



Etude des non-linéarité photoréfractives dans les composés semi-isolants III-V et II-VI : influence d'une irradiation électronique

Philippe Delaye

► To cite this version:

Philippe Delaye. Etude des non-linéarité photoréfractives dans les composés semi-isolants III-V et II-VI : influence d'une irradiation électronique. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1993. Français. NNT : 1993PA112138 . pastel-00608575

HAL Id: pastel-00608575

<https://pastel.hal.science/pastel-00608575>

Submitted on 13 Jul 2011

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.

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Philippe DELAYE

ÉTUDE DES NON-LINÉARITÉS PHOTORÉFRACTIVES
DANS LES COMPOSÉS SEMI-ISOLANTS III-V ET II-VI :
INFLUENCE D'UNE IRRADIATION ÉLECTRONIQUE.

Soutenue le 6 avril 1993 devant la commission d'examen

MM.	C. IMBERT	PRÉSIDENT
	R. RUPP	Rapporteur
	H.J. VON BARDELEBEN	Rapporteur
	A. BRENAC	
	J. CHANZY	
	K. JARASIUNAS	
	G. ROOSEN	

ABSTRACT

This manuscript presents the study of the photorefractive effect in the near infrared and, particularly, the study of materials sensitive in this wavelength range.

The first part of our work consists in studying existing materials synthesized for microelectronic applications : GaAs and InP. Experimental and theoretical study permit us to understand their properties and to point out their limitations, notably for applications around $1.3\mu\text{m}$. Considering these results, we propose an optimization technique of GaAs performances that uses electron irradiation.

Irradiation induces small variation of the Fermi level position, that should favor photorefractive effect at $1.3\mu\text{m}$. Results we obtain, show that the expected effect is strongly counterbalanced by the creation of an irradiation defect located at mid gap. The direct influence of this defect has been established by the development of a theoretical model of photorefractive effect taking into account two deep levels.

In parallel to this study of the effect of irradiation, we work on II-VI compounds, like the CdTe. The first crystals we studied, present a noticeable photorefractive gain with low power beams. These results confirm the promises of these crystals for an extension of photorefractive effect toward $1.5\mu\text{m}$.

At the end, we present a technique to that enhanced amplify photorefractive gain. It uses square AC field. An augmentation of the gain of one order of magnitude is obtained.

Je voudrais remercier Monsieur le Professeur Christian Imbert de m'avoir accueilli à l'Institut d'Optique et de présider mon jury de thèse.

Toute ma reconnaissance à Messieurs Romano Rupp et Hans Jurgen Von Bardeleben qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail et mes remerciements à Messieurs Alain Brénac, Jean Chanzy et Kestutis Jarasiunas pour leur participation au jury.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Gérard Roosen pour la confiance et la disponibilité qu'il m'a accordé tout au long de mon séjour dans son équipe.

Je remercie Messieurs Jean-Michel Cohen-Jonathan et Gilles Pauliat pour leur aide et pour tout le matériel que je leur ai emprunté au cours de cette thèse.

Merci à la DRET pour son intérêt pour mon travail ainsi que pour son soutien matériel.

Je suis très reconnaissant à Messieurs Peter Halter et à Kestas Jarasiunas pour tout ce qu'ils m'ont appris au cours de leur séjour dans le laboratoire.

J'ai beaucoup apprécié l'accueil que m'a réservé tout le personnel de l'atelier d'optique, chaque fois que j'apportais des cristaux. Cette thèse doit beaucoup à leur savoir faire dans le polissage des cristaux.

L'irradiation électronique a pu être réalisée grâce au concours de Monsieur H.J. Von Bardeleben. Les mesures de RPE qu'il a effectuées et les discussions nombreuses que j'ai eu avec lui m'ont permis de parfaire mes connaissances sur le GaAs et les défauts d'irradiation, qu'il soit ici remercié pour toute son aide.

Je tiens à remercier Monsieur Bernard Briat qui m'a permis de faire les mesures d'absorption à basse température dans son laboratoire de l'ESPCI.

Je remercie Monsieur Jean-Claude Launay qui nous a offert ses cristaux de CdTe.

Merci enfin à tous ceux qui ont participé directement ou indirectement à ce travail : Frédéric Bignon, Loïc Mager, Dominique Morichère.

