour of photorefractive solitons*, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, XXIII International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, 17-21 septembre 1998.

COM35 - *Numerical simulation of the laser beam self-focusing in a non-linear photorefractive crystal*, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, XXIII International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, 17-21 septembre 1998.

COM36 - *Experimental evidence of laser-beam self-focusing in photorefractive media from the nanosecond time scale to steady-state*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy and G.Kugel, XXIII International School of Ferroelectrics Physics, Kudowa, Pologne, 17-21 septembre 1998.

COM37 - *Experimental evidence of laser beam self-focusing in photorefractive media from the nanosecond time-scale to steady-state*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, First International Workshop on Optical Power Limiting , Cannes, France, 28 Juin-1 Juillet 1998.

COM38 - *Experimental study of the behaviour of narrow nanosecond laser pulses in biased photorefractive Bi₁₂TiO₂₀*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, ECAPD IV, Montreux, Switzerland, 24-27 Août 1998.

COM39 - *Time and space analysis of self-focusing and spatial solitons in photorefractive media*, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, FRISNO5, Eilat, Israël, 15 au 19 février 1998.

COM40 - *Numerical simulation of the temporal behaviour of self-focusing, spatial soliton and optical branching of laser beams propagating in photorefractive media*, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, FRISNO5, Eilat, Israël, 15 au 19 février 1998.

COM41 - *Evolution de la propagation d'un faisceau fin en milieu photoréfractif : des expériences à la simulation numérique*, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, quatrième conférence annuelle de GdR Matériaux pour l'Optique Non Linéaire, Marly-le-Roi, 28-30 octobre 1998.

COM42 - *Etude expérimentale du comportement d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif de $Bi_{12}TiO_{20}$ soumis à un champ électrique*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, quatrième conférence annuelle de GdR Matériaux pour l'Optique Non Linéaire, Marly-le-Roi, 28-30 octobre 1998.

COM43 - *Étude expérimentale et théorique de l'autofocalisation d'une impulsion laser dans un cristal photoréfractif de $Bi_{12}TiO_{20}$* , D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, Colloque sur les Matériaux Inorganiques pour l'Optique, Metz, France, 18 au 20 mai 1998 .

COM44 - *Simulations numériques de l'établissement temporel de l'autofocalisation, des solitons spatiaux et de la filamentation optique de faisceaux lasers se propageant dans un milieu photoréfractif*, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, Colloque sur les Matériaux Inorganiques pour l'Optique, Metz, France, 18 au 20 mai 1998.

COM45 - *Analyse temporelle et spatiale de l'autofocalisation de faisceaux lasers et des solitons spatiaux dans les matériaux photoréfractifs*, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, Colloque sur les Matériaux Inorganiques pour l'Optique, Metz, France, 18 au 20 mai 1998.

COM46 - *Numerical evolution of the time dependency of both the space-charge field and the self-focusing process in photorefractive media*, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Maufoy, G.Kugel, conférence IMF-9, Séoul, Corée, 24-29 août 1997.

COM47 - *A theoretical study on temporal behavior of photorefractive solitons*, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Maufoy, G.Kugel, conférence IMF-9, Séoul, Corée, 24-29 août 1997.

COM48 - *Experimental study of the self-focusing process converging towards spatial solitons in photorefractive media*, J.Maufoy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, Conférence IMF-9, Séoul, Corée, 24-29 août 1997.

Séminaires

[1] D. Wolfersberger : Photoinscription de guides dans des matériaux photoréfractifs, Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux, Novembre 2005.

[2] D. Wolfersberger : *Solitons spatiaux photoréfractifs : application au routage tout optique pour les réseaux de télécommunications*, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Marcoussis, Mai 2005.

[3] D. Wolfersberger : *Photorefractive light induced waveguides*, Institut Non Linéaire, Nice, Novembre 2004.

Deuxième partie

Synthèse des activités de
recherches

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Démarche scientifique

Mes travaux de recherche ont pour objectif l'étude des non-linéarités photoréfractives en vue de la réalisation de composants optiques pour application dans le domaine de l'instrumentation pour des dispositifs de protection laser et dans le domaine des communications optiques pour des fonctions de routage, commutation et interconnexions optiques. Hors la limitation optique qui concerne plutôt l'optronique, ces applications s'inscrivent essentiellement dans des voies du domaine des télécommunications.

En effet, l'industrie des télécommunications optiques est actuellement demandeuse de composants permettant le routage ou la commutation tout optique de signaux transmis à haute cadence (GHz) dans les fibres optiques : l'objectif est de permettre le routage de trames dont la durée est légèrement inférieure à la milliseconde et d'éviter ainsi la coûteuse conversion électrique - optique en bout de fibre. Nous nous intéressons plus particulièrement à la propagation d'ondes solitaires spatiales dans des matériaux photoréfractifs et à la possibilité d'utiliser les phénomènes d'interactions de solitons pour application au routage et interconnexions optiques. Une possibilité est notamment la réalisation de fonctions simples ou plus complexes comme des liaisons point à point, des coupleurs (X ou Y).

Ainsi, de 1996 à 2001, mes activités de recherche dont ma thèse de doctorat (réalisée en contrat Cifre avec Sfim Industries et soutenue en Avril 1999) ont porté essentiellement sur la possibilité d'utiliser l'autofocalisation photoréfractive de faisceaux lasers continus ou pulsés dans des dispositifs de protection contre des agressions lasers. Nous avons ainsi mis en évidence expérimentalement et théoriquement la possibilité d'autofocaliser une impulsion laser d'une durée de quelques nanosecondes dans un cristal photoréfractif isolant (sillénite BTO). Nous avons également conçu et réalisé, en partenariat avec Sfim Industries, un dispositif démonstrateur de limitation optique photoréfractive dans le domaine des longueurs d'onde visibles utilisant d'autres matériaux ayant un pouvoir limitant plus performant, notamment le tungstène bronze SBN. Ces travaux ont donné lieu à plusieurs projets de fin d'études (Contrat d'Etude Industrielle avec Sagem) et stages à SUPELEC, à la soutenance de thèse de Christelle Hesse en Décembre 2002 et à deux soutenances d'habilitation, celle de Jean Maufoy en 2000 et de Nicolas Fressengeas en 2001 [voir liste des publications P6-P22].

A partir de 2000, tout en poursuivant et finalisant les travaux sur la limitation op-

tique, j'ai commencé à développer de nouvelles recherches sur la photo-inscription de guides optiques à des longueurs d'onde infrarouge dans des matériaux photoréfractifs semi-conducteurs, dans le but d'utiliser ces phénomènes non linéaires pour réaliser des fonctions de routage optique. Dans ce cadre, nous avons développé un banc de caractérisation des phénomènes d'autofocalisation dans le domaine infrarouge permettant la mise en évidence de l'auto-confinement d'un faisceau laser dans le Phosphore d'Indium dopé Fer ($InP : Fe$) en un temps plus court que la milliseconde. Pour interpréter ces expérimentations, un modèle théorique prenant en compte deux types de porteurs (électrons et trous) et donnant lieu à des simulations de la propagation de faisceau dans un semi-conducteur a été développé dans le cadre d'une collaboration avec Hervé Leblond du laboratoire POMA d'Angers. Cette activité, qui a donné lieu à la soutenance de thèse de Naïma Khelfaoui en Juin 2006, se poursuit actuellement dans le cadre de la thèse de Cristian Dan dont la soutenance est prévue en Juin 2008 [voir liste des publications P1-P5]. Ces travaux de recherche visant des applications du domaine des communications optiques (routage et interconnexions) s'orientent ainsi vers l'étude de l'interaction de solitons co (i) ou contra-propageant (ii) avec une phase de valorisation par le biais de la réalisation de dispositifs démonstrateurs : (i) dans cette optique, un banc démonstrateur du routage, avec réalisation de jonctions X ou Y ou d'un coupleur 1 vers 4, fait l'objet de la fin de thèse de Cristian Dan et se poursuit avec la thèse de Massimo Alonzo dans le cadre d'une collaboration avec Eugenio Fazio de l'Université La Sapienza - Rome ; (ii) d'autres travaux consistent en l'étude théorique et expérimentale de l'auto-alignement d'un laser à une fibre via un matériau photoréfractif pour la réalisation d'interconnexions optiques ; ces différents travaux sont menés avec Marc Sciamanna et Yves Houzelle de Supélec et Krassimir Panajotov de la Vrije Universiteit Bruxelles.

Enfin, et depuis peu, j'ai démarré des études en collaboration avec Marc Sciamanna, Germano Montemezzani du LMOPS et Krassimir Panajotov sur les instabilités non linéaires dans les systèmes à cavité photoréfractive. En effet, l'étude de la dynamique de systèmes non-linéaires présente un intérêt théorique dans l'étude générale de systèmes complexes ainsi qu'un intérêt pratique dans le contrôle et l'application des instabilités. Parmi les exemples de phénomènes dynamiques non-linéaires en photonique, on peut citer l'apparition de chaos optique dans des lasers à semi-conducteurs, la formation de solitons spatiaux et structures spatio-temporelles dans des cristaux non linéaires, et plus récemment l'auto-organisation de lumière en cavité optique non-linéaire (formation et interaction de solitons et structures localisées), pour des applications de télécommunications optiques. Ces nouvelles recherches donnent lieu à plusieurs projets et stages de fin d'études de 3^{ème} année ingénieur SUPELEC et Master Recherche POEM et donne lieu à une thèse sur ce sujet depuis la rentrée scolaire 2007-2008 (thèse de Nicolas Marsal).

1.2 Plan et contenu du mémoire

Mes activités de recherche sur les différents thèmes décrits ci-dessus sont résumées dans la suite de ce document. Nous nous proposons d'étudier les possibilités d'utilisation de l'autofocalisation photoréfractive dans des dispositifs photoniques.

Dans une première partie, l'effet photoréfractif ainsi que les phénomènes d'autofocalisation et de soliton spatial seront définis ; nous présenterons une brève description des différentes applications étudiées.

Dans une seconde partie, nous présenterons les travaux de recherche menés sur l'autofocalisation photoréfractive de faisceaux lasers à des longueurs d'onde visible en régime continu et impulsionnel : nous proposerons une approche à la fois théorique et expérimentale de l'autofocalisation photoréfractive dans des matériaux isolants ; nous décrirons le banc expérimental démonstrateur du limiteur optique et analyserons ses caractéristiques et propriétés.

Dans un troisième chapitre, nous présenterons les travaux menés sur l'autofocalisation infrarouge dans des matériaux photoréfractifs semi-conducteurs pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques : une approche à la fois expérimentale et théorique sera développée permettant la mise en évidence de la possibilité d'autofocaliser un faisceau laser infrarouge en un temps de quelques millisecondes, voire quelques dizaines de microsecondes. Ces résultats prometteurs du point de vue de l'application au routage ou à la commutation spatiale de faisceaux s'inscriront également dans la mise au point d'un dispositif démonstrateur.

Enfin, dans un dernier chapitre, nous ferons le bilan des travaux réalisés et nous décrirons un certain nombre de pistes pour de nouveaux travaux que je souhaiterais mener à moyen terme et qui sont en cours de développement.

Chapitre 2

Photoréfractivité et solitons spatiaux

2.1 La photoréfractivité

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 ($Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$), les sillénites ($Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$, $Bi_{12}TiO_{20}$), les semi-conducteurs (InP :Fe, CdTe, GaAs) et certains matériaux organiques.

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, 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 sur la figure (2.1).

2.2 Solitons spatiaux photoréfractifs

Par définition, un *soliton* est une onde solitaire qui se propage sans se déformer dans un milieu non-linéaire et dispersif (*soliton temporel*) ou diffractif (*soliton spatial*) : le terme *soliton* désigne un phénomène universel qui apparaît dans de nombreux systèmes présents dans la nature. Les recherches de ces quinze dernières années ont montré leur

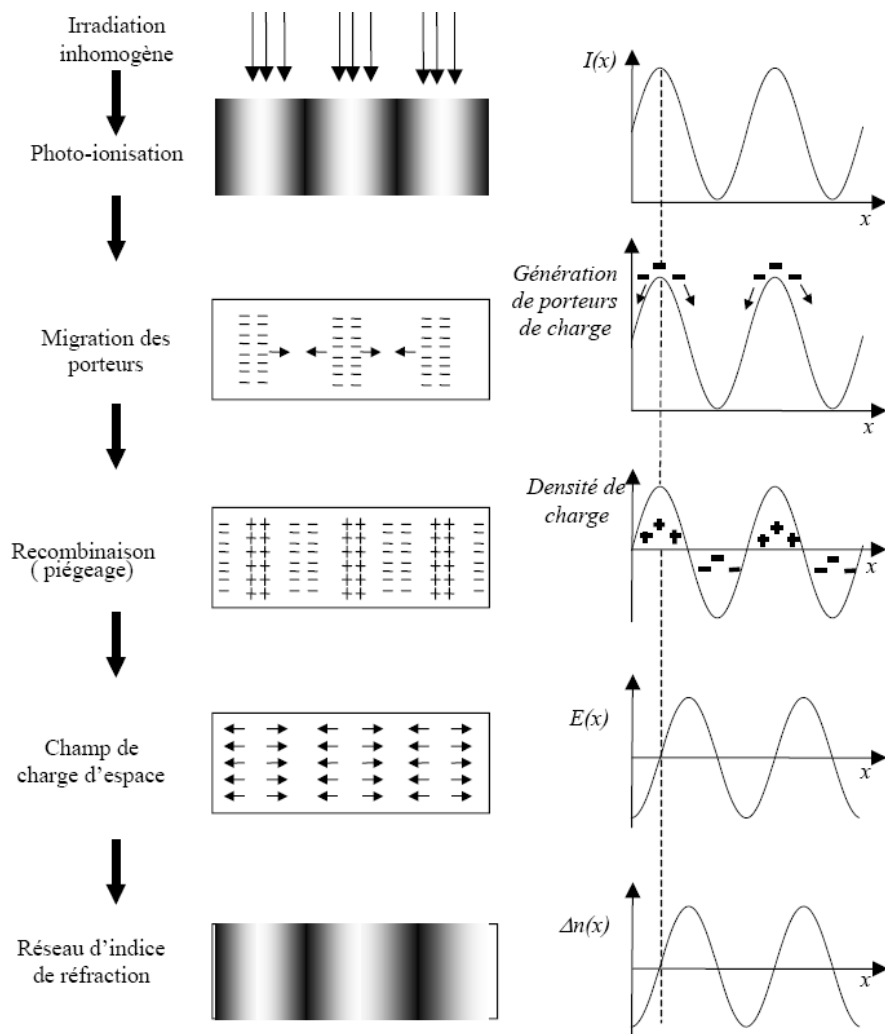


FIG. 2.1 – Mécanismes de l'effet photoréfractif

existence et observation dans de nombreux systèmes physiques, plus particulièrement dans des systèmes optiques : solitons temporels [5-6], solitons spatiaux Kerr [7], solitons spatio-temporels [8-10], solitons dans des cristaux liquides [11-13], solitons de cavité [14]. Dans tous ces systèmes, la propagation de la lumière aboutit à l'apparition d'ondes non linéaires de type *soliton* qui ont toutes les mêmes caractéristiques : les faisceaux lumineux se propagent de manière confinée avec un comportement similaire à celui des particules élémentaires.

Depuis la découverte des solitons photoréfractifs en 1992 [15], ils sont devenus l'un des moyens d'étude les plus importants pour caractériser le comportement universel des solitons. De part la diversité et la richesse des phénomènes photoréfractifs, de nombreuses études expérimentales ont été possibles aboutissant à la première mise en évidence de différents types de solitons : plus particulièrement, les solitons photoréfractifs ont permis l'étude et l'observation des interactions de solitons (spirale 3D, fusion, répulsion). Les solitons dits incohérents [16] (relatifs à l'auto-confinement d'un faisceau lumineux partiellement incohérent) ont été observés pour la première fois dans les matériaux photoréfractifs ainsi que les solitons multi-composantes (à la fois 1D et 2D) [17-18]. Plus récemment, des groupes de recherches se sont intéressés à la propagation de solitons dits *discrets* : solitons se propageant dans un réseau de guides parallèles colinéaires à la direction de propagation (*photonic lattice*) [19-20].

2.3 Applications des solitons spatiaux photoréfractifs

Etant donné la richesse et la diversité de l'effet photoréfractif observé dans différents matériaux (isolants, semi-conducteurs) et les nombreuses études sur les solitons spatiaux photoréfractifs et leurs interactions, plusieurs applications potentielles peuvent être envisagées, plus particulièrement dans le domaine de l'instrumentation et des télécommunications : elles concernent, à la fois, des composants passifs (portes logiques optiques, interconnexion) mais aussi des composants reconfigurables (routeurs, commutateurs). Nous allons présenter, dans cette partie introductive de nos travaux, les deux applications auxquelles nous nous sommes plus particulièrement intéressés au cours de nos recherches : la limitation optique et les dispositifs pour les télécommunications optiques.

2.3.1 Dispositif limiteur optique

Introduction

Les recherches sur la limitation optique ont connues il y a une dizaine d'années un net regain d'intérêt et d'activités. L'apparition de nouvelles sources lasers accordables (Oscillateurs Paramétriques Optiques, Lasers à Colorants) à forte énergie et fournissant un rayonnement sur une plage de longueurs d'onde importante, du visible au proche infrarouge, a rendu les besoins des industriels croissants en matière de protection de 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, fondées sur l'absorption ou la réfraction non linéaire, ont été 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, contre

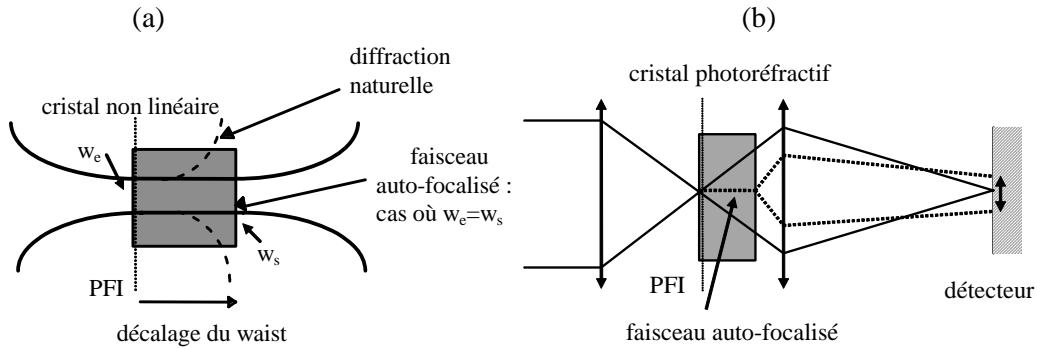


FIG. 2.2 – Autofocalisation et limitation optique : principe

des faisceaux lasers continus et des impulsions lasers de quelques nanosecondes pour une énergie faible (quelques nJ). De plus, leur coefficient d'absorption faible assure une bonne transparence, permettant ainsi une bonne transmission linéaire.

Au début de nos travaux en 1996, 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* [21] et le mélange à deux ondes (*Two Wave Mixing*) [22]. Néanmoins, aucune de ces expériences n'a permis la réalisation d'un système de protection efficace. Notons également qu'aucune étude sur l'autofocalisation photoréfractive n'existait au début de nos travaux dans le domaine de la limitation optique.

L'autofocalisation d'un faisceau laser de quelques microwatts dans un matériau photoréfractif a fait l'objet ces dernières années de nombreuses études à la fois théoriques et expérimentales : ces travaux ont notamment permis de prédire [15, 23-25] et d'observer [26-30] dans un cristal soumis à un champ électrique des solitons spatiaux dits *brillants*. Depuis 1994, le régime de formation de ce type de solitons dans différents matériaux photoréfractifs a été étudié en régime stationnaire [15, 23] et transitoire [31-32]. Il a également été montré que l'autofocalisation photoréfractive peut également se produire sous l'excitation d'un faisceau laser impulsif [33] en accord avec les prévisions théoriques de P. Aguilar et al [34].

Autofocalisation et limitation optique : principe

La protection proposée se fonde sur l'étalement de l'énergie lumineuse du faisceau agresseur sur la rétine de l'œil 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 2.2(a) et 2.2(b).

Le phénomène physique utilisé est l'autofocalisation du faisceau dans un matériau photoréfractif [35] : la figure 2.2(a) illustre ce principe, qui consiste à déporter le col 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 2.2(b) 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).

Si l'on considère le faisceau qui se trouve au Plan Focal Intermédiaire comme gaussien, il est possible d'évaluer quantitativement le facteur de limitation en fonction de la longueur de déport du Plan Focal Intermédiaire (d) et de la longueur de Rayleigh (L_r) du faisceau Gaussien autofocalisé. Le facteur de limitation F_l est donné par l'expression :

$$F_l = 1 + \left(\frac{d}{L_r}\right)^2 \quad (2.1)$$

Notons que, dans le cadre des approximations que nous avons faites, le facteur de limitation ne dépend pas du système optique situé entre le Plan Focal Intermédiaire et le capteur.

2.3.2 Dispositif pour les télécommunications optiques

Introduction

Les matériaux photoréfractifs, en tant que milieux de propagation de faisceaux lasers de faible puissance, ont été l'objet ces dernières années de recherches expérimentales et théoriques, étudiant le masquage du champ électrique appliqué et son influence sur les propriétés d'autofocalisation du faisceau incident. Comme nous l'avons évoqué dans la partie précédente, la plupart des études ont été menées dans des matériaux isolants tels que les sillénites (BTO), les tungstènes bronzes (SBN) en régime stationnaire à des longueurs d'ondes visibles [44-45]. Dans ce type de matériau, le temps de formation d'un soliton est long (de l'ordre de plusieurs secondes). Dans l'objectif d'utiliser le phénomène d'autofocalisation photoréfractive pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques, nous nous sommes intéressés à un autre type de matériaux photoréfractifs sensibles aux longueurs d'onde infrarouge (1.06 et 1.55 μm) et permettant des temps de réponse courts (jusqu'à la ps) : les matériaux semi-conducteurs et, plus particulièrement, le Phosphore d'Indium dopé Fer (InP :Fe). Au début de nos travaux en 2002, seules des études de l'autofocalisation en régime stationnaire dans les semi-conducteurs avaient été menées [46-47].

Nous avons ainsi démarré des études consacrées à l'établissement de l'autofocalisation dans l'InP :Fe pour des faisceaux lasers continus aux longueurs d'onde 1.06 μm et 1.55 μm . Dans cette partie, via l'étude du phénomène d'autofocalisation infrarouge pour les dispositifs de télécommunications, nous décrirons les applications visées liées aux interactions entre solitons.

Interactions de solitons et routage optique

Les travaux qui vont être décrits dans le chapitre 4 ont pour objectif les communications optiques et, plus précisément, le routage optique. La réalisation de réseaux tout optiques ne nécessitant pas l'intervention d'éléments électroniques pour la détection temporaire des signaux demande des éléments de routage et d'interconnexion optique, adaptables et reconfigurables en des temps courts, de l'ordre de la milliseconde dans le cas des réseaux de télécommunications. L'utilisation de guides d'onde optiques réalisés dans des matériaux actifs par des techniques conventionnelles telles que la diffusion d'ions, l'échange protonique

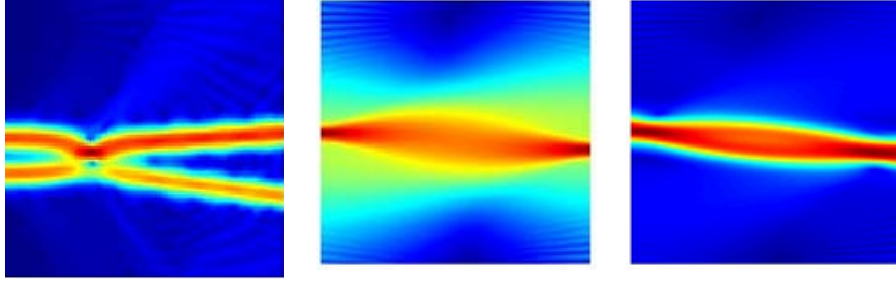


FIG. 2.3 – (a) Routage tout optique par interactions de solitons : coupleur X, (b)-(c) Faisceaux contra-propageants captés

ou l'implantation ionique se prêtent mal à ce but. Ces techniques donnent lieu exclusivement à des guides statiques, typiquement de surface qui ne sont pas facilement modifiables.

L'effet photoréfractif permet d'obtenir un changement local ou non de l'indice de réfraction par la redistribution de porteur de charges dans un matériau dit électro-optique. Cette redistribution a lieu en réponse à une illumination qui produit une quantité spatialement inhomogène de porteurs photo-excités. L'avantage principal est que cet effet peut être effacé, donnant lieu à des structures dynamiques sans l'intervention d'endommagements permanents du matériau. Deux exemples d'applications simulés par nos modèles sont présentés sur la figure 2.3 : le routeur optique (figure 2.3(a)) et les interconnexions optiques (figures 2.3(b)-(c)).

Lorsque plusieurs faisceaux donnent simultanément naissance à des solitons spatiaux dans le même cristal photoréfractif, leurs interactions peuvent produire des phénomènes aussi riches que complexes. En effet, en fonction de leurs intensités ou de leurs phases relatives, deux (ou plusieurs) solitons peuvent s'attirer ou au contraire se repousser. Dans le premier cas, cette attraction peut résulter en une fusion, donnant naissance à un coupleur Y ou en une répulsion, donnant naissance à un coupleur X [48-51] tel illustré sur la figure 2.3(a). Deux faisceaux contra-propageants peuvent également se capter par propagation solitons, comme illustré sur les figures 2.3(b)-(c) : ceci pourrait ainsi permettre l'alignement d'un laser avec une fibre optique.

La première observation de la collision entre solitons cohérents a été réalisée par Meng et al [52]. Les collisions entre deux solitons se propageant en directions opposées ont été étudiées théoriquement et expérimentalement par Cohen et al [53] puis, par la suite, par Rotschild et al [49].

Il existe également des interactions entre solitons incohérents. Christodoulides et al [54] ont démontré la possibilité d'obtenir des interactions entre des paires de solitons stationnaires incohérents. Elles ont été observées dans un cristal SBN par Chen et al [55]. Des interactions entre solitons vectoriels ont également été démontrées dans des matériaux centro-symétriques [56].

Outre la réalisation de circuiterie optique 3D complexe, le caractère dynamique des interactions entre solitons peut être mis à profit pour réaliser des fonctions de routage tout optique, où la direction d'un faisceau est modulée par un faisceau de contrôle. C'est

précisément cette application qui est visée par le travail présenté au chapitre 4. Ces applications requièrent des temps de réponse courts et, en tous les cas, inférieurs à la milliseconde.

Chapitre 3

Autofocalisation photoréfractive aux longueurs d'onde visibles : application à la limitation optique

Dans ce chapitre consacré à l'étude de l'autofocalisation photoréfractive pour la limitation optique, nous présenterons, dans un premier temps, des résultats expérimentaux d'autofocalisation dans un matériau sillénite $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO), à la fois, d'un faisceau laser Helium-Néon continu [voir liste des publications P17, P20-22] et d'une impulsion laser de quelques nanosecondes issue d'un laser YAG-Nd doublé [voir liste des publications P10, P14, P16-17, P20]. Ces mesures mettent en évidence la possibilité d'utiliser un matériau photoréfractif pour la protection laser. Dans un deuxième temps, nous détaillerons la modélisation théorique en régime continu [voir liste des publications P18] et impulsional [voir liste des publications P6, P11, P14] de la propagation d'un faisceau laser dans un cristal BTO : l'analyse des simulations numériques réalisées en fonction de différents paramètres tels que l'intensité du faisceau, la polarisation, le champ électrique appliqué montre un comportement similaire aux expérimentations. Pour finir, nous décrirons le dispositif expérimental démonstrateur (banc OTAN) de limitation optique [voir liste des publications P7, P9, P13, P15, P19] : ce banc permet de quantifier le facteur de protection pouvant être atteint avec le cristal optimal au regard du temps de réponse et de l'autofocalisation.

3.1 Mise en évidence expérimentale de l'autofocalisation photoréfractive

3.1.1 Montage expérimental

Le banc expérimental spécialement développé pour l'observation de l'autofocalisation photoréfractive est présenté sur la figure 3.1.

Pour obtenir une mesure quantitative du phénomène d'autofocalisation, nous utilisons un dispositif constitué d'une fente orientable et d'une photodiode permettant de déterminer l'évolution temporelle du diamètre du faisceau en sortie de cristal dans la direction orthogonale à la fente. Deux différents types de lasers ont été utilisés :

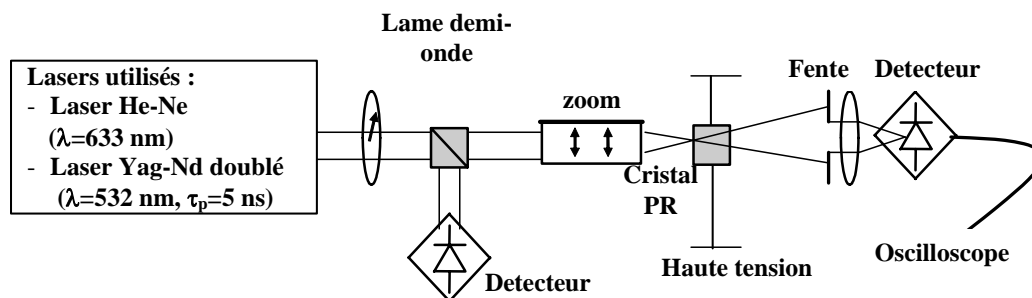


FIG. 3.1 – Banc expérimental

- un laser Hélium-Néon ($\lambda = 633 \text{ nm}$) pour les mesures en régime continu à des puissances faibles, de l'ordre du mW/cm^2
- un laser YAG-Nd doublé ($\lambda = 532 \text{ nm}$) émettant des impulsions de 5 ns pour les expériences en régime impulsionnel à des puissances plus élevées, de l'ordre du MW/cm^2 .

Le faisceau laser d'intensité variable est focalisé sur la face d'entrée du matériau photoréfractif avec un col ajustable (entre 10 et $30 \mu m$). La polarisation est contrôlée via une lame demi-onde, positionnée soit parallèlement soit orthogonalement au champ extérieur appliqué. Entre deux mesures, nous utilisons un éclairage uniforme (dit éclairage de fond) de manière à effacer le cristal et éviter les effets mémoires.

Des mesures systématiques sur un cristal de BTO fourni par D. Rytz de la société FEE Idar-Oberstein (Allemagne) ont été réalisées pour différents cols d'entrée (10 , 20 et $30 \mu m$) en fonction de différents champs électriques appliqués (de 0 à 7.5 kV/cm) et de différentes densités de puissances (du mW/cm^2 pour le faisceau laser continu au MW/cm^2 pour les impulsions courtes).

3.1.2 Mesures en régime continu

Des mesures du phénomène d'autofocalisation en régime continu ont été réalisées de manière systématique en fonction du facteur r , défini comme le rapport entre l'intensité maximale au centre du faisceau et l'éclairage de fond, et en fonction du champ extérieur appliqué noté E_{ext} .

La figure 3.2 montre une figure type, en unités arbitraires, du diamètre du faisceau de sortie w_0 en fonction du temps t , dans la direction parallèle au champ pour $r = 3$ et différents champs appliqués de 1.5 à 7.5 kV/cm . Pour une meilleure compréhension, est représentée simultanément l'évolution de la tension appliquée. La figure 3.2 montre que, suite à l'application du champ électrique, apparaît un état transitoire de sur-focalisation se relaxant vers un état stationnaire moins focalisé jusqu'à coupure du champ électrique. Pour un champ appliqué plus élevé de 7.5 kV/cm et un rapport r de l'ordre de 3 , un état stationnaire fortement focalisé est atteint. En résumé, les mesures réalisées ont permis de montrer que :

- plus le rapport r est élevé, plus la focalisation transitoire est importante en comparaison avec l'état stationnaire.

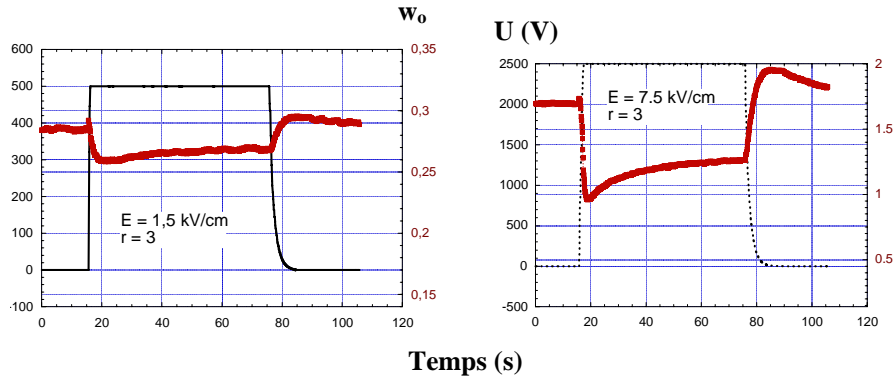


FIG. 3.2 – Evolution temporelle du diamètre du faisceau dans la direction parallèle au champ appliqué (trait épais) et tension appliquée (trait fin) pour $r = 3$, pour un champ extérieur appliqué $E_{ext} = 1.5 \text{ kV/cm}$ et $E_{ext} = 7.5 \text{ kV/cm}$

- le phénomène d'autofocalisation est d'autant plus intense que le champ appliqué est élevé.

Les mesures systématiques réalisées concernant l'autofocalisation d'un faisceau laser continu dans un cristal BTO ont été détaillées dans la publication P17 de la liste des publications.

3.1.3 Mesures en régime impulsif

Comme pour le régime continu, des mesures systématiques ont été réalisées : l'évolution temporelle du diamètre du faisceau est déterminée, sans champ électrique appliqué (diffraction naturelle) et sous champ pendant la durée d'une impulsion laser de 5 ns . La figure 3.3 représente une mesure type du coefficient de diffraction $\alpha(t)$, défini comme le rapport fonction du temps du diamètre de sortie du faisceau sur le diamètre d'entrée pendant une impulsion.

La figure 3.3 indique clairement que le coefficient de diffraction $\alpha(t)$ diminue en comparaison au coefficient de diffraction naturelle sans champ appliqué α_r , ce qui met en évidence un phénomène d'autofocalisation pendant la durée d'une impulsion sous champ appliqué. Des mesures systématiques ont été réalisées pour montrer l'influence de différents paramètres importants dans le processus d'autofocalisation d'une impulsion laser : nous avons fait varier le champ électrique extérieur appliqué au cristal E_{ext} , la densité d'énergie d_e à l'entrée du cristal et le col d'entrée w_e du faisceau. Dans l'analyse de nos résultats expérimentaux, nous nous sommes intéressés à trois valeurs particulières de $\alpha(t)$ durant les 5 ns centrées sur le maximum de l'impulsion τ_p : sa valeur à $t_N = 0$, à $t_N = \tau_p/2$ et à $t_N = \tau_p$ (figure 3.3). [voir liste des publications P10 - P14 - P16 - P20].

La figure 3.4 présente l'influence du champ électrique appliqué E_{ext} et de la densité d'énergie d_e à l'instant $t_N = \tau_p$. L'évolution du phénomène d'autofocalisation apparaît linéaire en fonction du champ extérieur appliqué pour chaque valeur de d_e . Nous comparons les valeurs du coefficient de diffraction pour trois valeurs de la densité d'énergie : 1 mJ/cm^2 , 3 mJ/cm^2 et 5 mJ/cm^2 . Plus la densité d'énergie à l'entrée du cristal est élevée, plus le faisceau est autofocalisé.

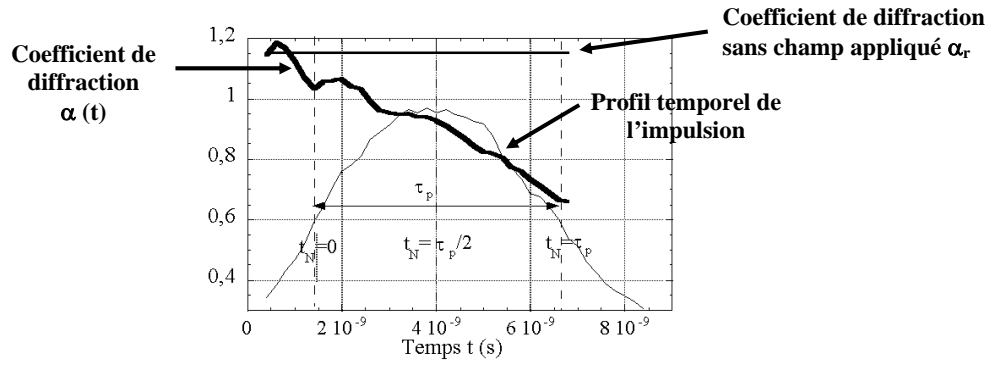


FIG. 3.3 – Mesure type de la dépendance temporelle du coefficient de diffraction pendant la durée d’une impulsion laser dans un cristal de BTO sous champ appliqué : col d’entrée $w_e = 20 \mu m$; densité d’énergie $d_e = 5 mJ/cm^2$; $E_{ext} = 6.25 kV/cm$

Pour étudier l’influence du col d’entrée du faisceau sur le processus d’autofocalisation, nous traçons la variation relative du coefficient de diffraction par rapport au coefficient au repos : $(\alpha - \alpha_r)/\alpha_r$ à l’instant $t_N = \tau_p$ pour différents cols d’entrée et différents champs électriques appliqués.

La figure 3.5 présente cette analyse. Pour une densité d’énergie fixe ($d_e = 5 mJ/cm^2$), plus le col d’entrée du faisceau est large, plus le phénomène d’autofocalisation est intense (figure 3.5(a)). Ceci peut s’expliquer par le fait que, à même densité d’énergie pour différents cols, l’énergie totale du faisceau varie et l’effet photoréfractif est un effet sensible à l’énergie et non à l’intensité. Il est donc intéressant d’étudier l’évolution du coefficient de diffraction 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 3.5(b) présente l’analyse de l’évolution de la variation relative du coefficient de diffraction par rapport au coefficient de diffraction au repos r en fonction du champ extérieur appliqué, pour deux valeurs différentes du col d’entrée w_e : $w_e = 10$ et $20 \mu m$, mais pour une même énergie globale de $15 nJ$. Le phénomène d’autofocalisation semble quasi identique pour les deux cols d’entrée. Ce résultat laisse supposer qu’un faisceau, focalisé à l’entrée du cristal avec un col petit peut être autofocalisé si son énergie est suffisante, ce qui n’est pas sans intérêt technologique en limitation optique.

Pour conclure, une campagne de mesures systématiques de l’autofocalisation d’une impulsion laser dans un cristal BTO a été réalisée pour différents paramètres tels que le champ extérieur appliqué, la densité d’énergie de l’impulsion, le col d’entrée, la polarisation : ces résultats ont été résumés dans la publication P10 de la liste des publications. Cette publication est présentée à la fin de ce chapitre.

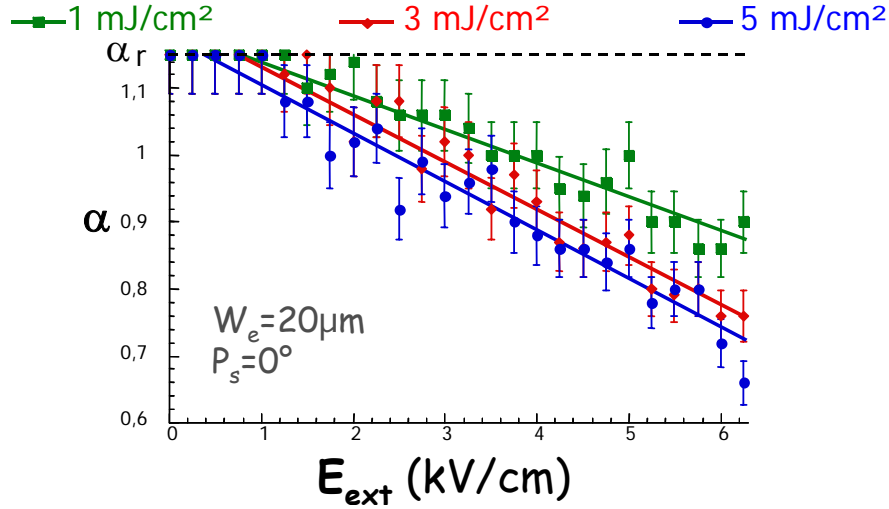


FIG. 3.4 – Coefficient de diffraction en fonction du champ extérieur appliqué dans un cristal BTO sous champ appliqué pour $w_e = 20 \mu\text{m}$ et différentes densités de puissances d_e de 1 à $5 \text{ mJ}/\text{cm}^2$.

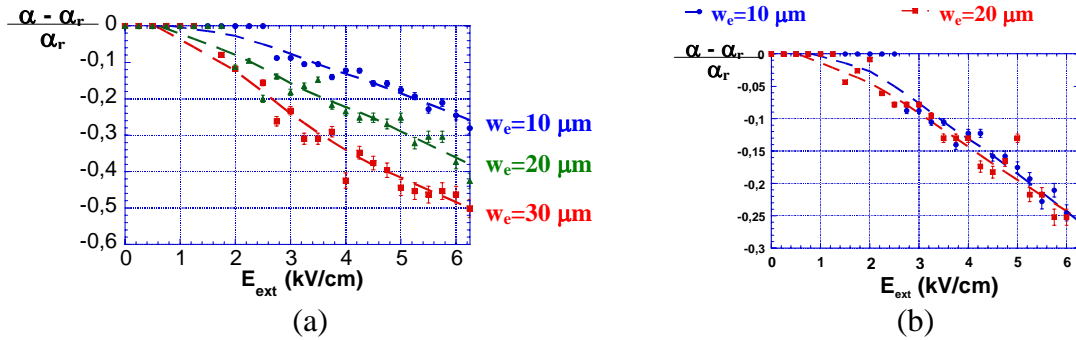


FIG. 3.5 – Variation relative du coefficient de diffraction α par rapport au coefficient de diffraction au repos α_r en fonction du champ extérieur appliqué E_{ext} à $t_N = \tau_p$ (a) pour $d_e = 5 \text{ mJ}/\text{cm}^2$, $w_e = 10, 20$ et $30 \mu\text{m}$ (b) pour une énergie totale $E = 15 \text{ nJ}$ et $w_e = 10, 20 \mu\text{m}$.

3.2 Modèle théorique de la propagation d'un faisceau laser dans un cristal photoréfractif

Pour interpréter les résultats expérimentaux présentés au §3.1., un modèle théorique décrivant l'évolution temporelle d'un faisceau laser dans un matériau photoréfractif et sa propagation a été développé. Dans cette partie, nous présenterons des simulations numériques de la propagation au cours du temps d'un faisceau laser dans un cristal photoréfractif sur deux échelles de temps (en régime continu et impulsionnel). Ces deux modélisations sont basées sur le modèle de transport par bandes de Kukhtarev [37], dans l'hypothèse d'un modèle de dimension (1+1), c'est-à-dire un modèle prenant en compte une seule direction de diffraction x et une dimension de propagation z . 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. Considérant certaines hypothèses propres à chacune des échelles temporelles considérées, pour chaque régime, deux équations ont été dérivées :

- une équation décrivant l'évolution temporelle et spatiale du champ de charge d'espace E en fonction de l'intensité du faisceau laser I_{em}
- une équation de propagation.

