

Auto-focalisation infrarouge dans le phosphure d'Indium dopé fer

Naïma Khelfaoui

▶ **To cite this version:**

Naïma Khelfaoui. Auto-focalisation infrarouge dans le phosphure d'Indium dopé fer. Autre [cond-mat.other]. Université Paul Verlaine - Metz, 2006. Français. NNT : 2006METZ003S . tel-01752472

HAL Id: tel-01752472
https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01752472

Submitted on 29 Mar 2018

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

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

AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

Laboratoire
Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
Unité de recherche commune à l'Université de Metz, à Supélec et au CNRS

THESE

Auto-focalisation infrarouge dans le Phosphure d'Indium dopé fer

présentée dans le cadre de l'école doctorale EMMA pour l'obtention
du grade de Docteur de l'Université Paul Verlaine - Metz
en Physique

Naïma Khelfaoui

présentée et soutenue publiquement le 21 juin 2006
devant le jury composé de

Cornelia Denz — Professeur à l'Université de Münster, Allemagne . . . . . Rapporteur
Gilles Pauliat — Directeur de recherche CNRS (LCFIO), Paris . . . . . Rapporteur
Cafer Ozkul — Professeur à l'Université de Rouen . . . . . Examinateur
Mathieu Chauvet — Maître de conférence habilité à l'Université de Besançon . . . . . Examinateur
Delphine Wolfersberger — Enseignant chercheur à Supelec . . . . . Co-directeur
Nicolas Fressengeas — Professeur à l'Université de Metz . . . . . Directeur
Godefroy Kugel — Professeur ENSAM, Directeur de l'établissement de Metz . . . . . Invité
Hervé Leblond — Professeur à l'Université d'Angers . . . . . Invité

Remerciements

Ce travail a été mené au sein du Laboratoire Matériaux Optique Photonique et Systèmes, unité de recherche commune à l'Université de Metz et l'école supérieure d'électricité (Supélec).

Je remercie vivement :

- Pr. Nicolas Fressengeas pour avoir dirigé ma thèse, pour sa rigueur scientifique et rédactionnelle et sa disponibilité permanente.

- Dr. Delphine Wolfersberger, d'avoir contribué à l'encadrement de ma thèse.

- Pr. Godfroy Kugel, directeur de l'école nationale d'art et métiers (ENSAM), pour ces conseils précieux.

- Pr. Germano Montemettzani pour les discussions scientifiques et fructueuses.

- Les professeurs Mathieu Chauvet et Hervé Lebond pour leur aide et leur sens d'analyse.

- Les membres du jury pour avoir accepté d'examiner ce mémoire.

- Toute l´équipe du Laboratoire MOPS et le personnel de Supélec et la région lorraine qui a co-financé ma thèse à coté de Supélec.

- Mes parents qui ont veillé et qui veille toujours à mon épanouissement et à ma réussite dans mes projets professionnels.

- Mes proches et amis (es) qui ont cru en moi et qui ne cessent de m'encourager.

Table des matières

1 Effet photoréfractif **11**

1.1 Effet photoréfractif: principe et applications 12

1.1.1 Définitions 12

1.1.2 Principe de l'effet photoréfractif 12

1.1.3 Modèle de transport par bande 16

1.1.4 Propriétés et applications de l'effet photoréfractif 17

1.2 Introduction aux solitons 20

1.2.1 Les solitons optiques 20

1.2.2 Les différents types de solitons optiques en fonction de leur origine physique 22

1.2.3 Les solitons complexes 26

1.3 Les solitons spatiaux photoréfractifs 27

1.3.1 Différents solitons spatiaux photoréfractifs 28

1.3.2 Applications des solitons spatiaux photoréfractifs 29

1.4 Position du problème et cadre de notre travail 32

1.4.1 Objectifs 32

1.4.2 Choix du matériau 33

2 Le Phosphure d'Indium dopé fer **35**

2.1 Description du Phosphure d'Indium (InP) 36

2.1.1 Fabrication du Phosphure d'Indium 36

2.1.2 Propriétés cristallographiques 37

2.2 Propriétés photoréfractives d'InP:Fe 37

2.2.1 La conductivité 37

2.2.2 Propriétés électro-optiques et polarisation du Phosphure d'Indium . 39

2.3 Principe de la photoréfractivité dans InP:Fe 41
2.3.1 Répartition des niveaux d'énergie dans la bande interdite 42
2.3.2 Modélisation à deux types de porteurs 43
2.4 Analyses préliminaires de nos échantillons 45
2.4.1 Description des différents échantillons utilisés 46
2.4.2 Mesures d'absorption 46
2.4.3 Détermination de la densité du fer par la technique *SIMS* 48
2.5 Conclusion 49

3 Le mélange à deux ondes 53
3.1 Principe du mélange à deux ondes 54
3.1.1 Couplage d'ondes 54
3.1.2 Équations gouvernant le phénomène du mélange à deux ondes . . . 55
3.2 Théorie du mélange à deux ondes 57
3.2.1 Régime stationnaire 58
3.2.2 Régime transitoire 65
3.2.3 Constante de temps d'établissement du gain photoréfractif 72
3.3 Expérience de mélange à deux ondes 78
3.3.1 Principe de fonctionnement 78
3.3.2 Description détaillée du banc expérimental 79
3.3.3 Résultats du mélange à deux ondes à 1.06µm 80
3.3.4 Mélange à deux ondes à 1.56µm 85
3.3.5 Extrapolation de l'intensité de résonance 86
3.4 Conclusion 87

4 L'auto-focalisation dans l'InP:Fe 89
4.1 État de l'art des solitons photoréfractifs dans l'InP:Fe 90
4.1.1 Résultats théoriques existants 90
4.1.2 Résultats expérimentaux existants 92
4.1.3 Conclusion 93
4.2 Banc expérimental 94
4.2.1 Principe du fonctionnement 94
4.2.2 Description du banc 95
4.2.3 Les sources laser 98
4.2.4 Le zoom 98

4.2.5 La photodiode 98
4.2.6 Observation directe avec une caméra 99
4.3 Résultats expérimentaux 100
4.3.1 Mesures à la longueur d'onde 1.56 µm 101
4.3.2 Mesures résolues dans le temps 111
4.3.3 Résultats expérimentaux à 1.06 µm 114
4.3.4 Conclusion 120
4.4 Etude théorique 120
4.4.1 Position du problème 120
4.4.2 Différentes méthodes de résolution 123
4.4.3 Conclusion 139

5 Discussion des résultats 143
5.1 Analyse des régimes stationnaires 144
5.1.1 Auto-focalisation en fonction de l'intensité à 1.56µm 144
5.1.2 Auto-focalisation à 1.06µm 145
5.1.3 Déviation et auto-focalisation 146
5.1.4 Conclusion expérimentale 148
5.2 Lien entre la théorie TWM et la théorie soliton 148
5.2.1 Théorie des solitons dans les isolants 148
5.2.2 Théorie dans les semi-conducteurs 149
5.3 Les semi-conducteurs et les isolants 150
5.3.1 Déduction d'I_{dark} à partir des courbes expérimentales 150
5.3.2 Détermination expérimentale de l'intensité d'obscurité 151
5.3.3 Estimation du temps de formation d'un soliton spatial 153
5.4 Analyse critique de nos conclusions 154
5.4.1 Résultats expérimentaux et intensité de résonance 154
5.4.2 Simulation de la propagation d'un faisceau 157
5.5 Perspectives 162
5.5.1 Une nouvelle théorie 162
5.5.2 Des mesures résolues dans le temps 162
5.5.3 De nouvelles simulations théoriques 162

A Calcul du zoom 167

B Densités des charges **169**
B.1 En régime stationnaire 169
B.2 En régime transitoire 170

C Seuil de la caméra **173**

D Estimation du temps de relaxation du matériau **175**
D.1 Temps de recombinaison 175
D.2 Temps de relaxation diélectrique 176
D.3 Temps de réponse du matériau InP:Fe 176

E BPM **179**

Introduction générale

Les réseaux de télécommunications à la base d'Internet entré dans presque tous les foyers à l'heure actuelle sont fondés sur la transmission d'informations par voie optique : des impulsions lumineuses rapides (jusqu'à plusieurs dizaines de GHz) issues d'une diode laser, sont envoyées dans une fibre optique et réceptionnées, parfois à plusieurs milliers de kilomètres de distance par une photodiode.

Ces composants émetteurs et récepteurs sont des composants opto-électroniques ayant pour rôle de transformer le signal électrique en signal optique, dans les deux sens. Cette opération est cruciale car les opérateurs de routage (c'est—à—dire d'aiguillage) de l'information ne peuvent se faire, avec la technologie actuelle, que par voie électronique.

Or, la raison de l'utilisation de l'optique dans ces réseaux est la possibilité qu'elle offre d'augmenter significativement le débit d'informations dans les canaux de transmission que sont les fibres. On conçoit donc aisément que la partie électronique de la chaîne de communication constitue le goulot d'étranglement qui va limiter les débits utilisables.

Pour cette raison, de nombreuses recherches sont maintenant entreprises pour lever ce verrou en rendant possible les opérations de routage tout optique de l'information. L'une des solutions proposées aujourd'hui dans l'industrie est l'emploi de MOEMS (Micro Opto Electro Mechanical Systems), des systèmes mécaniques miniaturisés où un jeu de miroirs commandés par voie électronique oriente le faisceau vers la voie désirée.

Toutefois, la réalisation de tels micro-systèmes mécaniques est coûteux et leur fiabilité à long terme reste à démontrer. C'est pourquoi nous avons envisagé, au cours de ce travail de thèse, de proposer une nouvelle méthode de routage, sans pièce mobile, où un faisceau optique porteur d'information pourrait être re-routé par un faisceau de contrôle.

Ce procédé utiliserait un effet maintenant bien connu : l'effet d'auto-focalisation d'un faisceau laser dans un milieu non linéaire et la propagation de type soliton spatial qui peut en résulter. Ce dernier mode de propagation est caractérisé par le fait qu'un faisceau se

propage sans subir de déformations, ni d'amplitude, ni de phase. Il est dénommé ainsi car ses propriétés sont proches de celles d'une particule en mécanique quantique.

Un *soliton spatial* apparaît lorsqu'un effet non linéaire compense exactement la diffraction linéaire d'un faisceau d'extension transversale limitée. Cet effet est connu depuis les années 1980, dans divers matériaux, et, depuis les années 1990, dans des matériaux dits *photoréfractifs* dont l'indice de réfraction varie suite à l'excitation des charges par un faisceau via l'effet photo-électrique.

Ce dernier effet est particulièrement intéressant du fait du peu de puissance optique qu'il requiert : il pourrait ainsi être compatible avec les réseaux de télécommunications optiques. Malheureusement, jusqu'à ce jour, les solitons spatiaux photoréfractifs n'ont été démontrés qu'à des longueurs d'onde incompatibles avec les réseaux optiques. Ils présentent en outre un temps de formation beaucoup trop lent pour être utilisables dans les télécommunications.

C'est pourquoi nous proposons l'étude de l'auto-focalisation photoréfractive dans un nouveau matériau : le Phosphure d'Indium dopé fer (InP:Fe), qui est susceptible de permettre la formation de solitons spatiaux à des longueurs d'onde infrarouge avec des temps de formation compatibles avec les télécommunications optiques.

Ainsi, après une introduction consacrée à l'effet photoréfractif et aux solitons spatiaux, nous présenterons brièvement le matériau choisi pour cette étude : le Phosphure d'Indium dopé fer et les raisons de notre intérêt à son égard. Un chapitre sera ensuite consacré à la caractérisation des échantillons dont nous disposons. Enfin, nous passerons en revue nos résultats expérimentaux en termes d'auto-focalisation et tenterons de dégager un modèle théorique permettant l'interprétation de ces observations et la conception de futurs systèmes de routage tout optique.

1

Effet photoréfractif et auto-focalisation photoréfractive

Dans ce chapitre, nous nous attacherons à présenter, dans un premier temps l'effet photoréfractif et certaines applications qui en découlent. Dans un second temps, les différents types de solitons optiques, avec une étude plus approfondie de leurs mécanismes de formation. Leur intérêt et applications potentielles seront exposés. Enfin, nous expliquerons le cadre de notre travail et les objectifs visés.

1.1 Effet photoréfractif : principe et applications

1.1.1 Définitions

L'effet photoréfractif, initialement appelé *dommage optique*, a été découvert en 1966 par Ashkin *et al* [1] dans les laboratoires Bell, comme un effet parasite affectant les expériences de doublage de fréquences dans les cristaux de niobate de lithium ($LiNbO_3$) et de titanate de lithium ($LiTaO_3$). Les premières tentatives d'exploitation de cet effet ont été orientées vers le stockage optique d'informations. Depuis, les études menées sur les matériaux photoréfractifs se sont multipliées et concernent de nombreux domaines tels que l'amplification d'images, le calcul parallèle, les mémoires associatives et la conjugaison de phase [2–4].

L'effet photoréfractif a été étudié dans de nombreux cristaux électro-optiques tels que les perovskites ($BaTiO_3$, $KNbO_3$), les ilménites ($LiNbO_3$), les tungstènes bronzes ($Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$), les sillénites ($Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GiO_{20}$, $Bi_{12}TiO_{20}$), les semi-conducteurs (GaAs, InP, CdTe) et dans certains matériaux organiques. Ces matériaux photoréfractifs présentent un fort intérêt du fait de leur transparence et de leur sensibilité élevée.

1.1.2 Principe de l'effet photoréfractif

L'effet photoréfractif permet d'induire optiquement des variations locales d'indice de réfraction à partir de faibles intensités lumineuses. Il repose essentiellement sur deux mécanismes complémentaires : l'effet photo-électrique et l'effet électro-optique.

1.1.2.1 L'effet photo-électrique

L'effet photo-électrique correspond à la création de porteurs libres (électrons et/ou trous) à partir d'un niveau d'énergie profond par absorption de photons. Ces porteurs se déplacent dans les bandes de conduction et/ou de valence par différents mécanismes de transport décrits plus loin. Ces charges sont ensuite repiégées sur des centres profonds. Ces opérations se répètent jusqu'à l'obtention d'un équilibre électrique, essentiellement régi par les phénomènes de transport dans le matériau. Dans le cas où l'éclairement est inhomogène (cas de franges d'interférences par exemple), seules les franges éclairées vont ioniser les donneurs. Les franges sombres, quant à elles, vont permettre aux porteurs libres de se repiéger sur les centres profonds (voir figure 1.1 page 15). Nous obtenons ainsi, une redistribution spatiale de la densité de charges, initialement homogène dans le matériau. De cette inhomogénéité de la concentration de charges résulte un champ électrique local

appelé *champ de charge d'espace*.

1.1.2.2 L'effet électro-optique

L'effet électro-optique linéaire ou effet Pockels, est la modification locale de l'indice de réfraction lors de la présence d'un champ électrique dans un matériau.
Un matériau initialement isotrope peut donc devenir anisotrope sous l'action d'un champ électrique par effet électro-optique. Dans ce cas le champ électrique et le déplacement électrique ne sont pas parallèles.

Nous décrivons plus communément en optique les propriétés du matériau par un tenseur, nommé tenseur d'imperméabilité, défini comme suit : $\eta_{ij} = \varepsilon_0/\varepsilon_{ij}$ où ε_0 est la permittivité du vide, ε_{ij} le tenseur de permittivité diélectrique du matériau[1]. Il est possible de relier l'effet électro-optique au tenseur d'imperméabilité en effectuant un développement selon les puissances de la perturbation du champ électrique.

Nous obtenons l'expression usuelle suivante, reliant la variation de susceptibilité $\Delta\eta_{ij}$, lorsqu'un champ statique est appliqué :

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(\overrightarrow{E}) - \eta_{ij}(\overrightarrow{0}) = \sum_{k} r_{ijk}E_k + \sum_{k,l} s_{ijkl}E_kE_l + \dots \tag{1.1}$$

Sachant que $E_{k,l}$ représente les composantes du champ électrique appliqué. Le tenseur r_{ijk} (de rang 3) est relié à l'effet électro-optique linéaire, étudié à l'origine par F.Pockels en 1893. Les coefficients de ce tenseur sont appelés coefficients électro-optiques linéaires. Par contre le tenseur s_{ijkl} (de rang 4) est relié à l'effet électro-optique quadratique mis en evidence en 1875 par J.Kerr. Dans de nombreux matériaux, en particulier dans ceux de la classe $\bar{4}3m$, l'effet Kerr peut être négligé devant l'effet Pockels.

Le tenseur η_{ij} est linéaire et symétrique, il en résulte que les indices des tenseurs peuvent être permutés et contractés selon la convention suivante :

$$\begin{aligned} (11) &= 1 & (23) &= (32) = 4 \\ (22) &= 2 & (13) &= (31) = 5 \\ (22) &= 2 & (12) &= (21) = 6 \end{aligned}$$

De ce fait :

$$\begin{aligned} r_{11k} &= r_{1k} & r_{23k} &= r_{32k} = r_{4k} \\ r_{22k} &= r_{2k} & r_{13k} &= r_{31k} = r_{5k} \\ r_{33k} &= r_{3k} & r_{12k} &= r_{21k} = r_{6k} \end{aligned}$$

[1] $\{i, j\} \in \{1, 2, 3\}^2$ les trois coordonnées du repère

Initialement le tenseur possède 27 coefficients indépendants, mais à l'aide de la notation contractée, il n'en reste que 18, ce nombre pouvant être réduit selon les propriétés du matériau considéré. Le groupe de symétrie auquel il appartient permet de déterminer les coefficients nuls. Rappelons que l'imperméabilité est reliée à l'indice de réfraction par :

$$\eta_{ij} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{ij}} = (\frac{1}{n^2})_{ij} \tag{1.2}$$

$$\text{alors} \quad \Delta\eta_{ij} = \Delta(\frac{1}{n^2})_{ij} = 2(\frac{-\Delta n}{n^3})_{ij} \tag{1.3}$$

Cette relation permet d'obtenir l'ellipsoïde des indices qui est la forme quadratique représentative du tenseur d'imperméabilité électrique, elle permet de retrouver graphiquement les modes propres de propagation pour une direction de propagation donnée :

$$\sum_{i,j} \eta_{ij}(0) u_i u_j = \sum_{i,j} (\frac{1}{n^2(0)})_{ij} u_i u_j = 1 \quad \text{sans champ statique} \tag{1.4}$$

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \tag{1.5}$$

avec ($u_1 = x$, $u_2 = y$, $u_3 = z$) et (n_x, n_y, n_z) sont les indices principaux du milieu.

Lorsqu'on applique le champ électrique statique E, l'ellipsoïde des indices sera modifiée :

$$\sum_{i,j} \eta_{ij}(E) u_i u_j = \sum_{i,j} (\frac{1}{n^2(E)})_{ij} u_i u_j = 1 \quad \text{avec champ statique} \tag{1.6}$$

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} + \sum_{i,j} r_{ijk} E_k u_i u_j = 1 \tag{1.7}$$

Nous avons présenté la démarche de calcul de l'ellipsoïde d'indice permettant de calculer la variation d'indice dans un matériau, soumis à un champ statique. Nous appliquerons ces formules sur un matériau qui fait l'objet de notre travail dans le chapitre qui va suivre.

1.1.2.3 Les différents mécanismes de transport

La migration des porteurs au sein de la bande de conduction (et/ou de valence) se fait via trois mécanismes possibles (la diffusion, l'entraînement et l'effet photovoltaïque), mécanismes décrits ci-dessous :

1. Le mécanisme de diffusion :

   La diffusion naturelle des porteurs est la diffusion due au mouvement Brownien,

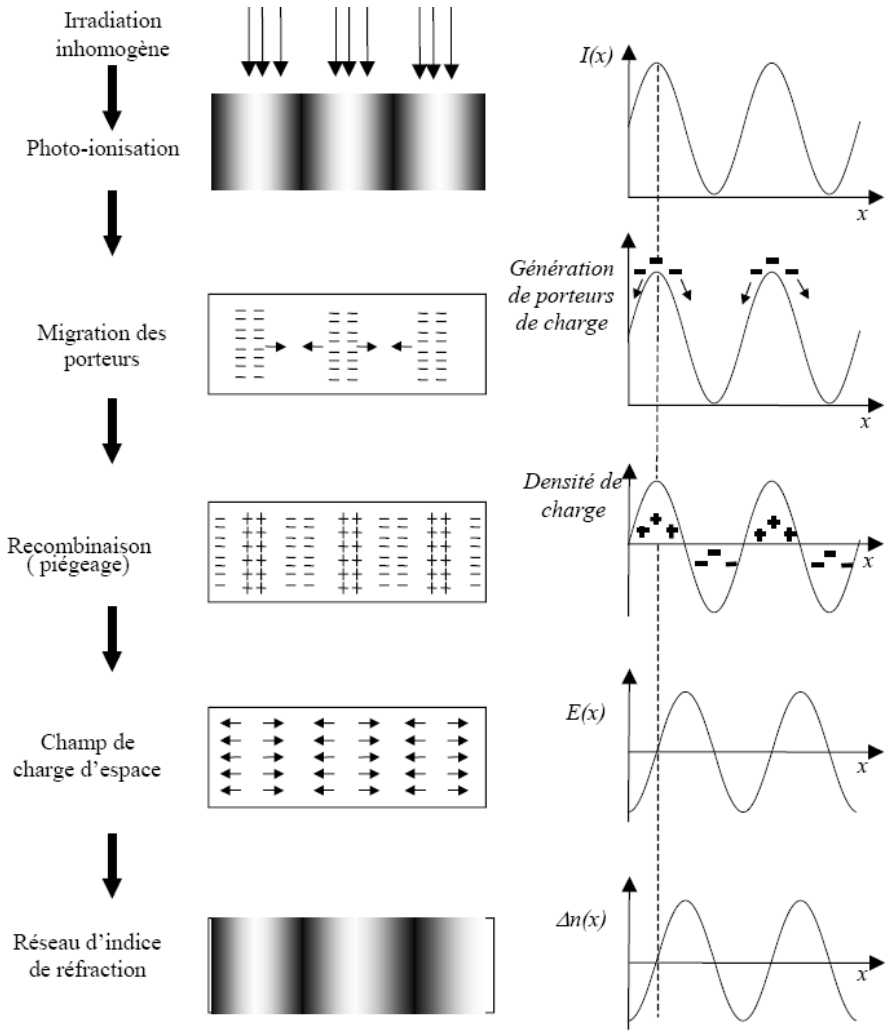


FIG. 1.1 – Schéma de principe de l'effet photoréfractif

caractéristique de toutes les concentrations inhomogènes de particules. Dans ce type de transport, le réseau de charges est en phase avec l'illumination. Le champ de charge d'espace est en conséquence déphasé de $\frac{\Lambda}{4}$ par rapport à l'illumination (Λ est la période spatiale du réseau).

2. Le mécanisme d'entraînement :

   Dans de nombreuses applications, il est nécessaire d'appliquer un champ électrique extérieur pour augmenter la modulation d'indice de réfraction. Dans ce cas, le champ de charge d'espace est en opposition de phase avec l'intensité lumineuse. Lorsque le champ appliqué est important, le mécanisme de diffusion peut être négligé vis-à-vis de l'entraînement lié au champ électrique appliqué.

3. Le mécanisme photovoltaïque :

   L'effet photovoltaïque est un phénomène qui relie la densité de courant créée par la migration des charges à l'intensité d'illumination. Il consiste en l'excitation des porteurs dans une direction privilégiée. Il n'existe que dans certains cristaux car il est lié à leur symétrie cristalline. Il est important dans les matériaux ferroélectriques comme $LiNbO_3$.

Suite à ces phénomènes de transport, l'effet photoréfractif se distingue des autres non-linéarités optiques dans le fait qu'il est non local et non instantané. Il se construit en un temps assez long, de l'ordre de la seconde dans le SBN pour une illumination de $10mW/cm^2$ et de la milliseconde dans l'InP:Fe pour la même illumination [5].

1.1.3 Modèle de transport par bande

1.1.3.1 Modèle à une seule bande

Le modèle de transport par bande proposé par Kukhtarev *et al* [6, 7] est représenté sur la figure (1.2). C'est un modèle à une seule bande où l'on ne prend en compte qu'un seul type de porteurs (électrons ou trous) générés à la fois optiquement et thermiquement. Ces charges sont issues de l'ionisation des centres donneurs N_D, tous identiques, dont le niveau d'énergie se situe au voisinage du milieu de la bande interdite. Ils migrent ensuite dans la bande de conduction via les trois mécanismes décrits précédemment (diffusion, entraînement et effet photovoltaïque). Les porteurs se recombinent dans les centres ionisés N_D^i créant ainsi le champ de charge d'espace.

Dans le cas où les porteurs sont des électrons, des centres accepteurs en densité $N_A << N_D$ sont introduits dans le matériau (quand ils ne sont pas naturellement présents) à un

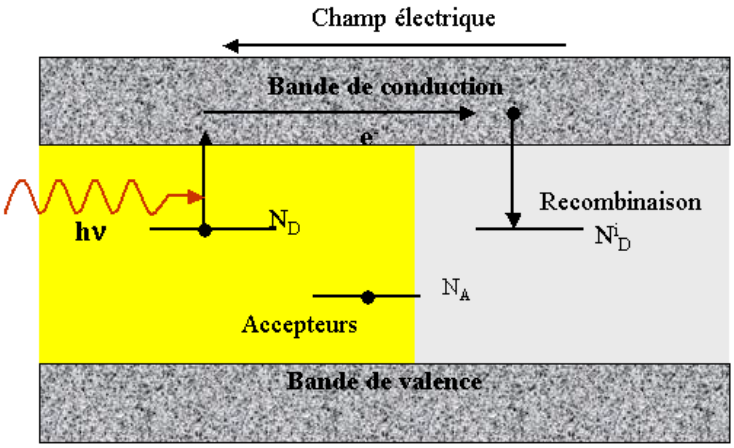


FIG. 1.2 – Modèle simple de l'effet photoréfractif à un seul niveau de donneurs et un seul type de porteurs.

niveau d'énergie très au dessous de celui des donneurs. Leur présence permet d'ioniser N_A donneurs qui participent à l'effet photoréfractif en acceptant des charges libres. Outre cette action, les niveaux accepteurs ne participent pas à l'effet photoréfractif. La figure (1.2) résume ces propos dans le cas où les porteurs sont des électrons.

1.1.3.2 Modèle à deux bandes

Le modèle de Kukhtarev à une seule bande peut être utilisé pour modéliser le phénomène photoréfractif dans différents matériaux, mais ne présente pas une image complète du processus. Dans certains cristaux, le niveau d'impuretés peut interagir avec, à la fois, les bandes de conduction et de valence en faisant intervenir deux types de porteurs (électrons et trous), d'où la nécessité du modèle à deux bandes. Dans certains cas, la présence d'une seconde bande agit par la réduction de l'effet photoréfractif due à la compétition entre les électrons et les trous.

1.1.4 Propriétés et applications de l'effet photoréfractif

Le modèle de transport par bandes de Kukhtarev a permis de décrire un certain nombre de propriétés de l'effet photoréfractif vérifiées expérimentalement, dont quelques unes sont citées ci-dessous :

– L'effet photoréfractif est sensible à l'énergie optique incidente et non à la puissance, ce qui le met en marge des autres effets optiques non-linéaires. Il est donc possible

de travailler avec des lasers continus de faible puissance [8], le temps de réponse est généralement inversement proportionnel à la puissance incidente [9].

– Les matériaux photoréfractifs sont larges bandes en terme de longueur d'onde. En effet, la nécessité d'avoir une photo-excitation à partir d'un niveau interne vers la bande interdite, sans toutefois générer un transfert bande à bande, implique que l'énergie du photon incident se situe entre celle correspondant à la largeur de la bande interdite et celle nécessaire à la photo-excitation du centre concerné.
  Notons qu'un effet photoréfractif dit inter-bandes peut également être utilisé. Il présente l'avantage d'être beaucoup plus rapide mais ne peut être utilisé qu'en surface du matériau, du fait de la forte absorption [10, 11].
– Dans la plupart des matériaux photoréfractifs, un éclairement uniforme redistribue les charges aléatoirement et détruit ainsi le champ de charge d'espace créé. L'énergie thermique a la même conséquence et accélère la disparition de ce champ. Dans certains matériaux, comme $LiNbO_3$, certains phénomènes photoréfractifs peuvent être irréversibles (endommagement du matériau). Cela peut arriver quand les porteurs participant à l'effet photoréfractif ont des mobilités particulièrement faibles (ions, polarons...)[12].
– Lorsqu'un échantillon photoréfractif est plongé dans le noir, il possède un effet mémoire qui dépend du matériau et de sa conductivité dans le noir. Cet effet mémoire peut varier entre moins d'une seconde et plusieurs années, selon le type du matériau [6, 13].

Toutes ces propriétés peuvent être utilisées pour de nombreuses applications telles que : la conjugaison de phase photoréfractive, les mémoires holographiques et la photo-inscription des guides optiques.

La conjugaison de phase a été démontrée en 1983 par Fisher *et al* [14]. Il la définit comme étant une technique qui utilise les effets optiques non linéaires pour renverser exactement à la fois la direction de propagation et le facteur de phase pour chaque onde plane appartenant à un faisceau lumineux quelconque. Ce procédé, Ficher le décrit comme un miroir avec des spécificités de traitement d'images. Un faisceau réfléchi par un miroir à conjugaison de phase suit exactement le même chemin que le faisceau incident en sens inverse ; il cause l'inversion du vecteur d'onde, contrairement au miroir classique qui change le signe de la composante du vecteur d'onde normale à la surface du miroir sans affecter la composante tangentielle.

L'application la plus remarquable du phénomène de conjugaison de phase est la rectification du front d'onde (voir figure 1.3). En effet, si l'onde incidente traverse un milieu

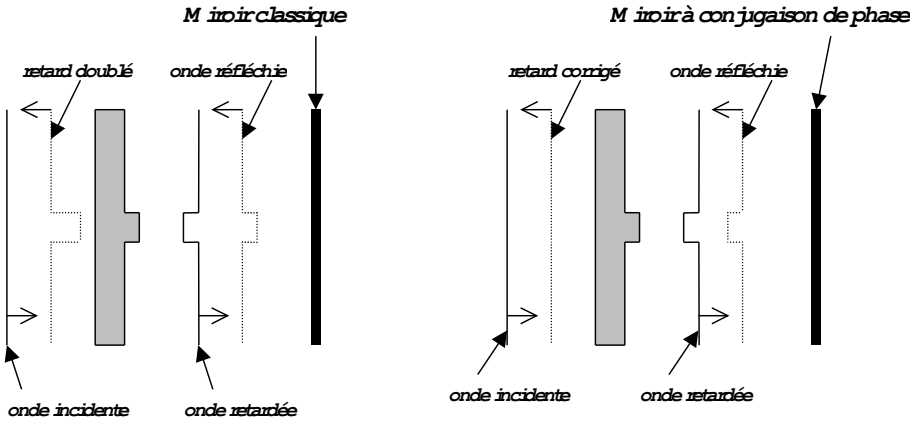


FIG. 1.3 – Rétablissement du front d'onde par conjugaison de phase. Comparaison avec l'action d'un miroir classique. La forme grisée représente le milieu de propagation responsable de l'aberration du faisceau incident.

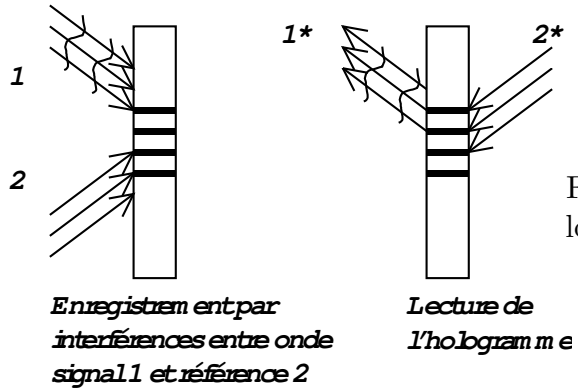


FIG. 1.4 – Inscription et lecture d'un hologramme statique.

déphasant, l'onde conjuguée verra son front d'onde rétabli au deuxième passage dans le milieu aberrant.

Une variante du processus de conjugaison de phase appelée la double conjugaison de phase peut être développée. Deux faisceaux non cohérents entre eux sont incidents sur les faces opposées d'un cristal photoréfractif. Un réseau de diffraction s'auto-inscrit et diffracte chacun des faisceaux en complexe-conjugué de l'autre.

En 1948, Gabor réalise le premier hologramme à partir de deux faisceaux lumineux cohérents, une onde signal 1 et une onde de référence 2 (front d'onde plan), en créant une figure d'interférence (voir figure 1.4).

Les matériaux photoréfractifs présentent une faible conductivité d'obscurité, permettant une mémorisation à long terme (plusieurs années dans le $LiNbO_3$ [15]) des modifications d'indice qui y sont inscrites [16–20].

C'est ainsi que les matériaux peuvent être des mémoires holographiques qui, contrairement aux plaques holographiques ne nécessitent pas de développement. Par extension, les matériaux plus rapides (comme les semi-conducteurs) peuvent être des mémoires dynamiques [21, 22].

Par ailleurs grâce à la variation d'indice de réfraction via l'effet Pockels, un faisceau qui diffracterait dans un matériau linéaire pourrait être focalisé dans un matériau photoréfractif, créant ainsi un guide optique autorisant le guidage d'un autre faisceau lumineux [23, 24]. Les guides d'onde formés via l'effet photoréfractif sont appelés *solitons spatiaux*. Nous allons en étudier le principe et les différents types dans les parties qui vont suivre.

1.2 Introduction aux solitons

La notion de *soliton* n'est pas propre à l'optique. Le soliton est issu de la conception d'une onde qui se propagerait comme une particule sans se mélanger à d'autres et sans se disperser. Il s'agit d'introduire dans une équation de propagation un effet de dispersion et un autre effet non linéaire dont le rôle sera de comprimer l'impulsion en compensant la dispersion. Le soliton peut également être décrit comme une déformation des propriétés d'un milieu se propageant sans déformation.

En 1895, les physiciens D.J.Korteweg et G.Vries ont dérivé la célèbre équation KdV pour décrire le mouvement d'une onde à la surface d'un canal peu profond, onde observée par Russel [25]. Depuis, plus de 100 équations différentielles non linéaires intégrables ont montré une solution soliton [26].

En optique, nous distinguons deux catégories de solitons. L'une correspond à une impulsion lumineuse se propageant sans se déformer : le *soliton clair* ou le *soliton brillant*. L'autre catégorie correspond à une impulsion sombre se propageant dans un fond lumineux : le *soliton sombre* ou le *soliton noir*. Précisons également ici, que les solitons optiques sont des *solitons d'enveloppe*, en ce sens que l'onde soliton est l'enveloppe d'un grand nombre d'oscillations du champ électrique.

1.2.1 Les solitons optiques

On distingue trois grandes classes de solitons : les solitons temporels, les solitons spatiaux et les solitons spatio-temporels.

1.2.1.1 Les solitons temporels

En 1973, Hasegawa et Tappert [27] ont démontré théoriquement une propriété particulière que possèdent les fibres optiques : elles permettent une propagation non linéaire de type *soliton*. La non linéarité mise en jeu est l'effet Kerr, effet non linéaire d'ordre 3, qui introduit une variation d'indice directement proportionnelle à l'intensité lumineuse locale. Ce type de propagation a été mis en évidence expérimentalement sept ans plus tard, en 1980, par Mollenauer [28].

Le principe de ce type de soliton est le suivant : lorsqu'une onde d'enveloppe quelconque se propage dans un milieu non linéaire donné, comme dans le cas des fibres optiques, la *dispersion chromatique* entraîne que toutes les composantes fréquentielles ne se propagent pas à la même vitesse. Dans certains cas, la non linéarité arrive à compenser exactement cette dispersion [29]. C'est alors qu'un soliton temporel se propage.

Les avantages de la propagation de type soliton par rapport à la propagation classique subissant la dispersion chromatique sont certains. En effet, cette dernière provoque l'élargissement des impulsions se propageant de manière classique, alors que les solitons restent confinés. Cette propriété permet d'augmenter de manière importante le débit d'information dans la fibre [30].

1.2.1.2 Les solitons spatiaux

Les effets non-linéaires utilisés pour générer des solitons spatiaux sont variés. Le plus connu est probablement l'effet Kerr[2], responsable d'une variation d'indice proportionnelle à l'intensité optique et dont le temps de réponse correspond aux temps caractéristiques de déformation du nuage électronique, de l'ordre de la femtoseconde.

Ce sont aussi des solitons spatiaux qui vont nous intéresser tout au long de ce manuscrit. Ceux ci sont toutefois formés par un effet non linéaire indirect dont nous avons déjà parlé : l'effet photoréfractif. Les solitons spatiaux générés grâce à l'effet photoréfractif ont ainsi été démontrés pour de très faibles puissances ($\simeq$ μW) [3], ainsi qu'en lumière incohérente [31].

1.2.1.3 Les solitons spatio-temporels (balles de lumière)

Dans le cas des solitons spatio-temporels, la propagation d'une impulsion optique intense est soumise aux phénomènes de diffraction, de dispersion chromatique et aux

[2]L'effet Kerr dont nous parlons ici et dont nous parlerons dans ce manuscrit est l'effet Kerr rapide généré par la déformation du nuage électronique

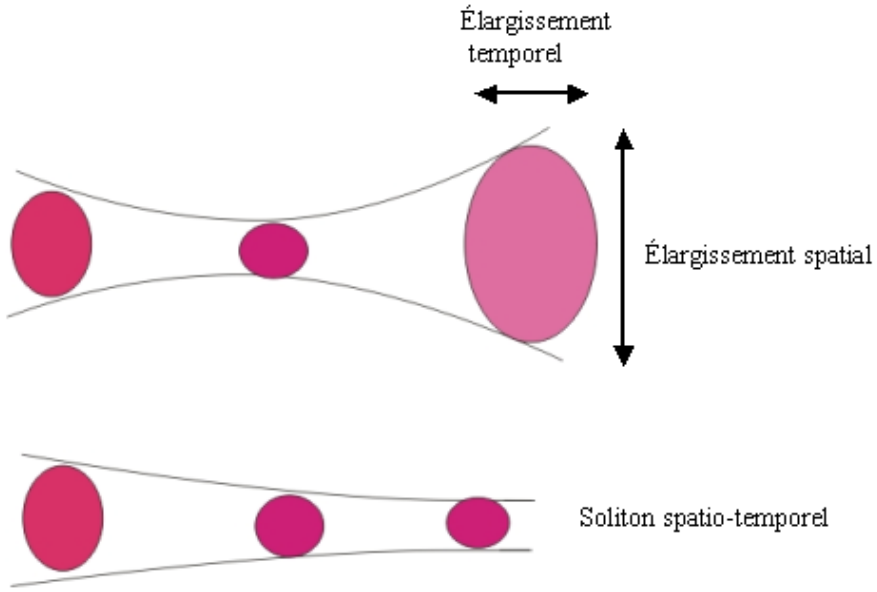


FIG. 1.5 – Illustration du concept de balle de lumière : en régime non-linéaire obtention d'un soliton spatio-temporel.

différents processus non-linéaires présents dans le matériau. Sous certaines conditions, les non-linéarités peuvent être utilisées pour compenser à la fois la diffraction et la dispersion chromatique et ainsi produire simultanément un soliton dans l'espace et dans le temps (Figure 1.5) [32]. Ce type de solition peut exister en exploitant une non-linéarité quadratique ou cubique [33, 34]. Ces véritables *balles de lumières* constituent une source d'applications potentielles, notamment en traitement tout optique de l'information (commutation ultrarapide, contrôle de trajectoire, opérations logiques) à trois dimensions [35].

Ce domaine de recherche est en plein essor, puisque la toute première observation de soliton spatio-temporel a été faite par Liu *et al* [36] en 1999 sur une seule dimension transverse, en exploitant un processus quadratique. Par la suite des balles de lumière ont été obtenues dans l'air [37]. Des études récentes ont porté sur la stabilité tridimensionnelle des solitons spatio-temporels dans un milieu présentant à la fois l'effet Kerr et une modulation sinusoïdale bidimensionnelle de l'indice [38].

1.2.2 Les différents types de solitons optiques en fonction de leur origine physique

Les trois types de solitons mentionnés plus haut (temporel, spatial et spatio-temporel) peuvent être créés par diverses non-linéarités, sources laser et structures. Cette diversité a

généré la création de différentes catégories de solitons à partir de leur origine physique tels que : les solitons Kerr, les solitons dans les cristaux liquides, les solitons quadratiques, les solitons de cavité ou encore les solitons dans les milieux photoréfractifs.

1.2.2.1 Les solitons Kerr

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les solitons Kerr mettent en jeu un processus non-linéaire du troisième ordre. C'est le premier soliton découvert, avec le développement des sources laser dans les années 1960 [39], où la variation d'indice est proportionnelle à l'intensité. Il a été observé dans des verres, des semi-conducteurs, des polymères... [29]. Cet effet introduit une variation d'indice du milieu de propagation proportionnelle à l'intensité optique de l'impulsion lumineuse. L'indice du matériau devient plus élevé au centre du faisceau permettant ainsi la création d'un soliton spatial ou temporel.

Toutefois, l'obtention des solitons par effet Kerr, nécessite l'emploi de densités de puissances importantes (de l'ordre du GW/cm^2) et donc de lasers pulsés pouvant être très coûteux. De plus, les solitons spatiaux en milieu Kerr ont la propriété d'être stable uniquement en configuration (1+1)-D, nécessitant ainsi l'utilisation de guides plans ou l'intervention d'autres mécanismes permettant la saturation de l'effet Kerr et ainsi une meilleure stabilité de l'auto-focalisation tridimensionnelle [40].

1.2.2.2 Les solitons dans des cristaux liquides

Les cristaux liquides constituent également un milieu digne d'intérêt pour les solitons. La modification de l'indice de réfraction, dans ce type de matériau se fait soit par réorientation moléculaire sous l'effet d'un champ électrique appliqué (voir figure 1.6) ou par effet thermo-optique. La non linéarité est ici non localisée et saturante.

L'observation expérimentale d'un soliton 2D dans un cristal liquide a été obtenue par Karpierz [41]. Les interactions solitons dans ce matériau ont été étudiées par Chen [42]. La propagation de ce genre de solitons sur des longueurs de l'ordre du centimètre a été observée par Hutsebaut *et al* [43].

1.2.2.3 Les solitons quadratiques ou paramétriques

Le soliton quadratique est prédit avant les années 1970 par Karamzin et Surokhorokov [44]. Il n'a été démontré expérimentalement par Torrulellas *et al* qu'en 1995 [45]. Pour ce type de solitons, l'auto-focalisation du faisceau est due à un échange d'énergie entre le

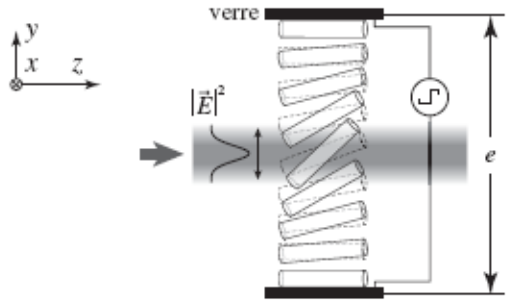


FIG. 1.6 – Réorientation moléculaire suivant l'épaisseur d'une cellule. Un champ électrique est appliqué à la cellule pour pré-orienter les molécules.

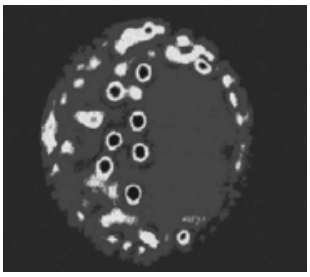


FIG. 1.7 – Excitation de 7 solitons de cavité dans le plan transverse par injection d'un faisceau d'écriture cohérent [50].

champ fondamental à la fréquence ω et le champ correspondant au second harmonique de fréquence 2ω. Pour cette raison, ces solitons sont appelés *solitons bicolores*. Pour obtenir ce phénomène, il faut que le cristal soit non-centrosymétrique, présentant un effet non linéaire d'ordre 2 assez important, et que le faisceau se propage dans les conditions d'accord de phase correspondant à la longueur d'onde du faisceau à doubler [29, 46]. Les premières expériences ont été faites dans un cristal de KTP [47]. L'importance particulière de ce genre de solitons est qu'il est obtenu par une non-linéarité liée à du mélange d'ondes.

Les solitons quadratiques pourraient être utilisés pour des applications photoniques ultra-rapides [48] et d'adressage de l'information tout-optique [49]. Leur principal inconvenient réside dans la nécessité d'utiliser de fortes intensités optiques (supérieures au GW/cm^2).

1.2.2.4 Les solitons de cavité

Les solitons de cavité sont des structures localisées dans une cavité non linéaire qui présente la particularité d'être bistable : ces structures peuvent donc être allumées ou éteintes grâce à un faisceau de contrôle proprement polarisé. C'est pourquoi, ces objets non linéaires peuvent être utilisés dans des applications comme le stockage d'informations (figure 1.7).

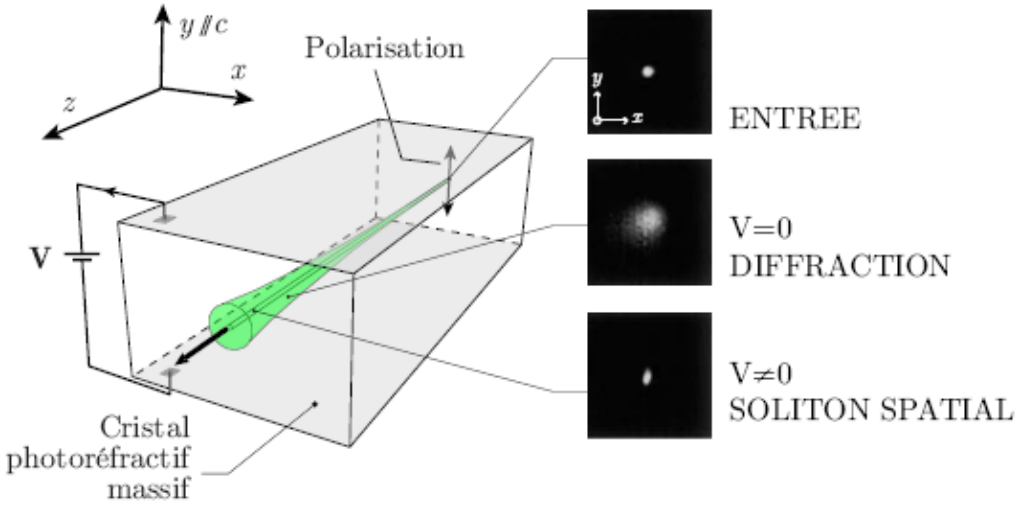


FIG. 1.8 – Génération d'un soliton spatial photoréfractif.

1.2.2.5 Les solitons en milieu photoréfractif

L'effet photoréfractif (PR) est le phénomène au cœur de ce travail. C'est l'étude approfondie de cet effet non-linéaire qui nous permettra de définir les conditions essentielles à la réalisation et à la compréhension des phénomènes d'auto-focalisation, de génération de solitons photoréfractifs et des guides photo-induits.

Les premiers solitons photoréfractifs ont été découverts en 1992 [51], démontrant le caractère transitoire des solitons spatiaux PRs. Des travaux dans notre laboratoire ont démontré théoriquement et expérimentalement cet aspect transitoire dans le $Bi_{12}TiO_{20}$ à des longueurs d'onde visibles, à la fois, en régime continu et impulsionnel [52–54]. En effet, un faisceau dont la taille est constante au cours de sa propagation peut être obtenu pendant une courte durée : ces solitons sont dits *quasi-établis* (*quasi-steady state solitons*). D'autres nouveaux travaux suivirent et révélèrent l'existence d'un second régime d'observation des solitons spatiaux PRs, sous un champ extérieur appliqué : les solitons dits *stationnaires* ou *écrans en régime établi* (*steady state screening solitons*, voir figure 1.8). Même si le mécanisme de génération de ces deux catégories de solitons spatiaux PR, est identique, les paramètres d'obtention sont pourtant bien distincts. Ainsi leur temps de formation et leur stabilité dans le temps diffèrent. Nous les présenterons séparément un peu plus loin.

1.2.3 Les solitons complexes

Différents types de structures complexes peuvent être générées à partir des solitons présentés précédemment. Nous allons en citer quelques uns tels que les solitons multi-composantes, incohérents, discrets et réseaux.

1.2.3.1 Les solitons multi-composantes

Les solitons multi-composantes sont des structures composites exigeant la présence de deux ou plusieurs solitons différents soit par leur polarisation ou bien leur couleur (soliton clair ou sombre). En 1992, Shalaby et Barthélemy [55] ont démontré expérimentalement que le couple de solitons sombre/clair peut se propager simultanément dans un milieu non-linéaire tel que CS_2. C'était la première observation d'un soliton multi-composantes. Dans ce cas particulier, le mécanisme physique autorisant le couplage de ces deux solitons exige un accord de phase entre les deux longueurs d'onde 1064 et 532nm, comme dans le cas des solitons quadratiques.

Ce n'est qu'après 1996, que le champ d'investigation expérimentale du soliton multi-composantes a fait un grand pas, grâce aux prédictions de Manakov [56] en 1974 exigeant le couplage de deux solitons polarisés orthogonalement. Plus tard, des solitons multi-composantes sombres ont notamment été observés [57, 58].

1.2.3.2 Les solitons incohérents

Jusqu'en 1996, tous les solitons étudiés étaient issus de lumière cohérente. Plus tard, des solitons ont été obtenus à partir de lumière partiellement cohérente [31]. L'expérience consiste à rendre le faisceau incohérent spatialement par exemple à l'aide d'un disque dépoli en rotation placé devant un faisceau, imposant une variation de phase aléatoire. Les propriétés guidantes des guides induits par un soliton issu d'une lumière incohérente temporellement et spatialement ont été testées par Christodoulides *et al* [59].

1.2.3.3 Les solitons discrets

Les solitons dits *discrets* sont un mode de propagation particulier existant dans un réseau de guides parallèles colinéaires à la direction de propagation. En l'absence de l'effet non linéaire, le mode couplé dans un guide donné *diffracterait* par couplage évanescent dans les guides voisins (figure 1.9). L'effet non linéaire est à même d'empêcher ce couplage. L'énergie est alors confinée dans un guide unique ou dans quelques guides adjacents. On

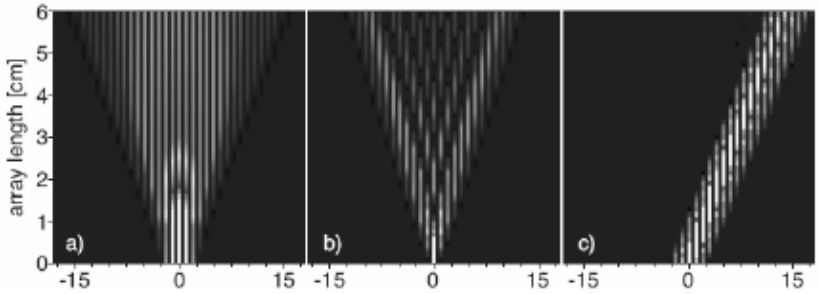


FIG. 1.9 – Diffraction discrète (a), excitation d'un guide d'onde et visualisation d'une fonction de Green (b) et propagation sans diffraction (c), selon Christodoulides [62].

parle alors de solitons discrets. Ce type de propagation a été prédit en 1988 [60] et observé 10 ans plus tard dans AlGaAs [61].

1.2.3.4 Les réseaux de solitons

Un réseau de solitons peut par exemple, être formé grâce à un masque constitué d'une matrice de trous répartis régulièrement, éclairé puis imagé sur l'entrée du cristal, ceci permettant l'injection d'un réseau bidimensionnel. Avec l'application du champ électrique, une non-linéarité photoréfractive se met en place pour aboutir au piégeage du réseau de faisceaux. En exploitant l'interaction mutuelle entre les divers solitons cohérents, ce réseau se propage de façon stable et auto-induit une matrice de guides d'onde. Une fois le réseau formé, une onde sonde est envoyée entre deux *solitons pixels* avec une variation de phase relative. La propagation de réseaux 2D de solitons spatiaux en régime établi a été observé dans le $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$ [63]. Cette technique est maintenant couramment utilisée pour photo-induire des cristaux photoniques.

1.3 Les solitons spatiaux photoréfractifs

Les solitons spatiaux photoréfractifs comme nous l'avons mentionné auparavant, existent en trois types selon l'ordre chronologique de leur découverte : les solitons quasi-établis, les solitons écrans établis et les solitons photovoltaïques [46]. Ils reposent sur une modification locale d'indice sous l'effet du faisceau incident et de la conductivité du matériau. Celle-ci est alors responsable de la modulation locale d'un champ électrique éventuellement appliqué qui, dans certaines conditions peut créer un guide à même de piéger le faisceau.

1.3.1 Différents solitons spatiaux photoréfractifs

1.3.1.1 Solitons quasi-établis

Nous qualifions les solitons PRs quasi-établis comme étant des faisceaux auto-piégés sous l'effet d'une tension continue appliquée aux bornes d'un cristal photoréfractif. Ce type de soliton n'apparaît que pendant une plage de temps finie. Au delà, le faisceau s'élargit et l'équilibre du piégeage disparaît [64], car la constante de temps de relaxation diélectrique est plus grande que le temps de formation [65].

Les solitons quasi-établis existent donc en régime *transitoire*, c'est à dire avant que le champ de charge d'espace n'atteigne son équilibre. On les retrouve sous différentes configurations, en 2D [66], ou dans des guides plans [67] en exploitant les non-linéarités positives ou négatives [68].

La caractéristique spécifique de ce genre de soliton est qu'il est indépendant de la valeur absolue de l'illumination à condition que celle-ci soit nettement supérieure à *l'intensité d'obscurité* [69]. Cette dernière représente l'intensité lumineuse qui serait nécessaire pour générer une photo-conductivité égale à la conductivité du matériau dans le noir.

1.3.1.2 Solitons écrans établis

Le soliton écran établi, connu sous le nom de *screening* soliton est observé en 1995 [70, 71]. Ce soliton est formé quand un faisceau se propage dans un cristal photoréfractif polarisé par un champ extérieur comme dans le cas du soliton transitoire [69]. Il est considéré comme le résultat du masquage partiel du champ extérieur [72], là où l'intensité optique est maximale. Il est différent du soliton transitoire dans ses propriétés et la façon dont il depend de l'intensité lumineuse. La forme et la longueur du soliton stationnaire sont essentiellement déterminées par l'amplitude du champ appliqué et le rapport du pic d'intensité à l'intensité d'obscurité. Le rapport entre ces deux quantités est très important car il conditionne le taux d'auto-focalisation du faisceau, du moins dans les isolants [73]. Notons aussi la caractéristique unique de la non linéarité photoréfractive de pouvoir auto-focaliser ou auto-défocaliser un faisceau dans un même cristal en inversant la polarité du champ appliqué.

1.3.1.3 Solitons photovoltaïques

Des travaux sur les solitons photovoltaïques ont été effectués [73–75] dans des milieux photoréfractifs non-centrosymétriques possédant des coefficients électro-optiques im-

portants. Contrairement aux solitons décrits précédemment, les solitons photovoltaïques ne nécessitent pas l'application d'un champ électrique extérieur. Le changement d'indice non linéaire nécessaire à l'auto-focalisation est provoqué par un courant photovoltaïque présentant un aspect tensoriel. La polarisation du faisceau lumineux joue un rôle important dans l'exploitation de ce mécanisme.

1.3.1.4 L'unification

En fait, comme on pouvait s'y attendre, les 3 types de solitons PRs sont issus d'un même phénomène : l'élévation progressive de la conductivité du matériau PR en présence du faisceau. Dans le cas où un champ est appliqué, celle-ci conduit à un masquage progressif du champ électrique et l'on peut montrer que la dynamique de ce phénomène permet d'unifier les propriétés des solitons quasi-établis et les propriétés des solitons écrans établis à l'état stationnaire [52]. Quand au soliton photovoltaïque, on peut également montrer qu'il présente formellement les mêmes propriétés que le soliton écran établi, éventuellement au signe du champ près [52, 76].

1.3.1.5 Au delà des solitons spatiaux

Le faisceau laser se propageant dans le cristal peut subir des déformations induites par un effet appelé *instabilités de modulation* [77, 78]. Elles correspondent à une amplification des petites perturbations dans la phase ou l'amplitude du faisceau lumineux. Leur amplification progressive peut déboucher sur la dislocation du faisceau au cours de sa propagation, aboutissant par exemple à l'apparition d'une multitude de foyers d'auto-focalisation [79]. Ce phénomène est souvent appelé *filamentation*.

Par ailleurs, la formation de solitons spatiaux PRs est souvent associée à une déviation du faisceau par rapport à sa direction initiale de propagation. Ce comportement est dû à la diffusion des porteurs de charge [80–82] et il est fortement lié à la taille du faisceau, du moins dans les isolants.

1.3.2 Applications des solitons spatiaux photoréfractifs

Les solitons spatiaux PRs possèdent différentes propriétés particulièrement intéressantes : la facilité de manipulation, la stabilité en deux dimensions, leur sensibilité, au vu des faibles énergies nécessaires à leur formation. Ces propriétés présentent un fort intérêt tant du point

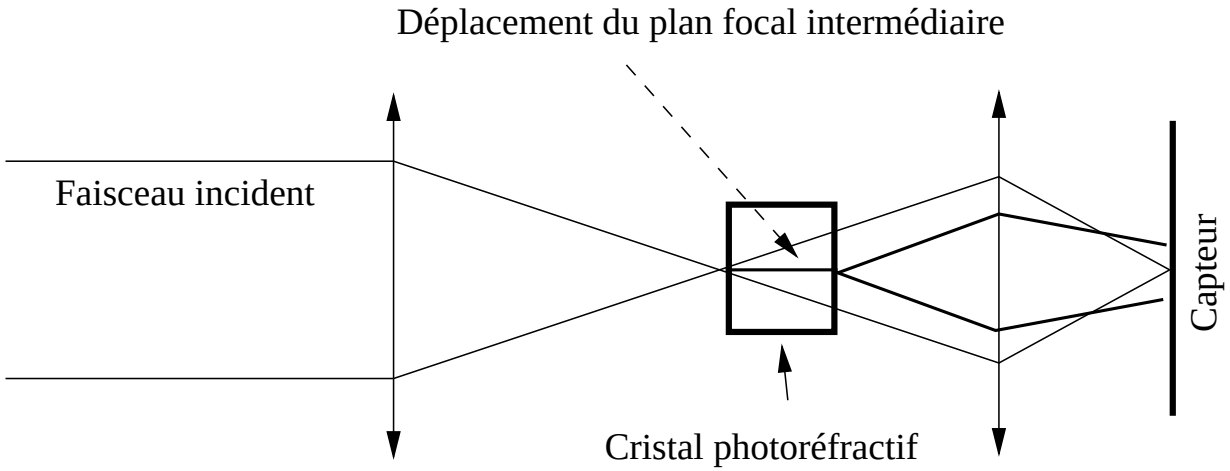


FIG. 1.10 – Principe de la limitation optique par auto-focalisation.

de vue fondamental qu'expérimental avec de nombreuses applications potentielles que nous décrivons ci-dessous.