Toute ma gratitude et mon admiration vont enfin à Nelly Bonavent qui a réussi l'exploit de toujours déchiffrer mon écriture et sans qui ce manuscrit n'aurait pu exister.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction.....	1
 Partie A - Présentation de l'effet photoréfractif dans les semi-conducteurs et des méthodes d'analyse.....	 5
I. Théorie de l'effet photoréfractif	5
1) Champ de charge d'espace.....	6
2) Diffraction et couplage d'onde.....	10
a) <i>Effet Pockels</i>	10
b) <i>Diffraction</i>	11
c) <i>Couplage d'onde</i>	15
 II. Méthodes d'études de l'effet photoréfractif	 19
1) Montage.....	19
2) Configuration utilisée	21
3) Mesure du signe des porteurs	23
 Partie B - Etude de l'effet photoréfractif dans GaAs: EL₂ et InP : Fe.....	 27
I. GaAs: EL₂	27
1) Caractérisation des échantillons	28
a) <i>Absorption optique</i>	28
b) <i>Résonance Paramagnétique Électronique (RPE)</i>	29
c) <i>Conductivité</i>	31
α) Montage.....	31
β) Conductivité dans le noir	32
γ) Photoconductivité	36
δ) Répartition spatiale du champ appliqué	39

ε) Conclusion.....	40
2) Effet photoréfractif : Mesure du gain en fonction du pas du réseau	41
a) <i>Mesures à 1,06 μm</i>	42
b) <i>Mesure à 1,32 μm</i>	44
c) <i>Interprétation des résultats</i>	46
d) <i>Conclusion</i>	48
3) Effet photoréfractif en régime picoseconde	48
a) <i>Montage expérimental et réglages</i>	48
b) <i>Réseaux de charges et de champ de charge d'espace induits : modèle simplifié</i>	51
c) <i>Discrimination des différents réseaux</i>	57
d) <i>Absorption induite</i>	59
e) <i>Résultats expérimentaux dans GaAs</i>	60
α) <i>Absorption nonlinéaire</i>	60
β) <i>Réseaux de porteurs libres et photoréfractifs</i>	61
i) <i>Efficacité de diffraction en fonction de l'énergie incidente</i>	61
ii) <i>Cinétique de relaxation du réseau de porteurs libres</i>	64
iii) <i>Cinétique de relaxation du réseau photoréfractif</i>	67
iv) <i>Conclusion</i>	68
II. InP:Fe	69
1) Caractérisation	69
a) <i>Résonance Paramagnétique Électronique</i>	69
b) <i>Absorption</i>	69
c) <i>Conductivité</i>	70
2) Mesures photoréfractives	72
a) <i>Mesure du gain photoréfractif en fonction de l'éclairement</i>	72
b) <i>Mesure du signe des porteurs</i>	74
c) <i>Mesure du gain photoréfractif en fonction du pas</i>	74
3) État excité de Fe²⁺ dans InP:Fe	75
a) <i>Présentation de Fe²⁺*</i>	75
b) <i>Expression du champ de charge d'espace dans InP:Fe</i>	77
4) Comparaison des prévisions du modèle et des mesures : détermination des paramètres de l'InP	81
5) Discussion.....	85

Partie C - Effet photoréfractif dans GaAs irradié	87
I. L'irradiation électronique	87
1) Échantillons de départ	87
2) Caractéristiques de l'irradiation.	88
3) Principaux défauts créés par irradiation	88
II. Caractérisation des matériaux	91
1) Résonance Paramagnétique Électronique	92
2) Absorption optique	93
a) Neutralisation de EL_2	95
b) Neutralisation dans les échantillons irradiés.	98
c) Étude des spectres des échantillons irradiés après neutralisation	100
d) Conclusion	102
3) Conductivité.....	103
a) Conductivité dans le noir	104
b) Photoconductivité	105
c) Analyse des résultats des mesures de la conductivité	108
d) Conclusion	111
4) Discussion	111
III. Effet photoréfractif dans les échantillons irradiés.	112
1) Résultats expérimentaux	112
2) Effet photoréfractif avec deux pièges différents et compétition électron-trou	114
a) Modèle électron-trou avec piège secondaire	114
b) Cas du GaAs irradié	119
c) Conclusion	122
IV. Échantillons de GaAs type n irradiés	122
1) L'échantillon de départ et l'irradiation	123
2) Caractérisation des matériaux	123