3.2.1 Modélisation en régime continu

Expression générale de l'équation de propagation

L'équation de propagation en fonction du temps en régime continu [32, 38] est donnée par l'expression suivante :

$$0 = i \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} - [1 - \exp(-\frac{I_d(1 + |U|^2)t}{\Sigma})](N^2 - D \frac{\partial |U|^2}{\partial X}) \frac{U}{1 + |U|^2} \quad (3.1)$$

$$- E_N(X, Z) \exp(-\frac{I_d(1 + |U|^2)t}{\Sigma}) U$$

où $U = \frac{E_{em}}{\sqrt{I_d}}$ représente le champ électrique de l'onde normalisé par l'éclairement d'obscurité I_d , $X = \frac{x}{x_0}$ et $Z = \frac{z}{kx_0^2}$ les dimensions normalisées par rapport à une longueur arbitraire x_0 . $E_N(X, Z)$ représente le champ initial nécessaire pour prendre en compte l'effet mémoire photoréfractif. E_{em} est l'amplitude du champ électrique de l'onde ; $I_d = \frac{\beta}{s}$, où β et s sont respectivement les coefficients d'excitation thermique et de photo-excitation, est l'intensité d'obscurité.

Cette équation de propagation dépendante du temps est valide pour des temps plus longs que le temps de relaxation diélectrique du matériau. Ses deux derniers termes représentent le champ de charge d'espace normalisé et ainsi la contribution non linéaire à la propagation.

$N^2 = k^2 n^2 r_{eff} x_0^2 (E_{ext} + E_{ph})/2$ est caractéristique de l'effet d'autofocalisation et rend compte des effets focalisant et défocalisant du champ électrique appliqué et de l'effet photovoltaïque. k est le vecteur d'onde, n est l'indice de réfraction, r_{eff} est le coefficient électro-optique effectif, E_{ext} et E_{ph} représentent le champ électrique appliqué dans la direction x et le champ photovoltaïque.

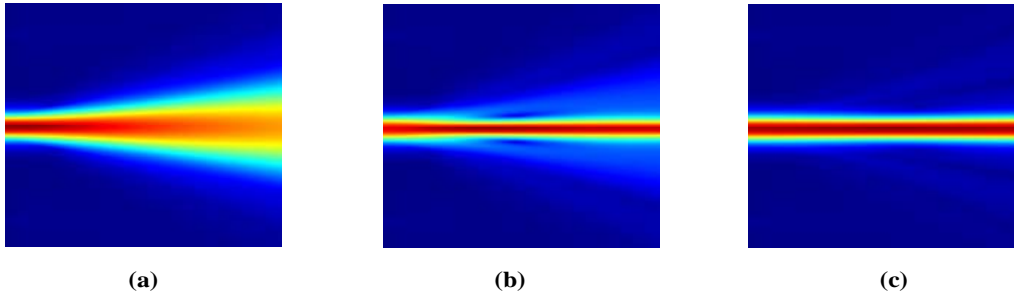


FIG. 3.6 – Simulations numériques de la formation du soliton spatial stationnaire pour $r = 10$, $N = 1$ et $D = 0$ à différents instants : (a) $t = 0$; (b) $t = T_e/5$; $t = T_e$.

$D = k^2 n^2 r_{eff} x_0 (\kappa_B T / 2e)$ est caractéristique des mécanismes de transport liés à la diffusion. κ_B est la constante de Boltzmann, T la température, e la charge élémentaire.

La dépendance temporelle de l'équation de propagation (3.1) est caractérisée par la quantité $\sum = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r I_0}{e \mu n_0}$, correspondant à une densité d'énergie déterminée par les constantes physiques du cristal. Pour étudier l'évolution temporelle d'un faisceau laser au cours de sa propagation, l'équation (3.1) a été intégrée numériquement par une méthode particulièrement adaptée aux équations décrivant la propagation d'une onde en milieu non linéaire [39] : la méthode dite *Split-Step Fourier* (SSF) ou *Beam Propagation Method* (BPM).

Simulations numériques décrivant la formation de solitons stationnaires

Un exemple de simulations montrant la formation d'un soliton stationnaire est présenté sur la figure 3.6 [38]. Dans ce cas, le profil initial utilisé pour la simulation est le profil correspondant au soliton brillant stationnaire, solution de l'équation (3.1) pour $D = 0$ [32]. Cette simulation est réalisée pour $r = 10$, $N = 1$ et $D = 0$. Après le phénomène de diffraction naturelle (figure 3.6(a)), nous pouvons voir sur la figure 3.6(b), que pour $t = T_e/5$ où T_e est le temps de relaxation diélectrique dans le noir, le faisceau se sur-focalise. Pour des temps plus longs, ce phénomène de sur-focalisation disparaît pour atteindre un état de focalisation stationnaire (soliton stationnaire : *screening solitons*), comme illustré sur la figure 3.6(c).

La formation d'un soliton transitoire (*quasi steady-state soliton*), la déviation possible du faisceau (*beam bending*) lorsque la diffusion est prise en compte ou le phénomène de filamentation (*optical branching*) ont été également simulés à partir de ce modèle [voir liste des publications P18] : la publication associée à ces travaux est présentée à la fin de ce chapitre.

3.2.2 Modélisation en régime impulsionnel

Equation de propagation

Si nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation paraxiale et si le milieu présente une absorption négligeable et de faibles variations de l'indice de réfraction [15, 23], l'équation de propagation est décrite par la relation (3.2) :

$$i\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial Z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial X^2} + \frac{1}{2}k^2 n^2 r_{eff} E(x, t) \mathbf{A} = 0 \quad (3.2)$$

avec \mathbf{A} le vecteur champ électrique de l'onde, $Z = z/kx_0^2$, $X = x/x_0$ (x_0 longueur arbitraire).

Le champ de charge d'espace $E(x, t)$ est déterminé par le modèle développé au cours de ma thèse [40-41] basé sur le modèle de transport par bandes de Kukhtarev [37]. Il est important de noter que \mathbf{A} représente le vecteur champ électrique à deux composantes transverses, ce qui permet de prendre en compte le pouvoir giratoire présent dans les matériaux sillénites tels que $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO), $Bi_{12}GeO_{20}$ (BGO) and $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO). Cette équation de propagation non linéaire dépendant du temps est valide pour des durées d'impulsions plus courtes que le temps de recombinaison des porteurs. Nous l'avons également intégrée numériquement en utilisant une méthode *Split Step Fourier* [39].

Simulations numériques

Un exemple de simulation est présenté sur la figure 3.7 pour un cristal de longueur 6 mm [voir liste des publications P6 - P14]. Le profil du faisceau utilisé à l'entrée du matériau photoréfractif est un profil spatial gaussien de col $w_e = 20 \mu m$. Nous considérons une densité d'énergie de $10 mJ/cm^2$ correspondant à une intensité maximale I_{em} de $1 MW/cm^2$ pour une impulsion de durée 10 ns. Les paramètres physiques considérés sont ceux d'un cristal de BSO. Le champ électrique appliqué est de $6.25 kV/cm$.

La figure 3.7 illustre l'évolution du profil de l'éclairement dû à l'impulsion laser en fonction de x et de la direction longitudinale z à différents instants au cours de l'impulsion : pour visualiser les images, nous utilisons une représentation sous la forme de courbes de niveaux du profil d'éclairement. A $t = 0$, nous observons la diffraction naturelle du faisceau lorsqu'aucune modification d'indice ne s'est produite (figure 3.7(a)). Les figures 3.7(b)-3.7(c) illustrent le processus d'autofocalisation du faisceau pendant la durée de l'impulsion : la saturation photoréfractive est atteinte à $t = 7 ns$. Ce processus est suivi par un processus de relaxation vers un état moins focalisé, présenté sur la figure 3.7(d) à $t = 9 ns$.

Ces simulations permettent ainsi de prédire l'évolution en fonction du temps du profil spatial de l'impulsion laser en sortie de cristal.

Pour analyser ces simulations, nous traçons le profil spatial du faisceau à deux instants pendant l'impulsion : à $t = 0$, lorsqu'aucun champ électrique n'est appliqué et à un instant lorsque le cristal est soumis à un champ. La figure 3.8 représente les profils de sortie correspondant aux simulations présentées sur la figure 3.7. A l'instant $t = 7 ns$ correspondant à la saturation, l'intensité au centre du faisceau est plus importante que celle correspondant à la diffraction naturelle ($t = 0$). Simultanément, le rayon du faisceau en sortie de cristal diminue : l'impulsion est donc focalisée au cours de sa propagation.

Synthèse

Les modèles théoriques et simulations numériques développés, à la fois en régime continu et impulsif, nous permettent d'analyser de manière théorique le *coefficient de diffraction* $\alpha(t)$, défini comme le rapport du diamètre du faisceau à la sortie du cristal sur le diamètre à l'entrée. La figure 3.9 présente un exemple type de la dépendance temporelle du coefficient mettant en évidence un état de focalisation transitoire ainsi qu'un

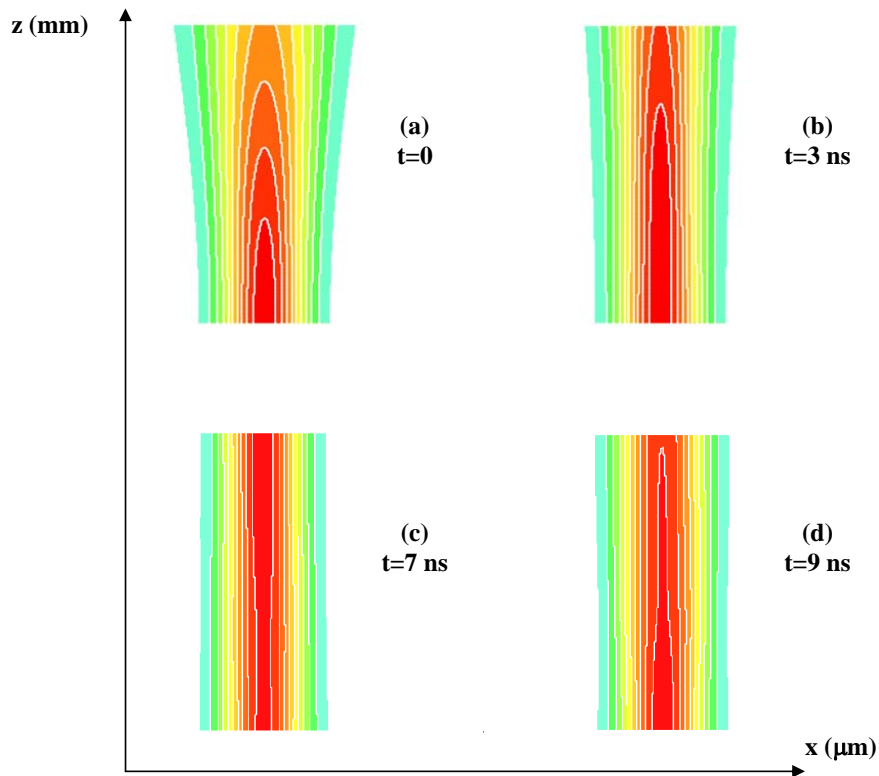


FIG. 3.7 – Calcul numérique de la propagation d'une impulsion laser de 10 ns dans un cristal BTO de longueur 6 mm à différents instants (a) $t = 0$ (b) $t = 3\text{ ns}$ (c) $t = 7\text{ ns}$ (d) $t = 9\text{ ns}$.

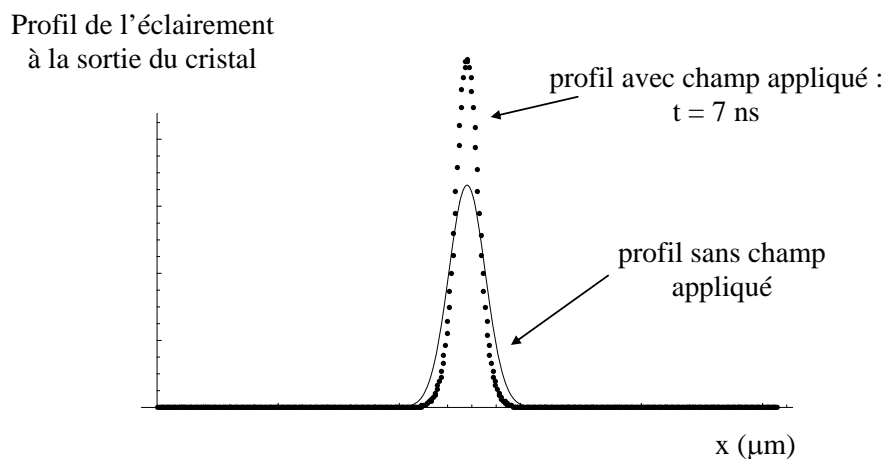


FIG. 3.8 – Profil spatial de sortie de l'impulsion avec et sans champ électrique appliqué, correspondant aux figures 3.7(a) et 3.7(c)

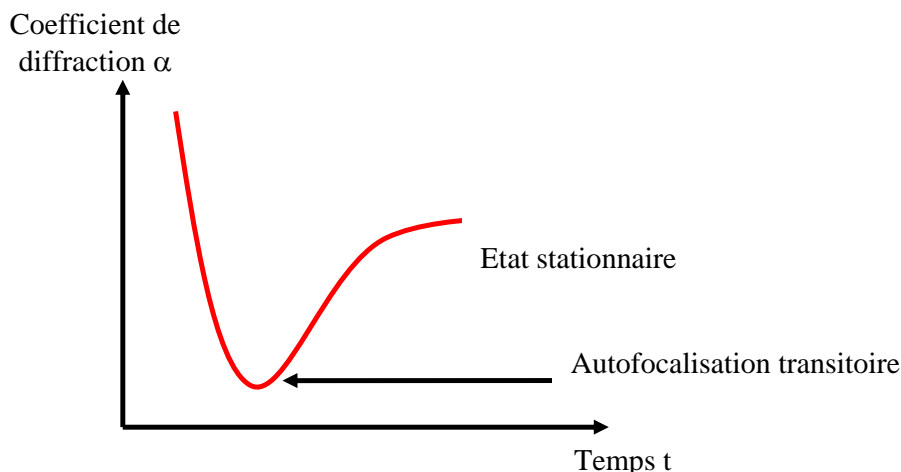


FIG. 3.9 – Dépendance temporelle type du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ calculé théoriquement : ce comportement est similaire en régime continu et impulsionnel.

état stationnaire. Un comportement similaire est observé à l'échelle nanoseconde et en régime continu [voir liste des publications P13, P15, P19]. Une comparaison quantitative des coefficients de diffraction théoriques et mesurés ainsi qu'une analyse de l'influence de la mobilité des électrons sur α sont présentés dans les publications P6 et P14 de la liste des publications. Ces publications sont présentées à la fin de ce chapitre.

De plus, les simulations numériques en régime continu ont permis de calculer l'évolution du temps de réponse en fonction de l'intensité du faisceau laser. La figure 3.10 illustre cette évolution : le temps de réponse lié au phénomène d'autofocalisation peut devenir aussi court que souhaité si l'intensité est suffisamment élevée [42]. Ce résultat laisse supposer qu'un faisceau pourrait être autofocalisé en un temps très court entre les régimes continus et impulsionnels étudiés (par exemple à une échelle de temps microseconde). Ainsi, les matériaux photoréfractifs ont l'avantage de permettre une protection contre des lasers à la fois continus et impulsionnels (ns).

3.3 Caractérisation d'un dispositif limiteur

3.3.1 Introduction

Nous avons étudié le phénomène d'autofocalisation de faisceaux lasers continus et impulsionnels (à l'échelle nanoseconde) dans les matériaux photoréfractifs, à la fois expérimentalement et théoriquement. Les résultats obtenus ont montré la possibilité pour un faisceau laser d'être autofocalisé sur les deux échelles de temps à condition que son intensité soit suffisamment élevée. Ces travaux ont montré la possibilité d'utiliser le phénomène d'autofocalisation photoréfractive pour la limitation optique [voir liste des publications P13, P15, P19]. Menés sur un cristal BTO, cette validation a néanmoins fourni 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 [voir liste

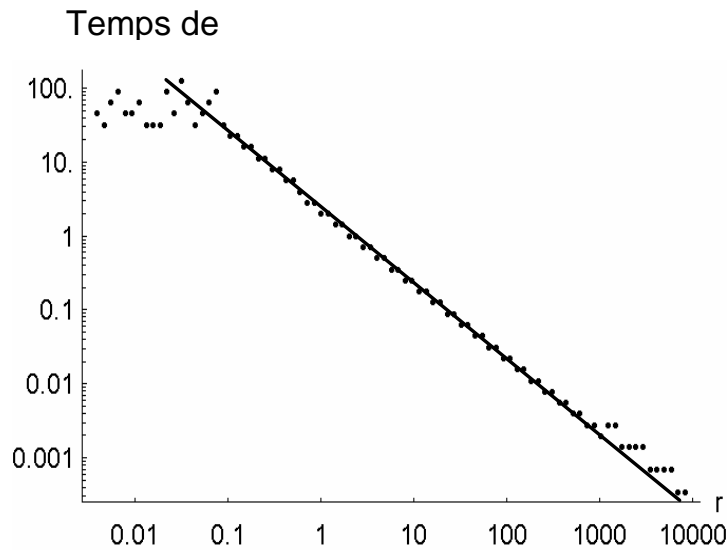


FIG. 3.10 – Temps de réponse du phénomène d'autofocalisation en fonction de l'intensité du faisceau laser r .

des publications P7-P8].

Nous nous proposons, dans cette partie, de caractériser un cristal SBN en termes de limitation optique. Dans ce but, un dispositif expérimental original permettant de quantifier le pouvoir focalisant du cristal a été mis au point : ce dispositif décrit sur la figure 2.2(b) répond aux performances exigées par les normes OTAN :

- Ouverture numérique du faisceau incident : 5.4
- Diamètre du faisceau à l'entrée du matériau : $100 \mu m$
- Longueur d'onde : 400 à 700 nm
- Energie maximale sur des durées de 10 ns à 100 μs : $1.2 \mu J$
- Puissance maximale sur des durées de 100 μs à 0.25 s : $12 mW$
- Energie seuil sur des durées 10 ns à 100 μs : $0.05 \mu J$
- Puissance seuil sur des durées de 100 μs à 0.25 s : $0.5 mW$
- Longueur de déport de col équivalente dans le vide : 4 mm
- Transparence linéaire minimale : 70 %
- Position du col par rapport à la face d'entrée du cristal : 1 mm

3.3.2 Description du banc aux normes OTAN

Notre but est de tester le dispositif de limitation dans des conditions assez proches de celles attendues dans une situation réelle (figure 3.11). Pour simuler une *attaque* laser, le diamètre du faisceau initial est agrandi à l'aide d'un objectif de microscope, collimaté en un faisceau parallèle après la lentille de focale 50 cm et son centre est prélevé (faisceau dit *flat top*) à l'aide d'une lentille équipée d'un diaphragme. Ce faisceau est ensuite focalisé sur la face d'entrée du cristal avec une lentille de focale 10 cm : nous obtenons ainsi une ouverture numérique de faisceau de $f/5$ correspondant aux normes OTAN. Le faisceau à la sortie du cristal est focalisé avec un doublet de lentilles sur un trou de 10 μm de diamètre. L'intensité lumineuse traversant ce trou est collectée via un objectif de micro-

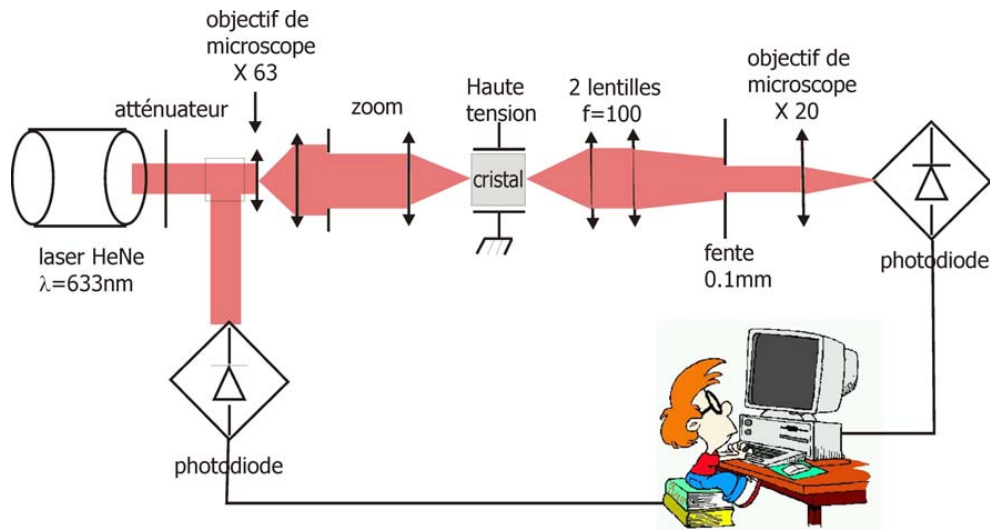


FIG. 3.11 – Banc OTAN à $f/5$

scope et mesuré grâce à une photodiode. Le cristal photoréfractif est placé dans le Plan Focal Intermédiaire (PFI) du système optique : l'échantillon utilisé est un *SBN* : 60 de dimensions $8.3 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ (suivant les axes 100 001 010) et ayant une transparence de 70 %. Un champ électrique est appliqué le long de l'axe ferroélectrique c du cristal 001 et le faisceau laser se propage le long de l'axe 100 ; il est polarisé suivant l'axe c du cristal. Pour obtenir un temps de réponse optimal (figure 3.10), le cristal doit être placé au Plan Focal Intermédiaire du système de manière à exploiter la densité d'énergie la plus importante.

3.3.3 Résultats expérimentaux

Mesures types

La courbe présentée sur la figure 3.12 représente une mesure type réalisée par le banc à $f/5$. L'intensité mesurée par la photodiode en sortie de cristal, corrigée par l'intensité mesurée par la photodiode de référence (pour diminuer les effets dus aux instabilités mécaniques du laser et du montage), est représentée en fonction du temps. Le champ électrique appliqué est également indiqué par le biais du trait en pointillé. Comme nous l'avons indiquée précédemment, l'objectif est de quantifier le facteur de protection fourni par le cristal de *SBN*. En notant :

- I_1 l'intensité transmise sans champ appliqué
- I_2 le minimum de l'intensité transmise lorsque le champ est appliqué (figure 3.12),

on définit alors le facteur de protection maximal :

$$F_p = \frac{I_1}{I_2} \quad (3.3)$$

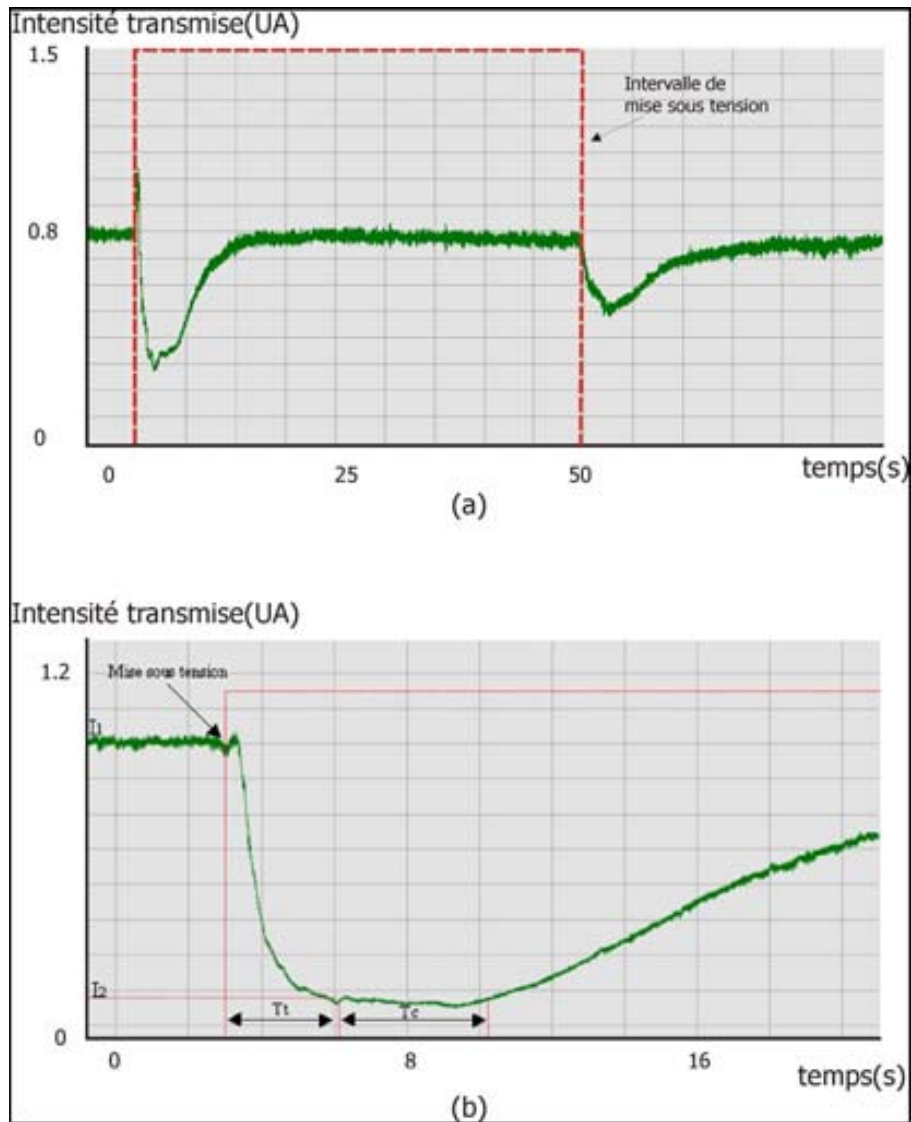


FIG. 3.12 – Deux exemples de courbes typiques mesurées grâce au banc à $f/5$ à différentes échelles temporelles. La courbe en pointillé représente le champ appliqué.

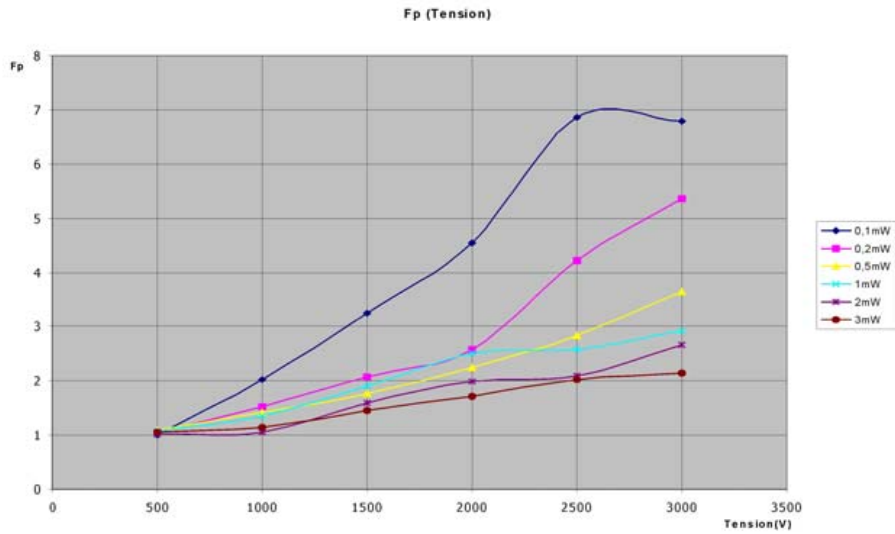


FIG. 3.13 – Facteur de protection maximal en fonction du champ électrique appliqué pour différentes puissances incidentes.

On définit également :

- T_t est le temps nécessaire pour atteindre le minimum de l'intensité transmise I_2
- T_c est le temps pendant lequel l'intensité transmise vaut I_2 .

Le temps T_t n'est pas réellement représentatif de la rapidité du phénomène photoréfractif. En effet, si le minimum I_2 reste assez élevé, alors cette valeur sera rapidement atteinte. Dans ce cas, la valeur de T_t sera faible et pourtant la réaction ne sera pas nécessairement très rapide. Pour parer à ce problème, nous déterminons une autre grandeur :

$$V = \frac{F_p}{T_t} \quad (3.4)$$

qui représente la vitesse à laquelle le minimum I_2 est atteint. Cette grandeur caractérise davantage la rapidité de la protection.

Résultats expérimentaux

Dans le but de déterminer les conditions optimales pour la limitation optique, les mesures ont été réalisées dans différentes conditions expérimentales pouvant influencer sur l'effet photoréfractif. On a donc fait varier le champ appliqué, la puissance du faisceau incident ainsi que la densité de puissance du faisceau incident [43]. Ces mesures ont également été réalisées en fonction de la position du cristal par rapport au Plan Focal Intermédiaire.

L'analyse des résultats expérimentaux obtenus met en évidence une réponse plus rapide quand on augmente le champ électrique appliqué et l'intensité du faisceau laser : en effet, le temps nécessaire T_t pour atteindre le minimum est plus court à forts champs électriques et à intensités lumineuses élevées. Ainsi, l'augmentation de la puissance incidente et du champ électrique induit une augmentation de la vitesse de protection, ce qui peut permettre d'améliorer globalement le système de limitation. Néanmoins, comme l'illustre la

figure 3.13, l'évolution du facteur de protection n'est pas forcément favorable dans ce cas : F_p augmente lorsque la tension appliquée est plus élevée mais simultanément, l'énergie transmise I_2 augmente d'une façon presque linéaire avec l'augmentation de la puissance incidente I_1 .

3.4 Conclusion

Les résultats obtenus montrent qu'un limiteur optique basé sur l'autofocalisation photoréfractive est un dispositif de protection réalisable et performant pour des puissances lumineuses faibles. Il pourrait donc être intéressant de coupler ce type de protection à une autre solution de protection laser, efficace pour des intensités plus fortes et basée sur un autre principe physique (Absorption Saturable Inverse par exemple). En effet, l'avantage de notre méthode réside dans son faible seuil d'activation (quelques nJ) qui permet d'atteindre une protection optique efficace à des intensités trop faibles pour les autres méthodes de protection mais qui sont toujours dangereuses pour un capteur optique. Un autre avantage de notre dispositif est son optimisation facile pour un certain régime de puissances par l'intermédiaire du champ électrique appliqué. La protection peut également être la plus efficace possible en jouant sur le placement du cristal dans le système optique : des mesures du facteur de protection plus que performantes ont été réalisées pour différentes positions de l'échantillon, soit avant, soit après le Plan Focal Intermédiaire, ce qui permet une certaine souplesse dans la réalisation du dispositif limiteur.

Malgré tous ces avantages, nos travaux concernant ce thème ne se sont pas poursuivis après 2002, du fait du manque d'intérêt de notre partenaire industriel (SFIM Industries, actuellement Sagem Défense) dans la poursuite de ces activités et de sa détention du brevet concernant le limiteur optique à autofocalisation photoréfractive.

3.5 Publications associées

Experimental self-focusing of a single laser pulse in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

D. Wolfersberger,^{a)} N. Fressengeas, J. Maufroy, and G. Kugel

Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes, Laboratoire Commun à l'Université de Metz et Supélec 2, rue Edouard Belin, 57070 Metz Cedex, France

(Received 3 August 2000; accepted for publication 22 November 2000)

A single 5 ns laser pulse is experimentally shown to self-focus in electrically biased $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Systematic measurements have been conducted in order to characterize the physics of fast photorefractive self-focusing. The influence of the externally applied electric field, the incident energy density, the input beam waist and polarization state are reported. © 2001 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1341207]

I. INTRODUCTION

Today beam self-focusing and self-trapping in photorefractive medium is the focus of many studies, at least as far as steady state is concerned. Photorefractive materials are known to allow beam self-focusing^{1,2} or defocusing,³ leading to the possible prediction⁴ and observation⁵ of spatial solitons. These phenomena have been shown to occur only if the photorefractive crystal is properly biased by an external electric field^{6,7} or by an adequate photovoltaic or photogalvanic⁸ nonlinearity. The time behavior of the self-focusing phenomena has also been brought out theoretically^{9,10} and experimentally.¹¹ These few studies predict that a laser beam can be self-focused in short time scales, provided its intensity can be raised enough or the dark or background irradiance can be lowered enough.¹²

Although all the main studies reported in the literature deal with self-focusing of continuous laser beams at a low power level, only rather recent literature reports that self-focusing in photorefractive media leading to spatial solitons occurs under repetitive pulsed illumination,¹³ in accordance with previously developed theoretical predictions.¹⁴

As detailed in Ref. 15, the photorefractive self-focusing effect is due to partial masking of the externally applied electric field, at least as far as a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) crystal is concerned. This results, through the negative first order electro-optic effect, in an index variation on the spot of the beam, thus inducing a waveguide. As shown in Ref. 15, a 5 ns single 100 nJ laser pulse is able to be self-focused.

In this article, we propose investigating the buildup mechanisms of this fast photorefractive self-trapping phenomena. Time-resolved experimental observations of a single 5 ns laser pulse self-focusing in a BTO crystal are presented and discussed. Systematic investigations versus the external applied electric field and the incident beam intensity show the possibility for a laser pulse to be self-focused during its propagation. Theoretical numerical simulations of the propagation of such a single pulse in a photorefractive crystal¹⁵ confirm that observation. Specific attention is fo-

cused on the influence of the polarization. This is necessarily due to the fact that BTO, belonging to the sillenite family, is characterized by a gyrotory power of $11^\circ/\text{mm}$ at the wavelength $\lambda = 532$ nm. Experimental results on the influence of the polarization of the incident laser beam on the self-focusing phenomena are also presented and discussed.

II. EXPERIMENTAL SETUP

A. Experimental apparatus (Fig. 1)

The 532 nm wavelength laser pulse emitted by a KTP doubled YAG-Nd laser with an energy equal to 17 mJ is strongly attenuated and focused on the entrance face of a 110, 110, 001 cut BTO crystal, the light propagation direction being along 110. The entrance beam waist is adjustable between 10 and 30 μm , using a 70–210 mm focal length zoom and the position of the beam waist is carefully monitored at the entrance face by observing the beam that is reflected on the crystal. The entrance polarization of the laser beam can be chosen using a half-wave plate. Earlier studies on BTO^{11,16} have neglected the gyrotory power by prerotating the input polarization plane so as to compensate for half the crystal induced gyration and thus minimize the maximum angle between the polarization and the electric field directions. In our experiments, we chose to study the self-focusing of a beam polarized so as to get the strongest phenomena rather than neglecting the polarization direction. For that, preliminary results for various input polarizations showed that a maximum self-focusing power under applied field is achieved for an output polarization parallel to the electric field.

Two different BTO samples of two different lengths have been studied: the BTO18 sample of length $l = 3.17$ mm, and the BTO16 sample of length $l = 6.4$ mm. The majority of the systematic quantitative measurements have been done on the shorter one (BTO18 sample). Indeed, a propagation in our 6.4 mm long sample induced such a strong absorption that the transmitted light was nearly below our detector sensitivity. Furthermore, as detailed later, in a 3.17 mm long crystal, we can assume that the polarization state remains linear.

^{a)} Author to whom correspondence should be addressed; electronic mail: Delphine.Wolfersberger@supélec.fr

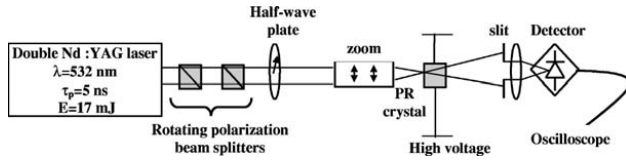


FIG. 1. Experimental apparatus used in the study of the laser pulse self-focusing.

As described in Refs. 10 and 11, the beam diameter in the direction parallel to the field is monitored using a real time measurement technique based on a far field spatial filtering; the light passing through a 1 mm wide vertical slit orthogonal to the external electric field applied and positioned at 140 mm away from the crystal output face can be considered to be proportional to the output beam waist. This technique allows an instantaneous time-resolved measurement of the output beam diameter during a single pulse, provided the beam is not bent in the photorefractive media and thus remains globally centered on the same spot.

Therefore, before undertaking systematic measurements of the self-focusing phenomenon, we determined experimentally that no bending occurred during the beam propagation when an electric field was applied, because Aguilar *et al.*¹⁷ reported transient self-bending due to drift nonlinearity on a far slower time scale. The experimental setup used in such a measure consists of imaging the output face of the crystal (using an imaging lens in $2f$ - $2f$ setup) on a fast position detector, consisting of two side by side photodiodes at a distance of several micrometers. For fluences from 1 to 10 mJ/cm^2 , waists in the range 10 – $30 \mu\text{m}$ and electric fields of a few kV/cm , which correspond to the parameters used for systematic investigations, no indication of any significant self-bending could be detected, thus allowing to use the spatial filtering measurement technique explained previously.

We can be reasonably sure that our measurements are not perturbed by a possible free carrier induced nonlinear absorption because free carriers do exist with or without any applied electric field. Furthermore, we have carried out direct charge coupled device camera observations which qualitatively evidence the self-focusing effect.

B. Typical measurement

Once ascertained that the beam remains globally centered and the polarization is carefully set for the strongest self-focusing effect, the experimental setup described in Fig. 1 yields a time-resolved measurement of the light intensity, which is proportional in real time to the output beam waist.

As shown on Fig. 2(a), the temporal profiles of the intensity passing through the slit are acquired twice:

- (i) a first measure with no applied electric field so considering the $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ sample as a linear media;
- (ii) a second measure with a proper external applied electric field leading thus to the activation of the nonlinear effect.

Between these two successive measurements, we use a uniform illumination to erase the crystal in order to avoid possible memory effects.

We remark in Fig. 2(a) that the intensity measured is less important when an electric field is applied: in fact, when the output beam diameter becomes smaller, the diffraction from the output face of the crystal is more important and thus the intensity passing through the slit is less important. A decrease in intensity thus evidences a self-focusing phenomena. The point to point ratio of these two measurements gives a time-resolved result proportional to what we have called the diffraction coefficient $\alpha(t)$ which is defined as the ratio of the output over the input beam diameters. To obtain absolute measurements, a reference is set by calculating and measuring α_r , the rest diffraction coefficient, when the crystal can be considered linear.

Figure 2(b) represents a typical diffraction coefficient evolution during a single pulse, corresponding to the average of 20 measurements operated under the same conditions.

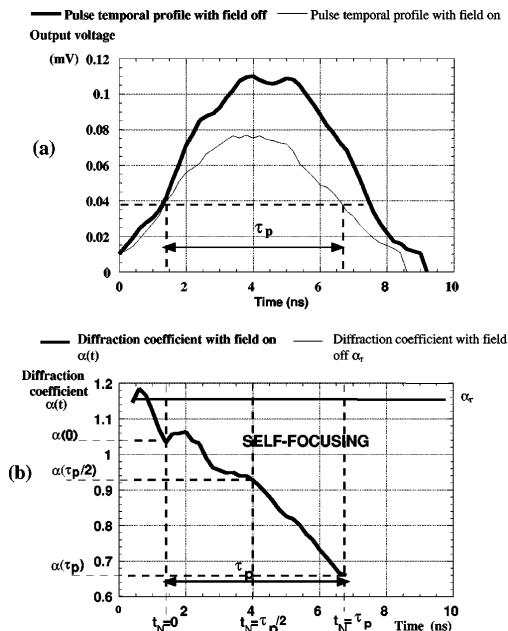


FIG. 2. Typical time-resolved measurements of pulse self-focusing occurring in a 3.17 mm long BTO sample. (a) shows the pulse temporal profiles measured through the slit with field off (thick line) and on (thin line). (b) shows a typical diffraction coefficient measure $\alpha(t)$ during a single pulse when an electric field is applied. The quantity α_r corresponds to the diffraction coefficient when the crystal can be considered to be linear (no electric field applied). The pulse half width is noted τ_p and $\tau_p=5 \text{ ns}$. $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$ and $t_N=\tau_p$ represents times corresponding to the beginning, the maximum and the end of the pulse for analysis.

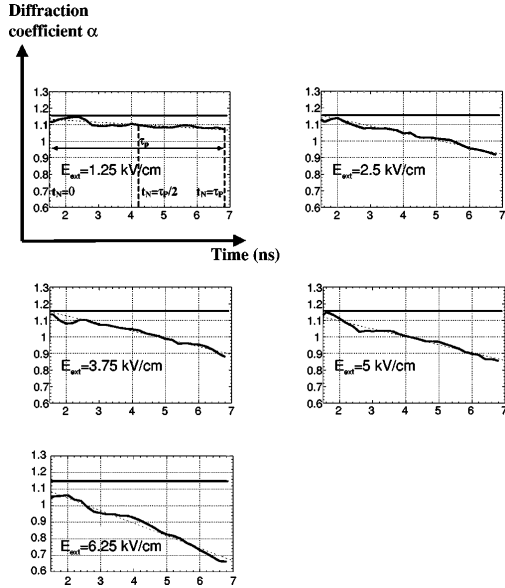


FIG. 3. Measured time evolution of the diffraction coefficient $\alpha(t)$ during a pulse duration τ_p taken in the direction parallel to the applied electric field, for $w_e=20 \mu\text{m}$, $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$, $P_s=0^\circ$ and for different applied fields: (a) 1.25 kV/cm, (b) 2.5 kV/cm, (c) 3.75 kV/cm, (d) 5 kV/cm, and (e) 6.25 kV/cm.

Owing to measurement noise issues, the measurement time window has been centered around the pulse maximum and its width has been set to the pulse half width at half maximum τ_p (near 5 ns). The continuous decrease of the diffraction coefficient evidences that the laser beam is progressively self-focused during the pulse propagation. To analyze the results, we note $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$, and $t_N=\tau_p$ the times corresponding, respectively, to the beginning, the maximum and the end of the pulse intensity.

III. EXPERIMENTAL ANALYSIS

A. Measurement versus time and electric field applied

We undertook systematic measurements in order to evidence the behavior of the output beam diameter of the propagating pulse in the direction parallel to the applied field, for electric fields going from 250 V/cm to 6.25 kV/cm by steps of 250 V/cm and for beam peak energy densities of 1–5 mJ/cm² and waists of 10–30 μm . Figures 3(a)–3(e) show a representative set of experimental diffraction coefficient $\alpha(t)$ for different applied fields, for an energy density d_e of 5 mJ/cm², a waist w_e of 20 μm and an entrance polarization adjusted to obtain an output polarization P_s parallel to the field applied ($P_s=0^\circ$). The reported results concern the BTO18 sample whose length equals 3.17 mm and are presented, as described before, during the pulse duration τ_p . Figure 3(a) represents the result obtained for an applied field of 1.25 kV/cm: we notice that the coefficient α decreases from the initial diffraction coefficient $\alpha_r=1.15$, correspond-

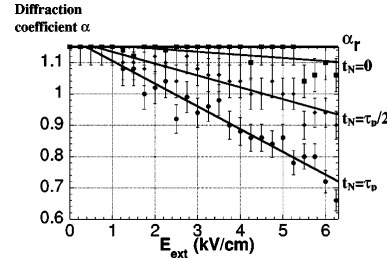


FIG. 4. Experimental diffraction coefficient α vs the external applied electric field for $w_e=20 \mu\text{m}$, $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$, and $P_s=0^\circ$ at different times during the pulse: $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$ and $t_N=\tau_p$.

ing to the natural diffraction coefficient for an entrance beam waist of 20 μm and propagating in a crystal length of 3.17 mm when no electric field is applied, to $\alpha(\tau_p)=1.08$ with field applied, showing a slightly self-focusing of the light pulse. Figures 3(b)–3(e) show that self-focusing becomes more important when the applied electric field increases: for example, $\alpha(t)$ decreases to $\alpha(\tau_p)=0.66$ for a field of 6.25 kV/cm.