1.3.2.1 Limitation optique par auto-focalisation

La propagation d'un faisceau dans les cristaux photoréfractifs engendre une variation locale de l'indice de réfraction, en fonction du sens du champ électrique appliqué et/ou du signe de l'effet électro-optique. Cette propriété confère aux faisceaux la possibilité d'être focalisés ou défocalisés (sans nécessairement conduire à un soliton spatial). Ce comportement peut être utilisé pour envisager la réalisation d'un limiteur optique [83, 84].

La limitation optique a comme objectif de protéger les détecteurs contre les agressions de faisceaux lasers intenses. La figure (1.10) montre le principe de cette application. Si l'on place un milieu non linéaire dans le Plan Focal Intermédiaire d'un système optique de visualisation, les faisceaux de faibles intensités (au dessous du seuil d'auto-focalisation) se propagent linéairement et se focalisent sur le détecteur afin de former une image (mais sans détériorer le capteur), alors que les faisceaux de fortes intensités sont auto-focalisés dans le milieu non linéaire, aboutissant à un élargissement du faisceau au niveau du capteur. L'image ainsi formée sur le capteur n'est plus focalisée, permettant donc de le protéger et d'éviter sa destruction.

1.3.2.2 Applications liées aux guides inscrits

Un guide inscrit dans un cristal PR suite à la propagation d'un soliton, peut persister dans le noir. Cette particularité permet de guider un faisceau à une longueur d'onde pour

laquelle le matériau n'est plus photoréfractif, typiquement une longueur d'onde plus grande que celle utilisée pour l'inscription [69], afin de ne pas effacer le guide inscrit.

Toutefois, le guide inscrit est essentiellement une structure dynamique qui s'efface en un temps de l'ordre du temps de relaxation diélectrique, qui peut aller de la milliseconde (InP:Fe) à plusieurs années ($LiNbO_3$). Il existe toutefois des techniques de fixation qui permettent de rendre ces guides stables [85].

1.3.2.3 Applications liées aux interactions entre solitons

Lorsque plusieurs faisceaux donnent simultanément naissance à des solitons spatiaux dans le même cristal PR, 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 ou au contraire une *mise en orbite*, donnant naissance à un couplage Y ou à deux guides spiralant l'un autour de l'autre [86–90].

La première observation de la collision entre solitons cohérents a été réalisée par Meng *et al* [91]. Les collisions entre deux solitons se propageant en directions opposées ont été étudiés théoriquement et expérimentalement par Cohen *et al* [92] puis, par la suite, par Rotschild *et al* [88].

Il existe également des interactions entre les solitons incohérents. Christodoulides *et al* [93] 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* [94]. Des interactions entre des solitons vectoriels ont été démontrées dans des matériaux centro-symétriques [95].

Outre la réalisation de circuiterie optique 3D complexe telle que mentionnée ci-dessus, 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 (figure 1.11). C'est précisément cette application qui est visée par le travail réalisé dans ce manuscrit. Ces applications requièrent des temps de réponse courts et en tous les cas inférieurs à la milliseconde.

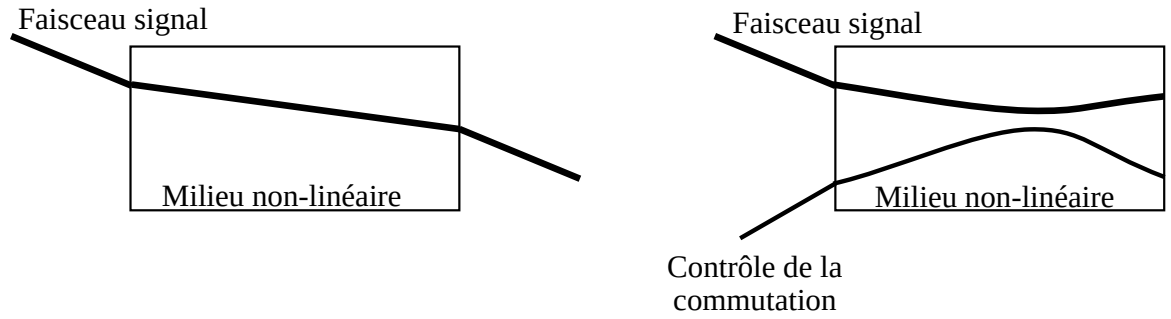


FIG. 1.11 – Principe du routage tout optique à l'aide de solitons spatiaux.

.

1.4 Position du problème et cadre de notre travail

1.4.1 Objectifs

L'optique est désormais la technique privilégiée pour la transmission d'information, aussi bien terrestre que sous-marine. Des milliers de kilomètres de fibres optiques sont actuellement installées supportant des débits de plus en plus importants : jusqu'à 2.5Gbit/s pour l'instant et bientôt jusqu'à 10Gbit/s, voire plus. Par ailleurs, la pénétration massive de l'optique dans les réseaux de distribution qui relient les clients aux commutateurs est un des enjeux principaux des années à venir.

1.4.1.1 Problèmes de transmission optique de l'information

Pour l'instant, les nœuds de communication nécessitent une conversion optique-électronique ce qui limite les débits. L'extension de l'optique dans le transport des signaux et la montée en débit impliquent une multiplication du nombre de conversions optique-électrique et électrique-optique et des opérations de multiplexage et démultiplexage. Les nombreuses études menées dans le monde sur la commutation optique ont pour objectif de supprimer ces opérations de conversion vers l'électronique et de permettre le développement de réseaux à large bande, dans des conditions économiques satisfaisantes.

1.4.1.2 Les solitons spatiaux photoréfractifs dans le monde des télécommunications

Les solitons spatiaux optiques sont une solution possible aux problèmes de conversions électroniques, de par les possibilités de calcul tout optique qu'ils offrent via leurs inter-

actions. De plus, les solitons photoréfractifs sont compatibles avec les intensités présentes dans les réseaux de télécommunications. Toutefois, la majeure partie des études réalisées jusqu'à présent sur les solitons spatiaux photoréfractifs concernant le domaine des longueurs d'onde visibles et non le spectre de longueurs d'onde utilisé par l'industrie des télécommunications (aux alentours de 1550nm).

C'est pourquoi l'objectif de cette thèse est de montrer que l'auto-focalisation photoréfractive et, par là, les solitons photoréfractifs, sont réalisables dans des matériaux appropriés avec des temps de réponse et à des longueurs d'onde compatibles avec les exigences des télécommunications : plus précisément, à des temps inférieurs à la milliseconde pour des puissances de l'ordre du mW dans le coeur de la fibre et à une longueur d'onde infrarouge proche de 1.55µm.

À des fins pédagogiques, pour une meilleure compréhension des phénomènes, nous ferons également des études à la longueur d'onde 1.06µm, très proche du domaine visible et à la limite de la sensibilité du silicium. Pour atteindre ces objectifs, le choix d'un matériau photoréfractif adéquat est crucial.

1.4.2 Choix du matériau

Le travail présenté dans ce manuscrit a été essentiellement motivé par le fait que la plupart des études réalisées jusqu'à présent à propos des solitons PRs 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 présentées dans les réseaux de télécommunications par fibre optique [52, 96].

Cependant, un rapide coup d'œil au tableau 1.1 permet de s'apercevoir que les mobilités des porteurs des semi-conducteurs sont bien plus grandes que dans les 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 1.9µm.

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

Nous avons choisi le semi-conducteur InP pour ses propriétés photoréfractives connues [9, 97, 98], sa grande disponibilité commerciale et sa fiabilité. Le chapitre suivant lui sera

	$n_0(\lambda$ en $\mu m)$	Mobilité (é) ($cm^2/V.cm$)	ϵ_r	$r_{eff}(pm/V)+$ (λ en μm)	$E_g(eV)$	$\frac{n^3 r_{eff}}{\epsilon_r}$ (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

TAB. 1.1 – Comparaison des différents matériaux photoréfractifs : propriétés à 300K.

consacré.

2

Le Phosphure d'Indium dopé fer et la photoréfractivité

Ce chapitre est consacré à la présentation du Phosphure d'Indium dopé fer (InP:Fe), matériau auquel nous nous intéressons dans ce travail de thèse. Le Phosphure d'Indium est bien connu depuis 1980 [99]. Aujourd'hui, grâce à sa transparence aux longueurs d'onde des télécommunications, il est employé comme plateforme pour une variété de composants de communications à fibre, y compris des lasers, des amplificateurs à semi-conducteur, des modulateurs et des détecteurs photoélectriques optiques. Le dopage fer lui confère plus particulièrement des propriétés photoréfractives, que nous allons tenter dans cette étude de mettre à profit pour des applications de routage optique.

2.1 Description du Phosphure d'Indium (InP)

Comme nous l'avons vu à la fin du chapitre précédant, notre motivation à l'utilisation du Phosphure d'Indium dopé fer, est fondée sur sa transparence et sa photo-sensibilité aux longueurs d'onde de transparence de la silice des fibres optiques, associées à une mobilité électronique élevée.

2.1.1 Fabrication du Phosphure d'Indium

La cristallogénèse du Phosphure d'Indium s'effectue en trois étapes :

1. La synthèse d'InP polycristallin : celle-ci s'effectue en ampoule de silice scellée sous vide par réaction directe entre les éléments constitutifs (le phosphure et l'indium), à une température de $1062°\mathsf{C}$ et à une pression d'environ $10^5\mathsf{Pa}$.

2. Le dopage : le cristal peut être dopé par l'introduction d'impuretés dans le bain précédent. Le dopage en fer varie généralement entre $10^{16}\mathsf{cm}^{-3}$ et $10^{17}\mathsf{cm}^{-3}$.

3. Le tirage d'InP monocristallin : la méthode employée est la méthode de tirage Czochralski sous encapsulation liquide. Un liquide encapsulant, le berylium ($\mathsf{B_2O_3}$) recouvre le bain sur lequel est appliqué une pression de gaz neutre (argon, azote,...) supérieure à la pression de décomposition d'InP ($27,5.10^5\mathsf{Pa}$). La croissance par tirage est faite sous pression à travers l'encapsulant à l'aide d'un germe orienté $< 001 >$ ou $< 111 >$. Les lingots ainsi obtenus sont ensuite découpés, taillés et orientés en différents échantillons. Les échantillons que nous allons utiliser sont orientés selon les axes : $< 001 >$, $< 111 >$ et $< \bar{1}10 >$ (figure 2.1).

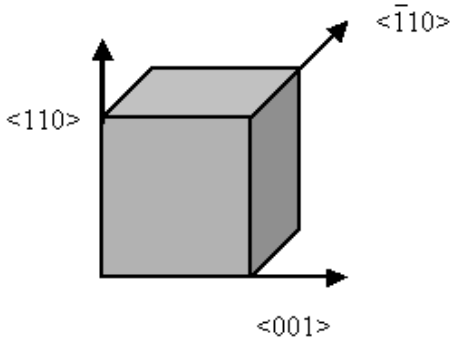


FIG. 2.1 – Découpe de nos échantillons d'InP :Fe.

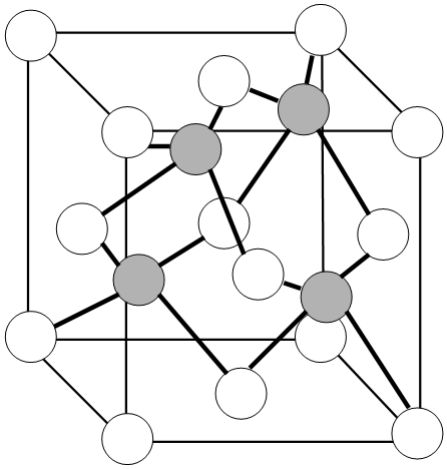


FIG. 2.2 – Structure cristalline du Phosphure d'Indium : les noeuds grisés sont occupés par des atomes d'Indium ($\mathtt{In}$) et les autres par les atomes du Phosphore ($\mathtt{P}$).

2.1.2 Propriétés cristallographiques

Les atomes d'indium (cations) et de phosphore (anions) appartiennent respectivement aux colonnes III et V de la classification de Mendeleïev, ce qui fait que le semi-conducteur InP est un composé type III-V, de classe cubique, de symétrie $\bar{4}3\mathtt{m}$. Il cristallise dans une structure à deux réseaux cubiques à faces centrées décalées, comme illustré sur la figure (2.2).

2.2 Propriétés du Phosphure d'indium dopé fer liées à la photoréfractivité

2.2.1 La conductivité

L'InP est un semi-conducteur dont l'énergie de gap est de $1.34\mathtt{eV}$ et dont le niveau de Fermi se situe au milieu de la bande interdite à température nulle.
Le dopage fer diminue fortement sa conductivité intrinsèque en ajoutant un niveau d'énergie $\mathtt{Fe}^{2+}/\mathtt{Fe}^{3+}$ au milieu de la bande interdite. Cette conductivité que nous venons d'évoquer sera appelée conductivité *"dans le noir"* ou conductivité d'obscurité. Elle a été étudiée précisément et il a été montré qu'elle était indépendante de la tension appliquée et du courant dans la plage d'utilisation qui nous intéresse : on dira que dans le noir, InP a un comportement ohmique [9].

Longueur d'onde(nm)	Paramètre	Valeur	référence
1060	indice de réfraction (n_0)	3.29	[100]
1320		3.20	
1550		3.17	
1060	coefficient électro-optique	-1.34	[101]
1320	r_{41}(pm/V)	-1.68	
1550		-1.68	
1060	section efficace	8.10^{-18}	[102]
1320	de photo-excitation des électrons	4.10^{-19}	
1550	$\sigma_n^0(cm^{-2})$	4.10^{-19}	
1060	section efficace	1.510^{-17}	[102]
1320	de photo-excitation des trous	7.10^{-18}	
1550	$\sigma_p^0(cm^{-2})$	1.10^{-18}	

TAB. 2.1 – Propriétés optiques d'InP :Fe.

Lorsque l'InP:Fe est soumis à une illumination, sa conductivité augmente linéairement avec l'intensité optique [9] : alors que la conductivité d'obscurité est due à l'excitation thermique des électrons, la photo-conductivité, elle, est liée à la photo-excitation des trous, comme l'on peut s'en apercevoir d'après les sections efficaces de photo-excitation[1] des deux types de porteurs, rapportés dans le tableau 2.1. Celui-ci indique également les valeurs de l'indice de réfraction, ainsi que les valeurs du coefficient électo-optique de l'InP:Fe en fonction de la longueur d'onde.

Comme nous le verrons, cette participation de deux types de porteurs à la conductivité totale a des conséquences importantes sur le comportement photoréfractif d'InP:Fe. Les chapitres qui suivent montreront l'importance relative des taux de génération des électrons et des trous et le rapport entre la photo-conductivité et la conductivité dans le noir.

[1] On rappelle que la section efficace de photo-excitation correspond au rapport entre l'intensité optique incidente I et le taux de photo-génération des porteurs

2.2.2 Propriétés électro-optiques et polarisation du Phosphure d'Indium

2.2.2.1 Propriétés électro-optiques

Sachant que le Phosphure d'Indium appartient à la classe cubique $\bar{4}3\mathfrak{m}$, son tenseur électro-optique simplifié est comme suit :

$$\begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

Sous l'application d'un champ statique, l'ellipsoïde des indices à partir de l'équation (1.7) du chapitre précédant devient :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} + 2r_{41}yzE_x + 2r_{41}zxE_y + 2r_{41}xyE_z = 1 \tag{2.2}$$

Pour mettre l'équation (2.2) sous la forme canonique, la méthode la plus simple consiste à diagonaliser le tenseur d'imperméabilité qui lui est associé :

$$\Delta\eta = \begin{pmatrix} 0 & r_{41}E_z & r_{41}E_y \\ r_{41}E_z & 0 & r_{41}E_x \\ r_{41}E_y & r_{41}E_x & 0 \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

Les nouveaux indices de réfraction du matériau peuvent être calculés à partir de l'équation (1.3) :

$$\frac{1}{n_i^2} = \frac{1}{n_0^2} + \Delta\eta_i \tag{2.4}$$

Nous définissons r_{eff} le coefficient électro-optique effectif, comme suit :

$$\Delta\eta_i = r_{eff}E \tag{2.5}$$

Donc pour un cristal initialement isotrope d'indice n_0 et pour un champ E quelconque, la

modulation d'indice s'exprimera par :

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_0^3 r_{eff} E \tag{2.6}$$

2.2.2.2 Ellipsoïde des indices dans le Phosphure d'Indium dopé fer pour les expériences photoréfractives

Pour calculer la variation d'indice dans nos échantillons, il faut tenir compte de la configuration expérimentale correspondant à la direction du champ appliqué, la propagation du faisceau ainsi que la polarisation de la lumière. Nos échantillons sont taillés selon les plans orthogonaux aux directions (001), (111), $(\bar{1}10)$.

Dans la majorité des expériences sur le cristal du Phosphure d'Indium le champ électrique E_0 est appliqué selon $< 001 >$. Dans cette situation, le tenseur d'imperméabilité de l'équation (2.3) devient :

$$\Delta\eta = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} r_{41} E \tag{2.7}$$

Les vecteurs propres de la polarisation correspondant aux valeur propres du tenseur d'imperméabilité sont donnés par :

$$< 110 > \quad \Delta\eta = r_{41} E \tag{2.8a}$$
$$< \bar{1}10 > \quad \Delta\eta = -r_{41} E \tag{2.8b}$$
$$< 001 > \quad \Delta\eta = 0 \tag{2.8c}$$

Les variations d'indice selon le sens de la polarisation données par (2.6) est la suivante :

$$< 110 > \quad \Delta n = -\frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E \tag{2.9a}$$
$$< \bar{1}10 > \quad \Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E \tag{2.9b}$$
$$< 001 > \quad \Delta n = 0 \tag{2.9c}$$

En effet, si la lumière se propage le long de l'axe $< \bar{1}10 >$, nous observons une variation d'indice positive pour un champ de charge d'espace négatif quand la polarisation est au long des axes $< 110 >$. La lumière ne voit pas de changement d'indice si elle est polarisée

selon $< 001 >$. La propagation le long de $< 110 >$ cause un changement d'indice qui est proportionnel au signe du champ de charge d'espace à la polarisation $< \bar{1}10 >$. Donc pour avoir une variation d'indice, il faut choisir la première situation ou la deuxième. Dans nos expériences, nous avons choisi, la première situation où la lumière est polarisée selon $< 110 >$ et se propage selon $< \bar{1}10 >$, voir figure (2.3).

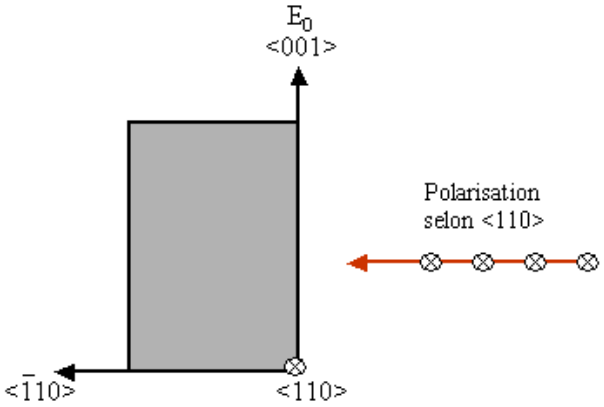


FIG. 2.3 – Géométrie du cristal montrant le vecteur propre de la polarisation, pour une lumière se propageant le long $< \bar{1}10 >$ et un champ E_0 appliqué le long de l'axe $< 001 >$.

2.3 Principe de la photoréfractivité dans le Phosphure d'Indium dopé fer

Un dopage en fer (Fe) rend le Phosphure d'Indium (InP) semi-isolant. Le niveau d'énergie des impuretés de fer ainsi introduite est situé dans la bande interdite. Pour former des liaisons avec ses voisins P, le fer doit fournir trois électrons, le phosphore en fournissant cinq. A l'état neutre, le fer existera donc sous la forme Fe^{3+}. Si cet ion capte un électron supplémentaire à partir des centres donneurs, il deviendra Fe^{2+}.
La bande interdite dans InP est de 1.34 eV à température ambiante. Les transitions directes entre les bandes apparaissent seulement pour des longueurs d'ondes inférieures à 925 nm, longueur d'onde en dessous de laquelle il cesse d'être transparent.

L'effet photoréfractif dans InP:Fe est caractérisé par le rapport $\frac{Fe^{2+}}{Fe^{3+}}$; cette valeur est susceptible de changer d'un échantillon à un autre [98]. La connaissance des concentrations en Fe^{2+} et en Fe^{3+} est essentielle pour la recherche d'une adéquation entre la théorie et l'expérience [103].

C'est pourquoi, en plus des specifications fournies pour nos échantillons, nous avons procédé à la verification du dopage total en fer. Cette analyse est rapportée à la fin de ce chapitre, à la section 2.4.3.

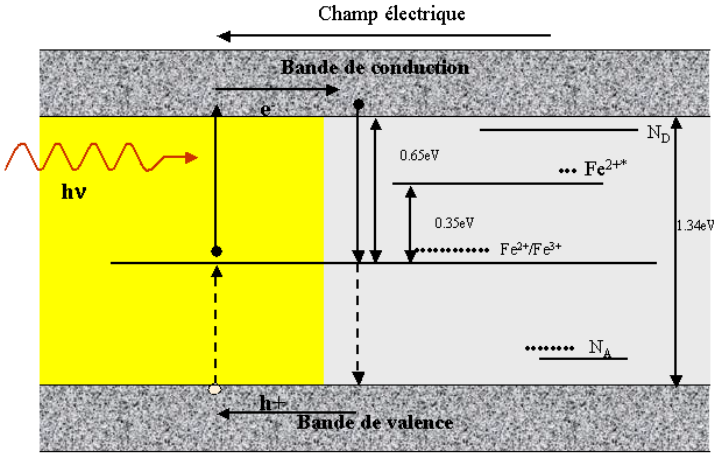


FIG. 2.4 – Schéma à deux bandes

2.3.1 Répartition des niveaux d'énergie dans la bande interdite

La croissance des cristaux introduit des impuretés résiduelles (Si, S, Ge...) d'une concentration allant de 10^{15} à 10^{16}cm^{-3} donnant des niveaux peu profonds (concentration N_D de donneurs et concentration N_A d'accepteurs). Toutes ces impuretés sont responsables de la conductivité résiduelle (type n si $N_D - N_A > 0$, type p si $N_D - N_A < 0$) ; dans le cas d'InP:Fe, $N_D - N_A > 0$ et $N_T > |N_D - N_A|$ tel que N_T est la concentration globale du fer.

Les niveaux profonds (F_e^{3+}/F_e^{2+}) sont à 0.65 eV de la bande de conduction (figure 2.4). F_e^{3+} représente l'état d'accepteurs neutres et Fe^{2+} représente l'état ionisé. Ce sont ces niveaux qui diminuent considérablement la conductivité d'InP:Fe en capturant les porteurs libres. Ce sont également eux qui jouent le rôle prépondérant dans les mécanismes de la photoréfractivité.

Juste au-dessus du milieu de la bande interdite il y a un niveau additionnel qu'on appelle l'état F_e^{2+*} excité. Il peut être excité par photo-excitation d'un électron depuis la bande de valence avec une longueur d'onde inférieure à 1000nm. Il se désexcite rapidement en passant à F_e^{2+*} sans aucune incidence sur la densité des porteurs de charges. De la même façon, il peut exister d'autres niveaux F_e^{1+} et F_e^{4+} [104], mais ils ne jouent pas un rôle significatif dans la photoréfractivité. Dans les chapitres qui suivront nous ne tiendrons pas compte de leur existence.

2.3.2 Modélisation à deux types de porteurs

Sous une illumination, il y a création de porteurs libres à la fois dans les bandes de conduction et de valence. Ceux-ci peuvent se déplacer sous l'effet de trois phénomènes différents : la diffusion, l'entraînement sous champ électrique et l'effet photovoltaïque, avant des recombinaisons éventuelles. En considérant la conservation des particules, il est possible d'exprimer les variations des densités d'électrons libres n, de trous p et du fer ionisé $[Fe^{2+}] = n_T$ par les équations de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = e_n.n_T - c_n.n.p_T + \frac{1}{e}.\text{div}\ (\overrightarrow{j_n}) \tag{2.10}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = e_p.p_T - c_p.p.n_T - \frac{1}{e}.\text{div}\ (\overrightarrow{j_p}) \tag{2.11}$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = e_p.p_T - e_n.n_T - c_p.p.n_T + c_n.n.p_T \tag{2.12}$$

où e_n et e_p sont les coefficients d'excitation des électrons et des trous respectivement, c_n et c_p les coefficients de recombinaison des électrons et des trous respectivement, div désigne l'opérateur de divergence. j_n et j_p désignent les densités de courant des électrons et des trous. N_T représente la densité totale du fer, sa valeur est constante dans le cristal et e représente la charge élémentaire.
La densité de Fe^{3+} (p_T) est reliée à la densité de Fe^{2+} (n_T) par :

$$n_T + p_T = N_T \tag{2.13}$$

En absence d'excitation thermique et optique, les densités du fer ionisé et non ionisé sont notés respectivement n_{T_0} et p_{T_0} [105] tel que :

$$n_{T_0} + p_{T_0} = N_T \tag{2.14}$$

$$n_{T_0} = N_D - N_A \tag{2.15}$$

En général, les coefficients d'excitation e_n et e_p sont composés des coefficients d'excitation thermique et optique tels que :

$$e_n = e_n^{th} + \sigma_n^0.I \tag{2.16}$$

$$e_p = e_p^{th} + \sigma_p^0.I \tag{2.17}$$

e_n^{th},σ_n^0I et e_p^{th},σ_p^0I sont les coefficients d'excitation thermique et optique des électrons et des trous avec I étant l'intensité lumineuse.
Dans InP:Fe, la valeur de la section efficace de photo-excitation des trous σ_p^0 est beaucoup plus grande que celle des électrons σ_n^0 pour n'importe quelle longueur d'onde (valeurs présentées dans le tableau 2.1). Par contre, le coefficient d'excitation thermique e_n^{th} des électrons est de l'ordre de 10 s^{-1} alors que celui des trous e_p^{th} de l'ordre de 10^{-4} s^{-1}. Il est donc raisonnable de dire que les trous sont plutôt excités optiquement et les électrons thermiquement [105].

Les expressions des densités de courant des électrons et des trous (j_n, j_p) sont composées des courants d'entraînement (j_n^{Drift}, j_p^{Drift}) proportionnels au champ électrique local et des courants de diffusion (j_n^{Diff}, j_n^{Diff}) proportionnels à la densité de charge.

$$\overrightarrow{j_n} = \overrightarrow{j_n}^{Drift} + \overrightarrow{j_n}^{Diff} = e.\mu_n.n.\overrightarrow{E} + e.D_n.\overrightarrow{grad}(n) \tag{2.18}$$

$$\overrightarrow{j_p} = \overrightarrow{j_p}^{Drift} + \overrightarrow{j_p}^{Diff} = e.\mu_p.p.\overrightarrow{E} + e.D_p.\overrightarrow{grad}(p) \tag{2.19}$$

où E représente le champ électrique, μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous, $\overrightarrow{grad}$ est l'opérateur gradient. D_n et D_p sont les coefficients de diffusion donnés par la relation d'Einstein : $D_n = \frac{k_B T}{e}\mu_n$ et $D_p = \frac{k_B T}{e}\mu_p$ (k_B est la constante de Boltzmann, T représente la température).
Le gradient de charge qui apparaît dans l'expression de la densité de courant traduit la non localité du processus photoréfractif, ceci étant vrai même en l'absence de champ électrique appliqué à la structure [2].

La relation de Gauss qui relie le champ électrique à la densité de charges est la suivante :

$$\epsilon.\mathrm{div}\ (\overrightarrow{E}) = \rho = e(N_D - N_A + p - n - n_T) \tag{2.20}$$

Sachant que l'équation de Poisson pour une seule dimension spatiale x s'écrit :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon} \tag{2.21}$$

où $E = E_0 + E_{sc}$, tel que E_0 est le champ appliqué et E_{sc} est le champ de charge d'espace.

Les équations qui régissent le modèle de l'effet photoréfractif dans InP:Fe sont récapitulées comme suit dans le cas d'une seule dimension spatiale : modèle de Kukhtarev [6] :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon}(N_D - N_A + p - n - n_T) \tag{2.22a}$$

$$j_n = e\mu_n nE + \mu_n k_B T \frac{\partial n}{\partial x} \tag{2.22b}$$

$$j_p = e\mu_p pE - \mu_p k_B T \frac{\partial p}{\partial x} \tag{2.22c}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = e_n n_T - c_n n p_T + \frac{1}{e}\frac{\partial j_n}{\partial x} \tag{2.22d}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = e_p p_T - c_p p n_T - \frac{1}{e}\frac{\partial j_p}{\partial x} \tag{2.22e}$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = e_p p_T - e_n n_T - c_p p n_T + c_n n p_T \tag{2.22f}$$

$$N_T = n_T + p_T \tag{2.22g}$$

$$\int_{-d/2}^{d/2} E dx = V_0 \tag{2.22h}$$

$$E = E_0 + E_{sc} \tag{2.22i}$$

V_0 est la tension appliquée sur le cristal et d l'épaisseur du cristal.
Ce système sera la base de toutes les modélisations effectuées dans ce manuscrit.

2.4 Analyses préliminaires de nos échantillons

Dans cette partie, nous allons décrire les différents échantillons d'InP:Fe dont nous disposons : nous allons étudier et présenter les caractéristiques préliminaires, notamment pour déterminer l'absorption et la densité du fer.

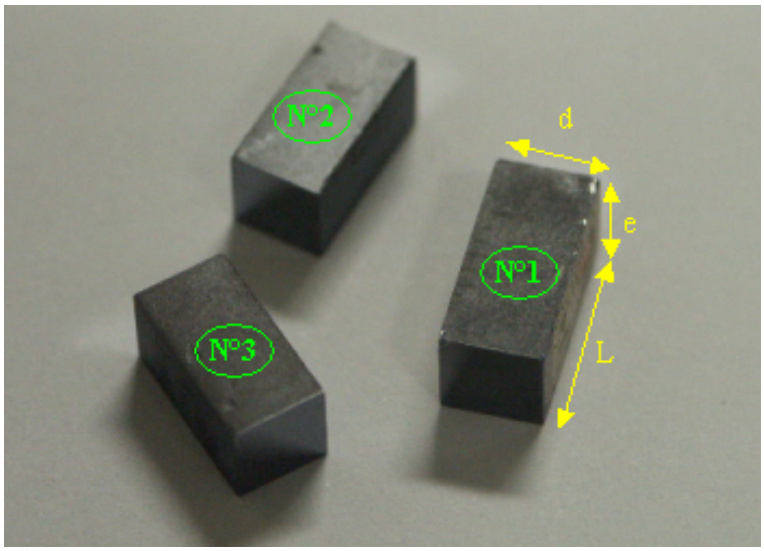


FIG. 2.5 – Des échantillons InP :Fe

Échantillon	Dimensionnement	Découpe
N°1	$5 \times 5 \times 10 mm^3$	
N°2	$5 \times 5 \times 10 mm^3$	$< 001 > < 110 > < \bar{1}10 >$
N°3	$5 \times 5 \times 12 mm^3$	

TAB. 2.2 – Caractéristiques des trois échantillons utilisés

2.4.1 Description des différents échantillons utilisés

Dans notre travail, nous avons utilisé trois échantillons (N°1, N°2, N°3)[2] qui diffèrent par leur dimensions et leur dopages. Leur orientation cristallographique et leur découpe sont identiques. Nos cristaux sont transparents dans le domaine infrarouge ce qui leur donne une couleur sombre (figure 2.5).

2.4.2 Mesures d'absorption

L'effet photo-électrique étant la base de l'effet PR, l'absorption y joue un rôle important. Par ailleurs, c'est le dopage en fer qui va déterminer en grande partie le coefficient d'absorption. C'est pour cette raison qu'il nous a paru important de procéder à la détermination de ce coefficient dans nos échantillons, en fonction de la longueur d'onde utilisée.

[2]les échantillons N°1 et N°2 proviennent de la société InPact (http ://www.inpactsemicon.com), l'échantillon N°3 provient de G.Salamo de département de physique de l'université d'Arkansas.

2.4.2.1 Principe de mesure de l'absorption

Un faisceau incident sur un matériau transparent n'en ressort pas avec la même intensité car une partie de l'énergie incidente n'est pas transmise. Le matériau a en effet une absorption intrinsèque qui dépend de la longueur d'onde incidente. Si $I_{transmis}$ est l'intensité transmise par le matériau qui reçoit une intensité incidente $I_{incident}$; ces deux valeurs sont liées par la transmittance, quotient de ces deux valeurs et ici notée T.

$$T = \frac{I_{transmis}}{I_{incident}} \tag{2.23}$$

La transmittance T dépend de la longueur du matériau, la qualité des surfaces (rugosité) et le parallélisme des faces. A partir de la mesure de la transmittance T, il est possible de calculer la valeur du coefficient d'absorption α d'un matériau de longueur l sachant que :

$$I_{transmis} = \exp^{-\alpha.l} I_{incident} \tag{2.24}$$

Donc l'absorption est égale :

$$\alpha = \frac{-1}{l} \ln(T) \tag{2.25}$$

Selon le modèle adapté à la situation, la formule (2.25) peut évoluer pour tenir compte des caractéristiques des faces du cristal et la nature de la source lumineuse utilisée [106]. Nous pouvons estimer d'une autre manière, la valeur de l'absorption en tenant compte du dopage. On supposant que l'absorption du cristal à la longueur d'onde utilisée est due uniquement à des transitions à partir des niveaux Fe^{2+}/Fe^{3+}, que soit vers la bande de conduction (électrons libres) ou depuis la bande de valence (trous libres), alors elle est reliée aux densités de dopants et aux sections efficaces de photo-excitation par la relation suivante [2] :

$$\alpha = \sigma_n^0 [Fe^{2+}] + \sigma_p^0 [Fe^{3+}] \tag{2.26}$$

Cette relation met en évidence la relation qui existe entre le dopage fer et l'absorption.

2.4.2.2 L'absorption dans nos échantillons

Les mesures d'absorption sont effectuées dans notre laboratoire via un spectromètre Lambda900 de la marque PerkinElmer. La figure (2.6) représente une mesure d'absorption dans nos échantillons InP:Fe. Comme l'on pouvait s'y attendre, le coefficient d'absorption est une fonction décroissante de la longueur d'onde, étant donné que l'absorption

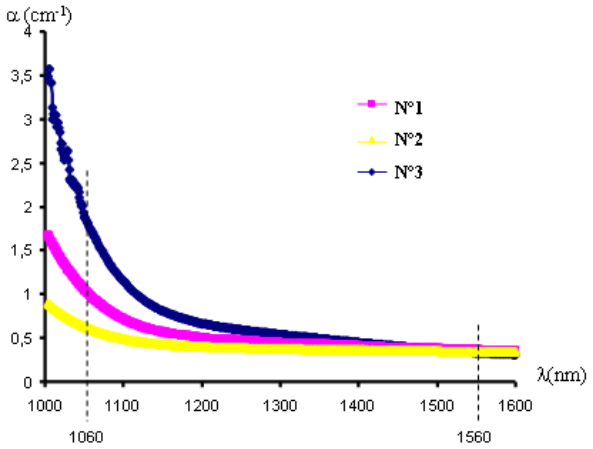


FIG. 2.6 – Mesure d'absorption des différents échantillons d'InP :Fe.

est proportionnelle aux sections efficaces de photo-ionisation des charges (équation 2.26). La diminution d'absorption en fonction de la longueur d'onde confirme une diminution des sections efficaces de photo-ionisation. On constate par ailleurs que les coefficients d'absorption aux deux longueurs d'onde que nous utiliserons 1060 et 1560nm sont très différents, ce dont nous devrons tenir compte dans la suite.

L'absorption est ainsi beaucoup plus importante à 1060nm, conduisant probablement à un effet photoréfractif plus rapide, en contrepartie d'une perte plus importante qu'à 1560nm. En revanche, l'absorption reste à un niveau acceptable pour une application de télécommunications à 1560nm, où des pertes en ligne sont peu acceptables.

L'objectif des chapitres qui vont suivre sera de déterminer si cette absorption est toutefois suffisante pour garantir un effet photoréfractif suffisamment rapide.

2.4.3 Détermination de la densité du fer par la technique *SIMS*

Pour connaître quantitativement la concentration exacte d'impuretés en fer dans nos échantillons, nous avons eu recours à la technique classique *SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry)*[3], souvent utilisée dans le cas des semi-conducteurs et des couches minces. La technique *SIMS* consiste à bombarder la surface du matériau avec un faisceau d'ions (appelés ions primaires) : habituellement, ce sont des atomes d'oxygènes qui sont employés, avec une énergie allant de 1 à 30 keV. L'impact des ions primaires sur la matériau cause une pulvérisation de celui-ci sur une profondeur allant de 1nm à 5µm. La collection des ions secondaires pulvérisés et leur analyse fournit des informations sur la composition de

[3]Analyses SIMS effectuées par la société Probion Analysis (http : //www.probion.fr/).

Ions primaires	O_2^+
Énergie d'impact	5.5keV
surface analysée	diamètre 150µm
Éléments analysés	Fe (fer)

TAB. 2.3 – Conditions expérimentales pour le *SIMS*.

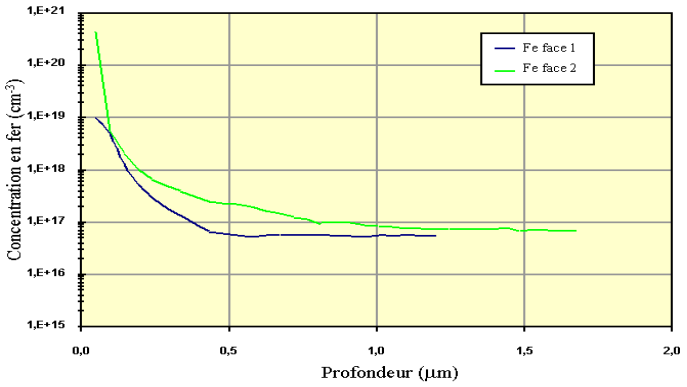


FIG. 2.7 – Résultat de mesure SIMS sur l'échantillon N°1, $N_T = 8.10^{16}cm^{-3}$

l'échantillon. Dans le cas de l'InP:Fe, le *SIMS* peut donner la concentration quantitative du dopage en fer.

La qualité des ions secondaires pulvérisés dépend de l'orientation cristallographique du matériau, de la nature de l'énergie et de l'angle d'incidence de l'ion primaire. Les figures (2.7) à (2.9) représentent les mesures de concentration du fer dans nos trois échantillons. Elles sont faites sur deux faces parallèles de chaque échantillon, afin de vérifier l'homogénéité. Les conditions de mesure du *SIMS* sont listées dans le tableau (2.3).

On constate une décroissance forte du taux de dopage à partir de la surface. La quantité intéressante est la densité de dopage en profondeur, qui se stabilise, dans tous les cas autour de $10^{17}cm^{-3}$.

2.5 Conclusion

Les caractérisations qui viennent d'être rapportées nous fournissent maintenant une base solide pour poursuivre la caractérisation de ces échantillons en nous intéressant de plus près au phénomène photoréfractif, et plus précisément à la différence de comportement entre les deux types de porteurs, que nous tenterons de quantifier par la mesure de quelques paramètres photoréfractifs tel que l'amplification d'un signal via l'expérience de mélange

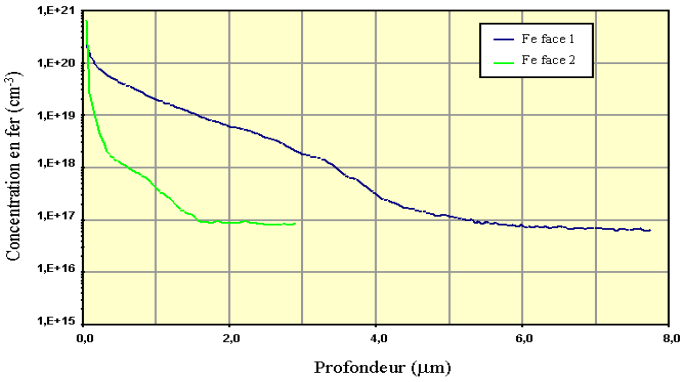


FIG. 2.8 – Résultat de mesure SIMS sur l'échantillon N°2, $N_T = 10^{17}\text{cm}^{-3}$

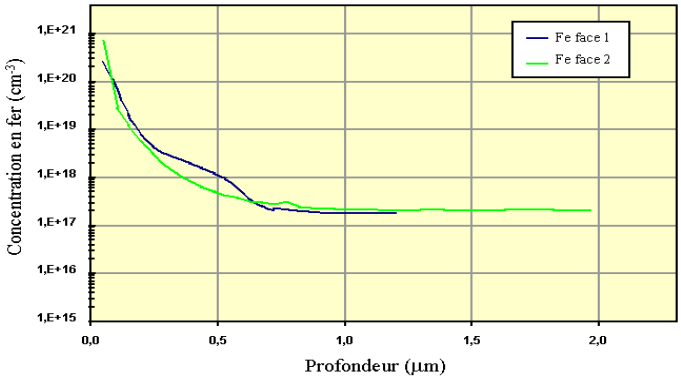


FIG. 2.9 – Résultat de mesure SIMS sur l'échantillon N°3, $N_T = 2.10^{17}\text{cm}^{-3}$

d'ondes.

3

Caractérisation du Phosphure d'Indium dopé fer par le mélange à deux ondes

Ce chapitre est consacré à la caractérisation de nos échantillons InP:Fe via le mélange à deux ondes. Dans un premier temps, une étude théorique du mélange à deux ondes à la fois en régime stationnaire et en régime transitoire est effectuée, en décrivant le comportement du champ de charge d'espace, des porteurs libres (électrons, trous) ainsi que du gain, en fonction de l'intensité et du temps. Dans un second temps, une validation expérimentale est réalisée aux longueurs d'onde 1.06 et 1.56µm. Finalement, le comportement temporel du gain est étudié vis-a-vis de la température.

3.1 Principe du mélange à deux ondes

Le mélange à deux ondes (Two Wave Mixing) constitue à lui seul un excellent outil de caractérisation de l'effet photoréfractif [2]. Son principe consiste à faire propager simultanément dans le cristal photoréfractif deux ondes lumineuses cohérentes issues d'un même laser et faisant un angle l'une par rapport à l'autre. Ces deux ondes forment une figure d'interférences qui induit, par l'effet photoréfractif, une modulation sinusoïdale d'indice. Cette dernière peut rétroagir sur les faisceaux incidents en diffractant le premier sur le second et réciproquement.

Si nous prenons l'un des faisceaux dit faisceau pompe, nettement plus puissant que le deuxième dit faisceau signal, un *transfert d'énergie* de la pompe vers le signal peut se produire : nous parlerons alors d'amplification optique. La mesure du gain de cette amplification et l'étude de la réponse temporelle du matériau donnent des indications non seulement sur les performances photoréfractives, mais également des informations sur certains paramètres physiques comme les densités de donneurs des échantillons, ceci grâce au rapprochement entre la théorie et l'expérience.

3.1.1 Couplage d'ondes

3.1.1.1 Transfert d'énergie

La figure (3.1) montre deux ondes cohérentes, d'amplitude S et P, nommées onde pompe et onde signal formant un angle 2θ. Elles interfèrent dans le volume de l'échantillon photoréfractif. Le réseau d'indice photoinduit (décalé spatialement par rapport au réseau d'illumination) diffracte une partie de ces ondes, donnant ainsi lieu à deux nouvelles ondes d'amplitudes S^d et P^d.

C'est le déphasage Φ existant entre la figure d'interférences (représentée en traits pleins) et le réseau d'indice (représenté en pointillés) qui va permettre le transfert d'énergie d'un faisceau à l'autre. Les ondes diffractées S^d et P^d vont interférer avec les ondes transmises d'amplitudes S^t et P^t. Dans la direction où les interférences sont constructives, nous avons une amplification optique par couplage d'ondes. A noter que le sens de transfert de l'énergie dépend de l'orientation cristallographique du cristal et de la polarisation des ondes incidentes.

La diffraction d'une onde par un réseau donne naturellement naissance à plusieurs ordres de diffraction. Cependant, dans le cas des réseaux épais, que nous étudions ici, nous considérons que les ondes sont diffractées suivant un seul ordre sous la condition de

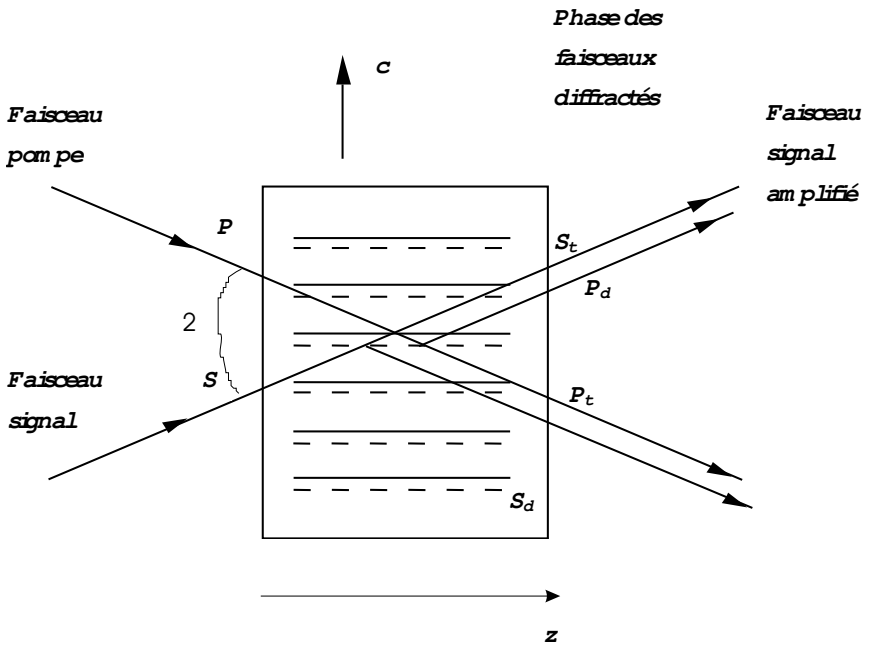


FIG. 3.1 – Transfert d'énergie par le réseau d'indice déphasé de Φ par rapport au réseau d'illumination.

Bragg [107].

3.1.1.2 Mélange à deux ondes dans l'InP :Fe

Les semi-conducteurs, notamment le Phosphure d'Indium dopé fer, ont des coefficients électro-optiques faibles (environ $1.41\mathrm{pm/V}$ pour InP:Fe à comparer avec $360\mathrm{pm/V}$ pour le $BaTiO_3$). Afin d'augmenter l'amplitude du champ de charge d'espace généré dans le matériau, un champ électrique continu peut être appliqué au cristal [18]. Toutefois, l'application de ce champ a pour effet de réduire le déphasage entre le réseau d'indice et le réseau d'illumination, et ainsi le gain du mélange d'ondes.

3.1.2 Équations gouvernant le phénomène du mélange à deux ondes

Le principe du calcul du gain photoréfractif obtenu par le mélange à deux ondes consiste à résoudre les équations de couplage entre deux faisceaux dans la cas d'un réseau épais. Celles-ci peuvent se ramener au système suivant exprimé en intensité [107] :

$$\frac{dI_s}{dz} = \Gamma(I_s, I_p)\frac{I_s I_p}{I_0} - \alpha I_s \tag{3.1}$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\Gamma(I_s, I_p)\frac{I_s I_p}{I_0} - \alpha I_p \tag{3.2}$$

où I_s est l'intensité du signal, I_p l'intensité de la pompe, I_0 l'intensité moyenne ($I_s + I_p$), α le coefficient d'absorption lié au dopage et Γ le gain exponentiel suite au transfert d'énergie.

Le gain est par définition le rapport entre l'intensité du signal à la sortie d'un cristal de longueur l et l'intensité entrée, corrigé de l'absorption, s'exprimant comme suit :

$$\gamma = \frac{I_s(l)}{I_s(0).\exp(-\alpha l)}$$

Le gain local exponentiel Γ est défini par :

$$\Gamma = \frac{1}{l}\ln(\gamma) \tag{3.3}$$

dans le cas où l'on considère le rapport d'intensité pompe-signal important ($\beta = \frac{I_p(0)}{I_s(0)} \gg 1$) et le gain constant sur tout l'intervalle $[0, l]$. Celui-ci peut s'exprimer en fonction des paramètres du cristal et des caractéristiques des faisceaux [108] :

$$\Gamma = (\frac{2.\pi.n^3.r_{eff}}{\lambda.\cos\theta})(\frac{Im(E_{sc})}{m}) \tag{3.4}$$

où n représente l'indice de réfraction du matériaux, r_{eff} le coefficient électro-optique effectif dépendant de l'orientation du cristal et de la polarisation du champ électrique de l'onde incidente, m le contraste des franges d'interférence ($m = \frac{2(I_s I_p)^{1/2}}{I_s + I_p}$) et $Im(E_{sc})$ la partie imaginaire de l'amplitude complexe du champ de charge d'espace créé dans le matériau.

Les équations (3.3) et (3.4) montrent que le gain Γ dépend du pas de modulation de l'intensité Λ lié à l'angle θ ($\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin\theta}$), de la longueur du cristal, de la longueur d'onde et évidemment de l'amplitude du champ de charge d'espace. Dans les pages qui suivent, le champ de charge d'espace E_{sc} fera l'objet d'études théoriques quant à son comportement en fonction du temps et de la température.

3.2 Théorie du mélange à deux ondes

Rappelons ci-dessous les équations de la photoréfractivité dans le cas du semi-conducteur InP:Fe pour une seule dimension spatiale écrites comme suit, avec des notations utilisées dans le chapitre précédent (page 45) :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon}(N_D - N_A + p(x,t) - n(x,t) - n_T(x,t)) \tag{3.5a}$$

$$j_n(x,t) = e\mu_n n(x,t)E(x,t) + \mu_n k_B T\frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \tag{3.5b}$$

$$j_p(x,t) = e\mu_p p(x,t)E(x,t) - \mu_p k_B T\frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \tag{3.5c}$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = e_n n_T(x,t) - c_n n(x,t)p_T(x,t) + \frac{1}{e}\frac{\partial j_n(x,t)}{\partial x} \tag{3.5d}$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = e_p p_T(x,t) - c_p p(x,t)n_T(x,t) - \frac{1}{e}\frac{\partial j_p(x,t)}{\partial x} \tag{3.5e}$$

$$\frac{\partial n_T(x,t)}{\partial t} = e_p p_T(x,t) - e_n n_T(x,t) - c_p p(x,t)n_T(x,t) + c_n n(x,t)p_T(x,t) \tag{3.5f}$$

$$N_T = n_T(x,t) + p_T(x,t) \tag{3.5g}$$

Rappelons que les paramètres e_n, e_p, valent $e_n^{th} + \sigma_n^0.I(x)$, $e_p^{th} + \sigma_p^0.I(x)$ respectivement. Dans le cas du mélange à deux ondes, l'intensité I provient de l'interférence de deux ondes (onde pompe I_p et onde signal I_s). Elle peut donc s'exprimer pour une seule dimension spatiale par :

$$I(x) = I_0(1 + m.Re[e^{iK_g x}])$$

(Re : partie réelle)
où I_0 représente l'intensité moyenne $(I_s + I_p)$, m le contraste des franges d'interferences ($m = \frac{2(I_s I_p)^{1/2}}{I_s + I_p}$), K_g est appelé le vecteur réseau.

L'illumination étant périodique, on peut développer les équations en série de Fourier telle que :

$$A(x) = \sum_{j=-\infty}^{j=+\infty} A_j e^{ijK_g x} \tag{3.6}$$

où A(x) peut représenter le champ électrique, la densité de courant ou bien n'importe quelle densité de charges.
Pour de faibles modulations ($m \ll 1$), les harmoniques d'ordre supérieur à 1 peuvent être négligés. Le développement en série de Fourier peut ainsi se limiter seulement aux ordres zéro et un, et s'écrit :

$$A(x) \cong A_0 + A_1 e^{iK_g x} + A_{-1} e^{-iK_g x} \tag{3.7}$$

Comme nous allons le voir, cette restriction permet d'obtenir une résolution assez simple du système précédent. Dans ce qui suit nous allons étudier le comportement des densités de charges, du champ de charge d'espace et du gain, à la fois en régime stationnaire et en régime transitoire pour une illumination uniforme et pour une illumination périodique.

3.2.1 Régime stationnaire

En régime stationnaire, toutes les dérivées par rapport au temps sont annulées. Nous obtenons une équation différentielle du premier ordre donnant l'amplitude complexe de la partie spatialement modulée du champ de charge d'espace en régime établit.

L'analyse du système précédent en régime harmonique limité à l'ordre 1 se fera donc en deux étapes. La première consiste à annuler les dérivées spatiales et à calculer l'ordre 0, *l'état moyen* du système. L'évaluation de cet ordre 0 servira ensuite de base pour évaluer les petites variations liées à l'ordre 1.

3.2.1.1 Ordre zéro

L'ordre zéro est relatif au terme A_0. Il est obtenu pour une illumination uniforme, correspondant à une modulation nulle ($m = 0$), les équations du système (3.5) deviennent ainsi :

$$0 = (N_D - N_A + p_0 - n_0 - n_T) \tag{3.8}$$

$$0 = e_{n_0} n_{T_0} - c_n n_0 p_{T_0} \tag{3.9}$$

$$0 = e_{p_0} p_{T_0} - c_p p_0 n_{T_0} \tag{3.10}$$

$$N_T = n_{T_0} + p_{T_0}$$

$$V_0 = E_0 d \tag{3.11}$$

Ce système d'équations peut être résolu en considérant $n_0 \ll n_{T_0}$ et $p_0 \ll n_{T_0}$, ce qui est généralement vérifié pour des intensités faibles :

$$n_{T_0} = N_D - N_A \tag{3.12}$$

$$p_{T_0} = N_T - N_D + N_A \tag{3.13}$$

$$n_0 = \frac{e_{n_0} n_{T_0}}{c_n p_{T_0}} = \frac{(e_n^{th} + \sigma_n^0 . I_0) n_{T_0}}{c_n p_{T_0}} \tag{3.14}$$

$$p_0 = \frac{e_{p_0} p_{T_0}}{c_p n_{T_0}} = \frac{(e_p^{th} + \sigma_p^0 . I_0) n_{T_0}}{c_n p_{T_0}} \tag{3.15}$$

$$E_0 = \frac{V_0}{d} \tag{3.16}$$

Les équations (3.14) et (3.15) nous montrent que l'évolution des densités des porteurs n_0, p_0 croissent exponentiellement en fonction de l'illumination (I_0) et de la température du cristal (liée aux coefficients thermiques e_n^{th} et e_p^{th}).

3.2.1.2 Ordre un

A l'ordre un, les paramètres : champ électrique, densités des charges, intensité lumineuse peuvent s'écrire sous la forme de l'équation (3.7). Selon Picoli *et al* [105], pour de faibles illuminations, il est possible de linéariser des termes comme le produit $n(x).p_T(x)$ de la façon suivante :

$$n(x)p_T(x) \approx n_1(x)p_{T_0}(x) + n_0(x)p_{T_1}(x)$$

En tenant compte de cette approximation, nous pouvons montrer que le système (3.5) à l'ordre 1 s'écrit comme suit :

$$iK_g E_1 = \frac{e}{\epsilon}(p_1 - n_1 - n_{T_1}) \tag{3.17a}$$

$$j_{n_1} = e\mu_n[n_0 E_1 + n_1(E_0 + iE_d)] \tag{3.17b}$$

$$j_{p_1} = e\mu_p[p_0 E_1 + p_1(E_0 - iE_d)] \tag{3.17c}$$

$$0 = e_{n_0} n_{T_1} + \sigma_n^0 n_{T_0} I_1 - c_n n_0 p_{T_1} - c_n n_1 p_{T_0} + iK_g j_{n_1}/e \tag{3.17d}$$

$$0 = e_{p_0} p_{T_1} + \sigma_p^0 p_{T_0} I_1 - c_p p_0 n_{T_1} - c_p p_1 n_{T_0} - iK_g j_{p_1}/e \tag{3.17e}$$

$$\begin{aligned} 0 = {} & e_{p_0} p_{T_1} + \sigma_p^0 p_{T_0} I_1 - c_p p_0 n_{T_1} - c_p p_1 n_{T_0} - e_{n_0} n_{T_1} - \sigma_n^0 n_{T_0} I_1 \\ & + c_n n_0 p_{T_1} + c_n n_1 p_{T_0} \end{aligned} \tag{3.17f}$$

$$0 = n_{T_1} + p_{T_1} \tag{3.17g}$$

En résolvant le système d'équations précédent, nous obtenons l'expression du champ de charge d'espace suivante :

$$E_1 = imI_0 \frac{\sigma_p^0 p_{T_0}(1 + i\frac{E_p}{E_0 - i(Ed+E_p)}) - \sigma_n^0 n_{T_0}(1 - i\frac{E_n}{E_0 + i(Ed+E_n)})}{e_{n_0} n_{T_0}(\frac{1}{Eq} + \frac{1}{(Ed+E_n) - iE_0}) + e_{p_0} p_{T_0}(\frac{1}{Eq} + \frac{1}{(Ed+E_p) + iE_0})} = m.E_{sc} \tag{3.18}$$

E_d, E_q, E_n et E_p désignent les champs de diffusion, de saturation, de mobilité des électrons et des trous. Ces champs sont définis par :

$$E_d = K_g \frac{K_b T}{e} \tag{3.19}$$

$$E_q = \frac{e}{\epsilon K_g} \frac{n_{T_0} p_{T_0}}{n_{T_0} + p_{T_0}} \tag{3.20}$$

$$E_n = \frac{c_n p_{T_0}}{\mu_n K_g} \tag{3.21}$$

$$E_p = \frac{c_p n_{T_0}}{\mu_p K_g} \tag{3.22}$$

Comme nous l'avons mentionné précédemment dans le tableau 2.1, la section efficace de photo-excitation des électrons est inférieure à celle des trous, ce qui nous mène à écrire $\sigma_n^0 n_{T_0} << \sigma_p^0 p_{T_0}$. Par ailleurs, e_{p_0} et e_{n_0} peuvent s'écrire respectivement comme $e_p^{th} + \sigma_p^0.I_0$ et $e_n^{th} + \sigma_n^0.I_0$. Les termes $e_{p_0} p_{T_0}$ et $e_{n_0} p_{T_0}$ représentent les taux de génération des trous et des électrons respectivement. Si ces deux quantités sont égales et si on néglige le coefficient d'excitation thermique des trous (e_p^{th}) et le coefficient d'excitation optique des électrons ($\sigma_n^0.I_0$), l'intensité lumineuse peut s'écrire sous la forme :

$$I_0 = I_{res} = \frac{e_n^{th} n_{T_0}}{\sigma_p^0 p_{T_0}} \tag{3.23}$$

Cette intensité est appelée *intensité de résonance*. Elle traduit le fait que le taux de génération des électrons est égal au taux de génération des trous. Elle peut ainsi être introduite aisément dans l'équation du champ de charge d'espace E_1 qui s'écrit alors sous la forme :

$$E_1 = \frac{imI_0}{(I_{res} + I_0)(\frac{1}{E_q} + \frac{E_d}{E_0^2 + E_d^2}) + i(I_{res} - I_0)\frac{E_0}{E_0^2 + E_d^2}} \tag{3.24}$$

Cette solution du champ de charge d'espace E_1 illustre l'existence de trois régimes différents : lorsque l'intensité du faisceau I_0 est inférieure à la résonance I_{res}, lorsqu'elle est égale à l'intensité de résonance et enfin lorsqu'elle est supérieure à cette intensité. Nous décrivons

ici le comportement de E_1 suivant ces différents régimes :

– Au dessous de la résonance ($I_0 < I_{res}$), si l'on suppose que $E_d \ll E_0 \ll E_q$, l'équation (3.24) devient :

$$E_1 = i\frac{mI_0}{I_{res}(\frac{1}{E_q} + \frac{i}{E_0 + iE_d})} \approx mE_0\frac{I_0}{I_{res}} \tag{3.25}$$

Le champ de charge d'espace dans ce cas est positif, en cas où le champ appliqué E_0 est positif. Il est réel, signifiant qu'il est en phase avec l'illumination.