<i>a) Résonance Paramagnétique Électronique</i>	123
<i>b) Absorption</i>	124
<i>c) Conductivité</i>	127
3) Effet photoréfractif en régime continu	127
 Partie D - Effet photoréfractif dans CdTe	129
 I. Caractérisation des matériaux	129
1) Absorption	130
2) Conductivité	131
<i>a) Conductivité dans le noir</i>	131
<i>b) Photoconductivité</i>	132
 II. Analyse de l'effet photoréfractif	133
1) Étude du gain en fonction de l'éclairement	133
2) Mesure du signe des porteurs majoritaires	134
3) Gain photoréfractif en fonction du pas	134
 III. Effet photoréfractif en régime picoseconde dans CdTe	138
1) Absorption nonlinéaire	138
2) Réseaux de porteurs libres et photoréfractif	139
<i>a) Efficacité de diffraction en fonction de l'énergie incidente</i>	139
<i>b) Cinétique de relaxation du réseau de porteurs libres</i>	141
<i>c) Cinétique de relaxation du réseau photoréfractif</i>	142
<i>d) Conclusion</i>	143
 IV. Discussion	144
 Partie E - Amplification du gain photoréfractif par un champ électrique alternatif	145
 I. Théorie de l'amplification sous champ alternatif	145

1) Champ carré parfait	145
2) Cas d'un champ carré non parfait	148
II. Application à GaAs irradié	154
1) Résultats obtenus.....	154
2) Conclusion.....	158
 Conclusion	 161
 Annexe 1 - Valeurs numériques des différents paramètres de GaAs:EL ₂	 163
 Annexe 2 - Valeurs numériques des différents paramètres de InP:Fe.....	 165
 Annexe 3 - Valeurs numériques des différents paramètres de CdTe:V	 167
 Références	 169

Introduction

Étudié depuis plus de 20 ans dans les matériaux isolants (sillénites, ferroélectriques), l'effet photoréfractif est maintenant mis en oeuvre dans des dispositifs tels que des montages de corrélation ou d'holographie dynamique pour le traitement optique du signal dans le visible. Les applications dans le domaine du proche infrarouge ont conduit à étendre les recherches sur l'effet photoréfractif dans ce domaine spectral. Cette extension s'est faite grâce à une nouvelle classe de matériaux, utilisée en microélectronique, les semiconducteurs semi-isolants à base de composés III-V. Ces matériaux synthétisés pour réaliser des substrats, n'étaient cependant pas du tout optimisés pour l'effet photoréfractif. Il a donc fallu comprendre leurs propriétés photoréfractives afin de pouvoir jouer sur elles, et les améliorer en vue d'applications spécifiques.

Le travail de cette thèse consiste d'abord en une étude des matériaux existants, pour l'effet photoréfractif dans l'infrarouge, ainsi qu'en l'optimisation de leurs propriétés pour l'extension de leur sensibilité vers la gamme de longueurs d'onde 1,3 μm .

Dans la première partie de ce manuscrit, nous rappelons les modèles existants pour décrire l'établissement du champ de charge d'espace, responsable de l'effet photoréfractif, et pour les techniques de couplage d'onde et de diffraction utilisées dans le cadre de cette étude.

Nous étudions ensuite, dans la deuxième partie, les matériaux III-V semi-isolants connus pour présenter de l'effet photoréfractif dans l'infrarouge. Nous considérons dans un premier temps le GaAs semi-isolant. Nous montrons que ses performances photoréfractives, en régime d'excitation continue, correspondent à ce que prévoit la théorie de l'effet photoréfractif basée sur l'existence d'un niveau profond, noté EL_2 . Elles sont limitées du fait d'un mauvais contrôle de ce défaut profond. Une étude en régime impulsionnel picoseconde montre que, dans ce régime, l'effet photoréfractif est principalement gouverné par les porteurs libres. Le champ de charge d'espace s'établit en moins de 30 picosecondes (résolution temporelle de notre expérience).