The measurements presented in Fig. 3 allow us to study the influence of the external applied electric field E_{ext} on the diffraction coefficient and thus on the pulse self-focusing. A systematic analysis of the experimental results for the three specified times $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$ (pulse maximum) and $t_N=\tau_p$ has been performed and the diffraction coefficient $\alpha(t)$ versus the external electric field (corresponding to results of Fig. 3) are reported in Fig. 4. The self-focusing evolution appears as varying nearly linearly versus the applied electric field. Furthermore, the self-trapping phenomena is more intense at the end of the pulse ($t_N=\tau_p$) than both at the beginning ($t_N=0$) and at the pulse maximum ($t_N=\tau_p/2$). As described in references 10 and 15, thus evidences the progressive field masking during the pulse.

B. Measurement versus energy density

In order to investigate the influence of the beam power density on the self-focusing phenomena, systematic measurements have also been done for various input energy densities. As before, in order to analyze the experimental results as a function of light energy, we have taken three particular values of the diffraction coefficient $\alpha(t)$ during the pulse: at $t_N=0$, $\tau_p/2$, and τ_p . A typical example of the diffraction coefficient for three different energy densities d_e is presented in Fig. 5. We compare the diffraction coefficient values α for $d_e=1 \text{ mJ/cm}^2$, $d_e=3 \text{ mJ/cm}^2$, and $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$ at the time $t_N=\tau_p$ as a function of the electric field applied, for $w_e=20 \mu\text{m}$ and $P_s=0^\circ$. It is observed that for all fields studied, the higher the energy density, the more intense the self-focusing phenomena.

C. Measurement versus waist

The measurements previously presented (Figs. 3–5) concern an entrance beam waist equal to 20 μm which corresponds for the BTO18 crystal to a natural diffraction coeffi-

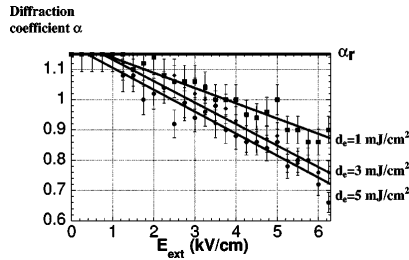


FIG. 5. Experimental diffraction coefficient α vs the external applied electric field for $w_e=20 \mu\text{m}$, $P_s=0^\circ$ and different energy densities $d_e=1, 3,$ and 5 mJ/cm^2 at $t_N=\tau_p$.

cient $\alpha_r=1.15$ when no electric field is applied. Another interesting parameter to be studied is the entrance beam waist which has been varied from 10 to 30 μm . Two different types of systematic measurements have been realized:

- (i) one series for different waists and for a similar energy density (for example $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$) (Fig. 6); and
- (ii) another series for different waists but for a total energy of the pulse globally constant (Fig. 7).

Figure 6 reports the relative variation of the diffraction coefficient α compared to the natural diffraction coefficient α_r : $(\alpha-\alpha_r)/\alpha_r$ at the time $t_N=\tau_p$ for different entrance waists w_e ($w_e=10, 20,$ and $30 \mu\text{m}$) and different electric fields (E_{ext} from 0 to 6.25 kV/cm).

For an energy density constant $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$, the larger the entrance beam waist, the more intense the photorefractive self-trapping becomes. This can be explained by the fact that, for a similar fluence d_e and different entrance waists, the total beam energy varies. The photorefractive effect is known as a phenomenon sensitive to the energy rather than to the intensity. That is the reason why we have also studied the self-focusing evolution for different entrance waists w_e while keeping the overall pulse energy constant.

Figure 7 presents the relative evolution $(\alpha-\alpha_r)/\alpha_r$ for $w_e=10$ and 20 μm and an energy equal to 15 nJ. In this case, the self-focusing phenomenon seems similar for the two values of w_e . This result allows us to suppose that a beam with a small waist can be self-focused if its global energy is high enough.

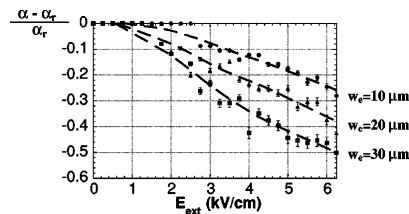


FIG. 6. Relative variation of the diffraction coefficient α compared to the natural diffraction coefficient α_r vs the applied electric field E_{ext} , for $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$, $P_s=0^\circ$ and for $w_e=10, 20,$ and $30 \mu\text{m}$ at $t_N=\tau_p$.

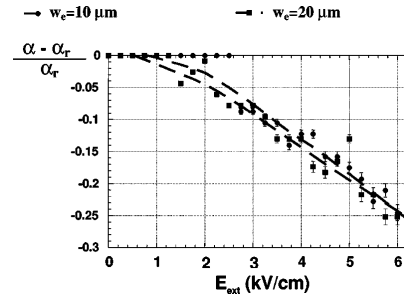


FIG. 7. Relative variation of the diffraction coefficient α compared to the natural diffraction coefficient α_r as a function of the applied electric field E_{ext} for a global energy $E=15 \text{ nJ}$ and for two different waists $w_e=10$ and $20 \mu\text{m}$ at $t_N=\tau_p$.

D. Measurement versus light polarization

As already explained, the polarization of the beam on the entrance face of the crystal is a crucial parameter of the behavior of the phenomenon. For this reason, we made systematic experimental investigations versus the beam polarization in order to determine the maximum self-focusing reachable under an applied dc electric field.

Although the combined effect of gyration and photoinduced birefringence may lead to a potentially complex output polarization state, we have determined experimentally that the output polarization remained linear within the precision range of our instruments. Therefore, we can consider in the following that the polarization change that occurs during propagation is only a rotation of the polarization plane due to optical gyration effects.

Figure 8 shows the averaged diffraction coefficient measured during a single laser pulse, studying the BTO18 sample ($l=3.17 \text{ mm}$) for various output polarizations. Measurements presented have been done for an input beam waist of 30 μm , a fluence of 5 mJ/cm^2 and applied fields of 6.25 and 3.75 kV/cm. The curves in Fig. 8 display the diffraction coefficient as a function of the output polarization, which is equal to the input one added to 35° for the short sample

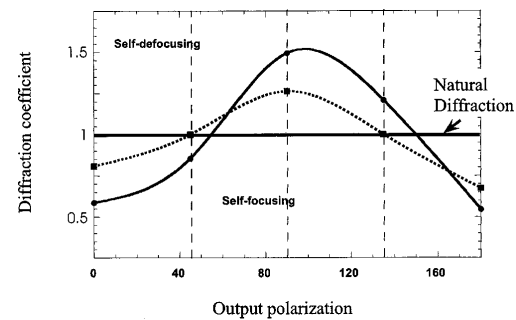


FIG. 8. Averaged diffraction coefficient measured for a 3.17 mm long BTO crystal for an input beam waist of 30 μm , a fluence of 5 mJ/cm^2 , and applied fields of 6.25 kV/cm (solid line) and 3.75 kV/cm (dotted line) as a function of the output polarization.

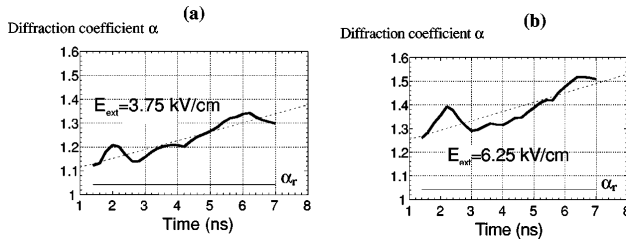


FIG. 9. Measured time evolution of the diffraction coefficient $\alpha(t)$ during τ_p for an output light polarization orthogonal to the applied electric field E_{ext} : $P_s=90^\circ$, for an input waist $w_e=30 \mu\text{m}$, for $d_e=5 \text{ mJ/cm}^2$ and the applied voltages (a) 3.75 kV/cm and (b) 6.25 kV/cm.

BTO18. The experimental results evidence that the phenomenon occurring is globally self-focusing for an output polarization parallel to the applied field (0° modulo 180°) and self-defocusing for the orthogonal polarization.

In the same spirit, we have conducted systematic experiments in order to evidence a self-defocusing behavior when the output polarization is set to be orthogonal to the applied electric field. Figures 9(a)–9(b) present experimental results of the diffraction coefficient of a single laser pulse in conditions similar to those used for the self-focusing experiments presented in the previous section, for instance an energy density of 5 mJ/cm^2 , applied fields (a) 3.75 kV/cm and (b) 6.25 kV/cm, and an entrance beam waist of $30 \mu\text{m}$. Similar dependences upon the experimental conditions are retrieved for the self-defocusing effect: the time behavior of the output beam waist seems quasilinear. Furthermore, increasing the beam fluence or the external applied field results in a strengthening of the defocusing phenomenon.

Figure 10 presents an analysis confirming the field de-

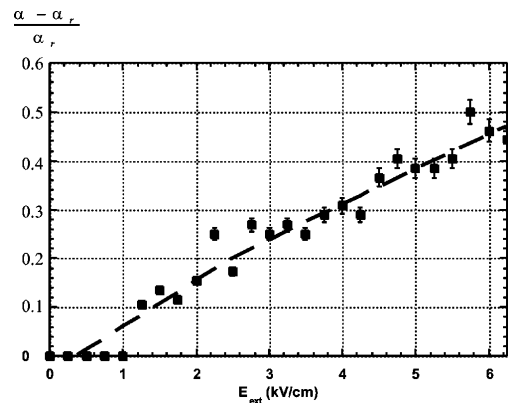


FIG. 10. Relative diffraction coefficient $(\alpha - \alpha_r)/\alpha_r$ at the end of the pulse ($t_N=\tau_p$) for a $30 \mu\text{m}$ input beam waist w_e and a 5 mJ/cm^2 fluence, as a function of the applied electric field.

pendence of the relative diffraction coefficient, which is shown, as for self-focusing effects, to be nearly linear with the applied field.

IV. CONCLUSION

Our experimental investigation evidenced the possibility for a single 5 ns laser pulse to be self-focused or self-defocused in an optically active photorefractive sample of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. The influence of different parameters such as the external applied electric field, the input beam energy density, and the entrance beam waist have been studied systematically and thus allowed us to determine the appropriate conditions for a single laser pulse to be self-focused (or defocused).

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Dr. D. Rytz from the Forschungsinstitut für mineralische und metallische Werkstoffe Edelsteine/Edelmetalle (Idar-Oberstein, Germany) for useful discussion and for his BTO crystal on which our experiments were conducted. This work was supported in part by the Region Lorraine.

- ¹M. Segev, B. Crosignani, and A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 923 (1992).
- ²M. Castillo *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 408 (1994).
- ³M. Segev, Y. Ophir, and B. Fischer, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1086 (1990).
- ⁴B. Crosignani *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 446 (1993).
- ⁵G. C. Duree *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 533 (1993).
- ⁶S. R. Singh and D. N. Christodoulides, *Opt. Commun.* **118**, 569 (1995).
- ⁷A. A. Zozulya and D. Z. Anderson, *Phys. Rev. A* **51**, 1520 (1995).
- ⁸G. C. Valley *et al.*, *Phys. Rev. A* **50**, R4457 (1994).
- ⁹A. A. Zozulya and D. Z. Anderson, *Opt. Lett.* **20**, 837 (1995).
- ¹⁰N. Fressengeas, J. Maufroy, and G. Kugel, *Phys. Rev. E* **54**, 6866 (1996).
- ¹¹N. Fressengeas, D. Wolffersberger, J. Maufroy, and G. Kugel, *J. Appl. Phys.* **85**, 2062 (1999).
- ¹²N. Fressengeas, D. Wolffersberger, J. Maufroy, and G. Kugel, *Opt. Commun.* **145**, 393 (1998).
- ¹³K. Kos, G. Salamo, and M. Segev, *Opt. Lett.* **23**, 1001 (1998).
- ¹⁴M. Segev, M. Shih, and G. C. Valley, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 706 (1996).
- ¹⁵D. Wolffersberger, N. Fressengeas, J. Maufroy, and G. Kugel, *Phys. Rev. E* **62**, 8700 (2000).
- ¹⁶G. Quirino *et al.*, *Opt. Commun.* **123**, 597 (1996).
- ¹⁷P. Aguilar, J. S. Mandragon, S. Stepanov, and V. Vysloukh, *Phys. Rev. A* **54**, R2563 (1996).

Simulation of the temporal behavior of soliton propagation in photorefractive media

J. Maufroy,¹ N. Fressengeas,¹ D. Wolfersberger,^{1,2} and G. Kugel²

¹Supélec, 2 rue Edward Belin, 57078 Metz Cedex 3, France

²Laboratoire Matériaux Optiques à Propriétés Spécifiques—CLOES, Université de Metz—Supélec, 2 rue Edouard Belin, 57078 Metz Cedex 3, France

(Received 24 July 1998)

We consider the propagation of light beams in photorefractive media in the framework of a (1+1)-dimensional model. The Kukhtarev band transport model is introduced both in a time-dependent differential equation describing the evolution of the space charge field and in a nonlinear wave propagation equation. This latter is then numerically solved with a beam propagation method routine. The evolution in time and space of an initially diffracting laser beam is simulated as a function of initial profiles and waists. The beam is shown to go through a transient overfocused state prior to relaxing to a steady state soliton. Additional features such as the stability condition of the system or effects such as optical branching and soliton interactions are studied. [S1063-651X(99)15305-4]

PACS number(s): 42.65.Tg, 42.65.Sf, 42.65.Hw, 42.65.Jx

I. INTRODUCTION

The study of light propagation as spatial soliton beams in photorefractive media is a research topic that began in the early 1990's. It is now widely studied in the general frame of photorefractive nonlinear optics. Since the prevision in 1992 [1,2] of photorefractive spatial solitons and their first experimental observation in 1993 [3,4], this field of both theoretical and experimental investigations had led to the discovery of different types of solitons (quasisteady-state, screening, and photovoltaic soliton) [5–7]. It also allowed a study of new possibilities more recently of applications such as inducing waveguides [8] by solitons or interactions between solitons [9,10].

In 1996, we proposed a theoretical and numerical analysis, based on a (1+1)-dimensional theory, which allowed us to explain the formation of solitons by showing the link existing between the quasi-steady-state soliton and the screening one [11]. This study, using the photorefractive band transport model developed by Kukhtarev *et al.* [12] led to an analytical expression of the space charge field as a function of time allowing the introduction of particular initial conditions. The introduction of this space charge field equation in the wave equation yielded a time-dependent nonlinear wave propagation equation, which governs the conditions of propagation of the light beam in the photorefractive medium.

In order to perform a numerical resolution of this wave equation, we conducted, in previously published papers [11,13], a mathematical treatment based on finding the soliton solution of this equation. This allowed us to deduce the time evolution of the soliton profile, as well as the dependence of its half width at half maximum (HWHM) as a function of one basic parameter which is the ratio r between the peak irradiance and the sum of the background irradiance and the equivalent dark irradiance. This approach, which was, as we will discuss later, highly questionable from the physical point of view, nevertheless led to existence curves of both the quasi-steady-state and screening solitons as a function of the ratio r , comparable to equivalent curves obtained by other authors [14] using alternative and more suit-

able methods. The assumption that the wave equation, and more precisely, that the light induced refraction index profile supports soliton solutions in both space and time is, in a certain sense, physically incorrect and has to be *a posteriori* ascertained by a systematic resolution of that wave equation. Owing to the complexity of this equation, an analytical resolution is impossible even in the (1+1)-dimensional approximation. Therefore, we propose in the present paper a numerical resolution of the wave equation based on a beam propagation method (BPM) simulation [15]. The photorefractive crystal is supposed to be illuminated with light waves, whose profiles and waists have been obtained using the mathematical approach described in Refs. [11] and [13]. The propagation is then calculated using the split-step Fourier (or BPM) procedure along the propagation axis and as a function of time, the propagation medium being considered as infinitely long and broad. Several effects such as soliton propagation and interactions as well as optical branching [16] are studied using this procedure.

II. THEORETICAL BASIS AND METHOD OF CALCULATION

A. Space charge field and nonlinear wave propagation equation

In the framework of the (1+1)-dimensional [(1+1)D] model [11,13], the space charge field has been shown to follow in time the following time-dependent expression:

$$E_{\tau} = (E_0 + E_{\text{ph}}) \exp(-\tau) + [1 - \exp(-\tau)] \left[(E_{\text{ext}} + E_{\text{ph}}) \frac{I_d}{I} - \frac{k_B T}{e} \frac{I'}{I} \right], \quad (1)$$

where E_0 is the initial space charge field, τ is the reduced time to the dielectric relaxation time in the dark, E_{ext} is the applied external electric field, E_{ph} is the photovoltaic equivalent field, and I_d is the artificial dark irradiance. I is the general light intensity (which is the sum of the beam intensity and the dark irradiance), I' its derivative to the trans-

verse variable x ; k_B is the Boltzmann constant, T is the temperature, and e is the electron charge.

This space charge field induces, via the electro-optic Pockels effect, a dependence on time of the refractive index profile. This in turn implies that the deduced nonlinear wave equation is also time dependent [11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial Z} = & \frac{i}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \{1 - \exp[-(1 + |U|^2)\tau]\} \\ & \times \left(N^2 - D \frac{\partial |U|^2}{\partial X} \right) \frac{U}{1 + |U|^2} \\ & + E_N(X, Z) \exp[-(1 + |U|^2)\tau] U, \end{aligned} \quad (2)$$

where U is the light field normalized to $\sqrt{I_d}$. X and Z are transverse and longitudinal normalized coordinates with

$$X = \frac{x}{X_0}, \quad Z = \frac{z}{kX_0^2}, \quad (3)$$

where k is the light wave vector. X_0 is a length which can be chosen arbitrarily. (Its value is only a scale factor: changing it does not affect the physical meaning of the result. Let $Z_0 = kX_0^2$ be the normalization factor on the propagation axis.)

$$E_N(X, Z) = E_{\tau(t=0)} \frac{k^2 n^2 r_{\text{eff}} X_0^2}{2}$$

is the normalized generalized initial space charge field. The value of $E_N(X, Z)$ values depends of course on the crystal parameters and history. N is a quantity which is characteristic of the quasi local mechanisms given by the following expression:

$$N^2 = \frac{k^2 n^2 r_{\text{eff}} X_0^2 (E_{\text{ext}} + E_{\text{ph}})}{2}, \quad (4)$$

where n is the initial index of refraction and r_{eff} is the effective linear electro-optic coefficient. D is a quantity characteristic of the diffusion mechanism of transport and is given by

$$D = \frac{k^2 n^2 r_{\text{eff}} X_0 k_B T}{2e} \quad (5)$$

B. Soliton profile

In the general case when soliton propagation is considered, the diffusion mechanism is usually neglected, which means in our case that $D=0$. This is reasonable if, for instance, an external field can be applied, allowing us to overcome the diffusion one. Considering the initial space charge field as uniform [$E_N(X, Z) = N^2$], a soliton solution of the wave equation (i.e., a solution whose profile does not change throughout the propagation along Z) can be expressed by

$$U(X, Z, \tau) = \sqrt{r} \gamma(X, \tau) \exp(i\nu Z) \quad (6)$$

with $\gamma(0, \tau) = 1$ and $\gamma(\pm\infty, \tau) = 0$.

Both experimental and alternative theoretical approaches have proved the existence of these soliton solutions for certain physical conditions in terms of soliton width, trapping field, and r ratio [14]. Their profile $\gamma(X, \tau)$ has to respect the following differential equations:

$$\begin{aligned} -2\nu\gamma + \frac{\partial^2 \gamma}{\partial X^2} - \{1 - \exp[-(1 + r\gamma^2)\tau]\} \\ \times \left(2N^2 \frac{\gamma}{1 + r\gamma^2} \right) - 2\gamma \exp[-(1 + r\gamma^2)\tau] = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \nu = -\frac{N^2}{r} \ln(1 + r) + \frac{N^2}{r} \{Ei[-(1 + r)\tau] - Ei(-\tau)\} \\ + \frac{1}{\tau r} \{\exp[-(1 + r)\tau] - \exp(-\tau)\}, \end{aligned} \quad (8)$$

where

$$Ei(\tau) = \int_{-\tau}^{+\infty} \frac{e^{-\theta}}{\theta} d\theta.$$

These two differential equations, which in fact define the soliton existence curves, have been numerically used in order to obtain the initial profiles $U(X, 00)$ which are introduced at the entrance of the crystal.

Method of calculation

The numerical method used, called in the literature the split-step Fourier method [15], is a beam propagation method (BPM) which has been adapted to solve the nonlinear wave equation (2). As an initial profile at $Z=0$, we chose functions defined numerically which satisfy Eqs. (7) and (8). The validity of the BPM resolution has been systematically checked by insuring variation of the calculation conditions and parameters. In the simulation undertaken here, we have tested the following behaviors. (a) The space and time convergence towards a screening soliton, (b) the occurrence of a quasi-steady-state soliton, eventually changing to a less focalized beam state, (c) the influence of the drift transport mechanism together with the diffusion one, and (d) the occurrence of optical branching, when high nonlinearities are present.

III. NUMERICAL SIMULATIONS OF SOLITONS TIME BEHAVIOR

In this section, we present results of simulation obtained by the BPM procedure. The data obtained are reported using systematically four or more relevant images chosen from a time-dependent movie at specifically interesting and significant times. The first image always corresponds to the initial time $\tau=0$ and, thus, to the natural diffraction of the entrance beam with no photorefractive effect, the crystal being considered linear. The last image corresponds to $\tau=1$, which, in fact appears to be quite similar to the stationary state $\tau=\infty$. The beam propagates from the left to the right along the Z direction. The transverse direction X corresponds to diffraction or focusing direction. The lengths along X and Z are

expressed in normalized units following the expressions of Eq. (3).

For example, if one uses a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) crystal, by choosing $X_0 = 10 \mu\text{m}$, a HeNe laser beam of 10 mW/cm^2 and an artificial dark irradiance of 1 mW/cm^2 , one obtains $r = 10$, a screening soliton HWHM of $20.64 \mu\text{m}$, and $Z_0 = 2.52 \text{ mm}$. In this particular case, the width of the image along x is $64 \mu\text{m}$ and the real length along z is 25.8 mm . Considering $r_{\text{eff}} = 5 \text{ pm/V}$, one must apply an electric field of 9.764 kV/cm to achieve $N = 1$.

A. Convergence toward a screening soliton

In the first calculation, we study the behavior of a soliton beam with an input beam profile equal to $U(X,0,0) = \sqrt{r}\gamma(X,\infty)$. This means that we introduced, on the entrance face of the crystal, the steady-state screening soliton profile. The conditions of the calculation are $N = 1$, $D = 0$, and $r = 10$. The zero value of D is connected to neglecting the diffusion. The r value higher than 3 corresponds to a screening soliton with a diameter twice larger than the minimum of the existence curve (the so-called quasi-steady-state soliton) [11,13,17].

Figure 1 represents the four images at $\tau = 0, 0.2, 0.5$, and 1. Our calculations show that, for $r = 10$, the beam appears to overfocus somewhere along the Z direction and reproduces this scheme quasiperiodically along it (if a longer crystal had been considered in the calculation). This overfocusing has been hinted to be maximum at $\tau = 0.2$ (in fact $\tau = 2/r$), which corresponds to the quasi-steady-state soliton [11,17]. Thus the initial profile goes transiently through the quasi-steady-state, then progressively [Fig. 1(c)] relaxes towards a pure screening soliton solution exhibiting a HWHM equal to that of the entrance beam (HWHM = 2.064). The calculation for $\tau = \infty$ gives a beam profile roughly constant along the Z axis. Figure 1(e) shows the comparison between the beam profiles on the entrance face of the crystal and at the point where it is narrowest in Fig. 1(b), which corresponds to the maximum of the overfocusing effect.

B. Evolution from the quasisteady state soliton to a less focalized state

In the second part of our calculations (Fig. 2), we chose the entrance profile to correspond to that of the quasi-steady-state soliton (i.e., minimum waist in time) $U(X,0,0) = \sqrt{r}\gamma(X,2/r)$ at the predicted time $\tau = 2/r$. We set the following parameters: $N = 1$, $D = 0$, and $r = 100$. The calculations reported were done at $\tau = 0$, $\tau = 0.02 = 2/r$, $\tau = 0.25$, and $\tau = 1$.

Our simulations clearly show that the initial natural diffraction at $\tau = 0$ focuses at $\tau = 0.02$ [Fig. 2(b)], a time corresponding to the build up of the quasi-steady-state soliton. The beam profile at that time is the same as on the crystal entrance. Then, since we are in a transient regime, (which means that this soliton has a limited lifetime), the beam eventually diffracts progressively towards a less focused state.

C. Occurrence of a non-quasi-steady-state transient soliton

The introduction on the entrance face of the crystal of a light profile satisfying Eq. (7), but corresponding to a time

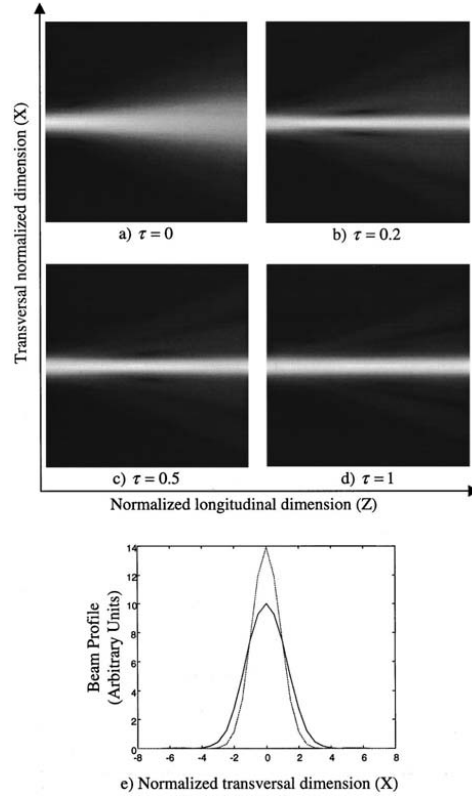


FIG. 1. Convergence to the screening soliton. The calculation parameters are $N = 1$, $D = 0$, $r = 10$ with the input profile $U(X,0,0) = \sqrt{r}\gamma(X,\infty)$. (a) $\tau = 0$, (b) $\tau = 0.2$, (c) $\tau = 0.5$, (d) $\tau = 1$ which is similar to $\tau = \infty$. (e) reports a comparison between the screening soliton profile and the beam profile at the minimum width in (b). X goes from -32 to $+32$, Z from 0 to 10.24 . In accordance with the example given in Sec. III, it is important to note the difference between scaling factors X_0 and Z_0 .

$(1/r)$ shorter than of the quasi-steady-state $(2/r)$ demonstrates that obtaining a transient soliton behavior at $\tau = 1/r$ is possible. This is clearly seen on Fig. 3(b), for which an entrance profile $U(X,0,0) = \sqrt{r}\gamma(X,1/r)$ is introduced: we computed the propagation profiles at times $\tau = 0$, $\tau = 0.01 = 1/r$, $\tau = 0.05$, and $\tau = 1$.

Our calculations evidence that, at the time at which the transient soliton is expected, the HWHM is unchanged throughout the propagation. It corresponds to the beam profile on the entrance face of the crystal [Fig. 3(b)]. This confirms the soliton character of this particular solution at $\tau = 0.01$.

D. Influence of the beam shape on the soliton propagation

The transient soliton solutions exhibit a particular property: another soliton solution having the same HWHM can exist, but at another time. For instance the soliton solution at

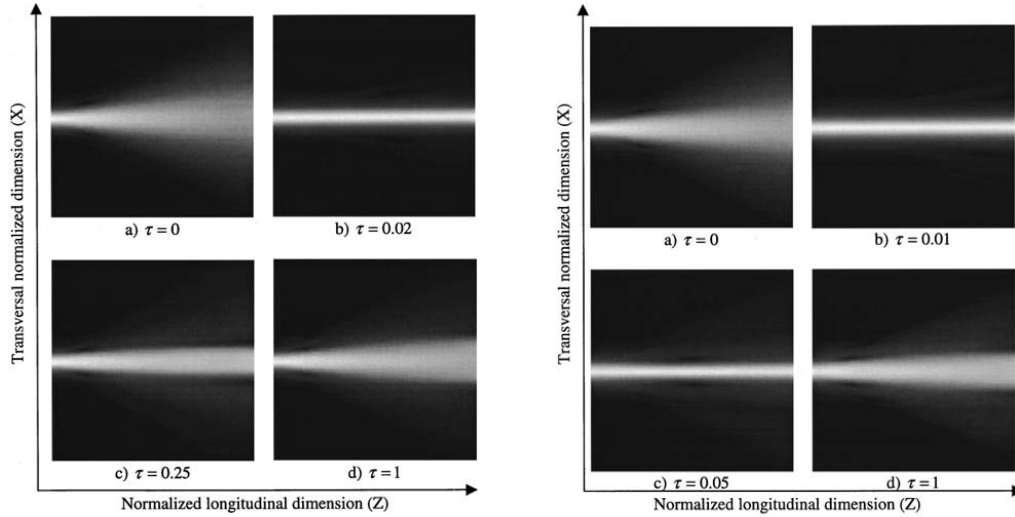


FIG. 2. Occurrence of a transient quasi-steady-state soliton. The calculation parameters are $N=1$, $D=0$, $r=100$ with an input profile equal to $U(X,00)=\sqrt{r}\tau(X2/r)$. (a) $\tau=0$, (b) $\tau=0.02=2/r$, (c) $\tau=0.25$, (d) $\tau=1$. X goes from -32 to $+32$, Z from 0 to 10.24 .

$\tau=0.01$ has the same HWHM as the solution for $\tau=0.05$. This case is reported in Fig. 3, the two profiles of the considered solitons being shown in Fig. 3(e). Our illustrations show the beam computed at time $\tau=0.05$ [Fig. 3(c)] with an entrance beam profile corresponding to the transient solution at $\tau=0.01$. The overfocusing observed evidences that the time $\tau=0.05$ does not correspond to a soliton propagation. However, the introduction of the beam profile corresponding to the soliton solution at $\tau=0.05$ would have allowed a soliton propagation at that particular time. These features are explained by the differences in the profiles of the entrance beams since their HWHM are the same. They consequently point out the role of the profile shape.

E. Numerical simulation of drift combined with diffusion transport mechanisms

As previously mentioned, the (1+1)D theory of solitons in photorefractive media generally neglects the diffusion term in the band-transport model, which is known to be responsible for self-bending effects [5,14]. In this part of the simulation, the diffusion term has been kept in the wave equation (2) and is included in the parameter D .

Figure 4 reports the propagation of a laser beam with initial conditions equivalent to the screening solitons and with the calculation parameters $N=1$ and $r=10$ (as in Fig. 1), but with $D=0.1$. Our calculations, performed at $\tau=0$, $\tau=0.2$, $\tau=0.25$, and $\tau=1$, indicate the installation of a progressive bending of the light beam in direction of the c axis (given by the sign of D).

A careful observation of the successive Figs. 4(a)–4(f) evidences a rather significant self-focusing effect preceding a progressive installation of the bending process in the direction of the c axis. The numerically calculated phenomenon is

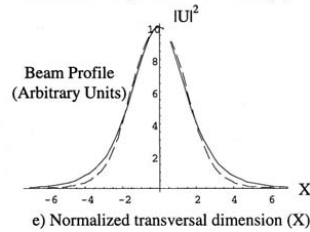


FIG. 3. Evolution through a transient non-quasi-steady-state soliton. The calculation parameters are $N=1$, $D=0$, $r=100$ with initial conditions $U(X,00)=\sqrt{r}\gamma(X,1/r)$. (a) $\tau=0$, (b) $\tau=0.01=1/r$, (c) $\tau=0.05=\tau_1$, (d) $\tau=1$, (e) comparison between soliton profiles at $\tau=0.01$ (solid line) and at $\tau=0.05$ (dotted line), $\tau=1$. X goes from -32 to $+32$, Z from 0 to 10.24 .

in accordance with the previous results given by Christodoulides *et al.* [14] and Krolikowski *et al.* [18]. Furthermore, our calculations also show an asymmetry in the beam profile, with higher intensities on the inside beam curvature. This feature may have some analogy with the self-steepening effect [15]. Experimental hints of such behaviors have been reported on BaTiO_3 [17].

F. Simulation of optical branching

Several authors discussed the stability conditions of photorefractive spatial solitons and the robustness of the self-trapped propagation against localized perturbations [19–23]. Contrary to what happens in Kerr-like media, photorefractive screening solitons are shown to be stable as long as the material and the propagation parameters are along the existence curve [14]. On the other hand, Jerominek *et al.* [16] observed propagation of a light beam in photorefractive LiNbO_3 accompanied with what he called optical branching, namely, the division of the optical beam in several branches. It is, however, important to point out that the experimental conditions used by Jerominek correspond to the presence of high negative nonlinearities, responsible for dark solitons.

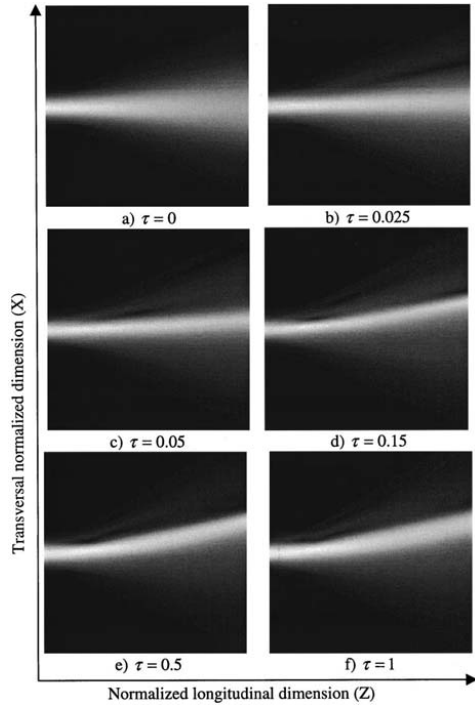


FIG. 4. Evidence of beam bending. The calculation parameters are $N=1$, $D=0.1$, $r=10$, with an input profile $U(X,0) = \sqrt{r}\gamma(X,\infty)$. (a) $\tau=0$, (b) $\tau=0.025$, (c) $\tau=0.05$, (d) $\tau=0.15$, (e) $\tau=0.5$, and (f) $\tau=1$. X goes from -32 to $+32$, Z from 0 to 10.24 .

Figure 5 shows a simulation of that phenomenon by taking the initial profile of the screening soliton calculated from Eqs. (7) and (8) with $N=1$ and $r=10$, and using $N=5$ (i.e., high nonlinearity) and $D=0.1$ for the computation of the propagation. It can be observed that the beam strongly self-focuses at a distance shorter than the diffraction length. It then divides in several branches (or filaments), propagating as bending solitons. The bending effect is due to the nonzero value of D . It is remarkable that the diameter of the branches is significantly narrower than the initial screening soliton. On the other hand, the closely neighboring branches develop interactions between each other [9,10,22]. Additionally, we can note that the characteristics of the branches seem to respect the existence curve of the solitons. For instance, the upper branch in the steady state configuration on Fig. 5(d) can be defined by its ratio to dark irradiance $r=1.87$ and its HWHM of 0.9 .

The simulation presented in Fig. 6 corresponds to calculations equivalent to that of Fig. 5, but with parameters N and D close to those expected for the BaTiO₃ crystal, taking into account the physical parameters of this crystal. The external field applied is equal to 10 kV/cm, the entrance beam waist is 15 μm and the propagation length is about 7 mm. Our calculations evidence quasiperiodic self-focusing, as well as diffracting branches of smaller intensity bending in the two transverse directions. Experiments on photorefractive

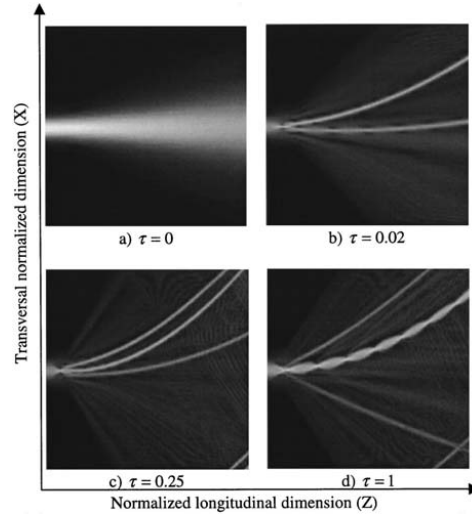


FIG. 5. Optical branching in photorefractive media. The calculation parameters are $N=5$, $D=0.1$, $r=10$, with an input profile $U(X,0) = \sqrt{r}\gamma(X,\infty)$. (a) $\tau=0$, (b) $\tau=0.02$, (c) $\tau=0.25$, (d) $\tau=1$. X goes from -32 to $+32$, Z from 0 to 10.24 .

BaTiO₃ crystals are on the way and seem to confirm some elements of our calculations [17].

It is important to note that N depends on an arbitrary space scale factor x_0 . Therefore, an increase in the value of

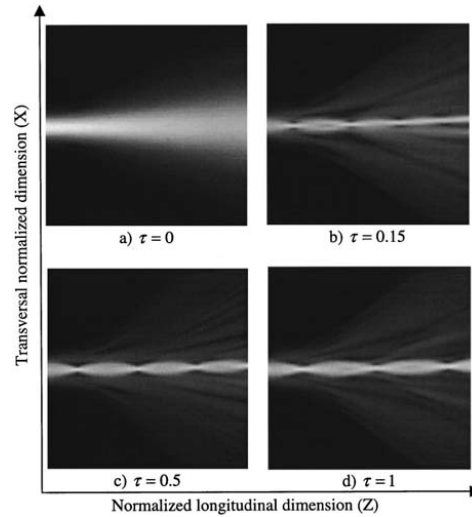


FIG. 6. Optical branching in photorefractive BaTiO₃. The calculation parameters, taken in accordance with the corresponding physical values of BaTiO₃ are $N=2.25$, $D=0.01$, $r=10$. The applied electric field is 10 kV/cm. The input profile is $U(X,0) = \sqrt{r}\gamma(X,\infty)$, the waist being equal to 15 μm . (a) $\tau=0$, (b) $\tau=0.15$, (c) $\tau=0.5$, (d) $\tau=1$. X goes from -32 to $+32$, Z from 0 to 10.24 .

N can be either seen as an increase of the electric field (or any other parameter in N) or as a decrease of the scale factor: both interpretations lead to the fact that if N is increased whereas the input profile is not changed, the one screening soliton that can exist is significantly narrower than the input profile. Our calculations show that the self-focusing phenomenon is unstable if the input profile is far wider than the soliton diameter. Our calculations are confirmed by a similar bidimensional steady-state prediction by Mamaev *et al.* [23]

IV. CONCLUSION

In this paper, we evidenced the temporal behavior of photorefractive self-focusing and spatial solitons through BPM numerical simulations performed on the basis of a (1+1)D model of laser light propagation in photorefractive media. Our numerical simulations show the following essential features.

Our numerical data confirm, by comparison with the experimental data [17], the validity of the space charge field and nonlinear wave equation used. Indeed, the fact to take initial conditions with quasi-steady-state and screening solitons effectively shows transient occurrence of the quasi-steady-state and stable convergence to the screening soliton. This presents an *a posteriori* validation of the assumption made in our previous publications [11,13].

The simulation establishes a strong stability of the model, as long as the calculation parameters are close to the soliton existence curve. Indeed, it confirms that the (1+1)D model is stable. Furthermore, since our calculations satisfactorily describe the experimental data, which of course correspond to a (2+1)D system, this indicates that the (2+1)D system is also stable and that a (1+1)D system is able to simulate a real system with good accuracy.

The model used here allows us, not only to simulate soliton propagation, but also to study more sophisticated phenomena such as optical branching.

-
- [1] M. Segev, B. Crosignani, and A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 923 (1992).
 - [2] B. Crosignani, M. Segev, D. Engin, P. Di Porto, A. Yariv, and G. Salamo, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 446 (1993).
 - [3] G. C. Duree, J. L. Schultz, G. J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, E. J. Sharp, and R. R. Neurgaonkar, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 533 (1993).
 - [4] M. D. Iturbe Castillo, P. A. Marquez Aguilar, J. J. Sanchez Mandragon, S. Stepanov, and V. Vysloukh, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 408 (1994).
 - [5] D. N. Christodoulides and M. I. Carvalho, *Opt. Lett.* **19**, 1714 (1994).
 - [6] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, and M. C. Bashaw, *Phys. Rev. A* **50**, R4457 (1994).
 - [7] M. Segev, M. Shih, and G. J. Valley, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 706 (1996).
 - [8] M. Morin, G. Duree, G. Salamo, and M. Segev, *Opt. Lett.* **20**, 2066 (1995).
 - [9] M. Shih and M. Segev, *Opt. Lett.* **21**, 1538 (1996).
 - [10] M. Shih, M. Segev, and M. Salamo, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2551 (1997).
 - [11] N. Fressengeas, J. Maufoy, and G. Kugel, *Phys. Rev. E* **54**, 6866 (1996).
 - [12] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979).
 - [13] N. Fressengeas, J. Maufoy, D. Wolfersberger, and G. Kugel, *Opt. Commun.* **145**, 393 (1998).
 - [14] D. N. Christodoulides and M. I. Carvalho, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1628 (1995).
 - [15] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic, London, 1989).
 - [16] H. Jerominek, C. Delisle, and R. Tremblay, *Appl. Opt.* **25**, 732 (1986).
 - [17] N. Fressengeas, Thèse de l'Université, Université de Metz, 1997 (unpublished).
 - [18] W. Krölikowski, N. Akhmediev, D. R. Andersen, and B. Luther-Davies, *Opt. Commun.* **132**, 179 (1996).
 - [19] K. Kos, H. Meng, G. Salamo, M. Shih, M. Segev, and G. Valley, *Phys. Rev. E* **53**, R4330 (1996).
 - [20] M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, G. C. Duree, G. Salamo, and E. Sharp, *Opt. Lett.* **19**, 1296 (1994).
 - [21] A. V. Mamaev, M. Saffman, and A. A. Zozulya, *Europhys. Lett.* **35**, 25 (1996).
 - [22] W. Krolkowski and S. A. Holmstrom, *Opt. Lett.* **22**, 369 (1997).
 - [23] A. V. Mamaev, M. Saffman, D. Z. Anderson, and A. A. Zozulya, *Phys. Rev. A* **54**, 870 (1996).