– Au dessus de la résonance ($I_0 > I_{res}$), le champ de charge d'espace déduit de l'équation (3.24) avec les mêmes hypothèses ci-dessus ($E_d \ll E_0 \ll E_q$) s'écrit sous la forme :

$$E_1 = i\frac{m}{(\frac{1}{E_q} - \frac{i}{E_0 - iE_d})} \approx -mE_0 \tag{3.26}$$

Le champ de charge d'espace dans ce cas est négatif, en cas où le champ appliqué E_0 est positif. Il est aussi réel, se qui signifie que le champ est déphasé de π avec l'illumination.

– A la résonance ($I_0 = I_{res}$), l'équation (3.24) devient :

$$E_1 = \frac{imI_0}{(I_{res} + I_0)(\frac{1}{E_q} + \frac{E_d}{E_0^2 + E_d^2})} \tag{3.27}$$

Ici, le champ est purement imaginaire ce qui signifie que le champ est déphasé de $\frac{\pi}{2}$ avec l'illumination.

Les Figures (3.2) et (3.3) représentent la phase et le module du champ de charge d'espace en fonction de l'intensité.
Les valeurs des paramètres utilisées, sont celles citées dans la littérature [100–102, 109], nous utiliserons les mêmes pour la suite de nos simulations : $c_n = 4.1 \times 10^{-8}\text{cm}^3/\text{s}$, $c_p = 1.6 \times 10^{-8}\text{cm}^3/\text{s}$, $\mu_n = 3000\text{cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_p = 150\text{cm}^2/\text{Vs}$, $T = 24^0\text{C}$, $E_0 = 10\text{kV/cm}$, $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, $\sigma_n = 4 \times 10^{-18}\text{cm}^2$, $\sigma_p = 5 \times 10^{-17}\text{cm}^2$.

La figure (3.2) montre l'argument du champ de charge d'espace en fonction de l'intensité. Le déphasage du champ varie entre 0 et π avec l'illumination, en passant bien entendu par $\frac{\pi}{2}$ pour la résonance. La figure (3.3) montre qu'à l'intensité de résonance, le module du champ de charge d'espace est maximal et pour des intensités grandes ou faibles comparées à I_{res} le module du champ de charge d'espace est faible. L'analyse de l'évolution du champ de charge d'espace en fonction de l'intensité peut être également faite en traçant sa

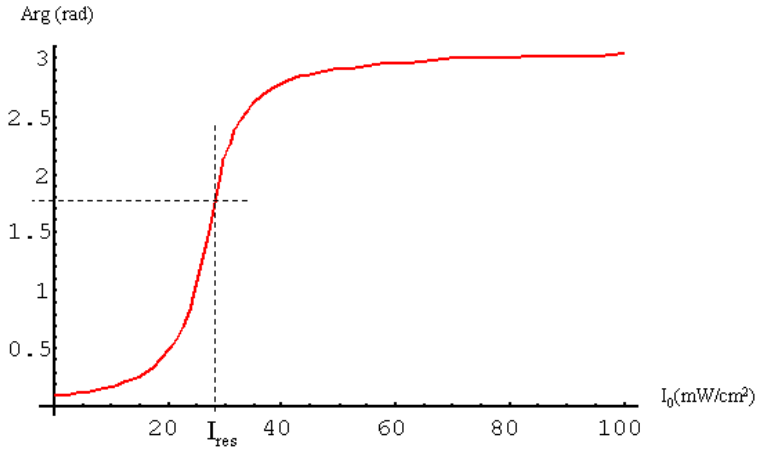


FIG. 3.2 – Argument du champ de charge d'espace en fonction de l'intensité en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2.

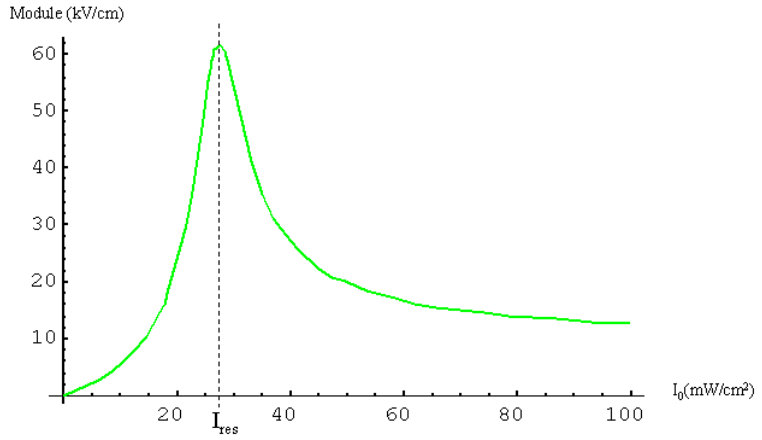


FIG. 3.3 – Module du champ de charge d'espace en fonction de l'intensité en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2.

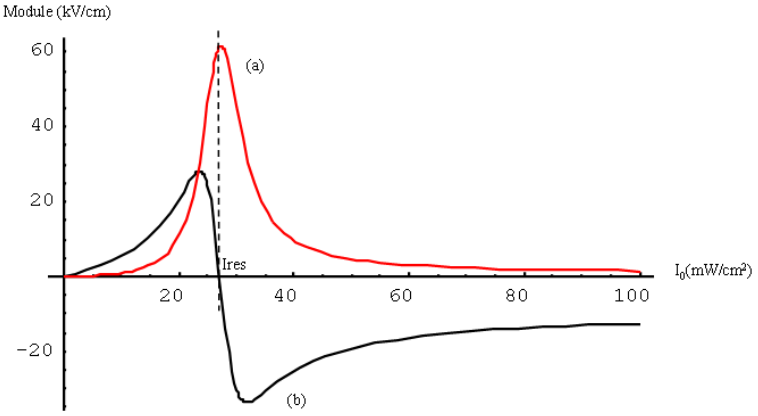


FIG. 3.4 – Parties réelle et imaginaire du champ de charge d'espace en fonction de l'intensité I_0 en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2,(a) partie imaginaire et (b) partie réelle.

partie réelle et sa partie imaginaire. La figure (3.4) représente la partie réelle et la partie imaginaire du champ de charges d'espace en régime stationnaire : nous remarquons qu'à l'intensité de résonance, la valeur de la partie imaginaire du champ est maximale et la valeur de la partie réelle est nulle. Tous les résultats présentés sont en adéquation avec les travaux d'Hawkins [110].

L'expression du gain en régime stationnaire a été donnée en page 56 par l'équation (3.4). Cette expression est correcte pour un gain local ou un échantillon dont l'épaisseur peut être négligée. Pour un cristal de longueur l, le gain réel est décrit par le gain moyen intégré sur la longueur de l'échantillon suivant la propagation. Il s'écrit :

$$\Gamma = \frac{1}{l}\int_0^l \Gamma(z).dz \tag{3.28}$$

La figure (3.5) représente le gain local (a) et le gain moyen (b) en régime stationnaire en fonction de l'intensité I_0 pour une longueur du cristal l égale à $10mm$. La courbe (b) du gain moyen est tracée en fonction de l'intensité à l'entrée du cristal et tient compte de la décroissance de l'intensité due à l'absorption. C'est la raison pour laquelle le phénomène de résonance est moins marqué : il apparaît en effet, pour toute une gamme d'intensités : celle pour laquelle l'intensité de résonance locale (celle de la figure 3.4) est atteinte au cours de la propagation dans le cristal [111].

Après avoir calculé le champ de charge d'espace, nous déduisons les expressions des différentes charges (électrons n, trous p, densité du fer ionisé n_T). Nous nous contenterons ici de donner les représentations graphiques de ces densités (figures 3.6 et 3.7) car leur

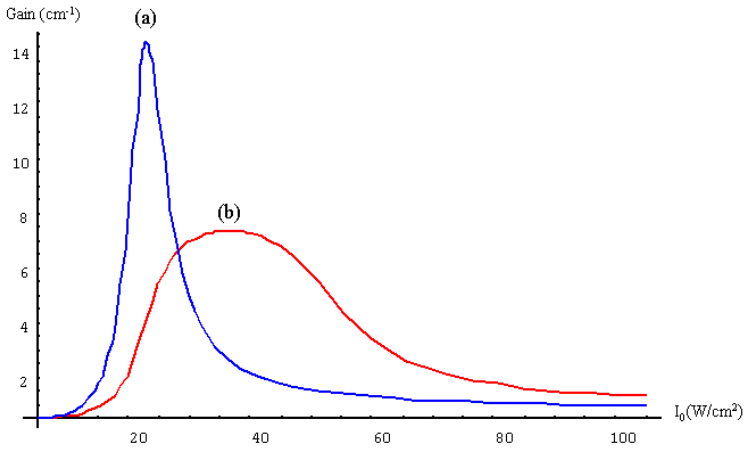


FIG. 3.5 – Gain local (a) et gain moyen (b) en fonction de l'intensité.

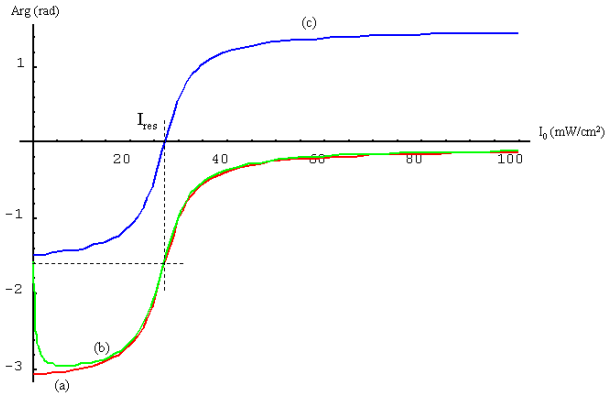


FIG. 3.6 – Arguments des différentes charges en fonction de l'intensité en régime stationnaire pour $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (a) argument de la densité d'électrons, (b) argument de la densité de trous,(c) argument de la densité du fer ionisé.

expressions formelles sont complexes. Le lecteur intéressé les trouvera en annexe B.

La figure (3.6) présente les arguments de ces différentes densités de charges en fonction de l'illumination : que l'on considère les densités d'électrons n_1 (a), des trous p_1 (b) ou du fer ionisé n_{T1} (c) peuvent être déphasées de 0 à π avec l'illumination. À l'intensité de résonance, les densités d'électrons n_1 et de trous p_1 sont déphasées de $-\frac{\pi}{2}$ avec l'illumination et la densité du fer n_{T1} est, elle, en phase avec l'illumination I_0.

La figure (3.7) regroupe l'évolution du module des différentes densités n_1 (I), p_1 (II) et n_{T1} (III) en fonction de l'illumination I_0. Les allures des trois courbes présentées concernant les différentes densités de charges sont qualitativement similaires : elles mettent en évidence une densité maximale pour une intensité correspondant à l'intensité de résonance ;

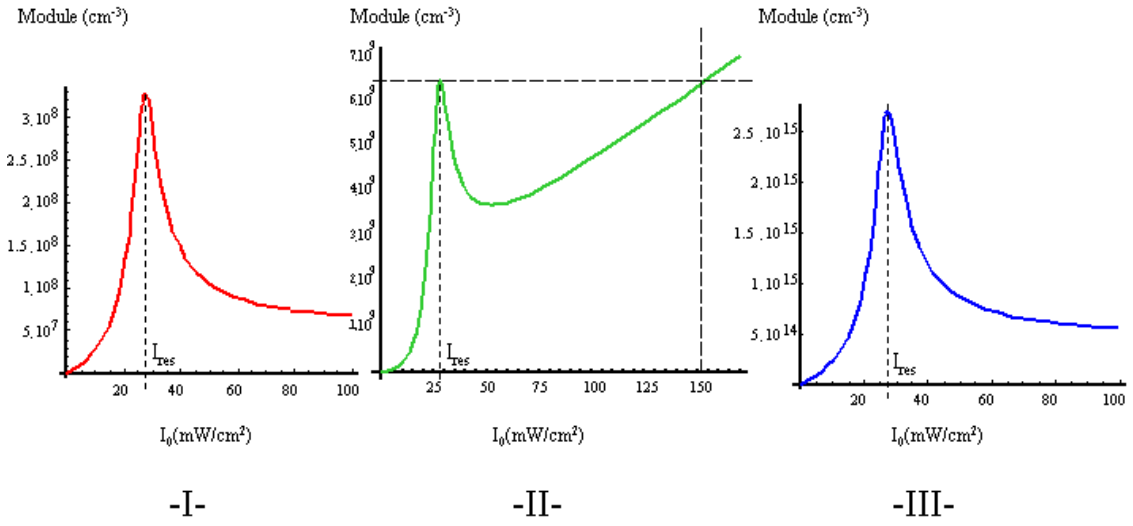


FIG. 3.7 – Evolution du module de la densité d'électrons -I-, de trous -II- et du fer ionisé -III-, en fonction de l'intensité en régime stationnaire pour $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2.

ensuite les densités décroissent, la densité des trous mise à part. Cette dernière augmente naturellement avec l'illumination. Il est à noter qu'il existe une intensité (dans ce cas égale à 150mW/cm^2) pour laquelle la densité des trous est plus grande que celle à la résonance.

L'évolution des modules de la partie réelle (a) et de la partie imaginaire(b) des différentes densités n_1, p_1 et n_{T1} en fonction de l'illumination est calculée et représentée sur la figure (3.8). Les parties réelle et imaginaire des densités d'électrons (I) et de trous (II) ont la même évolution qualitative, mis à part pour des intensités fortes loin de la résonance, où la densité des trous augmente : ceci confirme le fait que les trous sont excités optiquement. On peut remarquer que les courbes décrivant la partie réelle et la partie imaginaire de la densité du fer ionisé (III) ont la même évolution qualitative que les courbes du champ mais inversées.

3.2.2 Régime transitoire

Pour déterminer la construction temporelle du champ de charge d'espace jusqu'à l'état stationnaire, il convient de prendre en compte non seulement du taux de photo-excitation mais aussi du taux de recombinaison et de la mobilité des porteurs [5]. Comme dans le cas du régime stationnaire, nous travaillons sous l'hypothèse de faibles modulations. Nous nous limiterons donc aux ordres 0 et 1 du développement de Fourier. Les solutions du système

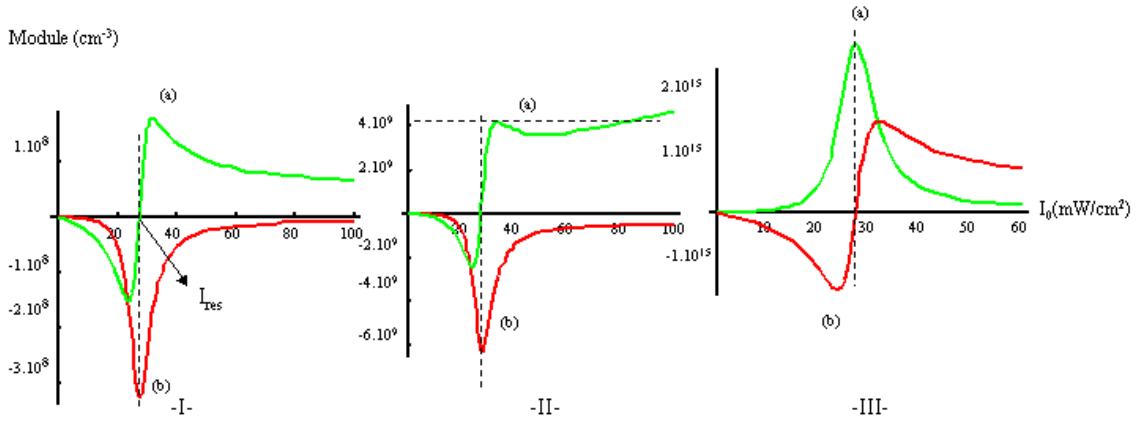


FIG. 3.8 – Les parties réelle (a) et imaginaire (b) des densités d'électrons -I-, de trous -II- et du fer ionisé -III-, en fonction de l'intensité en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2.

s'exprimeront alors sous la forme :

$$A(x,t) = A_0(t) + A_1(t)e^{iK_g x} + cc \tag{3.29}$$

(cc : complexe conjugué)

Dans le but de déterminer une solution analytique, nous nous plaçons dans l'approximation d'un régime d'excitation quasi-continu, ceci faisant suite aux faibles illuminations et aux approximations adiabatiques où les dérivées temporelles de la concentration d'électrons et de trous sont considérées comme nulles.

Dans ce qui va suivre, nous allons considérer l'ordre 0 et l'ordre 1 séparément.

3.2.2.1 Ordre zéro en régime transitoire

L'ordre zéro revient à considérer une illumination uniforme. Dans ce cas il y a pas de création de champ de charge d'espace. Il n'y a que les densités de charge qui peuvent évoluer en fonction du temps. Nous avons pu calculer ces densités, à partir des équations de la photoréfractivité (3.5), pour une illumination lumineuse constante, les équations de continuité peuvent s'écrire comme suit :

$$\frac{\partial n_0(t)}{\partial t} = (e_n^{th} + \sigma_n^0 I_0)n_{T_0} - c_n n_0(t) p_{T_0} \tag{3.30}$$

$$\frac{\partial p_0(t)}{\partial t} = (e_p^{th} + \sigma_p^0 I_0)p_{T_0} - c_p p_0(t) n_{T_0} \tag{3.31}$$

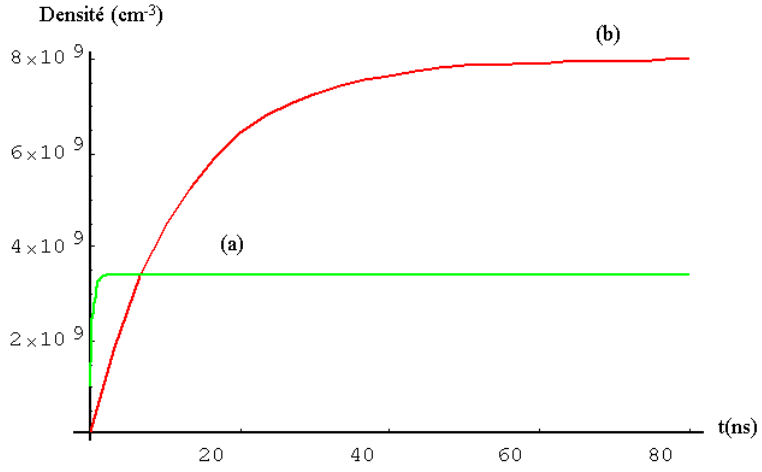


FIG. 3.9 – Évolution temporelle de la densité d'électrons (a), de trous (b), sous une illumination uniforme ($I_0 = 20$ mW/cm^2).

En résolvant les équations (3.30) et (3.31), en considérant à $t \leqslant 0$ les densités de charge des électrons $n_0(0)$ égale à $\frac{e_n^{th}.n_{T_0}}{c_n p_{T_0}}$ et celle des trous $p_0(0)$ égale à $\frac{e_p^{th}.p_{T_0}}{c_p n_{T_0}}$, nous obtenons les expressions suivantes des densités de porteurs :

$$n_0(t) = \frac{e^{-c_n p_{T_0} t}(c_n p_{T_0} n_0 + (-1 + e^{c_n p_{T_0} t}) n_{T_0}(e_n^{th} + \sigma_n \frac{I_0}{h\nu}))}{c_n p_{T_0}} \tag{3.32}$$

$$p_0(t) = \frac{e^{-c_p n_{T_0} t}(c_p n_{T_0} p_0 + (-1 + e^{c_p n_{T_0} t}) p_{T_0}(e_p^{th} + \sigma_p \frac{I_0}{h\nu}))}{c_p n_{T_0}} \tag{3.33}$$

Les évolutions des densités d'électrons et de trous en fonction du temps (sur une échelle nanoseconde) sont représentées sur la figure (3.9) pour une intensité de 20 mW/cm^2. Quand le cristal n'est pas éclairé (à $t \leqslant 0$), la densité des électrons est largement supérieure à la densité des trous : ceci s'explique par le fait que les électrons sont excités thermiquement et les trous optiquement [105]. Après une illumination uniforme, la densité des trous augmente rapidement à l'échelle de la nanoseconde.

3.2.2.2 Ordre un en régime transitoire

Selon les précédents travaux [105], pour de faibles taux de modulation, l'expression du champ de charge d'espace peut être déduite des équations de Poisson, de transport et de continuité à partir de l'équation suivante :

$$\tau_g \frac{dE_1}{dt} + E_1 = m.E_{sc} \tag{3.34}$$

E_{sc} est le champ de charge d'espace stationnaire calculé précédemment, τ_g représente la constante de temps complexe composée d'une partie réelle et une partie imaginaire.

$$\frac{1}{\tau_g} = \frac{1}{\tau} + i.w$$

avec

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

$$w = w_n - w_p$$

Les indices n et p désignent respectivement la contribution des électrons et des trous. τ_n et w_n sont donnés par les relations :

$$\tau_n = \tau_{di,n} \frac{(1 + \frac{E_d}{E_n})^2 + (\frac{E_0}{E_n})^2}{(1 + \frac{E_d}{E_n})(1 + \frac{E_d}{E_q}) + \frac{E_0^2}{(E_n.E_q)}} \tag{3.35}$$

$$w_n = \frac{1}{\tau_{di,n}} \frac{\frac{E_0}{E_n} - \frac{E_0}{E_q}}{(1 + \frac{E_d}{E_n})^2 + (\frac{E_0}{E_n})^2} \tag{3.36}$$

$\tau_{di,n}$, représente la constante diélectrique des électrons (donnée en annexe D). Pour obtenir τ_p et w_p, nous remplaçons dans les relations (3.35) et (3.36) l'indice n par p. E_0 est le champ électrique appliqué, E_d et E_q désignent respectivement le champ de diffusion et le champ de saturation et E_n et E_p sont les champs de mobilité des électrons et des trous. Ces champs ont été définis en page 60.
La solution de l'équation différentielle (3.34) s'exprime sous la forme :

$$E_1 = mE_{sc}[1 - exp(-\frac{t}{\tau_g})] \tag{3.37}$$

Les figures (3.10) et (3.11) représentent l'évolution temporelle du module et de l'argument du champ de charge d'espace E_1 pour différentes valeurs d'intensités : au dessous de la résonance ($I_p = 15$ mW/cm^2), à la résonance ($I_{res} = 27.2$ mW/cm^2) et au dessus de la résonance ($I_p = 40$ mW/cm^2). Que ce soit le module ou l'argument du champ de charge d'espace, nous distinguons trois situations :

1. À l'intensité de résonance, le module du champ de charge d'espace croit exponentiellement, ce qui signifie que la constante de temps est réelle [5]. Son module dans ce cas est le plus élevé. À cette intensité, l'argument correspondant est $\frac{\pi}{2}$, signifiant que le champ de charge d'espace est en quadrature avec l'illumination.

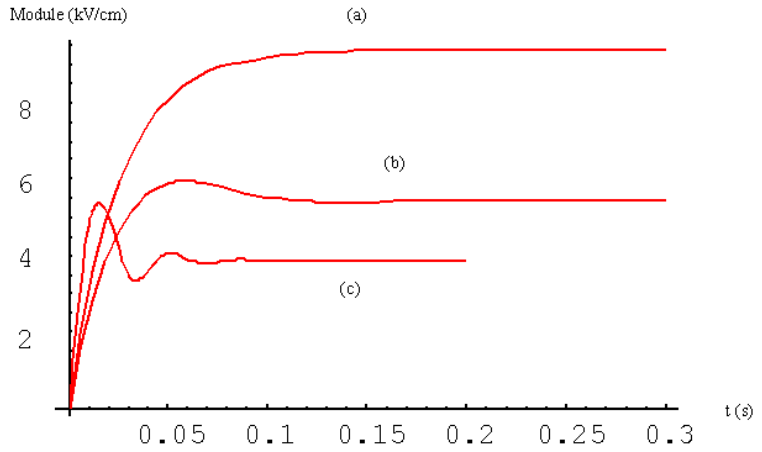


FIG. 3.10 – Évolution temporelle du module du champ de charge d'espace à différentes intensités (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2.

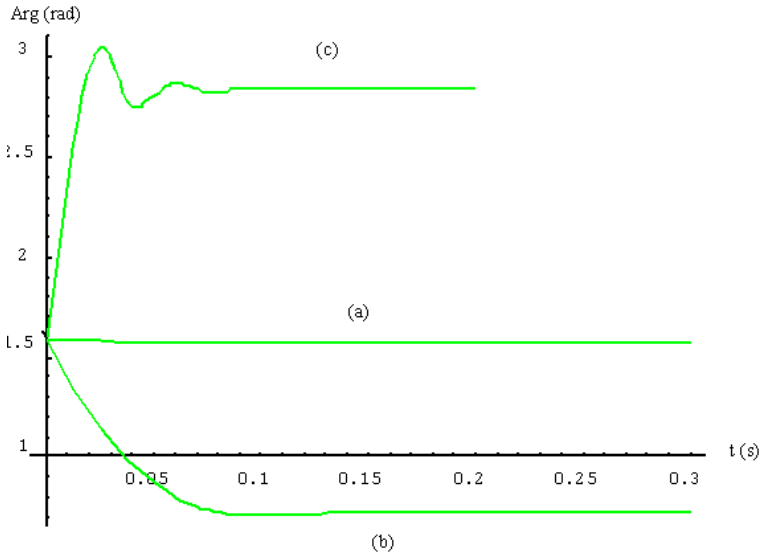


FIG. 3.11 – Évolution temporelle de l'argument du champ à différentes intensités (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2.

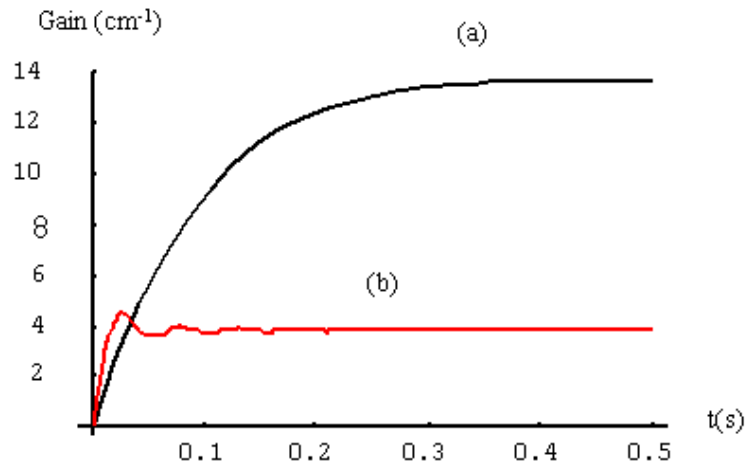


FIG. 3.12 – Gain photoréfractif local (a) et gain photoréfractif moyen (b) en régime transitoire, à l'intensité de résonance.

2. Pour des intensités en dessous de la résonance, le module du champ oscille ce qui signifie que la constante de temps est complexe [5]. Par ailleurs, le champ est approximativement en phase avec l'illumination à l'état stationnaire.

3. Pour des intensités en dessus de la résonance, le module du champ oscille également et s'approche d'un déphasage de π avec l'illumination à l'état stationnaire.

En reprenant l'expression du gain photoréfractif (3.4) page 56 et en remplaçant E_{sc} par $|E_{sc}| \exp i\psi$, à partir de l'expression (3.37), la dépendance temporelle du gain peut s'écrire comme suit :

$$\Gamma = \Gamma_0[1 + \exp(\frac{-t}{\tau}) \times \frac{\sin(wt - \psi)}{\sin\psi}] \tag{3.38}$$

La figure (3.12) représente deux gains : le gain local (a) et le gain moyen (b) en fonction du temps à l'intensité de résonance. Étant donné qu'à cette intensité, le gain est plus fort mais présente un temps d'établissement important qu'ailleurs. Le gain moyen a la caractéristique intéressante de présenter un temps d'établissement plus court mais des oscillations sont présentes et l'amplitude du gain est faible.

La partie imaginaire du champ de charge d'espace est proportionnelle au gain photoréfractif. Pour mieux caractériser nos échantillons, il est intéressant d'étudier l'allure de cette partie imaginaire du champ à des intensités très grandes par rapport à l'intensité de résonance. Cette étude nous mènera à évaluer l'importance de cette intensité vis—a—vis

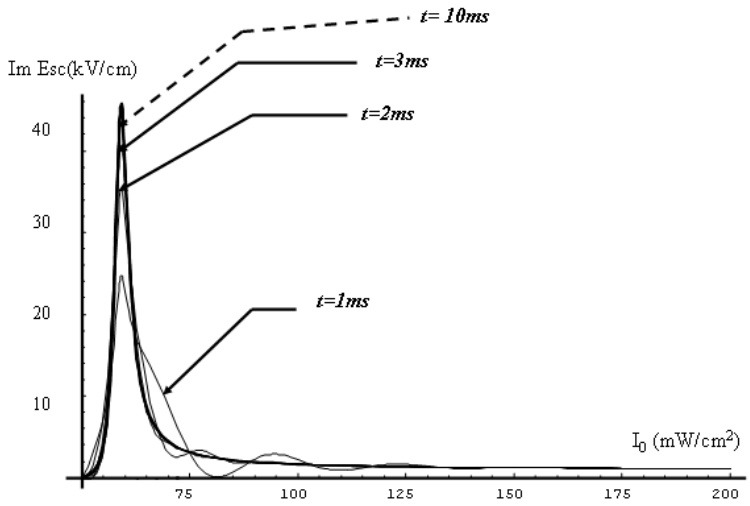


FIG. 3.13 – Partie imaginaire du champ de charge d'espace pour des intensités très supérieures à l'intensité de résonance (I_{res} = 27.2 mW/cm^2) à des instants allant de 1ms à 10 ms (de bas en haut).

de l'amplitude de l'amplification photoréfractive.

La figure (3.13) représente la partie imaginaire du champ de charge d'espace à des intensités supérieures à la résonance à des instants allant de 1ms à 10 ms (de bas en haut). Par exemple pour une intensité de 1000 mW/cm^2, la partie imaginaire vaut environ 0.1kV/cm, ce qui implique que le gain du mélange à deux ondes est très faible pour des intensités loin de la résonance ce qui était prévisible.

Au même titre que la partie imaginaire du champ de charge d'espace, nous allons nous intéresser au comportement de la partie réelle du champ de charge d'espace, qui est la partie en phase avec l'illumination pour des intensités très supérieures à l'intensité de résonance. La figure (3.14) représente l'évolution de la partie réelle du champ de charge d'espace créé dans le cristal pour différentes intensités loin de la résonance (qui est ici de 27.2 mW/cm^2) à des instants allant de 1ms à 10 ms (de haut en bas) par pas de 1ms. Contrairement à la partie imaginaire, la partie réelle du champ reste assez importante, même à des temps courts. Par exemple pour une intensité de 1000 mW/cm^2, pour un temps d'1ms la valeur de la partie réelle du champ vaut environ 15kV/cm, qui est une quantité non négligeable, par rapport au champ extérieur qui est de 10kV/cm.

Comme dans le cas stationnaire, après avoir calculé le champ de charge d'espace, nous nous contenterons, ici, de donner les représentations graphiques de l'évolution temporelle des densités d'électrons et de trous, reportant leurs expressions en annexe B. Les évolutions

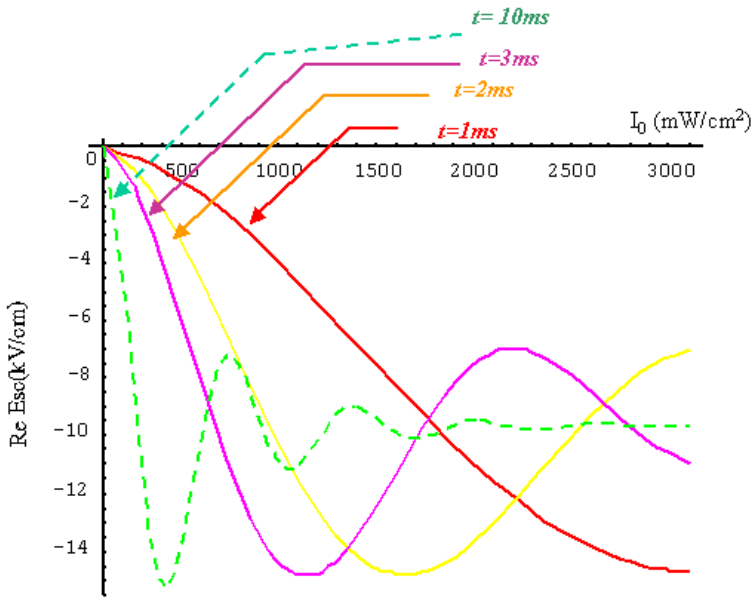


FIG. 3.14 – Partie réelle du champ de charge d'espace pour des intensités très supérieures à l'intensité de résonance ($I_{res} = 27.2$ mW/cm^2) à des instants allant de 1ms à 10 ms (de haut en bas).

du module et de l'argument des densités d'électrons et de trous, en fonction de l'intensité, sont représentées respectivement sur les figures (3.15-3.16) et (3.17-3.18). Nous distinguons ici trois situations différentes :

1. À l'intensité de résonance, les modules des densités d'électrons et de trous augmentent exponentiellement. Les arguments des deux densités sont déphasées de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à l'illumination.
2. Pour une intensité inférieure à l'intensité de résonance les modules des deux densités oscillent et les arguments sont de $-\pi$: les densités sont en opposition de phase par rapport à l'illumination.
3. Pour une intensité supérieure à l'intensité de résonance les modules des deux densités oscillent également et les arguments sont nuls : les densités sont en phase avec l'illumination.

3.2.3 Constante de temps d'établissement du gain photoréfractif

Nous avons jusqu'ici étudié le comportement des différentes caractéristiques du mélange à deux ondes, à savoir le champ de charge d'espace et les différentes densités de charge.

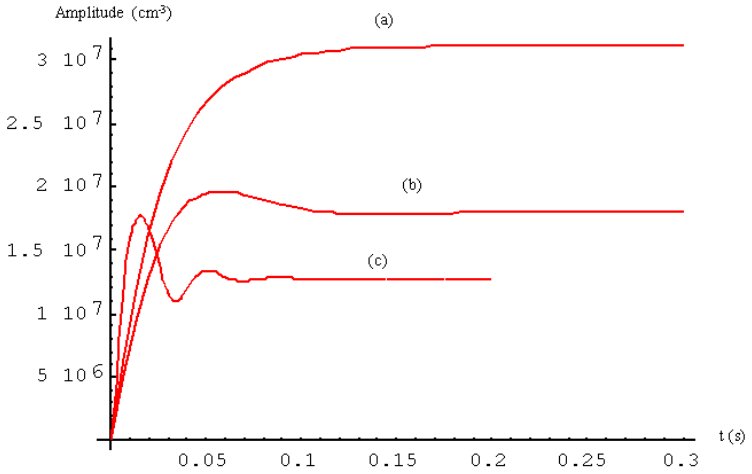


FIG. 3.15 – Évolution temporelle du module de la densité d'électrons à différentes intensités : (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2.

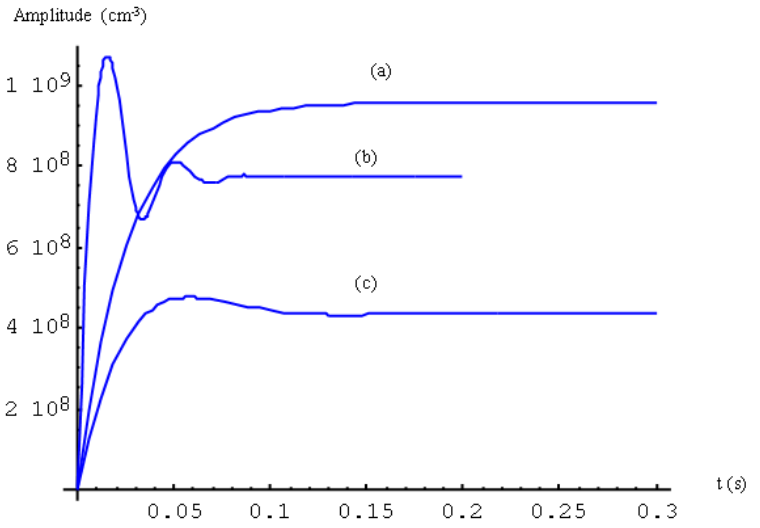


FIG. 3.16 – Évolution temporelle du module de la densité des trous à différentes intensités : (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2.

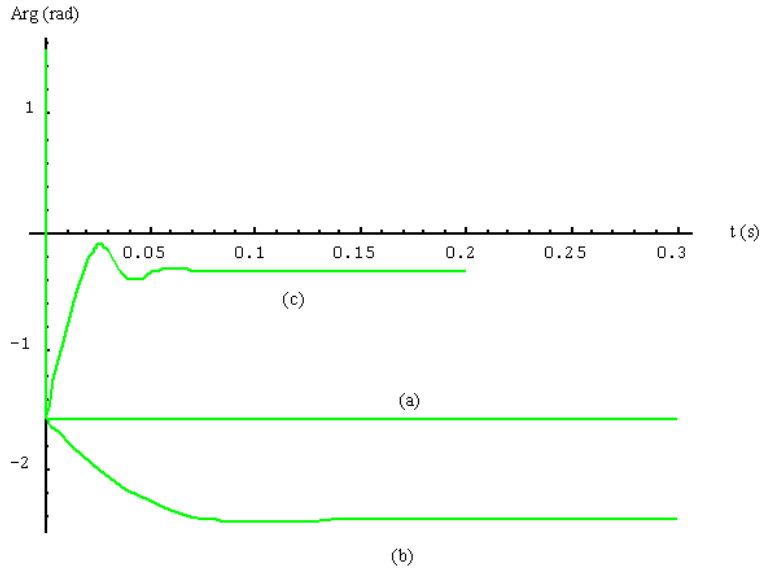


FIG. 3.17 – Évolution temporelle de l'argument de la densité d'électrons à différentes intensités : (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2.

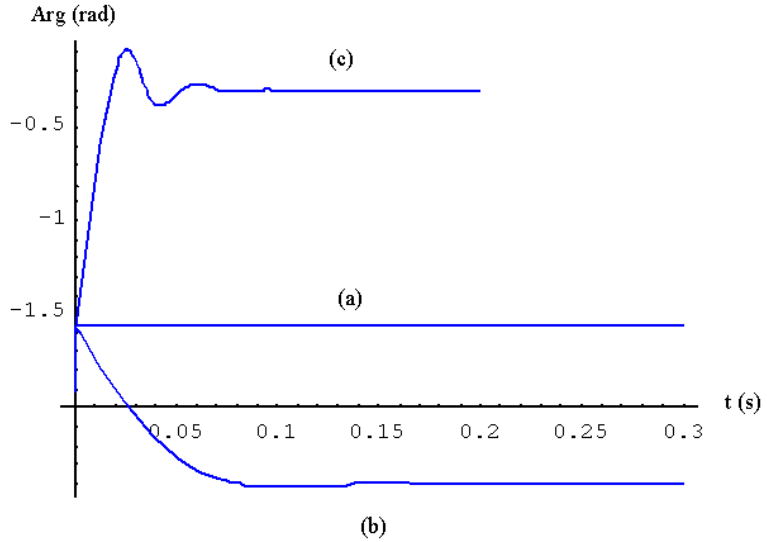


FIG. 3.18 – Évolution temporelle de l'argument de la densité des trous à différentes intensités : (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2.

Nous avons étudié l'évolution de ces grandeurs en fonction du temps jusqu'au régime stationnaire et nous avons montré que toutes les variables présentaient un comportement résonnant autour d'une intensité particulière, dénommée *intensité de résonance*.

Ces analyses nous ont permis de prévoir l'évolution du gain photoréfractif, qui pourra être comparé à l'expérience. Pour ce faire, nous avons déterminé théoriquement un paramètre que nous appelons constante de temps d'établissement du gain photoréfractif. Elle est définie comme le temps pour atteindre 90% du premier maximum du gain dans une configuration donnée. Ces déterminations seront par la suite confrontées à l'expérience en gardant cette même définition.

3.2.3.1 Constante de temps d'établissement du gain en fonction de l'intensité

Le principe de calcul de la constante de temps est illustré sur la figure (3.19). À partir de différentes courbes temporelles du gain à différentes intensités, nous calculons, pour chaque courbe, le temps nécessaire pour atteindre 90% du premier maximum.

Dans cette figure , nous n'avons représenté que trois courbes de gain en fonction du temps à une température constante de 15^0C. Pour obtenir la courbe de la constante du temps caractéristique (figure (3.19) droite), il a fallu, bien entendu, considérer plusieurs courbes de gain à différentes intensités. Il apparaît qu'avec notre définition, que la constante de temps est maximale à une valeur d'intensité qui correspond à l'intensité de résonance valant dans ce cas 25 mW/cm^2. À partir de l'allure de la courbe ($\tau_c = f(I_0)$), il apparaît que pour diminuer le temps de réponse, il conviendrait de se placer au dessous ou au dessus de cette intensité où l'amplitude du gain à l'état stationnaire sera cependant moindre.

3.2.3.2 Constante de temps d'établissement du gain en fonction de la température

Dans le cas précédent, nous avons tracé l'évolution de la constante de temps caractéristique en fonction de l'intensité à une température constante de 15^0C. Dans cette partie, nous allons étudier l'évolution de ce paramètre τ_c en fonction de la température. Pour ce faire, il est nécessaire de considérer plusieurs courbes de gain à une intensité donnée mais à différentes températures.

La figure (3.20) montre l'évolution de la constante de temps calculée de la même manière que dans la partie (3.2.3.1), en fonction de la température pour une intensité donnée de 62 mW/cm^2. Nous observons une allure qualitative similaire à la courbe donnant τ_c en fonction de l'intensité pour une température fixée. Cette courbe présente un maxima, pour

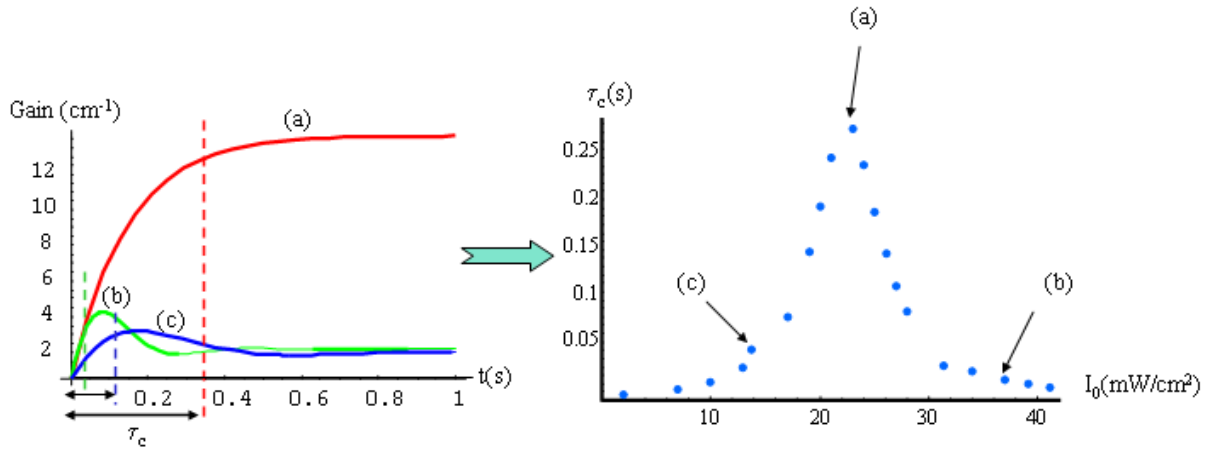


FIG. 3.19 – A gauche : gain photoréfractif en fonction du temps pour différentes intensités : à la résonance (a), au dessous de la résonance (b) et au dessus de la résonance (c). A droite : la constante de temps calculée à partir des courbes du gain en fonction de l'intensité.

une température valant approximativement 22^0C et la valeur de la constante de temps décroît de part et d'autre de cette valeur.

Pour illustrer simultanément l'effet de la température et de l'intensité sur le temps de réponse, nous avons tracé l'évolution de la constante de temps en fonction de la température pour 3 intensités très différentes (figure 3.21). Si l'intensité augmente, le temps de réponse diminue, ce qui confirme les observations précédentes. De même, si la température augmente le temps de réponse diminue. Par ailleurs, pour chaque intensité, il apparaît une résonance où le temps de réponse est maximal. Cette température de résonance correspond à l'intensité de résonance vue précédemment. Nous venons en fait de retrouver que l'intensité de résonance dépendait de la température comme le montrait déjà l'expression (3.23), où $I_{res} = \frac{e_n^{th} n_{T_0}}{\sigma_p^0 p_{T_0}}$ et $e_n^{th} = 3,25.10^{25}.\frac{m_n^*}{m}.T^2.\sigma_n^\infty.e^{\frac{-E_{na}}{k_b.T}}$ et où $\frac{m_n^*}{m}$ est la masse effective de l'électron, E_{na} l'énergie d'activation apparente et σ_n^∞ est la section efficace de capture des électrons. Les valeurs de ces paramètres ont pu être déterminées expérimentalement [112].

Nous pouvons donc résumer ces considérations en remarquant que : à une température donnée, il y a certes une intensité de résonance définie comme ci-dessus – à une intensité donnée, il existe également une température de résonance, provenant du même phénomène physique. Il apparaît clairement que la modification de l'intensité peut être remplacée par une modification de la température qui jouera un rôle similaire vis-à-vis du temps de réponse.

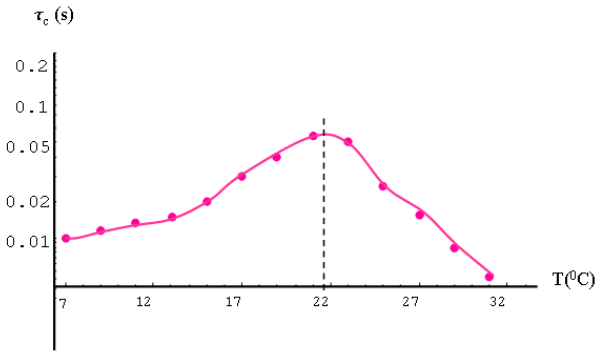


FIG. 3.20 – Constante de temps caractéristique d'établissement du gain photoréfractif en fonction de la température, pour une intensité de 62 mW/cm^2.

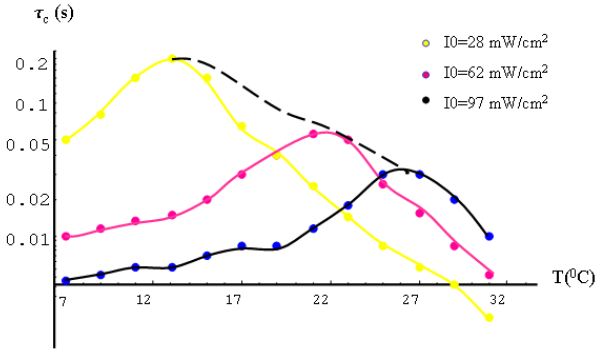


FIG. 3.21 – Constante de temps caractéristique d'établissement du gain photoréfractif en fonction de la température à différentes intensités. La ligne en pointillé marque le temps de réponse à l'intensité de résonance.

3.3 Expérience de mélange à deux ondes

Pour effectuer les mesures du gain photoréfractif des différents échantillons InP:Fe à différentes intensités et de vérifier ainsi les prévisions théoriques concernant la constante de temps définie précédemment, une expérience de mélange à deux ondes en configuration co-directionnelle (cas où les deux faisceaux pompe et signal se propagent dans la même direction) a été réalisée.

Ces expériences nous serviront également à mesurer l'intensité de résonance dans nos échantillons, mesure dont nous aurons besoin dans les chapitres qui suivent. Cette expérience de mélange à deux ondes sera réalisée à deux longueurs d'onde (1.06 et 1.56µm).

3.3.1 Principe de fonctionnement

Nous avons fait des mesures aux deux longueurs d'onde 1.06 et 1.56µm en utilisant deux sources laser. La première est un laser à semi-conducteur à 1.56µm, du modèle *APM*, de marque *Power Technology* émettant une puissance continue de 10 mW. La deuxième source est un laser Nd-YAG continu à 1.06µm, du modèle *IRCL-700-106*, de marque *CrystaLaser* émettant une puissance continue de $700\mathrm{m}W$. Pour chaque source laser on lui a associé une configuration de TWM différente de l'une de l'autre : une configuration *losange* pour la source à 1.06µm et une configuration *triangle* pour la source à 1.56µm pour des raisons citées ci-dessous.

La source laser à 1.06µm possède une longueur de cohérence de l'ordre de 10 mm. Pour palier ce problème, nous avons été amenés à réaliser la configuration *losange* de TWM, de manière à conserver un chemin optique de longueur comparable sur les deux bras ce qui nous mène à une meilleure cohérence. Le principe de cette configuration est illustré sur la figure (3.22)-a.

Par contre, la source laser à 1.56µm possède une puissance plus faible de 10 mW, pour laquelle la configuration *losange* n'est plus adéquate car il y a des pertes de puissance : nous avons ainsi opté pour une configuration *triangle*, cette configuration est illustrée sur la figure (3.22)-b.

Dans les deux configurations, le faisceau laser est divisé en deux faisceaux cohérents (pompe, signal) via un cube séparateur non polarisant, ces deux faisceaux se rejoignent au niveau de la face d'entrée du cristal. Pour que le faisceau pompe soit plus puissant que le faisceau signal, un filtre de densité est placé sur le trajet du faisceau signal. Le rapport d'intensités β entre les deux faisceaux est égal à 50. L'angle formé par les deux faisceaux

est de 12 degrés.

Le cristal est soumis à un champ électrique de 10kV/cm le long de l'axe $< 001 >$. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, le faisceau est polarisé linéairement le long de la direction $< \bar{1}10 >$ et se propage le long de la direction $< 110 >$.

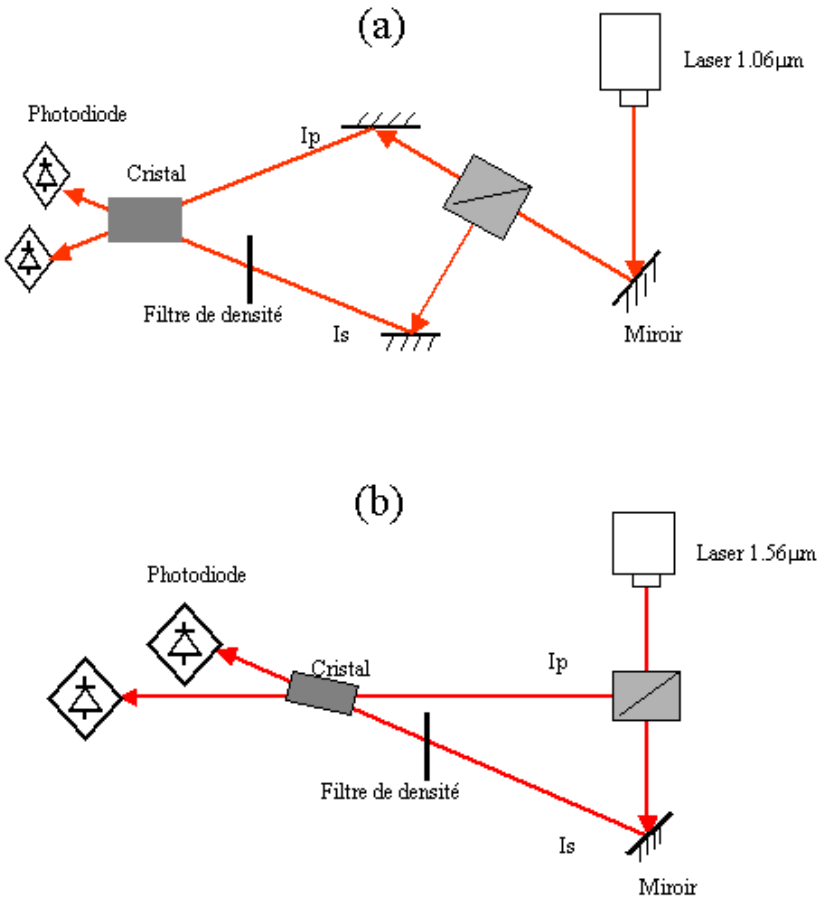


FIG. 3.22 – Schéma de principe du mélange à deux ondes : (a) configuration losange, (b) configuration triangle.

3.3.2 Description détaillée du banc expérimental

Nous allons décrire de manière plus détaillée la composition du banc expérimental de mélange à deux ondes en nous limitant à la configuration losange. Pour le banc expérimental en configuration triangle, les mêmes composants optiques ont été utilisés.

Le banc expérimental représenté sur la photographie (3.23) est composé essentiellement des éléments suivants :

1. Laser infrarouge Nd-YAG, $\lambda = 1060\text{nm}$, $\mathrm{P} = 700$ mW.
2. Laser rouge continu He-Ne, $\lambda = 633\text{nm}$, $\mathrm{P} = 10$ mW, permettant l'alignement du banc avec laser IR.

3. Périscope, composé de deux miroirs traités anti-reflets en infrarouge.
4. Lame quart d'onde.
5. Cube séparateur polarisant permettant d'imposer une polarisation verticale.
6. Cubes séparateurs non polarisants.
7. Système agrandisseur et de filtrage du faisceau, composé de deux objectifs de microscope ($f_1 = 8,3mm$ et $f_2 = 14,8mm$) et d'un trou de $50\mu m$ de diamètre.
8. Miroirs traités anti-reflets aux longueurs d'onde infrarouges.
9. Filtre de densité variable rotatif utilisé pour ajuster l'intensité du faisceau signal.
10. Cristal photoréfractif.
11. Support de cristal avec cellule Peltier pour la régulation en température et électrodes pour l'application d'un champ électrique.
12. Photodiodes du type $InGaAs$ utilisées pour mesurer les intensités des faisceaux pompe et signal.

3.3.3 Résultats du mélange à deux ondes à $1.06\mu m$

Les mesures présentées ici n'ont été réalisées que sur différents échantillons du type N°3 pour des raisons de disponibilité.

3.3.3.1 En régime stationnaire

Le gain PR en régime stationnaire est mesuré via le rapport d'intensité du faisceau signal reçu par la photodiode, avant et après avoir appliqué le champ électrique. Des mesures du gain ont été faites à différentes températures allant de 11^0C à 25^0C, pour des éclairements de pompe allant jusqu'à 100 mW/cm^2. L'intensité maximale était limitée par la puissance du laser, qui était faible à cause du filtrage spatial du faisceau.

La courbe (3.24) montre un exemple de mesure du gain PR expérimental en régime stationnaire pour une température de 12^0C. L'étalement de cette courbe est dû à l'absorption importante de 2 cm^{-1} de notre échantillon à la longueur d'onde $1.06\mu m$ (voir la courbe d'absorption 2.6), comme nous l'avons montré à la fin du chapitre précédent. Cette courbe présente un maximum de gain égal à $1.3cm^{-1}$ pour une intensité de résonance I_{res} d'environ 50 mW/cm^2.

La figure (3.25) récapitule un ensemble de courbes du gain PR en régime stationnaire pour trois températures différentes 11^0C, 18^0C et 21^0C. La courbe du gain correspondant à

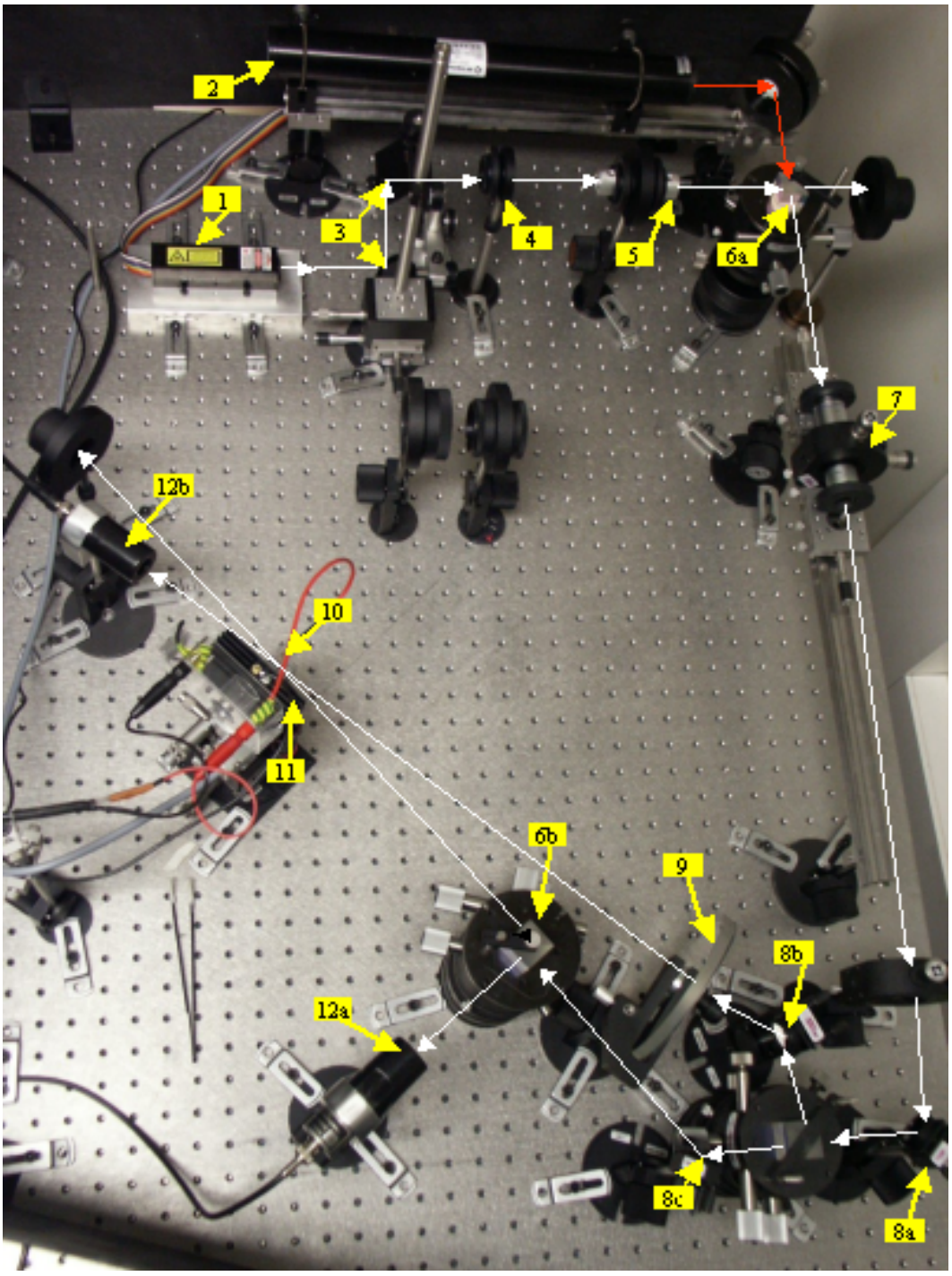


FIG. 3.23 – Montage expérimental de caractérisation du mélange à deux ondes.