Self-focusing of a single laser pulse in a photorefractive medium

D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, and G. Kugel

*Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes, Université de Metz et Supélec,
2 rue Edouard Belin, 57070 Metz Cedex, France*

(Received 12 April 2000)

An original experimental and theoretical time-resolved study of a single laser pulse self-focusing in a nonlinear photorefractive medium is reported. The behavior of the self-focusing process is experimentally observed in a photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal during the 5 ns pulse duration of a doubled Nd:YAG (yttrium aluminum garnet) laser. A theoretical interpretation is provided, based on a simple model of photorefraction on the nanosecond time scale.

PACS number(s): 42.65.Tg, 42.65.Hw, 42.65.Jx, 42.65.Sf

I. INTRODUCTION

Beam self-focusing and self-trapping in photorefractive media are today deeply studied subjects, at least as far as the photorefractive steady state is concerned. Indeed, photorefractive materials are known to allow beam self-focusing [1,2] or defocusing [3], leading to the possible prediction [4] and observation [5] of spatial solitons. These phenomena arise mainly on biasing the photorefractive sample through the application of an electric field [6,7] or by the mere presence of a photovoltaic or photogalvanic [8] effect. Insight into the process of their buildup has also been obtained theoretically [9,10] and experimentally [11]. The outcome of these few time-resolved studies is the knowledge that one may expect significant photorefractive self-focusing at times as short as desired, provided the incident light intensity can be raised enough or the dark or background irradiance can be lowered enough [12].

Although most of the work reported in the literature deals with continuous wave laser beams at low power level, the recent literature reports that self-focusing leading to spatial solitons occurs in photorefractive media under repetitive pulsed illumination [13], in accordance with previously developed theoretical predictions [14].

We have conducted *time-resolved* experiments in order to investigate the temporal behavior of a single pulse self-focusing in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ and we have developed a (1+1)-dimensional theoretical model to explain our observations.

II. EXPERIMENTAL EVIDENCE OF SELF-FOCUSING

The experimental setup is shown in Fig. 1. The 532 nm output from a potassium triphosphate (KTP) doubled Nd:YAG (yttrium aluminum garnet) laser emitting an energy equal to 17 mJ is strongly attenuated and focused on a 6.4 mm long $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal, the light propagation direction being along [110]. The circular 20 μm beam waist is carefully monitored and set on the entrance face of the crystal sample, its peak fluence being around 5 mJ/cm^2 for a 5 ns laser pulse. A strong electric field on the order of a few kV/cm is applied to the $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ sample in the [110] di-

rection, perpendicular to the laser beam.

The beam diameter in the direction parallel to the field is monitored using a real time experimental observation method based on a far field spatial filtering technique. A 1 mm wide vertical slit, in the direction orthogonal to the external applied electric field, is set 140 mm away from the crystal output face: in this configuration, the overall light power passing through the slit and collected by the photodiode can be considered as proportional to the output beam waist. It thus yields an instantaneous time-resolved measurement of the output beam diameter, provided the beam is not bent in the photorefractive propagation medium and thus remains globally centered on the same spot. More details of the measurement method are given in the following as well as in Refs. [10,11].

As a preliminary, before systematic measurements of self-focusing could be undertaken, the requirement that the beam does not bend had to be verified carefully since Aguilar *et al.* [15] have reported transient self-bending due to drift nonlinearity (i.e., applied electric field), although on time scales (seconds) very different from ours. The check was done by imaging the crystal output face on a fast position detector

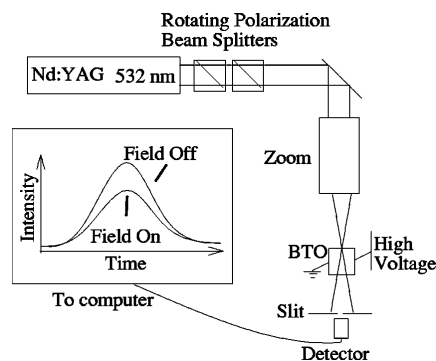


FIG. 1. Experimental setup. The inset gives a typical time-resolved scheme of the light intensity, proportional in real time to the output beam waist, with the electric field off and on. Real measurements are reported in Fig. 2(a).

consisting of two side by side photodiodes several micrometers apart, allowing us to evidence potential bending of the beam during the pulse duration. This technique allowed us to ascertain that, for fluences on the order of 5 mJ/cm^2 , waists around $20 \text{ }\mu\text{m}$, and electric fields of a few kV/cm , no significant transient self-bending of a single pulse can be observed in our $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ sample. This observation was confirmed by the model developed and presented in the next section: a significant self-bending can only be achieved in simulation with an unrealistic applied electric field of a few MV/cm .

The influence of the polarization of the beam on the entrance face of the crystal and its behavior during propagation have also been studied carefully. $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ is a crystal of the sillenite family which exhibits a gyrotory power of $11^\circ/\text{mm}$ at 532 nm , giving an overall gyration of 70.4° in our sample. Earlier studies on $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [11,16] have approximated the role of the polarization by prerotating the input polarization plane so as to compensate for half the crystal-induced gyration and thus minimize the maximum angle between the polarization and the electric field directions.

In our case, taking into account the crystal length, this minimum is still 35.2° . Therefore, rather than neglecting the polarization gyration, we chose to conduct our studies with a beam polarized so as to get the strongest self-focusing effect. For that, several measurements were done with various input polarizations. The maximum self-focusing power under applied field was found to occur for an output polarization parallel to the electric field, namely, an input polarization of -70.4° .

Once it is ascertained that the beam remains globally centered and the polarization is carefully set, the experimental setup described in Fig. 1 yields a time-resolved measurement of the light intensity passing through the slit proportional in real time to the output beam waist. In order to study the behavior of the self-focusing process during one pulse, the temporal profile of the overall power is then acquired twice, as shown on the inset in Fig. 1 and in more detail in Fig. 2(a): a first time with no electric field in order to set a reference, the $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) sample being considered linear, and a second time with the proper electric field on, the non-linearity being activated. Figure 2 shows such typical time resolved measurements in another BTO sample whose length equals 3.17 mm . Figure 2(a) shows that the intensity collected with the electric field on, $I(t)$, is less than that with the field off, $I_d(t)$. When the output beam waist becomes smaller, the diffraction from the output face of the crystal is more important and thus the intensity passing through the slit is less important. As described in [10,11], in our case, the intensity passing through the slit is proportional to the output beam diameter. In other words, the decrease of the intensity is evidence of beam self-focusing. The point to point ratio of these two sets of values $I(t)/I_d(t)$ is a time-resolved result proportional to the output beam waist normalized to the input beam waist. We have called it the *diffraction coefficient* α . The exact value of the diffraction coefficient $\alpha(t)$ can be deduced from the relation $\alpha(t) = \alpha_r I(t)/I_d(t)$, α_r being the diffraction coefficient when no electric field is applied. α_r is evaluated theoretically by considering the propagation of a Gaussian beam in a linear medium. A typical measurement of the temporal evolution of the diffraction coefficient $\alpha(t)$

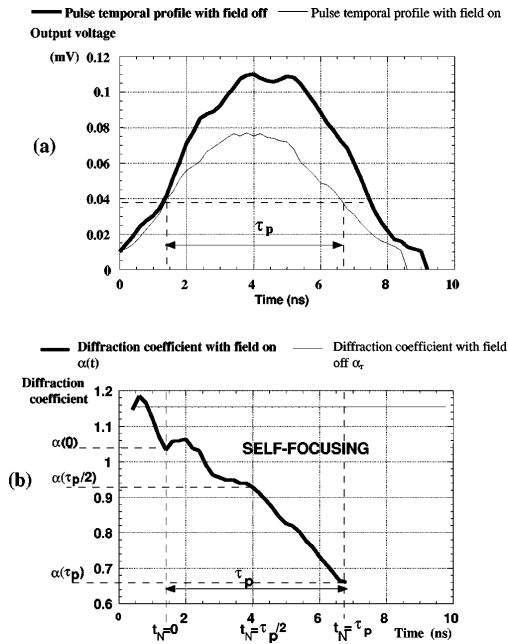


FIG. 2. Typical time-resolved measurements on a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ sample whose length equals 3.17 mm . (a) The pulse temporal profile at the output face of the crystal with field off (thick line) and on (thin line). (b) The corresponding measured diffraction coefficient under applied electric field. $\alpha(t)$ represents the measured diffraction coefficient during one pulse when the crystal is under an external applied electric field; α_r corresponds to the diffraction coefficient when the crystal can be considered as linear (no applied electric field). The pulse half width at half maximum is noted, τ_p , and is around 5 ns . $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$, and $t_N=\tau_p$ represent times corresponding to the beginning, the maximum, and the end of the pulse for analysis.

during one pulse is presented in Fig. 2(b), corresponding to the average of 20 measurements in the same conditions. Owing to measurement noise issues, the measurement time window was centered on the pulse maximum and its width was set to the pulse half width at half maximum τ_p (around 5 ns). We note a decrease of the diffraction coefficient during the pulse, showing self-focusing of the beam when it passes through the crystal. For analyzing the results, we note $t_N=0$, $t_N=\tau_p/2$, and $t_N=\tau_p$, the times corresponding, respectively, to the beginning, the maximum, and the end of the pulse [Fig. 2(a)]. All values of α between $t_N=0$ and $t_N=\tau_p$ are then given as shown in Fig. 2(b).

Figure 3 reports various time dependencies of experimental and theoretical diffraction coefficients as will be detailed in the following. The solid line in Fig. 3 shows one typical measurement of the diffraction coefficient evolution of a light pulse during its duration for an applied field of 6.25 kV/cm , a 5 mJ/cm^2 fluence, and an input beam waist of $20 \text{ }\mu\text{m}$, the diffraction coefficient being measured in the direction parallel to the field (the slit is perpendicular to it).

The particular example shown in Fig. 3 is representative

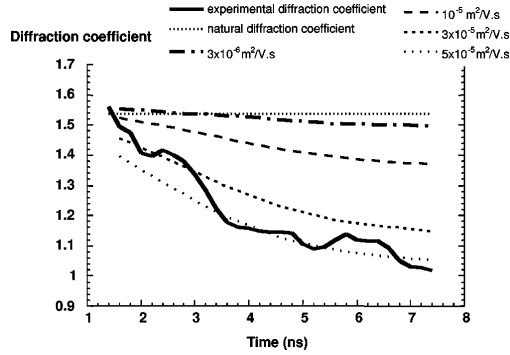


FIG. 3. Diffraction coefficient vs time. The black solid line shows the experimental data whereas the dashed lines show theoretically predicted curves corresponding to mobilities of $\mu = 3 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{V s}$, $\mu = 0.1$, $\mu = 0.3$, and $\mu = 0.5 \text{ cm}^2/\text{V s}$ (from top to bottom). The horizontal dotted line is the rest diffraction coefficient, when the crystal is considered to be linear.

of our global measurement series in the way that it shows a progressive continuous decrease of the diffraction coefficient during the laser pulse. Indeed, in spite of the fact that the beam intensity is less at the end of the pulse than at its maximum, the beam is more self-focused at the end of the time window. As our theoretical analysis points out, this is due to the fact that the self-focusing process stems from a progressive electric field screening at the spot of the beam. This has been observed for all applied electric fields between 0 and 6.25 kV/cm, and for fluences between 1 and 5 mJ/cm². The beam was observed to be more self-focused as the fluence or the electric field is increased, as shown in the inset of Fig. 4.

As presented above, these self-focusing features under applied electric field are attributed to the photorefractive properties of Bi₁₂TiO₂₀. This assumption is checked in the next section against a simple model of photorefraction in the nanosecond regime.

III. INTERPRETATION

The simplest description of photorefraction is with a model derived from the general set of equations developed by Kukhtarev *et al.* [17]. In the case of illumination by a single powerful nanosecond laser pulse, the thermal generation of charge carriers can be neglected. Furthermore, since we attempt to describe phenomena occurring in Bi₁₂TiO₂₀, we will consider, in the Kukhtarev equations, the natural carrier diffusion and the photovoltaic effect to be negligible with respect to the drift transport mechanism due to the applied electric field of a few kV/cm.

Under these assumptions, considering times shorter than the charge carrier recombination time, and reducing the charge transport model to one dimension x , a partial differential equation linking the scalar internal electric field E and the beam intensity I_{em} can be derived:

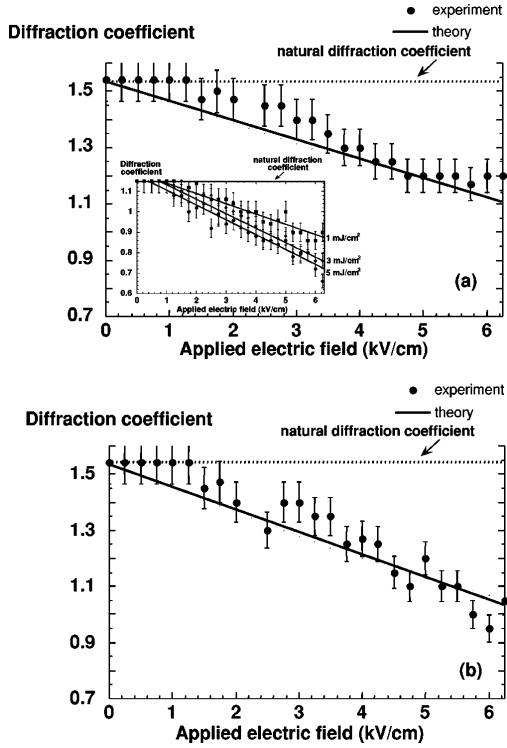


FIG. 4. Diffraction coefficient vs applied electric field. (a) and (b) show the measured diffraction coefficient in the middle and at the end of the time window, the two solid lines showing the corresponding theoretical predictions for $\mu = 0.5 \text{ cm}^2/\text{V s}$. The inset in (a) shows the measured diffraction coefficient in the middle of the time window vs applied electric field for various incident fluences but on another sample of Bi₁₂TiO₂₀ of a shorter length, equal to 3.17 mm.

$$\begin{aligned} & \varepsilon_0 \varepsilon_r \left(\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} - \mu E \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right) + e \mu (N_D - N_A) \\ & \times [1 - \exp(-s I_{em} t)] \frac{\partial E}{\partial x} + e \mu s (N_D - N_A) t \\ & \times \exp(-s I_{em} t) \frac{\partial I_{em}}{\partial x} E = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

where the internal electric field E and the beam local intensity I_{em} are functions of space and time t . The material-dependent parameters are the photoionization cross section s , the donor and acceptor densities N_D and N_A , the electron mobility μ , and the static dielectric constant ε_r . The standard physical constants are thus defined as e , the elementary charge, and ε_0 , the vacuum electric permeability.

Equation (1) can be solved numerically for the electric field E provided that a spatial distribution of light intensity I_{em} is input. This latter is obtained by solving the general (1+1)-dimensional [(1+1)D] wave propagation equation

(2) in a medium with a small refractive index variation by using standard beam propagation method (BPM) techniques, k being the wave vector in the medium, n and δn the refractive index and its variation, and \mathcal{E} the wave electric field:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mathcal{E} = \frac{ik}{n} \delta n \mathcal{E}. \quad (2)$$

We consider in the above equation that the beam propagates along the z direction and is allowed to diffract in only one direction x [(1+1)D model]. The beam propagation method consists in dividing the photorefractive crystal along its length (z direction) into different transverse 1D slices (parallel to the x direction) of equal thickness h . Assuming a homogeneous photorefractive medium at the beginning of the laser pulse, the first step in time for the BPM calculation is computed using a homogeneously null index variation ($\delta n = 0$) and propagating a given input beam (e.g., a Gaussian profile). Solving Eq. (1) in each slice of thickness h , we can determine the evolution of the internal electric field and, consequently, by way of the Pockels effect, the evolution of the index variation δn in the longitudinal section xz . The next steps are obtained by repeating the process of propagating the same input beam along the new index profile and again solving Eq. (1) in each slice. The gyrotory power characteristic of the sillenite family is accounted for in the BPM calculation, this parameter being crucial for self-focusing [18,19]; it is done by considering that \mathcal{E} is a vector field with two complex transverse components.

However, the physical phenomenon is a (2+1)-dimensional process (two transverse diffraction directions and one propagation direction). The experimental studies were performed using the measurement method described before: the slit was positioned orthogonally to the applied electric field, thus allowing us to measure the self-focusing phenomenon parallel to it (x direction). This will allow us to compare our measurements to numerical simulations performed by the BPM, although we are aware that our (1+1)D model might still be incomplete.

These calculations involve very detailed parameters of the crystal, namely, the donor and acceptor densities, the static dielectric permeability, the photoionization cross section, the carriers mobility, etc. Since the literature does not yield values for all of them in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, we have chosen to use the values given for $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ [20–22], which also belongs to the sillenite family, assuming they are close to those of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. For instance, $N_D = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\epsilon = 56$ from Ref. [20], and $s = 2 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}$ from Ref. [22]. As pointed out by Roosen *et al.* [21], there is, however, a slight uncertainty on the value of the carrier mobility μ in the pulsed regime. We have thus chosen to let μ be a free parameter in our simulations, between $3 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{V s}$ and $3 \text{ cm}^2/\text{V s}$.

Figure 3 shows four examples of such simulations with four distinct values of μ , namely, 3×10^{-2} , 0.1, 0.3, and 0.5

$\text{cm}^2/\text{V s}$, the rest of the parameters being set to those of the experiment described in the previous section. The value of the mobility μ was varied to optimize the fit between the experimental data and the simulated curves. For $\mu = 3 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{V s}$ and $\mu = 0.1 \text{ cm}^2/\text{V s}$, the diffraction coefficient versus time decreases slightly indicating a small self-focusing effect not as large as the experimental one. Matching theoretical results can be obtained, as shown in Fig. 3, for higher mobility values and especially for the value $\mu = 0.5 \text{ cm}^2/\text{V s}$. The shape of the experimental curve is retrieved, in particular in the region of the maximum of the pulse ($t = \tau_p/2 = 4.5 \text{ ns}$) with a slight gap between the simulation and the measurements at the beginning of the laser pulse (between 1 and 3 ns). The discrepancy observed at the beginning of the pulse need not be interpreted as a mobility evolution. Indeed, at the pulse beginning, the measurement noise is much larger because the absolute intensity measured is much lower than at the pulse maximum.

Our calculations were also performed as a function of the external applied electric field for the value of the mobility determined in Fig. 3: $\mu = 0.5 \text{ cm}^2/\text{V s}$. Figure 4 shows a comparison between the experimental diffraction coefficient and our theoretical predictions, as a function of the applied electric field, both for the pulse mid-point (at $t_N = \tau_p/2$) and at its end (at $t_N = \tau_p$). Both experimental and theoretical curves show a quasilinear behavior of the diffraction coefficient α versus the electric field at the two particular times $t_N = \tau_p/2$ and $t_N = \tau_p$ for electric field values greater than 1 kV/cm: the phenomenon appears for E_{ext} above this value. Figure 4 show that good agreement is also retrieved for the value of the mobility found theoretically for different applied electric fields: the theoretical curve is within the error margin of the experimental one.

IV. CONCLUSION

In summary, we have demonstrated experimentally and theoretically that a single 5 ns laser pulse can be self-focused in a photorefractive medium, namely, a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ sample in our case. Furthermore, a simple one-donor-level band transport model introduced in a BPM calculation describes correctly the behavior of the self-focusing observed, both versus time and versus the applied electric field.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Dr. D. Rytz, from the Forschungsinstitut für mineralische und metallische Werkstoffe Edelsteine/Edelmetalle (Idar-Oberstein, Germany) for useful discussions and for his BTO crystal on which our experiments were conducted. The theoretical considerations of this paper, involving highly intensive computation, were developed with the support of the Centre Charles Hermite (Nancy, France), on their 64 processor Origin 2000. This work was supported in part by the Region Lorraine.

- [1] M. Segev, B. Crosignani, and A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 923 (1992).
- [2] M. Castillo *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 408 (1994).
- [3] M. Segev, Y. Ophir, and B. Fischer, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1086 (1990).
- [4] B. Crosignani *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 443 (1993).
- [5] G. C. Duree *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 533 (1993).
- [6] S. R. Singh and D. N. Christodoulides, *Opt. Commun.* **118**, 569 (1995).
- [7] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson, *Phys. Rev. A* **51**, 1520 (1995).
- [8] G. C. Valley *et al.*, *Phys. Rev. A* **50**, 4457 (1994).
- [9] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson, *Opt. Lett.* **20**, 837 (1995).
- [10] N. Fressengeas, J. Maufoy, and G. Kugel, *Phys. Rev. E* **54**, 6866 (1996).
- [11] N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, and G. Kugel, *J. Appl. Phys.* **85**, 2062 (1999).
- [12] N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, and G. Kugel, *Opt. Commun.* **145**, 393 (1998).
- [13] K. Kos, G. Salamo, and M. Segev, *Opt. Lett.* **23**, 1001 (1998).
- [14] M. Segev, M. Shih, and G. C. Valley, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 706 (1996).
- [15] P. Aguilar, J. S. Mandragon, S. Stepanov, and V. Vysloukh, *Phys. Rev. A* **54**, 2563 (1996).
- [16] G. Quirino *et al.*, *Opt. Commun.* **123**, 597 (1996).
- [17] N. V. Kukhtarev *et al.*, *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979).
- [18] S. R. Singh and D. Christodoulides, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 179 (1996).
- [19] W. Królikowski, N. Akhmediev, D. R. Andersen, and B. Luther-Davies, *Opt. Commun.* **132**, 179 (1996).
- [20] G. LeSaux, G. Roosen, and A. Brun, *Opt. Commun.* **56**, 374 (1986).
- [21] G. Roosen *et al.*, *Rev. Phys. Appl.* **22**, 1253 (1987).
- [22] D. C. Jones and L. Solymar, *Opt. Commun.* **85**, 372 (1991).



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Optics Communications 222 (2003) 383–391

OPTICS
COMMUNICATIONS

www.elsevier.com/locate/optcom

Simulation of the temporal behavior of one single laser pulse in a photorefractive medium

D. Wolfersberger*, F. Lhommé, N. Fressengeas, G. Kugel

*Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes Unité de Recherche Commune à l'Université de Metz et Supélec-CNRS FRE
2304 2, rue Edouard Belin, 57070 Metz Cedex, France*

Received 3 July 2002; received in revised form 26 May 2003; accepted 26 May 2003

Abstract

This paper presents a numerical modeling of the temporal evolution of the refraction index induced by a nanosecond single laser pulse propagating in a biased photorefractive crystal. Assuming particular hypotheses typical for a short pulse illumination, a nonlinear time dependent partial differential equation, which describes the mechanisms of space-charge field build up and evolution, is derived from a mono-dimensional Kukhtarev band transport model. The numerical resolution of this space-charge equation is then coupled to the simulation of the propagation of a beam in a nonlinear medium using a beam propagation method. The results evidence the spatial self-focusing of a single nanosecond laser pulse. A description of the output beam profile evolution during the laser pulse is obtained and the role of different physical parameters such as the carriers mobility and the fluence on self-focusing is investigated. A successful comparison to previous experimental measurements is reported.

© 2003 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 42.65.Tg; 42.65.Sf; 42.65.Hw; 42.65.Jx

Keywords: Simulation; Photorefractive; Self-focusing; Soliton; Pulse

1. Introduction

The propagation of a single laser beam through a photorefractive medium has been, for a decade, a deeply studied subject, at least as far as low power

continuous lasers are concerned. Most of the theoretical studies deal with photorefractive steady-state. In particular, bright spatial solitons have been predicted [1–4]. Theoretical studies have been later developed on the temporal behavior of self-focusing in this continuous wave regime particularly with low optical power densities [5,6]: these investigations showed that a beam can be self-focused in a time as short as desired if its intensity is high enough [7]. The recent literature reports that self-focusing leading to spatial solitons also occurs

* Corresponding author. Tel.: +33-3-87-76-47-04; fax: +33-3-87-76-47-00.

E-mail address: Delphine.Wolfersberger@Supelec.fr (D. Wolfersberger).

in a photorefractive media under pulsed illumination [8], in accordance with previously developed theoretical predictions [9–11].

In the present paper, we propose a numerical study of the build-up mechanisms of such fast photorefractive phenomena, including space-charge electric field and self-focusing. The time evolution of the photorefractive self-focusing profile is numerically evaluated and the role played by different parameters such as the carriers mobility and the externally applied electric field is studied. The theoretical calculations developed are successfully compared to previous experimental measurements [12,13].

2. Modeling of the propagation of a spatially narrow pulse in a photorefractive medium

2.1. Theoretical basis and approximations

The photorefractive effect is a phenomenon in which the local refraction index of a medium is changed by the illumination of a light beam whose intensity is spatially modulated. To describe this phenomenon, we consider a simple model of the photorefractive effect in which the donors impurities are exclusively electrons issued from identical donor centers. The band transport model is generally described by the equations initially developed by Kukhtarev et al. [14]:

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

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

The Maxwell model, and particularly the Maxwell–Gauss equation $\text{div}(\vec{D}) = \rho$ and the continuity equation $(\partial\rho/\partial t) + \text{div}(\vec{J}) = 0$, complete the Eqs. (1) and (2), knowing that $\rho = e(N_D^+ - N_A - n_e)$.

N_D^+ and n_e represent the densities of ionized donors and electrons, ρ and J the charge and current densities, E the electric field and I_{em} the beam local intensity. All these variables are considered as functions of time and space.

N_D and N_A are the densities of donors and acceptors, β and s represent the rate of thermal generation and the photoexcitation coefficient, ξ is

the recombination constant, μ the electron mobility, κ_B is the Boltzmann constant, T is the temperature and β_{ph} is the component of the photovoltaic tensor along the ferroelectric \vec{c} axis, which is considered to be along the x axis in the following development.

For the sake of simplicity, we do the assumption of a $(1 + 1)$ dimensional model, with propagation along the z direction and diffraction along the x direction. That means that we consider a monochromatic wave that propagates in the z direction and that is allowed to diffract in only one dimension x along the ferroelectric \vec{c} axis; the external electric field is applied along this same direction x .

The aim of our study is to model and simulate the refractive index variation in the photorefractive medium during a short light pulse illumination of several nanoseconds and the ensuing beam behavior. Such a temporal regime needs several particular assumptions:

- We consider photorefractive materials for which the recombination time τ_R is long compared to the pulse duration τ_p (several nanoseconds): $\tau_p \ll \tau_R$; that means that no charge recombination occurs during the pulse illumination: the recombination coefficient ξ in the rate equation for N_D^+ can be neglected. For the crystals studied in the following such as sillenite materials, we checked the validity of this assumption using studies of the photocurrent temporal evolution [15–18].
- As we consider laser pulses with high power densities, in the range of the MW/cm^2 , the photoionized carrier density is more important than that of the thermally generated ones: the beam local intensity is assumed to be intense enough in order to neglect the thermal generation of electrons β compared to the photoexcitation coefficients: $\beta \ll sI_{em}$.

2.2. Short pulse analysis of the space-charge field build-up

Eq. (1) allows to determine the density of ionized donors N_D^+ , considering that I_{em} varies slowly with time during the pulse: $I_{em} = I_0 \cdot f(x) \cdot H(t)$ with $H(t)$ representing the gaussian temporal pulse

profile, I_0 is the beam peak intensity and $f(x)$ its spatial profile. Knowing that at $t = 0$, $N_D^+ = N_A$, $N_D^+(x, t)$ is given by

$$N_D^+(x, t) = (N_A - N_D) \exp(-sI_{em}t) + N_D. \quad (3)$$

The set of Eqs. (1) and (2) can then be transformed into a nonlinear partial differential equation linking the space-charge field E , the beam local intensity I_{em} and their spatial derivatives

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \epsilon_r \left(\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} - \mu E \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right) &+ e\mu(N_D - N_A)(1 - \exp(-sI_{em}t)) \frac{\partial E}{\partial x} \\ &+ [\beta_{ph}(1 - sI_{em}) + e\mu s(N_D - N_A)tE] \\ &\times \exp(-sI_{em}t) \frac{\partial I_{em}}{\partial x} + K_B \mu T \\ &\times \left[st(N_D - N_A) \exp(-sI_{em}t) \frac{\partial^2 I_{em}}{\partial x^2} - \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e} \frac{\partial^3 E}{\partial x^3} \right] = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Furthermore, we can assume that the diffusion nonlinearity is lower than the drift one: indeed, for the typical beam radius studied (tens of micrometers), the effective diffusion field can be considered considerably less than the external DC field E_{ext} applied [19]. This is particularly true for the sillenite $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal in which we conducted our experiments. With this additional assumption, Eq. (4) finally reduces to

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \epsilon_r \left(\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} - \mu E \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right) &+ e\mu(N_D - N_A)(1 - \exp(-sI_{em}t)) \frac{\partial E}{\partial x} \\ &+ [\beta_{ph}(1 - sI_{em}) + e\mu stE](N_D - N_A) \\ &\times \exp(-sI_{em}t) \frac{\partial I_{em}}{\partial x} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

The nonlinear partial differential Eq. (5) cannot be integrated analytically to give an expression of E as a function of I_{em} . In order to determine the space-charge field evolution with time and space, we thus have to solve it using a numerical method requiring initial conditions on E .

We consider the photorefractive crystal as infinite in the transverse x direction, so that the electric field far from the beam remains quasi-unaffected:

$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} E = E_{ext}$, E_{ext} being the electric field applied. In our simulations, we will consider the electric field as uniform ($E = E_{ext}$) at the beginning of the pulse ($t = 0$).

2.3. Wave propagation equation

The propagation of the electromagnetic wave in a medium with both negligible absorption and low refractive index variation δn [1,2] can be expressed, within the paraxial approximation, as

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mathbf{A} = \frac{ik}{n} [\delta n] \mathbf{A}, \quad (6)$$

where \mathbf{A} is the amplitude of the beam electric field, k is the wave vector and n is the refractive index of the medium. It is important to note that \mathbf{A} is considered, in the following, as a Jones vector field with two complex transverse components; this allows to take in account the gyrotory power exhibited by sillenite crystals such as $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

The propagation of the wave in a photorefractive crystal is determined by the space-charge field build up described before and consequently by an index modulation δn induced, via the electro-optic Pockels effect, by this electric field $E(x, t)$

$$\delta n = \pm n^3 r_{eff} E(x, t). \quad (7)$$

The sign of the index variation δn depends on the beam polarization. r_{eff} is the effective electro-optic coefficient and $E(x, t)$ is determined using the model developed above (Eq. (5)). Eq. (6) can be normalized using similar conventions as in the continuous regime [5]: $Z = z/kx_0^2$, $X = x/x_0$ where x_0 is an arbitrary length (whatever the value of the arbitrary length x_0 , the physical meaning of Eq. (8) is the same). A new propagation equation can thus derived, depending of the orientation of the beam electric field \mathbf{A}

$$i \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial X^2} \pm k^2 x_0^2 n^2 r_{eff} E(x, t) \mathbf{A} = 0. \quad (8)$$

2.4. Method of calculation

The numerical modelling here proposed needs the estimation of the space-charge field as function

of time and space and eventually, the resolution of the wave equation. To calculate the space-charge field E as a function of the beam local intensity I_{em} , of space and time, we integrated numerically Eq. (5) using a second order finite difference scheme.

Using the results of this calculation, we can simulate the propagation of a single laser pulse in a photorefractive biased medium by solving Eq. (8). The numerical method used here, called in the literature the split-step Fourier method [20], is a beam propagation method (BPM) which has been adapted to solve the nonlinear wave Eq. (8). The BPM consists in dividing the photorefractive crystal in its length (z direction) in different transversal slices (parallel to x direction) of equal thickness h .

Assuming an homogeneous photorefractive medium at the beginning of the laser pulse, the first step in time for BPM calculation is computed using an homogeneous refraction index modulation δn equal to 0 and by propagating a given input beam presenting a Gaussian profile. Solving Eq. (5) in each slice of thickness h , we can determine the evolution of the internal electric space-charge field and consequently, the evolution of the index variation in the longitudinal section xz . The next steps are obtained by repeating the process of propagating the same input beam on the new index profile and solving again Eq. (5) in each slice.

3. Numerical simulations of the temporal behavior of the self-focusing of a single laser pulse

In the following sections, we present an example of simulation performed in a sillenite crystal which aims to illustrate the self-focusing phenomenon that appears when a single high power pulse propagates in such a material.

3.1. Physical parameters used in the calculation

The calculations performed involve very intimate parameters of the crystal, namely the donors and acceptors densities, the static dielectric permeability, the photoionization section, the carriers mobility.

Our experimental investigations were firstly performed in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) crystal [12]. Since

the literature does not yield all the values needed for BTO, we have chosen those given for better known $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal [18,21,22], which also belongs to the sillenite family, assuming that they are close to those of BTO. Thus, the following parameters were used in our calculations: $\epsilon_r = 56$, $\mu = 300 \text{ mm}^2/\text{V s}$, $s = 2 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{J}$, $N_D = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $E_{ext} = 6.25 \text{ kV/cm}$.

Figs. 1 and 2 represent examples of the simulations performed in the photorefractive sillenite material BSO.

Fig. 1 shows the temporal evolution of the space-charge field E as a function of the transversal direction x and the longitudinal direction z . Fig. 2 illustrates the beam propagation using level curves. The beam profile used at the entrance face of the crystal is a gaussian profile with a beam peak intensity $I_0 = 1 \text{ MW/cm}^2$ and a waist $w_e = 20 \mu\text{m}$. The temporal pulse profile is also gaussian with a duration $\tau_p = 20 \text{ ns}$. In the example shown, the gyrotory power ρ of sillenite materials is not taken in account ($\rho = 0^\circ/\text{mm}$). Both figures concern the propagation of a laser pulse in a crystal of length equal to 6 mm.

3.2. Discussion on the space-charge field build-up

At the beginning of the pulse ($t = 0$), the space-charge field is uniform and equal to the external applied electric field E_{ext} (Fig. 1(a)). Figs. 1(b)–(d) evidence the progressive external field screening occurring when a single pulse propagates through the photorefractive crystal: the space-charge field decreases showing, owing to Pockels effect, the build-up of a waveguide which focuses the beam. Fig. 1(e) shows that the space-charge field has decreased to 0: in this paper, we will call this phenomenon “saturation”. Afterwards, the space-charge field can no longer deepen; the induced guide thus only widens and is no longer able to focus the beam (Fig. 1(f)): the beam reaches a less focused state what we will called the “relaxation” state.

3.3. Intensity profiles and self-focusing analysis

Figs. 2(a)–(f) present the intensity profiles of the pulse propagating in a photorefractive medium,

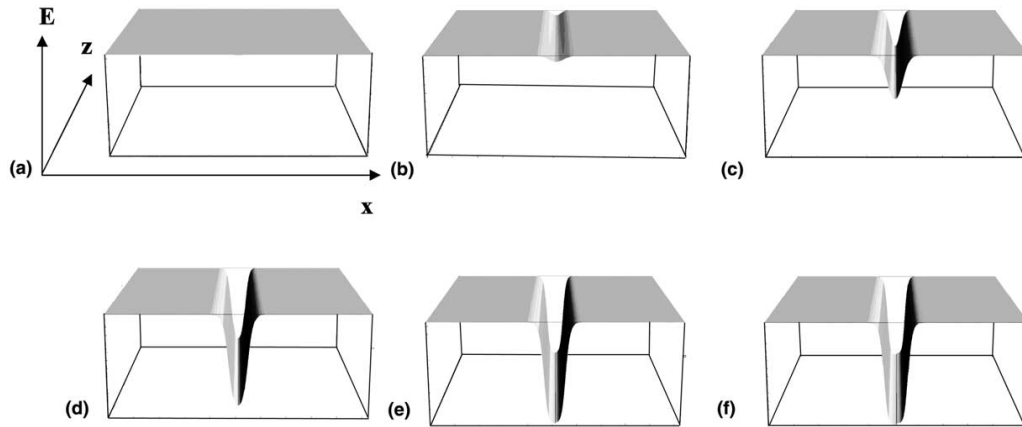


Fig. 1. Simulation of the space-charge field E in a crystal whose length equals 6 mm for t equals: (a) 0 ns, (b) 3 ns, (c) 5 ns, (d) 7 ns, (e) 9 ns, (f) 11 ns and $I_0 = 1 \text{ MW/cm}^2$, $\tau_p = 20 \text{ ns}$, $E_{\text{ext}} = 6.25 \text{ kV/cm}$.

corresponding to the same times as in Figs. 1(a)–(f).

At time $t = 0$, we observe the linear diffraction of the beam (Fig. 2(a)). Figs. 2(b)–(d) illustrate the progressive self-focusing phenomena occurring during the pulse propagation. When the saturation is reached, the beam slightly relaxes to a less focused state, as shown in Figs. 2(e) and (f).

Our numerical simulations allow to predict the temporal evolution of the beam profile at the output face of the crystal.

One way to analyze these calculations is to represent the output beam profiles at two different times during the pulse: at the beginning ($t = 0$), when no electric field is applied and at a time when the electric field is applied.

Fig. 3 represents such a comparison, corresponding to the simulations shown in Fig. 2. At time $t = 7 \text{ ns}$ which corresponds to the “saturation” state, the intensity in the center of the beam is higher than when no electric field is applied. Simultaneously, the beam radius reduces, showing that the pulse is self-focused during its propagation.

In order to quantify the phenomena occurring, we can determine the outgoing beam radius at each time and thus deduce the *theoretical diffraction coefficient* $\alpha(t)$, which is defined as the ratio of

the output beam diameter over the input one. The temporal dependence of $\alpha(t)$, corresponding to the calculation presented in Fig. 2, is presented in Fig. 4, the quantity α_r represents the linear diffraction coefficient which occurs when no electric field is applied.

We can observe that, firstly, $\alpha(t)$ decreases from its initial value α_r , indicating self-focusing of the pulse, to the minimum reached at 7 ns, corresponding to the photorefractive effect “saturation” (Figs. 1(d)–2(d)); afterwards, the phenomenon relaxes to a less focused state. We can notice that the behaviour here evidenced was also found for continuous beams with an adapted model [6].

4. Experimental validation

In order to make quantitative comparisons with experiments, our theoretical model numerically developed in the pulse regime requires the knowledge of different microscopic and macroscopic parameters such as the refraction index and the electro-optic tensor. This kind of parameters is not always easy to measure in optically active nonlinear materials such as sillenite crystals. Furthermore, the literature [23] often gives the parameters values at the particular wavelength $\lambda = 633 \text{ nm}$

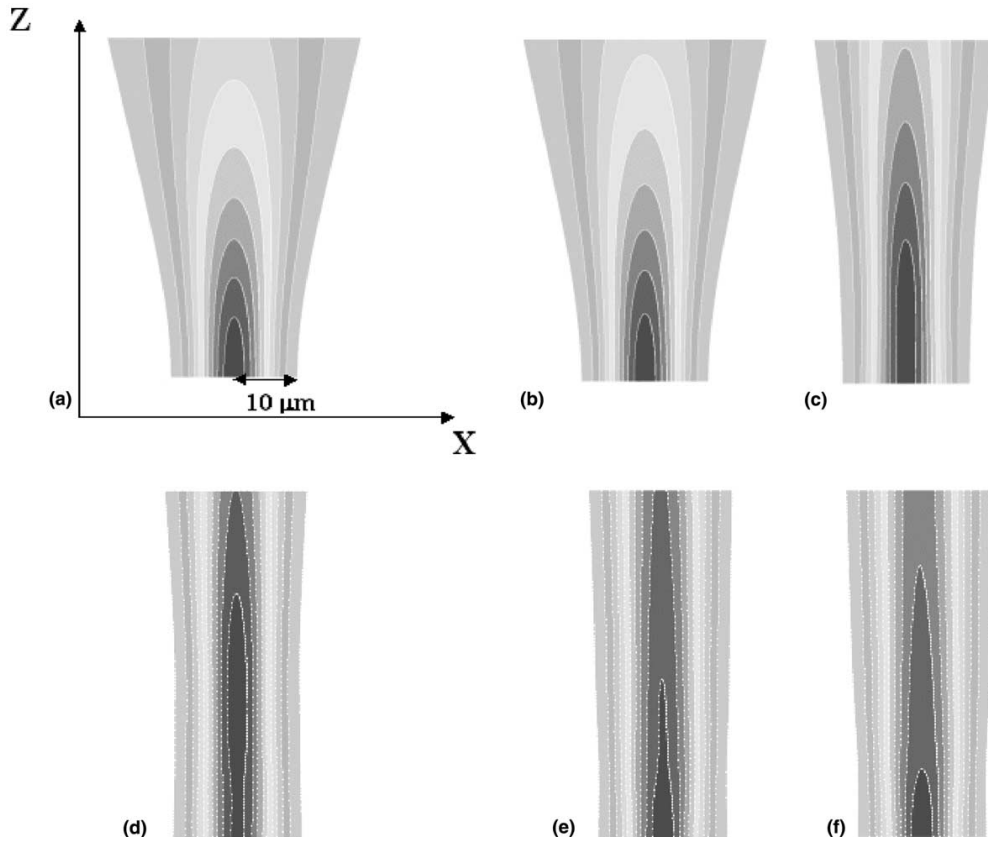


Fig. 2. Numerical simulation of the propagation of a single laser pulse in a crystal whose length equals 6 mm for t equals: (a) 0 ns, (b) 3 ns, (c) 5 ns, (d) 7 ns, (e) 9 ns, (f) 11 ns and $I_0 = 1 \text{ MW/cm}^2$, $\tau_p = 20 \text{ ns}$, $E_{\text{ext}} = 6.25 \text{ kV/cm}$.

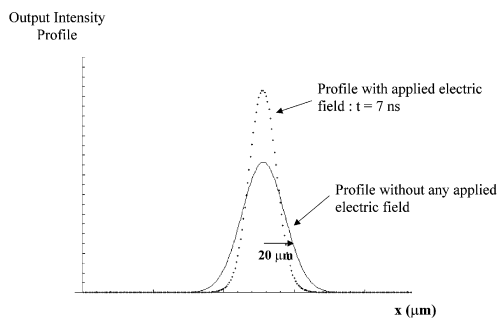


Fig. 3. Output beam intensity profiles with and without any applied field, corresponding to Figs. 2(a) and (d).

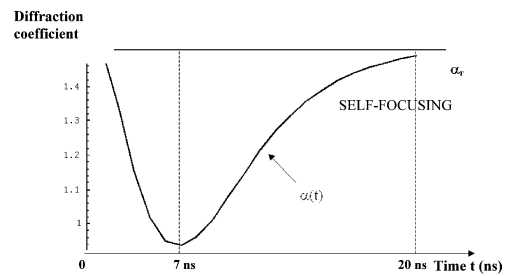


Fig. 4. Temporal evolution of the diffraction coefficient $\alpha(t)$.

rather than at $\lambda = 532$ nm, the wavelength used in our experiments. In fact, the index variation between these two wavelengths can be quite important [24].

In order to compare the calculations to our experimental results [12], we used again the parameters founded in the literature concerning a $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal [18,21,22]. Nevertheless, as pointed out by Roosen et al. [21], there is a big uncertainty on the value of the carriers mobility μ in the pulse regime. We have thus chosen to let μ be a free parameter in our simulations, adjustable between 3 and $300 \text{ mm}^2/\text{V s}$ [21].

4.1. Influence of the mobility

Fig. 5 shows the theoretical diffraction coefficient evolution α as a function of time for different values of the electronic mobility in the range between 3 and $300 \text{ mm}^2/\text{V s}$, for a pulse duration $\tau_p = 20$ ns. For important values of the mobility around $300 \text{ mm}^2/\text{V s}$, we notice that the photo-refractive saturation is reached; the diffraction coefficient reaches a local minimum of about 1 in Fig. 5, the value of which does not significantly depend on the mobility. For less important values

of μ , the phenomenon simulated is in agreement with our experimental measurement: no saturation is observed. Afterwards, we need to estimate the mobility of our sample by comparing the experimental and theoretical diffraction coefficients versus mobility (Fig. 6). Different simulations have been performed as functions of μ , around the

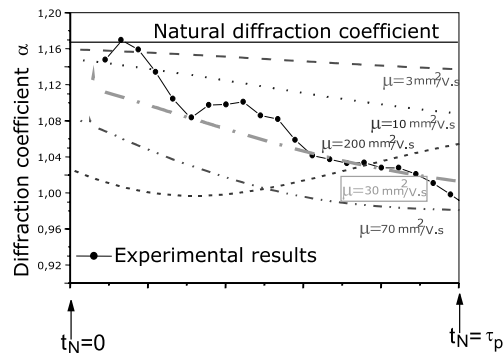


Fig. 6. Comparison of the experimental diffraction coefficient with theoretical values calculated versus time as a function of charge mobility for a BTO sample whose length equals 3.17 mm.

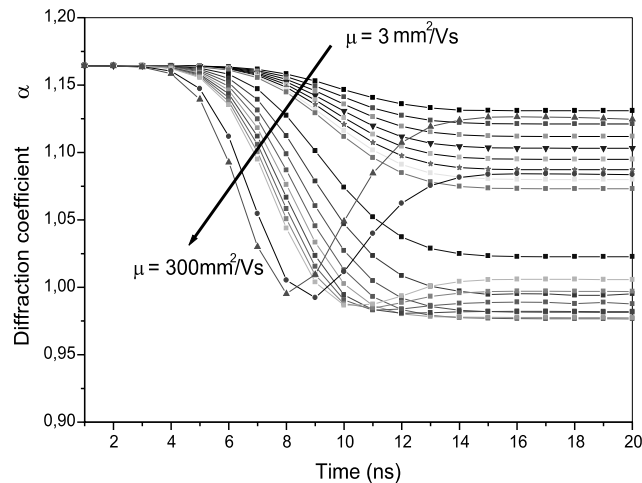


Fig. 5. Diffraction coefficient evolution for different mobility values μ from 3 to $300 \text{ mm}^2/\text{V s}$ by step of $15 \text{ mm}^2/\text{V s}$.

average value given in the literature, and compared to the experimental data. The comparison between theory and experiment has been made for a time scale equal to the temporal half-width $\tau_p = 5$ ns of the laser pulse and centered at the maximum of the pulse. So we refer $t_N = 0$ to the first half maximum and $t_N = \tau_p$ to the second one. The results of Fig. 6 show that the profile of the experimental curve is theoretically rather correctly described with a mobility equal to $30 \text{ mm}^2/\text{V s}$.

4.2. Influence of the external applied electric field

In order to validate our theoretical modelling, we also performed calculation as a function of the externally applied electric field. Fig. 7 shows the comparison between the experimental diffraction coefficient and our theoretical predictions for a mobility of $30 \text{ mm}^2/\text{V s}$, as a function of the applied electric field and for two particular different times during the pulse: for $t_N = 0$ and for the pulse maximum at $t_N = \tau_p/2$, as shown on Fig. 6. Both experimental and theoretical curves show a quasi-linear behavior of the beam coefficient α versus the electric field E_{ext} . A good agreement, located within the experimental error margins, is found for different electric fields applied.

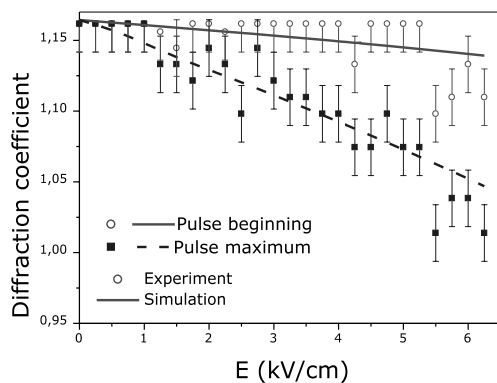


Fig. 7. Influence of the external applied electric field on the diffraction coefficient for the 3.17 mm long BTO sample for two different characteristic times corresponding to the pulse beginning at $t_N = 0$ and for the pulse maximum at $t_N = \tau_p/2$.

5. Conclusion

In this paper, we theoretically evidenced the temporal behavior of photorefractive self-focusing of a single laser pulse through finite difference calculation of the space-charge field evolution and BPM numerical simulations performed on the basis of a $(1+1)$ dimensional model of light propagation in PR media.

Our numerical simulations confirm, by comparison with the experimental data [12], the validity of the space-charge field and nonlinear wave propagation equations used. The simple donor-level band transport model describes correctly the behavior of the self-focusing observed, both versus time and versus the electric field applied in a BTO crystal. More experimental studies are on the way in different kind of materials such as KNbO_3 , LiNbO_3 , SBN: in that way, a more general theoretical model including the diffusion effect and the second transversal dimension y is currently in development.

Acknowledgements

This work was in partly supported by the Region Lorraine (France) and by the Centre Charles Hermite (CCH, France).

References

- [1] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 923.
- [2] B. Crosignani, M. Segev, Engin, P. Di Porto, A. Yariv, G. Salamo, J. Opt. Soc. Am. B 10 (3) (1993) 446.
- [3] M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, G.C. Duree, G. Salamo, E. Sharp, Opt. Lett. 19 (17) (1994) 1296.
- [4] D.N. Christodoulides, M.I. Carvalho, Opt. Lett. 19 (21) (1994) 714.
- [5] A.A. Zozulya, D.Z. Anderson, Opt. Lett. 20 (8) (1995) 837.
- [6] N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, Phys. Rev. E 54 (1996) 6866.
- [7] N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, G. Kugel, Opt. Commun. 145 (1998) 393.
- [8] M. Segev, M. Shih, G.C. Valley, J. Opt. Soc. Am. B 13 (1996) 706.
- [9] K. Kos, G. Salamo, M. Segev, Opt. Lett. 23 (1998) 1001.
- [10] D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, J. Korean Phys. Soc. 32 (1998) S436.

- [11] D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, in: G.A. Lampropoulos, R.A. Lessard (Eds.), *Applications of Photonic Technology*, SPIE, vol. 3491, 1999, p. 720.
- [12] D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, *J. Appl. Phys.* 89 (2001) 2511.
- [13] D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, G. Kugel, *Phys. Rev. E* 62 (2000).
- [14] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, *Ferroelectrics* 22 (1979) 949.
- [15] R.E. Aldrich, S.L. Hou, R.B. Lauer, *J. Appl. Phys.* 44 (1973) 2652.
- [16] G.Kh. Sokolyanskii, B.Kh. Kostyuk, A.Yu. Kudzin, *Sov. Phys. Solid State* 22 (1980) 1429.
- [17] R.N. Zitter, G.G. Douglas, *J. Appl. Phys.* 22 (1980) 1429.
- [18] G. LeSaux, G. Roosen, A. Brun, *Opt. Commun.* 56 (6) (1986) 374.
- [19] P.A. Marquez-Aguilar, J.J. Sanchez-Mandragon, S. Stepanov, V. Vysloukh, *Phys. Rev. A* 54 (1996) 2563.
- [20] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, London, 1989.
- [21] G. Roosen et al., *Rev. Phys. Appl.* 22 (1987) 1253.
- [22] D.C. Jones, L. Solymar, *Opt. Commun.* 85 (1991) 372.
- [23] M.P. Petrov, S.I. Stepanov, A.V. Komenko, *Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems*, Springer Series in Optical Sciences, Springer, Berlin, 1991.
- [24] S.M. Ushio, *J. Korean Ass. Cryst. Growth* 9 (4) (1999) 434.

Chapitre 4

Autofocalisation infrarouge pour les dispositifs de télécommunications optiques reconfigurables

Après une brève explication concernant le choix du matériau étudié, nous présenterons la caractérisation de nos échantillons InP :Fe via le mélange à deux ondes [voir liste des publications P4-P5] : nous analyserons la dépendance en température de la constante de temps caractéristique de nos échantillons et, par l'étude du comportement temporel du champ de charge d'espace, nous montrerons la possibilité pour un faisceau infrarouge d'être autofocalisé en un temps relativement court (quelques dizaines de μs) [voir liste des publications P1-P3]. Pour valider ce résultat, nous nous sommes intéressés à l'étude expérimentale et théorique de la photo-inscription de guides aux longueurs infrarouges (1.06 et 1.55 μm) : nous présenterons les résultats obtenus en régime stationnaire et transitoire [voir liste des publications P1-P3]. Nous terminerons sur les perspectives de travail concernant l'étude des interactions de solitons.

4.1 Choix du matériau

Ce travail a été essentiellement motivé par le fait que la plupart des études réalisées jusqu'à présent sur les solitons photoréfractifs l'ont été dans des matériaux isolants, dopés de manière à être photoréfractifs et sensibles essentiellement à des longueurs d'onde visibles. De plus, à chaque fois, et quel que soit le matériau, ces études ont mis en évidence un temps de formation beaucoup trop long pour des applications en commutation optique, en tous les cas pour des intensités de l'ordre de celles présentes dans les réseaux de télécommunications par fibre optique [32, 38].

Cependant, un rapide coup d'oeil au tableau 4.1 permet de s'apercevoir que les mobilités des porteurs des semi-conducteurs sont bien plus grandes que celles des isolants. Par ailleurs, les semi-conducteurs sont sensibles aux longueurs d'onde utilisées dans l'industrie des télécommunications, dans les fenêtres de transparence de la silice : 1.3 à 1.9 μm .

	$n_0(\lambda \text{ en } \mu\text{m})$	Mobilité (é) ($\text{cm}^2/\text{V.cm}$)	ϵ_r	$r_{\text{eff}}(\text{pm}/\text{V})+$ ($\lambda \text{ en } \mu\text{m}$)	$E_g(\text{eV})$	$\frac{n^3 r_{\text{eff}}}{\epsilon_r}$ (pm/V)
Ferroélectriques :						
BaTiO3	2,4(0,63)	0,5	135- 3600	28-1640	3,3	2,9-4,9
LiNbO3	2,27 (0,7)	0,8	32	32,2(0,63)	3,2	11
KNbO3	2,23	0,5	55	64	3,2	14
Sillénites :						
BGO	2,55	1	47	3,5 (0,63)	3,25	1,2
BSO	2,54	1	47	5 (0,63)	3,25	1,8
III-V :						
GaP	3,45 (0,54)	110	12	1,07 (0,56)	2,26	3,7
GaAs	3,50 (1,02)	8500	13,2	1,2 (1,08)	1,42	3,9
InP	3,45 (1,06)	4600	12,6	1,45 (1,06)	1,35	4,1
II-VI :						
CdS	2,4 (0,63)	350	9,5	2,4 (0,63)	2,47	3,8
ZnTe	2,99 (0,63)	340	10,1	4,3 (0,63)	2,27	11,4
CdTe	2,82 (1,06)	1050	10,2	5,3 (1,06)	1,51	11,8

FIG. 4.1 – Comparaison des différents matériaux photoréfractifs : propriétés à 300 K.

Malgré la faiblesse de leurs coefficients électro-optiques, il est donc légitime de se demander si les semi-conducteurs ne pourraient pas permettre la formation rapide de solitons photoréfractifs pour la commutation optique.

Nous avons choisi le semi-conducteur InP pour ses propriétés photoréfractives connues [57-58], sa grande disponibilité commerciale et sa fiabilité.

4.2 Le mélange à deux ondes dans InP :Fe

4.2.1 Etat de l'art des solitons photoréfractifs dans InP :Fe

Au début de nos travaux sur l'InP :Fe, peu d'études sur les solitons spatiaux dans le semi-conducteur InP :Fe avaient été menées [46-47] : ces travaux s'intéressaient uniquement au phénomène d'autofocalisation stationnaire. D'un point de vue qualitatif, un lien entre la théorie du mélange à deux ondes et les solitons observés expérimentalement dans InP a été démontré : le comportement du diamètre du soliton en fonction de l'intensité du faisceau injecté serait similaire à celui de la partie réelle du champ de charge d'espace E_{sc} et la déviation subie par le faisceau (*bending*) aurait une évolution semblable à la partie imaginaire de E_{sc} .

La figure 4.2 montre qu'un phénomène d'autofocalisation ou d'autodéfocalisation apparaît autour d'une valeur particulière de l'intensité incidente : cette intensité est connue sous le nom d'intensité de résonance correspondant à un gain photoréfractif (partie imaginaire du champ E_{sc}) maximum. Aussi, pour une focalisation maximale, la figure 4.2 montre qu'il convient d'injecter une intensité proche de cette intensité de résonance, ce qui imposera le temps de réponse du phénomène (voir figure 3.10). Nous proposons ici d'étudier la possibilité d'améliorer ce temps de réponse en vue de l'application envisagée,

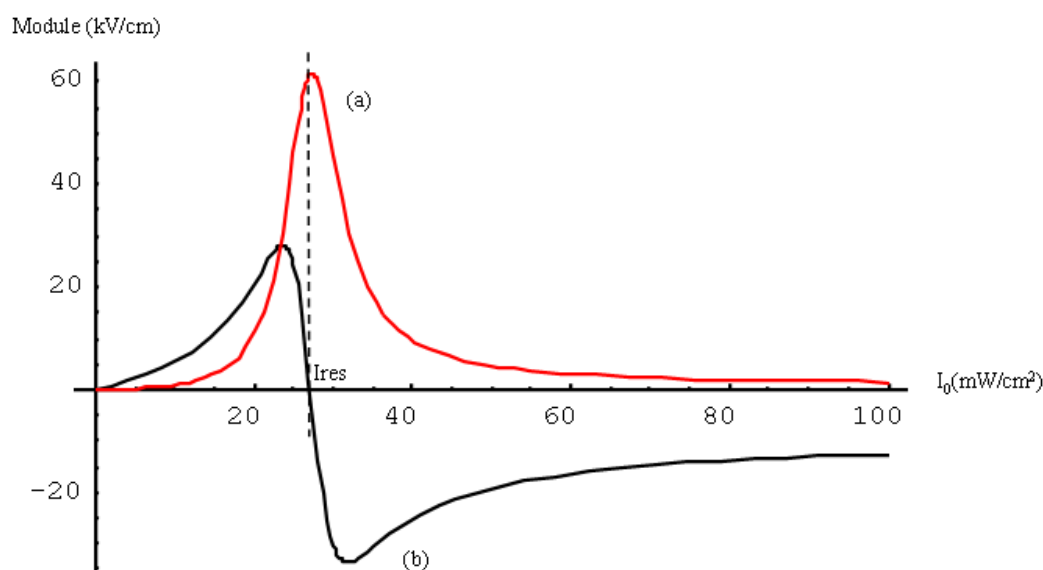


FIG. 4.2 – Evolution des parties réelles et imaginaires du champ de charge d'espace E_{sc} en fonction de l'intensité incidente en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2 \text{ mW/cm}^2$ (a) partie imaginaire (b) partie réelle

notamment en faisant varier la température de l'échantillon pour différentes intensités du faisceau incident.

4.2.2 Temps de réponse caractéristiques

Contrôle du temps de réponse en fonction de la température et de l'intensité

Nous avons étudié, à la fois expérimentalement et théoriquement, l'évolution temporelle du gain photoréfractif obtenu par mélange à deux ondes pour différentes températures et intensités incidentes [voir liste des publications P5]. La courbe d'évolution du temps de réponse en fonction de la température pour trois intensités différentes est représentée sur la figure 4.3 : la figure 4.3(a) présente des résultats calculés à partir de la théorie du mélange à deux ondes et la figure 4.3(b) les résultats expérimentaux associés. Nous observons que le temps de réponse diminue lorsqu'on augmente la température mettant ainsi en évidence que la température peut être un paramètre utile pour contrôler la constante de temps caractéristique du phénomène [59].

Evolution temporelle du diamètre du faisceau pour des intensités très supérieures à la résonance

À partir du modèle de Kukhtarev [37] et de l'analogie démontrée dans [46-47] entre le mélange à deux ondes et les solitons photoréfractifs dans les semi-conducteurs, nous nous sommes intéressés au comportement temporel de la partie réelle du champ de charges d'espace pour des intensités très supérieures à celle de la résonance. La figure 4.4 représente l'évolution de la partie réelle du champ créé dans le cristal pour différentes intensités loin de la résonance (ici de 200 mW/cm^2) à des instants allant de 1 ms à 10 ms . Contrairement à la partie imaginaire, la partie réelle du champ reste assez importante, même à des temps courts. Par exemple, pour une intensité de 3000 mW/cm^2 , pour un temps d' 1 ms , la va-

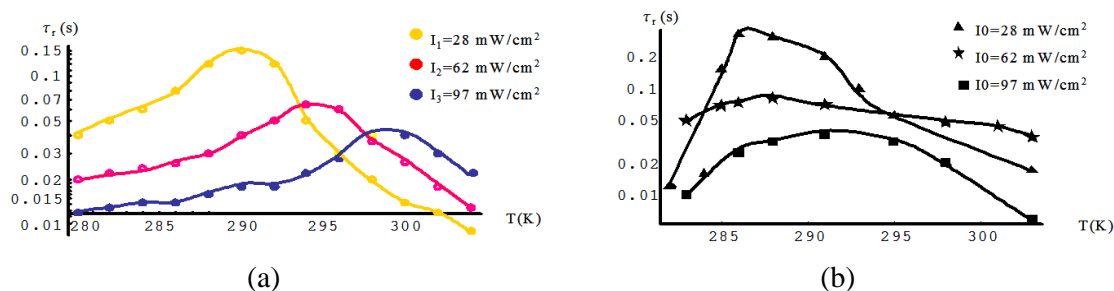


FIG. 4.3 – Constante de temps caractéristique d'établissement du gain photoréfractif en fonction de la température à différentes intensités (a) calculée théoriquement (b) mesurée expérimentalement

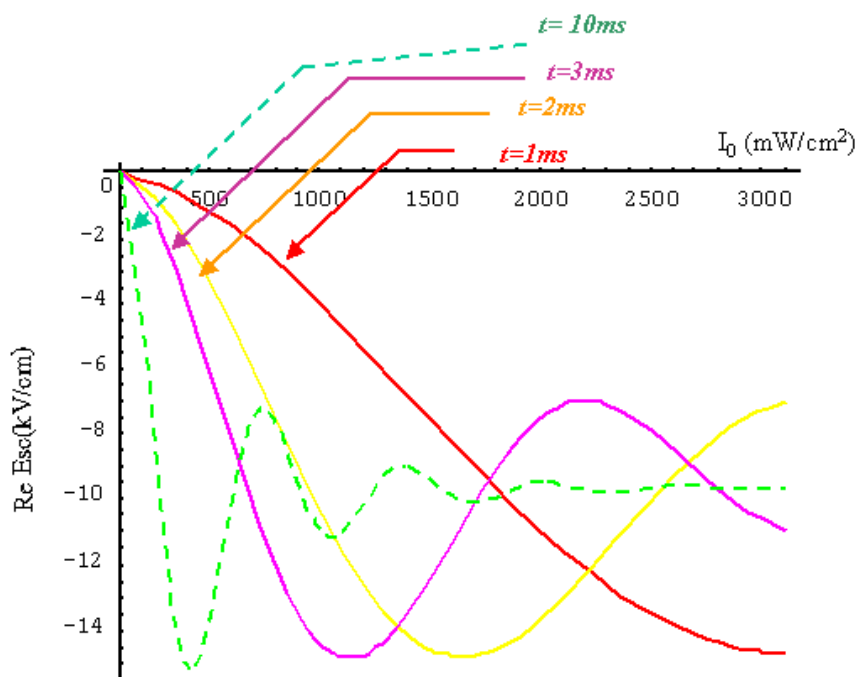


FIG. 4.4 – Partie réelle du champ de charges d'espace pour des intensités très supérieures à l'intensité de résonance ($I_{res} = 200 \text{ mW/cm}^2$) à des instants allant de 1 à 10 ms (de haut en bas).

leur de la partie réelle du champ vaut 15 kV/cm , qui est une quantité non négligeable par rapport au champ extérieur appliqué de l'ordre de 10 kV/cm . Les courbes représentées sur la figure 4.4 montrent qu'à chaque instant, la partie réelle du champ atteint un minimum, correspondant à une valeur particulière de l'intensité. Comme le diamètre du faisceau suit qualitativement le comportement de la partie réelle de E_{sc} , ce comportement met en évidence la possibilité d'obtenir un faisceau autofocalisé en un temps aussi court que désiré, à condition que l'intensité soit suffisamment élevée.

Ces résultats théoriques et expérimentaux concernant le temps de réponse caractéristique du mélange à deux ondes laisse supposer qu'un faisceau laser infrarouge peut être autofocalisé en un temps de l'ordre de la milliseconde en ajustant correctement la température et l'intensité du faisceau.

Dans les paragraphes suivants, nous présentons une mise en évidence expérimentale et théorique de l'autofocalisation photoréfractive dans l' $\text{InP}:\text{Fe}$ aux longueurs d'onde infrarouge : nous montrons la possibilité de photo-inscrire un guide en un temps de quelques dizaines de microsecondes.

La publication associée à ces résultats est présentée à la fin de ce chapitre.

4.3 Autofocalisation infrarouge stationnaire et transitoire dans $\text{InP}:\text{Fe}$

4.3.1 Mise en évidence expérimentale

4.3.1.1 Banc expérimental

Pour l'observation des phénomènes d'autofocalisation dans l' $\text{InP}:\text{Fe}$, un banc expérimental inspiré de nos travaux précédents mais adapté aux longueurs d'onde infrarouge a été réalisé : ce banc est présenté sur la figure 4.5. Un faisceau laser infrarouge est focalisé sur la face d'entrée d'un cristal avec un col de $25 \mu\text{m}$. Grâce à une lame demi-onde, la polarisation du faisceau est ajustable entre la direction parallèle et perpendiculaire au champ électrique appliqué.

Deux types de mesures sont réalisées :

- une observation directe de la face de sortie du cristal est réalisée via une caméra CCD pour le régime stationnaire
- une observation indirecte est réalisée à l'aide d'un capteur de position constitué de quatre photodiodes pour le régime transitoire.

Les dimensions de nos échantillons d' $\text{InP}:\text{Fe}$ sont $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ suivant les axes 001, 110 et -110 respectivement. Le faisceau se propage selon la direction 110 alors que le champ électrique est appliqué selon l'axe 001. Des mesures systématiques de l'autofocalisation d'un faisceau laser ont été réalisées dans différents échantillons d' InP de dopages en fer différents de 10^{16} à $2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Ces mesures ont été faites à deux longueurs d'onde différentes (1.06 et $1.55 \mu\text{m}$) pour différents champs électriques appliqués de -10 kV/cm à $+10 \text{ kV/cm}$ et pour différentes intensités de quelques mW à 100 W/cm^2 . Nous avons également étudié l'influence de la température du cristal sur les phénomènes

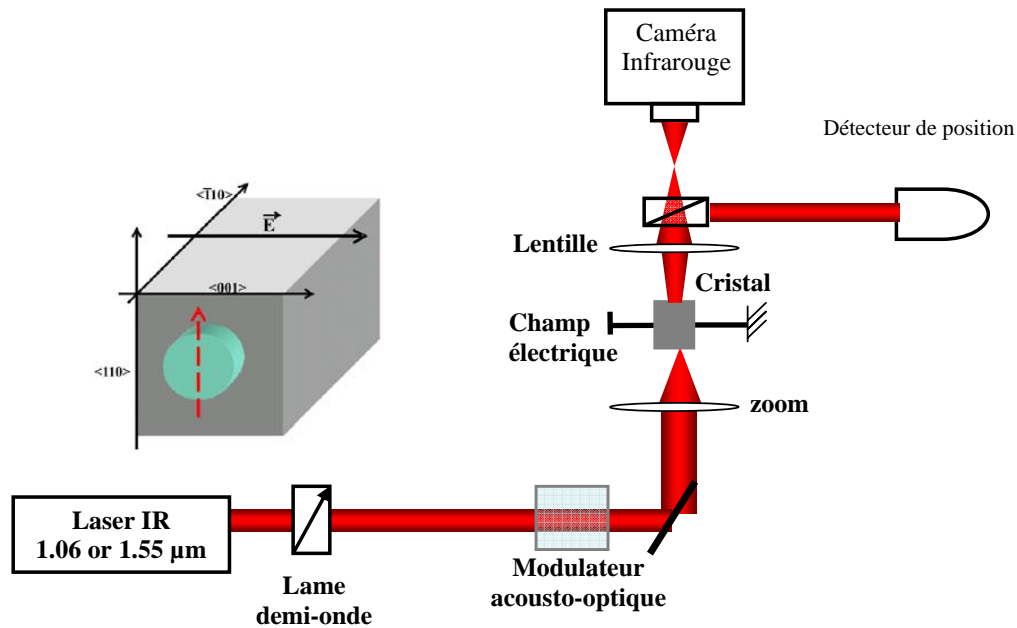


FIG. 4.5 – Banc expérimental

d'auto focalisation ou d'autodéfocalisation observés de 283 à 300 K .

4.3.1.2 Le régime stationnaire

Mesures de l'auto focalisation stationnaire dans InP :Fe

Les figures 4.6 - 4.7 - 4.8 représentent des exemples types de mesure de l'auto focalisation infrarouge. Pour des intensité de 2.5 W/cm^2 , 8.7 W/cm^2 et 92 W/cm^2 , nous avons représenté la face de sortie du cristal sans champ appliqué et avec un champ appliqué dans les deux sens selon la direction 001 comme définie précédemment. Nous avons également tracé le profil transverse suivant la direction horizontale parallèle au champ appliqué. Par souci de clarté et pour simplifier, nous dénommerons, dans la suite, champ positif la direction du champ qui correspond à l'auto focalisation dans ces figures (partie (b)), et champ négatif le sens opposé (partie (c)). Par exemple, par comparaison des images 4.7(b)-(c) à la figure 4.7(a) montrant la diffraction naturelle du faisceau, nous observons, une augmentation importante de l'intensité au centre du faisceau mettant en évidence une forte auto focalisation dans InP :Fe pour un champ de $+10 \text{ kV/cm}$ et une forte autodéfocalisation pour un champ de -10 kV/cm en régime stationnaire. A noter que le même type d'évolution du taux d'auto focalisation stationnaire en fonction de l'intensité a été mesuré à la longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$.

L'analyse de toutes les mesures réalisées a permis de tracer la courbe d'évolution (figure 4.9) du taux d'auto focalisation stationnaire, défini comme le rapport entre le diamètre sous champ appliqué normalisé par rapport au diamètre sans champ, en fonction de l'intensité maximale au centre du faisceau. Pour des intensités inférieures ou égales à

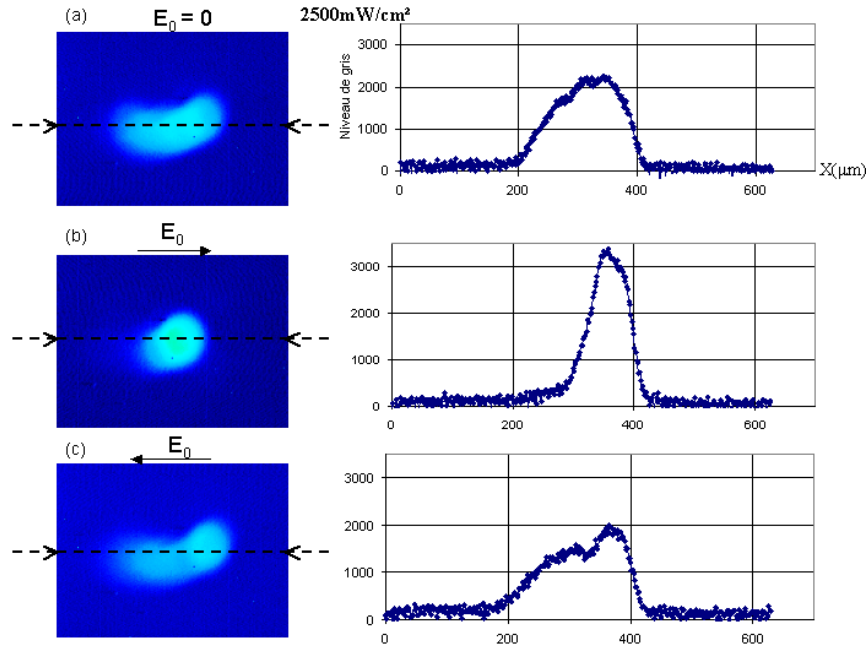


FIG. 4.6 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25 \mu\text{m}$ à $\lambda = 1.56 \mu\text{m}$: (a) sans champ extérieur appliqué, (b) pour un champ extérieur de $+10\text{kV}/\text{cm}$, (c) pour un champ extérieur de $-10\text{kV}/\text{cm}$, $I = 2.5 \text{ W}/\text{cm}^2$.

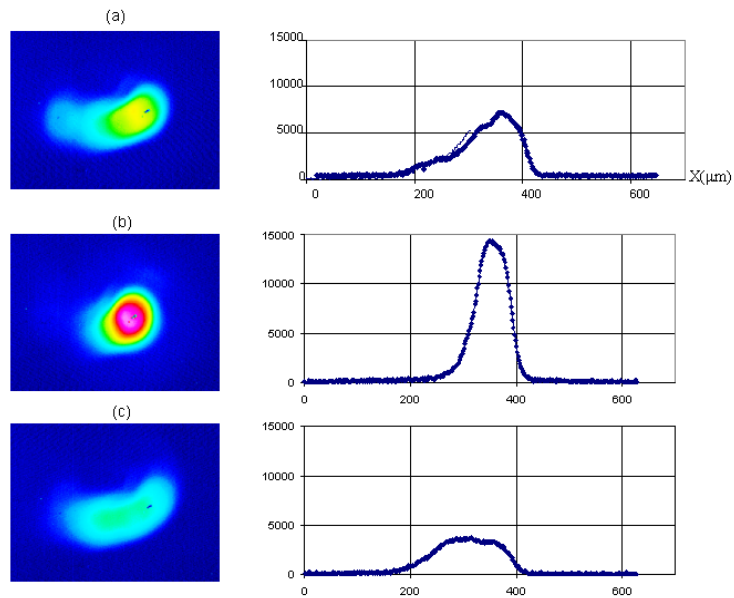


FIG. 4.7 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25 \mu\text{m}$ à $\lambda = 1.56 \mu\text{m}$: (a) sans champ extérieur appliqué, (b) pour un champ extérieur de $+10\text{kV}/\text{cm}$, (c) pour un champ extérieur de $-10\text{kV}/\text{cm}$, $I = 8.7 \text{ W}/\text{cm}^2$.

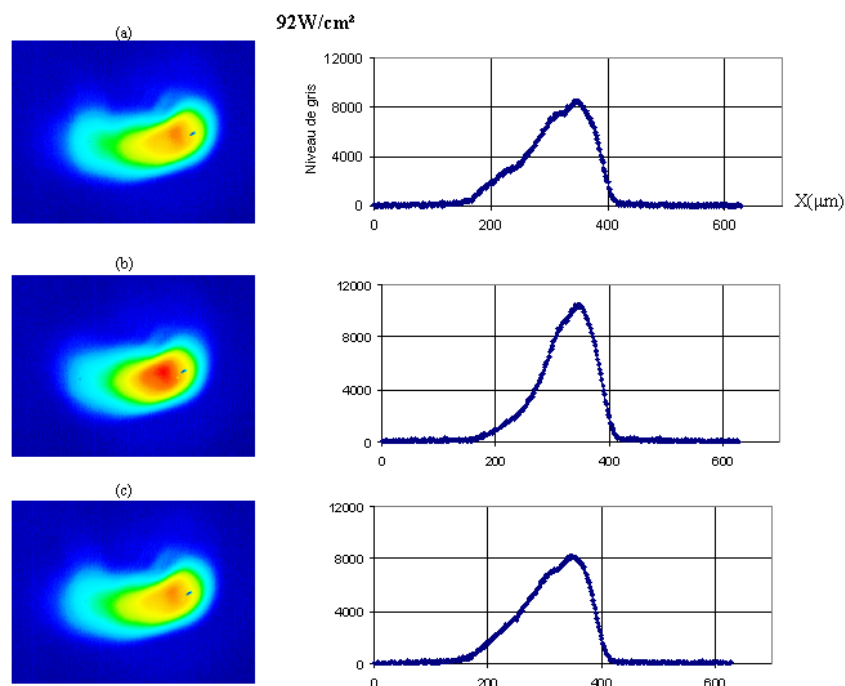


FIG. 4.8 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25 \mu m$ à $\lambda = 1.56 \mu m$: (a) sans champ extérieur appliqué, (b) pour un champ extérieur de $+10kV/cm$, (c) pour un champ extérieur de $-10kV/cm$, $I = 92 W/cm^2$.

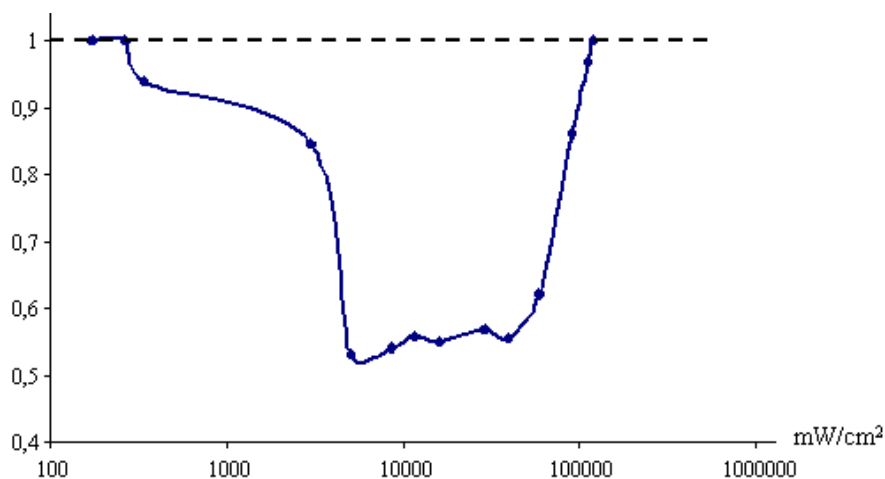


FIG. 4.9 – Evolution du taux d'autofocalisation en fonction de l'intensité à l'état stationnaire pour un col de $25 \mu m$ à $\lambda = 1.56 \mu m$ à une température de $293 K$.

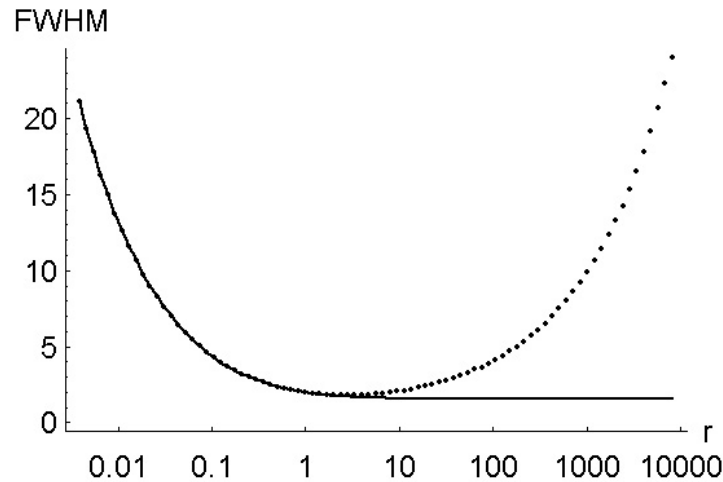


FIG. 4.10 – Demi-largeur à mi-hauteur du soliton stationnaire (trait en pointillé) et du transitoire (trait plein) [32] en fonction du rapport r de l'intensité du faisceau sur l'intensité d'obscurité.

200 mW/cm^2 , aucun changement du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal n'est enregistré après avoir appliqué un champ dans un sens (que nous venons d'appeler champ positif) ou dans l'autre sens (champ négatif) d'une amplitude maximale de 10 kV/cm . A partir d'une intensité d'environ 300 mW/cm^2 , le faisceau commence légèrement à se focaliser pour un champ positif et à se défocaliser pour un champ négatif. Avec l'augmentation de l'intensité, le phénomène s'intensifie, enregistrant un maximum de focalisation pour une intensité avoisinant 8.7 W/cm^2 (figure 4.7) : ceci correspond à un taux de focalisation égal à 0.5. A partir de cette valeur de I , le phénomène d'autofocalisation stationnaire diminue et devient négligeable pour des intensités au-delà de 100 W/cm^2 . Pour des intensités élevées, le champ électrique n'a en effet plus d'influence sur la propagation du faisceau en régime stationnaire. Notons également que le faisceau subit une auto-déviations (*bending*) sous champ appliqué.

Ce comportement est en accord qualitatif avec les résultats concernant l'autofocalisation et les solitons dans les matériaux photoréfractifs isolants [32,60] (figure 4.10). Un paramètre important peut être notamment déduit de la figure 4.9, par analogie à la théorie développée dans les isolants [32,60] : il s'agit de l'intensité d'obscurité notée I_{dark} , intensité trois fois plus faible que l'intensité correspondant au maximum d'autofocalisation. De la figure 4.9, nous avons estimé I_{dark} dans $\text{InP}:\text{Fe}$ à $1.56 \mu\text{m}$ à 3 W/cm^2 environ. De la même façon, le même type de mesures a permis de déterminer I_{dark} à 70 mW/cm^2 à $1.06 \mu\text{m}$. Une autre mesure expérimentale de I_{dark} par photoconductivité a permis d'obtenir, respectivement, 2 W/cm^2 à $1.56 \mu\text{m}$ et 50 mW/cm^2 à $1.06 \mu\text{m}$, ce qui est en bon accord avec les prédéterminations issues de l'analyse présentée sur la figure 4.9 [voir liste des publications P3].

Mesures de déviation du faisceau

Un mécanisme d'auto-déviations du faisceau laser ou de *bending* dans un cristal $\text{InP}:\text{Fe}$ a auparavant été observé dans les travaux cités précédemment [46]. Dans nos expériences, pour chaque image de la face de sortie du cristal, des mesures de déviation correspon-

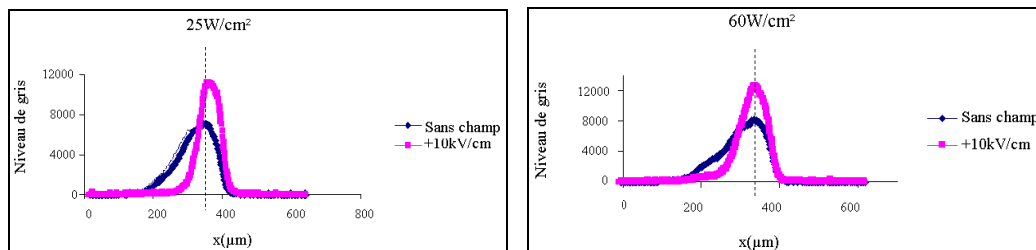


FIG. 4.11 – Mesure de l’auto-déviaton du faisceau pour $w = 25 \mu m$, $\lambda = 1.56 \mu m$ à (a) $I = 25 W/cm^2$ (b) $I = 60 W/cm^2$. Le trait en pointillé indique la position de l’intensité maximale du faisceau sans champ appliqué.

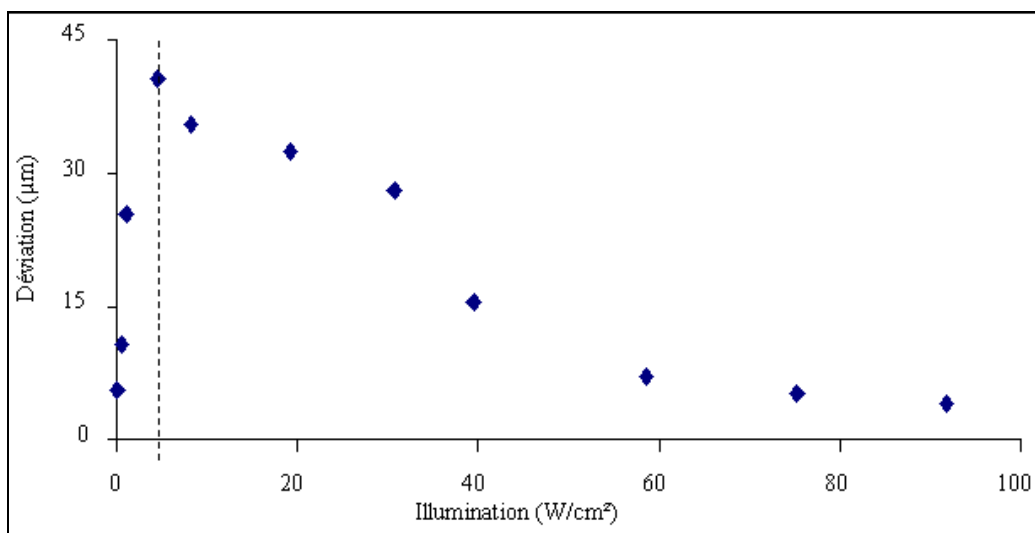


FIG. 4.12 – Auto-déviaton du faisceau en fonction de l’intensité pour $w = 25 \mu m$ et $\lambda = 1.56 \mu m$. Le trait en pointillé indique le niveau de l’intensité du faisceau où la déviation est maximale.

dant au décalage latéral du faisceau ont également été effectuées pour différentes valeurs d'intensités allant de quelques mW/cm^2 à des dizaines de W/cm^2 , pour des champs appliqués, variant entre $\pm 1kV/cm$ et $\pm 10kV/cm$. Les figures 4.11(a) et 4.11(b) montrent deux exemples de profils du faisceau laser à la sortie du cristal pour deux intensités différentes ($25 W/cm^2$ et $60 W/cm^2$) sans et avec champ appliqué pour un col à l'entrée du cristal égal à $25 \mu m$. Pour l'intensité de $25W/cm^2$, après application d'un champ de $+10 kV/cm$, le faisceau se dévie. Par contre pour une intensité de $60 W/cm^2$, le faisceau reste globalement centré. Le calcul de la déviation a été effectué en mesurant le déplacement du maximum du profil du faisceau après application du champ.