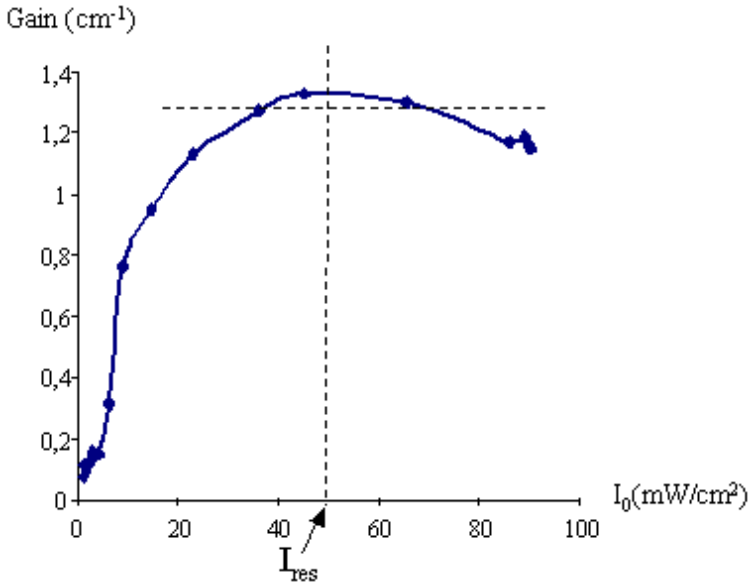


FIG. 3.24 – Gain stationnaire à la température 12^0C.

la température 11^0C ressemble à celle de 12^0C. L'intensité de résonance à 11^0C est proche de 40 mW/cm^2 et de 50 mW/cm^2 pour 12^0C. À 18^0C et 21^0C, elle continue d'augmenter mais ne disposons pas d'assez de puissance pour la mesurer. Ce comportement est cohérent avec la théorie développée précédemment et la littérature [105].

3.3.3.2 En régime transitoire

Nous avons effectué dans notre expérience des mesures du gain PR en régime transitoire via l'utilisation d'une photodiode de temps de réponse rapide, environ 3ns. Cette photodiode est connectée à un oscilloscope du modèle *tds680B*, de marque *Tektronix*, de bande passante 1GHz, permettant d'obtenir des mesures temporelles précises.

Différentes mesures du gain PR à différentes intensités allant d'environ 10 mW/cm^2 à 100 mW/cm^2 par pas de 20 mW/cm^2, à différentes températures allant de 11^0C à 25^0C ont été réalisées.

La figure (3.26) montre un exemple de mesure du gain PR en régime transitoire pour une intensité de 62 mW/cm^2, à une température de 15^0C. L'aspect bruité de cette courbe est probablement dû aux parasites des appareils de mesures. Dans cet exemple le temps caractéristique τ_c est de 0.1 s.

La figure (3.27), présente la courbe précédente et deux courbes (b), (c) supplémentaires, pour des intensités respectives de 97 mW/cm^2 et 28 mW/cm^2 à la même température de

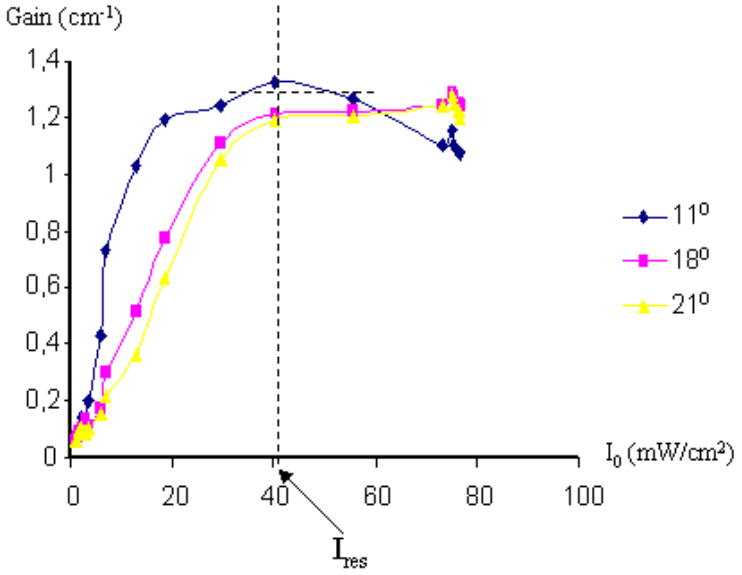


FIG. 3.25 – Gain stationnaire photoréfractif à différentes températures.

15^0C. Le gain correspondant à l'intensité de 62mW/cm^2, courbe (a), présente une valeur maximale et semble être exponentiel ce qui signifie qu'à la température de 15^0C, cette intensité correspond à l'intensité de résonance. En effet, pour les autres valeurs d'intensité, le gain est moindre.

3.3.3.3 Résultats expérimentaux de la constante de temps caractéristique

La constante de temps τ_c estimée sur la courbe (3.27) de la manière décrite dans la partie 3.2.3, présente une valeur plus élevée sur la courbe (a), correspondant au gain maximal, que les autres courbes (b) et (c).

En estimant la constante de temps τ_c aux mêmes intensités que la courbe (3.27) mais à différentes températures, nous obtenons la figure (3.28). Cette courbe résume à la fois l'effet de la température et de l'intensité sur le temps caractéristique de l'amplification. Ce comportement est similaire à la courbe théorique présentée en figure (3.21), à la différence que la constante de temps est un peu plus importante dans le cas expérimental. Par exemple le maximum de la courbe pour l'intensité de 62 mW/cm^2 de la courbe expérimentale (figure 3.27) est d'environ 0.1s, alors dans le cas théorique (courbe 3.20), elle vaut approximativement 0.05s. Notons également que la *température résonante* associée à chaque intensité est différente de celle prévue théoriquement. Par exemple pour l'intensité précédente de 62 mW/cm^2, expérimentalement, la température résonante vaut

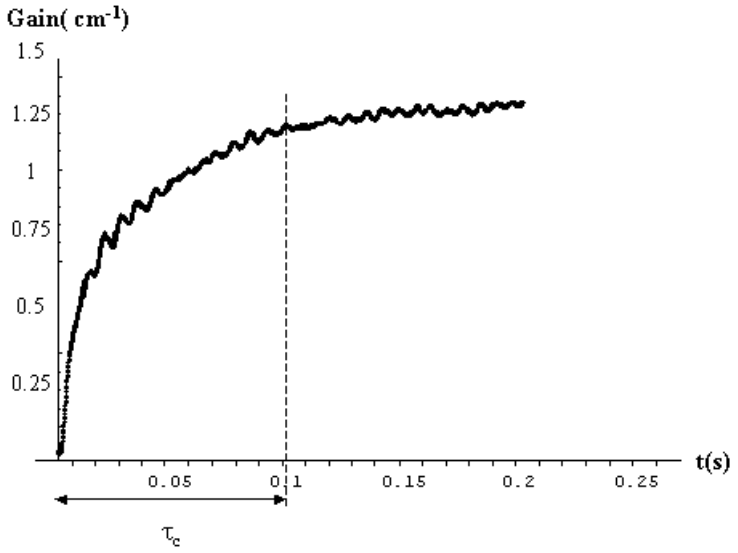


FIG. 3.26 – Gain dynamique à 15^0C pour une intensité de 62 mW/cm^2.

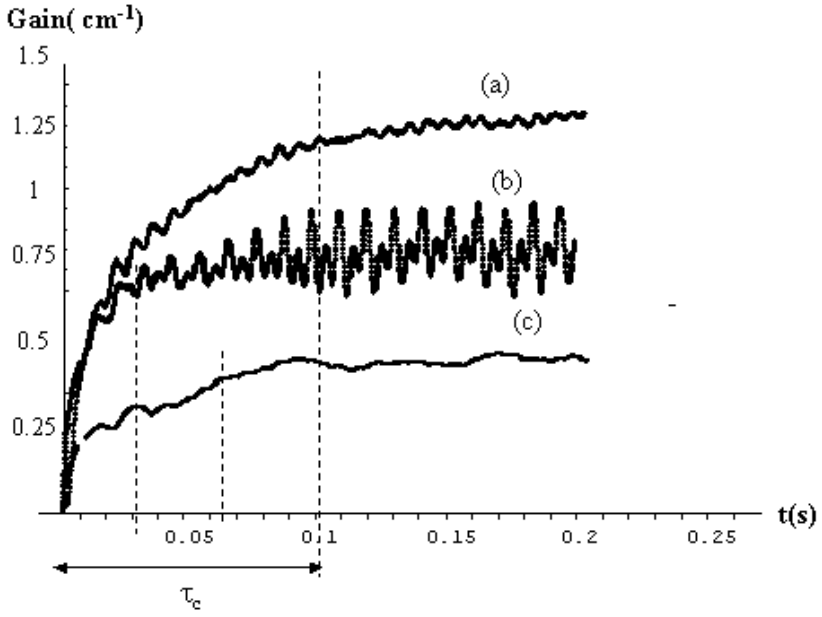


FIG. 3.27 – Gain dynamique à 15^0C pour différentes intensités : (a) 62 mW/cm^2, (b) 97 mW/cm^2, (c) 28 mW/cm^2.

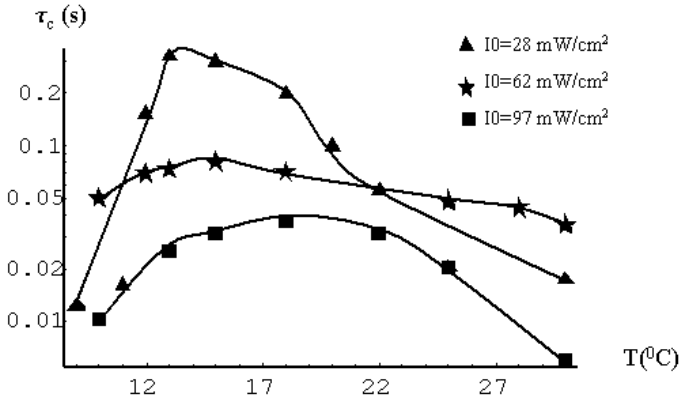


FIG. 3.28 – Constante de temps τ_c en fonction de la température à différentes intensités.

15^0C, alors que théoriquement elle elle est évaluée à 22^0C. Cette différence de valeurs peut être interprétée par la méconnaissance des valeurs exactes des paramètres physiques de nos échantillons tels que les mobilités, les sections efficaces de photo-excitation des porteurs et surtout l'énergie d'activation E_{na} qui intervient dans le terme exponentiel du coefficient d'excitation thermique ($e_n^{th} = 3,25.10^{25}.\frac{m_n^*}{m}.T^2.\sigma_n^{\infty}.e^{\frac{-E_{na}}{k_b.T}}$).

Ces résultats confirment que l'intensité comme la température joue un rôle identique vis-à-vis du temps de réponse. De ce fait, nous pouvons déterminer le paramètre adéquat à modifier pour améliorer ce temps expérimentalement.

3.3.4 Mélange à deux ondes à 1.56µm

L'objectif principal de notre expérience de mélange à deux ondes est de déterminer l'intensité de résonance, mesure qui nous servira pour les chapitres qui suivent. Ainsi, dans cette partie, nous nous limiterons aux résultats stationnaires de l'amplification.

Différentes mesures du gain PR en régime stationnaire à la longueur d'onde 1.56µm ont été effectuées à des intensités pouvant aller jusqu'à 500 mW/cm^2, limitation due à la puissance du laser. Cette limitation en puissance réduit l'intervalle de variation de température possible ne pouvant pas aller au delà de 15°C. Nous avons donc effectué des mesures à des températures allant de 8°C à 15°C, présentées dans ce paragraphe.

La figure (3.29) présente un exemple de mesure du gain PR pour une température constante de 8°C. Dans ces conditions expérimentales, le comportement résonant du gain est plus visible que pour la longueur d'onde 1.06µm, du fait de la faible absorption de nos échantillons à la longueur d'onde 1.56µm (environ 0.4 cm^{-1}). L'intensité de résonance correspondant à cette température est d'environ 200 mW/cm^2. Pour une température

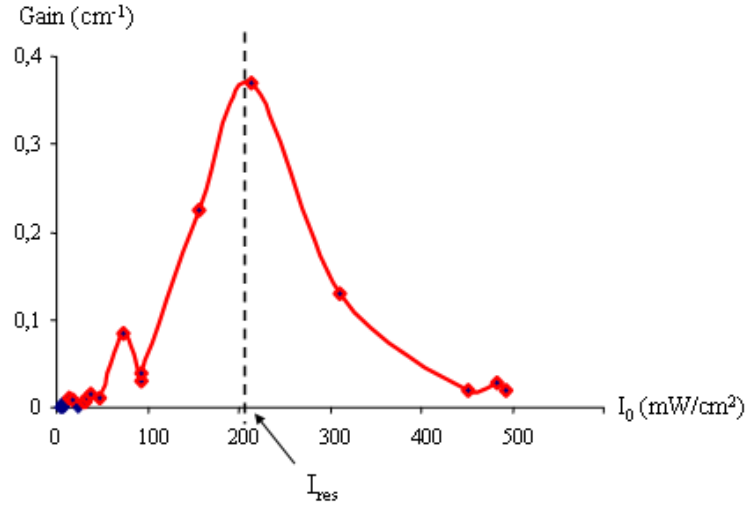


FIG. 3.29 – Gain stationnaire à $\lambda = 1.56\mu m$ pour une température de 8°C.

supérieure comme par exemple à 10^0C, nous obtenons la courbe (3.30) où l'intensité de résonance est d'environ 320 mW/cm^2.

3.3.5 Extrapolation de l'intensité de résonance

Avec les mesures du gain PR effectuées à différentes intensités et températures , nous pouvons déduire par extrapolation l'intensité de résonance correspondant à des températures bien supérieures à celles utilisées en expérience de la manière suivante, sachant que $I_{res} = \frac{e_n^{th} n_{T_0}}{\sigma_p^0 p_{T_0}}$ et $e_n^{th} = 3,25.10^{25}.\frac{m_n^*}{m}.T^2.\sigma_n^\infty.e^{\frac{-E_{na}}{k_b.T}}$. Nous pouvons mettre e_n^{th} sous la forme $e_n^{th} = a.T^2.\exp(b\frac{-E_{na}}{T})$, où a et b sont des constantes et I_{res} s'écrit sous la forme :

$$I_{res} = e_n^{th}.y = a.T^2.\exp(b\frac{-E_{na}}{T}).y$$

avec y et E_{na} les inconnues. Pour déterminer leurs valeurs, nous allons utiliser les résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

Par exemple pour la longueur d'onde 1.56µm : à la température de 8^0C, l'intensité de résonance I_{res} est de 200 mW/cm^2 et à la température de 10^0C, I_{res} vaut 320 mW/cm^2. A partir de ces deux mesures, nous obtenons un système de deux équations à deux inconnues qui nous permet de déduire E_{na} et y.

A partir de ce calcul, pour une température de 20^0C à la longueur d'onde 1.56µm, nous obtenons par ce procédé I_{res} égale à 3W/cm^2 et à la longueur d'onde 1.06µm, nous obtenons I_{res} égale à 300 mW/cm^2.

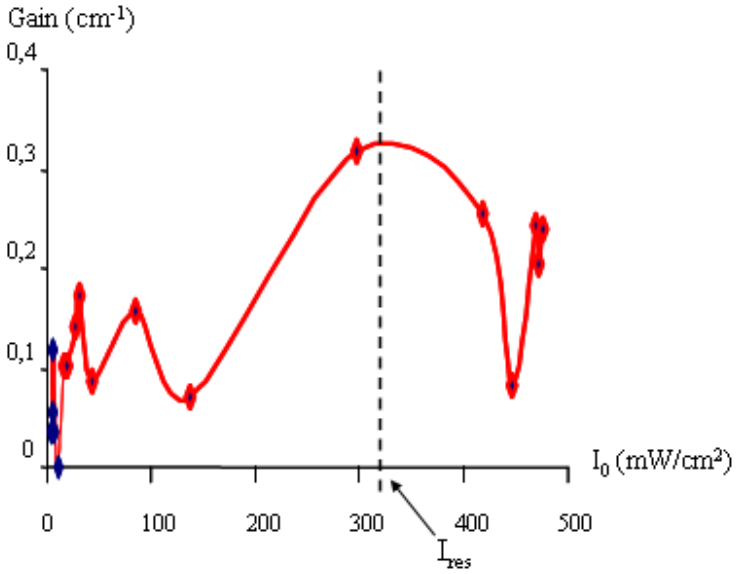


FIG. 3.30 – Gain stationnaire à $\lambda = 1.56\mu m$ pour une température de 10°C.

3.4 Conclusion

L'étude théorique du mélange à deux ondes nous a permis de comprendre l'importance de l'intensité de résonance sur le champ de charge d'espace, sur le gain photoréfractif, ainsi que sur l'évolution des densités de charges. Nous avons déterminé le comportement de ces paramètres à la fois en régime stationnaire et en régime transitoire. Nos investigations nous ont permis de prédire que la valeur absolue de la partie réelle du champ de charge d'espace est importante, même si on se place très loin de l'intensité de résonance à des échelles de temps d'établissement de l'ordre de la milliseconde. Cette prédiction permet d'interpréter convenablement les résultats expérimentaux.

Nous avons défini une constante de temps que nous avons appelée la constante caractéristique du gain τ_c, qui permet d'indiquer le temps de mise en place de l'amplification en fonction de l'intensité de la pompe et de la température à laquelle le cristal est stabilisé. Nos expériences nous ont également permis de déterminer l'intensité de résonance à deux longueurs d'onde différentes (1.06 et $1.56\mu m$), mettant en évidence l'influence de l'absorption. Ces mesures nous ont permis de confirmer les résultats théoriques en ce qui concerne la constante caractéristique τ_c : τ_c diminue lorsque la température diminue ou lorsqu'en augmente l'intensité. Ces deux paramètres peuvent être ajustées pour optimiser l'amplitude du gain et la minimisation du temps de réponse.

Finalement, ces travaux nous ont permis d'avoir une connaissance solide sur le com-

portement de nos échantillons et sur les paramètres susceptibles d'influencer l'effet photoréfractif, notamment l'intensité de résonance, la température et donc le temps de réponse.

4

L'auto-focalisation dans le Phosphure d'Indium dopé fer

Dans ce chapitre, nous présentons les différents résultats expérimentaux et théoriques obtenus sur nos échantillons d'InP:Fe dans le cadre de l'étude de l'auto-focalisation d'un faisceau laser infrarouge. Nous commençons par présenter un état de l'art sur le sujet. Nous présenterons ensuite les résultats des expérimentations réalisées avec différents échantillons, en fonction des paramètres importants qui sont l'intensité du faisceau, la taille du faisceau laser ainsi que la longueur d'onde. Par la suite, pour tenter d'expliquer nos observations, nous proposerons une étude théorique fondée sur des simulations des équations de la photoréfractivité à deux types de porteurs effectuées par différentes méthodes de résolution : ces simulations permettent le calcul de la variation d'indice de réfraction faisant suite à la création du champ de charge d'espace.

4.1 État de l'art des solitons photoréfractifs dans le Phosphure d'Indium dopé au Fer

Aujourd'hui, assez peu d'études se sont consacrées aux solitons spatiaux et à l'autofocalisation photoréfractive dans l'InP:Fe. Nous citerons essentiellement à ce sujet les travaux de M.Chauvet, S.Hawkins et R.Uzdin [110, 113–115] qui datent déjà de près d'une décennie. La raison de cette faiblesse de la bibliographie est probablement la faiblesse du coefficient électro-optique d'InP:Fe associée à une complexité des phénomènes photoréfractifs plus importante que dans les isolants. Notons également que les précédentes citations se sont limitées au régime stationnaire. Ces raisons constituent la motivation de nos travaux. Pour commencer, nous allons donc tenter de résumer les travaux rapportés par cette bibliographie.

4.1.1 Résultats théoriques existants

Rappelons que le système de Kukhtarev [18] adapté à deux types de porteurs et une seule dimension spatiale x est représenté comme suit (voir page 57) :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon}(N_D - N_A + p(x,t) - n(x,t) - n_T(x,t)) \tag{4.1a}$$

$$j_n(x,t) = e\mu_n n(x,t)E(x,t) + \mu_n k_B T \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \tag{4.1b}$$

$$j_p(x,t) = e\mu_p p(x,t)E(x,t) - \mu_p k_B T \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \tag{4.1c}$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = e_n n_T(x,t) - c_n n(x,t)p_T(x,t) + \frac{1}{e}\frac{\partial j_n(x,t)}{\partial x} \tag{4.1d}$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = e_p p_T(x,t) - c_p p(x,t)n_T(x,t) - \frac{1}{e}\frac{\partial j_p(x,t)}{\partial x} \tag{4.1e}$$

$$\frac{\partial n_T(x,t)}{\partial t} = e_p p_T(x,t) - e_n n_T(x,t) - c_p p(x,t)n_T(x,t) + c_n n(x,t)p_T(x,t) \tag{4.1f}$$

$$N_T = n_T(x,t) + p_T(x,t) \tag{4.1g}$$

Uzdin *et al* [113] ont pu déterminer, à partir de ce système, une expression analytique du champ de charge d'espace en régime stationnaire après avoir négligé la diffusion (termes en $k_B T$ des équations 4.1b et 4.1c), approximation justifiée par le fait que l'effet d'entraînement dû au champ extérieur appliqué est prépondérant. Une autre approxima-

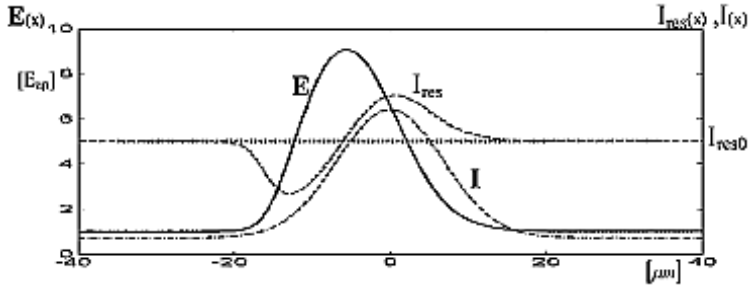


FIG. 4.1 – Champ de charge d'espace E(x)(courbe continue) et intensité locale de résonance $I_{res}(x)$ (courbe en pointillé), pour une intensité I(x) (courbe en trait-pointillé). L'intensité maximale I_{max} est de $1.3I_{res0}$. (courbe extraite de [113]).

tion réalisée considère que la densité des électrons est proportionnelle à celle des trous. De ce fait, les densités de courant (équations 4.1d, 4.1e) sont constantes. L'équation analytique ainsi obtenue se résume dans l'équation (4.2).

$$E(x) = E_0 \frac{I_{res}(x) - I_b}{I_{res}(x) - I(x)} \tag{4.2}$$

avec E_0 le champ extérieur appliqué, $I_{res}(x)$ l'intensité locale de résonance égale à $\frac{e_n^{th} n_T(x)}{\sigma_p^0 p_T(x)}$ et I_b l'intensité équivalente dans le noir. En considérant que $\frac{\partial E(x)}{\partial x} \simeq 0$ alors de l'équation (4.1a) en considérant également que les densités d'électrons n et de trous p inférieures à celle du fer ionisé n_T : $n_T(x) \simeq (N_D - N_A) = n_{T_0}$ et $I_{res}(x) \simeq I_{res0} = \frac{e_n^{th} n_{T_0}}{\sigma_p^0 p_{T_0}}$. L'équation (4.2) devient alors :

$$E(x) = E_0 \frac{I_{res0} - I_b}{I_{res0} - I(x)} \tag{4.3}$$

L'équation (4.3) n'est valable que pour $I_{max} < I_{res0}$, où I_{max} représente l'intensité crête du faisceau. Pour des intensités pour lesquelles $I_{max} > I_{res0}$, Uzdin[113] a fait une résolution numérique. La courbe (4.1) montre un exemple de calcul numérique du champ de charge d'espace pour une intensité I_{max} égale à $1.3I_{res0}$.

D'après l'équation analytique (4.3), le signe de $E(x)$ dépend du champ extérieur appliqué E_0 et de la différence des intensités I_{res0} et I(x). Ceci conduit à un comportement tout à fait particulier et propre aux semi-conducteurs : la transition entre un mécanisme d'auto-focalisation et son contraire, l'auto-défocalisation, lorsque l'intensité passe d'un coté à l'autre de la résonance. Par ailleurs, pour I_{max} très supérieure à I_{res0}, les phénomènes d'auto-focalisation et d'auto-défocalisation disparaissent.

Champ externe	Illumination (I)	Phénomènes
$E_0 > 0$	$I(12\ mW/cm^2) < I_{res}$	auto-focalisation
	$I > I_{res}$	auto-défocalisation, filamentation...
$E_0 < 0$	$I(80\ mW/cm^2) > I_{res}$	auto-focalisation
	$I < I_{res}$	auto-défocalisation, filamentation...

TAB. 4.1 – Résultats de l'expérience d'auto-focalisation (1D) dans l'InP :Fe à $\lambda = 1.04$ µm, pour $I_{res} = 30\ mW/cm^2$, d'après [114].

4.1.2 Résultats expérimentaux existants

Les travaux expérimentaux préexistants à ce travail de thèse sur l'auto-focalisation infrarouge dans le semi-conducteur InP:Fe ont été effectués par Chauvet *et al*[114, 115]. L'auto-focalisation à 1D ou 2D de diffraction a été mise en évidence à l'état stationnaire.

Les travaux présentés dans ce paragraphe ont conduit à des résultats qui confirment essentiellement l'approche théorique qui vient d'être présentée, c'est-à-dire l'existence d'une intensité de résonance autour de laquelle les phénomènes d'auto-focalisation et d'auto-défocalisation s'intervertissent.

Dans les expériences mono-dimentionnelles réalisées avec des faisceaux issus de lentilles cylindriques à des longueurs d'onde de 1.04 et 1.3 µm pour des cristaux de longueurs 5 et 10 mm, Chauvet *et al*[114] ont en effet obtenu les résultats expérimentaux récapitulés dans le tableau (4.1) pour une intensité de résonance I_{res} de 30 mW/cm^2 à une température stabilisée à 22^0C. Cette intensité de résonance est uniquement calculée par la théorie du mélange à deux ondes à partir des valeurs typiques prises dans la littérature antérieure.

De même, des mesures d'auto-focalisation bidimensionnelles (deux dimensions de diffraction) à la longueur d'onde 1.3 µm ont été réalisées [115]. Un champ de charge d'espace dix fois plus important que le champ extérieur appliqué a été mesuré : au cours de l'expérience, des mesures d'indice de réfraction ont été effectuées en utilisant une technique interférometrique ; une variation d'indice de l'ordre de 10^{-4} a été mesurée pour un champ extérieur E_0 de 5 kV/cm. Le tableau (4.2) donne un aperçu des différents résultats trouvés en 2D, pour une intensité de résonance I_{res} de 200 mW/cm^2 et une température stabilisée à 22^0C.

Parallélisme avec le mélange à deux ondes

Des mesures de la largeur à mi-hauteur du faisceau ainsi que du décalage du faisceau (dénommé *bending*) en fonction de l'intensité lumineuse, ont été effectuées. Ces résultats

Champ externe	Illumination (I)	Phénomènes
$E_0 > 0$	$I < 100$ mW/cm^2	auto-focalisation
	100 mW/cm^2 $< I <$ 300 mW/cm^2	distorsion et décalage
	300 mW/cm^2 $< I <$ 5W/cm^2	auto-défocalisation
	$I >$ 5W/cm^2	pas d'effets
$E_0 < 0$	$I < 100$ mW/cm^2	auto-défocalisation
	100 mW/cm^2 $< I <$ 300 mW/cm^2	distorsion et décalage
	300 mW/cm^2 $< I <$ 5W/cm^2	auto-focalisation
	$I >$ 10 W/cm^2	auto-focalisation négligeable

TAB. 4.2 – Résultats de l'expérience d'auto-focalisation (2D) dans l'InP :Fe à $\lambda = 1.3$ µm, pour $I_{res} = 200$ mW/cm^2, d'après [115].

sont représentés sur la figure (4.2).

La courbe (4.2-a) montre l'évolution du diamètre du faisceau en fonction de l'intensité utilisée. Nous remarquons que cette courbe ressemble qualitativement à la partie réelle du champ de charge d'espace obtenue grâce à la théorie du mélange à deux ondes (figure 3.4). Le faisceau se focalise, c'est à dire son diamètre diminue, lorsqu'on s'approche de l'intensité de résonance I_{res} et ce diamètre s'élargit lorsqu'on s'éloigne de I_{res}.

La courbe (4.2-b) montre l'évolution de la courbure du faisceau en fonction de l'intensité lumineuse. Nous constatons que cette courbe est à rapprocher du comportement de la partie imaginaire du champ de charge d'espace calculée à partir de la théorie de mélange à deux ondes (figure 3.4). Dans ce cas, le faisceau est fortement dévié pour des intensités proches de I_{res}.

Ces résultats laissent à penser qu'il est possible d'établir un lien qualitatif entre la théorie du mélange à deux ondes et la théorie de l'auto-focalisation. Nous verrons dans la suite du manuscrit ce qu'il en est d'un point de vue quantitatif.

4.1.3 Conclusion

Les résultats théoriques que nous avons cités sont donc basés sur une analogie avec la théorie du mélange à deux ondes. En tant que tels, ils font apparaître une intensité de résonance autour de laquelle le phénomène d'auto-focalisation s'inverse. Cette théorie est corroborée par des expériences.

Dans les paragraphes qui suivent, nous nous attacherons, d'une part, à vérifier expérimentalement ces conclusions sur nos échantillons et, d'autre part à prévoir et mesurer le temps de formation de l'auto-focalisation photoréfractive dans l'InP:Fe. Nous étudierons

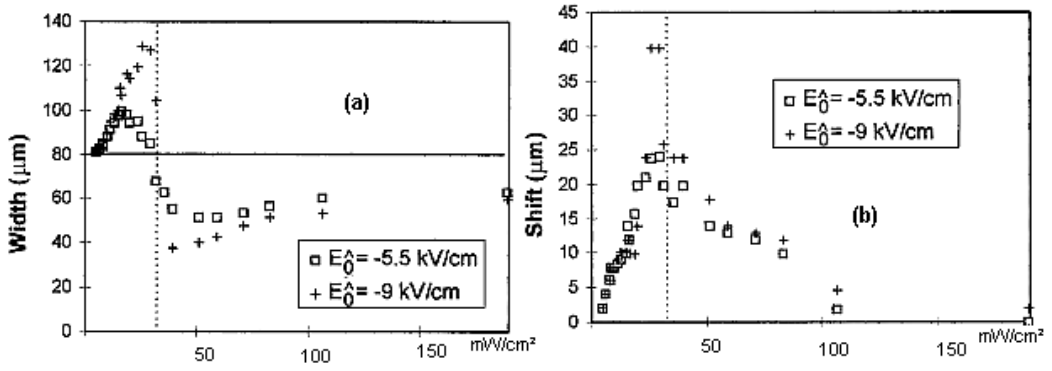


FIG. 4.2 – Diamètre du faisceau à la sortie du cristal en fonction de l'intensité (a) et décalage spatial du faisceau à la sortie du cristal (b). La ligne vertical en pointillé correspond à I_{res}(courbes extraites de [114]).

le phénomène à deux longueurs d'onde infrarouges 1.06 et 1.56 μm pour des raisons précédemment évoquées.

4.2 Banc expérimental

La réalisation pratique permettant d'observer l'auto-focalisation photoréfractive infrarouge a nécessité la réalisation d'un banc expérimental inspiré des travaux précédents [83, 84, 116], mais adapté aux longueurs d'onde infrarouges. Les paragraphes qui suivent évoqueront tout d'abord le banc expérimental dans son principe de fonctionnement, puis s'attarderont sur la description du rôle et du fonctionnement des composants clefs.

4.2.1 Principe du fonctionnement

Le banc expérimental que nous avons été amenés à concevoir et réaliser est présenté sur la figure (4.3). Son principe de base consiste à focaliser un faisceau laser de longueur d'onde appropriée (1.06 μm ou 1.56 μm) sur un échantillon d'InP:Fe préalablement poli. L'observation consiste alors à *imager* la face de sortie du cristal sur le plan CCD d'une caméra sensible à la longueur d'onde choisie afin de déterminer si le faisceau en sortie du cristal a une largeur égale, ou non, à sa largeur en entrée que l'on aura préalablement mesurée.

On peut donc identifier outre l'échantillon lui même, 4 blocs fonctionnels principaux. Le premier est la source laser, dont les caractéristiques sont détaillées ci-dessous. Elle porte le numéro 1 sur la figure (4.3). Sur cette même figure, les composants 2, 3 et 4 servent

à atténuer et à nettoyer le faisceau de manière à obtenir un faisceau gaussien d'intensité contrôlée. Le troisième bloc est le zoom de focalisation (identifié par le numéro 7 sur la figure 4.3) dont l'objectif est l'obtention du waist du faisceau à l'entrée du cristal, waist dont la largeur peut être ajustée. Le dernier bloc est le bloc d'observation (identifié par le numéro 9 sur la figure 4.3) permettant d'imager la face de sortie du cristal et ainsi de mesurer l'auto-focalisation éventuelle du faisceau traversant le cristal InP:Fe.

4.2.2 Description du banc

En résumé, les composants utilisés sont les suivants :

1. lasers infrarouges : un laser Nd-YAG continu à $\lambda = 1.06$ µm, $\mathsf{P} = 700$ mW et une diode laser à $\lambda = 1.56$ µm, $\mathsf{P} = 10$ mW
2. polariseur imposant une polarisation verticale au faisceau.
3. filtre de densité variable permettant d'ajuster l'intensité du faisceau.
4. filtre spatial composé de deux lentilles et d'un trou.
5. cube séparateur non polarisant (50/50) permettant de contrôler l'intensité incidente sur le cristal.
6. photodiode rapide permettant de contrôler la puissance envoyée sur le cristal.
7. zoom composé de deux lentilles permettant d'obtenir des waists de tailles différentes à l'entrée du cristal.
8. cristal photoréfractif, soumis à un champ extérieur qui peut varier entre +10 kV/cm et −10 kV/cm.
9. dispositif d'observation directe constitué d'un doublet de lentilles, d'un objectif de microscope et d'une caméra.

Ces composants sont également visibles sur la photographie (4.4) où les blocs fonctionnels sont identifiés. Pour finir citons les principaux paramètres expérimentaux qui jouent un rôle important dans le comportement du phénomène d'auto-focalisation dans le semiconducteur InP:Fe :

- le waist du faisceau à l'entrée du cristal
- l'intensité de l'éclairement
- la polarisation du faisceau d'entrée
- le champ électrique extérieur appliqué

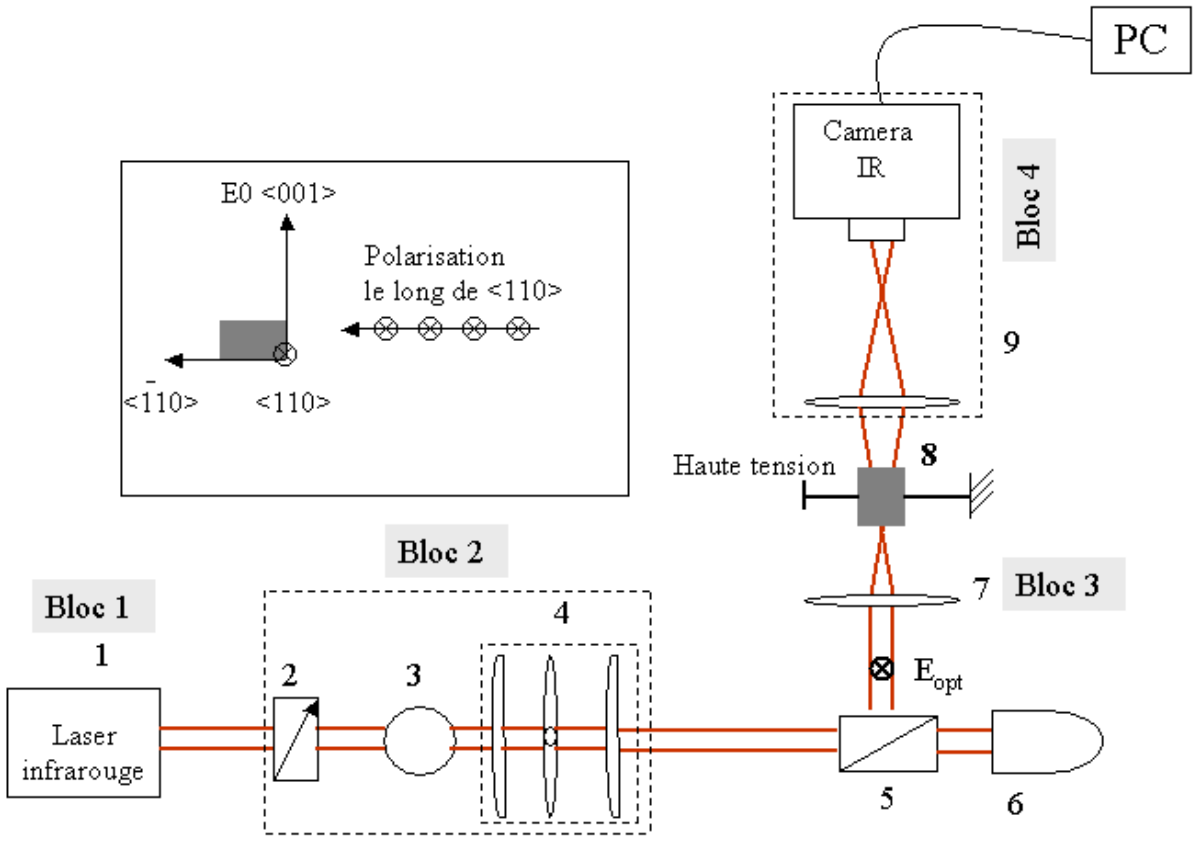


FIG. 4.3 – Schéma de principe du banc expérimental.

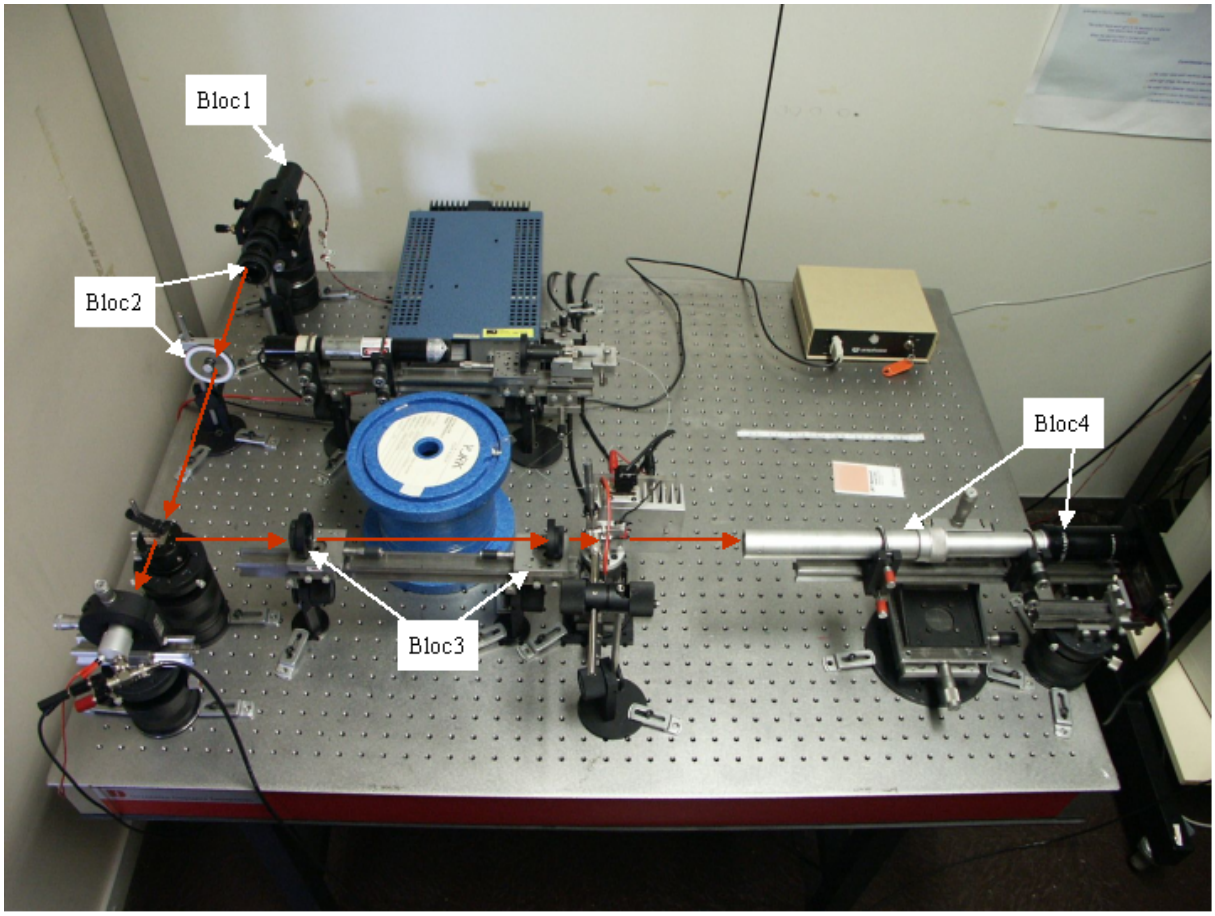


FIG. 4.4 – Photographie du banc expérimental d'auto-focalisation infrarouge.

Ainsi que l'on vient de le voir, ces paramètres sont contrôlés dans nos expériences : nous allons ainsi déterminer leur influence sur les phénomènes photoréfractifs que nous tenterons d'observer.

4.2.3 Les sources laser

Nous avons fait des mesures à deux longueurs d'ondes différentes en utilisant deux sources laser distinctes, déjà utilisées dans l'expérience précédente de mélange à deux ondes. La première est un laser à semi-conducteur continu émettant à 1.56 µm, de 3 mm de diamètre du faisceau et de puissance 10 mW. La deuxième source est un laser Nd-YAG continu à 1.06 µm de puissance optique maximale 700 mW et dont le diamètre du faisceau est de 4.4 mm.

Les faisceaux issus de ces sources ne correspondent pas au mode transverse gaussien fondamental : l'énergie est répartie sur plusieurs modes, particulièrement dans le cas de la diode laser. C'est pourquoi, nous avons eu recours à une technique classique de filtrage spatial utilisant deux lentilles convergentes en montage afocal et un micro-trou placé dans le plan focal intermédiaire afin de filtrer les hautes fréquences. Toutefois, dans certains cas où de fortes puissances sont requises, nous avons été amenés à supprimer le filtrage spatial et à travailler avec un faisceau transversalement multimode, malgré les inconvénients évidents.

4.2.4 Le zoom

Pour obtenir le diamètre nécessaire à l'entrée du cristal, un zoom a été dimensionné et mis en place. Celui-ci peut être réalisé à partir de deux lentilles ou d'un zoom d'appareil photo, extrêment coûteux dans l'infrarouge. Dans notre cas, nous avons réalisé un zoom à l'aide de deux lentilles permettant d'avoir un choix des waists de faisceaux selon la distance entre les lentilles et leur distance par rapport au cristal. Ces grandeurs peuvent être calculées en utilisant la loi ABCD où l'approche matricielle de l'optique géométrique permet le calcul de la propagation des faisceaux. Les détails de ces calculs sont donnés en annexe A.

4.2.5 La photodiode

Pour mesurer des puissances faibles (de l'ordre du µW), nous avons utilisé une photodiode à base d'InGaAs ayant un temps de réponse rapide (3 ns), de surface active

$S_{photodiode}$ égale à $0,79$ mm^2, de sensibilité γ de 0.95 A/W et dont la tension inverse maximale est de 2V.

La mesure de la puissance à partir des tensions mesurées grâce à la photodiode diffère selon que la surface du faisceau laser tapant sur la photodiode est inférieure ou supérieure à la surface de celle-ci. Lorsque le faisceau est focalisé sur une surface inférieure à la surface active du photo-détecteur, la puissance du faisceau est égale à la puissance totale mesurée $P_{faisceau} = P_{tot}$, telle que :

$$P_{tot} = \frac{u}{R.\gamma} \tag{4.4}$$

où u est la tension aux bornes de la résistance d'entrée R de l'oscilloscope traversée par un photocourant i_{ph} généré par la photodiode avec :

$$u = R.i_{ph} = R.\gamma.P_{tot} \tag{4.5}$$

Par contre, lorsque la surface du faisceau $S_{faisceau\ laser}$ est très supérieure à la surface de la photodiode, alors la puissance est calculée comme suit, en supposant que celle-ci est homogène sur la surface de la photodiode :

$$P_{faisceau} = \frac{u.S_{faisceau\ laser}}{R.\gamma.S_{photodiode}} \tag{4.6}$$

4.2.6 Observation directe avec une caméra

La méthode d'observation directe utilisée sur le banc expérimental consiste à visualiser directement le profil du faisceau à la sortie du cristal par l'intermédiaire d'une caméra. Le diamètre du faisceau étant faible (quelques micromètres) au niveau de la face de sortie du cristal, il est nécessaire, pour le visualiser, de le grossir à l'aide d'un objectif de microscope. Comme il est impossible pour des raisons d'encombrement de placer cet objectif à quelques millimètres du cristal, nous avons retenu la solution déjà utilisée dans notre laboratoire [83, 84, 116] qui consiste à déporter l'image de sortie du cristal à l'aide d'un montage 2f-2f de (-1) d'agrandissement.

Le système d'observation (figure 4.5) comprend donc :

- deux lentilles plan-convexes
- un objectif de microscope
- une caméra CCD

Nous avons utilisé deux lentilles au lieu d'une pour minimiser les abberations optiques. La

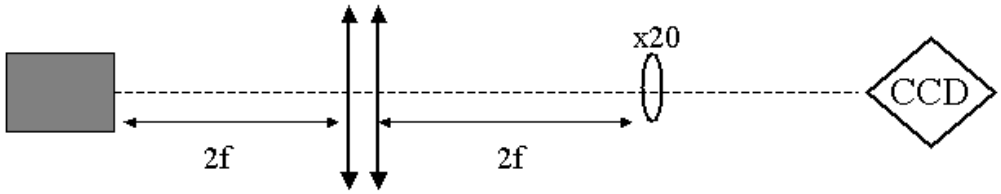


FIG. 4.5 – Principe du dispositif de l'observation directe.

distance entre l'objectif du microscope et la caméra est définie par le constructeur. Pour faire la mise au point et visualiser l'image de la face de sortie du cristal focalisée sur la caméra, une fibre monomode a été placée sur le cristal. Nous faisons coïncider les positions du bout de la fibre et de la face de sortie du cristal. Nous effectuons la mise au point sur le cœur de la fibre en déplaçant l'ensemble (caméra, objectif de microscope et lentilles). Nous avons utilisé, pour nos observations, deux types de caméras.

La première est une caméra du modèle *MicronViewer 7290A* de marque *electrophysics*, équipée d'un détecteur Vidicon que nous avons utilisée pour les faibles puissances mais dont les résolutions à la fois spatiale et temporelle sont limitées.

La deuxième caméra du modèle WincamD de marque *gentec-eo* dispose d'un détecteur CCD silicium, donc insensible à la longueur d'onde 1.56 µm. Pour nos observations à cette longueur d'onde, nous l'avons équipée d'un convertisseur au phosphore dont les propriétés de luminescence permettent de convertir l'infrarouge 1.56 µm dans le domaine du visible. Il faut cependant le manier avec précaution car la loi de conversion n'est pas linéaire. Heureusement, une correction gamma (disponible sur le logiciel appelé *Dataray* livré avec la caméra, comme sur la plupart des logiciels de traitement vidéo) suffit à rétablir la linéarité. Pour des puissances suffisantes, cette caméra CCD permet d'effectuer des acquisitions avec des temps d'exposition courts. Elle permet également l'acquisition de 25 images successives à des fréquences atteignant 60 kHz. Nous nous en sommes donc servis pour effectuer les mesures résolues dans le temps.

4.3 Résultats expérimentaux

Afin de comprendre l'effet de l'auto-focalisation dans le cristal InP:Fe, nous avons travaillé avec différents types d'échantillons, présentés dans le chapitre 2. Les résultats obtenus avec ces trois échantillons sont très similaires. C'est pourquoi nous allons consacrer l'essentiel de cette partie aux résultats obtenus avec l'échantillon N°1.

Dans cette expérience, nous avons travaillé avec des intensités de quelques mW/cm^2 jusqu'à une dizaine de W/cm^2 pour waist (w) de 25 µm[1] et nous présenterons un résultat particulier pour un waist de 200 µm.

4.3.1 Mesures à la longueur d'onde 1.56 µm

4.3.1.1 Régime stationnaire : mesures brutes d'auto-focalisation pour différentes intensités pour un waist d'entrée de 25 µm

Les résultats que nous présentons ci-dessous sont obtenus à la température de 20^0C, à laquelle l'intensité de résonance vaut 3 W/cm^2 pour la longueur d'onde 1.56 µm.

Comme il a été précisé auparavant, les mesures ont été effectuées avec nos deux caméras : l'une pour des puissances faibles et l'autre pour des puissances plus élevées. C'est ainsi que nous avons effectué des prises de vue à l'état stationnaire pour des intensités allant de 100 mW/cm^2 jusqu'à 130 W/cm^2.

Les figures (4.6) à (4.17) représentent un échantillon significatif de ces mesures. Pour chacune des intensités, 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 horizontal tel qu'il est précisé sur la figure (4.6). Notons que les images de la face de sortie du cristal (4.6) à (4.9) sont prises avec la caméra Vidicon et pour les autres images, elles sont prises avec la caméra CCD dans ce cas nous avons ôté le filtre spatial pour avoir plus de puissance car le convertisseur en phosphore atténue l'intensité du faisceau.

Par soucis de clarté et pour simplifier, nous dénommerons champ *positif* la direction du champ qui correspond à l'auto-focalisation dans ces figures (partie (b)), et champ *négatif*, le sens opposé.

Nous avons observé que pour des intensités inférieures ou égales à 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 (que nous venons d'appeler champ négatif) d'une amplitude maximale de 10 kV/cm.

À 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 4.12). La figure 4.12-b met nettement en

[1]Nous avons mesuré un waist de 25 µm avec la méthode de couteau et avec l'optique diffractive mais il semble que le faisceau est proche de 35 µm que du 25 µm.

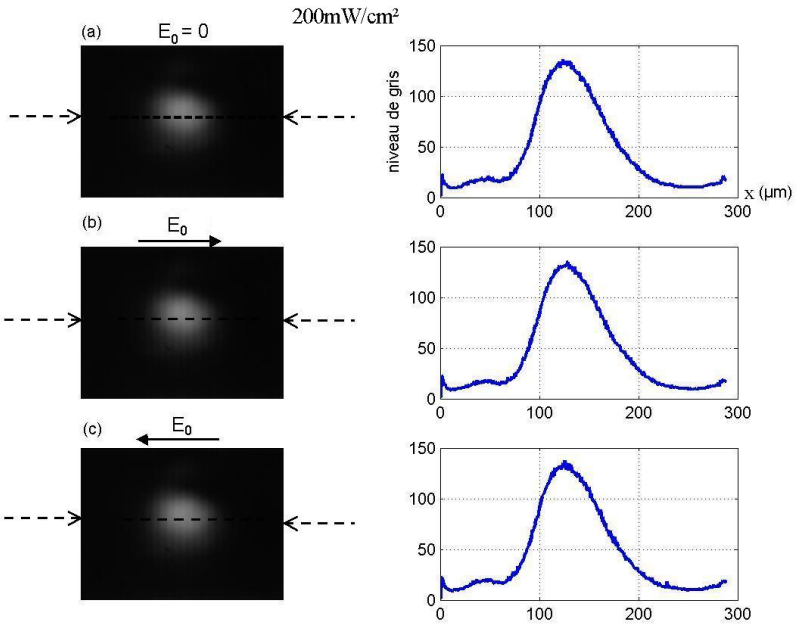


FIG. 4.6 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 200 mW/cm^2.

évidence une augmentation de l'intensité au centre du faisceau donc un phénomène d'auto-focalisation bien prononcé. À partir de cette intensité, les phénomènes d'auto-focalisation et d'auto-défocalisation diminuent et deviennent négligeables pour des intensités supérieures à 100 W/cm^2, le champ appliqué n'a plus aucun effet sur le faisceau, visible à l'état stationnaire.

Des analyses de ces profils, notamment de leur largeur à mi-hauteur, seront conduites au chapitre suivant et serviront de base à la validation de notre approche théorique.

4.3.1.2 Mesures de déviation du faisceau

Un mécanisme d'auto-déviation du faisceau laser ou de *bending* dans un cristal InP:Fe a auparavant été observé dans les travaux cités précédemment [114]. Dans notre expérience, pour chaque image de la face de sortie du cristal, des mesures de déviation correspondant 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 ±1kV/cm et ±10kV/cm.

Les figures (4.18) et (4.19) montrent deux exemples de profils du faisceau laser à la sortie

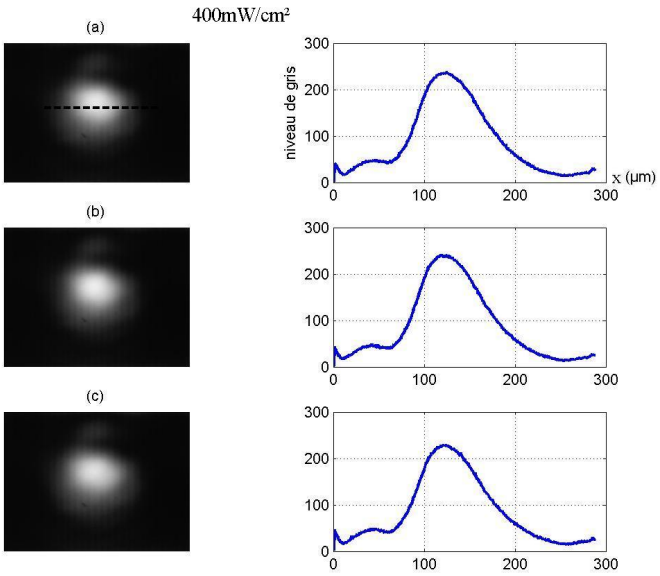


FIG. 4.7 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 400 mW/cm^2.

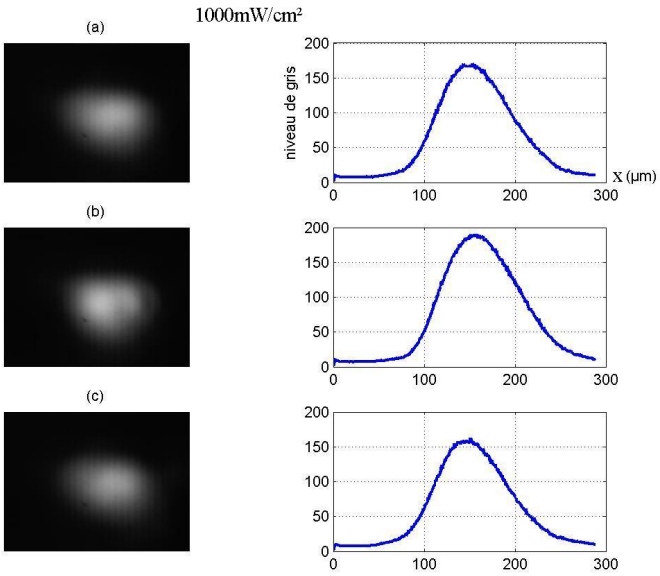


FIG. 4.8 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 1000 mW/cm^2.

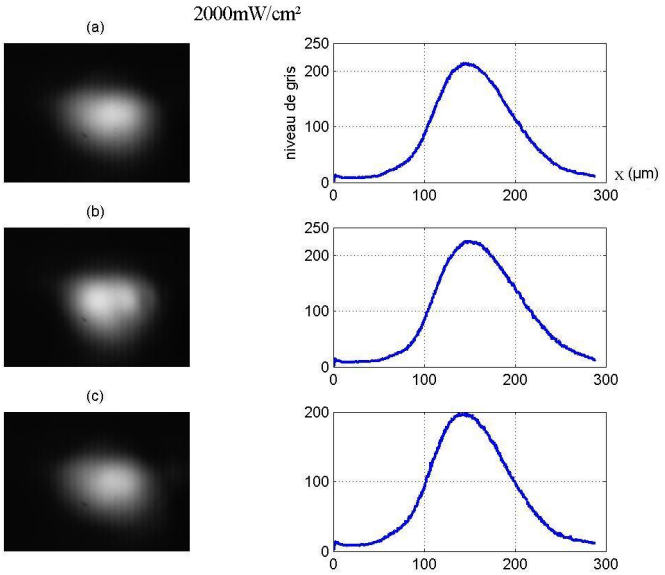


FIG. 4.9 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 2000 mW/cm^2.

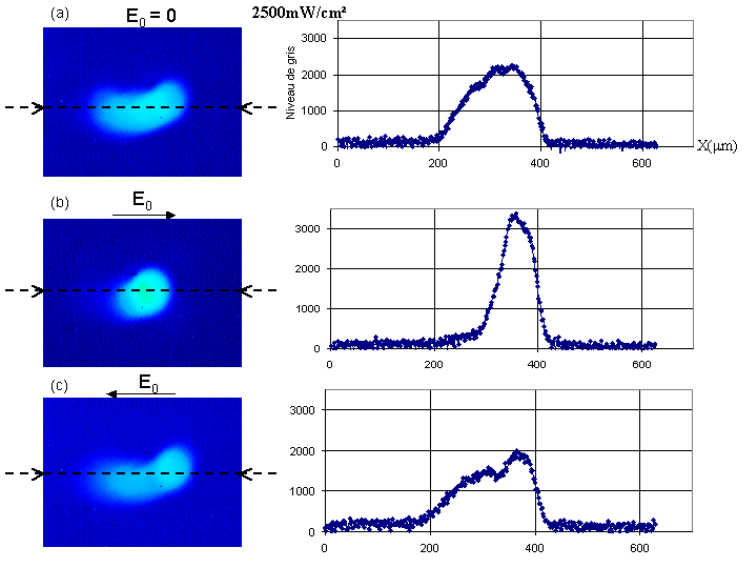


FIG. 4.10 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 2500 mW/cm^2.

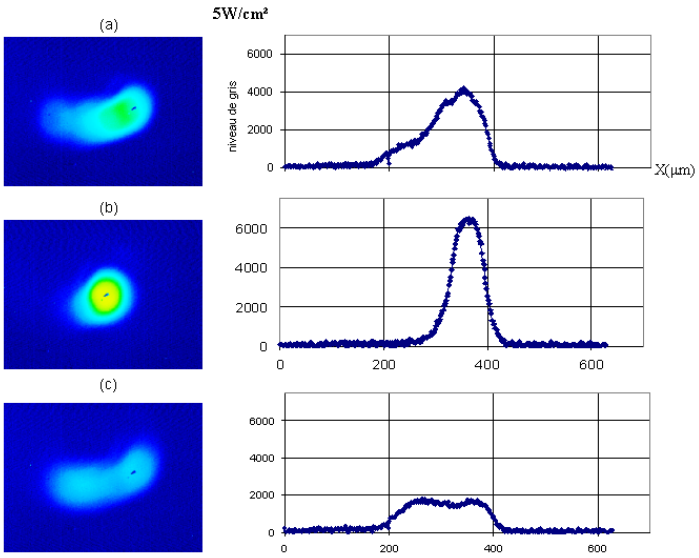


FIG. 4.11 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 5 W/cm^2.

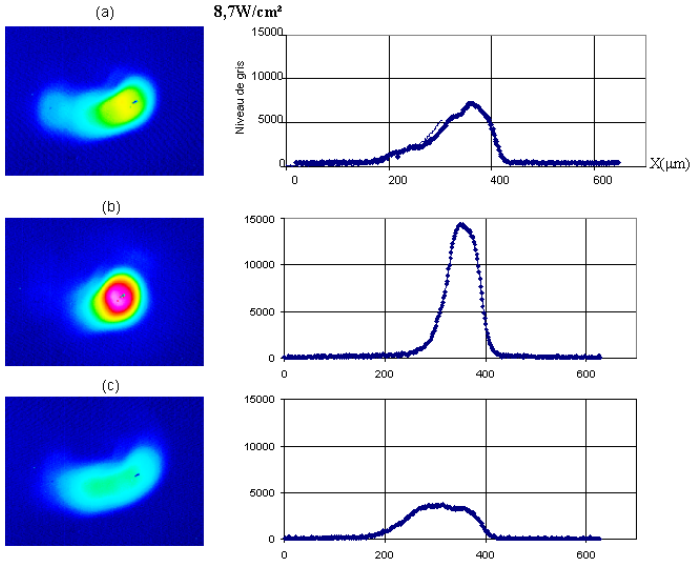


FIG. 4.12 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 8.7 W/cm^2.

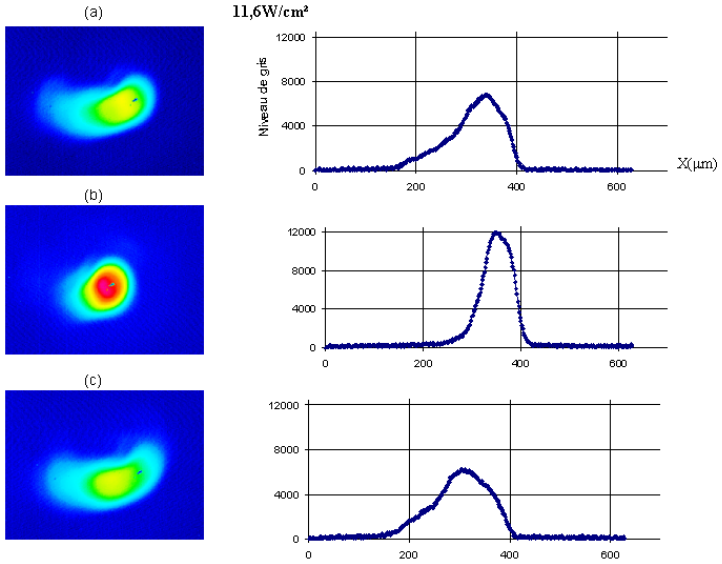


FIG. 4.13 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 11.6 W/cm^2.

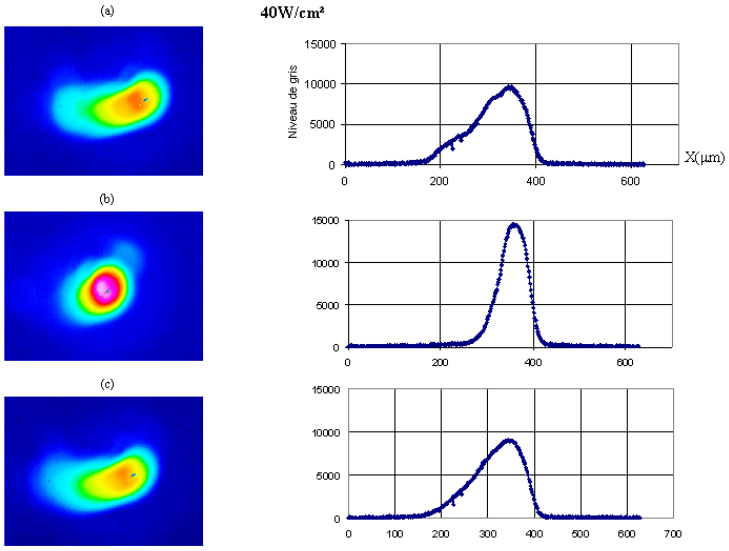


FIG. 4.14 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 40 W/cm^2.

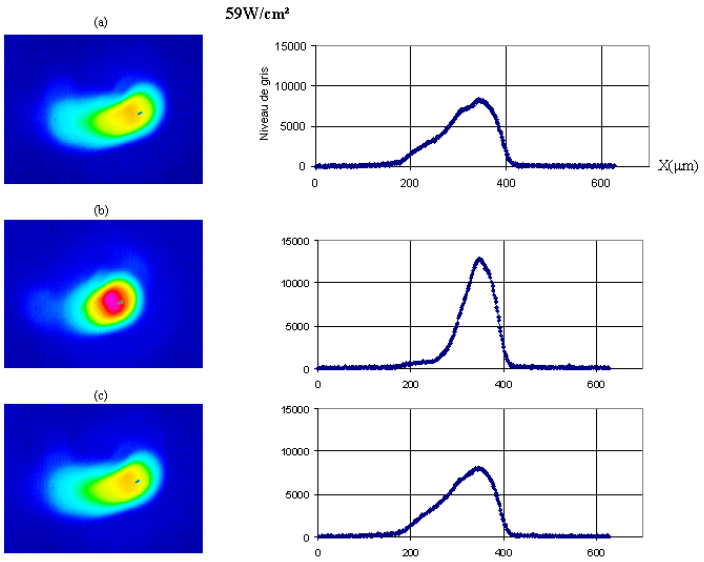


FIG. 4.15 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 59 W/cm^2.

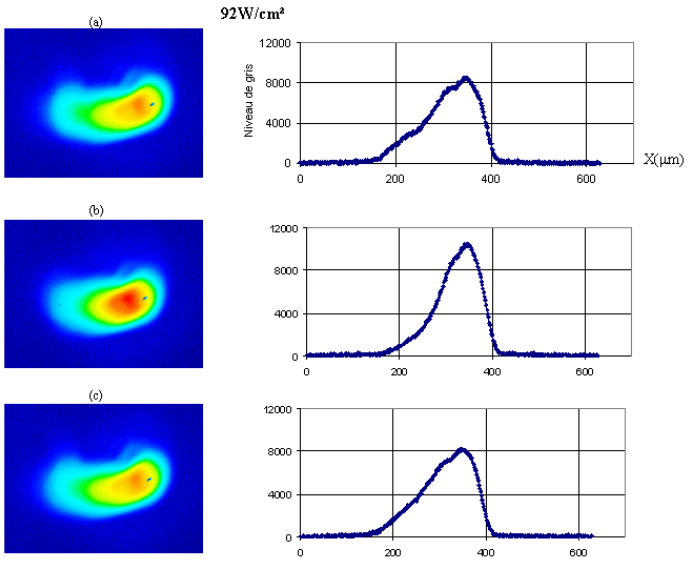


FIG. 4.16 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 92 W/cm^2.

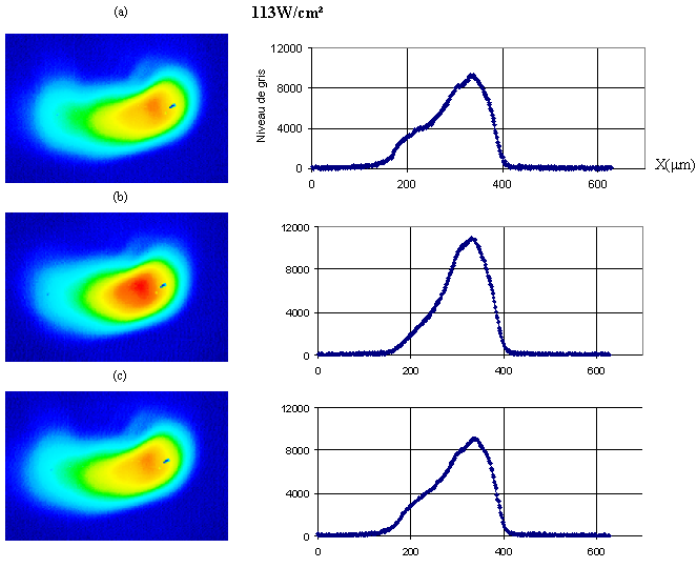


FIG. 4.17 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 113 W/cm^2.

du cristal pour deux intensités différentes (25W/cm^2 et 60 W/cm^2) sans et avec champ appliqué pour un waist à l'entrée du cristal égal à 25 µm. Pour l'intensité de 25 W/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 (4.20) 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 +10 kV/cm. Cette figure montre un maximum de déviation pour l'intensité avoisinant $8,7$ W/cm^2, pour laquelle l'auto-focalisation est maximale.

Des mesures du bending en fonction du champ appliqué ont également été effectuées. Pour certaines intensités, pour lesquelles nous avons observé une auto-focalisation importante, le décalage croît avec le champ. Par contre, pour des intensités plus fortes, où nous avons observé une auto-focalisation plus faible du faisceau, l'augmentation du champ ne fait pas dévier le faisceau. Les figures (4.21) et (4.22) montrent ces deux cas :

- pour une intensité de $2,5$ W/cm^2, le décalage augmente avec le champ appliqué.
- pour une intensité de 60 W/cm^2, le faisceau ne dévie pas avec l'augmentation du champ appliqué, il reste globalement centré.

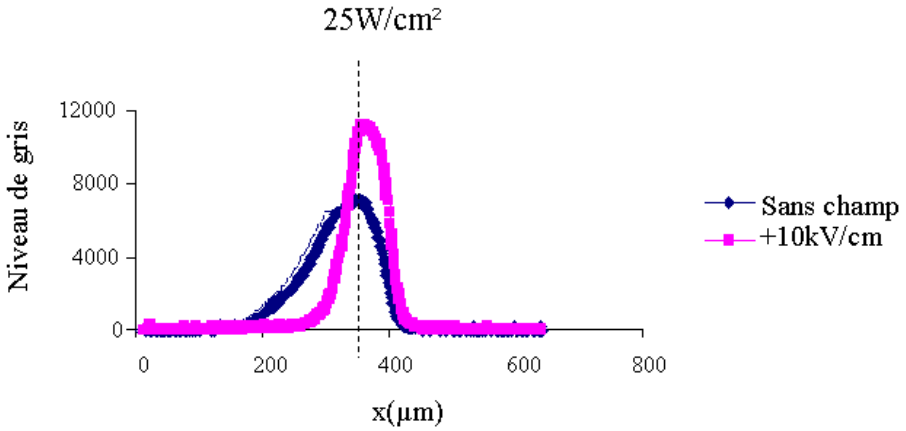


FIG. 4.18 – Exemple d'auto-déviation du faisceau pour $w = 25$ µm à I = 25 W/cm^2 et à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique la position de l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué.

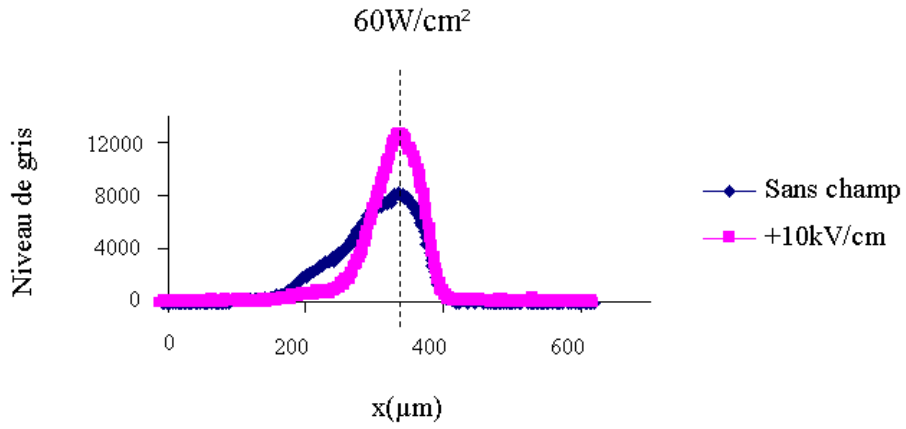


FIG. 4.19 – Exemple d'auto-déviation du faisceau pour $w = 25$ µm à I = 60 W/cm^2 à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique la position de l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué.

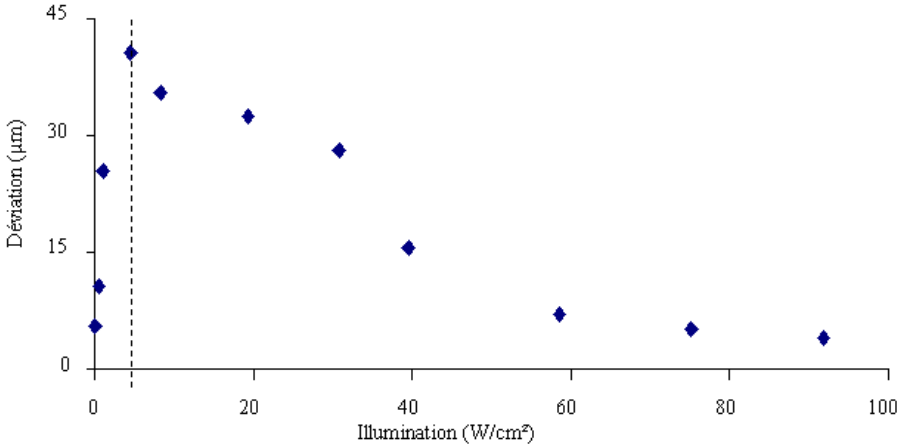


FIG. 4.20 – Auto-déviation du faisceau en fonction de l'intensité pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique le niveau de l'intensité du faisceau où la déviation est maximale.

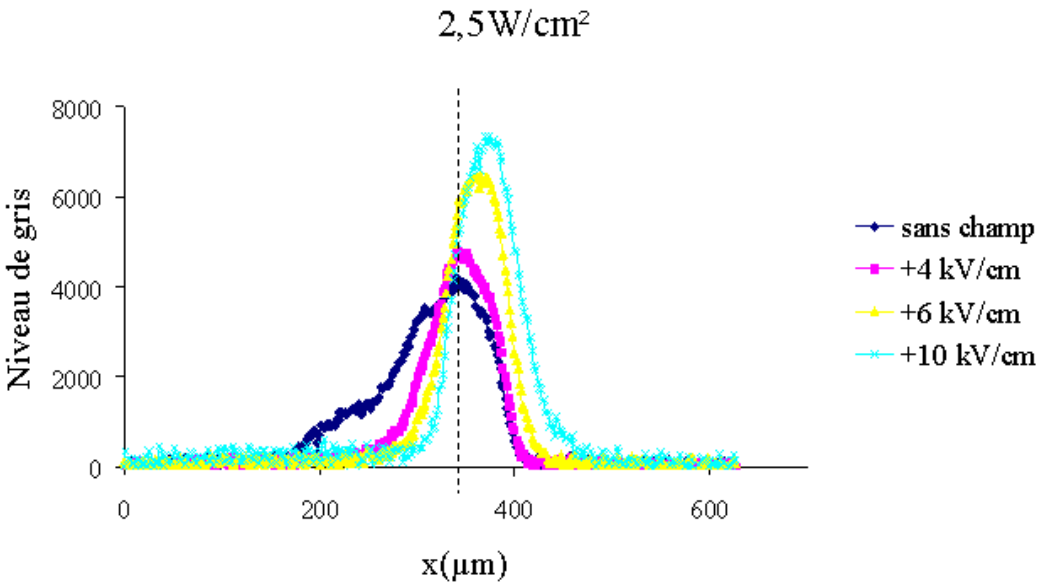


FIG. 4.21 – Profil du faisceau à différents champs appliqués pour $w = 25$ µm à I = 2.5 W/cm^2 à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique la position de l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué.

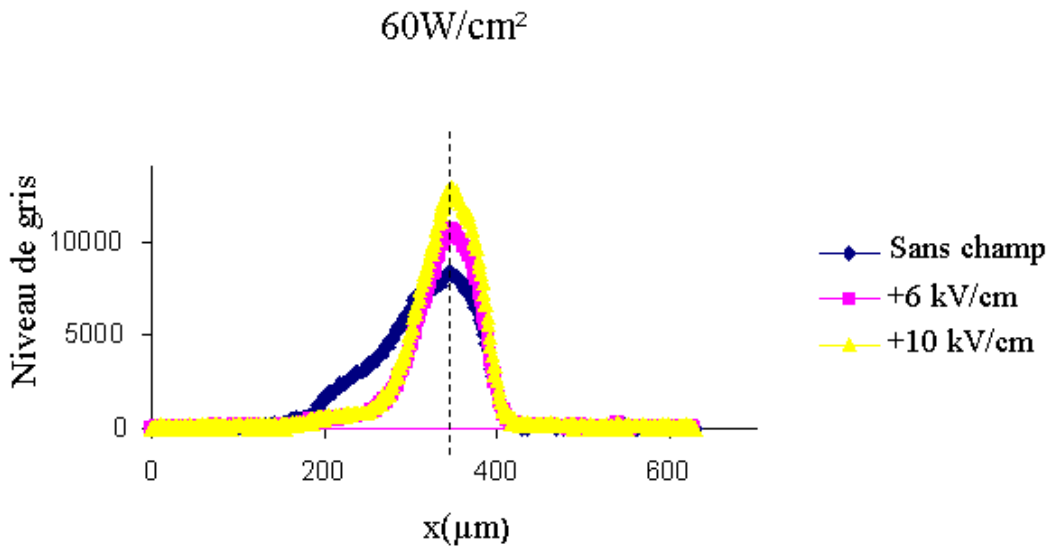


FIG. 4.22 – Profil du faisceau à différents champs appliqués pour $w = 25$ µm à I = 60 W/cm^2 à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique la position de l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué.

Cas particulier

Un changement qualitatif de comportement du phénomène d'auto-focalisation peut être observé pour des waists plus importants, comme sur la figure (4.23), pour un waist de 200 µm. En effet, nous observons un phénomène de filamentation du faisceau. C'est—à—dire une instabilité d'auto-focalisation conduisant à plusieurs *foyers* d'auto-focalisation.

Ce comportement n'a à notre connaissance, jamais été observé dans les semi-conducteurs photoréfractifs. Il est en revanche bien connu dans les isolants [77, 117, 118].

4.3.2 Mesures résolues dans le temps

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. Toutefois, à l'échelle temporelle de la prise de vue avec les caméras, que ce soit la caméra Vidicon ou la caméra CCD, cet état stationnaire semble être atteint instantanément.

Pour obtenir plus d'informations sur le temps d'établissement de l'auto-focalisation photoréfractive dans le Phosphure d'Indium dopé fer, nous avons utilisé les possibilités de déclenchement et d'acquisition rapide de notre caméra CCD, WincamD équipée d'un convertisseur au phosphore.

Avec les intensités utilisées, le temps d'acquisition minimum que nous avons pu régler

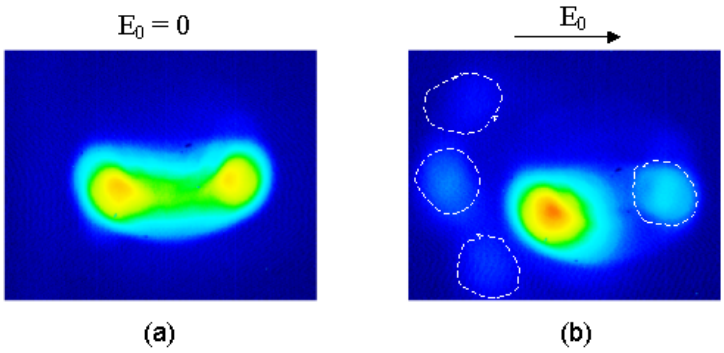


FIG. 4.23 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.56$ µm, $w = 200$ µm et I = 5 W/cm^2. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm. La forme irrégulière du faisceau (a) s'explique par le fait que le filtrage spatial n'a pu être utilisé en raison des intensités requises.

est de 1ms. 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 (4.24) montre ces acquisitions pour une intensité de 60 W/cm^2, sous une température stabilisée à 20^0C. Nous avons choisi cette intensité car le phénomène d'autofocalisation est bien apparent et pour le fait que les intensités inférieures à celle-ci sont au-dessous du seuil de détection de la caméra pour des temps d'exposition de l'ordre de la milliseconde. La figure 4.24-(a) représente le faisceau diffractant linéairement, la figure 4.24-(b) le profil du faisceau 1ms après l'avoir envoyé et la figure 4.24-(c) le profil du faisceau après 2ms. Les 23 autres images correspondant aux 23 ms suivantes sont toutes identiques à ces 2 images (b) et (c).

Dans toutes les configurations présentées au cours de ce chapitre, le même comportement a été observé : nous en concluons que, pour des intensités de l'ordre de quelques W/cm^2, l'état stationnaire est atteint en moins de 1ms.

Compte tenu de la bibliographie [5], nous pensions que ce temps d'établissement serait voisin de quelques ms. Ce que nous venons d'observer est donc à la fois une bonne et une mauvaise surprise : une mauvaise car nous n'avons pas pu obtenir de mesures résolues dans le temps avec notre matériel ; une bonne car cette rapidité de formation est de bonne augure pour les applications visées notamment pour le routage optique.

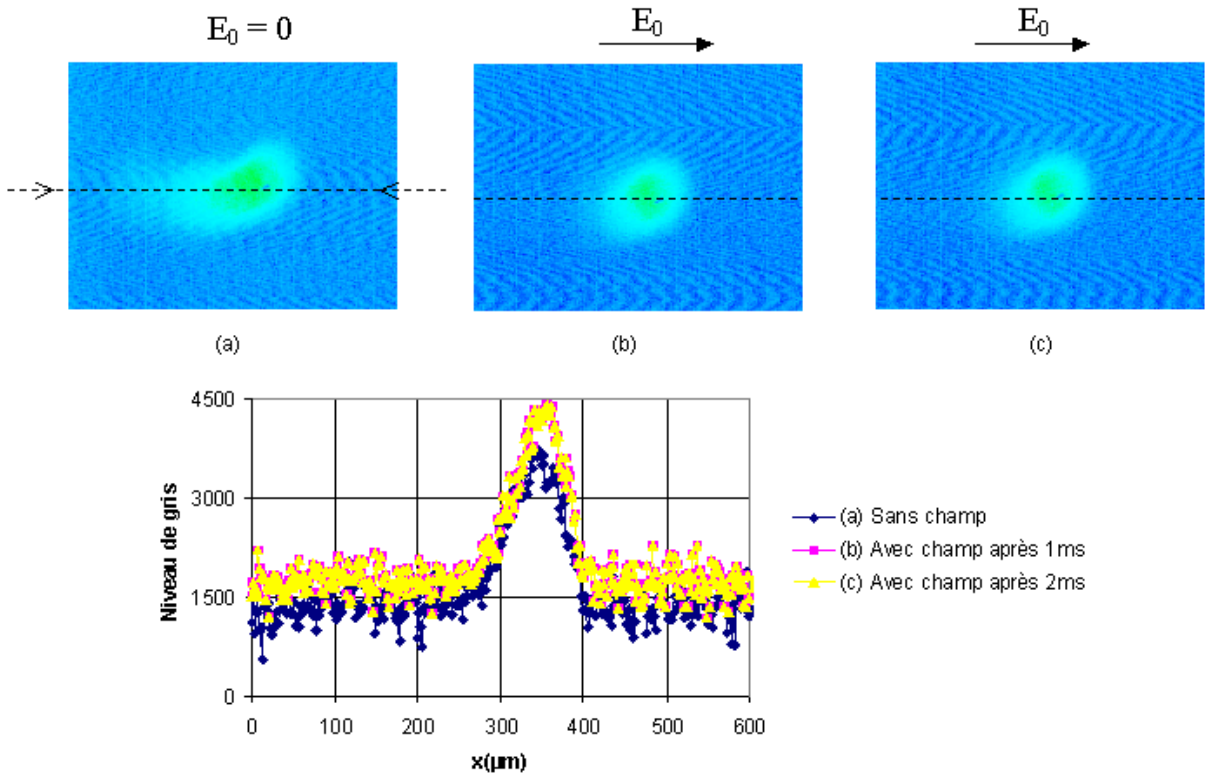


FIG. 4.24 – Évolution temporelle du profil du faisceau pour un champ positif à $\lambda = 1.56$ µm pour $w = 25$ µm et $I = 60$ W/cm^2.

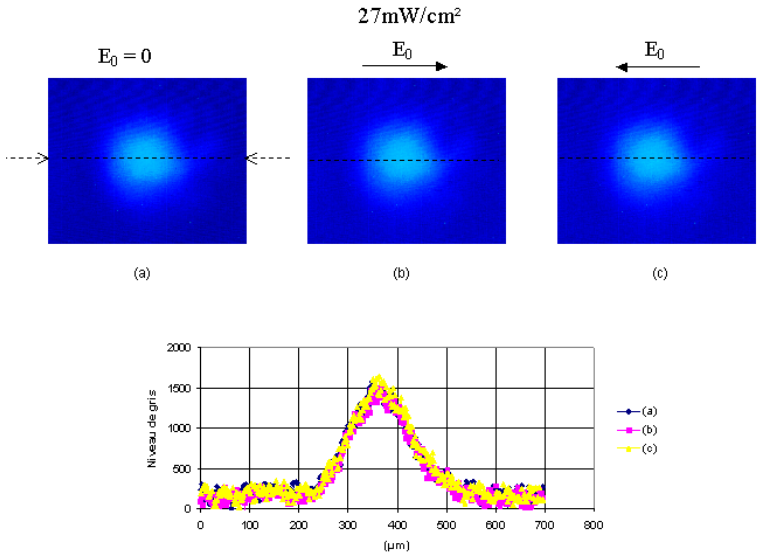


FIG. 4.25 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 27 mW/cm^2.

4.3.3 Résultats expérimentaux à 1.06 µm

4.3.3.1 Mesures brutes d'auto-focalisation en régime stationnaire

Des mesures d'auto-focalisation ont été effectuées également à la longueur d'onde 1.06 µm, avec un waist (w) de 25 µm à des intensités allant de 27 mW/cm^2 jusqu'à 130 W/cm^2 par pas de 20 mW/cm^2. Dans ce cas nous avons utilisé uniquement la caméra CCD démunie du converstisseur en phosphore qui n'est pas nécessaire pour cette longueur d'onde. Les résultats obtenus sont généralement identiques à ceux qui viennent d'être présentés. Nous les résumons donc rapidement. Ces mesures sont présentées sur les figures (4.25) et (4.32). Au dessous de l'intensité 27 mW/cm^2, le profil du faisceau ne change pas. Aux environs de 80 mW/cm^2 le faisceau commence à se focaliser pour un champ positif et à se défocaliser pour un champ négatif (figure 4.26). Une auto-focalisation maximale est observée pour une intensité de 190 mW/cm^2. Au delà de cette valeur le faisceau se focalise moins. À partir de 40 W/cm^2, le faisceau ne change plus de forme (figure 4.32).

Le phénomène de bending est également bien apparent sur les quelques figures précédentes (4.26, 4.31). La figure (4.33) récapitule le décalage latéral du faisceau (en µm) en fonction de l'intensité à la longueur d'onde 1.06 µm. Le bending présente un maximum pour une intensité avoisinante 190 mW/cm^2, pour laquelle nous avons enregistré un taux d'auto-focalisation maximal, ce qui confirme les mesures réalisées à la longueur d'onde 1.56 µm.

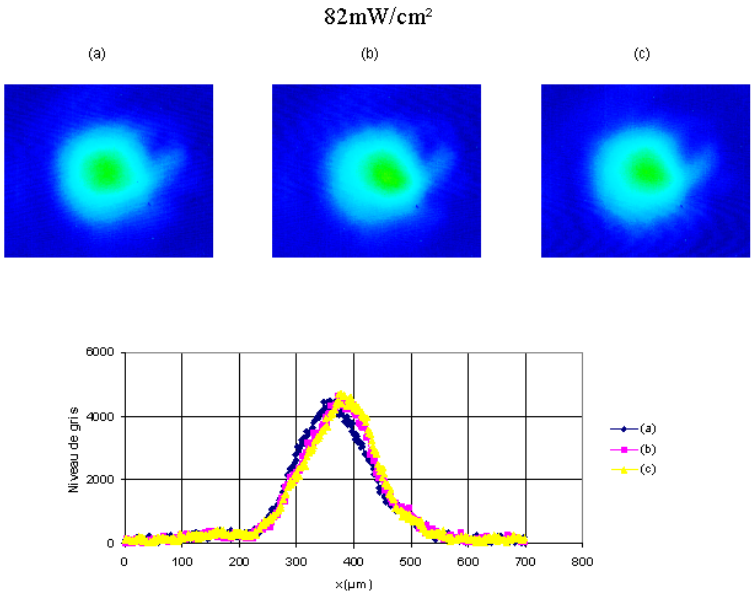


FIG. 4.26 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 82 mW/cm^2.

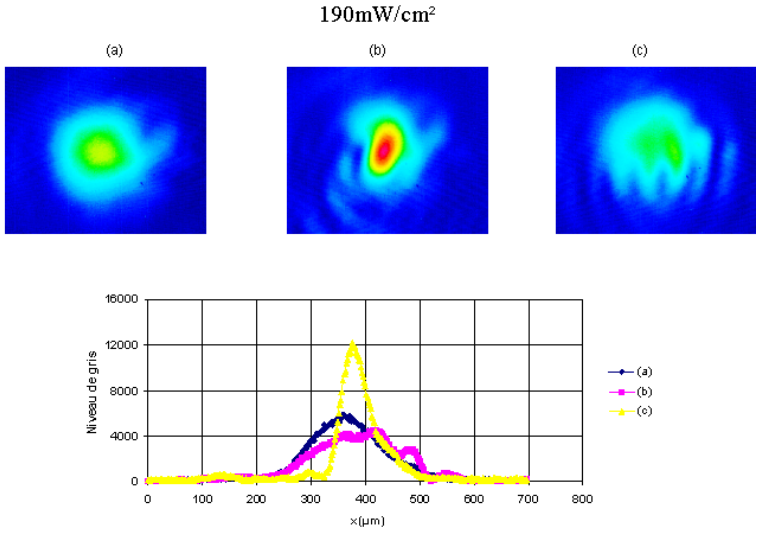


FIG. 4.27 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 190 mW/cm^2.

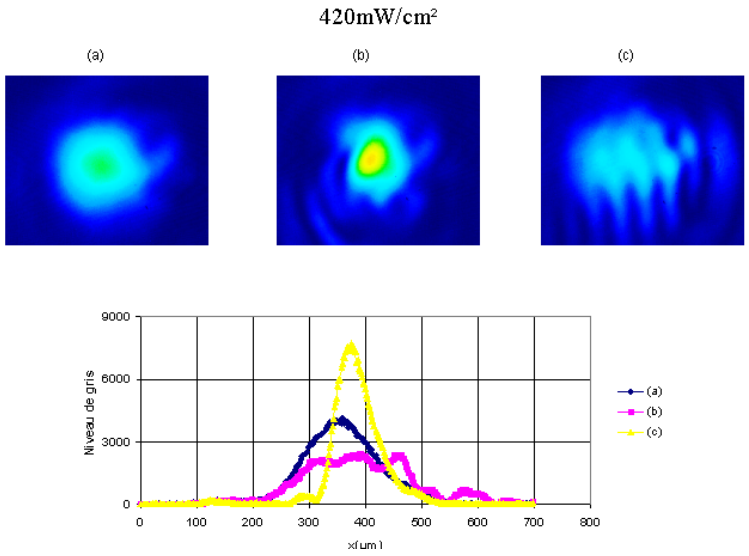


FIG. 4.28 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 420 mW/cm^2.

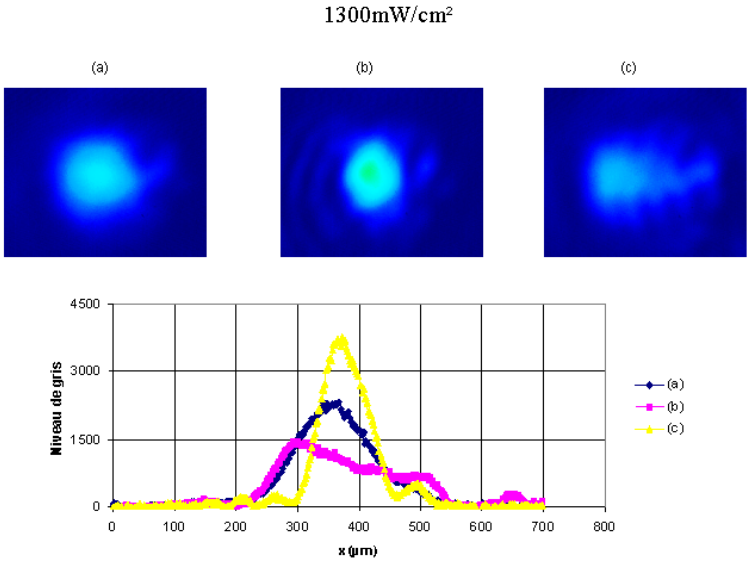


FIG. 4.29 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 1300 mW/cm^2.

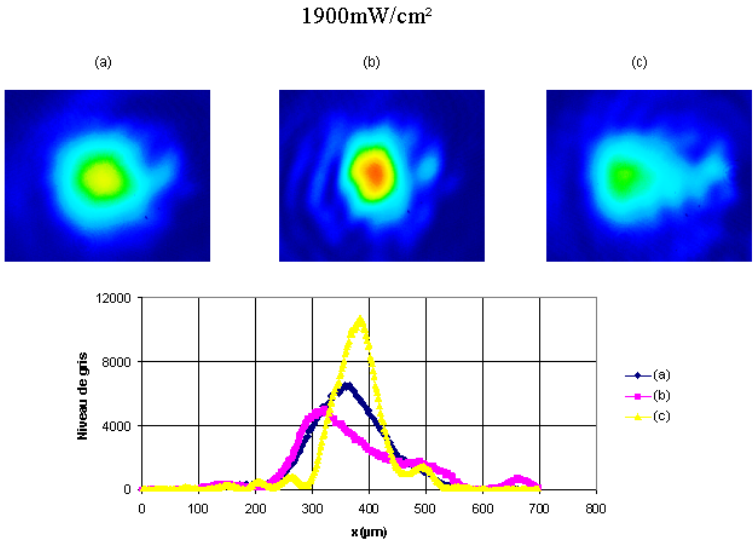


FIG. 4.30 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 1900 mW/cm^2.

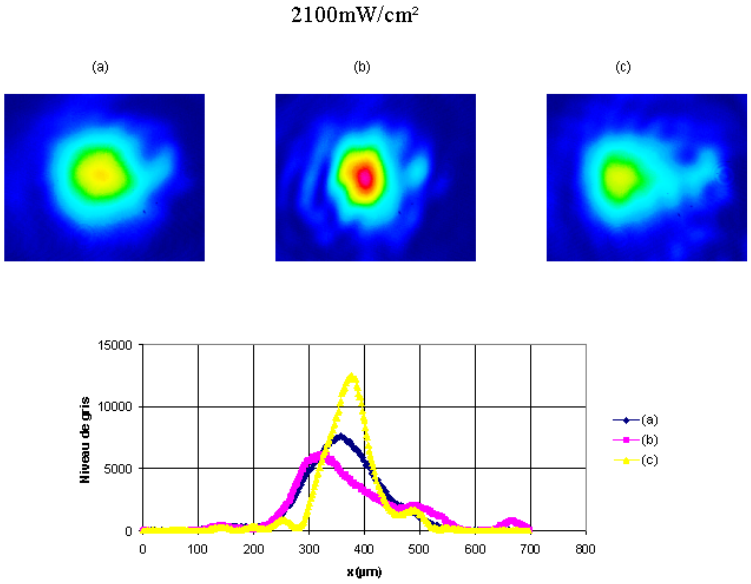


FIG. 4.31 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 2100 mW/cm^2.

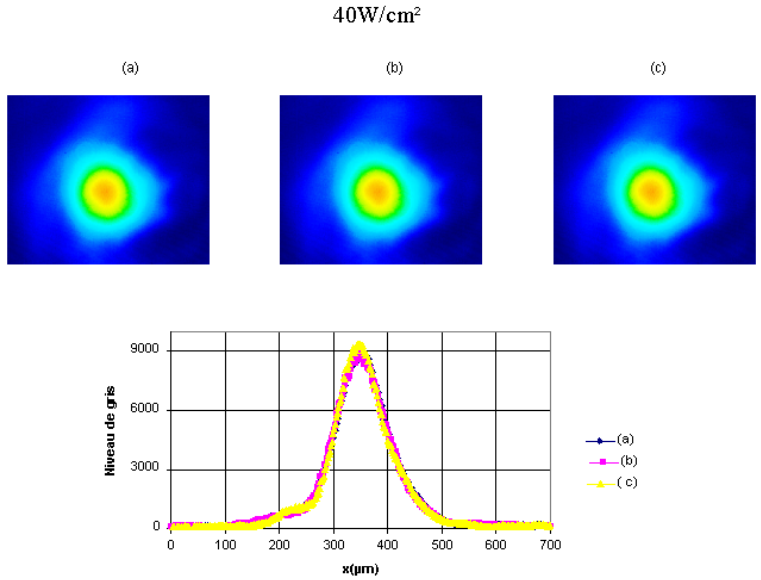


FIG. 4.32 – Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 40W/cm^2.

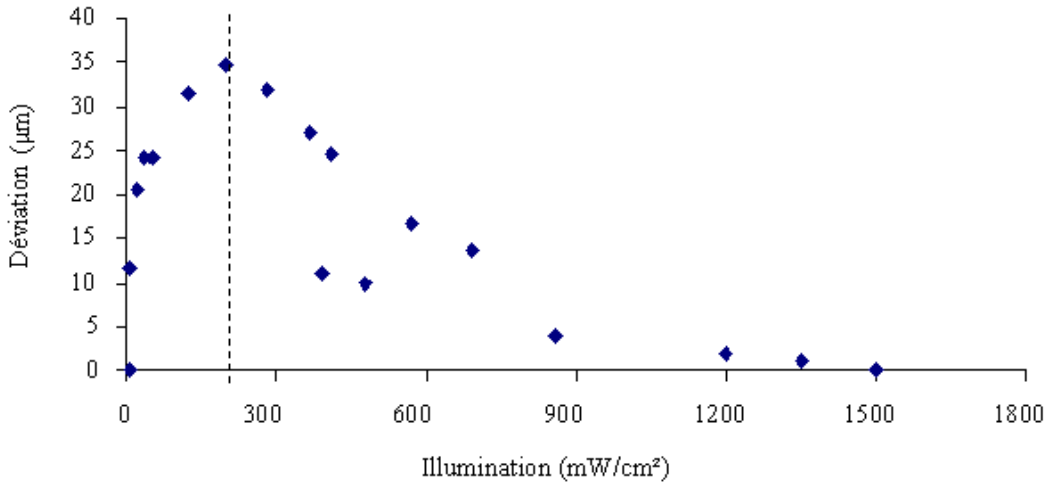


FIG. 4.33 – Auto-déviation du faisceau en fonction de l'intensité, à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. Le trait en pointillé indique le niveau de l'intensité du faisceau où la déviation est maximale.

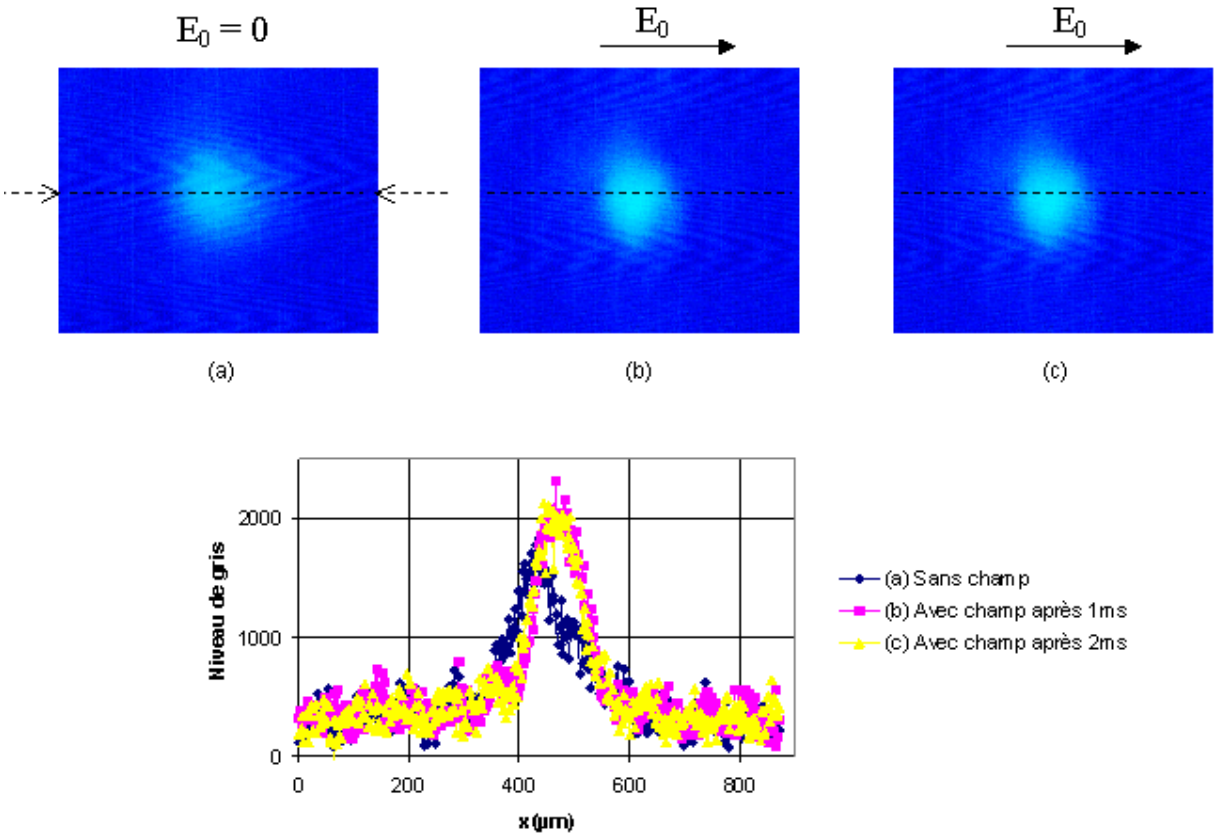


FIG. 4.34 – Évolution temporelle du faisceau à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm et $I = 2$ W/cm^2.

4.3.3.2 Mesures brutes d'auto-focalisation en régime transitoire

Pour effectuer des mesures en régime transitoire, nous avons utilisé la même technique que dans le cas de la longueur d'onde 1.56 µm. La figure (4.34), représente une acquisition du profil du faisceau pour une intensité de 2 W/cm^2 sous une température stabilisée à 20^{0}C. Nous avons choisi cette intensité car le phénomène d'auto-focalisation est bien apparent et pour le fait que les intensités inférieures à celle-ci sont au-dessous du seuil de détection de la caméra pour des temps d'exposition de l'ordre de la milliseconde. La figure 4.34-(a) représente le profil du faisceau diffracté, la figure 4.34-(b), le profil du faisceau 1ms après avoir envoyé le faisceau sur le cristal et la figure 4.34-(c), le profil du faisceau 2ms après avoir envoyé le faisceau. La figure 4.34-(b) est la même que la figure 4.34-(c), ce qui nous laisse à penser, comme précédemment, que l'état stationnaire est atteint en moins de 1ms.

4.3.4 Conclusion

Les mesures que nous venons de présenter aux longueurs d'onde 1.56 et 1.06 µm sont qualitativement identiques. Elles mettent en évidence expérimentalement l'auto-focalisation et l'auto-défocalisation du faisceau laser à l'état stationnaire.

Par ailleurs, dans tous les cas, cet état stationnaire semble être atteint en moins de 1ms, bien que nous n'avons pas les moyens expérimentaux d'observer ce qu'il se passe pour des temps plus courts. Pour finir, l'auto-déviation (bending) du faisceau semble toujours être maximale quand l'auto-focalisation est elle même maximale, c'est—à—dire quand la profondeur du guide inscrit est optimale.

Nous allons maintenant tenter d'expliquer ces observations en étudiant théoriquement le phénomène de masquage du champ électrique appliqué, qui est à l'origine de l'auto-focalisation, afin entre autres de tenter de déterminer le temps de formation. Les mesures temporelles, nous ont conduit à conclure que le faisceau s'auto-focalise en une durée inférieure à 1ms. Des simulations théoriques sont effectuées afin de rendre compte de ces observations expérimentales.

4.4 Etude théorique

4.4.1 Position du problème

Les observations que nous avons présentées dans la première partie de ce chapitre trouvent en partie leur interprétation dans la littérature [110, 113]. 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'auto-focalisation 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'auto-focalisation photoréfractive.

Notre étude est basée, tout d'abord, sur un modèle mono-dimensionnel 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 fais-

ceau. Nous proposerons deux méthodes de résolution du système de Kukhtarev [6] : une méthode analytique approchée valable uniquement sous certaines hypothèses restrictives, une méthode numérique prenant en compte tous les paramètres, donc à validité plus large.

4.4.1.1 Résolution temporelle des équations de la photoréfractivité

L'objectif de cette analyse théorique consiste à résoudre le système de Kukhtarev adapté aux matériaux semi-conducteurs, c'est—à—dire prenant en compte des deux types de porteurs (électrons et trous) participant à l'effet photoréfractif (système 4.1, page 90) :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon}(N_D - N_A + p(x,t) - n(x,t) - n_T(x,t)) \tag{4.7a}$$

$$j_n(x,t) = e\mu_n n(x,t)E(x,t) + \mu_n k_B T\frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \tag{4.7b}$$

$$j_p(x,t) = e\mu_p p(x,t)E(x,t) - \mu_p k_B T\frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \tag{4.7c}$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = e_n n_T(x,t) - c_n n(x,t)p_T(x,t) + \frac{1}{e}\frac{\partial j_n(x,t)}{\partial x} \tag{4.7d}$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = e_p p_T(x,t) - c_p p(x,t)n_T(x,t) - \frac{1}{e}\frac{\partial j_p(x,t)}{\partial x} \tag{4.7e}$$

$$\frac{\partial n_T(x,t)}{\partial t} = e_p p_T(x,t) - e_n n_T(x,t) - c_p p(x,t)n_T(x,t) + c_n n(x,t)p_T(x,t) \tag{4.7f}$$

$$N_T = n_T(x,t) + p_T(x,t) \tag{4.7g}$$

En combinant les différentes équations de ce système, le but final est d'expliciter le champ de charge d'espace $E(x,t)$ en fonction du temps t, de la dimension spatiale x et de l'intensité $I(x)$ du faisceau.

4.4.1.2 Complexité des équations

Dans ce système non linéaire aux dérivées partielles, les inconnues sont des fonctions du temps et de la seule variable d'espace x prise en considération dans notre modèle monodimensionnel. Ces inconnues sont les densités d'électrons, de trous, du fer ionisé et non ionisé, notées respectivement $n(x,t)$, $p(x,t)$, $n_T(x,t)$, $p_T(x,t)$, ainsi que les densités de courants d'électrons et de trous, notées $j_n(x,t)$ et $j_p(x,t)$, sans oublier le champ de charge d'espace $E(x,t)$ à determiner en fonction de l'illumination. L'intensité du faisceau laser intervient dans les coefficients d'excitation des électrons et des trous notées e_n et e_p dont

les expressions (équations (2.16) et (2.17) de la page 44) sont : $e_n = e_n^{th} + \sigma_n^0.I(x)$ et $e_n = e_p^{th} + \sigma_p^0.I(x)$.

Pour résoudre ce système, nous procédons à un certain nombre d'approximations physiquement justifiées.

1. le phénomène de diffusion est négligé car l'effet d'entraînement sous champ électrique domine. Nous négligerons donc les termes en $k_B T$ dans les équations (4.7b) et (4.7c).
2. les densités de trous et d'électrons $p(x,t)$ et $n(x,t)$ sont très inférieures à la densité du fer ionisé $n_T(x,t)$ de telle sorte que l'équation (4.7a) peut s'écrire :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon}(N_D - N_A - n_T(x,t)) \tag{4.8}$$

3. 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 : $e_n \simeq e_n^{th}$ et $e_p \simeq \sigma_p^0.I(x)$.

4.4.1.3 Conditions aux limites

La résolution du système aux dérivées partielles (4.7) précédent passe par l'établissement des conditions aux limites spatiales et temporelles. Les conditions aux limites temporelles seront bien évidemment des conditions initiales. Pour les définir, nous supposons qu'au moment de l'application du faisceau, le champ électrique E_0 est appliqué depuis un temps infini et peut être supposé homogène. Ceci implique que $\forall$ x :

- $E(x,0) = \frac{V_0}{d} = E_0$, si V_0 est la tension appliqué et d la largeur du cristal.
- $n(x,0) = n_0 = \frac{e_n^{th}.n_{T_0}}{c_n p_{T_0}}$, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, n_0 représente la densité électronique dans le noir.
- $p(x,0) = p_0 = \frac{e_p^{th}.p_{T_0}}{c_p n_{T_0}}$, où p_0 est la densité des trous dans le noir.
- $n_T(x,0) = n_{T_0}$, représentant la densité du fer ionisé dans le noir.
- $p_T(x,0) = N_T - n_{T_0} = p_{T_0}$, représentant la densité du fer non ionisé dans le noir.
- $j_n(x,0) = e\mu_n n_0 E_0$.
- $j_n(x,0) = e\mu_p p_0 E_0$.

Les conditions aux limites considérant une seule dimension spatiale x sont établies en considérant que le diamètre du faisceau est petit devant les dimensions du cristal (ceci revient à considérer que le cristal est infini). Ainsi, l'influence du faisceau laser sur les valeurs des différentes inconnues sur les bords du cristal est négligeable.

Par conséquent, $\forall\, X$, inconnue du système (4.7), nous pouvons écrire :

$$\forall t, \quad \lim_{x \to \pm\infty} X(x,t) = X(x,0) \tag{4.9}$$

dans lequel $X(x,0)$ est défini au préalable grâce aux conditions initiales temporelles.

4.4.2 Différentes méthodes de résolution

Grâce aux conditions aux limites et aux approximations précédemment définies, nous pouvons résoudre le système (4.7). Cette résolution peut s'envisager de deux manières. La première est une résolution conduisant à une solution analytique valable seulement sous certaines approximations supplémentaires que nous préciserons. Nous avons développé cette méthode en étroite collaboration avec Hervé Leblond [2] que nous remercions vivement ici pour son aide précieuse. La deuxième approche est, elle, exclusivement numérique et conduit à l'évolution du champ de charge d'espace pour une intensité considérée comme fixe, sans aucune autre approximation que celles précitées.

4.4.2.1 Méthode analytique

Principe de résolution analytique

Afin de simplifier les calculs et pour obtenir une homogénéité de traitement avec les autres inconnues, nous allons montrer que la dérivée spatiale du champ $\frac{\partial E(x,t)}{\partial x}$ de l'équation (4.8), peut être assimilée à une dérivée temporelle, via l'équation de continuité suivante :

$$\frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial j(x,t)}{\partial x} = 0 \tag{4.10}$$

où $\rho = e(N_D - N_A + p(x,t) - n(x,t) - n_T)$ est la densité des charges. $j(x,t) = j_n(x,t) + j_p(x,t)$, densité de courant totale est une combinaison des équations (4.7b) et (4.7c). Sachant que nous avons négligé la diffusion, nous obtenons l'expression dérivée de la loi d'Ohm :

$$\frac{\partial j(x,t)}{\partial x} = \frac{\partial (e(\mu_n.n(x,t) + \mu_p.p(x,t))E(x,t))}{\partial x} \tag{4.11}$$

[2] du laboratoire Propriétés Optiques des Matériaux et Applications (POMA) de l'Université d'Angers.

Par ailleurs, la densité des charges ρ peut s'écrire implicitement comme suggéré par l'approximation numéro 2 précédente : $\rho = e(N_D - N_A - n_T)$, ceci nous conduit à écrire :

$$\frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} = -e\frac{\partial n_T(x,t)}{\partial t} \tag{4.12}$$

Par ailleurs, avec cette même approximation, en dérivant (4.8), nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x \partial t} = \frac{-e}{\epsilon}\frac{\partial n_T(x,t)}{\partial t} \tag{4.13}$$

Ainsi en combinant (4.10) à (4.13), nous obtenons l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x \partial t} = \frac{-e}{\varepsilon}.(\mu_n.n(x,t) + \mu_p.p(x,t))\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} \tag{4.14}$$

qu'il est possible d'intégrer selon x pour obtenir :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = \frac{-e}{\varepsilon}.(\mu_n.n(x,t) + \mu_p.p(x,t))E(x,t)) + C_0(t) \tag{4.15}$$

$C_0(t)$ est déterminée quel que soit t lorsque l'on se place loin du faisceau où : $\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = 0$ et $E(x,t) = E_0$:

$$C_0(t) = \frac{e}{\varepsilon}.(\mu_n.n_0 + \mu_p.p_0)E_0 \text{ tel que } n_0 = \frac{e_n^{th}.n_{T_0}}{c_n p_{T_0}} \text{ et } p_0 = \frac{e_p^{th}.p_{T_0}}{c_p n_{T_0}} \tag{4.16}$$

Le nouveau système à résoudre devient ainsi :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = \frac{-e}{\varepsilon}.(\mu_n.n(x,t) + \mu_p.p(x,t))E(x,t)) + \frac{e}{\varepsilon}.(\mu_n.n_0 + \mu_p.p_0)E_0 \tag{4.17a}$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = e_n n_T(x,t) - c_n n(x,t)(N_T - n_T(x,t)) + \mu_n n(x,t)\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} + \mu_n E(x,t)\frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \tag{4.17b}$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = e_p(N_T - n_T(x,t)) - c_p p(x,t) n_T(x,t) - \mu_p p(x,t)\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} - \mu_p E(x,t)\frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \tag{4.17c}$$

$$n_T(x,t) = n_{T_0} - \frac{\epsilon}{e}\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} \tag{4.17d}$$

L'équation (4.17d) est déduite de l'équation (4.8). Afin de trouver une solution analytique,

des approximations et des conditions de validité ont été ajoutées. Nous avons considéré que les densités de porteurs libres atteignent leur état stationnaire bien avant les courants, ça se traduit par : les dérivées temporelles des équations (4.7d) et (4.7e) négligées. Cette approximation est souvent connue sous le nom d'approximation adiabatique. Nous supposons également que les densités d'électrons et de trous varient très peu spatialement devant les autres termes des équations (4.17b) et (4.17c), ce qui implique que $\frac{\partial n(x,t)}{\partial x}$ et $\frac{\partial p(x,t)}{\partial x}$ sont négligées.

Afin de négliger également le terme en $\frac{\partial E(x,t)}{\partial x}$ devant les autres termes dans les équations (4.17b) et (4.17c), nous devons considérer que :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} \ll \frac{e_n^{th}}{\mu_n}.\frac{N_T}{n_0} \tag{4.18}$$

En prenant en compte toutes ces considérations, l'expression analytique du champ de charge d'espace est exprimée selon l'équation (4.19) :

$$E(x,t) = \frac{E_0}{A + Q.I(x)}.(A + Q.I(x).\exp(-(A + Q.I(x)).t)) \tag{4.19}$$

avec $A = \frac{e}{\varepsilon}.(\mu_n.n_0 + \mu_p.p_0) \approx \frac{e}{\varepsilon}.(\mu_n.n_0)$ et $Q = \frac{e}{\varepsilon}.(\mu_p.\frac{\sigma_p^0.p_{T_0}}{c_p.n_{T_0}} + \mu_n.\frac{\sigma_n^0.n_{T_0}}{c_n.p_{T_0}})$

Remarquons qu'en régime stationnaire, l'équation (4.19), devient :

$$E(x,t) = \frac{A.E_0}{A + Q.I(x)} \tag{4.20}$$

Remarquons ici également que l'équation (4.20) est similaire à l'expression du champ de charge d'espace dans les matériaux isolants à un seul type de porteur, en régime stationnaire [73][3], où $\frac{A}{Q}$ jouera le rôle de l'intensité dans le noir.

Résultats concernant la construction du champ de charge d'espace en fonction de x et de t

Nous allons maintenant présenter des résultats obtenus d'après l'équation (4.19), 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 cristal 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

[3] L'expression du champ de charge d'espace en stationnaire dans les isolants est la suivante : $E_{sc} = \frac{E_0.Id}{Id+I(x)}$, où Id est l'intensité d'obscurité définie par $\frac{e_n^{th}}{\sigma_n^0}$.

c_n	c_p	μ_n	μ_p	n_{T_0}	p_{T_0}
4.110^{-8}cm^3/s	1.610^{-8}cm^3/s	3000cm^2/Vs	150cm^2/Vs	5.10^{15}cm^3	6.10^{16}cm^3

TAB. 4.3 – Valeurs numériques de quelques paramètres physiques d'InP :Fe.

champ.

Pour illustrer le phénomène du masquage du champ extérieur appliqué, nous développons le calcul sur le cristal InP:Fe. Les valeurs des paramètres relatifs à ce cristal sont disponibles dans la littérature [100–102, 109] et récapitulées dans la tableau (4.3). Pour les sections efficaces de photo-excitation des électrons et des trous (σ_n^0 , σ_p^0), nous prenons les valeurs citées dans le tableau (2.1) en fonction de la longueur d'onde.