La figure 4.12 résume ces mesures de bending, pour des intensités allant de $100 mW/cm^2$ jusqu'à $100 W/cm^2$, pour un champ appliqué de $+10kV/cm$. Cette figure montre un maximum de déviation pour l'intensité avoisinant $8.7 W/cm^2$, pour laquelle l'autofocalisation est maximale.

Contrôle du phénomène d'autofocalisation et de déviation du faisceau via un éclairage de fond

Les mesures du taux d'autofocalisation en fonction de l'intensité à l'état stationnaire présenté sur la figure 4.9 ont mis en évidence, par analogie à la théorie développée dans les isolants, un maximum d'autofocalisation atteint pour une valeur du rapport $I/I_{dark} \approx 3$. Ces mesures laissent supposer qu'il serait éventuellement possible de contrôler à la fois le phénomène d'autofocalisation et d'auto-déviation du faisceau moyennant un éclairage de fond.

Nous avons donc réalisé des mesures systématiques de ces deux phénomènes en fonction de l'intensité du faisceau laser à $1.56 \mu m$ et d'un éclairage de fond à $1.06 \mu m$ pour différentes températures. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 4.13 et 4.14 pour la longueur d'onde $\lambda = 1.56 \mu m$, un champ appliqué de $10 kV/cm$ et des températures respectives de $283 K$ et $293 K$. Ces mesures mettent en évidence que :

- Le taux d'autofocalisation est relativement peu influencé par l'éclairage de fond (taux d'autofocalisation maximal atteint identique) ainsi que par la température.
- En revanche, la déviation du faisceau est fortement influencée par, à la fois, l'éclairage de fond et la température : ainsi, la déviation peut être contrôlée via l'utilisation d'un éclairage de fond I_{dark} . Il est donc possible de dévier un faisceau autofocalisé avec un autre faisceau, si ce deuxième faisceau est utilisé comme éclairage de fond : ceci pourrait être une alternative aux interactions de solitons pour réaliser le routage optique.

4.3.1.3 Le régime transitoire

Mesures résolues dans le temps : mesure type

Les mesures qui viennent d'être présentées ont toutes été réalisées à l'état stationnaire, c'est à dire une fois que le profil du faisceau à la sortie du cristal s'est stabilisé. Pour obtenir plus d'informations sur le temps d'établissement de l'autofocalisation photoréfractive dans le Phosphore d'Indium dopé fer, nous avons utilisé les possibilités de déclenchement et d'acquisition rapide de notre caméra Infrarouge. Avec les intensités utilisées, le temps

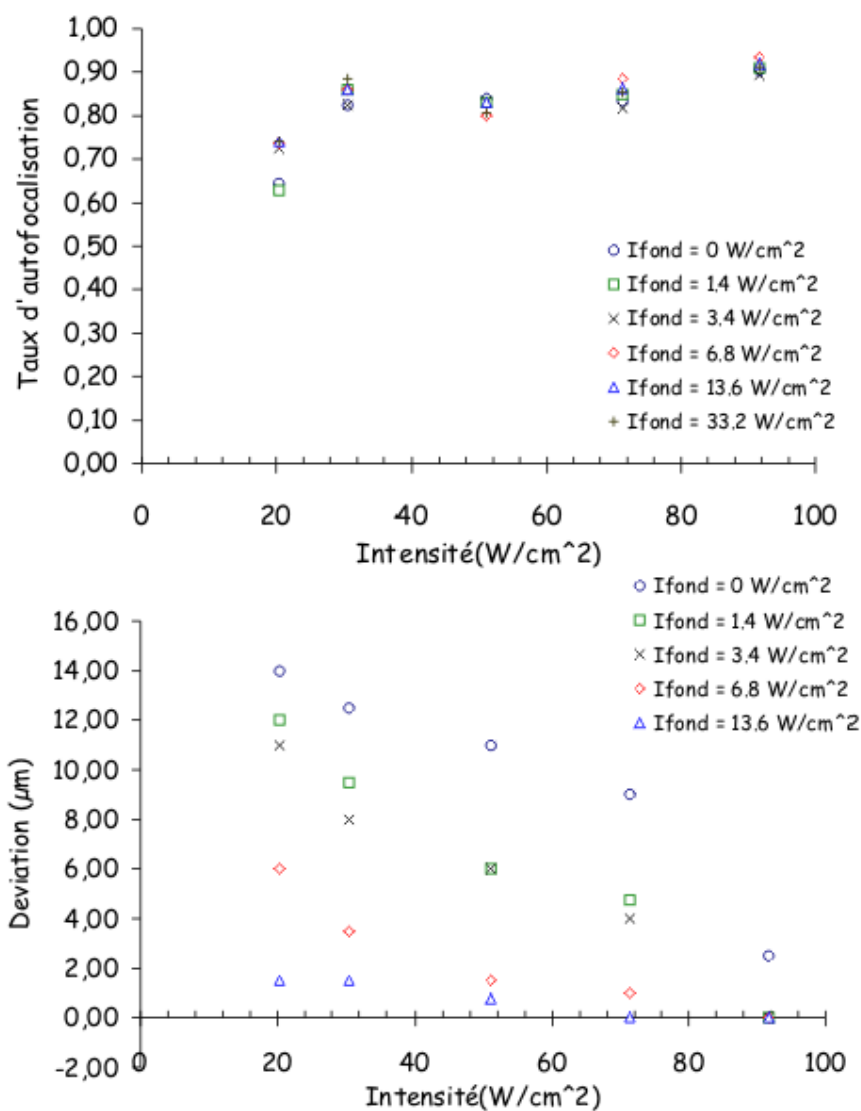


FIG. 4.13 – Evolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau en fonction de l'intensité du faisceau et de l'intensité d'éclairage de fond pour une température de 283 K. Longueur d'onde du faisceau $\lambda = 1.56 \mu m$, longueur d'onde d'éclairage de fond $\lambda = 1.06 \mu m$

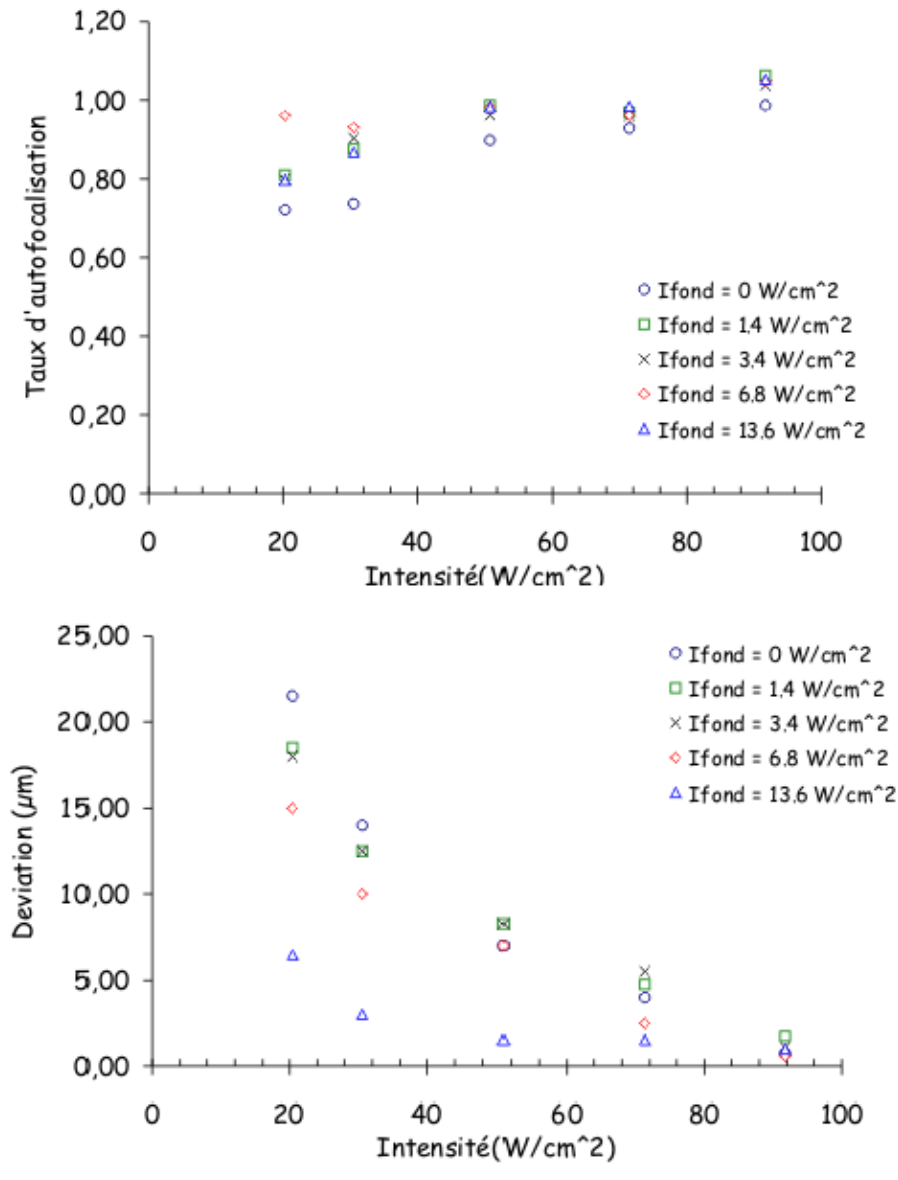


FIG. 4.14 – Evolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau en fonction de l'intensité du faisceau et de l'intensité d'éclairage de fond pour une température de 293 K. Longueur d'onde du faisceau $\lambda = 1.56 \mu\text{m}$, longueur d'onde d'éclairage de fond $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$

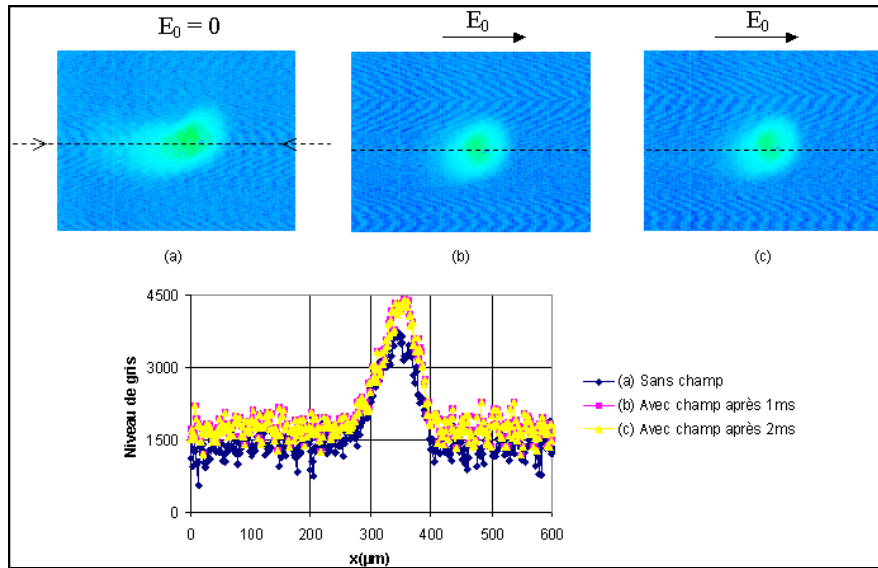


FIG. 4.15 – Evolution temporelle du profil du faisceau pour un champ positif à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ pour $w = 25 \mu\text{m}$ et $I = 60 \text{ W/cm}^2$ (a) sans champ appliqué (b) pour un champ positif après 1 ms (c) pour un champ positif après 2 ms .

d’acquisition minimum que nous avons pu régler est de 1 ms . Ainsi, nous avons pu obtenir 25 images correspondant aux 25 premières millisecondes après avoir envoyé le faisceau sur le cristal sous un champ extérieur appliqué. C’est le faisceau laser qui déclenche automatiquement l’acquisition.

La figure 4.15 montre ces acquisitions pour une intensité de 60 W/cm^2 , sous une température stabilisée à 293 K . Nous avons choisi cette intensité car le phénomène d’autofocalisation est bien visible et pour le fait que les intensités inférieures à celle-ci sont en-dessous du seuil de détection de la caméra pour des temps d’exposition de l’ordre de la milliseconde. La figure 4.15(a) représente le faisceau diffractant linéairement, la figure 4.15(b) le profil du faisceau 1 ms après l’avoir envoyé et la figure 4.15(c) le profil du faisceau après 2 ms . Les 23 autres images correspondant aux 23 ms suivantes sont toutes identiques à ces 2 images (b) et (c).

Ce même comportement a été observé dans tous les échantillons dont nous disposons : ainsi, pour des intensités de l’ordre de quelques W/cm^2 , l’état stationnaire est atteint en moins de 1 ms . Toutes les mesures présentées sur la figure 4.15 concernent un faisceau laser infrarouge à la longueur d’onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ mais des observations similaires ont été réalisées à $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$.

Pour estimer de manière plus précise le temps de réponse et le régime transitoire du phénomène d’autofocalisation dans $\text{InP}:\text{Fe}$ [voir liste des publications P1], nous avons imagé la face de sortie du cristal photoréfractif sur un détecteur de position constitué de 4 photodiodes : ce capteur permet ainsi d’observer simultanément le phénomène d’autofocalisation et d’auto-déviations du faisceau infrarouge. Un exemple de mesures réalisé avec ce dispositif est illustré sur la figure 4.16. Durant les mesures expérimentales, le champ

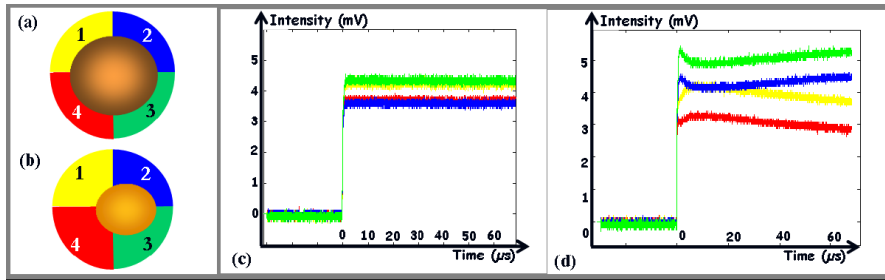


FIG. 4.16 – L’asymétrie du faisceau est mesurée avec un capteur de position constitué de 4 photodiodes indépendantes (figures (a) - (b)). L’évolution temporelle de l’intensité reçue par chaque photodétecteur est mesurée à l’aide d’un oscilloscope (figures (c) - (d)). La couleur de chaque cadran correspond à la courbe d’intensité de couleur similaire. Quand aucun champ électrique n’est appliqué, le faisceau est centré sur le détecteur (figure (a)) et chaque cadran mesure quasiment le même niveau d’intensité (figure (c)) ; quand un champ électrique est appliqué, le faisceau infrarouge s’auto-focalise et est défléchi, changeant ainsi la symétrie du faisceau sur le capteur (figure (b)) et modifiant l’intensité reçue par chaque photodiode (figure (d)). Conditions expérimentales : col $w = 25 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, intensité $I = 10 \text{ W/cm}^2$.

électrique est constamment maintenu appliqué et nous modulons l’intensité du faisceau à l’aide d’un modulateur acousto-optique ; l’origine en temps (instant $t = 0$) est définie à l’instant où le faisceau est déclenché par le modulateur. Pour le faisceau de longueur d’onde $1.06 \mu\text{m}$, nous avons utilisé des puissances de 20 à 200 W , ce qui correspond à des intensités maximales au centre du faisceau de 2 à 20 W/cm^2 . Ces intensités ont été choisies au regard des résultats obtenus en régime stationnaire, qui mettent en évidence une autofocalisation maximale dans cette plage de valeurs.

Les résultats obtenus montrent deux échelles de temps : une échelle de l’ordre de quelques dizaines de microsecondes (atteinte pour les intensités les plus élevées) correspondant au pic observé sur la figure 4.16 (courbes bleue et verte), une autre échelle de l’ordre de la milliseconde correspondant à l’état stationnaire qui n’est pas encore atteint au bout de 60 μs (figure 4.16(d)). Nous avons ainsi défini ce qu’on a appelé l’*asymétrie* du faisceau laser sous champ :

$$\text{Asymétrie} = 1 - \frac{I_{\text{rouge}} + I_{\text{jaune}}}{I_{\text{bleu}} + I_{\text{vert}}}. \quad (4.1)$$

L’asymétrie calculée pour les courbes présentées sur la figure 4.16 met bien en évidence les deux échelles de temps impliquées dans le processus (figure 4.17).

Nous avons également constaté au cours de ces mesures que la température et l’éclairage de fond jouent un rôle important dans l’amplitude des phénomènes d’autofocalisation et d’auto-déviations mesurés.

Résultats pour différentes intensités du faisceau en présence d’un éclairage de fond

Des mesures supplémentaires du temps de réponse et du régime transitoire en fonction de la température, de l’intensité du faisceau, du champ appliqué, de l’éclairage de fond

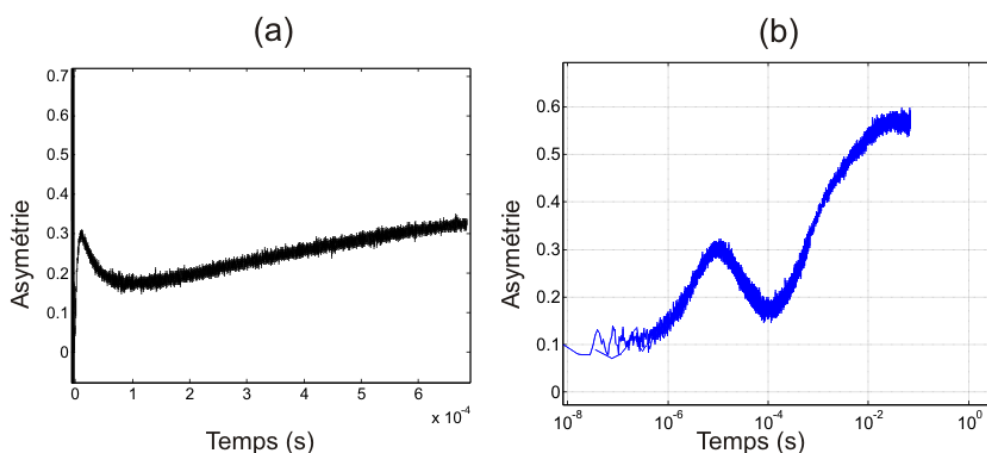


FIG. 4.17 – Asymétrie du faisceau en échelle linéaire (a) et semi-logarithmique (b) calculée à partir des courbes données dans la figure 4.16(b).

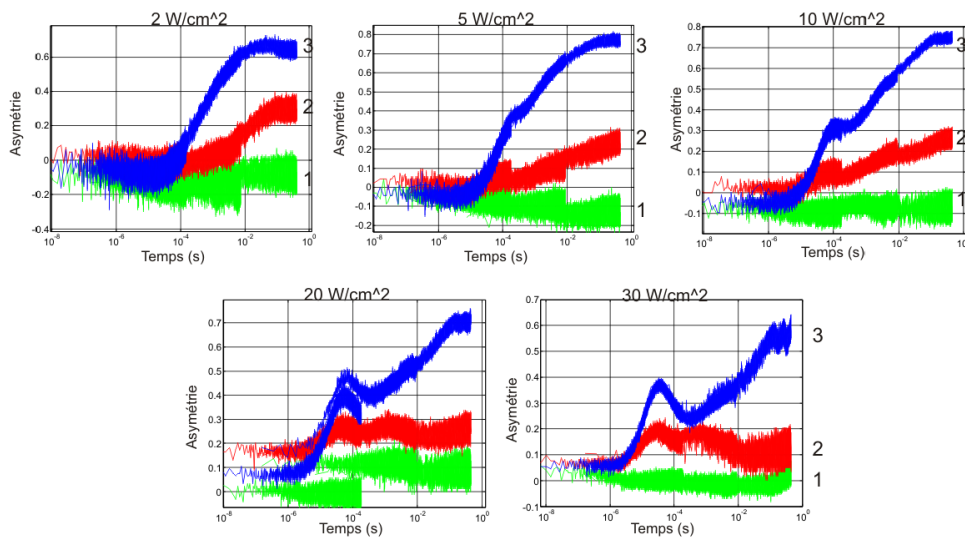


FIG. 4.18 – Evolution temporelle de l'asymétrie du faisceau à différentes intensités et pour différentes conditions de mesure : sans champ appliqué (1 : courbe verte), avec champ et éclairage de fond (2 : courbe rouge), avec champ mais sans éclairage de fond (3 : courbe bleue). Longueur d'onde du faisceau $1.56 \mu m$, longueur d'onde éclairage de fond $1.06 \mu m$, intensité éclairage de fond $0.4 W/cm^2$, température $283 K$, champ appliqué $10 kV/cm$.

ont été réalisées aux deux longueurs d'onde ($1.06 \mu\text{m}$ et $1.56 \mu\text{m}$) au cours de la thèse de Cristian Dan. Un exemple des résultats les plus représentatifs pour différentes intensités du faisceau en présence d'un éclairage de fond est présenté sur la figure 4.18. Chaque graphique correspond à une intensité et contient trois courbes qui décrivent l'asymétrie dans les conditions suivantes :

- Pas de champ appliqué : dans ce cas, il n'y a ni focalisation, ni déviation ; l'asymétrie reste constante.
- Avec un champ appliqué et un éclairage de fond.
- Avec un champ appliqué mais sans éclairage de fond.

En comparant les courbes (2) et (3), nous pouvons étudier l'influence de l'éclairage de fond sur l'asymétrie. Nous remarquons que :

- En l'absence d'éclairage de fond, pour de faibles intensités (inférieures à 2 W/cm^2), le pic transitoire mis en évidence sur les figures 4.16 et 4.17 disparaît. Par contre, en augmentant l'intensité, ce pic devient de plus en plus marqué.
- L'éclairage de fond (courbes (2)) induit une diminution importante de l'asymétrie.

Un comportement similaire a été mesuré à la longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$.

Analyse de l'asymétrie du faisceau

La méthode de mesure utilisée pour le régime transitoire (capteur de position) ne permet pas de discriminer la déviation du faisceau de son autofocalisation. Néanmoins, nous pouvons tenter d'estimer quel phénomène - focalisation ou déviation - contribue le plus à la variation d'asymétrie mesurée en se basant sur les mesures en régime stationnaire.

Les mesures d'autofocalisation en régime stationnaire (figures 4.13 et 4.14) mettent en évidence des taux d'autofocalisation de l'ordre de 0.6 indiquant que le rayon du faisceau est réduit de 40%. Par contre, la déviation du faisceau peut atteindre, dans certains cas, jusqu'à $40 \mu\text{m}$, équivalent à presque deux fois le rayon du faisceau. Ainsi, nous pouvons déduire que la déviation contribue plus que la focalisation à nos mesures d'asymétrie. Ceci est confirmé par l'analyse à l'état stationnaire des mesures de déviation (figures 4.13 et 4.14) et d'asymétrie (figure 4.18) : la déviation et l'asymétrie évoluent de manière similaire sous éclairage de fond alors que le taux d'autofocalisation n'évolue pas. Nous pouvons ainsi conclure que la mesure d'asymétrie caractérise plutôt la déviation du faisceau que son autofocalisation.

4.3.2 Approche théorique

Les observations des phénomènes d'autofocalisation et d'auto-déviation observées dans $\text{InP}:\text{Fe}$ en régime stationnaire et transitoire que nous avons présentées ci-dessus trouvent en partie leur interprétation dans la littérature [61,62]. Toutefois, ces modélisations sont fondées sur une analogie avec la théorie du mélange à deux ondes et, en tous les cas, ne sont pas résolues dans le temps : ceci ne permet donc pas d'obtenir d'informations sur le temps de formation de l'autofocalisation photoréfractive et, éventuellement, des solitons spatiaux photoréfractifs.

C'est pourquoi nous allons, dans ce qui suit, présenter une étude théorique à partir des équations de transport, en essayant d'éviter toute linéarisation afin de conserver la richesse de la non-linéarité photoréfractive. Nous allons également tenter de conserver la

dépendance temporelle de ces équations dans le but de mettre en évidence les mécanismes de formation du phénomène d'autofocalisation photoréfractive.

Notre étude est basée, tout d'abord, sur un modèle monodimensionnel où nous supposons l'illumination fixe. Nous tenterons d'en déduire l'évolution du champ de charge d'espace en fonction du temps t , de la dimension spatiale x et de l'intensité I du faisceau. A partir du modèle de transport par bandes de Khuktarev [37] adapté aux matériaux semi-conducteurs (à deux types de porteurs, électrons et trous), deux approches ont été étudiée : une méthode analytique développée en collaboration avec H. Leblond du POMA - Angers, valable uniquement sous certaines hypothèses, une méthode numérique prenant en compte tous les paramètres, donc à validité plus large.

Dans la suite de cette partie, nous présenterons uniquement la méthode analytique [voir liste des publications P1 - P3] : cette méthode permet d'explicitier le champ de charge d'espace en fonction du temps, de l'espace (dimension x) et de l'intensité du faisceau. Cette méthode permet ensuite par l'utilisation d'une méthode de type BPM de simuler l'évolution temporelle de la propagation d'un faisceau laser IR dans InP :Fe.

Résolution temporelle des équations de la photoréfractivité

Notre modèle est donc basé sur le système d'équations 4.2 suivant :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon}(N_D - N_A + p - n - n_T), \quad (4.2a)$$

$$j_n = e\mu_n n E + \mu_n k_B T \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (4.2b)$$

$$j_p = e\mu_p p E - \mu_p k_B T \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (4.2c)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = e_n n_T - c_n n p_T + \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x}, \quad (4.2d)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = e_p p_T - c_p p n_T - \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x}, \quad (4.2e)$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = e_p p_T - e_n n_T - c_p p n_T + c_n n p_T, \quad (4.2f)$$

$$N_T = n_T + p_T, \quad (4.2g)$$

où N_D , N_A , n , p , n_T et p_T représentent respectivement les densités de donneurs, d'accepteurs, d'électrons, de trous, de fer ionisé et non ionisé ; j_n et j_p représentent la densité de charges et les densités de courant d'électrons et de trous, E le champ de charge d'espace et I l'intensité locale du faisceau. Toutes les variables sont fonction du temps t et de la dimension spatiale x . μ_n et μ_p représentent les mobilités des électrons et des trous ; k_B est la constante de Boltzmann, T la température, e la charge élémentaire de l'électron ; c_n et c_p sont les constantes de recombinaisons des électrons et trous respectivement. e_n et e_p sont les coefficients d'excitation des électrons et des trous et sont définis par les expressions : $e_n = e_n^{th} + \sigma_n^0 I(x)$ et $e_p = e_p^{th} + \sigma_p^0 I(x)$ avec e_n^{th} and e_p^{th} les coefficients d'excitation thermique, σ_n^0 et σ_p^0 les sections de photo-excitation. Dans InP :Fe à une température voisine de la température ambiante, les sections efficaces de photo-ionisation des électrons et des trous sont telles que l'on peut considérer que les électrons sont excités uniquement thermiquement et les trous uniquement optiquement : $e_n \simeq e_n^{th}$ and $e_p \simeq \sigma_p^0 I(x)$.

Si on néglige la diffusion par rapport à l'effet d'entraînement sous champ et si, au moment de l'application du faisceau, le champ électrique appliqué E_{ext} est considéré comme homogène, l'équation d'évolution du champ électrique E peut être décrite par l'expression 4.3 :

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon} [(\mu_n n + \mu_p p)E - (\mu_n n_0 + \mu_p p_0)E_{ext}] \quad (4.3)$$

où n_0 et p_0 représentent les densités de charge dans le noir.

Pour résoudre le système constitué de (4.3) et (4.2) et expliciter le champ électrique $E(x, t)$, des hypothèses supplémentaires sont nécessaires :

- les densités de trous et d'électrons $p(x, t)$ et $n(x, t)$ sont très inférieures aux densités du fer : $n, p \ll n_T, p_T$
- Le champ électrique varie très peu spatialement : $\partial E / \partial x$ (obtenu à partir de $\frac{1}{e} \partial j_{n,p} / \partial x$) est négligé devant les autres termes des équations (4.2d)-(4.2e). Cette équation est valide si $\partial E / \partial x \ll (e^{th} N_T) / (\mu_n n_0)$.
- les densités de porteurs libres atteignent leur état stationnaire bien avant les courants : ainsi, les dérivées temporelles des équations (4.2d) et (4.2e) sont négligées.

En prenant en compte toutes ces considérations, l'expression analytique du champ de charge d'espace est la suivante :

$$E = \frac{E_0}{I_d + I(x)} \exp \left(I_d + I(x) \frac{-(I_d + I(x)t)}{\Sigma} \right), \quad (4.4)$$

où Σ représente une densité d'énergie dépendant des paramètres du cristal :

$$\Sigma = \frac{e}{\epsilon} \frac{c_p c_n n_{T0} p_{T0}}{\mu_p \sigma_p^0 c_n p_{T0}^2 + \mu_n \sigma_n^0 c_p n_{T0}^2}, \quad (4.5)$$

et I_d représente l'intensité d'obscurité :

$$I_d = \frac{e^{th} \mu_n c_p n_{T0}^2}{\sigma_p^0 \mu_p c_n p_{T0}^2}. \quad (4.6)$$

Remarquons qu'en régime stationnaire, l'équation 4.4 devient :

$$E = \frac{I_d}{I_d + I(x)} E_0. \quad (4.7)$$

Il est important de noter que l'équation(4.7) est similaire à l'expression du champ de charge d'espace dans les matériaux isolants à un seul type de porteur en régime stationnaire [60], à la différence près que Σ et I_d sont des fonctions de n et p .

Construction du champ de charges d'espace en fonction de x et t

Nous allons maintenant présenter des résultats obtenus à partir de l'équation 4.7 concernant 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'un faisceau gaussien dans un échantillon InP :Fe. 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.

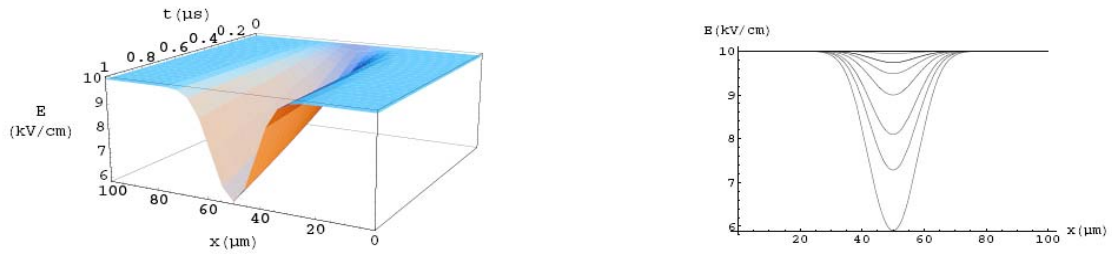


FIG. 4.19 – Construction du champ de charges d’espace en fonction du temps t et de la dimension transversale x , pour une durée maximale de $1 \mu s$, un col de $25 \mu m$, une intensité de $1 W/cm^2$, $\lambda = 1.56 \mu m$ à différents instants $t = 0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6, 0.75, 0.9$ et $1 \mu s$.

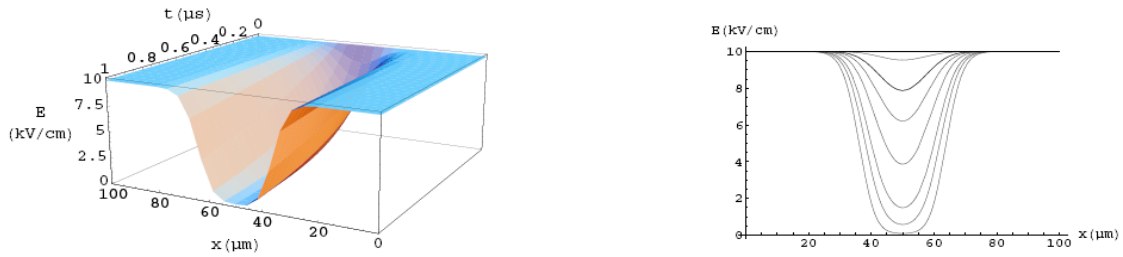


FIG. 4.20 – Construction du champ de charges d’espace en fonction du temps t et de la dimension transversale x , pour une durée maximale de $10 \mu s$, un col de $25 \mu m$, une intensité de $10 W/cm^2$, $\lambda = 1.56 \mu m$ à différents instants $t = 0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6, 0.75, 0.9$ et $1 \mu s$.

Pour illustrer le phénomène du masquage du champ extérieur appliqué, nous développons le calcul sur un cristal d’InP :Fe dont les valeurs des paramètres relatifs sont disponibles dans la littérature [63-66].

L’évolution du champ de charge d’espace est simulée pour différents éclairagements $I(x)$, différents champs électriques appliqués E_{ext} ainsi que différentes longueurs d’onde. Dans tous les cas, nous supposons l’éclairage gaussien avec un col de $25 \mu m$ à une température de $293 K$.

La figure 4.19 comporte deux courbes : une courbe en 3D représentant une simulation du masquage du champ de charge d’espace E en fonction de la dimension spatiale x et du temps t . L’autre courbe 2D représente une progression du masquage du champ de charge d’espace E en fonction de x à différents instants. Ces courbes sont obtenues pour une intensité de $1 W/cm^2$ et une durée de $1 \mu s$. Le champ électrique total (initialement uniforme) diminue depuis sa valeur initiale de $10 kV/cm$ jusqu’à une valeur de $6 kV/cm$. Par effet Pockels, l’évolution du champ de charge d’espace peut engendrer une bosse d’indice : ceci met en évidence la création d’un guide d’onde, qui peut aboutir à un phénomène d’autofocalisation en un temps relativement court (μs). Pour une intensité plus élevée ($10 W/cm^2$: figure 4.20), le champ peut diminuer jusqu’à 0 : la saturation photoréfractive est alors atteinte ; le champ extérieur est totalement masqué à l’endroit du faisceau.

Ces simulations montrent la possibilité de créer un guide d’onde par le phénomène

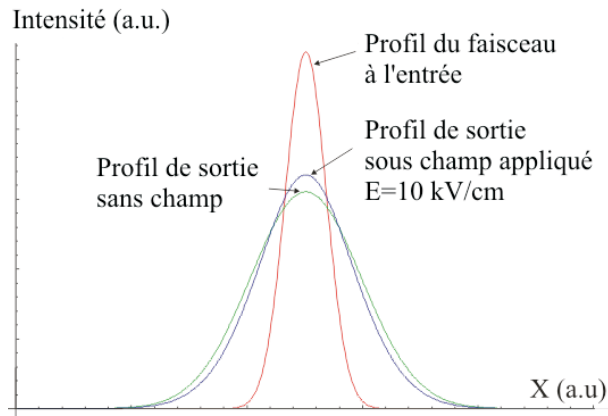


FIG. 4.21 – Profils transverses du faisceau laser IR en sortie du cristal à $t = 0$ (diffraction naturelle) et $t = 10 \mu s$ pour $E = 10 \text{ kV/cm}$.

d'autofocalisation photoréfractive en un temps plus court que la dizaine de microsecondes.

De plus, nous avons testé l'influence de différents paramètres tels que l'intensité du faisceau, l'amplitude du champ appliqué. Les résultats théoriques obtenus sont cohérents avec les observations expérimentales présentées précédemment, notamment nous retrouvons une inversion du phénomène pour des champs négatifs.

De la même façon que dans les isolants, ce calcul du champ de charge d'espace a été couplé à une équation de propagation non linéaire : ainsi, par une méthode BPM, nous avons pu simuler la propagation d'un faisceau laser infrarouge dans le semi-conducteur InP :Fe. Les profils du faisceau en sortie du semi-conducteur sont présentés sur la figure 4.21 pour une intensité du faisceau égale à $3I_{dark}$ correspondant au maximum d'autofocalisation et une durée de $10 \mu s$.

Le rayon du faisceau de sortie sous champ est normalisé par rapport au rayon du faisceau sans champ (diffraction naturelle) : le taux d'autofocalisation ainsi obtenu est de l'ordre de 0.9, correspondant à une variation de l'indice de réfraction calculé par simulation de l'ordre de $2.7 \cdot 10^{-5}$. La forte autofocalisation mesurée suggère, elle, une variation d'indice de réfraction estimée théoriquement à 10^{-4} . Une telle variation d'indice pourrait résulter d'une variation du champ de charge d'espace plus importante que celle prédite théoriquement : de l'ordre de 30 à 40 kV/cm [47] (amplification du champ).

Les simulations réalisées confirment donc qualitativement les phénomènes d'autofocalisation et d'autodéfocalisation observés expérimentalement. Toutefois, nous obtenons des facteurs d'autofocalisation plus faibles que ceux mesurés, ceci étant certainement dû aux approximations du modèle analytique notamment réduit à une dimension transverse.

4.4 Conclusion : vers un dispositif de routage tout optique

Nous avons développé un banc de caractérisation des phénomènes d'autofocalisation dans le domaine infrarouge permettant la mise en évidence de l'auto-confinement d'un

faisceau laser dans le Phosphore d'Indium dopé Fer en un temps plus court que quelques dizaines de microsecondes. Pour interpréter ces expérimentations, un modèle théorique prenant en compte deux types de porteurs (électrons et trous) et donnant lieu à des simulations de la propagation de faisceau dans un semi-conducteur a été développé dans le cadre d'une collaboration avec Hervé Leblond du laboratoire POMA d'Angers. Cette activité a donné lieu à la soutenance de thèse de Naïma Khelfaoui en Juin 2006 et se poursuit actuellement dans le cadre de la thèse de Cristian Dan consacrée à l'autofocalisation photoréfractive transitoire dans InP :Fe et dans le nouveau matériau semi-conducteur SPS. En effet, du fait de son coefficient électro-optique fort par rapport à l'InP, des mesures expérimentales dans le matériau SPS montrent une forte autofocalisation ont été réalisées à $1.06 \mu m$, résultats prometteurs pour des applications dans le domaine des télécommunications. La publication associée à cette première observation d'autofocalisation dans SPS est présentée à la fin de ce chapitre.

Ce thème d'études se poursuit et se consacre actuellement à l'étude des interactions de solitons et à la réalisation d'un démonstrateur de routage optique dans l'infrarouge (thèse de Massimo Alonzo en cours).

4.5 Publications associées

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Optics Communications 261 (2006) 169–174

OPTICS
COMMUNICATIONSwww.elsevier.com/locate/optcom

Temporal behavior of two-wave-mixing in photorefractive InP:Fe versus temperature

N. Khelifaoui^a, D. Wolfersberger^a, G. Kugel^a, N. Fressengeas^{a,*}, M. Chauvet^b^a *Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes, Unité de Recherche Commune à l'Université de Metz et Supélec – CNRS UMR 7132, 2, rue Edouard Belin, 57070 Metz Cedex, France*^b *Institut FEMTO-ST, Université de Franche Comté, Département d'optique – UMR 6174, UFR Sciences et Techniques, Route de Gray, 25030 Besançon Cedex, France*

Received 19 December 2004; received in revised form 1 December 2005; accepted 1 December 2005

Abstract

The temporal response of two-wave-mixing in photorefractive InP:Fe under a dc electric field at different temperatures has been studied. In particular, the temperature dependence of the characteristic time constant has been studied both theoretically and experimentally, showing a strongly decreasing time constant with increasing temperature.

© 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 42.65.Hw; 42.70.Nq

Keywords: Photorefractive; Semi-conductor; Wave mixing

1. Introduction

The photorefractive effect leads to a variety of non-linear optical phenomena in certain types of crystals. The basic mechanism of the effect is the excitation and redistribution of charge carriers inside a crystal as a result of non-uniform illumination. The redistributed charges give rise to a non-uniform internal electric field and, thus to spatial variations in the refractive index of the crystal through the Pockels effect. Significant non-linearity can be induced by relatively weak (μW) laser radiation. Phenomena such as self-focusing, energy coupling between two coherent laser beams, self-pumped phase conjugation, chaos, pattern formation and spatial soliton have attracted much attention in the past 20 years [1,2].

Among photorefractive crystals, semi-conductor materials have attractive properties for applications in optical telecommunications, such as optical switching and routing.

This is due to the fact that they are sensitive in the infrared region and their response time can be fast (μs) [3].

Two-wave-mixing is an excellent tool to characterize the photorefractive effect in these materials [4–6] by determining the gain of amplification under the influence of the applied field, impurity densities, or grating period. Some semi-conductors, like InP:Fe, exhibit an intensity dependent resonance at stabilized temperatures [4,5].

In this paper, we analyze the temperature dependence of two-wave-mixing (TWM) characteristic time constant, theoretically at first and eventually against experimental results. We propose a formal description of the temporal evolution of carrier densities in the medium, linking them to the TWM gain temporal evolution.

2. Time dependent space-charge field in InP:Fe

The basic principles of the photorefractive effect in InP:Fe are well known [6]. They involve three steps: photo-excitation of trapped carriers into excited states, migration of excited carriers preferentially towards non-illuminated

* Corresponding author. Tel.: +33 387378561; fax: +33 387378559.
E-mail address: Nicolas.Fressengeas@Supélec.fr (N. Fressengeas).

regions and capture into empty deep centers. This leads to the formation of a local space-charge field E_{sc} and, thus to the modulation of the refractive index. The modulated refraction index is then able to interact with the beams that have created it. When the modulation stems from beam interference as in two-wave-mixing, an energy transfer between beams may occur.

The principle of two-wave-mixing is to propagate simultaneously in a photorefractive crystal two coherent beams, which have an angle θ between their directions of propagation. This phenomena is governed by the following system of coupled non-linear differential equations:

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\Gamma I_s I_p}{I_0} - \alpha I_s, \quad (1)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\Gamma I_s I_p}{I_0} - \alpha I_p, \quad (2)$$

where I_p is the pump intensity, I_s is the signal intensity, and I_0 is the total intensity equal to the sum $I_s + I_p$, α is the absorption coefficient (assumed here to be the same for pump and signal). In a photorefractive crystal, Γ takes the following form [5]:

$$\Gamma_0 = \left(\frac{2\pi n^3 r_{\text{eff}}}{\lambda \cos \theta} \right) \text{Im}\{E_{sc}\}, \quad (3)$$

where n is the refractive index, r_{eff} is the effective electro-optic coefficient, λ is the beam wavelength in vacuum and $\text{Im}\{E_{sc}\}$ is the imaginary part of the space-charge field E_{sc} (the $\frac{\pi}{2}$ shifted component of E_{sc} with respect to the illumination grating). The expression of E_{sc} will be derived in the following lines. θ is the angle between the two beams.