L'évolution du champ de charge d'espace sera présentée, en variant l'éclairement $I(x)$, le champ électrique appliqué E_0 ainsi que la longueur d'onde. Dans tous les cas, nous supposons l'éclairement gaussien avec un waist de 25 µm à une température de 20°C.

La figure (4.35) 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 le du temps t. L'autre courbe 2D, représentant 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 1W/cm^2 et une durée de 1 µs. 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'auto-focalisation en un temps relativement court (µs).

Pour une durée plus longue (10 µs : voir figure 4.36), le champ peut diminuer jusqu'à 0 : la saturation photoréfractive est alors atteinte ; le champ extérieur est totalement masqué à l'endroit du faisceau. Ce phénomène est également observé pour un éclairement plus intense (10 W/cm^2) dans les mêmes conditions que la figure (4.35) : la figure (4.37) présente une saturation photoréfractive pour une intensité de 10 W/cm^2 en moins de 1 µs [4].

De plus, une inversion du phénomène est obtenue pour des champs extérieurs négatifs. Pour les mêmes conditions que dans le cas de la figure (4.35), la figure (4.38) présente un exemple du profil du champ de charge d'espace pour un champ extérieur appliqué de -10 kV/cm. Si l'effet Pockels est dans le même sens que précédemment, l'évolution du champ crée une diminution d'indice de réfraction qui conduit au phénomène d'auto-

[4] Rappelons ici pour mémoire que les intensités disponibles dans les réseaux de télécommunications optiques sont de l'ordre de 1mW dans la fibre de rayon 10 µm, soit une densité de puissance de 300 W/cm^2.

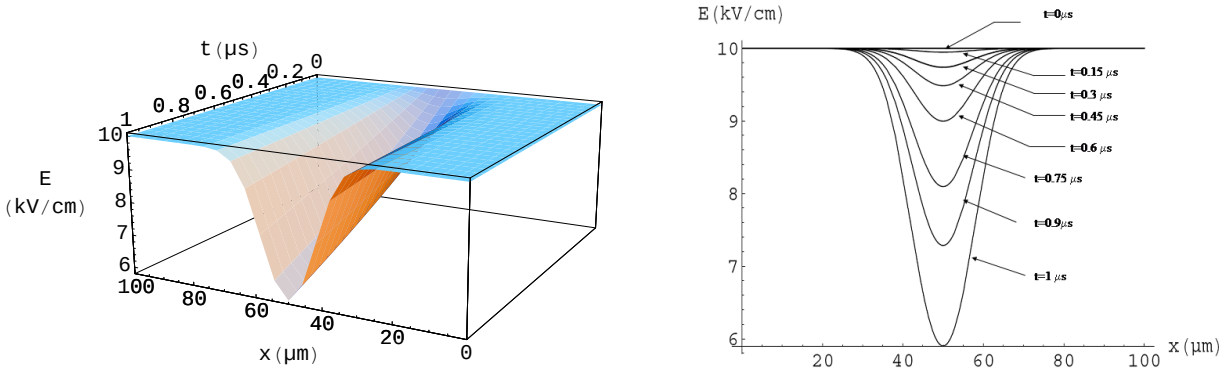


FIG. 4.35 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 1 µs, un waist $w = 25$ µm, une intensité de 1W/cm^2, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants t = 0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6, 0.75, 0.9 et 1 µs.

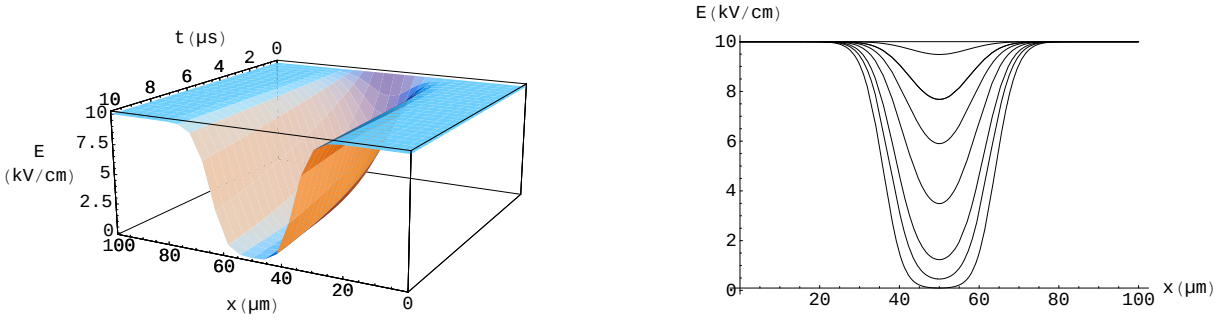


FIG. 4.36 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 10 µs, un waist $w = 25$ µm, une intensité de 1W/cm^2, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants t = 0, 1.5, 3, 4.5, 6, 7.5, 9 et 10 µs.

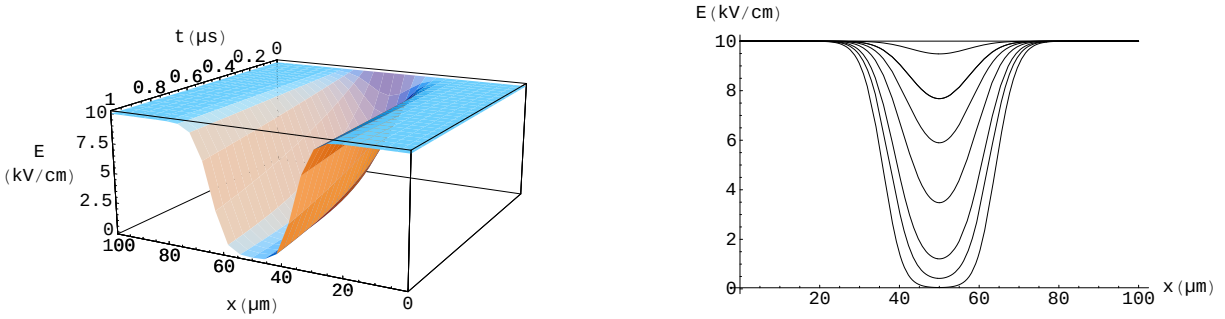


FIG. 4.37 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 1 µs, un waist $w = 25$ µm, une intensité de 10 W/cm^2 , $\lambda = 1.56$ µm à différents instants t = 0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6, 0.75, 0.9 et 1 µs.

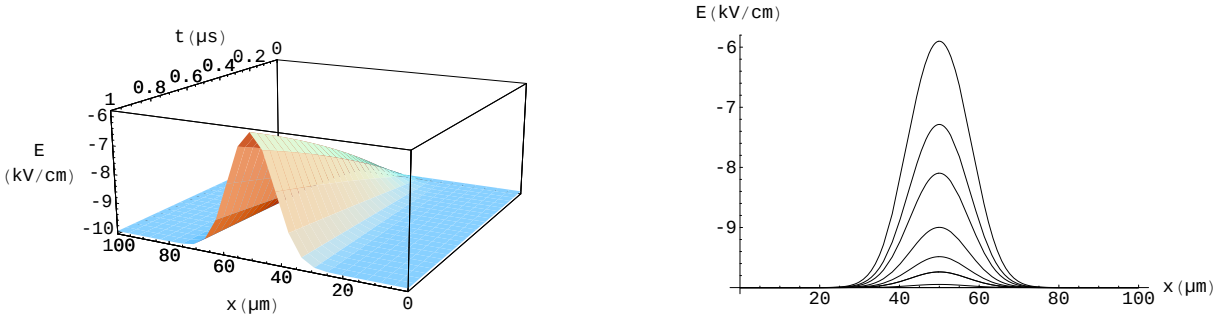


FIG. 4.38 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 1 µs, un waist $w = 25$ µm, intensité de 1W/cm^2 et champ extérieur de -10 kV/cm , $\lambda = 1.56$ µm à différents instants $t = 0,\ 0.15,\ 0.3,\ 0.45,\ 0.6,\ 0.75,\ 0.9$ et 1 µs.

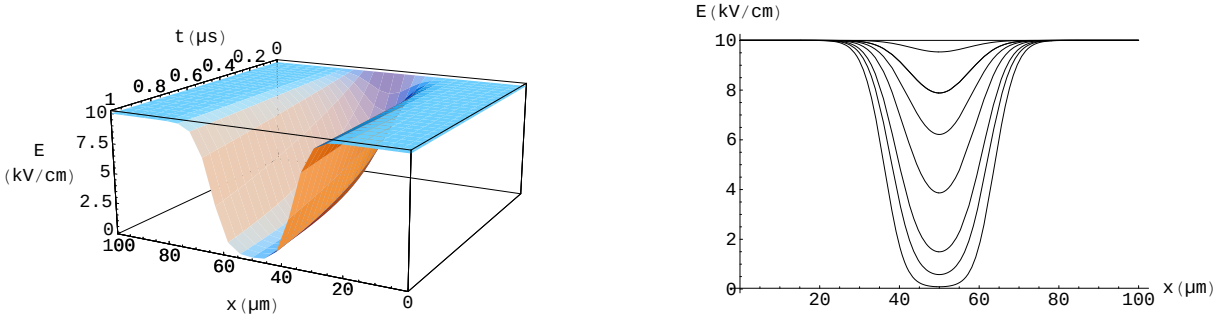


FIG. 4.39 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 1 µs, un waist $w = 25$ µm, une intensité de 1W/cm^2, $\lambda = 1.06$ µm à différents instants $t = 0,\ 0.15,\ 0.3,\ 0.45,\ 0.6,\ 0.75,\ 0.9$ et 1 µs.

défocalisation du faisceau.

La figure (4.39) montre l'évolution du champ de charge d'espace, pour une longueur d'onde 1.06 µm, avec les mêmes valeurs concernant l'intensité et le temps d'exposition que dans la figure (4.35). Nous remarquons que le champ se masque davantage, ce qui signifie que le faisceau se focalise plus[5].

4.4.2.2 Méthode numérique

La méthode analytique présentée précédemment a exigé des approximations importantes : de ce fait, elle n'est valable que sous certaines conditions, dont la plus restrictive

[5]Cette constatation a été confirmée par l'expérience, par le fait que l'auto-focalisation est obtenue pour des intensités inférieures à celles de la longueur d'onde 1.56 µm, pour les mêmes conditions de mesure.

est probablement la faible variation spatiale du champ de charge d'espace (équation 4.18). Notons que, malgré elle, nous retrouvons tout de même la saturation photoréfractive caractéristique de la théorie bien connue dans les isolants [52–54].

Pour la méthode numérique que nous proposons, seules les densités d'électrons et de trous vont être négligées devant celle du fer dans l'équation de Gauss (4.7a), ainsi que la diffusion dans les équations de densités de courant (4.7b - 4.7c), comme déjà mentionné.

Le principe de la méthode numérique que nous proposons ici est de transformer le système d'équations aux dérivées partielles (4.7) en un système d'équations différentielles ordinaires du premier ordre que nous résoudrons par une méthode directe de type Runge Kutta, dont la forme est la suivante :

$$\frac{\partial \mathsf{y}(\mathsf{t})}{\partial \mathsf{t}} = \mathsf{F}(\mathsf{t},\mathsf{y}) \text{ et } \mathsf{y}(\mathsf{t}_0) = \mathsf{y}_0 \text{ où } \mathsf{y}(\mathsf{t}) = \begin{pmatrix} \mathsf{y}_1(\mathsf{t}) \\ \mathsf{y}_2(\mathsf{t}) \\ . \\ . \\ . \\ \mathsf{y}_n(\mathsf{t}) \end{pmatrix}$$

$$\mathsf{F}(\mathsf{t},\mathsf{y}) = \begin{pmatrix} \mathsf{F}_1(\mathsf{t},\mathsf{y}_1,\mathsf{y}_2,...\mathsf{y}_n) \\ \mathsf{F}_2(\mathsf{t},\mathsf{y}_1,\mathsf{y}_2,...\mathsf{y}_n) \\ . \\ . \\ . \\ \mathsf{F}_n(\mathsf{t},\mathsf{y}_1,\mathsf{y}_2,...\mathsf{y}_n) \end{pmatrix}, \text{ et } \mathsf{y}_0 = \begin{pmatrix} \mathsf{y}_{1,0} \\ \mathsf{y}_{2,0} \\ . \\ . \\ . \\ \mathsf{y}_{n,0} \end{pmatrix}$$

tel que $\mathsf{y}(\mathsf{t})$ est un vecteur d'inconnues, y_0 est le vecteur des conditions initiales associé au vecteur d'inconnus $\mathsf{y}(\mathsf{t})$. $\mathsf{F}(\mathsf{t},\mathsf{y})$ est le vecteur dont les composantes sont des combinaisons linéaires et non linéaires du vecteur $\mathsf{y}(\mathsf{t})$.

Dans notre cas, nous disposons de plusieurs inconnues que nous allons limiter à 3 : $\mathsf{E}(\mathsf{x},\mathsf{t})$, $\mathsf{n}(\mathsf{x},\mathsf{t})$, $\mathsf{p}(\mathsf{x},\mathsf{t})$, grâce aux combinaisons des équations du système (4.7). Cependant, pour résoudre ce système, il faut disposer des dérivées par rapport au temps de ces inconnues décrites précédemment (système d'équations 4.17).

Pour avoir la forme d'une équation différentielle ordinaire, c'est-à-dire n'avoir uniquement que des dérivées par rapport aux temps, nous devons supprimer les dérivées spatiales des inconnues en les discrétisant de la façon suivante et en tenant compte des conditions aux limites :

$$\frac{\partial y(x,t)}{\partial x} = \frac{y_{j+1}(t) - y_{j-1}(t)}{2.\Delta x} \tag{4.21}$$

tel que y peut être E, n ou p.
Δx est le pas de discrétisation spatiale, j est l'indice lié au nombre de pas de dicrétisation spatiale tel que $x = j\Delta x$.

On pose $I_j = I_0.\exp(-\frac{(j.\Delta x - \frac{d}{2})^2}{w^2})$, avec w le waist du faisceau à l'entrée du cristal et j variant entre 0 et $\frac{d}{\Delta x}$, tel que d est la largeur du cristal.

En remplaçant également $n_T(x,t)$ par son expression (4.17d) discrétisée ($n_{T_0} - \frac{E_{j+1}(t) - E_{j-1}(t)}{2.\Delta x}.\frac{\epsilon}{e}$) dans les autres équations discrétisées du système (4.17), celui-ci devient :

$$\frac{\partial E_j(t)}{\partial t} = \frac{-e}{\epsilon}.(\mu_n.n_j(t) + \mu_p.p_j(t)).E_j(t) + \frac{e}{\epsilon}.(\mu_n.n_0 + \mu_p.p_0).E_0 \tag{4.22}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_j(t)}{\partial t} &= (e_n^{th} + \sigma_n.I_j).(n_{T_0} - \frac{E_{j+1}(t) - E_{j-1}(t)}{2.\Delta x}.\frac{\epsilon}{e}) \\ &\quad - c_n.n_j(t).(N_T - (n_{T_0} - \frac{E_{j+1}(t) - E_{j-1}(t)}{2.\Delta x}.\frac{\epsilon}{e})) \\ &\quad + \mu_n.n_j(t).(\frac{E_{j+1}(t) - E_{j-1}(t)}{2.\Delta x}) + \mu_n.E_j(t).\frac{n_{j+1}(t) - n_{j-1}(t)}{2.\Delta x}\end{aligned} \tag{4.23}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial p_j(t)}{\partial t} &= (e_p^{th} + \sigma_p.I_j).(N_T - (n_{T_0} - \frac{E_{j+1}(t) - E_{j-1}(t)}{2.\Delta x}.\frac{\epsilon}{e})) \\ &\quad - c_p.p_j(t).(n_{T_0} - \frac{E_{j+1}(t) - E_{j-1}(t)}{2.\Delta x}.\frac{\epsilon}{e}) \\ &\quad - \mu_p.p_j(t).\frac{E_{j+1}(t) - E_{j-1}(t)}{2.\Delta x} - \mu_p.E_j(t).\frac{p_{j+1}(t) - p_{j-1}(t)}{2.\Delta x}\end{aligned} \tag{4.24}$$

Nous obtenons ainsi un système s'écrivant sous la forme $y'(t) = F(t,y)$

où $y(t) = \begin{pmatrix} n_j(t) \\ p_j(t) \\ E_j(t) \end{pmatrix}$ et $y_0 = \begin{pmatrix} n_0 \\ p_0 \\ E_0 \end{pmatrix}$

Notre système est résolu sous MATLab^{TM}, en utilisant un solver d'équations différentielles ordinaire ODE45 (Ordinary Differential Equation) qui n'est rien d'autre que la méthode de Runge Kutta d'ordre 4 à pas adaptatif.

La méthode numérique ici proposée présente moins d'approximations que la méthode analytique. Elle reflète donc mieux la réalité physique, mais nécessite beaucoup plus de calculs que la formule analytique. Nous allons donc étudier le comportent de la solution

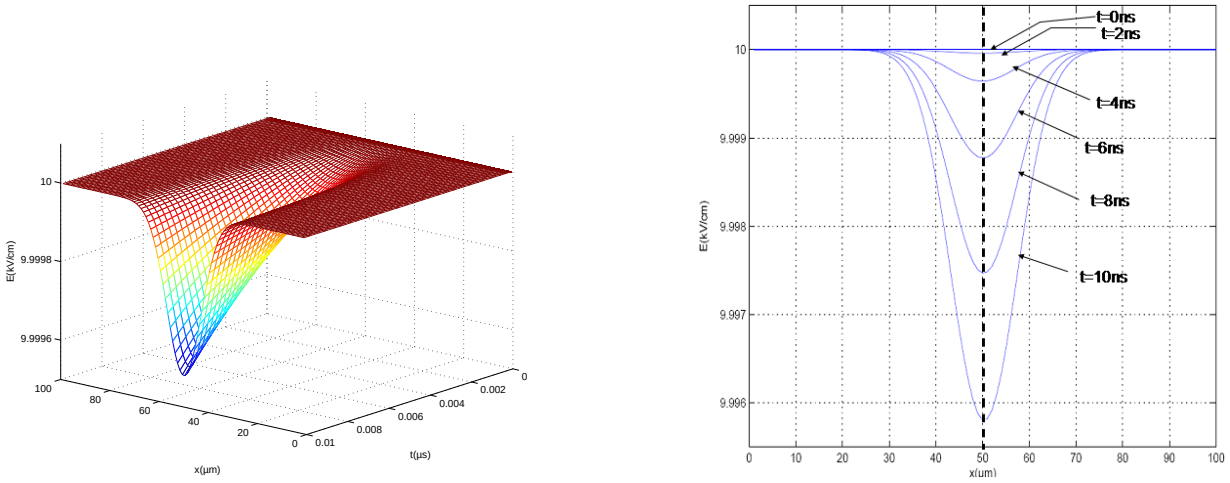


FIG. 4.40 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 10 ns, un waist $w = 25$ µm, une intensité $I = 1 W/cm^2$, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants $t = 0,\ 2,\ 4,\ 6,\ 8$ et 10 ns.

numérique en fonction des différents paramètres physiques : en considérant les mêmes valeurs des paramètres que dans la méthode analytique. Nous étudierons les influences de l'éclairement, du signe du champ extérieur appliqué, de la longueur d'onde, des mobilités d'électrons et de trous et de la densité du fer sur la construction du champ de charge d'espace. Nous finirons par donner quelques résultats sur l'évolution des densités d'électrons et de trous en fonction du temps à l'entrée du cristal. Dans tous les cas, nous supposons l'éclairement gaussien avec un waist de 25 µm.

Influence de l'éclairement

L'éclairement est un paramètre essentiel pour la construction du champ de charge d'espace. La figure (4.40) 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 le du temps t. L'autre courbe 2D, représentant 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 un temps de 10 ns. Le champ se masque légèrement à partir de sa valeur initiale de 10 kV/cm jusqu'à 9.996 kV/cm et semble rester centré. Pour un temps plus long, de 1 µs (figure 4.41), le champ se masque davantage et atteint la valeur 8.85 kV/cm à partir du champ initial uniforme de 10 kV/cm. Dans cette configuration le masquage n'est plus centré. Les pointillés représentent le centre du faisceau.

Pour une intensité plus forte de 10 W/cm^2 et pour un temps d'exposition de 1 µs (figure 4.42), le champ atteint 3.2 kV/cm et le bending (asymétrie du champ par rapport

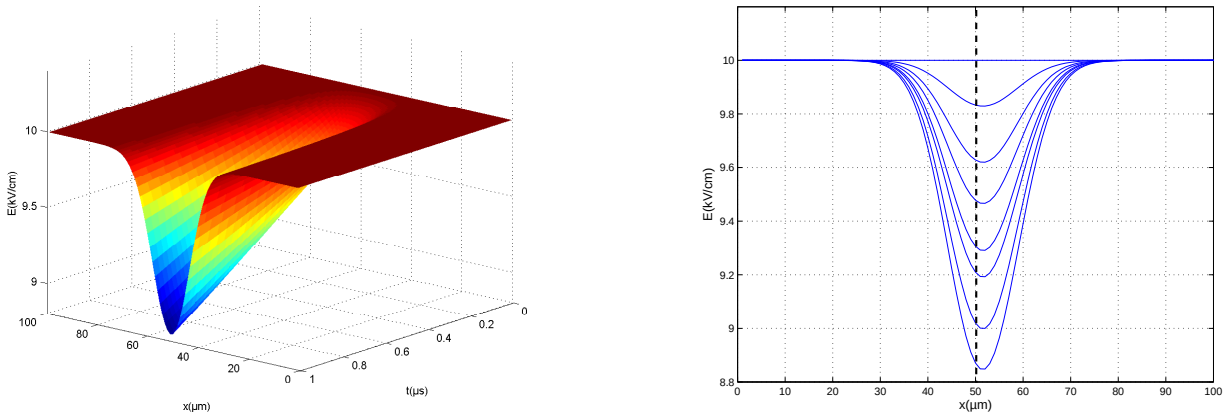


FIG. 4.41 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps $\mathtt{t}$ et de la dimension transversale $\mathtt{x}$, pour une durée de 1 µs, $w = 25$ µm, $I = 1 W/cm^2$, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants $\mathtt{t} = 0,\ 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.5,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ et 1 µs.

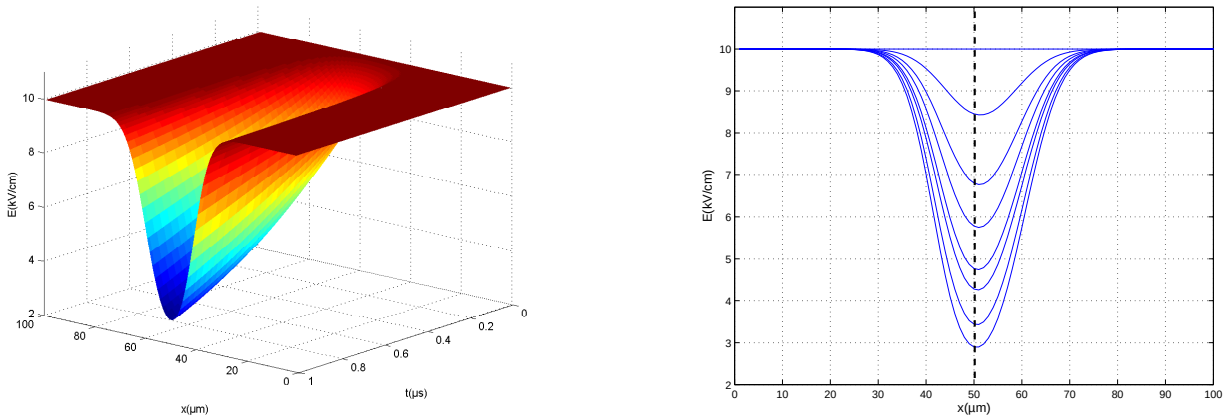


FIG. 4.42 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps $\mathtt{t}$ et de la dimension transversale $\mathtt{x}$, pour une durée de 1 µs, $w = 25$ µm, 10 W/cm^2, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants $\mathtt{t} = 0,\ 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.5,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ et 1 µs.

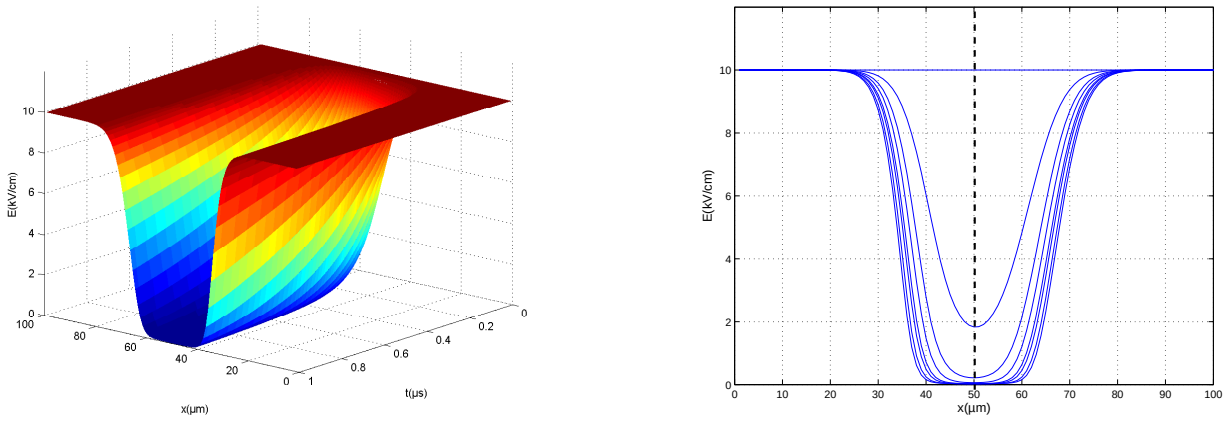


FIG. 4.43 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée de 1 µs, $w = 25$ µm, $I = 100$ W/cm^2, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants $t = 0,\ 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.5,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ et 1 µs.

aux pointillés) persiste toujours, mais un peu moins que pour l'intensité 1W/cm^2. En augmentant l'intensité (100 W/cm^2), le champ de charge d'espace atteint la saturation (figure 4.43). Dans ce cas, le guide s'élargit et le bending disparaît.

Influence du signe du champ extérieur

Pour un champ négatif appliqué, nous avons obtenu les courbes représentées sur la figure (4.44) pour les intensités respectives : 1W/cm^2, 10 W/cm^2 et 100 W/cm^2.
Nous avons obtenu les mêmes taux de masquage du champ que dans le cas du champ positif mais avec un signe négatif signifiant une auto-défocalisation. Le bending apparaît aussi mais dans le sens inverse par rapport au champ positif.

Influence des mobilités des électrons et des trous

Les simulations effectuées jusqu'ici ont été faites pour une mobilité d'électrons μ_n de 0.3m^2/Vs et de trous μ_p de 0.015m^2/Vs. Nous avons augmenté séparément ces valeurs et nous avons obtenu les courbes sur la figure (4.45) pour une durée de 1 µs et pour une intensité de 10 W/cm^2. La première courbe à gauche représente un champ avec une légère déviation qui atteint une valeur approximativement de 3.2 kV/cm. Pour la deuxième courbe, nous avons augmenté la mobilité des électrons et le champ de charge d'espace atteint 3 kV/cm. Pour la troisième courbe, nous avons augmenté la mobilité des trous, le champ se masque beaucoup plus, il atteint approximativement 0.5 kV/cm et présente une déviation plus importante que les autres courbes. Ces résultats montrent que la mobilité des trous améliore le masquage du champ contrairement à celle des électrons ce qui laisse penser que les trous sont dominants dans la création du champ de charge d'espace ; cela

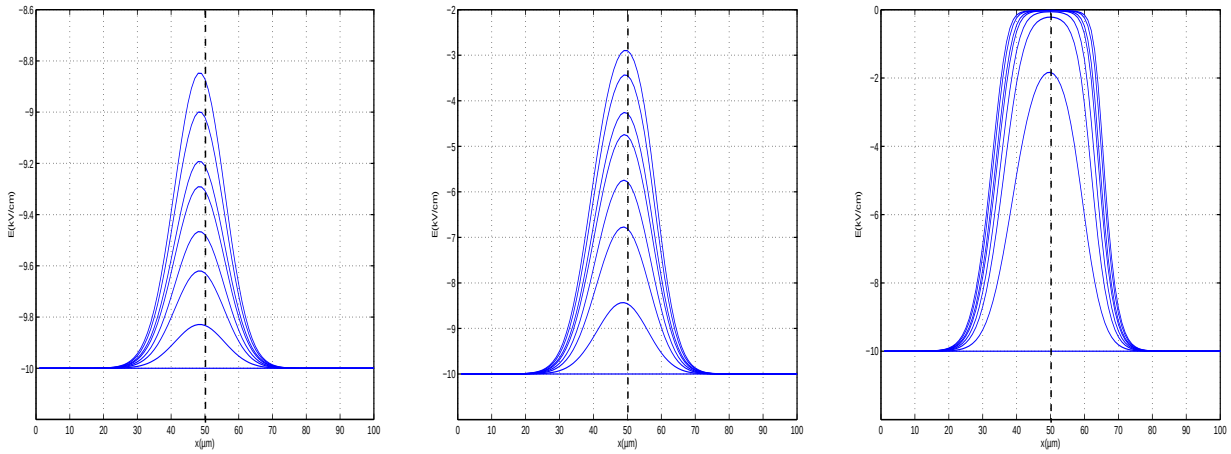


FIG. 4.44 – Construction du champ de charge d'espace E en fonction de la dimension transversale x pour un waist $w = 25$ µm, $\lambda = 1.56$ µm et des intensités allant de gauche à droite de 1mW/cm^2, 10 mW/cm^2 et 100 W/cm^2 à différents instants $t = 0,\ 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.5,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ et 1 µs.

est intuitif, puisque ce sont eux qui sont photo-excités. Connaître la valeur des mobilités des charges est très important pour évaluer l'importance de l'effet non linéaire.

Influence de la longueur d'onde

Pour une longueur d'onde de 1.06 µm, avec les mêmes conditions avec celles utilisées pour sur la figure (4.41), nous obtenons la courbe de la figure (4.46), où le champ se masque beaucoup plus et atteint quasiment la saturation. Nous avons obtenu ce comportement avec la méthode analytique et surtout en expérience où le faisceau s'auto-focalise pour des intensités plus faibles que pour la longueur d'onde 1.56 µm. Cela est probablement dû à une section efficace de photo-excitation plus importante ($8.10^{-18}\mathrm{cm}^{-2}$ à 1.06 µm et $4.10^{-19}\mathrm{cm}^{-2}$ à 1.56 µm selon la référence [100]).

Influence du dopage en fer

Le dopage initial en fer N_T dans le cristal InP:Fe dans les précédentes simulations est égal à $6.5 \times 10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$. Nous présentons un résultat de simulation représenté sur la figure (4.47) pour une densité de fer de $6.5\times10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$ à gauche où le champ atteint la valeur 8.85 kV/cm et de $10.5 \times 10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$ à droite où le champ atteint 8.2 kV/cm. Ainsi, en augmentant le dopage, le champ se masque plus et va donc engendrer un effet non-linéaire plus important. Nous remarquons aussi que l'augmentation du dopage en fer n'affecte pas la déviation du champ. On pourrait ici conclure que l'augmentation du dopage augmente l'effet non linéaire. Il ne faut cependant pas oublier que ce dopage est également responsable d'une diminution de la mobilité et donc d'un ralentissement des processus. Un compromis est

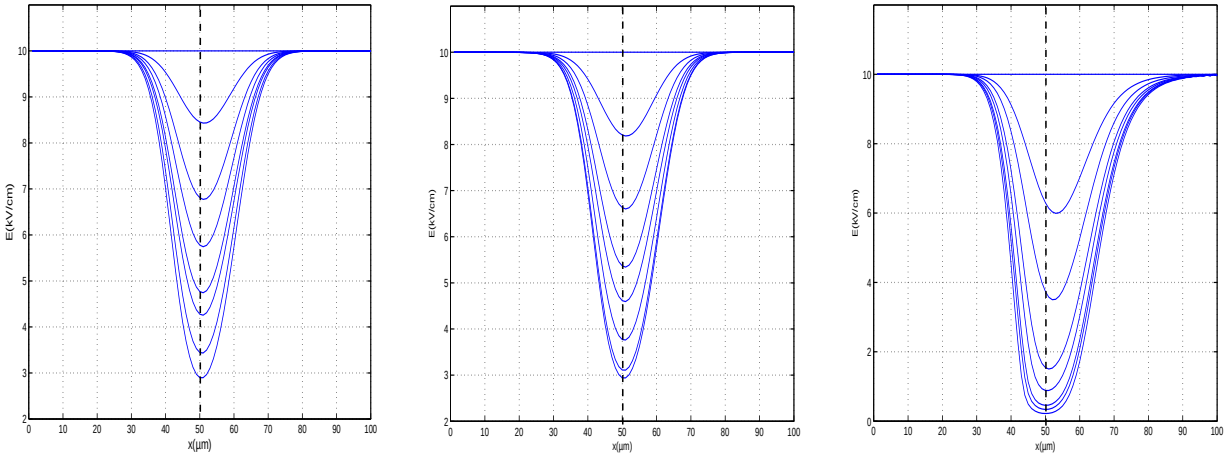


FIG. 4.45 – Construction du champ pour allant de gauche à droite pour les mobilités : (μ_n = 0.3m^2/Vs, μ_p = 0.015m^2/Vs), (μ_n = 1m^2/Vs, μ_p = 0.15m^2/Vs) et (μ_n = 0.3m^2/Vs, μ_p = 0.15m^2/Vs) et pour une durée maximale de 1 µs, w = 25 µm, I = 10 W/cm^2, λ = 1.56 µm à différents instants t = 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 0.9 et 1 µs.

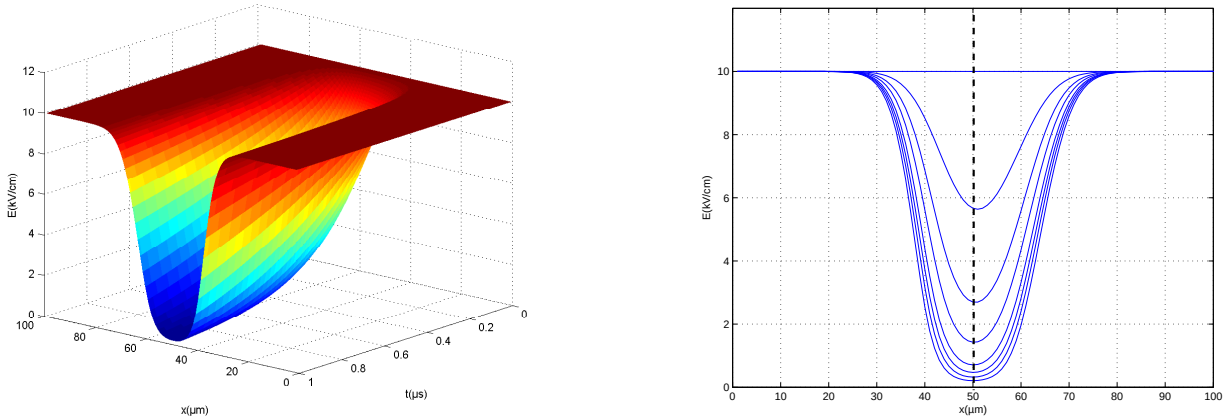


FIG. 4.46 – Construction du champ fonction du temps t et de la dimension transversale x pour une durée maximale de 1 µs, w = 25 µm, I = 1W/cm^2 et λ = 1.06 à différents instants t = 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 0.9 et 1 µs.

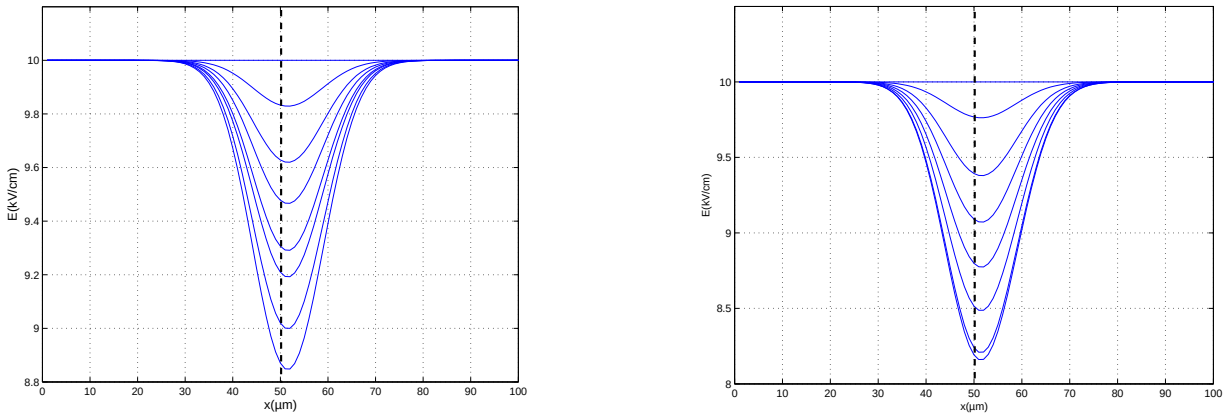


FIG. 4.47 – Construction du champ de charge d'espace pour différentes densités de fer allant de gauche à droite : $N_T = 6.5 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $N_T = 10.5 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $w = 25$ µm, $I = 1\text{W/cm}^2$, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants $t = 0,\ 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.5,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ et 1 µs.

donc à trouver.

Évolution des densités de charges : électrons, trous

Nous avons déterminé et illustré la construction de l'évolution des densités d'électrons et de trous en fonction du temps t et de la dimension de diffraction x, pour un éclairement de 1W/cm^2 et une durée de 0.01 µs. La figure (4.48) représente l'évolution de la densité d'électrons. La densité atteint $8.2 \times 10^7\text{cm}^{-3}$, en partant de la densité dans le noir qui vaut [6] approximativement $7.5 \times 10^7\text{cm}^{-3}$. La figure (4.49) représente l'évolution de la densité des trous. Dans ce cas, la densité des trous atteint la valeur $3.2 \times 10^9\text{cm}^{-3}$, en partant de la densité dans le noir qui vaut [7] approximativement 10^4cm^{-3}. Avec les deux figures (4.48) et (4.49), on constate clairement que les trous sont effectivement générés optiquement car leur densité augmente beaucoup plus vite que les électrons qui sont majoritairement générés thermiquement.

Pour des temps supérieurs à 0.01 µs, la valeur maximale des densités des charges que ce soit des électrons ou des trous reste inchangée (figures 4.50, 4.51), ce qui confirme que l'état stationnaire est atteint en moins de 0.1 µs.

[6] calculée par l'expression de la densité des électrons dans le noir $n_0 = \frac{e_n^{th} \cdot n_{T_0}}{c_n p_{T_0}}$.

[7] calculée par l'expression de la densité des trous dans le noir $p_0 = \frac{e_p^{th} \cdot p_{T_0}}{c_p n_{T_0}}$.

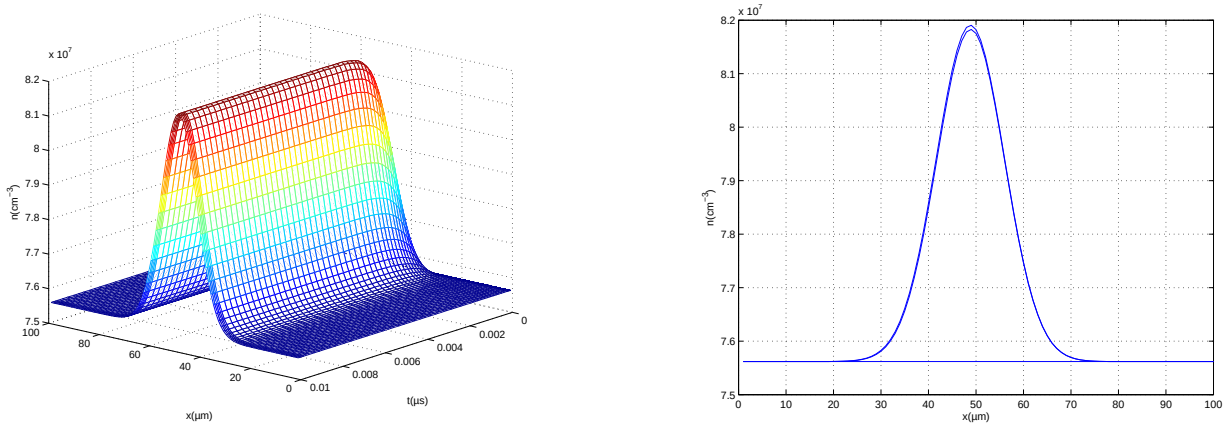


FIG. 4.48 – Évolution spatio-temporelle de la densité d'électrons, pour une durée maximale de 0.01 µs, w = 25 µm, I = 1W/cm^2 et λ = 1.56 à différents instants t = 0, 0.005 et 0.01 µs.

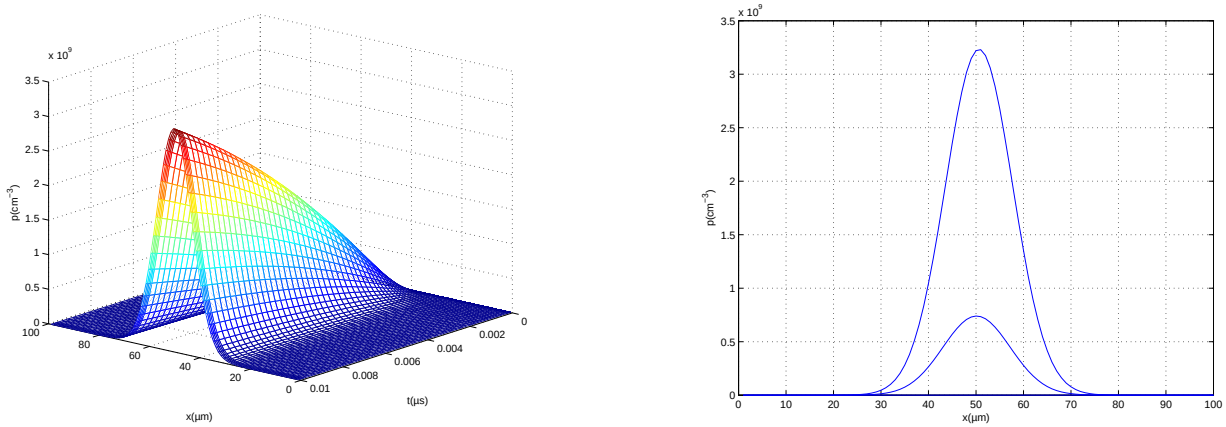


FIG. 4.49 – Évolution spatio-temporelle de la densité des trous, pour une durée maximale de 0.01 µs, w = 25 µm, I = 1W/cm^2 et λ = 1.56 à différents instants t = 0, 0.005 et 0.01 µs.

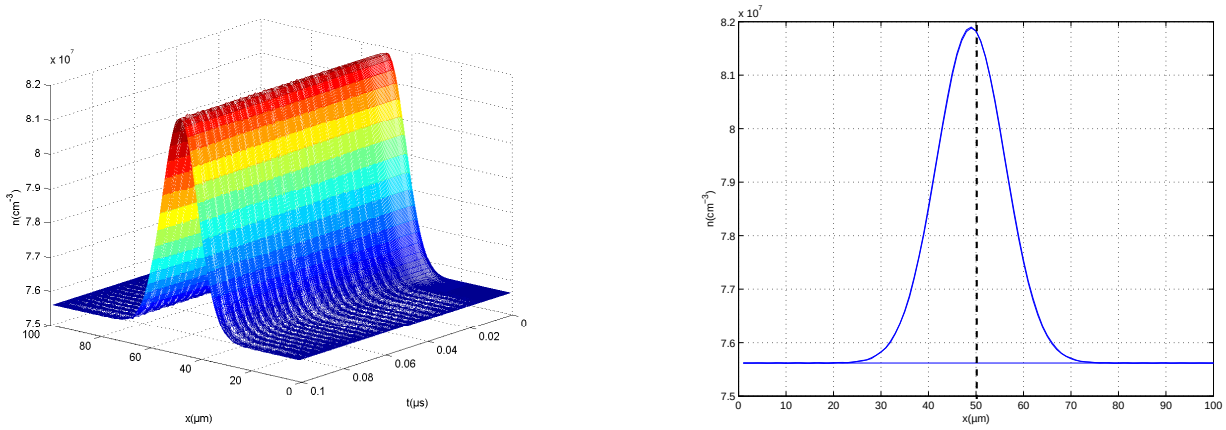


FIG. 4.50 – Évolution spatio-temporelle de la densité d'électrons, pour une durée de 0.1 µs, $w = 25$ µm, $I = 1W/cm^2$ et $\lambda = 1.56$ à différents instants $t = 0,\ 0.05$ et 0.1 µs.

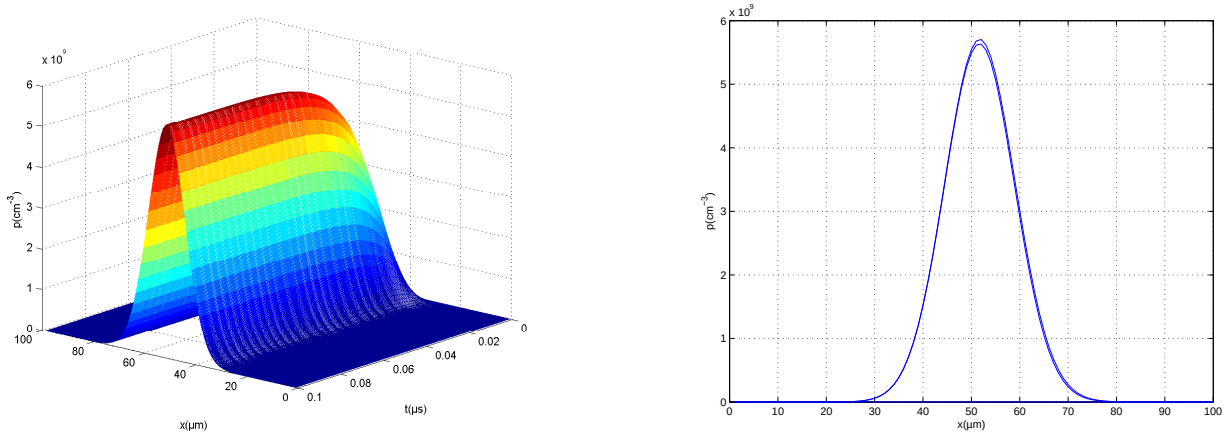


FIG. 4.51 – Évolution spatio-temporelle de la densité des trous, pour une durée de 0.1 µs, $w = 25$ µm, $I = 1W/cm^2$ et $\lambda = 1.56$ à différents instants $t = 0,\ 0.05$ et 0.1 µs.

4.4.2.3 Comparaison entre les deux méthodes de résolution

La méthode numérique nous a permis d'obtenir des résultats, que nous avons observés expérimentalement, tels que le comportement du bending en fonction de l'intensité, chose que nous n'avons pas pu observer avec la méthode analytique à cause des approximations effectuées. L'approximation supplémentaire prise en compte dans la méthode analytique responsable de la disparition de la déviation du masquage du champ par rapport au faisceau est très certainement celle qui considère que la dérivée spatiale du champ est négligeable (équation 4.18, page 125).

Une autre différence majeure entre ces deux méthodes apparaît dans le taux de masquage du champ électrique pour les mêmes paramètres de simulation, mêmes intensités et le même temps. Par exemple pour une intensité de $1 W/cm^2$ et un temps d'exposition de 1 µs (figure 4.35), le champ atteint 6 kV/cm à partir de sa valeur initiale de 10 kV/cm avec la méthode analytique et dans les mêmes conditions, le champ atteint la valeur 8.85 kV/cm avec la méthode numérique (figure 4.41).

Pour confirmer notre hypothèse, nous avons réalisé des simulations considérant les mêmes approximations que celles utilisées dans la méthode analytique et nous avons comparé les résultats qui sont identiques. Les exemples donnés sur les figures (4.52) et (4.53) le confirment. À gauche, nous avons représenté le résultat issu de la méthode analytique, à droite le résultat de la méthode numérique pour les mêmes valeurs des paramètres. La figure (4.52) considère une intensité de 500 mW/cm^2 et la figure (4.53), une intensité de 5 W/cm^2. Nous confirmons ainsi que la méthode numérique est plus fiable et plus générale. Elle est plus proche de la réalité physique. Néanmoins cette méthode présente le désavantage de nécessiter un calcul itératif, ce qui la rend peu pratique pour une inclusion dans une simulation de propagation par exemple.

4.4.3 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre, les tout premiers résultats montrant l'évolution spatiale et temporelle du champ de charge d'espace dans un cristal InP:Fe, depuis la création d'un guide d'onde jusqu'à la saturation photoréfractive selon le temps d'exposition ou l'intensité lumineuse appliquée. Nous avons développé essentiellement deux méthodes de résolution, une analytique et l'autre numérique pour lesquelles les phénomènes évoluent dans le même sens. La déviation de la figure de masquage du champ n'est toutefois pas correctement rendue par la méthode analytique à cause des approximations effectuées. Tou-

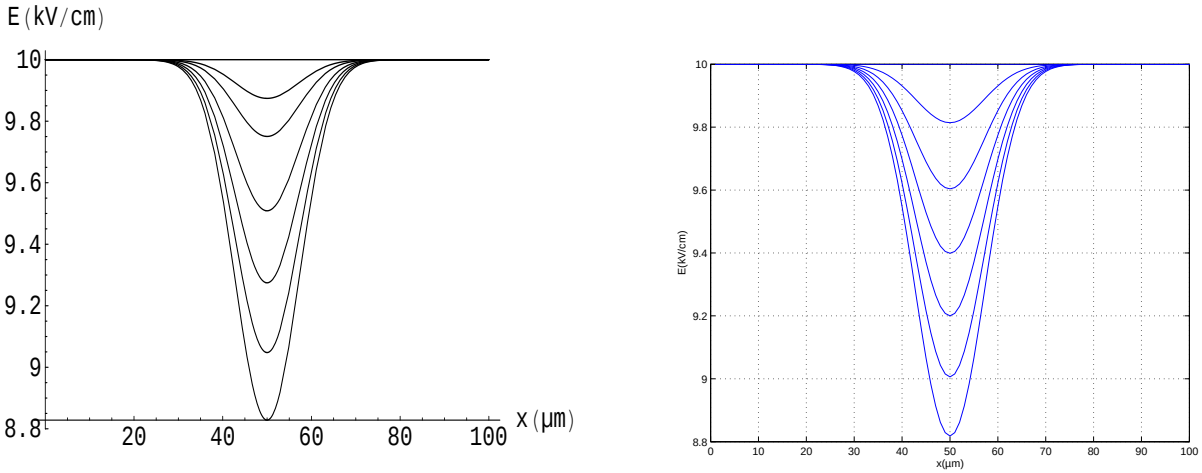


FIG. 4.52 – Construction du champ de charge d'espace : avec la méthode analytique à gauche et la méthode numérique à droite, pour un temps de 1 µs, $w = 25$ µm, I = 500 mW/cm^2 à $\lambda = 1.56$ µm. La méthode numérique a été ici mise en oeuvre avec les mêmes approximations que la méthode analytique.

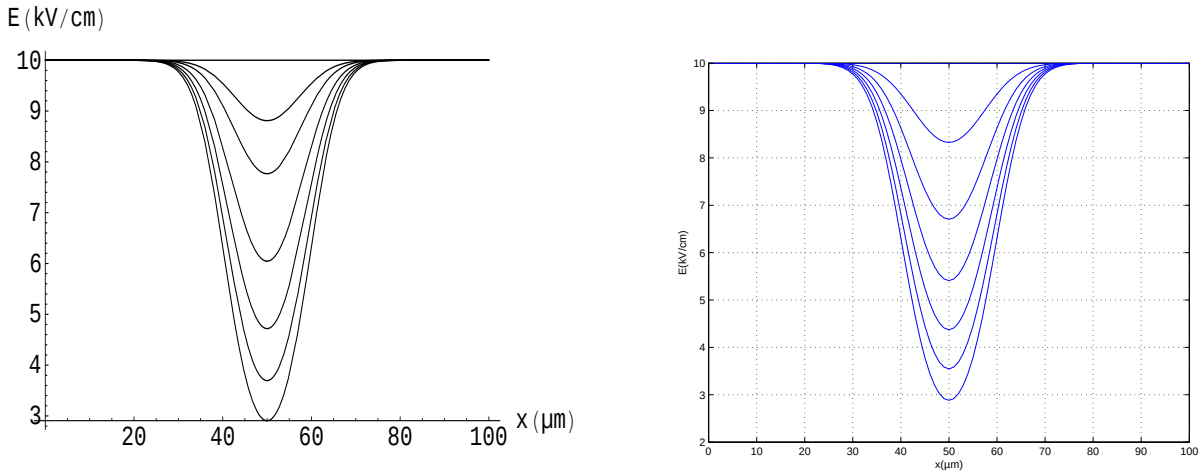


FIG. 4.53 – Construction du champ de charge d'espace : avec la méthode analytique à gauche et la méthode numérique à droite, pour un temps d'1 µs, $w = 25$ µm, I = 5 W/cm^2 à $\lambda = 1.56$ µm. La méthode numérique a été ici mise en oeuvre avec les mêmes approximations que la méthode analytique.

tefois, nous pouvons noter que ces résultats montrent une évolution du champ de charge d'espace similaire à celui obtenu dans les isolants, étudié en régime transitoire [53, 54].

Signalons que le champ de charge d'espace est plus important pour la longueur d'onde 1.06 µm que pour la longueur d'onde 1.56 µm, ce qui signifie que l'auto-focalisation sera d'autant plus importante à cette longueur d'onde.

Nous finirons par une dernière remarque concernant la déviation du faisceau due à un masquage du champ excentré. Cette déviation n'est ici pas due à la diffusion naturelle des porteurs car celle-ci a été négligée dans nos modèles. Contrairement à ce que se passe dans les isolants où un seul type de porteur est pris en compte, la déviation obtenue ici est due uniquement au champ électrique appliqué.

5

Analyse critique des résultats théoriques et expérimentaux de l'auto-focalisation photoréfractive dans l'InP :Fe

Ce chapitre a pour but de réaliser une synthèse comparative des résultats présentés dans les chapitres précédents, d'effectuer un bilan sur le travail réalisé et de proposer des perspectives de recherches futures.

Cette analyse débutera par une discussion de tous les résultats expérimentaux obtenus pour les deux longueurs d'onde (1.06 et 1.56µm). Nous reviendrons ensuite sur l'interprétation de ces résultats à la lumière, d'une part, de la théorie existante et, d'autre part, en utilisant nos développements théoriques présentés au chapitre précédent.

5.1 Analyse des régimes stationnaires

Pour interpréter les résultats expérimentaux stationnaires obtenus dans le chapitre précédent, nous introduisons un paramètre positif Φ, que nous appelons *taux d'auto-focalisation*. Ce paramètre n'est rien d'autre que le rapport du diamètre du faisceau sur la face de sortie du cristal avec champ extérieur appliqué de +10 kV/cm sur le diamètre du faisceau sur la face de sortie du cristal sans champ extérieur appliqué, Φ peut s'écrire comme suit : $\Phi = \frac{D_{out\ avec\ champ}}{D_{out\ sans\ champ}}$. Ce paramètre peut prendre plusieurs valeurs :

- Si $\Phi = 1$, cela correspond à la diffraction naturelle du faisceau.
- Si $\Phi > 1$, le faisceau s'auto-défocalise
- Si $\Phi < 1$, le faisceau s'auto-focalise.

Le phénomène qui nous intéresse dans notre étude est l'auto-focalisation d'un faisceau laser infrarouge, observé pour un champ positif appliqué, correspondant à un taux d'auto-focalisation $\Phi < 1$. Notons également que s'il y a propagation d'un soliton spatial les deux diamètres d'entrée et de sortie sont égaux. Compte tenu de la diffraction linéaire dans le matériau sans champ appliqué et de la définition de Φ, le soliton correspond à $\Phi \simeq 0.5$ pour un waist de 25µm à la longueur d'onde 1.56µm et à $\Phi \simeq 0.6$ pour la longueur d'onde 1.06µm.

Nous limitons notre analyse au cas d'un waist du faisceau à l'entrée du cristal de 25µm, pour lequel nous avons enregistré les phénomènes les plus intenses du fait de la longueur de Rayleigh de 1mm qui est largement inférieure à la longueur du cristal ($\simeq$ 10mm). Pour le waist de 200µm, nous avons vu des phénomènes mais nous n'avons pas pu balayer toutes les situations possibles car nous étions limités par la puissance du laser.

5.1.1 Auto-focalisation en fonction de l'intensité à 1.56µm

À partir des mesures effectuées pour un champ extérieur appliqué positif à la longueur d'onde 1.56µm (figures 4.10 à 4.17), nous avons tracé la courbe d'évolution du taux d'auto-focalisation stationnaire Φ en fonction de l'intensité maximale du faisceau à l'entrée du cristal (I_{max}) ; cette courbe est représentée sur la figure (5.1). Pour établir les données nécessaires au tracé de cette figure, nous avons donc analysé les profils des faisceaux présentés dans les figures (4.10) à (4.17). Le *diamètre* servant à déterminer Φ est ici pris comme la largeur de la courbe à $\frac{I_{max}}{e^2}$, si I_{max} est l'intensité maximale au centre du profil du faisceau.

Afin d'éliminer un éventuel artefact expérimental dû à notre méthode d'analyse, nous

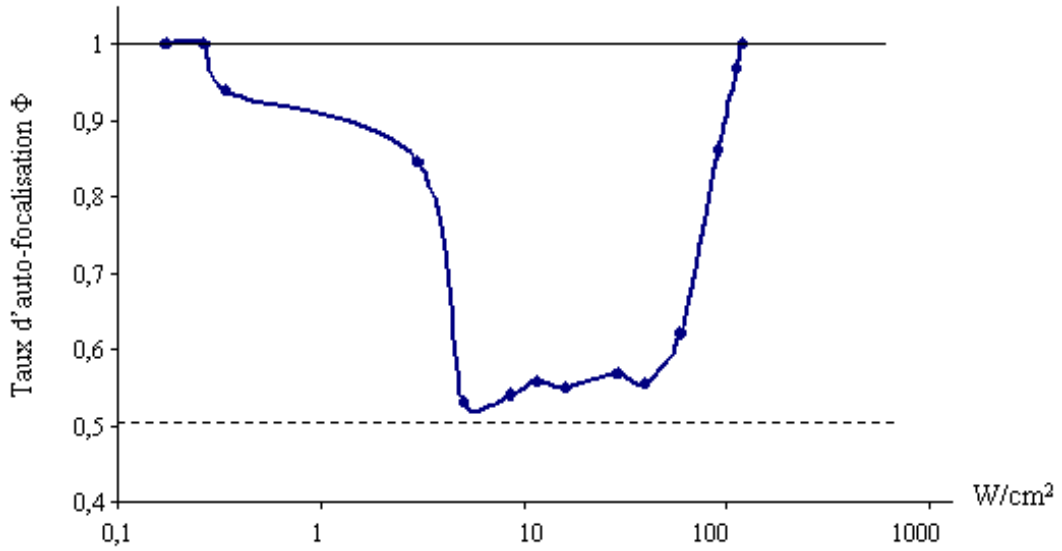


FIG. 5.1 – Évolution du taux d'auto-focalisation en fonction de l'intensité à l'état stationnaire pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$µm et à une température $T = 20^0C$. La ligne en pointillé représente le niveau du soliton.

avons renouvelé l'analyse en prenant cette fois-ci la largeur à mi-hauteur comme référence. Nous avons également envisagé la possibilité que la caméra présente un seuil de détection élevé (responsable de la non conservation de la puissance dans certains cas, voir annexe C pour les détails). Dans ce cas, en supposant la puissance du faisceau conservée, le diamètre moyen du faisceau est inversement proportionnel à l'intensité maximale du centre du faisceau.

Les résultats de ces deux nouvelles analyses sont reportés sur la figure (5.2), confirmant l'allure qualitative de la courbe (5.1) : dans tous les cas, nous visualisons un phénomène d'auto-focalisation stationnaire qui disparaît aux hautes et basses intensités et présente un maximum autour de 10 W/cm^2. Nous observons sur la courbe (5.2), une zone d'intensités (environ entre 8 W/cm^2 et 70 W/cm^2) où le paramètre d'auto-focalisation Φ est quasiment constant, correspondant à une zone de stabilité du soliton photoréfractif.

5.1.2 Auto-focalisation à 1.06µm

Nous avons également procédé à ce type d'analyse pour la longueur d'onde 1.06µm. Comme le montre la figure (5.3), nous arrivons aux mêmes constatations qu'à la longueur d'onde 1.56µm. Pour les petites et grandes intensités, le phénomène d'auto-focalisation stationnaire disparaît, alors qu'il est maximal autour d'une intensité d'environ 200 mW/cm^2,

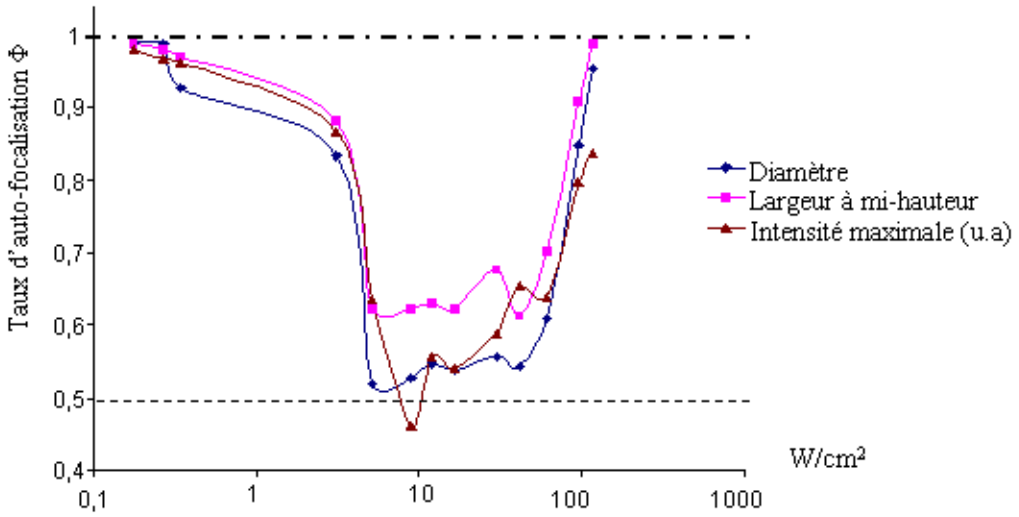


FIG. 5.2 – Évolution du taux d'auto-focalisation en fonction de l'intensité à l'état stationnaire pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$µm à la température $T = 20^0$C. La ligne horizontale correspond à une égalité entre le diamètre d'entrée et de sortie du faisceau, caractéristique du soliton spatial : les profils d'entrée et de sortie sont identiques.

50 fois moins importante que précédemment. Dans ce cas également nous constatons une zone d'intensités (environ entre 1 W/cm^2 et 7 W/cm^2) où le paramètre d'auto-focalisation Φ est quasiment constant, correspondant également à une zone de stabilité du soliton photoréfractif.

5.1.3 Déviation et auto-focalisation

Les résultats expérimentaux analysés en terme de déviation du faisceau au chapitre précédent (figures 4.20 et 4.33), semblent montrer qu'une déviation maximale du faisceau est précisément obtenue lorsque l'auto-focalisation est elle-même maximale, ceci étant valable pour les mesures aux deux longueurs d'onde.

Pour confirmer ce résultat, nous avons reporté, sur les figures (5.4) et (5.5) l'évolution de la position latérale du faisceau en sortie du cristal (mesure de la déviation) en fonction du taux d'auto-focalisation Φ. La dépendance est loin d'être linéaire mais est cependant monotone décroissante : plus Φ est faible, plus l'auto-focalisation est importante, plus la déviation est importante.

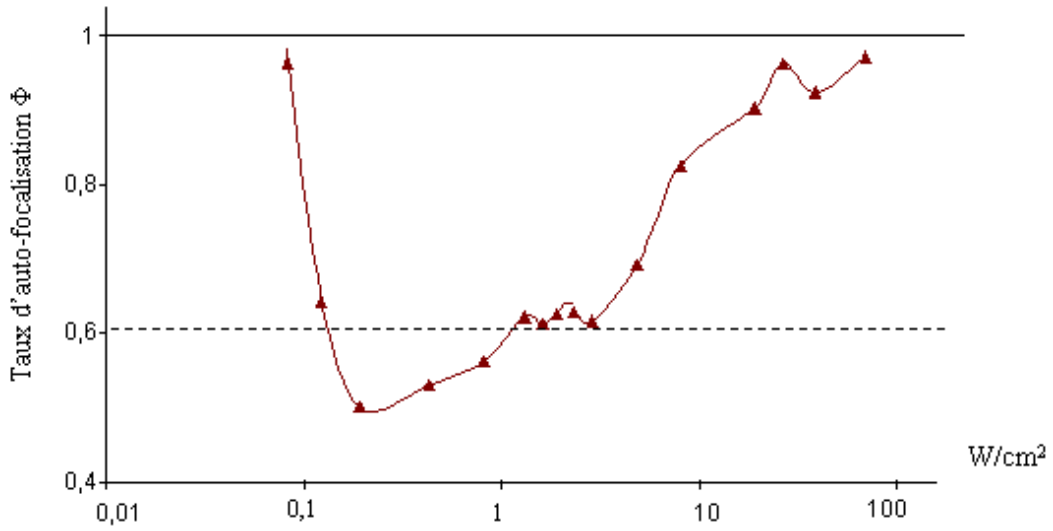


FIG. 5.3 – Évolution du taux d'auto-focalisation en fonction de l'intensité à l'état stationnaire pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.06$µm et à une température $T = 20^0C$. La ligne en pointillé représente le niveau du soliton.

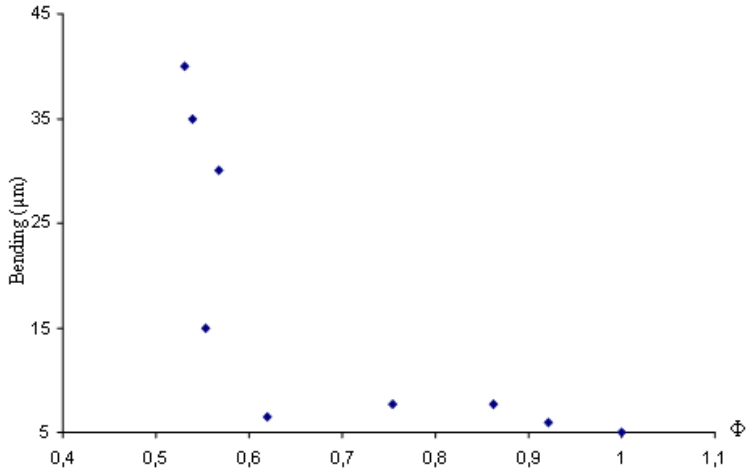


FIG. 5.4 – Évolution du décalage du faisceau en sortie de cristal en fonction du taux d'auto-focalisation du faisceau pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$µm.

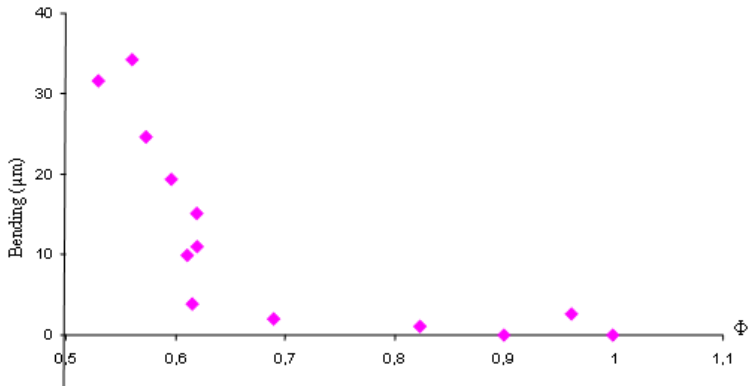


FIG. 5.5 – Évolution du décalage du faisceau en sortie de cristal en fonction du taux d'auto-focalisation du faisceau pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.06$µm.

5.1.4 Conclusion expérimentale

Le lecteur attentif et au fait de la littérature et de nos précédents travaux [52] aura très certainement remarqué la similitude entre ces courbes expérimentales (5.1 à 5.3) et celles qui ont déjà été obtenues dans les isolants.

Étant donné la théorie déjà présentée dans la littérature sur l'auto-focalisation dans InP:Fe et décrite en introduction du chapitre 4, nous ne attendions pas à retrouver ce type de comportement. Nous allons maintenant nous attarder à tenter de l'expliquer.

5.2 Lien entre la théorie TWM et la théorie soliton

5.2.1 Théorie des solitons dans les isolants

La théorie de l'auto-focalisation photoréfractive dans les isolants dopés, présentant un seul type de porteur, est aujourd'hui bien établie et bien connue. Il est difficile de citer ici toutes les publications qui y ont contribué. Citons par exemple des publications de notre laboratoire [52, 53, 116] et les références qui s'y trouvent.

Comme nous l'avons déjà mentionné en introduction de ce manuscrit (section 1.3), cette théorie repose sur l'interprétation simplifiée suivante : la présence du faisceau en un endroit donné du cristal augmente localement sa conductivité. Ainsi, si un champ électrique est appliqué au cristal, la chute de tension se produira essentiellement là où le faisceau n'est pas présent : à l'endroit du faisceau, le champ électrique est *masqué*, et éventuellement nul pour de forts éclairements.

La prévision principale de cette théorie maintenant relativement bien établie est pro-

blablement la courbe d'existence des solitons stationnaires, associée à ce qui est plus spécifiquement notre contribution, celle des solitons quasi-stationnaires. Tout ceci est représenté sur la courbe (5.6), extraite de la thèse de la référence [116]. Cette représentation met en évidence l'existence, montrée théoriquement, d'une intensité *idéale* correspondant à l'existence des solitons les plus étroits. Elle est approximativement égale à 3 fois l'intensité d'obscurité[1].

Remarquons également au passage que c'est à partir de cette intensité que le soliton transitoire existe, ou qu'il se distingue du soliton stationnaire. Sa largeur, elle, est en revanche fixe. Son existence est tout simplement due au processus continu du masquage du champ à partir d'une valeur égale au champ extérieur appliqué, jusqu'à potentiellement la valeur nulle.

Il faut ici cependant remarquer que cette théorie a pris, en son temps, le contrepied des théories existantes traitant de l'effet photoréfractif. Ces dernières étaient en effet toutes basées sur le développement en réseaux sinusoïdaux de l'illumination présente sur le cristal : cette approche était en effet particulièrement bien adaptée pour le traitement des interférences à l'origine du mélange à deux ondes ou de la conjugaison de phase.

En effet, la première approche théorique de la propagation d'un faisceau fin dans un matériau photoréfractif fut traitée par décomposition en série de Fourier mais n'a permis de prévoir que les caractéristiques des solitons transitoires. C'est en fait tout à fait normal car les opérations de linéarisation sous-jacentes à cette décomposition font perdre les non linéarités principales responsables de la formation des solitons stationnaires. Nous allons maintenant voir ce qu'il en est des théories existantes pour le traitement de l'auto-focalisation dans les semi-conducteurs.

5.2.2 Théorie dans les semi-conducteurs

Ainsi que nous l'avons exposé au début du chapitre 4, la théorie existante qui traite de l'auto-focalisation dans les semi-conducteurs se base sur une analogie avec les théories de mélange d'ondes et fait apparaître une intensité caractéristique dite *de résonance*, intensité pour laquelle le gain photoréfractif en mélange d'ondes est optimum et autour de laquelle le phénomène d'auto-focalisation s'inverse. Nous montrons ici que nulle part n'est apparu le concept de *l'intensité d'obscurité*, dans cette théorie, mise à part une mention sans définition dans [113].

[1]Pour préciser le propos, il peut être utile de mentionner ici que c'est en fait l'intensité locale maximale au centre du faisceau qui doit être égale au triple de l'intensité d'obscurité.

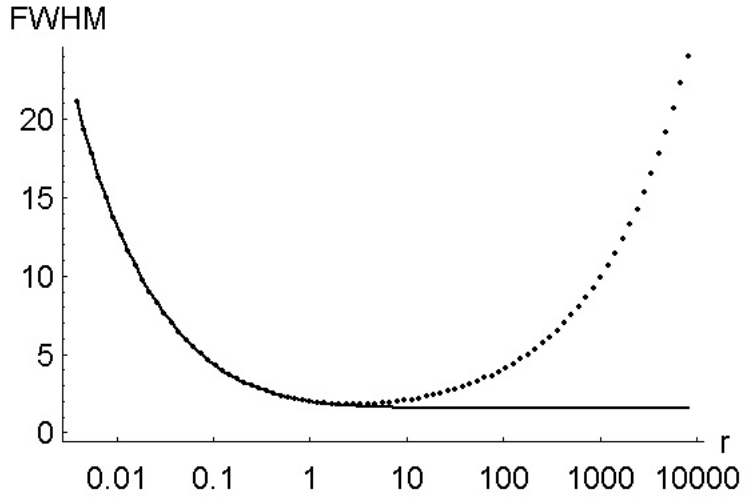


FIG. 5.6 – Demi largeur à mi-hauteur du soliton stationnaire (trait en pointillé) et du transitoire (trait plein) [52] en fonction du rapport r de l'intensité du faisceau sur l'intensité d'obscurité.

5.3 La théorie des semi-conducteurs rejoint-elle celle des isolants ?

L'ensemble des analyses que nous avons présentées au début de ce chapitre met en évidence un comportement qualitativement identique des isolants dopés et nos échantillons d'InP:Fe. Nous souhaitons souligner ici que, comme cela a déjà été dit, ces mesures ont été vérifiées afin d'éliminer tout artefact expérimental. Nous avons également vérifié que le comportement observé était bien qualitativement le même quel que soit l'échantillon et son dopage.

Dans les lignes qui suivent, nous ferons donc, contrairement à la littérature, l'hypothèse suivante : les phénomènes que nous observons dans l'InP:Fe sont correctement décrits par la théorie bien connue de l'auto-focalisation photoréfractive. Nous chercherons donc les conséquences et les limites d'une telle hypothèse.

5.3.1 Déduction d'I_{dark} à partir des courbes expérimentales

La première des conséquences de cette dernière hypothèse est l'existence de l'intensité d'obscurité I_{dark}. D'après les théories usuelles, le maximum d'auto-focalisation est obtenu lorsque l'intensité maximum au centre du faisceau est égale au triple de la somme de I_{dark} et d'une éventuelle intensité de fond homogène appliquée sur le cristal. Dans notre cas,

cette dernière est inexistante.

Nous pouvons donc déduire des courbes (5.1) et (5.3), que les intensités d'obscurité équivalentes aux longueurs d'onde 1.56 et 1.06µm, sont respectivement 3 W/cm^2 et 70 mW/cm^2 à la température de 20^0C.

5.3.2 Détermination expérimentale de l'intensité d'obscurité

Afin de confirmer notre hypothèse, nous allons maintenant étudier une autre possibilité indépendante de déterminer expérimentalement cette intensité d'obscurité, à la température de 20^0C et à la longueur d'onde 1.56µm.

5.3.2.1 Lien entre la conductivité, photo-conductivité et l'intensité d'obscurité

Comme nous allons le voir, cette expérience est basée sur des mesures de conductivité. Toutefois, le lien entre la conductivité du matériau dans le noir, sa photo-conductivité et l'intensité d'obscurité n'est pas aussi intuitif que dans les isolants où :

$$I_{dark} = \frac{e_{th}}{\sigma} \tag{5.1}$$

e_{th} est le coefficient d'excitation thermique et σ est la section efficace de photo-excitation.

Nous allons donc tout d'abord procéder à son estimation en supposant les caractéristiques microscopiques du matériau connues. Nous devons d'abord définir précisément l'intensité d'obscurité I_{dark} : c'est l'intensité pour laquelle la photo-conductivité est égale à la conductivité dans le noir. Autrement dit, l'application sur le cristal d'une intensité homogène de valeur I_{dark} double la conductivité de ce dernier.

Pour ce faire, écrivons la conductivité totale, dans laquelle nous identifierons les termes thermiques et les termes optiques :

$$\sigma_{total} = e.(p_0.\mu_p + n_0.\mu_n) \tag{5.2}$$

D'après les expressions de p_0 et de n_0 à l'équilibre sous illumination homogène I_0 (équations (3.14), (3.15) du chapitre 3).

$$\sigma_{total} = e.[\frac{e_p^{th}.p_{T0}}{c_p.n_{T0}}.\mu_p + \frac{e_n^{th}.n_{T0}}{c_n.p_{T0}}.\mu_n] + e.[\frac{\sigma_p^0.p_{T0}.I_0}{c_p.n_{T0}}.\mu_p + \frac{\sigma_n^0.n_{T0}.I_0}{c_n.p_{T0}}.\mu_n] \tag{5.3}$$

En séparant les termes thermiques des autres, on décompose σ_{total} en :

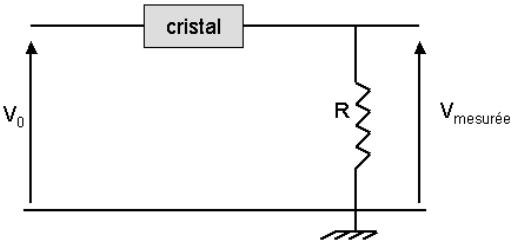


FIG. 5.7 – Montage électrique pour le calcul du courant et de la conductivité d'obscurité dans l'InP : Fe.

$\sigma_{total} = \sigma_{dark} + \sigma_{photo}$, somme de la conductivité d'obscurité et de la photo-conductivité.

$$\sigma_{dark} = e.[\frac{e_p^{th}.p_{T0}}{c_p.n_{T0}}.\mu_p + \frac{e_n^{th}.n_{T0}}{c_n.p_{T0}}.\mu_n] \tag{5.4}$$

$$\sigma_{photo} = e.[\frac{\sigma_p^0.p_{T0}.I_0}{c_p.n_{T0}}.\mu_p + \frac{\sigma_n^0.n_{T0}.I_0}{c_n.p_{T0}}.\mu_n] \tag{5.5}$$

Par conséquent, I_{dark} est la valeur de I_0 pour laquelle $\sigma_{dark} = \sigma_{photo}$.

$$I_{dark} = \frac{e_p^{th}.p_{T0}^2.c_n.\mu_p + e_n^{th}.n_{T0}^2.c_p.\mu_n}{\sigma_p^0.p_{T0}^2.c_n.\mu_p + \sigma_n^0.n_{T0}^2.c_p.\mu_n} \tag{5.6}$$

Avec cette notation remarquons que :

$$\sigma_{total} = K.(I_{dark} + I_0) \quad \text{tel que} \tag{5.7}$$

$$K = e.[\frac{\sigma_p^0.p_{T0}}{c_p.n_{T0}}.\mu_p + \frac{\sigma_n^0.n_{T0}}{c_n.p_{T0}}.\mu_n] \tag{5.8}$$

5.3.2.2 Mesure de l'intensité d'obscurité

Grâce au pont diviseur de tension représenté sur la figure (5.7), nous avons déterminé la résistance du cristal pour deux illuminations homogènes différentes à la longueur d'onde 1.56µm.

$I_1 = 0$ et $I_2 = 180 mW/cm^2$ et nous avons obtenu : $R_1 = 4,9.10^7\Omega$ et $R_2 = 4,5.10^7\Omega$.

Sachant que $\sigma_{total} = \frac{L}{S.R}$, $\sigma_1 = 8.10^{-8}\Omega^{-1}m^{-1}$ et $\sigma_2 = 8,8.10^{-8}\Omega^{-1}m^{-1}$.

Cela nous donne un système de deux équations à deux inconnues I_{dark} et K dont les

solutions sont :

$$I_{dark} = 2 \text{ W/cm}^2$$
$$K = 4.10^{-12} W\Omega^{-1}m$$

Notons également que $\sigma_{dark} = \sigma_1 = 8.10^{-8}\Omega^{-1}m^{-1}$.
Remarquons ici le bon accord entre cette valeur mesurée directement (2 W/cm^2) et celle que nous avons déduite des mesures d'auto-focalisation : 3W/cm^2. Cet accord expérimental tend à nous faire penser que notre hypothèse de départ est correcte, à savoir que la théorie existante permet de décrire correctement l'auto-focalisation dans les semi-conducteurs.

Nous avons malheureusement manqué de temps pour effectuer cette même confirmation à la longueur d'onde de 1.06µm mais nous ne voyons pas de raisons qui feraient que les conclusions soient différentes.

5.3.3 Estimation du temps de formation d'un soliton spatial

Compte tenu des valeurs que nous venons de mesurer, il est possible, grâce à la théorie existante, d'estimer le temps d'auto-focalisation d'un faisceau d'une intensité donnée, que ce soit le temps pour atteindre le maximum transitoire d'auto-focalisation ou le temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire.

En effet d'après [116] :

$$\frac{t_{min}}{\tau}.r \simeq 2 \tag{5.9}$$

si t_{min} est le temps nécessaire pour atteindre l'auto-focalisation maximum transitoire.

$$\text{Or } \tau = \frac{\sum}{I_{dark}} \text{ avec } \sum = \frac{\epsilon}{e\mu}\frac{I_0}{n_0}$$

toujours d'après les mêmes références et où n_0 correspond à la densité de porteurs photo-induits par une illumination homogène arbitraire I_0.

Nous pouvons donc arbitrairement choisir I_0 égale à I_{dark}, qui induit une densité n_{dark}. Nous obtenons donc

$$\sum = \epsilon\frac{I_{dark}}{\sigma_{dark}} \text{ car } \sigma_{dark} = e\mu n_{dark} \tag{5.10}$$

Donc $\tau = \frac{\epsilon}{\sigma_{dark}}$ par la suite

$$t_{min} \simeq \frac{2}{I_s}.\frac{\epsilon I_{dark}}{\sigma_{dark}} \simeq \frac{56 Kgs^{-2}}{I_s} \text{ d'après les mesures faites} \quad (5.11)$$

Par exemple, pour nos mesures, si nous prenons $I_s = 10$ W/cm^2, nous obtenons approximativement $t_{min} = 0.56$ ms. Par ailleurs, pour des intensités de l'ordre de ce qui est présent dans les fibres ($I_s = 300$ W/cm^2, correspondant à une puissance de 1 W au coeur d'une fibre de rayon de 10 µm), nous obtenons $t_{min} \simeq 15$ µs. Il ne faut pas oublier que t_{min} est le temps de formation de l'état transitoire. Le temps pour atteindre l'état stationnaire est environ un ordre de grandeur au dessus (toujours d'après [116]).

De la même façon, à la longueur d'onde de 1.06µm, nous avons $I_{dark} = 70$ mW/cm^2 et nous pouvons estimer σ_{dark}. Même si nous l'avons pas mesuré, nous pouvons la déduire à partir de celle de la longueur d'onde 1.56µm en considérant que la section efficace de photo-excitation des porteurs est 10 fois plus grande que celles des porteurs à la longueur d'onde 1.56µm [100–102, 109]. Nous estimons alors $t_{min} = 2$ µs pour une intensité de I_s égale à 10 W/cm^2.

5.4 Analyse critique de nos conclusions

5.4.1 Résultats expérimentaux et intensité de résonance

Au cours de tous nos travaux expérimentaux pour les deux longueurs d'ondes 1.06 et 1.56µm, avec différents échantillons, testés avec différentes intensités allant de quelques mW/cm^2 jusqu'à quelques dizaines de W/cm^2, jamais nous n'avons pu obtenir l'inversion du phénomène d'auto-focalisation caractéristique de l'intensité de résonance.

Ce sont ces observations qui nous ont fait émettre l'hypothèse qui nous a guidé au début de ce chapitre. Nous allons maintenant tenter de proposer quelques explications quant aux raisons qui font que nous n'observons pas cette intensité de résonance.

5.4.1.1 Effets de la longueur d'onde et du dopage

Dans nos expériences, nous avons utilisé les longueurs d'ondes 1.06 et 1.56µm sur des échantillons à différents dopage. Les résultats présentés dans la littérature ont été obtenus aux longueurs d'ondes 1.04 et 1.3µm, et avec un seul type de cristal donc un seul dopage.

Dans la théorie du mélange à deux ondes, le gain photoréfractif est inversement proportionnel à la longueur d'onde. Dans la théorie des solitons, la longueur d'onde joue sur la section efficace de photo-ionisation : la section efficace de photo-excitation est inversement proportionnelle à la longueur d'onde, ce qui fait que l'intensité pour laquelle le faisceau est plus focalisé est inférieure à celle d'une longueur d'onde plus grande. Ce résultat est confirmé par nos expériences où le faisceau s'auto-focalise le plus intensément aux alentours de l'intensité 200 mW/m^2 pour la longueur d'onde 1.06µm et à 10 W/m^2 pour la longueur d'onde 1.56µm.

Pour ce qui concerne le dopage, il est directement lié au temps de recombinaison diélectrique des charges et à leur mobilité. Si le dopage augmente, le temps de relaxation diélectrique diminue, ainsi que la mobilité. C'est pourquoi la conductivité et le courant d'obscurité diminuent quand le dopage augmente.

La courbe (5.8), montre un exemple d'auto-focalisation pour une même intensité et le même waist sur nos différents échantillons qui diffèrent principalement par leur taux de dopage. Rappelons que l'échantillon N°1 est le moins dopé (8.10^{16}cm^{-3}) et possède donc la conductivité la plus grande. Les phénomènes d'auto-focalisation et d'auto-défocalisation sont plus prononcés que dans les autres échantillons. D'après notre théorie, la réponse photoréfractive sera plus lente. Nous n'avons pas pu le constater expérimentalement car il reste cependant court et en tous les cas inférieur à la milliseconde. Nous retrouvons donc bien des effets prévus par la théorie et intuitivement acceptables. Encore une fois, nous n'observons aucunement l'influence d'une quelconque intensité de résonance aux effets déjà mentionnés.

5.4.1.2 Ordre de grandeur de l'intensité de résonance

D'après la théorie du mélange à deux ondes telle qu'elle est exposée au chapitre 3, l'intensité de résonance est l'intensité pour laquelle les taux de génération des trous et des électrons sont identiques. Nos expériences semblent montrer que la théorie établie des solitons générés par un seul type de porteur suffit à expliquer ce que nous observons. On pourrait donc rapidement conclure que les porteurs en question sont les trous photo-excités et que la densité d'électrons thermique est négligeable.

Or d'après les calculs présentés précédemment,

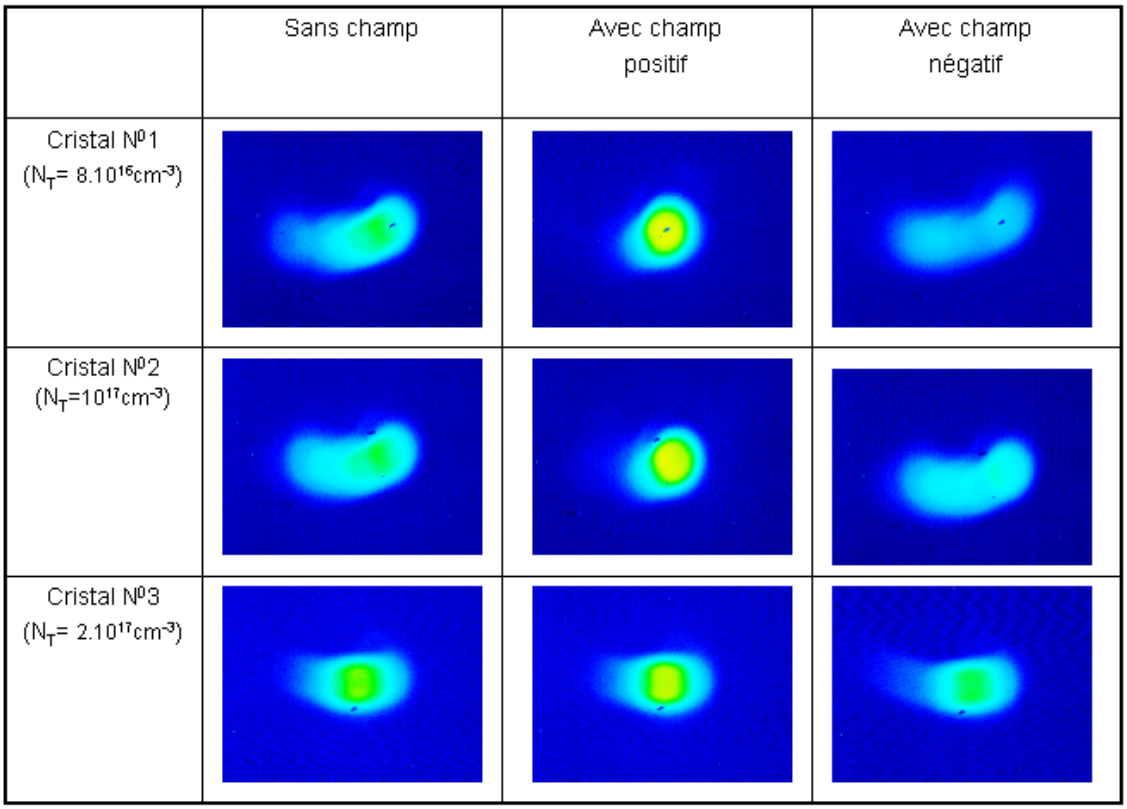


FIG. 5.8 – Exemples du profil du faisceau pour une intensité de 5W/cm^2, pour les trois différents échantillons pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$µm.

$$I_{dark} = \frac{e_p^{th}.p_{T0}^2.c_n.\mu_p + e_n^{th}.n_{T0}^2.c_p.\mu_n}{\sigma_p^0.p_{T0}^2.c_n.\mu_p + \sigma_n^0.n_{T0}^2.c_p.\mu_n} \tag{5.12}$$

et

$$I_{res} = \frac{e_p^{th}.p_{T0} + e_n^{th}.n_{T0}}{\sigma_p^0.p_{T0} + \sigma_n^0.n_{T0}} \tag{5.13}$$

Ce qui nous amène au rapport
$\frac{I_{dark}}{I_{res}} = \frac{\mu_n.c_p.n_{T0}}{\mu_p.c_n.p_{T0}} \simeq 0.65$.

Ce rapport $\frac{I_{dark}}{I_{res}}$ a été calculé avec les valeurs disponibles dans la littérature [100–102, 109] et confirmé par nos mesures du chapitres 3, où, à 20^0C, et, pour une longueur d'onde de 1.56µm, $I_{dark} = 2$ W/cm^2 et $I_{res} = 3$ W/cm^2. A la longueur d'onde de 1.06µm, nous obtenons $I_{dark} = 70$ mW/cm^2 et $I_{res} = 300$ mW/cm^2.

Une hypothèse à envisager qui aurait pu expliquer la non observation des phénomènes liés à l'intensité de résonance des semi-conducteurs aurait été la grande différence entre $3I_{dark}$, intensité optimale pour l'observation de l'auto-focalisation et I_{res}. Ce n'est toutefois pas le cas car pour la longueur d'onde 1.56µm, nous obtenons $\frac{3I_{dark}}{I_{res}} \simeq 2$ et pour 1.06µm, ce rapport est égal à $0,7$.

Nous sommes donc amenés à conclure que, dans nos échantillions, l'intensité de résonance ne joue pas un rôle significatif, ce que semble confirmer notre analyse théorique. Remarquons toutefois que, toujours dans nos échantillons, le gain de mélange à deux ondes (chapitre 3), est lui même faible : c'est peut être la raison pour laquelle l'intensité de résonance n'apparaît pas. Cette hypothèse reste à confirmer, car elle n'est pas décrite par notre théorie. Elle permettrait toutefois d'expliquer les résultats expérimentaux différents obtenus dans la littérature [114, 115].

5.4.2 Simulation de la propagation d'un faisceau

Pour conclure ce chapitre, remarquons que nous n'avons jusqu'à présent effectué de résolution théorique et de simulation qu'en supposant l'intensité optique constante et en ignorant la rétroaction de l'indice sur la propagation. Toutefois, l'expression analytique (équation (4.19), page 125) nous donne le champ de charge d'espace, et donc la modulation d'indice, en fonction de l'intensité locale du faisceau en un point. Or d'après [51, 72], la propagation d'un faisceau dans un milieu présentant une faible variation d'indice peut être

décrite par l'équation suivante :

$$(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k}\frac{\partial^2}{\partial x^2})A = \frac{ik}{n}[\Delta n]A \tag{5.14}$$

où A est le champ électrique de l'onde, k représente le vecteur d'onde (dans la direction de propagation z), Δn la variation d'indice de réfraction n et i représente le nombre complexe tel que $i^2 = -1$.

L'équation (5.14) peut être normalisée en utilisant les conventions usuelles suivantes, similaires à celles utilisées lors de l'étude de l'auto-focalisation d'un faisceau laser continu [116] : $Z = \frac{z}{kx_0^2}$ et $X = \frac{x}{x_0}$ où x_0 est une longueur arbitraire. Nous aboutissons ainsi à l'équation (5.15) décrite ci-dessous :

$$i\frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \frac{k^2 x_0^2}{n}[\Delta n]A = 0 \tag{5.15}$$

En remplaçant l'expression de Δn par sa valeur liée à l'InP:Fe dans nos conditions expérimentales $\Delta n \pm \frac{1}{2}n^3 r_{41}E$ dans l'équation (5.15), nous obtenons

$$i\frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} \pm \frac{1}{2}k^2 x_0^2 n^2 r_{41} E.A = 0 \tag{5.16}$$

La propagation d'un faisceau laser continu dans un cristal photoréfractif soumis à un champ appliqué exige de résoudre numériquement l'équation (5.16). Cette équation aux dérivées partielles non linéaire peut être résolue par la méthode particulièrement adaptée aux équations décrivant la propagation d'une onde en milieu non linéaire [119, 120], la méthode dite BPM (Beam Propagation Method) connue également sous le nom de "Split-Step-Fourier" (SSF) dont le principe est expliqué en annexe E.

Dans ce qui suit, des résultats de BPM seront présentés pour des longueurs d'onde à 1.06 et à 1.56µm. Nous allons nous limiter au champ de charge d'espace calculé avec la méthode analytique car même si cette méthode est moins complète que la méthode numérique, elle présente l'avantage d'être rapide et de pouvoir facilement être implémentée dans la BPM.

5.4.2.1 Résultats de la simulation

Pour les paramètres couramment utilisés et cités dans les références [100–102, 109], nous avons obtenus les résultats à l'état stationnaire montrés sur les figures (5.9) et (5.10)

pour les deux longueurs d'onde respectives 1.56 et 1.06µm pour un waist de 35µm[2], un champ extérieur appliqué de ±10kV/cm, une intensité de 1W/cm^2 pour la longueur d'onde 1.56µm et 300mW/cm^2 pour la longueur d'onde 1.06µm.

Les figures 5.9-(A) et 5.10-(A) représentent la propagation du faisceau dans un milieu linéaire ; le faisceau diffracte naturellement. Les figures 5.9-(B) et 5.10-(B) représentent une auto-focalisation du faisceau pour un champ positif extérieur appliqué et les dernières figures 5.9-(C) et 5.10-(C), montrent une auto-défocalisation, pour les deux longueurs d'ondes 1.56 et 1.06µm.

5.4.2.2 Analyse quantitative

Ces simulations confirment les phénomènes d'auto-focalisation et d'auto-défocalisation associés au masquage du champ dans une direction et son opposé. Toutefois, pour un champ appliqué de ±10kV/cm et un waist d'entrée de 35µm, nous obtenons des facteurs d'auto-focalisation Φ de 0.8 et 0.95 pour les longueurs d'onde respectives 1.06 et 1.56µm, alors que les valeurs obtenues expérimentalement descendent jusqu'à 0.5 pour les deux longueurs d'onde.

Nous mettons cette différence sur le compte du modèle analytique qui, comme nous l'avons montré au chapitre 4, ne rend pas bien compte de la profondeur des guides crées, probablement à cause de l'approximation consistant à négliger la dérivée spatiale du champ. Nous pensons que l'implémentation du modèle numérique dans la BPM pourrait résoudre ce problème. Toutefois, son implementation n'est pas aussi aisée et les temps de calculs nécessaires seront plus longs. Nous laisserons ces travaux pour les perspectives à notre travail. Les analyses expérimentales que nous avons effectuées au cours de ce chapitre nous ont conduits à formuler l'hypothèse que la théorie établie de l'auto-focalisation dans les matériaux à un seul type de porteurs suffisait à expliquer nos observations. Il semble que, malgré toutes nos tentatives, nous n'avons pu mettre cette hypothèse en défaut. Nous devons donc émettre un doute sur la validité des théories existantes qui prévoient le rôle fondamental de l'intensité de résonance dans les phénomènes d'auto-focalisation photoréfractive dans les semi-conducteurs.

La théorie que nous avons développée en collaboration avec Hervé Leblond, bien qu'elle ne décrive pas complètement tous les phénomènes observés, fait apparaître l'intensité d'obs-

[2]Nous avons choisi un waist de 35µm, car avec le waist de 25µm, le phénomène d'auto-focalisation est très faible, ce qui nous mène a penser que la valeur expérimentale du waist dans le précédent chapitre est effectivement proche de 35µm.

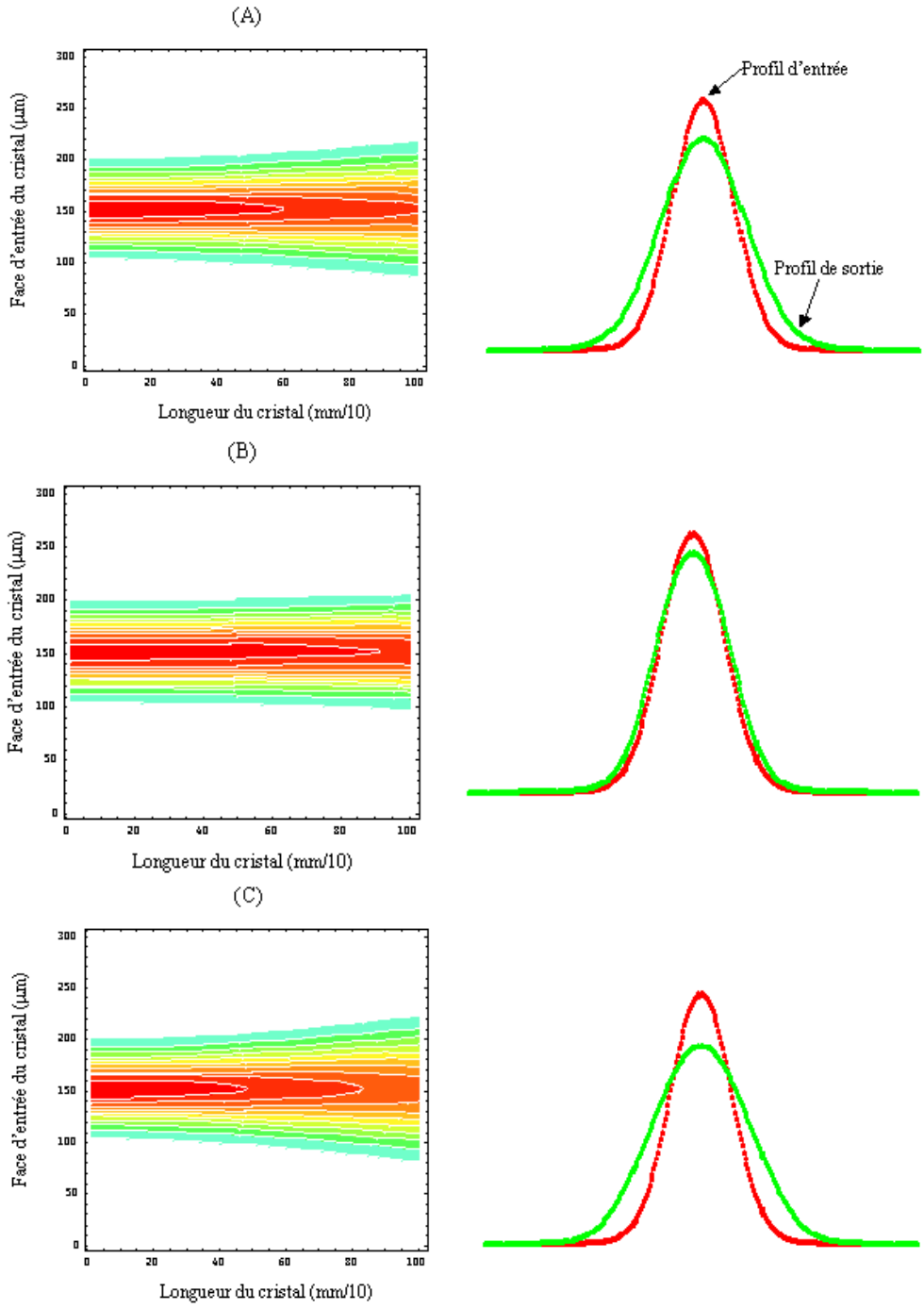


FIG. 5.9 – Propagation d'un faisceau laser dans le cristal $InP : Fe$ pour un waist $w = 35$ µm, $I = 1$ W/cm^2 : (A) Diffraction naturelle, (B) auto-focalisation du faisceau pour un champ extérieur de +10kV/cm, (C) auto-défocalisation du faisceau pour un champ extérieur de −10kV/cm à 1.56µm.

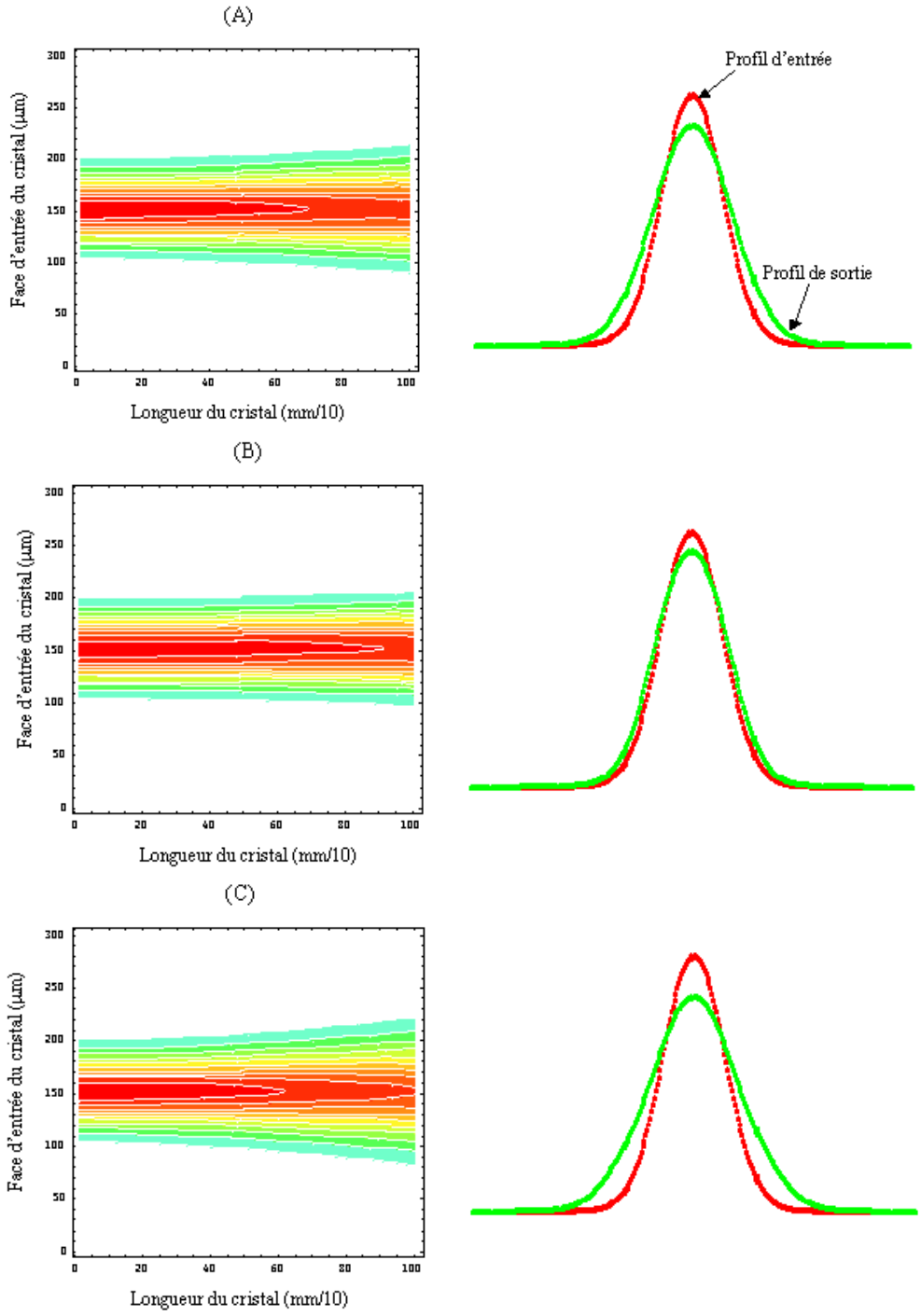


FIG. 5.10 – Propagation d'un faisceau laser dans le cristal $InP : Fe$ pour un waist $w = 35\ \mu m$, $I = 300\ mW/cm^2$: (A) Diffraction naturelle, (B) auto-focalisation du faisceau pour un champ extérieur de $+10kV/cm$, (C) auto-défocalisation du faisceau pour un champ extérieur de $-10kV/cm$ à $1.06\mu m$.

curité I_{dark}, comme nous l'avons déterminée, mais ne permet pas d'établir le rôle de l'intensité de résonance. L'établissement d'une théorie complète est donc encore à effectuer.

5.5 Perspectives

5.5.1 Une nouvelle théorie

Comme nous venons de l'évoquer, nos analyses expérimentales et théoriques appellent à l'établissement d'une théorie nouvelle, permettant d'expliquer l'auto-focalisation dans les semi-conducteurs. Ses conclusions doivent, d'après nos expériences, nécessairement ressembler à celles qui décrit l'auto-focalisation soumise à un seul type de porteurs.

Toutefois, ceci reste à démontrer à partir des équations de transport, ce que nous n'avons pas pu faire. Notons également que nous avons observé une différence de comportement relative à la courbure (bending) du faisceau entre les semi-condcuteurs et les isolants : dans InP:Fe, une courbure du faisceau est observée et nous avons montré qu'elle n'était pas due à la diffusion naturelle. Nous ne l'expliquons donc pas autrement que par les simulations numériques. Cette donnée devra être prise en compte dans la future théorie.

5.5.2 Des mesures résolues dans le temps

Les mesures que nous avons faites montraient des temps de réponse inférieurs à la milliseconde, ce qui confirme les résultats théoriques obtenus. Nous n'avons cependant pas pu mesurer précisément ce temps de réponse faute de moyens expérimentaux. La suite naturelle de nos travaux expérimentaux est donc nécessairement cette mesure qui nous permettra d'obtenir des éléments quantitatifs pour confirmer (ou infirmer) nos théories.

Des tentatives d'estimation du temps de formation de l'auto-focalisation stationnaire sont en cours. Elles sont basées sur la technique de diffraction à travers un trou déjà utilisée au laboratoire [83, 116]. Les premières estimations semblent montrer un temps de réponse de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes pour des intensités de l'ordre de celles présentées dans les réseaux optiques.

5.5.3 De nouvelles simulations théoriques

Les simulations numériques que nous avons faites sont certes résolues dans le temps mais soit ne considèrent pas la rétro-action de l'indice sur le faisceau, soit utilisent le

modèle analytique développé au chapitre 4 dont nous avons montré les insuffisances.

Il faudra donc développer des simulations palliant ces problèmes. Deux voies sont envisagées. La première est dérivée des simulations numériques du chapitre 4 et a déjà été exposé en conclusion de ce chapitre. La deuxième est toute nouvelle et consiste à reprendre les équations de transport dans leur globalité, en associant à l'équation de propagation, au travers d'un outil (nommé ESCAPaDE [3]) développé au laboratoire et basé sur les automates cellulaires.

[3]Ergonomic Solver using Cellular Automata for Partial Differential Equations

Conclusion générale

L'objectif premier de notre travail de recherche était l'étude résolue dans le temps du comportement de l'auto-focalisation photoréfractive dans le Phosphure d'Indium dopé au fer, ceci dans l'objectif d'envisager d'utiliser ce matériau pour la conception du routeur optique.

Dans un premier temps, nous nous sommes consacrés à la caractérisation de nos échantillons, provenant de sources différentes, par la voie du mélange à deux ondes, et ce à deux longueurs d'onde : 1.06 et 1.56µm, cette dernière étant caractéristique des réseaux de télécommunications optiques. Nous avons ainsi étudié le comportement de l'intensité où le gain de mélange à deux ondes est maximal : l'intensité de résonance.

Ce comportement a été caractérisé en fonction du temps et de la température et nous avons présenté une étude originale de la dependance temporelle de la constante de temps d'établissement du mélange à 2 ondes.

Sur cette base, et tenant compte de la littérature existante, nous avons étudié expérimentalement, le phénomène d'auto-focalisation en tentant de le caractériser par rapport à l'intensité de résonance. Nous avons ainsi pu mesurer, autant à 1.06µm qu'à 1.56µm, une forte auto-focalisation conduisant, dans certain cas, à une quasi-certaine propagation d'un soliton spatial. Ce phénomène disparaissait aux hautes et basses intensités optiques. Nous avons donc pu mesurer une intensité *optimale* pour l'auto-focalisation photoréfractive, qui s'est révélé être le triple de l'intensité d'obscurité, que nous avons mesurée de manière expérimentale.

Ces résultats expérimentaux ressemblent fortement aux résultats que nous, et d'autres groupes, avons pu obtenir dans les isolants photoréfractifs. Ils ne sont en tous les cas pas réellement en accord avec la littérature existante aujourd'hui.

Nous avons tenté d'expliquer ces observations en développant un nouveau modèle théorique avec l'aide du Pr Hervé Leblond (POMA, Angers). Ce nouveau modèle ne per-

met encore pas de prédire théoriquement la dynamique complète de formation des solitons photoréfractifs dans l'InP:Fe. En revanche, il permet de montrer que, sous certaines hypothèses, les semi-conducteurs se comportent bien comme les isolants.

En supposant donc valable le modèle bien connu décrivant l'auto-focalisation dans les milieux à un type de porteurs, nous avons tenté d'expliquer nos observations : en effet, nous n'avons pu réussir à observer la dynamique transitoire. Nous avons en effet montré expérimentalement que le temps de formation de l'auto-focalisation photoréfractive était inférieur à la milliseconde, limite de résolution de nos appareils. Et en effet, le modèle à un type de porteur prévoit des temps inférieurs à la milliseconde, et parfois de l'ordre de la microseconde.

En conclusion, nous pensons avoir démontré que l'auto-focalisation photoréfractive était possible dans InP:Fe, et que les temps de formation étaient comparables avec l'objectif initial d'insertion dans les réseaux de télécommunications optiques. Nous pensons également avoir montré la nécessité d'une nouvelle théorie prenant complètement en compte la dynamique temporelle à deux types de porteurs, théorie dont nous avons jeté les bases et qui sera l'objet de nos futurs travaux, en parallèle avec la réalisation de la démonstration du routage tout optique.

A

Calcul du zoom

Pour un faisceau gaussien, il est possible de définir en tout point un rayon de courbure complexe q tel que :

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi W^2} \tag{A.1}$$

où R est le rayon de courbure du front d'onde et W le rayon du faisceau au point considéré. A tout système optique, on peut associer une matrice de transfert du type : $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$

Cette matrice est associée à la propagation des rayons lumineux dans le système optique (optique géométrique). Toutefois, elle peut décrire, dans le cadre de la loi ABCD, la propagation des faisceaux gaussiens. Lors de la propagation d'un faisceau gaussien à travers un système optique quelconque, si q_0 est son rayon de courbure complexe avant le système et q_1 le rayon après le système alors :

$$q_1 = \frac{Aq0 + B}{Cq_0 + D} \quad \text{(loi ABCD)} \tag{A.2}$$

Dans notre cas, le système optique présenté sur la figure (A.1) est constitué de quatres éléments optiques sur lesquelles on peut appliquer la loi ABCD lentille (f_1), la distance d

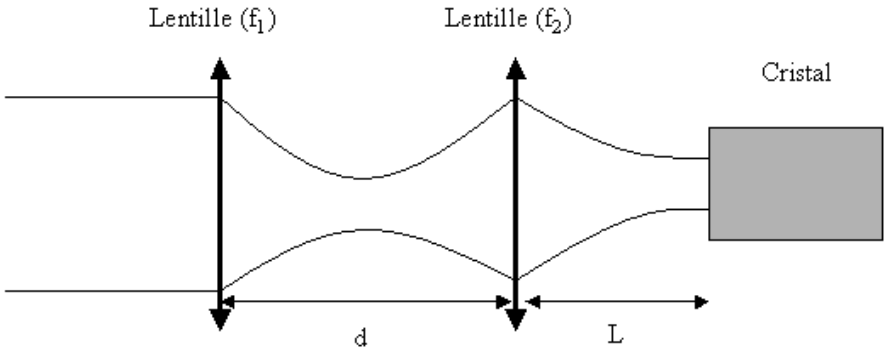


FIG. A.1 – Focalisation du faisceau à l'entrée du cristal.

entre les deux lentilles, la lentille (f_2) et la distance L entre la lentille (f_2) et le cristal, que nous récapitulons comme suit :

1. La matrice de la loi ABCD associée à la lentille (f_1) : $M_f[f_1] = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f_1} & 1 \end{pmatrix}$
2. La matrice de la loi ABCD associée à la distance (d) : $M_d[d] = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
3. La matrice de la loi ABCD associée à la lentille (f_2) : $M_f[f_2] = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f_2} & 1 \end{pmatrix}$
4. La matrice de la loi ABCD associée à la distance (L) : $M_d[L] = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

La matrice totale M de notre système optique n'est que le produit entre les matrices précédentes :

$$M = M_d[L].M_f[f_2].M_d[d].M_f[f_1] \tag{A.3}$$

Sachant que q_0 est le rayon de courbure du faisceau gaussien au niveau de la lentille de focale f_1 et q_1, le rayon de courbure au niveau de l'entrée du cristal donc :

$$q_1 = \frac{M_{11}q_0 + M_{12}}{M_{21}q_0 + M_{22}} \tag{A.4}$$

B

Densités des charges

B.1 En régime stationnaire

À partir des équations de la photoréfractivité à l'ordre 1 du développement de Fourier (3.17), nous avons déduit l'expression des différentes densités de charges, électrons n_1, trous p_1 et fer ionisé n_{T_1} représentées ci-dessous :

$$n_1 = \frac{I_0 m n_{T_0}(c_p e e_n^{th} {n_{T_0}}^3 \mu_n \sigma_n + i c_n E_0 K_g p_{T_0} N_T \epsilon \mu_p(e_n)\sigma_p}{c_n e_n^{th} n_{T_0}(\alpha_2)\mu_n(c_p n_{T_0} + i E_0 K_g \mu_p) + c_n I_0 p_{T_0}(\alpha_1)(c_n p_{T_0} - i E_0 K_g \mu_n)\mu_p \sigma_p} + \frac{e n_{T_0}\mu_p(c_n I_0 {p_{T_0}}^2 \sigma_n \sigma_p + i E_0 e_n^{th} K_g \mu_n(n_{T_0}\sigma_n - p_{T_0}\sigma_p)))}{c_n e_n^{th} n_{T_0}(\alpha_2)\mu_n(c_p n_{T_0} + i E_0 K_g \mu_p) + c_n I_0 p_{T_0}(\alpha_1)(c_n p_{T_0} - i E_0 K_g \mu_n)\mu_p \sigma_p} \tag{B.1}$$

$$p_1 = \frac{I_0 m p_{T_0}\sigma_p(c_p n_{T_0}\mu_n(e e_n^{th} n_{T_0} p_{T_0} - i E_0 K_g N_T \epsilon(e_n))}{c_p e_n^{th} n_{T_0}(\alpha_2)\mu_n(c_p n_{T_0} + i E_0 K_g \mu_p) + c_p I_0 p_{T_0}(\alpha_1)(c_n p_{T_0} - i E_0 K_g \mu_n)\mu_p \sigma_p} + \frac{e I_0 p_{T_0}\mu_p(c_n p_{T_0}^2 \sigma_p + i E_0 K_g \mu_n(n_{T_0}\sigma_n - p_{T_0}\sigma_p)))}{c_p e_n^{th} n_{T_0}(\alpha_2)\mu_n(c_p n_{T_0} + i E_0 K_g \mu_p) + c_p I_0 p_{T_0}(\alpha_1)(c_n p_{T_0} - i E_0 K_g \mu_n)\mu_p \sigma_p} \tag{B.2}$$

$$n_{T_1} = -\frac{i E_0 I_0 K_g m n_{T_0} p_{T_0}\epsilon(n_{T_0}\mu_n(-i c_p n_{T_0} + E_0 K_g \mu_p)\sigma_n - p_{T_0}(\alpha_3)\mu_p\sigma_p)}{e_n^{th} n_{T_0}(i e n_{T_0} p_{T_0} + E_0 K_g N_T \epsilon)\mu_n(c_p n_{T_0} + i E_0 K_g \mu_p) + I_0 p_{T_0}(\alpha_1)(\alpha_3)\mu_p\sigma_p} \tag{B.3}$$

$$\alpha_1 = e n_{T_0} p_{T_0} + i E_0 K_g N_T \epsilon$$
$$\alpha_2 = e n_{T_0} p_{T_0} - i E_0 K_g N_T \epsilon$$
$$\alpha_3 = i c_n p_{T_0} + E_0 K_g \mu_n$$

B.2 En régime transitoire

Dans le cas du régime transitoire, nous avons repris les équations de la photoréfractivité limité à l'ordre 1 du développement de Fourier ci-dessous (B.4), en considérant l'approximation adiabatique.

$$i K_g E_1(t) = \frac{e}{\epsilon}(p_1(t) - n_1(t) - n_{T_1}(t)) \tag{B.4a}$$

$$j_{n_1}(t) = e\mu_n[n_0 E_1(t) + n_1(t)(E_0 + i E_d)] \tag{B.4b}$$

$$j_{p_1}(t) = e\mu_p[p_0 E_1(t) + p_1(t)(E_0 - i E_d)] \tag{B.4c}$$

$$0 = e_{n_0} n_{T_1}(t) + \sigma_n^0 n_{T_0} I_1(t) - c_n n_0 p_{T_1}(t) - c_n n_1(t) p_{T_0} + i K_g j_{n_1}(t)/e \tag{B.4d}$$

$$0 = e_{p_0} p_{T_1}(t) + \sigma_p^0 p_{T_0} I_1(t) - c_p p_0 n_{T_1}(t) - c_p p_1(t) n_{T_0} - i K_g j_{p_1}(t)/e \tag{B.4e}$$

$$\frac{\partial n_{T_1}(t)}{\partial t} = e_{p_0} p_{T_1}(t) + \sigma_p^0 p_{T_0} I_1(t) - c_p p_0 n_{T_1}(t) - c_p p_1(t) n_{T_0} - e_{n_0} n_{T_1}(t) - \sigma_n^0 n_{T_0} I_1(t) + c_n n_0 p_{T_1}(t) + c_n n_1(t) p_{T_0} \tag{B.4f}$$

$$0 = n_{T_1}(t) + p_{T_1}(t) \tag{B.4g}$$

Sachant que nous connaissons l'expression du champ de charge d'espace en régime transitoire, nous avons déduit comme dans le cas stationnaire les expressions des différentes charges : électrons $n_1(t)$, trous $p_1(t)$ et fer ionisé $n_{T_1}(t)$ représentées ci-dessous :

L'expression de la densité des électrons est la suivante :

$$n_1(t)= (e^{-c_n p_{T_0} t}(e^{c_n p_{T_0} t-\frac{t}{\tau_g}} E_{sc} K_g(i.c_n p_{T_0}+E_0 K_g \mu_n)(e_n^{th}\epsilon+c_n n_0\epsilon-e n_0\mu_n)\tau_g-e^{c_n p_{T_0} t}(E_{sc}K_g(e_n^{th}\epsilon$$
$$c_n n_0\epsilon-e n_0\mu_n)+i.eI_0 m^2 n_{T_0}\sigma_n)(-i+i.c_n p_{T_0}\tau_g+E_0K_g\mu_n\tau_g)+e^{i.E_0K_g t\mu_n}(-i.e_n^{th}E_{sc}K_g\epsilon-$$
$$i.c_n E_{sc}K_g n_0\epsilon+i.eE_{sc}K_g n_0\mu_n+eI_0m^2n_{T_0}\sigma_n-eI_0m^2n_{T_0}(c_n p_{T_0}-i.E_0K_g\mu_n)\sigma_n\tau_g)))/(em(c_n p_{T_0}-$$
$$i.E_0K_g\mu_n)(-1+c_n p_{T_0}\tau_g-i.E_0K_g\mu_n\tau_g)).$$

L'expression de la densité des trous est la suivante :

$$p_1(t)= (e^{-t(c_p n_{T_0}+i.E_0K_g\mu_p)}(i.c_p E_{sc}K_g p_0\epsilon-i.c_p e^{a+ib}E_{sc}K_g p_0\epsilon-i.eE_{sc}K_g p_0\mu_p+i.e.e^{a+ib}E_{sc}K_g p_0\mu_p$$
$$eI_0m^2p_{T_0}\sigma_p-e.e^{a+ib}I_0m^2p_{T_0}\sigma_p+i.E_{sc}I_0K_g\epsilon\sigma_p-i.e^{a+ib}E_{sc}I_0K_g\epsilon\sigma_p-c_p e^{a+ib}E_0E_{sc}{K_g}^2p_0\epsilon\mu_p\tau_g+$$
$$e.e^{a+ib}E_0E_{sc}{K_g}^2p_0{\mu_p}^2\tau_g-c_p eI_0m^2n_{T_0}p_{T_0}\sigma_p\tau_g+c_p e.e^{a+ib}I_0m^2n_{T_0}p_{T_0}\sigma_p\tau_g-i.eE_0I_0K_gm^2p_{T_0}\mu_p\sigma_p\tau_g+$$
$$i.e.e^{a+ib}E_0I_0K_gm^2p_{T_0}\mu_p\sigma_p\tau_g-e^{a+ib}E_0E_{sc}I_0{K_g}^2\epsilon\mu_p\sigma_p\tau_g+i.c_p e^{a+ib}E_{sc}K_g n_{T_0}(c_p p_0\epsilon-$$
$$ep_0\mu_p+I_0\epsilon\sigma_p)\tau_g+e^{t(c_p n_{T_0}+i.E_0K_g\mu_p-\frac{1}{\tau_g})}E_{sc}K_g(-i.c_p n_{T_0}+E_0K_g\mu_p)(c_p p_0\epsilon-ep_0\mu_p+$$
$$I_0\epsilon\sigma_p)\tau_g))/(em(c_p n_{T_0}+i.E_0K_g\mu_p)(-1+c_p n_{T_0}\tau_g+i.E_0K_g\mu_p\tau_g)).$$

tel que :

$a = c_p n_{T_0} t$

$b = E_0 K_g \mu_p t$

L'expression de la densité du fer est la suivante :

$n_{T_1}(t)=-\frac{i(1-e^{-\frac{t}{\tau_g}})E_{sc}K_g\epsilon}{em}$.