In order to evaluate the photorefractive gain Γ_0 given by Eq. (3), the space-charge field E_{sc} has to be calculated from the modified Kukhtarev model [7], taking into account both electrons and holes as charge carriers. We chose a model with one deep center donor, two types of carriers (electrons and holes) [8], considering variations only in one transversal dimension (x) as described by the following set of equations:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon} (N_D - N_A + p_h - n_e - n_T), \quad (4a)$$

$$j_n = e\mu_n n_e E + \mu_n k_b T \frac{dn_e}{dx}, \quad (4b)$$

$$j_p = e\mu_p p_h E - \mu_p k_b T \frac{dp_h}{dx}, \quad (4c)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = e_n n_T - c_n n_e p_T + \frac{1}{e} \frac{dj_n}{dx}, \quad (4d)$$

$$\frac{dp_h}{dt} = e_p p_T - c_p p_h n_T - \frac{1}{e} \frac{dj_p}{dx}, \quad (4e)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = e_p p_T - e_n n_T - c_p p_h n_T + c_n n_e p_T, \quad (4f)$$

$$N_T = n_T + p_T, \quad (4g)$$

$$\int_{-d/2}^{d/2} E dx = V_{\text{app}}, \quad (4h)$$

$$E = E_{\text{app}} + E_{sc}, \quad (4i)$$

where E is the electric field, n_e and p_h are the electron and hole densities in the respective conduction and valence bands, $n_T = \text{Fe}^{2+}$ is the density of ionized occupied traps, $p_T = \text{Fe}^{3+}$ is the density of neutral unoccupied traps, J_n and J_p are, respectively, the electron and hole currents. N_T , N_D and N_A are, respectively, the densities of iron atoms, the shallow donors and the shallow acceptors. The charge mobilities are given by μ_n for electrons and μ_p for holes, the electron and hole recombination rate are, respectively, c_n and c_p , T is the temperature and k_b is the Boltzmann constant. The dielectric permittivity is given by ϵ while e is the charge of the electron. V_{app} is the voltage applied externally to the crystal of width d . The electron and hole emission parameters are e_n and e_p depend on both thermal and optical emission as described by

$$e_n = e_n^{\text{th}} + \sigma_n \frac{I(x)}{h\nu}, \quad (5)$$

$$e_p = e_p^{\text{th}} + \sigma_p \frac{I(x)}{h\nu}, \quad (6)$$

where the thermal contribution to the emission rate coefficient is e_n^{th} and the optical cross-section of the carriers is given by σ , $I(x)$ is the spatially dependent intensity of light due to the interferences between pump and signal beams and $h\nu$ is the photon energy.

For sufficiently small modulation depth m , intensity and all carriers densities may be expanded into Fourier series interrupted after the first term:

$$A(x) = A_0 + A_1 e^{iK_g x}, \quad (7)$$

where $A(x)$ takes the role of I , n_e , p_h , n_T , p_T and K_g the spatial frequency of the interference pattern. So the light intensity can be written for the average intensity I_0 as

$$I(x) = I_0 (1 + m e^{iK_g x}). \quad (8)$$

In the following, we have calculated the temporal evolution of carriers density and we will look forward to finding the temporal evolution of the space-charge field under these hypothesis, i.e., considering only the zeroth and first order of the Fourier expansion.

The zeroth order corresponds to a uniform illumination ($I(x) = I_0$). The space-charge field is, thus, equal to zero and the local field is uniform and equals the applied field E_{app} . The electrons and holes densities at steady state are known to be equal to $\frac{e_n n_T I_0}{c_n p_{T_0}}$ and $\frac{e_p p_T I_0}{c_p n_{T_0}}$, respectively [5], where n_{T_0} , p_{T_0} are the density of occupied and unoccupied traps at steady state.

The electrons and holes densities in transient regime when a uniform illumination is established, are calculated by solving Eqs. (4d) and (4e), assuming that $I_0 = 0$ for $t < 0$ and at time $t = 0$, the carriers density values are equal to n_0 and p_0 at thermal equilibrium, without any optical excitations [2]. We obtained the following solution:

$$n_e(t) = \frac{e^{-c_n p_{T_0} t} (c_n p_{T_0} n_0 + (-1 + e^{c_n p_{T_0} t}) n_{T_0} (e_n^{\text{th}} + \sigma_n \frac{I_0}{h\nu}))}{c_n p_{T_0}}, \quad (9)$$

$$p_h(t) = \frac{e^{-c_p n_{T_0} t} \left(c_p n_{T_0} p_0 + (-1 + e^{c_p n_{T_0} t}) p_{T_0} (e_p^{\text{th}} + \sigma_p \frac{I_0}{h\nu}) \right)}{c_p n_{T_0}}. \quad (10)$$

The temporal evolution of carrier densities under uniform illumination is illustrated in Fig. 1. Our model confirms the fact that the carrier densities grow exponentially. The rise time of carriers generation is on the order of the nano-second time scale for a beam intensity of a few mW/cm². Without the presence of the beam, the electron density is greater than the hole density, because electrons are mostly generated thermally while holes are generated optically [5].

For a modulated intensity (first Fourier order), by using the set of equations (4), the space-charge field can be approximatively expressed at steady state as [5]

$$E_1 = \frac{imI_0}{(I_{\text{res}} + I_0) \left(\frac{1}{E_q} + \frac{E_d}{E_0^2 + E_d^2} \right) + i(I_{\text{res}} - I_0) \frac{E_0}{E_0^2 + E_d^2}} \approx mE_{\text{sc}}, \quad (11)$$

where E_0 , $E_d = K_g \frac{k_B T}{e}$ and $E_q = \frac{e}{\epsilon K_g} \frac{n_{T_0} p_{T_0}}{n_{T_0} + p_{T_0}}$ are the space charge field under uniform illumination, the diffusion field and charge-limiting field respectively. $I_{\text{res}} = \frac{e n_{T_0} n_{T_0}}{\sigma_p p_{T_0} h\nu}$ is the resonance intensity defined as the intensity at which holes and electrons are generated at the same rate.

From Eq. (11), we observe that the space-charge field is purely imaginary, when the illumination I_0 equals I_{res} . Above resonance, the hole density is higher than the electron one, mainly because the holes cross-section is stronger than for electrons. The result is that charge transfer mainly occurs between iron level and the valence band. Below resonance, when electrons are dominant, the iron mainly interacts with the electrons and the conduction band.

In transient regime for a modulated intensity, the dynamics of the space-charge field is calculated by considering an adiabatic approximations [9], the electrons and holes densi-

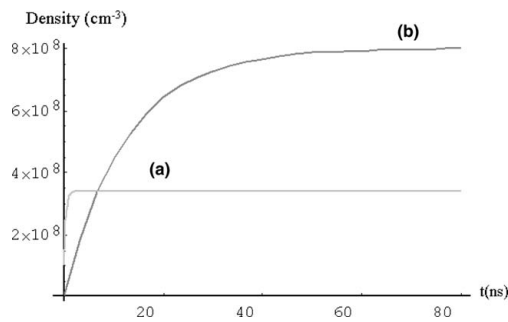


Fig. 1. Temporal evolution of electron (a) and hole densities (b) under uniform illumination for $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $I_0 = 20 \text{ mW/cm}^2$, $T = 297 \text{ K}$. Materials parameters taken from [5] are: $c_n = 4.1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$, $c_p = 1.6 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$, $e_n^{\text{th}} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $e_h^{\text{th}} = 16.32 \text{ s}^{-1}$, $n_{T_0} = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $p_{T_0} = 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_0 = 1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $p_0 = 6 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_n = 4 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ and $\sigma_p = 1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$.

ties reach instantaneously the equilibrium value which depends on the actual concentration of filled and empty traps, so we set: $\frac{dp_h}{dt} = \frac{dn_e}{dt} = 0$. We assume that the electrons are excited thermally and the holes optically [5]. In the low modulation approximation, some algebraic manipulations of the set of equations (4) lead to

$$E_1(t) = mE_{\text{sc}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_g}\right) \right], \quad (12)$$

where τ_g is a complex time constant, which can be rewritten by separating its real and imaginary parts,

$$\frac{1}{\tau_g} = \frac{1}{\tau} + iw, \quad (13)$$

with

$$\tau = \frac{\tau_n \tau_p}{\tau_n + \tau_p}$$

and

$$w = w_n - w_p.$$

The subscript indexes 'n' and 'p' are related to the electron and hole contributions, respectively. τ_n and w_n are given by

$$\tau_n = \tau_{\text{di},n} \frac{\left(1 + \frac{E_d}{E_{\text{Mn}}}\right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_{\text{Mn}}}\right)^2}{\left(1 + \frac{E_d}{E_{\text{Mn}}}\right) \left(1 + \frac{E_d}{E_q}\right) + \frac{E_0^2}{(E_{\text{Mn}} E_q)}}, \quad (14)$$

$$w_n = \frac{1}{\tau_{\text{di},n}} \frac{\frac{E_0}{E_{\text{Mn}}} - \frac{E_0}{E_q}}{\left(1 + \frac{E_d}{E_{\text{Mn}}}\right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_{\text{Mn}}}\right)^2}, \quad (15)$$

where $E_{\text{Mn}} = \frac{c_n p_{T_0}}{\mu_n k_B}$ is the mobility field, $\tau_{\text{di},n}$ is the electron dielectric relaxation time depending on intensity and temperature which can be written as

$$\tau_{\text{di},n} = \frac{e_n n_{T_0} \epsilon \mu_n}{c_n p_{T_0} \epsilon}. \quad (16)$$

The electron generation rate e_n is expressed by (5). This latter expression includes the thermal electron generation rate e_n^{th} which is expressed as follows:

$$e_n^{\text{th}} = 3.25 \times 10^{25} \frac{m_n^*}{m} T^2 \sigma_n^\infty e^{-\frac{E_{\text{na}}}{k_B T}}, \quad (17)$$

where $\frac{m_n^*}{m}$ is the effective masse of electron, E_{na} is the apparent activation energy of the electron trap, σ_n^∞ is the electron capture cross-section. The value of this parameters are determined experimentally [10].

To obtain τ_p , w_p and $\tau_{\text{di},p}$, the index 'p' should be substituted for the index 'n' in Eqs. (14)–(16).

From Eqs. (12)–(17), it is possible to deduce, as was done previously [4,5], that the time constant τ_g is real if electron emission is equal to the hole emission. That is, in the case of InP:Fe, electron thermal emission is equal to the holes optical emission. This allows to infer a link between the behavior of InP:Fe as a function of intensity and temperature. It will be the aim of the following sections to confirm this link, both theoretically and experimentally.

3. Gain dynamics

The photorefractive gain Γ is the main parameter that can be determined by two-wave-mixing. It quantifies an energy transfer from the pump beam to the signal beam and is proportional to the imaginary part of the space-charge field.

The gain value depends on different parameters like applied electric field, iron density N_T , pump intensity and temperature [11]. Our work concentrate on the study of the gain dynamics versus temperature and we particularly analyze the dependence of the rise time on temperature.

The stationary value of the photorefractive gain at different temperatures is given by Eq. (3), where E_{sc} is given by Eq. (11). This expression shows that a maximum gain is reached when $I_0 = I_{res}$. This maximum corresponds to an intensity resonance [5].

We studied theoretically the temporal gain behavior using the standard definition given by Eq. (18) deduced from Eq. (12) by developing E_{sc} and τ_g ,

$$\Gamma = \Gamma_0 \left[1 + \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \times \frac{\sin(\omega t - \psi)}{\sin \psi} \right], \quad (18)$$

where ψ is the argument of stationary space-charge field ($E_{sc} = |E_{sc}| \exp i\psi$) and τ the amplification's characteristic rise time.

Our theoretical simulations produce the curves represented in Fig. 2, illustrating the evolution of photorefractive gain as function of time for three different pump beam intensities: at resonance, below and above resonance for the same parameters as in Fig. 1. We see that the gain amplitude differs from each intensity to another, it takes the maximum value around resonance.

As a next step, we studied theoretically the TWM gain time response as a function of temperature. For an easier comparison with experimental results, in the following,

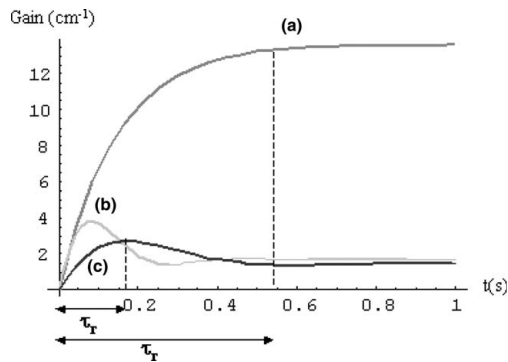


Fig. 2. Temporal evolution of local gain at different intensities at $T = 297$ K ($e_n^{th} = 16.31$ s $^{-1}$ calculated from Eq. (17)), $A = 5$ μ m, $E_0 = 10$ kV/cm, crystal thickness $L = 12$ mm: (a) $I_0 = 25.5$ mW/cm $^2 \sim I_{res}$, (b) $I_0 = 15$ mW/cm 2 and (c) $I_0 = 50$ mW/cm 2 . τ_r : characteristic time constant of amplification.

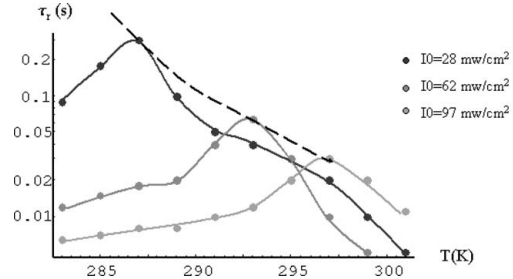


Fig. 3. Characteristic time of amplification versus temperature at three different intensities. The time constant at the resonance intensity is given for each temperature by the dotted line.

the response time is τ_r will be considered as the time interval necessary for the gain to reach 90% of the first maximum of each curves as shown in Fig. 2. The response time τ_r versus temperature are given in Fig. 3 for three distinct intensities, along with a fourth fitted curve showing the time constant at resonance intensities. We observe that the response time quickly decays as temperature increases. At resonance, τ_r is larger, because the space-charge field is high and it consequently necessitates more charges to accumulate.

4. Average gain

The theoretical curves shown on Fig. 2 illustrate the temporal evolution of the local gain. For the InP:Fe sample, the absorption coefficient at $\lambda = 1.06$ μ m being approximately equal to 1 cm $^{-1}$. Owing to this absorption, the mean intensity decreases along the z -axis propagation. If we neglect the effects of the temporal variations of the fringes modulation and consider that fringe modulation is small (which is indeed the case), the exponential gain results from an integration over the optical thickness, as described,

$$\Gamma = \frac{1}{L} \int_0^L \Gamma(z) dz. \quad (19)$$

Fig. 4 shows temporal evolution of local and average gain for $L = 12$ mm crystal thickness for the same intensity; the average gain is lower, because the intensity absorption is taken into account.

Because of the absorption the resonance intensity for average gain is higher than the local one for the same temperature. As for the local gain, we numerically calculated the characteristic time in the same way. The results are shown on Fig. 5. We compared the results on Fig. 3 and we observed the following differences: the resonance peaks are slightly widened, because it is reached within the sample for various input intensities and the peaks are shifted towards high intensities, again because of absorption. These conclusions can arise from Figs. 3 and 5, although they show the rise time as a function of temperature. Indeed, our calculations show that the photorefractive gain

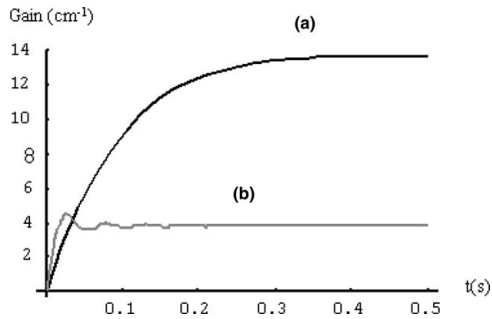


Fig. 4. Local (a) and average gain (b) versus time, $I_0 = 25.5 \text{ mW/cm}^2$, $\phi_n^{\text{th}} = 16.31 \text{ s}^{-1}$, $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ and $E_0 = 10 \text{ kV/cm}$.

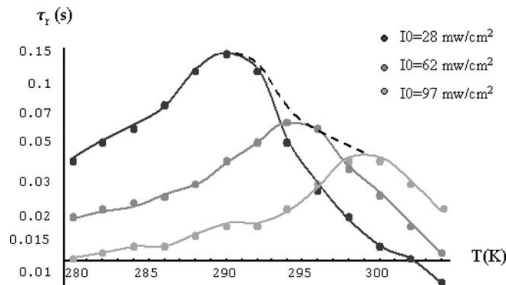


Fig. 5. Average gain characteristic time versus temperature at three different intensities. The time constant at the resonance intensity is given for each temperature by the dotted line.

and rise time are linked, so that the rise time is the slowest for the highest gain.

5. Experimental validation

We performed standard two-wave-mixing experiments in co-directional configuration as shown in Fig. 6. Pump and signal beam intensities ratio is set to $\beta = 50$ and the

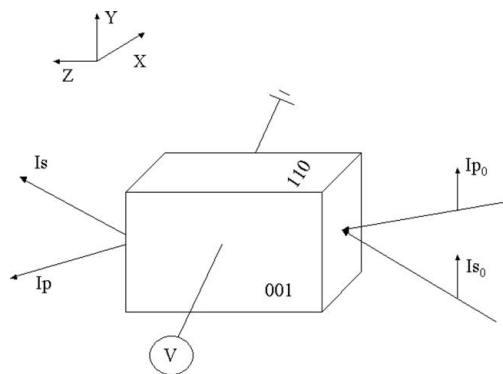


Fig. 6. Two-wave-mixing configuration.

angle between pump and signal is $2\theta = 12^\circ$ corresponding to a space grating $\Lambda = 5 \mu\text{m}$. The experiments are performed with a CW $1.06 \mu\text{m}$ YAG laser.

An electric field (10 kV/cm) is applied between the $\langle 001 \rangle$ faces of InP:Fe crystal ($5 \times 5 \times 12 \text{ mm}^3$). The light beam is linearly polarized along the $\langle \bar{1}10 \rangle$ direction and propagates along the $\langle 110 \rangle$ direction (12 mm). The absorption constant as measured by spectrometer is close to 1 cm^{-1} at $1.06 \mu\text{m}$. Crystal temperature is stabilized by a Peltier cooler.

Transient behavior is analyzed by measuring τ_r as was done in Figs. 3 and 5. Fig. 7 shows the results obtained for three different intensities from one side to the other of the resonance (the oscillations seen in Fig. 7 are attributed to the experimental noise and the curves are assumed to correspond to the first order responses). Experimental results concerning the TWM time constant are given in Fig. 8. For high temperature, τ_r decreases for all intensities.

Note that, for both theory and experiments, τ_r value decreases from 300 to 50 ms for an increase in temperature of 10°C – showing a good quantitative result. The discrepancy observed between Figs. 8 and 3 is partially corrected by taking into account the gain integration along the beam path inside the crystal, as shown in Fig. 5, showing a widening of the curves. We attribute the difference, observed in

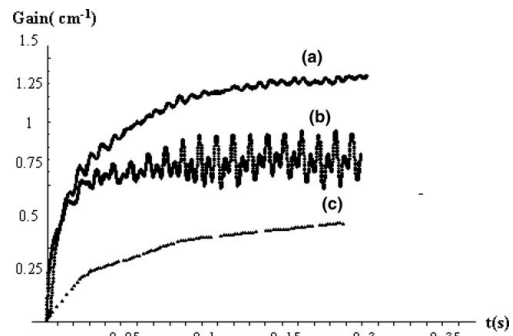


Fig. 7. Gain dynamics at 288 K at different intensities: (a) 62, (b) 97 and (c) 28 mW/cm^2 .

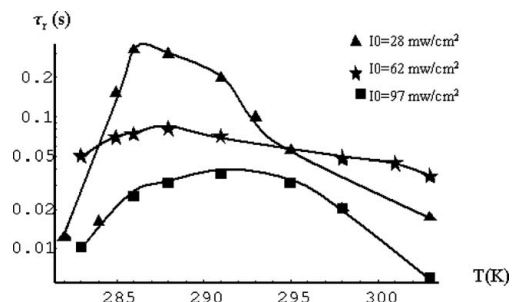


Fig. 8. The τ_r versus temperature at different intensities.

terms of gain maximum value, to lack of precision in the knowledge of the crystal's physical constants, such as photo-excitation, cross-section and dopant concentration. Furthermore, though the general tendency is retrieved, it can be noted that the curves in Fig. 8 are different in shape whereas those of Fig. 5 are similar. We attribute this discrepancy to the existence of a non-negligible influence of the gratings motion during build up, which induces fast oscillations (as can be seen in Fig. 7) that have not been taken into account.

6. Conclusion

We have studied the dynamics of TWM in InP:Fe as a function of intensity and temperature. A theoretical analysis shows that the gain coefficient oscillates when an intensity lower or higher than the resonance intensity is used. At resonance the gain grows exponentially.

The experimental study shows that the crystal absorption prevents the oscillating behavior. We have shown that the gain rise time is strongly temperature dependent. Experimentally the gain rise time is 10 times shorter at 295 K than at 285 K for low intensities.

According to experimental and applications needs, the temperature as well as the intensity can be used to tune the photorefractive response time.

References

- [1] P. Yeh, in: *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*, Wiley Series in Pure and Applied Optics, Wiley, New York, 1993.
- [2] S.A. Hawkins, *Photorefractive optical wires in the semiconductor indium phosphide*, Ph.D. Thesis, University of Arkansas, 1999.
- [3] T. Schwartz, Y. Ganor, T. Carmon, R. Uzdin, S. Shwartz, M. Segev, U. El-Hanany, *Opt. Lett.* 27 (14) (2002) 1229.
- [4] A. A-Idrissi, C. Ozkul, N. Woffler, P. Gravey, G. Picoli, *Opt. Commun.* 86 (1991) 317.
- [5] G. Picoli, P. Gravey, C. Ozkul, V. Vieux, *Appl. Phys.* 66 (1989) 3798.
- [6] G. Martel, A. Hideur, C. Ozkul, M. Hage-Ali, J.M. Koebbel, *Appl. Phys. B* 70 (1999) 77.
- [7] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, *Ferroelectrics* 22 (1979) 961.
- [8] F.P. Strohkendl, J.M.C. Jonathan, R.W. Hellwath, *Opt. Lett.* 11 (5) (1986) 312.
- [9] G.C. Valley, *IEEE J. Quant. Electron.* 19 (1983) 1637.
- [10] G. Bremond, A. Nouailhat, G. Guillot, B. Cockayne, *Electron. Lett.* 17 (1981) 55.
- [11] C. Ozkul, S. Jamet, V. Dupray, *Soc. Am. B* 14 (11) (1997) 2895.

Near infrared photorefractive self focusing in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6:\text{Te}$ crystals

Cristian Dan,^{1,*} Delphine Wolfersberger,¹ Nicolas Fressengeas,¹ Germano Montemezzani,¹ and Alexander A. Grabar²

¹Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
Unité de Recherche Commune à l'Université "Paul Verlaine" et Supélec - CNRS UMR 7132
2, rue Edouard Belin, 57070 Metz Cedex, France

²Institute of Solid State Physics and Chemistry Uzhgorod National University, Voloshyn
st.54,88000, Uzhgorod, Ukraine

*Corresponding author: Cristian.Dan@metz.supelec.fr

Abstract: The experimental observation of photorefractive self focusing in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6 : \text{Te}$ bulk crystals at 1.06 μm wavelength is presented. Steady state self focusing is reached as fast as 15 ms for an input peak intensity equal to 160 W/cm^2 . Self focusing is maximum for input peak intensities around 15 W/cm^2 and is decreasing for intensities below and above this value.

© 2007 Optical Society of America

OCIS codes: (190.5330) Photorefractive optics; (190.6135) Spatial solitons; (260.3060) Infrared; (260.5950) Self-focusing

References and links

1. S. Lan, M. F. Shih and M. Segev, "Self-trapping of one-dimensional and two-dimensional optical beams and induced waveguides in photorefractive KNbO_3 ," *Opt. Lett.* **22**(19), 1467 (1997).
2. M. Chauvet, S. Hawkins, G. Salamo, M. Segev, D. Bliss, and G. Bryant, "Self-trapping of planar optical beams by use of the photorefractive effect in InP:Fe ," *Opt. Lett.* **21**(17), 1333 (1996).
3. T. Schwartz, Y. Ganor, T. Carmon, R. Uzdin, S. Schwartz, M. Segev, and U. El-Hanany, "Photorefractive solitons and light-induced resonance control in semiconductor CdZn:Te ," *Opt. Lett.* **27**(14), 1229 (2002).
4. A. A. Grabar, M. Jazbinsek, A. Shumelyuk, Yu. M. Vysochanskii, G. Montemezzani, and P. Günter, chapter *Photorefractive effect in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ in Photorefractive Materials and Their Applications*, vol. 2, J. P. Huignard and P. Günter, eds., pp. 327–362 (Springer, New York, 2007).
5. A. Shumelyuk, S. Odoulov, D. Kip, and E. Krätzig, "Electric-field enhancement of beam coupling in SPS," *Appl. Phys. B* **72**, 707–710 (2001).
6. T. Bach, M. Jazbinsek, P. Günter, A. A. Grabar, I. M. Stoika, and Yu. M. Vysochanskii, "Self Pumped Optical Phase Conjugation at 1.06 μm in Te-doped $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," *Opt. Express* **13**, 9890 (2005).
7. A. Shumelyuk, S. Odoulov, O. Oleynik, G. Brost, and A. Grabar, "Spectral sensitivity of nominally undoped photorefractive $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$," *Appl. Phys. B* **88**, 79–82 (2007).
8. T. Bach, M. Jazbinsek, G. Montemezzani, P. Günter, A. A. Grabar, and Yu. M. Vysochanskii, "Tailoring of infrared photorefractive properties of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ crystals by Te and Sb doping," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1535 (2007).
9. A. Zozulya, D. Anderson, A. Mamaev, and M. Saffman, "Solitary attractors and low-order filamentation in anisotropic self-focusing media," *Phys. Rev. A* **57**, 522 (1998).
10. N. Fressengeas, J. Maufoy, and G. Kugel, "Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons," *Phys. Rev. E* **54**, 6866–6875 (1996).
11. G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, and M. C. Bashaw, "Dark and bright photovoltaic spatial solitons," *Phys. Rev. A* **50**, 4457 (1994).
12. N. Fressengeas, N. Khelifaoui, C. Dan, D. Wolfersberger, G. Montemezzani, H. Leblond, and M. Chauvet, "Roles of resonance and dark irradiance for infrared photorefractive self-focusing and solitons in bi-polar InP:Fe ," Accepted for publication in *Phys. Rev. A*; available for consultation at [arXiv:0705.3521v2](https://arxiv.org/abs/0705.3521v2).

13. A. A. Zozulya and D. Z. Anderson, "Nonstationary self-focusing in photorefractive media," *Opt. Lett.* **20**, 837 (1995).
 14. M. F. Shih, P. Leach, M. Segev, M. H. Garrett, G. J. Salamo, and G. C. Valley, "Two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons," *Opt. Lett.* **21**, 324 (1996).
 15. N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufroy, and G. Kugel, "Experimental study of the self-focusing process temporal behavior in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$," *App. Phys.* **85**, 2062 (1999).
-

1. Introduction

Self-trapped beams in photorefractive crystals can generate their own waveguide [1]. Such light guides are especially interesting if they can be generated at near infrared wavelengths and if they can be reconfigured rapidly, which leads to interesting perspectives for applications such as optical routing, steering or switching. At present, much of the interest in near infrared (IR) self focusing and spatial solitons lies on semiconductor materials, because of the small band gap and fast response time [2, 3].

However, the low electro-optic nonlinearity of these crystals (with electro-optic coefficients inferior to 10 pm/V for crystals such as InP, CdTe or GaAs) limit a bit the range of possible applications. Here we present results of near infrared self focusing in a wide band-gap semiconductor with large electro-optic nonlinearity.

The material under investigation is $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ (SPS - tin thiohypodiphosphate) with interesting non linear optical properties which makes it suitable for photorefractive (PR) applications: it has a wide optical transparency range (from $0.53\mu\text{m}$ to $8\mu\text{m}$) and a large electro-optic (EO) coefficient that reaches 174 pm/V at room temperature [4]. As a semiconductor type ferroelectric material, SPS combines the large linear electro-optic coefficient characteristic of ferroelectrics and the fast formation of space-charge gratings more typical of semiconductors [4]. Two wave mixing (TWM) experiments have evidenced high gains in near IR: up to 15 cm^{-1} with external applied fields [5] and 4 cm^{-1} without field [6, 7]. The dominating photoconductivity proved to be of the p type [4]. Near infrared optical phase conjugation have shown that SPS response time is more than two order of magnitude faster than that of most conventional photorefractive materials at light intensities of 20 W/cm^2 [6].

Photorefractive in the near IR range ($1.06\mu\text{m}$) has been first demonstrated for nominally pure SPS crystals using pre-exposure with incoherent light [4]. Although a high gain has been obtained, the experiments have shown a strong dependence of the gain on the preexposure time; this disadvantage has been eliminated by doping SPS with tellurium (Te), which, while improving its stability and sensitivity in near IR, also eliminates the electron-hole competition observed in some undoped samples.

While SPS has been widely investigated in wave mixing and phase conjugation configurations up to near infrared wavelengths, to our knowledge no reports about its near IR behavior in a single beam configuration exists. Because of its proven rapid change of refractive index and low absorption at telecom wavelengths, this crystal may become a viable candidate for telecom applications involving reconfigurable optical circuitry such as optical routing.

In this work, we start by investigating the self-focusing behavior at the near IR wavelength of $1.06\mu\text{m}$. We choose Te doped samples with nominal content of 1% because this doping leads to the best IR response in samples that can be grown in a reproducible way [8]. We show that strong self-focusing occurs for moderate applied electric fields and input intensities and investigate its behavior as a function of these parameters. The maximum degree of self-focusing is obtained for an input intensity of 15 W/cm^2 and is less important above and below this level. The steady state is reached as fast as 15 ms for a peak input intensity of 160 W/cm^2 .

2. Experimental setup and crystal parameters

Crystal dimensions are $6 \times 6 \times 11 \text{ mm}^3$ on $X \times Y \times Z$ axis, the convention for the axis presentation being the one described in [4]. *SPS*: *Te* refractive index at $1.06 \mu\text{m}$ is approximately 2.8 and the X axis is nearly parallel to the direction of the spontaneous polarization axis as presented in [4]. The measured absorption coefficient for the polarization used in the experiments is $\alpha = 0.09 \text{ cm}^{-1}$. No background illumination was used.

A $1.06 \mu\text{m}$ beam polarized along the X axis of the crystal was focused to a waist of $25 \mu\text{m}$ on the crystal entrance face and propagates along the Z direction. Electrodes were deposited on the crystal faces perpendicular to the X axis. For the steady state measurements, the output face was observed using a microscope objective and a CCD camera; for measurements in the transient regime the output face was imaged on a $50 \mu\text{m}$ diameter hole and then recovered and focused with a lens on a photodiode. During the transient regime experiments, the applied field was kept on while the beam was modulated with an acousto-optic modulator (AOM) having a $0.5 \mu\text{s}$ rise time.

The beam power ranged from $10 \mu\text{W}$ to 1.8 mW , thus yielding a peak intensity ranging from approximately 1 W/cm^2 to 180 W/cm^2 . The crystal temperature was maintained at 20°C during the experiments using a Peltier cell. An electric field of 300, 700 and 1000 V/cm respectively was applied in the X direction of the crystal which allows to take advantage of the largest EO coefficient r_{111} of *SPS*.

3. Steady state results

Figure 1 shows a typical result evidencing the self focusing behavior taking place for applied fields ranging from 300 V/cm to 1000 V/cm .

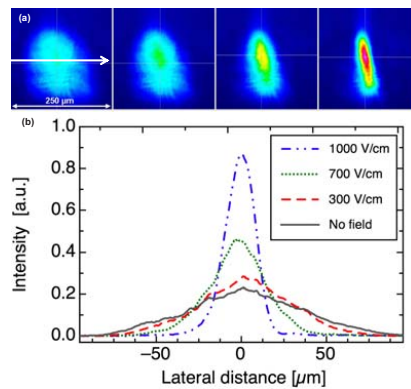


Fig. 1. (a) 2D output beam profile; from left to right: no applied field, 300 V/cm , 700 V/cm and 1000 V/cm ; the arrow indicates the direction of the applied electric field; (b) Output beam profile along the central horizontal line for different applied electric fields. The input power is $200 \mu\text{W}$, corresponding to a 20 W/cm^2 peak intensity. The beam waist is $25 \mu\text{m}$.

As it can be seen in Fig. 1(a), self focusing is strongly dependent on the value of applied electric field and occurs mostly in the direction parallel to the external applied field, while in the vertical direction it is much smaller. Also from beam profiles shown in 1(b) it can be seen

that no significant bending occurs in our sample. Furthermore, if we rotate the light polarization by 90 degrees, we use the lower r_{221} EO coefficient and observe a less important self focusing. For a 1000 V/cm applied field and an input peak intensity of 60 W/cm^2 a horizontal polarized beam focuses to a $19 \mu\text{m}$ radius at the output face of the crystal (the radius is $60 \mu\text{m}$ when there is no applied field), while a vertical polarized beam has a $41 \mu\text{m}$ radius in the same conditions. "Radius" (as used in this work) is the beam half width (in horizontal direction in Fig. 1(a)) at a value of intensity equal to $1/e^2$ from its peak intensity. For our crystal parameters (length and refractive index) the condition for which the input width is equal to the output width is realized for a ratio of 0.4 between output beam radius with and without applied field. Figure 2 shows that this condition is reached (for the direction parallel to the applied field) for an electric field of 1000 V/cm and an intensity of 2 W/cm^2 yet we cannot speak of a 2D spatial soliton because the input beam is circular whereas the output beam is elliptical owing to highly different self focusing ratio for horizontal and vertical directions [9].

The maximum self focusing (minimum beam radius) is obtained for a peak intensity of the order of $10\text{-}20 \text{ W/cm}^2$ (Fig. 2) corresponding to an input power of $100\text{-}200 \mu\text{W}$.

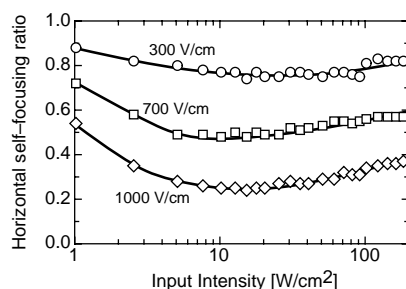


Fig. 2. Steady state self focusing ratio R_1 versus input power for different applied fields measured with the CCD camera. The self focusing ratio is defined as the ratio between output beam radius with and without applied field. The solid curves are guides to the eye.

Below and above this level self focusing is steadily decreasing. This kind of behavior has been already experimentally observed and theoretically modelled in the framework of a single carrier model of photorefractivity [9, 10, 11] and in the case of materials with bipolar conduction [12].

The intensity value for which steady-state self focusing leads to a minimum radius is usually connected to the dark conductivity of the materials through the "dark intensity" I_d . For this intensity the photoconductivity equals the dark conductivity.

We have performed standard current-voltage measurements in our samples to determine the dark conductivity σ_d and the photoconductivity σ_{ph} . At the wavelength and polarization used in our experiments σ_{ph} equals σ_d for an intensity $I = I_d \approx 0.75 \text{ W/cm}^2$. The minimum diameter from Fig. 2 is attained at $I \approx 10\text{-}20 \text{ W/cm}^2$, which corresponds to a ratio $I/I_d \approx 13\text{-}26$. This value is larger by more than a factor of two with respect to the one predicted by a semi-analytic 2+1 model [9] in the case where a beam is a soliton, which is not satisfied in our case.

4. Transient regime results

In order to characterize the temporal evolution of the self focusing process the output face of the crystal is imaged on a pinhole having a $50 \mu\text{m}$ diameter. At this position, the beam output

radius in the absence of applied field owing to diffraction is $60 \mu\text{m}$, thus part of beam intensity is blocked by the pinhole; when there is an applied electric field the beam is self focused and the output radius is decreased resulting in more light passing through the pinhole. The emerging intensity from the pinhole is measured with a photodiode, which permits to characterize the evolution of the beam radius in real time because there is no significant bending. We have calculated the ratio between intensities passing through the pinhole for different beam sizes under the following assumptions: the self focusing occurs only in the direction parallel to the applied field and the beam maintains its Gaussian profile. We have found that, for the self focusing ratios measured in our case, the intensity recorded by the photodiode is inversely proportional to the beam radius.

For all the measurements, we have chosen to keep the field turned on and to modulate instead the laser beam with a 1Hz repetition rate, meaning that the beam was turned on for half a second and then turned off for another half a second. There was no significant difference between the results given by different pulses; the pulse repetition rate was sufficiently low to permit full relaxation of the refractive index channel. Using an AOM we were able to modulate the beam within less than $0.5 \mu\text{s}$ from zero to full power. Figure 3 shows a typical result; the AOM modulation is taken as time origin in our measurements. It can be seen that the recorded radius starts from an initial value (W_i in Fig. 3), decreases with time until reaches a local minimum (W_p) and then increases to a steady state (W_s) which, although larger than the local minimum, is still smaller than the initial value of the radius. This kind of behavior has been theoretically predicted [10, 13] and experimentally observed [14, 15] in other materials.

Using W_p and W_s as defined on Fig. 3 we have performed systematic observations of transient self focusing for different values of incident intensity and applied electric field. Here we are defining the self focusing ratio R_2 at a given time as the ratio between the measured radius at that time when the electric field is on and the value of the radius when there is no applied field.

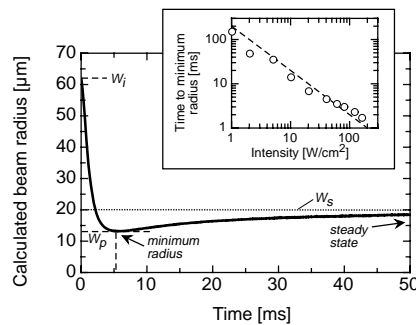


Fig. 3. Self focusing temporal evolution showing transient regime and steady state; W_i is the initial output beam radius (before the beam starts self focusing), W_p is the minimum radius attained during the self focusing and W_s is the radius at steady state. The beam intensity is 40 W/cm^2 , beam input waist is $25 \mu\text{m}$, the applied field is 1000 V/cm . *Inset*: Time needed to reach minimum radius as a function of beam peak intensity. The solid line is a guide to the eye, corresponding to an inverse proportionality.

As it can be seen in Fig. 3 for a 40 W/cm^2 intensity the minimum radius is reached in 5 ms and the steady state in about 50 ms. For 160 W/cm^2 these values are decreased to 2 ms,

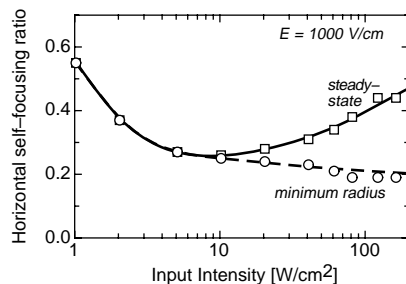


Fig. 4. Self focusing ratio R_2 at minimum radius and at steady state as a function of incident intensity measured with the pinhole-photodiode system. Applied field=1000 V/cm.

respectively 15 ms. The inset in Fig. 3 shows the evolution of the time t_1 needed to reach the minimum radius as a function of peak intensity. The decrease is close to linear, but suggests a slightly sub-linear dependence of t_1 on the inverse intensity. The maximum self focusing (defined as W_p/W_i) and steady state self focusing (W_s/W_i) are shown in Fig. 4 as a function of the incident intensity.

By comparing figures 2 (obtained with the CCD camera) and 4 (obtained with the pinhole-photodiode system) one can see that results obtained with both measurements methods are in agreement: stationary self focusing is maximum for intensities around 15 W/cm². Also from Fig. 4 it can be seen that the transient self focusing maximum is increasing with intensity. Unlike for the steady state, the transient beam radius does not show an increase when the input intensity is increased above 20 W/cm². This transient behavior has been already predicted and observed in other materials [10].

5. Conclusion

Transient and steady-state photorefractive self focusing has been experimentally demonstrated in the near IR for the first time in the highly electro-optic and moderately absorbing $Sn_2P_2S_6$: Te crystal. The output beam diameter has been characterized as a function of applied field and input intensity; its evolution versus intensity has been found to be consistent with available theories. It has been shown that the steady state is reached in less than 15 ms for an input power of 1.6 mW corresponding to a peak intensity of 160 W/cm². The obtained results demonstrate the interest of SPS for the self-focusing of light and the realization of rapidly reconfigurable light-induced wave guides using infrared light for applied voltages much lower than those needed in the case of standard semiconductors.

The authors thank the region Lorraine for their financial support.

APPLIED PHYSICS LETTERS 92, 021106 (2008)

Fast photorefractive self-focusing in InP:Fe semiconductor at infrared wavelengths

Delphine Wolfersberger,^{a)} Naïma Khelifaoui, Cristian Dan, and Nicolas Fressengeas
LMOPS-CNRS UMR 7132, Unité de recherche Commune à Supélec et à l'Université Paul Verlaine Metz,
2 rue Edouard Belin, 57 070 Metz, France

Hervé Leblond
POMA-CNRS UMR 6136, Université d'Angers, 2 Bd Lavoisier, 49045 Angers, France

(Received 18 July 2007; accepted 13 December 2007; published online 14 January 2008)

Photorefractive beam self-trapping is investigated in InP:Fe and is shown to occur within tens of microseconds after beam switch on. This fast response time is predicted by an analytical theoretical interpretation based on a simple photorefractive model which suggests buildups in a time range consistent with experiments. © 2008 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2830989]

Self-trapping of optical beams in photorefractive (PR) materials at telecommunications wavelengths has been studied at steady state in insulators such as SBN (Ref. 1) and in semiconductor InP:Fe (Refs. 2–4) and CdTe.⁵ PR self-focusing and soliton interactions in semiconductors find interesting applications in optical communications such as optical routing and interconnections. Moreover, semiconductors exhibit several advantages over insulators: their sensitivity to near-infrared wavelengths and shorter response time. In this letter, we make use of InP:Fe semiconductor and we demonstrate that despite its somewhat low electro-optic coefficient, InP:Fe allows fast infrared (IR) self-focusing. We study both experimentally and theoretically its temporal behavior, showing buildup times of tens of microseconds. Self-trapping of an optical beam is observed in different InP:Fe samples for different beam intensities, beam waists, and two different wavelengths (1.06 and 1.55 μm). To interpret these observations, we develop a theoretical model that describes photorefractivity taking into account the photoexcited holes and the thermally generated electrons.

In our experimental setup, the IR laser beam is focused on an InP:Fe sample, the light propagating along the direction $\bar{1}10$. The quasicircular beam waist is carefully monitored and set on the entrance face of the crystal, with a maximum intensity ranging from 0.2 to 100 W/cm^2 . An electric field E_0 of 10 kV/cm is applied to the InP:Fe sample in the 001 direction, perpendicular to the laser beam polarized along $\bar{1}10$. The output face of the crystal is directly observed by a charge coupled device camera allowing us to analyze the output beam profile versus intensity and applied electric field. Significant measurements of the output beam profile are shown in Fig. 1 for a beam waist on the entrance face of 25 μm and a maximum intensity of 8.7 W/cm^2 . Comparing the obtained images [Figs. 1(b) and 1(c)] to the natural beam diffraction [Fig. 1(a)], self-focusing is observed for E_0 equal to 10 kV/cm and defocusing is obtained for the reverse voltage at steady state regime. These images show that simultaneously with self-focusing or self-defocusing phenomena a deviation of the laser beam or bending is observed as in Chauvet *et al.*² On the basis of the performed measurements, we observe, as illustrated in Fig. 2, that for intensities I below 200 mW/cm^2 , no change in the beam profile appears.