C

Seuil de la caméra

Pour la capture des images à des intensités très faibles avec la caméra CCD, une augmentation du gain de la caméra est nécessaire ce qui induit également une amplification du bruit qui devrait être soustrait du niveau d'énergie final de la caméra.

Pour quantifier l'auto-focalisation, une détermination du diamètre du faisceau correspondant aux différents profils du faisceau en sortie du cristal avec et sans champ appliqué est nécessaire. À cause d'un seuil de détection de la caméra qui est assez élevé (voir figure C.1), la mesure de diamètre du faisceau à partir du profil du faisceau n'est pas forcement correcte. Les mesures effectuées peuvent donner un diamètre plus large lorsqu'on focalise. Pour palier à ce problème, nous avons travaillé avec l'intensité maximale du profil du faisceau (correspondant au niveau de gris maximal du profil, figure C.1). Le paramètre Φ que nous avons utilisé dans le chapitre 5 pour quantifier l'auto-focalisation du faisceau peut être défini dans ce cas comme le rapport entre l'intensité maximale du faisceau avec champ appliqué et l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué.

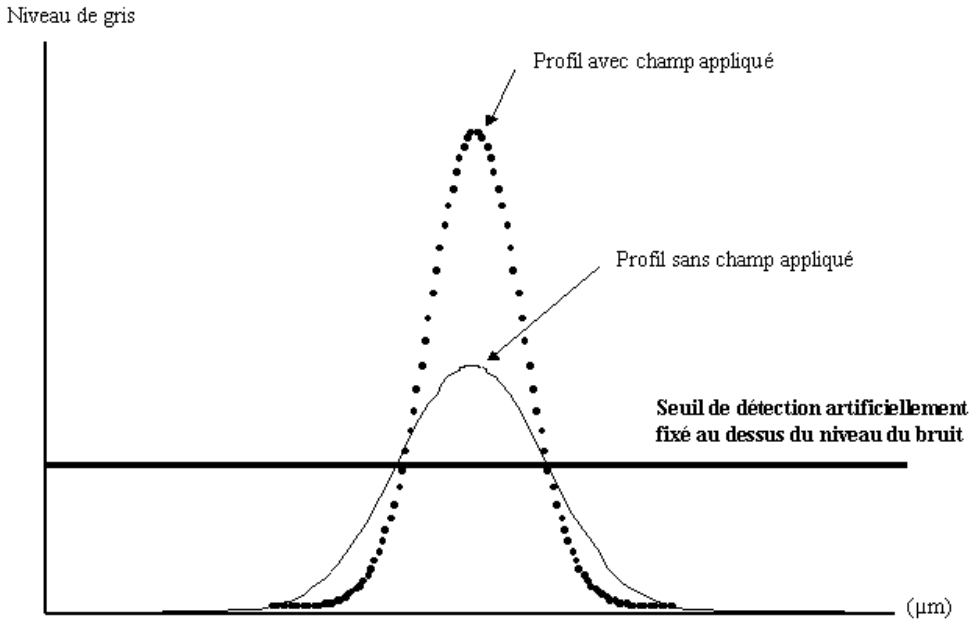


FIG. C.1 – Allure du profil spatial du faisceau laser à la sortie du cristal sans et avec champ appliqué lorsque le faisceau est auto-focalisé.

D

Estimation du temps de relaxation du matériau

Au début de notre travail, nous avons souhaité obtenir un temps de formation de soliton stationnaire de l'ordre de la milliseconde. Les résultats en transitoire obtenus dans le chapitre précédant (4.24, 4.34) nous ont confirmé clairement que nous obtenons une auto-focalisation stationnaire du faisceau à un temps de moins d'une milliseconde pour des longueurs infrarouges à des puissances de télécommunications. Notre objectif est atteint, mais néanmoins nous pensons que l'auto-focalisation est obtenue à des temps beaucoup plus courts. Pour celà nous allons estimer quelques paramètres temporels liés à l'InP:Fe.

D.1 Temps de recombinaison

Le temps de recombinaison ou la durée de vie (*lifetime*) des porteurs est le temps nécessaire à la charge avant de se recombiner. Elle est définie comme suit :

$$\tau_n = \frac{1}{c_n p_{T0}} \quad \text{en cas des electrons} \tag{D.1}$$

$$\tau_p = \frac{1}{c_p n_{T0}} \quad \text{en cas des trous} \tag{D.2}$$

Estimation numérique : Pour les mêmes paramètres cités dans les chapitres précédents : $\tau_n = 4.10^{-10}$s et $\tau_p = 1.10^{-8}$s.

Ces temps de recombinaison sont très faibles, ce qui justifie l'approximation adiabatique des électrons et des trous dont l'évolution de leur densités atteint l'état stationnaire instantanément.

D.2 Temps de relaxation diélectrique

Le temps de relaxation diélectrique est le temps nécessaire pour la formation du réseau photoréfractif. Généralement, ce temps est largement supérieur au temps de recombinaison des charges. D'après Yeh [5], ce temps est au moins 100 fois plus grand que celui du temps de recombinaison.

$$\frac{1}{\tau_{di,n}} = \frac{q}{\epsilon}.e_n^0.n_{T0}.\mu_n.\tau_n = \frac{q.e_n^0.n_{T0}.\mu_n}{\epsilon.c_p.n_{T0}} \quad \text{en cas des electrons} \tag{D.3}$$

$$\frac{1}{\tau_{di,p}} = \frac{q}{\epsilon}.e_p^0.p_{T0}.\mu_p.\tau_p = \frac{q.e_p^0.p_{T0}.\mu_p}{\epsilon.c_n.p_{T0}} \quad \text{en cas des trous} \tag{D.4}$$

Estimation numérique : Dans le noir $\tau_{di,n} = 1.10^{-4}$s et $\tau_{di,p} = 0.6$s.

D.3 Temps de réponse du matériau InP :Fe

Les références [104, 121], ont exprimé le temps de réponse photoréfractif dans l'InP:Fe comme suit :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{q}{\epsilon}.[e_n^{th}.n_{T0}.\mu_n.\tau_n + (\sigma_n^0.n_{T0}.\mu_n.\tau_n + \sigma_p^0.p_{T0}.\mu_p.\tau_p).I_0] \tag{D.5}$$

L'équation (D.5), nous amène à écrire :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\mathrm{di,n}}} + \frac{1}{\tau_{\mathrm{di,p}}} \tag{D.6}$$

Avec l'application numérique, nous obtenons :

$$\boxed{\begin{array}{rcll} \tau & = & \frac{7.10^{-4}\mathrm{Wm}^{-2}\mathrm{s}}{7+3.\mathrm{I}_0} & \text{pour } \lambda = 1.06\mu\mathrm{m} \\ \\ \tau & = & \frac{7.10^{-4}\mathrm{Wm}^{-2}\mathrm{s}}{7+10^{-2}.\mathrm{I}_0} & \text{pour } \lambda = 1.56\mu\mathrm{m} \end{array}} \tag{D.7}$$

Estimation numérique :

λ	I_0	τ
1.06	$1\mathrm{W/cm}^2$	$0.1\mu\mathrm{s}$
	$10\mathrm{W/cm}^2$	$0.01\mu\mathrm{s}$
1.56	$1\mathrm{W/cm}^2$	$7\mu\mathrm{s}$
	$10\mathrm{W/cm}^2$	$0.7\mu\mathrm{s}$

Le tableau précédent indique clairement que le temps de réponse du matériau est inversement proportionnel à l'intensité lumineuse et proportionnel à la longueur d'onde.

Avec ces estimations, le temps de formation d'auto-focalisation stationnaire peut être à l'échelle de la µs voire moins, pour des intensités de l'ordre de quelques $\mathrm{W/cm}^2$.

E

BPM

La méthode numérique : Split-Step Fourier (SSF) est connue aussi sous le nom de Beam Propagation Method (BPM), méthode déterminant la solution d'une équation telle que l'équation E.1.

$$i\frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} \pm \frac{1}{2}k^2 n^2 r_{eff} E.A = 0 \tag{E.1}$$

En considérant les effets dus à l'opérateur linéaire et ceux dus a l'opérateur non linéaire séparément. En pratique, ceci consiste a découper le cristal photoréfractif dans sa longueur en tranches d'épaisseur h ; la propagation calculée sur un pas élémentaire h se calcule donc en deux phases : dans la premiere phase, l'opérateur linéaire est suppose nul et on considère uniquement l'opérateur non linéaire ; dans la deuxième phase, on a la situation opposée. L'équation de propagation E.1 est donc de la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (OL + ON)A \tag{E.2}$$

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

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

La solution exacte de l'équation E.2 est comme suit :

$$A(x, y, z + h) = exp(h(OL + ON))A(x, y, z) \tag{E.3}$$

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

$$exp(OL).exp(ON) = exp(OL + ON + \frac{1}{2}[OL, ON] + \frac{1}{12}[OL - ON, [OL, ON]]) \tag{E.4}$$

où $[OL, ON] = (OL)(ON) - (ON)(OL)$

Au lieu de considérer la solution effective E.3, on considère donc une solution approchée (équation E.4), qui est donnée par la relation E.5, si on neglige les termes d'ordre supérieur à 1 :

$$A(x, y, z + h) = exp(h(OL)).exp(h(ON)).A(x, y, z) \tag{E.5}$$

Ceci suppose en fait que, sur une petite distance h, l'effet de diffraction et les effets non linéaires agissent séparément. Dans une première étape, seule la non linéarité est prise en compte et $OL = 0$. Dans une deuxième, la diffraction est prise en compte et ON=0. Le calcul des effets de l'opérateur NL peut être développé dans l'espace reel tandis que le calcul de $exp(h(ON)).A(x, y, z)$ se fait dans le domaine de Fourier pour plus de rapidité. On calcule la transformée de Fourier de $A(x, y, z)$, puis on dérive en multipliant chaque point par la pulsation iw correspondante. Le résultat final est obtenu en calculant la transformée de Fourier inverse.

Table des figures

1.1 Schéma de principe de l'effet photoréfractif 15
1.2 Modèle simple de l'effet photoréfractif à un seul niveau de donneurs et un seul type de porteurs. 17
1.3 Rétablissement du front d'onde par conjugaison de phase. Comparaison avec l'action d'un miroir classique. La forme grisée représente le milieu de propagation responsable de l'aberration du faisceau incident. 19
1.4 Inscription et lecture d'un hologramme statique. 19
1.5 Illustration du concept de balle de lumière: en régime non-linéaire obtention d'un soliton spatio-temporel. 22
1.6 Réorientation moléculaire suivant l'épaisseur d'une cellule. Un champ électrique est appliqué à la cellule pour pré-orienter les molécules. 24
1.7 Excitation de 7 solitons de cavité dans le plan transverse par injection d'un faisceau d'écriture cohérent [50]. 24
1.8 Génération d'un soliton spatial photoréfractif. 25
1.9 Diffraction discrète (a), excitation d'un guide d'onde et visualisation d'une fonction de Green (b) et propagation sans diffraction (c), selon Christodoulides [62]. 27
1.10 Principe de la limitation optique par auto-focalisation. 30
1.11 Principe du routage tout optique à l'aide de solitons spatiaux. 32

2.1 Découpe de nos échantillons d'InP:Fe. 36
2.2 Structure cristalline du Phosphure d'Indium: les noeuds grisés sont occupés par des atomes d'Indium (In) et les autres par les atomes du Phosphore (P). 37
2.3 Géométrie du cristal montrant le vecteur propre de la polarisation, pour une lumière se propageant le long $< \bar{1}10 >$ et un champ E_0 appliqué le long de l'axe $< 001 >$. 41

2.4 Schéma à deux bandes 42
2.5 Des échantillons InP:Fe 46
2.6 Mesure d'absorption des différents échantillons d'InP:Fe. 48
2.7 Résultat de mesure SIMS sur l'échantillon N°1, $N_T = 8.10^{16}cm^{-3}$ 49
2.8 Résultat de mesure SIMS sur l'échantillon N°2, $N_T = 10^{17}cm^{-3}$ 50
2.9 Résultat de mesure SIMS sur l'échantillon N°3, $N_T = 2.10^{17}cm^{-3}$ 50

3.1 Transfert d'énergie par le réseau d'indice déphasé de Φ par rapport au réseau d'illumination. 55
3.2 Argument du champ de charge d'espace en fonction de l'intensité en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2. 62
3.3 Module du champ de charge d'espace en fonction de l'intensité en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2. 62
3.4 Parties réelle et imaginaire du champ de charge d'espace en fonction de l'intensité I_0 en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2,(a) partie imaginaire et (b) partie réelle. 63
3.5 Gain local (a) et gain moyen (b) en fonction de l'intensité. 64
3.6 Arguments des différentes charges en fonction de l'intensité en régime stationnaire pour $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (a) argument de la densité d'électrons, (b) argument de la densité de trous,(c) argument de la densité du fer ionisé. 64
3.7 Evolution du module de la densité d'électrons -I-, de trous -II- et du fer ionisé -III-, en fonction de l'intensité en régime stationnaire pour $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2. 65
3.8 Les parties réelle (a) et imaginaire (b) des densités d'électrons -I-, de trous -II- et du fer ionisé -III-, en fonction de l'intensité en régime stationnaire, $I_{res} = 27.2$ mW/cm^2. 66
3.9 Évolution temporelle de la densité d'électrons (a), de trous (b), sous une illumination uniforme ($I_0 = 20$ mW/cm^2). 67
3.10 Évolution temporelle du module du champ de charge d'espace à différentes intensités (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2. 69
3.11 Évolution temporelle de l'argument du champ à différentes intensités (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2. 69
3.12 Gain photoréfractif local (a) et gain photoréfractif moyen (b) en régime transitoire, à l'intensité de résonance. 70

3.13 Partie imaginaire du champ de charge d'espace pour des intensités très supérieures à l'intensité de résonance ($I_{res} = 27.2$ mW/cm^2) à des instants allant de 1ms à 10 ms (de bas en haut). 71

3.14 Partie réelle du champ de charge d'espace pour des intensités très supérieures à l'intensité de résonance ($I_{res} = 27.2$ mW/cm^2) à des instants allant de 1ms à 10 ms (de haut en bas). 72

3.15 Évolution temporelle du module de la densité d'électrons à différentes intensités: (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2. 73

3.16 Évolution temporelle du module de la densité des trous à différentes intensités: (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2. 73

3.17 Évolution temporelle de l'argument de la densité d'électrons à différentes intensités: (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2. 74

3.18 Évolution temporelle de l'argument de la densité des trous à différentes intensités: (a)$I_p = I_{res} = 27.2$ mW/cm^2, (b)$I_p = 15$ mW/cm^2, (c)$I_p = 40$ mW/cm^2. 74

3.19 A gauche: gain photoréfractif en fonction du temps pour différentes intensités: à la résonance (a), au dessous de la résonance (b) et au dessus de la résonance (c). A droite: la constante de temps calculée à partir des courbes du gain en fonction de l'intensité. 76

3.20 Constante de temps caractéristique d'établissement du gain photoréfractif en fonction de la température, pour une intensité de 62 mW/cm^2. 77

3.21 Constante de temps caractéristique d'établissement du gain photoréfractif en fonction de la température à différentes intensités. La ligne en pointillé marque le temps de réponse à l'intensité de résonance. 77

3.22 Schéma de principe du mélange à deux ondes: (a) configuration losange, (b) configuration triangle. 79

3.23 Montage expérimental de caractérisation du mélange à deux ondes. 81

3.24 Gain stationnaire à la température 12^0C. 82

3.25 Gain stationnaire photoréfractif à différentes températures. 83

3.26 Gain dynamique à 15^0C pour une intensité de 62 mW/cm^2. 84

3.27 Gain dynamique à 15^0C pour différentes intensités: (a) 62 mW/cm^2, (b) 97 mW/cm^2, (c) 28 mW/cm^2. 84
3.28 Constante de temps τ_c en fonction de la température à différentes intensités. 85
3.29 Gain stationnaire à $\lambda = 1.56\mu$m pour une température de 8°C. 86
3.30 Gain stationnaire à $\lambda = 1.56\mu$m pour une température de 10°C. 87

4.1 Champ de charge d'espace E(x)(courbe continue) et intensité locale de résonance $I_{res}(x)$ (courbe en pointillé), pour une intensité I(x) (courbe en trait-pointillé). L'intensité maximale I_{max} est de $1.3I_{res0}$. (courbe extraite de [113]). . . . 91
4.2 Diamètre du faisceau à la sortie du cristal en fonction de l'intensité (a) et décalage spatial du faisceau à la sortie du cristal (b). La ligne vertical en pointillé correspond à I_{res}(courbes extraites de [114]). 94
4.3 Schéma de principe du banc expérimental. 96
4.4 Photographie du banc expérimental d'auto-focalisation infrarouge. 97
4.5 Principe du dispositif de l'observation directe. 100
4.6 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 200 mW/cm^2. 102
4.7 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 400 mW/cm^2. 103
4.8 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 1000 mW/cm^2. 103
4.9 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 2000 mW/cm^2. 104
4.10 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 2500 mW/cm^2. 104

4.11 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, $I = 5$ W/cm^2. 105

4.12 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, $I = 8.7$ W/cm^2. 105

4.13 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, $I = 11.6$ W/cm^2. 106

4.14 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, $I = 40$ W/cm^2. 106

4.15 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, $I = 59$ W/cm^2. 107

4.16 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, $I = 92$ W/cm^2. 107

4.17 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, $I = 113$ W/cm^2. 108

4.18 Exemple d'auto-déviation du faisceau pour $w = 25$ µm à $I = 25$ W/cm^2 et à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique la position de l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué. 109

4.19 Exemple d'auto-déviation du faisceau pour $w = 25$ µm à $I = 60$ W/cm^2 à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique la position de l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué. 109

4.20 Auto-déviation du faisceau en fonction de l'intensité pour $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique le niveau de l'intensité du faisceau où la déviation est maximale. 110

4.21 Profil du faisceau à différents champs appliqués pour $w = 25$ µm à I = 2.5 W/cm^2 à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique la position de l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué. 110

4.22 Profil du faisceau à différents champs appliqués pour $w = 25$ µm à I = 60 W/cm^2 à $\lambda = 1.56$ µm. Le trait en pointillé indique la position de l'intensité maximale du faisceau sans champ appliqué. 111

4.23 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.56$ µm, $w = 200$ µm et I = 5 W/cm^2. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm. La forme irrégulière du faisceau (a) s'explique par le fait que le filtrage spatial n'a pu être utilisé en raison des intensités requises. 112

4.24 Évolution temporelle du profil du faisceau pour un champ positif à $\lambda = 1.56$ µm pour $w = 25$ µm et I = 60 W/cm^2. 113

4.25 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 27 mW/cm^2. 114

4.26 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 82 mW/cm^2. 115

4.27 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 190 mW/cm^2. 115

4.28 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à $\lambda = 1.06$ µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 420 mW/cm^2. 116

4.29 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à λ = 1.06 µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 1300 mW/cm^2. 116

4.30 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à λ = 1.06 µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 1900 mW/cm^2. 117

4.31 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à λ = 1.06 µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 2100 mW/cm^2. 117

4.32 Prises de vue du profil du faisceau sur la face de sortie du cristal à λ = 1.06 µm pour $w = 25$ µm. (a) sans champ électrique appliqué, (b) pour un champ extérieur de +10 kV/cm, (c) pour un champ extérieur de −10 kV/cm, I = 40W/cm^2. 118

4.33 Auto-déviation du faisceau en fonction de l'intensité, à λ = 1.06 µm pour $w = 25$ µm. Le trait en pointillé indique le niveau de l'intensité du faisceau où la déviation est maximale. 118

4.34 Évolution temporelle du faisceau à λ = 1.06 µm pour $w = 25$ µm et I = 2 W/cm^2. 119

4.35 Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 1 µs, un waist $w = 25$ µm, une intensité de 1W/cm^2, λ = 1.56 µm à différents instants $t = 0,\ 0.15,\ 0.3,\ 0.45,\ 0.6,\ 0.75,\ 0.9$ et 1 µs. 127

4.36 Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 10 µs, un waist $w = 25$ µm, une intensité de 1W/cm^2, λ = 1.56 µm à différents instants $t = 0,\ 1.5,\ 3,\ 4.5,\ 6,\ 7.5,\ 9$ et 10 µs. 127

4.37 Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 1 µs, un waist $w = 25$ µm, une intensité de 10 W/cm^2 , λ = 1.56 µm à différents instants $t = 0,\ 0.15,\ 0.3,\ 0.45,\ 0.6,\ 0.75,\ 0.9$ et 1 µs. 127

4.38 Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 1 µs, un waist $w = 25$ µm, intensité de 1W/cm^2 et champ extérieur de -10 kV/cm , $\lambda = 1.56$ µm à différents instants t = 0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6, 0.75, 0.9 et 1 µs. 128

4.39 Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 1 µs, un waist $w = 25$ µm, une intensité de 1W/cm^2, $\lambda = 1.06$ µm à différents instants t = 0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6, 0.75, 0.9 et 1 µs. 128

4.40 Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée maximale de 10 ns, un waist $w = 25$ µm, une intensité I = 1W/cm^2, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants t = 0, 2, 4, 6, 8 et 10 ns. 131

4.41 Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée de 1 µs, $w = 25$ µm, I = 1W/cm^2, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants t = 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 0.9 et 1 µs. 132

4.42 Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée de 1 µs, $w = 25$ µm, 10 W/cm^2, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants t = 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 0.9 et 1 µs. 132

4.43 Construction du champ de charge d'espace E en fonction du temps t et de la dimension transversale x, pour une durée de 1 µs, $w = 25$ µm, I = 100 W/cm^2, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants t = 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 0.9 et 1 µs. 133

4.44 Construction du champ de charge d'espace E en fonction de la dimension transversale x pour un waist $w = 25$ µm, $\lambda = 1.56$ µm et des intensités allant de gauche à droite de 1mW/cm^2, 10 mW/cm^2 et 100 W/cm^2 à différents instants t = 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 0.9 et 1 µs. 134

4.45 Construction du champ pour allant de gauche à droite pour les mobilités: ($\mu_n = 0.3$m^2/Vs, $\mu_p = 0.015$m^2/Vs), ($\mu_n = 1$m^2/Vs, $\mu_p = 0.15$m^2/Vs) et ($\mu_n = 0.3$m^2/Vs, $\mu_p = 0.15$m^2/Vs) et pour une durée maximale de 1 µs, $w = 25$ µm, I = 10 W/cm^2, $\lambda = 1.56$ µm à différents instants t = 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 0.9 et 1 µs. 135

4.46 Construction du champ fonction du temps t et de la dimension transversale x pour une durée maximale de 1 μs, $w = 25$ μm, $I = 1 W/cm^2$ et $\lambda = 1.06$ à différents instants $t = 0,\ 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.5,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ et 1 μs. 135

4.47 Construction du champ de charge d'espace pour différentes densités de fer allant de gauche à droite: $N_T = 6.5 \times 10^{16} cm^{-3}$, $N_T = 10.5 \times 10^{16} cm^{-3}$, $w = 25$ μm, $I = 1 W/cm^2$, $\lambda = 1.56$ μm à différents instants $t = 0,\ 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.5,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ et 1 μs. 136

4.48 Évolution spatio-temporelle de la densité d'électrons, pour une durée maximale de 0.01 μs, $w = 25$ μm, $I = 1 W/cm^2$ et $\lambda = 1.56$ à différents instants $t = 0,\ 0.005$ et 0.01 μs. 137

4.49 Évolution spatio-temporelle de la densité des trous, pour une durée maximale de 0.01 μs, $w = 25$ μm, $I = 1 W/cm^2$ et $\lambda = 1.56$ à différents instants $t = 0,\ 0.005$ et 0.01 μs. 137

4.50 Évolution spatio-temporelle de la densité d'électrons, pour une durée de 0.1 μs, $w = 25$ μm, $I = 1 W/cm^2$ et $\lambda = 1.56$ à différents instants $t = 0,\ 0.05$ et 0.1 μs. 138

4.51 Évolution spatio-temporelle de la densité des trous, pour une durée de 0.1 μs, $w = 25$ μm, $I = 1 W/cm^2$ et $\lambda = 1.56$ à différents instants $t = 0,\ 0.05$ et 0.1 μs. 138

4.52 Construction du champ de charge d'espace: avec la méthode analytique à gauche et la méthode numérique à droite, pour un temps de 1 μs, $w = 25$ μm, $I = 500$ mW/cm^2 à $\lambda = 1.56$ μm. La méthode numérique a été ici mise en oeuvre avec les mêmes approximations que la méthode analytique. 140

4.53 Construction du champ de charge d'espace: avec la méthode analytique à gauche et la méthode numérique à droite, pour un temps d'1 μs, $w = 25$ μm, $I = 5$ W/cm^2 à $\lambda = 1.56$ μm. La méthode numérique a été ici mise en oeuvre avec les mêmes approximations que la méthode analytique. 140

5.1 Évolution du taux d'auto-focalisation en fonction de l'intensité à l'état stationnaire pour un waist $w = 25$ μm à $\lambda = 1.56 \mu$m et à une température $T = 20^0 C$. La ligne en pointillé représente le niveau du soliton. 145

5.2 Évolution du taux d'auto-focalisation en fonction de l'intensité à l'état stationnaire pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$µm à la température $T = 20^0C$. La ligne horizontale correspond à une égalité entre le diamètre d'entrée et de sortie du faisceau, caractéristique du soliton spatial: les profils d'entrée et de sortie sont identiques. 146
5.3 Évolution du taux d'auto-focalisation en fonction de l'intensité à l'état stationnaire pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.06$µm et à une température $T = 20^0C$. La ligne en pointillé représente le niveau du soliton. 147
5.4 Évolution du décalage du faisceau en sortie de cristal en fonction du taux d'auto-focalisation du faisceau pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$µm. . . 147
5.5 Évolution du décalage du faisceau en sortie de cristal en fonction du taux d'auto-focalisation du faisceau pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.06$µm. . . 148
5.6 Demi largeur à mi-hauteur du soliton stationnaire (trait en pointillé) et du transitoire (trait plein) [52] en fonction du rapport r de l'intensité du faisceau sur l'intensité d'obscurité. 150
5.7 Montage électrique pour le calcul du courant et de la conductivité d'obscurité dans l'InP : Fe. 152
5.8 Exemples du profil du faisceau pour une intensité de 5W/cm^2, pour les trois différents échantillons pour un waist $w = 25$ µm à $\lambda = 1.56$µm. 156
5.9 Propagation d'un faisceau laser dans le cristal InP : Fe pour un waist $w =$ 35 µm, I = 1 W/cm^2: (A) Diffraction naturelle, (B) auto-focalisation du faisceau pour un champ extérieur de +10kV/cm, (C) auto-défocalisation du faisceau pour un champ extérieur de −10kV/cm à 1.56µm. 160
5.10 Propagation d'un faisceau laser dans le cristal InP : Fe pour un waist $w =$ 35 µm, I = 300 mW/cm^2: (A) Diffraction naturelle, (B) auto-focalisation du faisceau pour un champ extérieur de +10kV/cm, (C) auto-défocalisation du faisceau pour un champ extérieur de −10kV/cm à 1.06µm. 161

A.1 Focalisation du faisceau à l'entrée du cristal. 168

C.1 Allure du profil spatial du faisceau laser à la sortie du cristal sans et avec champ appliqué lorsque le faisceau est auto-focalisé. 174

Bibliographie

[1] Ashkin (A.), Boyd (G. D.), Dziedzic (J. M), Smith (R. G.), Ballman (A. A.), Levinstein (J. J.) et Nassau (K.). – Optically-induced refractive index inhomogeneities in $LiNbO_3$ and $LiTiO_3$. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 9, n° 1, 1966, p. 72.

[2] Martel (G.). – *Etude de l'effet photorefractif dans le* $Cd_{1-x}Zn_xTe$ *:V Application a l'interconnexion en espace libre par double miroir a conjugaison de phase.* – Thèse de PhD, Université de Rouen, 1996.

[3] Nolte (D. D.). – *Photorefractive effects and materials.* – London, Kluwer Academic Publishers, 1995.

[4] Davidson (F. M.). – *Photoreractive materials.* – USA, SPIE, 1993.

[5] Yeh (P.). – *Introduction to photorefractive nonlinear optics.* – New York, Wiley series in pure and applied optics, 1993.

[6] Kukhtarev (N. V.), Markov (V. B.), Odulov (S. G.), Soskin (M. S.) et Vinetskii (V. L.). – Holographic storage in electrooptic crystals, ii. beam coupling light amplification. *ferroelectrics*, vol. 22, 79, pp. 961–964.

[7] Kukhtarev (N. V.), Brodin (M. S.) et Volkov (V. I.). – *Sov Phys Solid State*, vol. 30, 1988, pp. 1588–1590.

[8] Kukhtarev (N.) et Odulov (S. G.). – *JETP Lett*, vol. 30, 1979, pp. 4–8.

[9] Fabre (J. C.). – *Etude des non linéarités optiques par mélange à deux ondes dans les composés III-V semi-isolants.* – Thèse de PhD, Université de Paris-Sud, 1989.

[10] Montemezzani (G.), Rogin (P.), Zgonik (M.) et Günter (P.). – Interband photorefractive effects : Theory and experiments in $KNbO_3$. *Phys. Rev. B*, vol. 49, 1994, pp. 2484–2502.

[11] Dittrich (P.), Koziarska-Glinka (B.), Montemezzani (G.), Günter (P.), Takekawa (S.), Kitamura (K.) et Furukawa (Y.). – Deep-ultraviolet interband photorefraction in lithium tantalate. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, n° 3, 03 2004, p. 632.

[12] Kostritskii (S.M.), Bourson (P.), Fontana (M.D.), Mouras (R.) et Aillerie (M.). – Application of raman spectroscopy for measurement of photorefractive damage profile in ln crystals. *Phys. Stat. Sol.*, vol. 11, 2004, pp. 3170–3173.

[13] Kukhtarev (N. V.), Markov (V. B.), Odulov (S. G.), Soskin (M. S.) et Vinetskii (V. L.). – Holographic storage in electrooptic crystals, i. steady-state. *ferroelectrics*, vol. 22, 1979, p. 949.

[14] Fisher (R. A.). – *Optical Phase Conjugation.* – Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, Academic Press, Inc., 1983, *Quantum Electronics - Principles and Applications.*

[15] Chen (F. S.). – Optically induced change of refractive indices in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$. *J. Appl. Phys*, vol. 40, n° 8, 1969, pp. 3389–3396.

[16] Kogelnik (H.). – Holographic image projection through inhomogenous media. *Bell Syst. Techn.*, vol. 44, 1965, p. 2451.

[17] Staebler (D. L.) et Amodei (J. J.). – Coupled-wave analysis of holographic storage in $LiNbO_3$. *App. Phys.*, vol. 43, 1972, p. 3.

[18] Kukhtarev (N. V.), Markov (V. B.), Odulov (S. G.), Soskin (M. S.) et Vinetskii (V. L.). – Holographic storage in electrooptic crystals, beam coupling light amplification. *ferroelectrics.*, vol. 22, 1979, pp. 961–964.

[19] Földvari (I.), Denz (C.), Peter (A.), Petter (J.) et Visinka (F.). – Bismuth tellurite : a new material for holographic memory. *Opt. Commun.*, vol. 177, 2000, p. 105.

[20] Shcherbin (K.), Danylyuk (V.), Zakharuk (Z.), Rarenko (I.) et Klein (M. B.). – Photorefractive recording in ac-biased cadmium telluride. *Alloys. Compounds*, vol. 371, 2004, p. 191.

[21] Yeh (P.), Chang (T. Y.) et Beckwith (P. H.). – Real-time optical image subtraction using dynamic holographic interference in photorefractive media. *Opt. Lett*, vol. 13, n° 7, 07 1988, p. 586.

[22] Marrakchi (A.). – Continuous coherent erasure of dynamic holographic interconnects in photorefractive crystals. *Opt. Lett*, vol. 14, n° 6, 03 1989, p. 326.

[23] Mamyshev (P. V.), Villeneuve (A.), Stegeman (G. I.) et Aitchison (J. S.). – Steerable optical waveguides formed by bright spatial solitons in AlGaAs. *Electron. Lett*, vol. 30, n° 9, 04 1994, p. 726.

[24] Hernandez-Figueroa (H. E.), Pasquale (F. Di), Effinger (R. D.), Fernindez (F. A.) et Davies (J. B.). – Controlled spatial bright soliton emission from a non linear waveguide. *Opt. lett.*, vol. 19, n° 05, 03 1994, p. 326.

[25] Russel (J. S.). – Report on waves. *Report of the fourteenth meeting of British Association for the Advencement of Sciences*, 1835.

[26] Dodd (R. K.), Eilbeck (J. C.), Gibbon (J. D.) et Morris (H. C.). – *Solitons and nonlinear wave equations.* – London, Academic Press, 1992.

[27] Hasegawa (A.) et Tappert (F.). – Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. *App. Phys. Lett.*, vol. 23, n° 3, 08 1973, p. 142.

[28] Mollenauer (L. F.), Stolen (R. H.) et Gordon (J. P.). – Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, 1980, p. 1095.

[29] Stegeman (G. I.), Christodoulides (D. N.) et Segev (M.). – Optical spatial solitons : Historical perspectives. *IEEE. Qun. Electronics*, vol. 6, n° 6, 2000, p. 1419.

[30] Kodoma (Y.), Maruta (A.) et Hasegawa (A.). – Long distance communications with solitons. *Quantum. Opt.*, vol. 6, 1994, p. 463.

[31] Mitchell (M.), Chen (Z.), Shih (M.) et Segev (M.). – Self-trapping of partially spatially incoherent light. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, n° 3, 07 1996, p. 490.

[32] Wise (F.) et Trapani (P. Di.). – The hunt for light bullets-spatiotemporal solitons. *Opt. Pho. news*, 2002, pp. 28–32.

[33] Bergé (L.), Bang (O.), Rasmussen (J.J.) et Mezentsev (V.K.). – Self-focusing and soliton like structures in materials with competing quadratic and cubic nonlinearities. *Phys. Rev. E*, vol. 55, 1997, pp. 3555–3570.

[34] Sharka (V.), Berezhiani (V.I.) et Miklaszewski (R.). – Spatiotemporal soliton propagation in saturating nonlinear optical media. *Phys. Rev. E*, vol. 56, 1997, p. 1080.

[35] McLeod (R.) et Wagner (K.). – $(3+1)$-dimensional optical soliton dragging logic. *Phys. Rev. A*, vol. 52, 1995, pp. 3254–3278.

[36] Liu (X.), Quin (L. J.) et Wise (F.). – Generation of optical spatiotemporal solitons. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, 1999, pp. 4632–4634.

[37] Tzortzakis (S.), Bergé (L.), Couairon (A.), Franco (M.), Prade (B.) et Mysyrowicz (A.). – Breakup and fusion of self-guided femtosecond light pulses in air. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, n° 24, 2001, pp. 5470–5473.

[38] Mihalache (D.), Mazilu (D.), Lederer (F.), Kartashov (YV.), Crasovan (LC.) et Torner (L.). – Stable three-dimensional spatiotemporal solitons in a two-dimensional photonic lattice. *Phys. Rev. E.*, vol. 70, 2004.

[39] Garmire (E.), Chiao (R. Y.) et Townes (C. H.). – Dynamics and characteristics of the self-trapping of intense light beams. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, n° 9, 02 1966, pp. 347–349.

[40] Atai (J.), Chen (Y.) et de Ridder (R. M.). – Propagation of $(2+1)$-dimensional solitary waves in dissipative/active saturable nonlinear media. *J. Modern. Opt.*, vol. 44, n° 9, 1997, pp. 1683–1691.

[41] Karpierz (M. A.). – Spatial solitons in liquids crystals. *soliton-driven photonics*, 2001.

[42] Chen (Yu-Jen.). – *The study of the interaction of spatial solitons in nematic liquid crystal.* – Thèse de PhD, 2003.

[43] Hutsebaut (X.), Cambournac (C.), Haelterman (M.), Adamski (A.) et Neyts (K.). – Single-component higher-order mode solitons in liquid crystals. *Opt. Commun.*, vol. 233, 03 2004, pp. 211–217.

[44] Karamzin (N. Y.) et Surokhorokov (A. P.). – Mutual focusing of high-power light beams in media with quadratic nonlinearity. *Soviet Pysics JETP*, vol. 41, 1976, pp. 414–416.

[45] Torruellas (W. E.), Wang (Z.), Hagan (D. J.), VanStryland (E. W.), Stegeman (G. I), Torner (L.) et Menyuk (C. R.). – Observation of 2-dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, 1995, p. 5036.

[46] Krolikowski (W.), Luther-Davis (B.) et Denz (C.). – Photorefractive solitons. *IEEE. Qun. Electronics*, vol. 39, 2003, p. 3.

[47] Canva (M. T. G.), Fuerst (R. A.), Baboiu (S.) et Stegeman (G. I.). – Quadratic spatial soliton generation by seeded downconversion of a strong harmonic pump beam. *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 22, 11 1997, p. 1683.

[48] Couderc (V.), Lopez-Lago (E.), Barthélémy (A.), De-Angelis (C.) et Gringoli (F.). – Trapping of a weak probe through coupling with a two-color quadratic spatial soliton. *Opt. Commun.*, vol. 203, 2002, pp. 421–425.

[49] Lefort (L.). – *Opérations photoniques rapides basées sur l'interaction de solitons spatiaux ou sur des processus non linéaires quadratiques.* – Thèse de PhD, Université de Limoges, 1996.

[50] Barland (S.), Brambilla (M.), Columbo (L.), Furfaro (L.), Giudici (M.), Hachair (X.), Kheradmand (R.), Lugiato (L. A.), Maggipinto (T.), Tissoni (G.) et Tredicce (J.). – Cavity solitons in a VCSEL : Reconfigurable micropixel arrays. *Europhys. News*, vol. 34, n° 4, 2003.

[51] Segev (M.), Crosignani (B.) et Yariv (A.). – Spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, n° 7, 1992, p. 923.

[52] Fressengeas (N.), Maufoy (J.) et Kugel (G.). – Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons. *Phys. Rev. E.*, vol. 54, 1996, pp. 6866–6875.

[53] Fressengeas (N.), Wolfersberger (D.), Maufoy (J.) et Kugel (G.). – Experimental study of the self-focusing process temporal behavior in photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$. *App. Phys.*, vol. 85, n° 4, 1999, p. 2062.

[54] Wolfersberger (D.), Lhommé (F.), Fressengeas (N.) et Kugel (G.). – Simulation of the temporal behavior of one single laser pulse in a photorefractive medium. *Opt. Commun.*, vol. 222, 2003, p. 383.

[55] Shalaby (M.) et Barthelemy (A.). – Ultrafast photonic switching and splitting through cross-phase modulation with spatial solitons couple. *Opt. Commun.*, vol. 94, 1992, p. 341.

[56] Manakov (S. V.). – On the theory of two-dimensional stationary self-focusing of electromagnetic waves. *Sov. Phys. JETP*, vol. 38, 1974, p. 248.

[57] Duree (G. C.), Morin (M.), Salamo (G.), Segev (M.), Crosignani (B.), Porto (P. Di), Sharp (E.) et Yariv (A.). – Dark photorefractive spatial solitons and photorefractive vortex solitons. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, n° 11, 03 1995, p. 1978.

[58] Chen (A.), Shih (M.), Segev (M.), Muller (D. Wilson R. E.) et Marker (P. D.). – Steady-state vortex-screening solitons formed in biased photorefractive media. *Opt. Lett.*, vol. 22, 1997, p. 1751.

[59] Christodoulides (D.), Coskun (T.), Mitchell (M.) et Segev (M.). – Theory of incoherent self-focusing in biased photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, n° 4, 01 1997, p. 646.

[60] Christodoulides (D. N.) et Joseph (R. I.). – Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides. *Opt. Lett.*, vol. 13, 1988, p. 53.

[61] Eisenberg (AH. S.), Silberberg (Y.), Morandotti (R.), Boyd (A. R.) et Aitchison (J. S.). – Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 238, 1988, p. 3383.

[62] Christodoulides (D. N.), Lederer (F.) et Silberberg (Y.). – Discretizing light behavior in linear and nonlinear waveguide lattices. *Nature*, vol. 424, 2003, pp. 817–823.

[63] Petrovic (M.), Trager (D.), Strinic (A.), Belic (M.), Schroder (J.) et Denz (C.). – Solitonic lattices in photorefractive crystals. *Phys. Rev. E.*, vol. 68, 2003.

[64] Duree (G. C.), Shultz (J. L.), Salamo (G. J.), Segev (M.), Yariv (A.), Crosignani (B.), Porto (P. Di) et Sharp (E. J.). – Observation of self-trapping of an opical beam due to the photorefractive effect. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, n° 4, 06 1993, p. 533.

[65] Segev (M.), Crosignani (B.), Salamo (G.), Duree (G.) et DiPorto (P.). – *Photorefractive spatial solitons.* – D. D. Nolte, ed. Kluwer Academic Publishers, Boston, Photorefractive Effects and Materials, 1995.

[66] Duree (G. C.), Salamo (G.), Segev (M.), Yariv (A.), Crosignani (B.), Porto (P. Di) et Sharp (E.). – Dimensionnality and size of photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, vol. 19, n° 16, 08 1994, p. 1195.

[67] Kip (D.), Wesner (M.), Shandarov (V.) et Moretti (P.). – Observation of bright spatial photorefractive solitons in a planar strontium barium niobate waveguide. *Opt. Lett.*, vol. 23, n° 12, 06 1998, p. 921.

[68] Segev (M.), Salamo (G.), Duree (G. C.), Morin (M.), Crosignani (B.), Porto (P. Di) et Yariv (A.). – Photorefractive dark and vortex solitons. *Opt. Phot.*, vol. 5, 1994, pp. 9–10.

[69] Morin (M.), Duree (G.), Salamo (G.) et Segev (M.). – Waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, vol. 20, n° 20, 1995, p. 2066.

[70] Shih (M.), Segev (M.), Vally (G. C.), Salamo (G.), Crosignani (B.) et DiPorto (P.). – Observation of two dimensional steady-state photorefractive screening solitons. *Elec. Lett.*, vol. 31, 1995, pp. 826–827.

[71] Singh (S. R.) et Christodoulides (D. N.). – Evolution of spatial optical solitons in biased photorefractive media under steady state conditions. *Opt. Comm.*, vol. 118, 1995, pp. 569–576.

[72] Crosignani (B.), Segev (M.), Engin (D.), Porto (P. D.), Yariv (A.) et Salamo (G.). – Self-trapping of optical beams in photoréfractive media. *Opt. Soc. Am. B.*, vol. 10, n° 3, 1993, p. 446.

[73] Christodoulides (D. N.) et Carvalho (M. I.). – Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media. *Opt. Soc. Am. B.*, vol. 12, n° 9, 1995, p. 1628.

[74] Valley (G. C.), Segev (M.), Crosignani (B.), Yariv (A.), Fejer (M. M.) et Bashaw (M. C.). – Dark and bright photovoltaic spatial solitons. *Phys. Rev. A*, vol. 50, n° 6, 12 1994, p. 4457.

[75] Taya (M. T.), Bashaw (M. C.), Segev (M.) et Valley (G. C.). – Observation of dark photovoltaic spatial solitons. *Phys. Rev. A*, vol. 52, n° 4, 10 1995, p. 3095.

[76] Chauvet (M.). – Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons. *Opt. Soc. Am. B.*, vol. 20, n° 12, 2003, p. 55.

[77] Mamaev (A. V.), Saffman (M.) et Zozulya (A. A.). – Break-up of two-dimensional bright spatial solitons due to transverse modulation instability. *Europhys. Lett.*, vol. 35, n° 1, 07 1996, p. 25.

[78] Mamaev (A. V.), Saffman (M.), Anderson (D. Z.) et Zozulya (A. A.). – Propagation of light beams in anisotropic nonlinear media : From symmetry breaking to spatial turbulence. *Phys. Rev. A*, vol. 54, n° 1, 07 1996, p. 870.

[79] Liu (X.), Beckwitt (K.) et Wise (F.). – Transverse instability of optical spatiotemporal solitons in quadratic media. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, n° 9, 2000, p. 1871.

[80] Lyubomudrov (O. V.) et Shkunov (V. V.). – Self-bending specklons in photorefractive crystal. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, n° 8, 08 1994, p. 1403.

[81] Christodoulides (D. N.) et Carvalho (M. I.). – Compression, self-bending and collapse of gaussian beams in photorefractive crystals. *Opt. Lett.*, vol. 19, n° 21, 11 1994, p. 714.

[82] Petter (J.), Weilnau (C.), Denz (C.), Stepken (A.) et Kaiser (F.). – Self-bending of photorefractive solitons. *Opt. Comm.*, vol. 170, 1999, pp. 291–297.

[83] Wolfersberger (D.). – *Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation photoréfractive d'une impulsion laser pour application à la limitation optique.* – Thèse de PhD, Université de Metz, 1999.

[84] Hesse (C.). – *Etude expérimentale de la propagation d'un faisceau fin dans les matériaux photoréfractifs : application à la limitation optique.* – Thèse de PhD, Université de Metz, 2002.

[85] Klotz (M.), Meng (H.), Salamo (G. J.), Segev (M.) et Montgomery (S. R.). – Fixing the photorefractive soliton. *Opt. Lett.*, vol. 24, n° 2, 1998, p. 77.

[86] Shih (M.), Segev (M.) et Salamo (G.). – Three-dimensional spiralling of interacting spatial spatial solitons. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, 1997, p. 2551.

[87] Petter (J.) et Denz (C.). – Guiding and dividing waves with photorefractive solitons. *Opt. Comm.*, vol. 188, 2001, pp. 55–61.

[88] Rotschild (C.), Cohen (O.), Manela (O.), Carmon (T.) et Segev (M.). – Interactions between spatial screening solitons propagating in opposite directions. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, n° 7, july 2004, p. 1354.

[89] Chen (Z.), Mitchell (M.) et Segev (M.). – Steady-state photorefractive soliton-induced y-junction waveguides and high order dark spatial solitons. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 10, 05 1996, p. 716.

[90] Taya (M. T.), Bashaw (M. C.), Fejer (M. M.), Segev (M.) et Valley (G. C.). – Y junctions arising dark-soliton propagation in photovoltaic media. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 13, 07 1996, p. 943.

[91] Meng (H.), Salamo (G.), Shih (F. M.) et Segev (M.). – Coherent collisions of photorefractive solitons. *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 7, 1997, p. 448.

[92] Cohen (O.), Uzdin (R.), Carmon (T.), Fleischer (J. W.), Segev (M.) et Odoulov (S.). – Collisions between optical soliton in opposite directions. *App. Phys. Lett*, vol. 89, 2002, p. 3901.

[93] Christodoulides (D. N.), Singh (S. R.), Carvalho (M. I.) et Segev (M.). – Incoherently coupled soliton pairs in biased photorefractive crystals. *App. Phys. Lett.*, vol. 68, 1996, p. 1763.

[94] Chen (Z.), Segev (M.), Coskun (T. H.) et Christodoulides (D. N.). – Observation of incoherently coupled photorefractive spatial soliton pairs. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 21, 1996, p. 1436.

[95] Hou (C.), Zhou (Z.) et Sun (X.). – Manakov solitons in centrosymmetric photorefractive materials. *Opt. Mater.*, vol. 27, 2004, p. 63.

[96] Maufoy (J.), Fressengeas (N.), Wolfersberger (D.) et Kugel (G.). – Simulation of the temporal behavior of soliton propagation in photorefractive media. *Phys. Rev. E.*, vol. 59, 1999, p. 6116.

[97] Delaye (P.), Halter (P. U.) et Roosen (G.). – Thermally induced hole-electron competition in photorefractive InP :Fe due to the Fe^{2+} excited state. *App. Phys. Lett.*, vol. 57, 1990, pp. 360–362.

[98] Delaye (P.). – *Etude des non-linéarité photoréfractives dans les composés semi-isolants II-V et II-VI : influence d'une irradiation électronique.* – Thèse de PhD, Université de Paris-Sud, 1993.

[99] Glass (A. M.), Johnson (A. M.), Olson (D. H.), Simpson (W.) et Ballman (A. A.). – Four-wave mixing in semi-insulating InP and GaAs using the photorefractive effect. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 44, 1984, p. 948.

[100] Afromowitc (M. A.). – Refractive index of $Ga_{1-x}Al_xAs$. *Sold State Commun*, vol. 15, 1974, pp. 59–63.

[101] Suzuki (N.) et Tada (K.). – Electrooptic properties and raman scattering in InP. *J. Appl. Phys.*, vol. 23, 1984, p. 291.

[102] Ozkul (C.), Jamet (S.) et Dupray (V.). – Dependence on temperature of two-wave mixing in InP :Fe at three different wavelengths : an extented two-defect model. *Soc. Am. B*, vol. 14, n° 11, 1997, pp. 2895–2903.

[103] Jamet (Sophie). – *Effet photorefractif dans l'InP :Fe : Etude comparative en fonction de la temperature a plusieurs longueurs d'onde.* – Thèse de PhD, Université de Rouen, 1995.

[104] Valley (G. C.), McCahon (S. W.) et Klein (M. B.). – Photorefractive measurement of photoionisation and recombination cross sections in InP :Fe. *Appl. Phys.*, vol. 64, n° 12, 1988, pp. 6684–6689.

[105] Picoli (G.), Gravey (P.), Ozkul (C.) et Vieux (V.). – Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive InP :Fe : A new mecanism of resonance. *App. Phys.*, vol. 66, 1989, p. 3798.

[106] Dougan (S.), Tuzemen (S.), Gurbulak (B.), Atesx (A.) et Yildirim (M.). – Optical absorption and photoluminescence measurements in InP and InP :Fe bulk crystals and inspection of the relations between these measurements. *Turk. Jour. Phys.*, vol. 25, 2001, pp. 551–556.

[107] Sanchez (F.). – *Optique non-linéaire.* – Paris, ellipses, 1999.

[108] Fabre (J. C.), Jonathan (J. M. C.) et Roosen (G.). – Photorefractive beam coupling in GaAs and InP generated by nanosecond light pulses. *Opt. Soc. Am. B.*, vol. 5, n° 8, 1988, p. 1730.

[109] Picoli (G.), Gravey (P.) et Ozkul (C.). – Model for resonant intensity dependence of photorefractive two-wave mixing in InP :Fe. *Opt. Lett.*, vol. 14, n° 24, 12 1989, p. 1362.

[110] Hawkins (S. A.). – *Photorefractive optical wires in the semiconductor Indium Phosphide.* – Thèse de PhD, University of Arkansas, 1999.

[111] Ozkul (C.), Picoli (G.), Gravey (P.) et le Rouzic (J.). – *Energy transfer enhancement in photorefractive* I*n*P *:*F*e crystals using an auxiliary incoherent beam and a negative thermal gradient.* – Californie, Optical Engineering, 1990.

[112] Bremond (G.), Nouailhat (A.), Guillot (G.) et Cockayne (B.). – Deep level spectropscopy in InP :Fe. *Electron. Lett.*, vol. 17, 1981, pp. 55–56.

[113] Uzdin (R.), Segev (M.) et Salamo (G. J.). – Theory of self-focusing in photorefractive inp. *Opt. Lett.*, vol. 26, n° 20, 2001, pp. 1547–1549.

[114] Chauvet (M.), Hawkins (S. A.), Salamo (G. J.), Segev (M.), Bliss (D. F.) et Bryant (G.). – Self-trapping of planar optical beams by use of photorefractive effect in InP :Fe. *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 17, 1996, p. 1333.

[115] Chauvet (M.), Hawkins (S. A.), Salamo (G. J.), Segev (M.), Bliss (D. F.) et Bryant (G.). – Self trapping of two dimensional optical beams and light induced waveguiding in photorefractive InP at telecomunication wavelengths. *App. Phys. Lett.*, vol. 70, 1997, pp. 2499–2501.

[116] Fressengeas (N.). – *Etude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation d'un faisceau laser en milieu photoréfractif : convergence spatiale et temporelle vers un soliton.* – Thèse de PhD, Université de Metz, 1997.

[117] Iturbe-Castillo (M. D.), Torres-Cisneros (M.), Sanchez-Mandragon (J. J.), Chavez-Cerda (S.), Stepanov (S.) et Vysloukh (V.). – Experimental evidence of modulation instability in a photorefractive BTO crystal. *Opt. Lett.*, vol. 20, n° 18, 09 1995, p. 1853.

[118] Singh (S. R.), Carvalho (M. I.) et Christodoulides (D. N.). – Modulation instability of quasi-plane-wave optical beams biased in photorefractive crystals. *Opt. Commun.*, vol. 126, 05 1996, p. 167.

[119] Agrawal (G. P.). – *Nonlinear fiber optics.* – London, Academic Press Ltd., 1989.

[120] Cronin-Golomb (M.). – Whole beam method for photorefractive non-linear optics. *Opt. Commun.*, vol. 89, 1992, p. 276.

[121] Ozkul (C .), Abdelghani-Idrissi (M. A.), Jamet (S.), Gravey (P.) et Picoli (G .). – Mapping of dopant concentrations in photorefractive InP :Fe wafers. *J. Phys. III France.*, vol. 3, 1993, p. 1305.