For an intensity of 300 mW/cm^2 , the laser beam begins to be slightly self-focused or defocused depending on the sign of the electric field. Increasing the intensity, the process becomes more intense and reaches a maximum for an intensity equal to 8.7 W/cm^2 . For intensities larger than 100 W/cm^2 , the electric field has no influence on the beam propagation at steady state. The above observations concern the steady-state regime. For quantitative systematic transient regime measurements we also have imaged the output face of the crystal on a position detector to observe simultaneously the influence of both self-focusing and bending (Fig. 3). During the experiment we have always kept the applied field on and modulated the intensity of the beam with an acousto-optic modulator; the time origin ($t=0$) in Fig. 3(c) is the time when the beam is turned on by the modulator. For 1.55 μm wavelength, we have used input powers ranging from 1 μW to 1 mW , thus yielding maximal input intensities in the range from 1 to 100 W/cm^2 , intensity values chosen so that the self-focusing occurring at steady state is maximum. The obtained results have evidenced two time scales: one as fast as tens of microseconds (for the highest intensities used)

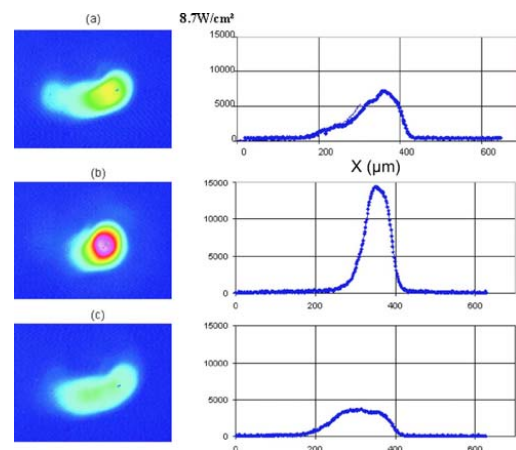


FIG. 1. (Color online) Steady-state transversal (left) and horizontal (right) beam profiles (a) without any applied electric field (b) for $E_0 = +10 \text{ kV}/\text{cm}$ (c) for $E_0 = -10 \text{ kV}/\text{cm}$.

^{a)}Electronic mail: delphine.wolfersberger@supélec.fr.

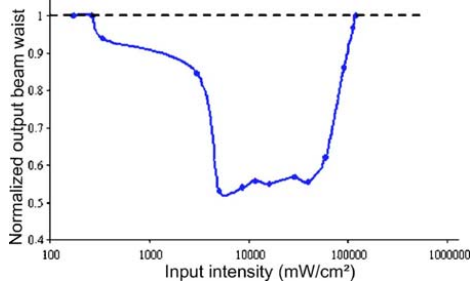


FIG. 2. (Color online) Output beam waist as a function of the input beam peak intensity, normalized to the linearly diffracted beam waist: $w=25\ \mu\text{m}$. The solid line shows nondiffracting beam.

which can be seen in Fig. 3(c) as the first peak produced by “b” and “g” curves, the other one on the scale of milliseconds [corresponding to the steady state, not yet reached in Fig. 3(c) after 150 μs]. Our experimental results show that PR associated phenomena (bending and self focusing) are taking place in InP:Fe as fast as tens of microseconds for intensities of the order of $10\ \text{W}/\text{cm}^2$ at $1.55\ \mu\text{m}$. Part of these observations can be explained by previous theoretical developments²⁻⁴ but not the temporal buildup of the self-focusing phenomenon. We propose in the following to interpret both temporal and steady state photorefractive phenomenon using a simple model of photorefraction in a semiconductor material.

Our model is based on a band transport model⁶ for two different types of carriers (both electrons and holes), considering one spatial dimension along x . We start with the standard set of equations,⁷

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon}(N_D - N_A + p - n - n_T), \quad (1a)$$

$$j_n = e\mu_n n E + \mu_n k_B T \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (1b)$$

$$j_p = e\mu_p p E - \mu_p k_B T \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1c)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = e_n n_T - c_n n p_T + \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x}, \quad (1d)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = e_p p_T - c_p p n_T - \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x}, \quad (1e)$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = e_p p_T - e_n n_T - c_p p n_T + c_n n p_T, \quad (1f)$$

$$N_T = n_T + p_T, \quad (1g)$$

where N_D , N_A , n , p , n_T , and p_T represent, respectively, the densities of donors, acceptors, electrons, holes, filled, and ionized Fe traps; j_n , and j_p define the charge and electrons or holes current densities, E is the electric field, and I is the beam local intensity. These variables are functions of time and space. μ_n and μ_p represent, respectively, the electron and hole mobilities; k_B is the Boltzmann constant, T is the temperature, e is the elementary charge of electron and c_n and c_p

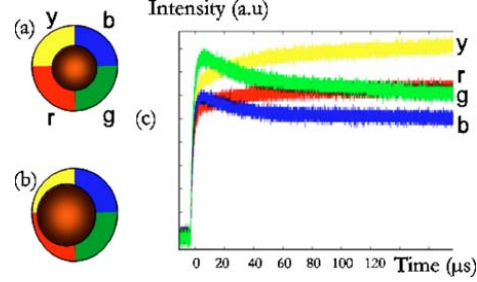


FIG. 3. (Color online) Beam asymmetry measured with a four quadrants position detector [(a)–(b)] and temporal evolution of the intensity received by each quadrant when an electric field is applied (c) (beam self-focused and deflected).

are the recombination constants for electrons and holes, respectively. e_n and e_p describe the excitation coefficients for electrons and holes and are defined as $e_n = e_n^{\text{th}} + \sigma_n^0 I(x)$ and $e_p = e_p^{\text{th}} + \sigma_p^0 I(x)$ with e_n^{th} and e_p^{th} as the thermal emission rates, σ_n^0 and σ_p^0 as the photoionization cross sections. In InP:Fe, at room temperature, we can consider that electrons are excited thermally and holes optically:⁷ $e_n \approx e_n^{\text{th}}$ and $e_p \approx \sigma_p^0 I(x)$. We describe here an analytical method of deriving the space charge field E as a function of the laser beam intensity I , time, and space. Assuming that (i) the diffusion is neglected in comparison to the drift effect, the evolution equation for E is deduced from the boundary conditions and system (1),⁸

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{e}{\epsilon}[(\mu_n n + \mu_p p)E - (\mu_n n_0 + \mu_p p_0)E_0], \quad (2)$$

where E_0 is the applied field and n_0 and p_0 are the equilibrium charge carrier densities in the dark. To solve the system yielded by Eqs. (2) and (1d)–(1g), further hypotheses have to be considered. (ii) The density of free carriers remain small with respect to the density of dopant: $n, p \ll n_T, p_T$; (iii) the electric field varies slowly with space, thus the term $\partial E / \partial x$ [when deriving $(1/e)\partial j_{n,p} / \partial x$] is neglected in Eqs. (1d) and (1e) in comparison with other terms. This assumption is valid provided that $\partial E / \partial x \ll (e_n^{\text{th}} N_T) / (\mu_n n_0)$; (iv) the relaxation times of n and p being very short in the nanosecond range, the adiabatic approximation writes as $\partial n / \partial t = \partial p / \partial t = 0$, from which we deduce, using Eqs. (1) and assumption (iii), that $\partial n_T / \partial t = 0$. From assumption (ii) we see that n_T remains equal to its value n_{T0} in the dark. Hence, from Eqs. (1d) and (1e), we get

$$n = \frac{e_n n_{T0}}{c_n p_{T0}}, \quad p = \frac{e_p p_{T0}}{c_p n_{T0}}, \quad (3)$$

with $p_{T0} = (N_T - n_{T0})$. Reporting Eq. (3) into Eq. (2), the latter is straightforwardly solved to give the expression of the space charge field as

$$E = \frac{E_0}{I_d + I(x)} \left[I_d + I(x) \exp\left(\frac{-[I_d + I(x)t]}{\Sigma}\right) \right], \quad (4)$$

where Σ represents an energy density depending on the crystal parameters,

$$\Sigma = \frac{e}{\epsilon} \frac{c_p c_n n_{T0} p_{T0}}{\mu_p \sigma_p^0 c_n^2 p_{T0} + \mu_n \sigma_n^0 c_p^2 n_{T0}^2} \quad (5)$$

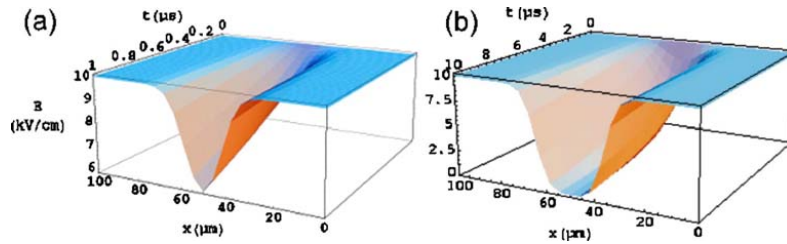


FIG. 4. (Color online) Space-charge field buildup for a duration of 1 μs (a) and for a duration of 10 μs (b) as a function of time and space.

$$I_d = \frac{e_n^{\text{th}} \mu_n c_p n_{T0}^2}{\sigma_p \mu_p c_n p_{T0}^2}. \quad (6)$$

Notice that at steady state, the electric field is

$$E = \frac{I_d}{I_d + I(x)} E_0. \quad (7)$$

It is important to notice that the theoretical expression (4) of the space charge field has the same form as in insulators⁹ changing the value of I_d and Σ only as functions of n and p . At steady state, the experimental evolution of the normalized output beam versus intensity is reproduced qualitatively by Eq. (7): this curve reaches a minimum corresponding to a maximum self-focusing⁹ at $I(x) = 3I_d$. Our measurements presented in Fig. 2 allow us to determine the dark irradiance of our sample $I_d = 3 \text{ W/cm}^2$: this value is consistent with an independent measurement of the dark intensity done by measuring the photocurrent generated by a uniform illumination yielding $I_d = 2 \text{ W/cm}^2$. Figure 4 shows the simulations obtained using Eq. (4): the temporal behavior of the space charge field versus time and one spatial dimension parallel to the electric field applied is calculated at the entrance face of the crystal for a Gaussian 25 μm laser beam.

For the calculation, the parameters concerning InP:Fe were taken in the literature.^{7,10} As illustrated on Fig. 4(a), for a waist $w = 25 \mu\text{m}$ and an intensity equal to 1 W/cm^2 , the space charge field decreases from 10 to 6 kV/cm at 1.55 μm wavelength. If the applied electric field has the correct direction, this corresponds to an increasing index and therefore to a self trapping of the beam. This variation can be expected to be more important for larger exposure times, paving the way for obtaining short time self-focusing (several microseconds). The space charge field presented in Fig. 4(b) decreases to 0, owing to its total masking, showing saturation for 1 W/cm^2 of illumination reached in a very short time. The space-charge field decreases progressively from the initial uniform value $E_0 = 10 \text{ kV/cm}$ to 0 in about 10 μs . It shows a waveguide, corresponding to self-focusing, which builds up

in a very short time, less than 10 μs . This simple analytical model reproduces qualitatively the self-focusing behavior versus intensity observed in our InP:Fe samples (Fig. 2) at steady state⁸ and concerning the transient regime. It confirms qualitatively the possibility for a waveguide to be self-induced in InP:Fe in tens of microseconds. For reaching a quantitative agreement, a numerical model taking into account additional physical mechanisms such as possibly the non parabolic lens effect that occurs when accounting for the additional transverse dimension,¹¹ the diffusion of charge carriers and the electron-hole resonance intensity, the role of which is the subject of future studies.

To conclude, we report, both experimentally and theoretically, on PR self-focusing of an infrared laser beam in a time faster than tens of microseconds. The presented analytical model reproduces qualitatively the observed self-focusing behavior as a function of incident intensity, allowing us to determine the dark intensity of InP:Fe crystals.

The authors thank the Lorraine region for their financial support.

¹M. Wesner, C. Herden, D. Kíp, E. Krätzig, and P. Moretti, *Opt. Commun.* **188**, 69 (2001).

²M. Chauvet, S. Hawkins, G. Salamo, M. Segev, D. Bliss, and G. Bryany, *Opt. Lett.* **21**, 1333 (1996).

³M. Chauvet, S. Hawkins, G. Salamo, M. Segev, D. Bliss, and G. Bryant, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2499 (1997).

⁴R. Uzdin, M. Segev, and G. Salamo, *Opt. Lett.* **26**, 1547 (2001).

⁵T. Schwartz, Y. Ganor, T. Carmon, R. Uzdin, S. Schwartz, M. Segev, and U. El-Hanany, *Opt. Lett.* **27**, 1229 (2002).

⁶N. Kukhtarev, V. Markov, S. Odulov, M. Soskin, and V. Vinetskii, *Ferroelectrics* **26**, 949 (1979).

⁷G. Picoli, P. Gravey, C. Ozkul, and V. Vieux, *J. Appl. Phys.* **66**, 3798 (1989).

⁸N. Fressengeas, N. Khelfaoui, C. Dan, D. Wolfersberger, H. Leblond, and M. Chauvet, *Phys. Rev. A* **75**, 063834 (2007).

⁹D. Cristodoulides and M. Carvalho, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1628 (1995).

¹⁰C. Ozkul, S. Jamet, and V. Dupray, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2895 (1997).

¹¹A. Zozulya and D. Anderson, *Phys. Rev. A* **51**, 1520 (1995).

Chapitre 5

Conclusions et perspectives scientifiques

5.1 Interactions de solitons spatiaux photoréfractifs pour la réalisation de composants optiques intégrés reconfigurables

Les compétences acquises sur les propriétés photoréfractives de matériaux inorganiques de leurs applications aux phénomènes d'autofocalisation et de modulation de faisceau laser seront mise en oeuvre pour le développement de composants, en particulier, dans le domaine des télécommunications, composants qui requièrent une connaissance plus précise des influences et conséquences des phénomènes photoréfractifs sur leur comportement et leur conception système.

Aussi, nous nous proposons de poursuivre nos études sur l'autofocalisation photoréfractive dans les matériaux semi-conducteurs et à étendre les compétences acquises sur les interactions de solitons spatiaux dans le but de réaliser des dispositifs photoniques tridimensionnels.

Nos études précédentes ont permis de démontrer théoriquement et expérimentalement qu'un faisceau laser infrarouge peut être autofocalisé en un temps plus court que quelques dizaines de microsecondes, pour des intensités de l'ordre de quelques dizaines de W/cm^2 compatibles avec les intensités des télécommunications [67]. Cette étude résolue dans le temps de l'autofocalisation photoréfractive infrarouge est un point essentiel qui permettra la réalisation de composants rapides pour les télécommunications. En effet, seule la maîtrise des phénomènes transitoires pourra permettre d'optimiser nos composants en termes de rapidité. C'est donc une étude autant théorique qu'expérimentale que nous devons réaliser. Nous poursuivons nos études dans les directions suivantes :

- *Autofocalisation rapide dans un semi-conducteur photoréfractif - caractérisation :*
Nous poursuivons les études expérimentales en cours concernant l'évolution transitoire de l'autofocalisation photoréfractive dans InP :Fe et dans le nouveau matériau photoréfractif, SPS, à deux longueurs d'onde (1064 et 1550 nm) dans le but de confirmer les prévisions théoriques quant au temps de réponse. Pour se faire, nous réaliserons une caractérisation directe de l'autofocalisation transitoire à l'aide d'une

barrette de photodiode qui nous permettra d'imager la face de sortie du cristal et de suivre l'évolution du faisceau à l'échelle microseconde. On s'intéressera à l'étude des temps de formation caractéristiques de ces faisceaux solitons et à la qualification de la modulation de l'indice de réfraction. On essaiera de déterminer le matériau et les éventuels dopants les plus adéquats pour la réalisation de fonctions optiques de type routage par interaction non linéaire.

– *Etude de la physique de l'interaction de solitons spatiaux photoréfractifs : formation de guides et instabilités spatiaux-temporelles*

Le but est d'étudier, à la fois expérimentalement et théoriquement, les interactions de solitons co- ou contra-propageant. Nous caractériserons ces interactions de solitons, notamment en fonction de la distance mutuelle entre les faisceaux. Ces travaux sont l'objet de la thèse de Massimo Alonzo (co-tutelle La Sapienza Rome). Nous démarrerons nos études par l'interaction entre deux solitons parallèles ou inclinés et nous déterminerons la distance minimale de non interaction : nous étudierons, par exemple, le comportement de jonctions X ou Y, réalisées entre deux guides voisins se repoussant ou se fusionnant. La maîtrise et le contrôle de ces interactions de solitons est un processus essentiel utile dans des dispositifs photoniques 3D basés sur des matrices de guides solitons adressables et reconfigurables.

D'autres travaux s'attacheront à l'étude théorique et expérimentale de la propagation de solitons contra-propageant dans l'objectif de l'auto-alignement d'un laser ou VCSEL à une fibre via un matériau photoréfractif. Dans certaines configurations, cette interaction peut générer un guide d'onde unique et stable [68-69] ; dans d'autres cas, il peut apparaître des instabilités spatiaux-temporelles [70-71] que nous nous efforcerons de caractériser du point de vue analyse de la dynamique du système.

5.2 Instabilités spatio-temporelles dans les systèmes photoniques à rétroaction optique

La possibilité de former spontanément une structure spatiale régulière (*pattern*) à partir d'un état spatial homogène a été initialement introduite par A. Turing [72]. Une perturbation faible de bruit dans un milieu présentant non-linéarité et diffraction ou diffusion conduit un état homogène à se déstabiliser vers un état spatial périodique dans des directions privilégiées conduisant à la formation de rubans ou hexagones. Ce mécanisme dit d'instabilité modulationnelle et conduisant à la formation de structures spatiales auto-organisées a été depuis démontré expérimentalement dans de nombreux systèmes photoniques comportant comme milieu optique non-linéaire des vapeurs atomiques, cristaux liquides, films organiques ou encore matériaux photoréfractifs [73].

Parmi les configurations les plus étudiées actuellement pour la formation de patterns nous pouvons citer les systèmes optiques non-linéaires en cavité optique ou soumis à une rétroaction optique [74]. L'intérêt se porte également dans la formation de solitons spatiaux de cavité ou structures localisées de lumière dans ces systèmes dits dissipatifs ou non-conservatifs [75]. Ces solitons de cavité peuvent être considérés comme des éléments discrets pour le traitement parallèle et tout-optique de l'information ou peuvent être utiles pour la réalisation de mémoires optiques [76]. Des questions importantes se posent

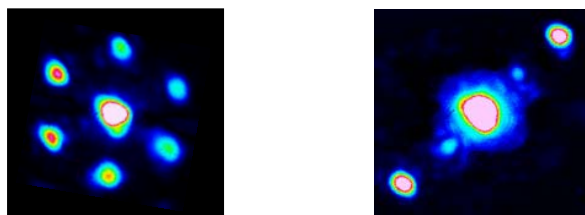


FIG. 5.1 – Observation en champ lointain d’une structure spatiale de type hexagone (gauche) basculant vers une structure spatiale diagonale suite à l’injection d’un réseau périodique optique dans le cristal

néanmoins sur les mécanismes physiques qui conduisent à la génération de ces solitons de cavité et sur les méthodes de contrôle et adressage de ces solitons de cavité.

Nous avons initié une nouvelle activité au laboratoire permettant de contribuer à cette étude générale de la formation d’ordre dans les systèmes photoniques non-linéaires : cette activité est développée en collaboration avec Marc Sciamanna et Germano Montemezzani du laboratoire. L’expertise acquise au laboratoire, tant dans la formation de solitons spatiaux dans les matériaux photoréfractifs que dans l’étude des bifurcations et instabilités des systèmes photoniques, sera ainsi mise à profit pour l’étude de systèmes photoréfractifs placés en cavité optique ou soumis à une rétroaction optique. Nous orienterons plus spécifiquement nos recherches selon les points suivants :

- *Contrôle de structures auto-organisées dans un système photoréfractif à rétroaction optique.*

La formation de structures spatiales auto-organisées dites *patterns* dans un système photoréfractif à rétroaction optique a été rapportée par Honda en 1993 [74]. Le seuil d’instabilité modulationnelle conduisant à ces patterns est bien connu théoriquement et expérimentalement [77-78]. Nous proposons de contribuer à cette étude en nous intéressant plus spécifiquement à des techniques de contrôle du seuil d’instabilité modulationnelle, par exemple en combinant la cavité photoréfractive avec un cristal photonique à la lumière de travaux théoriques récents [78]. Ce travail fait l’objet de la thèse de Nicolas Marsal démarrée en Septembre 2007.

Le premier montage expérimental que nous avons décidé d’étudier concerne un cristal photoréfractif de Titanate de Baryum ($BaTiO_3$) placé dans une configuration de rétroaction simple via un miroir (*single feedback mirror configuration*) : une instabilité de modulation du faisceau homogène dans le plan transverse conduit à la formation de structures auto-organisées hexagonales, comme illustré sur la figure 5.1. Nous avons étudié l’influence de l’addition d’une illumination périodique optique (via un réseau optique ou *photonic lattice* 1D ou 2D) à cette structure auto-organisée. Par exemple, en ajustant l’intensité d’un réseau 1D ainsi que sa période et sa géométrie, il est possible d’induire des patterns de géométries différentes du pattern initial : par exemple, une structure spatiale diagonale qui suit la géométrie du réseau 1D comme illustré sur la figure 5.1. En ajustant de manière précise les fréquences spatiales et les intensités associées au *pattern* et au réseau optique, différents phénomènes tels que le *forcing* et le contrôle de structures spatiales ainsi que des effets de bande interdite ont pu être mis en évidence.

– *Solitons de cavité photoréfractifs.*

Les solitons de cavité ont été introduits théoriquement par Lugiato et Lefever dans un système présentant un milieu non-linéaire type Kerr placé dans une cavité en anneau et alimenté par un faisceau laser [79]. Ils ont été depuis démontrés expérimentalement mais dans des configurations très éloignées du modèle théorique original. Les non-linéarités optiques conduisant par exemple à la formation de solitons de cavité dans les micro-résonateurs semi-conducteurs sont très différentes de celles issues d'un effet Kerr et sont difficilement contrôlables. Nous proposons d'étudier une configuration simple de cavité optique photoréfractive permettant de générer des structures localisées ou solitons de cavité photoréfractifs en maîtrisant les non-linéarités optiques nécessaires à leur formation. Une modélisation théorique permettra de déterminer les conditions de création de ces structures localisées. Une seule expérience a, jusqu'à présent, mis en évidence la formation de solitons dissipatifs dans un système photoréfractif [75] mais dans une configuration plus complexe qu'une simple rétroaction optique. Par ailleurs, cette expérience ne modélise pas les mécanismes physiques sous-jacents et ne pose pas la question de l'adressage et contrôle de ces structures localisées.

Bibliographie

- [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, Appl. Phys. Lett., 9, 72-74 (1966)
- [5] A. Hasegawa, F. Tappert, App. Phys. Lett., vol. 23, n° 3, p. 142 (1973).
- [6] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.P. Gordon, Phys. Rev. Lett., vol. 45, p. 1095 (1980).
- [7] E. Garmire, R.Y. Chiao et C.H. Townes, Phys. Rev. Lett., 16, n° 9, pp.347-349 (1966).
- [8] F. Wise, P.Di. Trapani, Optics and Photonics News, pp. 28-32 (2002).
- [9] L. Bergé, O. Bang, J.J. Rasmussen, V.K. Mezentsev, Phys. Rev. E, vol. 55, pp. 3555-3570 (1997).
- [10] V. Sharka, V.I. Berezhiani, R. Miklaszewski, Phys. Rev. E, vol. 56, p. 1080 (1997).
- [11] M.A. Karpierz - Spatial solitons in liquids crystals. soliton-driven photonics, 2001.
- [12] Y.J. Chen - The study of the interaction of spatial solitons in nematic liquid Crystal - PhD thesis (2003).
- [13] X. Hutsebaut, C. Cambournac, M. Haelterman, A. Adamski, K. Neyts, Optics Communications, vol. 233, pp. 211-217 (2004).
- [14] S. Barland, J.R. Tredicce, M. Brambilla, L.A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G.Tissoni, T. Knödl, M. Miller, R. Jäger, Nature, 419, 699-702 (2002).
- [15] M. Segev, B. Crosignani, and A. Yariv, Phys. Rev. Lett., 68, 923 (1992)
- [16] M. Mitchell, Z. Chen, M. Shih, M. Segev, Phys. Rev. Lett., vol. 77, n° 3, p. 490 (1996).
- [17] G.C. Duree, M. Morin, G. Salamo, M. Segev, B. Crosignani, P. Di. Porto, E. Sharp, A. Yariv, Phys. Rev. Lett., vol. 74, n° 11, p. 1978 (1995).
- [18] Z. Chen, M. Shih, M. Segev, D. W. Wilson, R. E. Muller and P. D. Maker, Opt.Lett., vol. 22, p. 1751 (1997).
- [19] D.N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg, Nature, vol. 424, pp. 817-823 (2003).
- [20] M. Petrovic, D. Trager, A. Strinic, M. Belic, J. Schroder, C. Denz (C.), Phys. Rev. E., vol. 68, (2003).

- [21] M. Cronin-Golomb and A. Yariv, *J. Appl. Phys.*, 57, 4906 (1985)
- [22] S. W. McCahon and M. B. Klein, *Proc. SPIE*, 1105, 119 (1989)
- [23] B. Crosignani, M. Segev, D. Engin, P. Di Porto, A. Yariv and G. Salamo, *J. Opt. Soc. Am. B*, 10, 446 (1993)
- [24] M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, G. C. Duree, G. Salamo and E. Sharp, *Opt. Lett.*, 19, 1296 (1994)
- [25] D.N.Cristodoulides, M.I.Carvalho, *Optics Letters*, 19, p. 1714 (1994)
- [26] G.C.Duree, J.L.Schultz, G.J.Salamo, M.Segev, A. Yariv et al., *Phys.Rev.Lett.*, 71, p. 533 (1993)
- [27] G.Duree, G.Salamo, M. Segev, A.Yariv, B.Crosignani, P.Di Porto, E.Sharp, *Optics Letters*, 19, p. 1195 (1994)
- [28] M.D.Iturbe Castillo, P.A.Marquez Aguilar, J.J.Sanchez Mandragon, S.Stepanov, V.Vysloukh, *Appl.Phys.Lett.*, 64, p. 408 (1994)
- [29] M.F.Shih, M.Segev, G.C.Valley, G.Salamo, B.Crosignani, P.Di Porto, *Elec.Lett.*, 31, p. 826 (1995)
- [30] M.T.Taya, M.C.Bashaw, M.Segev, G.C.Valley, *Phys.Rev.A*, 52, p. 3095 (1995)
- [31] A.A.Zozulya, D.Z.Anderson, *Opt. Lett.*, 20, p. 837 (1995)
- [32] N.Fressengeas, J.Mauroy, G.Kugel, *Phys. Rev. E*, 54, p. 6866 (1996)
- [33] K.Kos, G.Salamo, M.Segev, *Opt. Lett.*, 23, p.1001 (1998)
- [34] P. Aguilar, J.S. Mondragon, S.Stepanov, V. Vysloukh, *Phys.Rev.A*, 54, p.2563 (1996)
- [35] D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Mauroy, G.Kugel, *Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials*, 9, 441 (2000)
- [36] N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Mauroy, G.Kugel, *Journ. Appl. Phys.*, 85, 2062 (1999)
- [37] N. V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G.Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, *Ferroelectrics*, 22, 949 (1979)
- [38] J.Mauroy, N.Fressengeas, D.Wolfersberger, G.Kugel, *Phys.Rev.E*, 59, 6116 (1999)
- [39] G.P. Agrawal, *Non Linear Fiber Optics*, Academic Press Ltd., London (1989)
- [40] D.Wolfersberger, N.Fressengeas, J.Mauroy, G.Kugel, *Phys.Rev.E*, 62, 8700 (2000)
- [41] D.Wolfersberger, F.Lhommé, N.Fressengeas, G.Kugel, *Optics Communications*, 222, 383-391 (2003)
- [42] N.Fressengeas, D.Wolfersberger, J.Mauroy, G.Kugel, *Optics Communications*, 145, 393 (1998)
- [43] C.Hesse, C.Dan, D.Wolfersberger, N.Fressengeas, G.Kugel, *Trends in Optics and Photonics Series*, 87, 413 (2003)
- [44] M. Wesner, C. Herden, D. Kip, E. Krätzig, and P. Moretti, *Optics Communications*, 188, 69-76 (2001)
- [45] M. Morin, G. Duree, G. Salamo, and M. Segev, *Optics Letters*, 20, 2066 (1995)
- [46] M. Chauvet, S. A. Hawkins, G. J. Salamo, M. Segev, D. F. Bliss, G. Bryant, *Optics Letters*, 21, 1333 (1996).
- [47] M. Chauvet, S. A. Hawkins, G. J. Salamo, D. F. Bliss, G. Bryant, *Applied Physics Letters*, 70, 2499 (1997)

- [48] J. Petter, C. Denz, *Optics Communications*, 188, pp. 55-61 (2001)
- [49] C. Rotschild, O. Cohen, O. Manela, T. Carmon, M. Segev, *J. Opt. Soc. Am. B*, 21, n° 7, p. 1354 (2004)
- [50] Z. Chen, M. Mitchell, M. Segev, *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 10, p. 716 (1999)
- [51] M. Taya, M. Bashaw, M. Fejer, M. Segev, G. Valley, *Optics Letters*, vol. 21, n° 13, p.943 (1996)
- [52] H. Meng, G. Salamo, F. Shih, M. Segev, *Optics Letters*, 22, n° 7 p. 448 (1997)
- [53] O. Cohen, R. Uzdin, T. Carmon, J. Fleischer, M. Segev, S. Odoulov, *Applied Physics Letters*, vol. 89, p. 3901 (2002)
- [54] D. Christodoulides, S. Singh, M. Carvalho, M. Segev, *Applied Physics Letters*, 68, p.1763 (1996)
- [55] Z. Chen, M. Segev, T. Coskun, D. Christodoulides, *Optics Letters*, 21, n° 21, p. 1436 (1996)
- [56] C. Hou, Z. Zhou, X. Sun, *Opt. Mater*, 27, p. 63 (2004)
- [57] P. Delaye, P. Halter, G. Roosen, *Applied Physics Letters*, 57, pp. 360-362 (1990)
- [58] P. Delaye - Doctorat de l'Université Paris Sud (1993).
- [59] N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, G. Kugel, N. Fressengeas, M. Chauvet, *Optics Communications*, 261, 169-174 (2006)
- [60] D. Cristodoulides, M. Carvalho, *JOSAB*, 12, 1628 (1995).
- [61] S.A. Hawkins - Photorefractive optical wires in the semiconductor Indium Phosphide. - Thèse de l'University d'Arkansas (1999).
- [62] R. Uzdin, M. Segev, G. Salamo, *Optics Letters*, 26, n° 20, pp. 1547-1549 (2001)
- [63] M. Afromowitc, *Solid State Commun*, vol. 15, pp. 59-63 (1974)
- [64] N. Suzuki, K.Tada, *Appl. Phys.*, vol. 23, p. 291 (1984)
- [65] C. Ozkul, S. Jamet, V. Dupray, *Journ. Soc. Am. B*, vol. 14, n° 11, pp. 2895-2903 (1997)
- [66] G. Picoli, P. Gravey, C. Ozkul, *Optics Letters*, vol. 14, n° 24, 12, p.1362 (1989)
- [67] D. Wolfersberger, N. Khelifaoui, G. Kugel, N. Fressengeas, M. Chauvet, *Proceedings of SPIE*, vol. 6187, 61870Q (2006)
- [68] M. Belic, Ph. Jander, K. Motzek, A. Desyatnikov, D. Jovic, A. Strinic, M. Petrovic, C. Denz, F. Kaiser, *J. Opt. B*, vol. 6, S190-S196 (2004)
- [69] M. Petrovic, D. Jovic, M. Belic, J. Schröder, Ph. Jander, C. Denz, *Phys. Rev. Lett.*, 95, 053901 (2005)
- [70] D. Jovic, M. Petrovic, M. Belic, J. Schröder, Ph. Jander, C. Denz, *Opt. Express*, vol.13, 26, 10717-10728 (2005)
- [71] Ph. Jander, J.Schröder, C. Denz, M. Petrovic, M. Belic, *Opt. Lett.*, vol. 30, 7,750-752 (2005)
- [72] A.M. Turing, "The Chemical Basis of Morphogenesis," *Phil. Trans. RS B (London)* 237, 37 (1952)
- [73] F.T. Arecchi, S. Boccaletti and P.L. Ramazza, *Phys. Rep.*, 318, 1 (1999)
- [74] T. Honda, *Optics Letters*, 18, 598-600 (1993)

- [75] M. Saffman, D. Montgomery, and D. Z. Anderson, *Optics Letters*, 19, 518 (1994)
- [76] S. Barland et al., *Nature*, 419, 699-702 (2002).
- [77] O. Kamps, Ph. Jander, and C.Denz, *Phys. Rev. E*, 72, 016215 (2005).
- [78] D. Gomila, G.L. Oppo, *Phys. Rev. E*, 72, 016614 (2005).
- [79] L.A. Lugiato and R. Lefever, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2209 (1987)

Table des figures

2.1	Mécanismes de l'effet photoréfractif	38
2.2	Autofocalisation et limitation optique : principe	40
2.3	(a) Routage tout optique par interactions de solitons : coupleur X, (b)-(c) Faisceaux contra-propageants captés	42
3.1	Banc expérimental	46
3.2	Evolution temporelle du diamètre du faisceau dans la direction parallèle au champ appliqué (trait épais) et tension appliquée (trait fin) pour $r = 3$, pour un champ extérieur appliqué $E_{ext} = 1.5 \text{ kV/cm}$ et $E_{ext} = 7.5 \text{ kV/cm}$.	47
3.3	Mesure type de la dépendance temporelle du coefficient de diffraction pen- dant la durée d'une impulsion laser dans un cristal de BTO sous champ appliqué : col d'entrée $w_e = 20 \text{ }\mu\text{m}$; densité d'énergie $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$; $E_{ext} = 6.25 \text{ kV/cm}$	48
3.4	Coefficient de diffraction en fonction du champ extérieur appliqué dans un cristal BTO sous champ appliqué pour $w_e = 20 \text{ }\mu\text{m}$ et différentes densités de puissances d_e de 1 à 5 mJ/cm^2	49
3.5	Variation relative du coefficient de diffraction α par rapport au coefficient de diffraction au repos α_r en fonction du champ extérieur appliqué E_{ext} à $t_N = \tau_p$ (a) pour $d_e = 5 \text{ mJ/cm}^2$, $w_e = 10, 20$ et $30 \text{ }\mu\text{m}$ (b) pour une énergie totale $E = 15 \text{ nJ}$ et $w_e = 10, 20 \text{ }\mu\text{m}$	49
3.6	Simulations numériques de la formation du soliton spatial stationnaire pour $r = 10$, $N = 1$ et $D = 0$ à différents instants : (a) $t = 0$; (b) $t = T_e/5$; $t = T_e$. 51	51
3.7	Calcul numérique de la propagation d'une impulsion laser de 10 ns dans un cristal BTO de longueur 6 mm à différents instants (a) $t = 0$ (b) $t = 3 \text{ ns}$ (c) $t = 7 \text{ ns}$ (d) $t = 9 \text{ ns}$	53
3.8	Profil spatial de sortie de l'impulsion avec et sans champ électrique appliqué, correspondant aux figures 3.7(a) et 3.7(c)	53
3.9	Dépendance temporelle type du coefficient de diffraction $\alpha(t)$ calculé théoriquement : ce comportement est similaire en régime continu et impulsionnel.	54
3.10	Temps de réponse du phénomène d'autofocalisation en fonction de l'inten- sité du faisceau laser r.	55
3.11	Banc OTAN à $f/5$	56
3.12	Deux exemples de courbes typiques mesurées grâce au banc à $f/5$ à différentes échelles temporelles. La courbe en pointillé représente le champ appliqué.	57
3.13	Facteur de protection maximal en fonction du champ électrique appliqué pour différentes puissances incidentes.	58
4.1	Comparaison des différents matériaux photoréfractifs : propriétés à 300 K	86

4.2	Evolution des parties réelles et imaginaires du champ de charge d'espace E_{sc} en fonction de l'intensité incidente en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2 \text{ mW/cm}^2$ (a) partie imaginaire (b) partie réelle	87
4.3	Constante de temps caractéristique d'établissement du gain photoréfractif en fonction de la température à différentes intensités (a) calculée théoriquement (b) mesurée expérimentalement	88
4.4	Partie réelle du champ de charges d'espace pour des intensités très supérieurs à l'intensité de résonance ($I_{res} = 200 \text{ mW/cm}^2$) à des instants allant de 1 à 10 ms (de haut en bas).	88
4.5	Banc expérimental	90
4.6	Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25 \text{ }\mu\text{m}$ à $\lambda = 1.56 \text{ }\mu\text{m}$: (a) sans champ extérieur appliqué, (b) pour un champ extérieur de $+10\text{kV/cm}$, (c) pour un champ extérieur de -10kV/cm , $I = 2.5 \text{ W/cm}^2$	91
4.7	Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25 \text{ }\mu\text{m}$ à $\lambda = 1.56 \text{ }\mu\text{m}$: (a) sans champ extérieur appliqué, (b) pour un champ extérieur de $+10\text{kV/cm}$, (c) pour un champ extérieur de -10kV/cm , $I = 8.7 \text{ W/cm}^2$	91
4.8	Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25 \text{ }\mu\text{m}$ à $\lambda = 1.56 \text{ }\mu\text{m}$: (a) sans champ extérieur appliqué, (b) pour un champ extérieur de $+10\text{kV/cm}$, (c) pour un champ extérieur de -10kV/cm , $I = 92 \text{ W/cm}^2$	92
4.9	Evolution du taux d'autofocalisation en fonction de l'intensité à l'état stationnaire pour un col de $25 \text{ }\mu\text{m}$ à $\lambda = 1.56 \text{ }\mu\text{m}$ à une température de 293 K . 92	
4.10	Demi-largeur à mi-hauteur du soliton stationnaire (trait en pointillé) et du transitoire (trait plein) [32] en fonction du rapport r de l'intensité du faisceau sur l'intensité d'obscurité.	93
4.11	Mesure de l'auto-déviaton du faisceau pour $w = 25 \text{ }\mu\text{m}$, $\lambda = 1.56 \text{ }\mu\text{m}$ à (a) $I = 25 \text{ W/cm}^2$ (b) $I = 60 \text{ W/cm}^2$. Le trait en pointillé indique la position de l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué.	94
4.12	Auto-déviaton du faisceau en fonction de l'intensité pour $w = 25 \text{ }\mu\text{m}$ et $\lambda = 1.56 \text{ }\mu\text{m}$. Le trait en pointillé indique le niveau de l'intensité du faisceau où la déviaton est maximale.	94
4.13	Evolution du taux d'autofocalisation et de la déviaton du faisceau en fonction de l'intensité du faisceau et de l'intensité d'éclairage de fond pour une température de 283 K . Longueur d'onde du faisceau $\lambda = 1.56 \text{ }\mu\text{m}$, longueur d'onde d'éclairage de fond $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$	96
4.14	Evolution du taux d'autofocalisation et de la déviaton du faisceau en fonction de l'intensité du faisceau et de l'intensité d'éclairage de fond pour une température de 293 K . Longueur d'onde du faisceau $\lambda = 1.56 \text{ }\mu\text{m}$, longueur d'onde d'éclairage de fond $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$	97
4.15	Evolution temporelle du profil du faisceau pour un champ positif à $\lambda = 1.55 \text{ }\mu\text{m}$ pour $w = 25 \text{ }\mu\text{m}$ et $I = 60 \text{ W/cm}^2$ (a) sans champ appliqué (b) pour un champ positif après 1 ms (c) pour un champ positif après 2 ms	98

4.16	L'asymétrie du faisceau est mesurée avec un capteur de position constitué de 4 photodiodes indépendantes (figures (a) - (b)). L'évolution temporelle de l'intensité reçue par chaque photodétecteur est mesurée à l'aide d'un oscilloscope (figures (c) - (d)). La couleur de chaque cadran correspond à la courbe d'intensité de couleur similaire. Quand aucun champ électrique n'est appliqué, le faisceau est centré sur le détecteur (figure (a)) et chaque cadran mesure quasiment le même niveau d'intensité (figure (c)); quand un champ électrique est appliqué, le faisceau infrarouge s'auto-focalise et est défléchi, changeant ainsi la symétrie du faisceau sur le capteur (figure (b)) et modifiant l'intensité reçue par chaque photodiode (figure (d)). Conditions expérimentales : col $w = 25 \mu m$, $\lambda = 1.06 \mu m$, intensité $I = 10 W/cm^2$	99
4.17	Asymétrie du faisceau en échelle linéaire (a) et semi-logarithmique (b) calculée à partir des courbes données dans la figure 4.16(b).	100
4.18	Evolution temporelle de l'asymétrie du faisceau à différentes intensités et pour différentes conditions de mesure : sans champ appliqué (1 : courbe verte), avec champ et éclairage de fond (2 : courbe rouge), avec champ mais sans éclairage de fond (3 : courbe bleue). Longueur d'onde du faisceau $1.56 \mu m$, longueur d'onde éclairage de fond $1.06 \mu m$, intensité éclairage de fond $0.4 W/cm^2$, température $283 K$, champ appliqué $10 kV/cm$	100
4.19	Construction du champ de charges d'espace en fonction du temps t et de la dimension transversale x , pour une durée maximale de $1 \mu s$, un col de $25 \mu m$, une intensité de $1 W/cm^2$, $\lambda = 1.56 \mu m$ à différents instants $t = 0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6, 0.75, 0.9$ et $1 \mu s$	104
4.20	Construction du champ de charges d'espace en fonction du temps t et de la dimension transversale x , pour une durée maximale de $10 \mu s$, un col de $25 \mu m$, une intensité de $10 W/cm^2$, $\lambda = 1.56 \mu m$ à différents instants $t = 0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6, 0.75, 0.9$ et $1 \mu s$	104
4.21	Profils transverses du faisceau laser IR en sortie du cristal à $t = 0$ (diffraction naturelle) et $t = 10 \mu s$ pour $E = 10 kV/cm$	105
5.1	Observation en champ lointain d'une structure spatiale de type hexagone (gauche) basculant vers une structure spatiale diagonale suite à l'injection d'un réseau périodique optique dans le cristal	125

Liste des tableaux