Le deuxième matériau étudié est l'InP, rendu semi-isolant par dopage au fer, dont nous montrons les limitations pour des utilisations dans l'infrarouge. Ces limitations sont intrinsèques car dues à la nature particulière du dopant fer dans l'InP. Nous étendons le modèle de l'effet photoréfractif en tenant compte de la particularité de ce matériau, à savoir l'existence d'un état excité du niveau Fe^{2+} . Nous montrons aussi que pour des utilisations dans la gamme de longueurs d'onde voisines de $1,3\ \mu\text{m}$, l'InP:Fe n'est pas adapté à cause de sa forte conductivité dans le noir par rapport à sa photoconductivité.

Ces études préliminaires sur les matériaux "bruts", nous ont permis d'envisager des techniques d'optimisation de leurs propriétés. En effet, la compréhension des mécanismes photoréfractifs dans le GaAs semi-isolant, nous a montré que le taux d'occupation du niveau profond EL_2 , responsable de l'effet, influait fortement sur les performances du cristal. Ce taux d'occupation, fixé par les conditions de fabrication, n'est pas optimisé pour nos applications. Nous avons donc tenté de le modifier par irradiation électronique.

Cette étude constitue la troisième partie de ce manuscrit. L'irradiation électronique crée dans le cristal des défauts qui induisent un léger déplacement du niveau de Fermi et donc un changement du taux d'occupation du défaut profond EL_2 . Le but est, en final, de favoriser par cette technique l'effet photoréfractif à $1,3\ \mu\text{m}$. Les résultats présentés ici montrent que l'effet attendu est fortement contrebalancé par la création d'un défaut d'irradiation situé au milieu de la bande interdite. Ce défaut a une influence importante sur l'effet photoréfractif. La modélisation effectuée en tenant compte de ce défaut secondaire, nous a permis de parfaire notre compréhension de l'effet photoréfractif dans les semiconducteurs. Elle nous a, en particulier, donné des limites précises pour l'influence des défauts secondaires éventuellement présents. L'irradiation a permis d'améliorer les caractéristiques électriques des échantillons de GaAs, ce qui sera mis à profit plus loin.

La possibilité d'obtenir un effet photoréfractif important dans GaAs étant limitée à $1,3\ \mu\text{m}$ et peu probable à $1,5\ \mu\text{m}$, nous avons commencé l'étude d'une autre classe de matériaux sensible dans l'infrarouge : les matériaux II-VI avec comme représentant le CdTe. Ce matériau qui peut être rendu semi-isolant, possède des caractéristiques intéressantes comme un coefficient électrooptique trois fois plus fort que celui de l'InP ou du GaAs et une forte photoconductivité jusqu'à $1,5\ \mu\text{m}$. Les premières études, présentées dans la quatrième partie, confirment d'ores et déjà les promesses de ce type de composé.

Dans la dernière partie du manuscrit nous mettons à profit les améliorations apportées par l'irradiation électronique de GaAs. Le caractère ohmique des échantillons irradiés permet l'intensification du transfert d'énergie dans un mélange à deux ondes, par l'application d'un champ externe. Nous présentons l'analyse théorique et expérimentale de cette technique d'amplification de l'effet photoréfractif sous champ alternatif carré.

On trouvera enfin, en annexe, des tableaux récapitulatifs des valeurs numériques des paramètres des matériaux utilisés.

**Partie A - Présentation de l'effet photoréfractif dans
les semi-conducteurs et des méthodes d'analyse**

L'effet photoréfractif repose sur deux propriétés des matériaux : la photoconductivité et l'effet électrooptique. La photoconductivité est responsable de la création d'un champ de charge d'espace dû à la redistribution des charges sous éclairage non uniforme. L'effet électrooptique va transformer le champ de charge d'espace en variation d'indice. Dans un premier temps, nous allons donc présenter les mécanismes responsables de la création du champ de charge d'espace puis du réseau d'indice qui lui est lié, ainsi que les mécanismes mélange d'ondes qui permettent de faire une mesure du champ de charge d'espace. Nous décrivons ensuite les montages expérimentaux utilisés dans nos expériences de mélange d'ondes en régime continu.

I. Théorie de l'effet photoréfractif.

L'effet photoréfractif repose sur l'existence simultanée de deux mécanismes physiques. Il s'agit de la photoconductivité qui permet de créer un champ de charge d'espace à l'intérieur d'un matériau illuminé de manière non uniforme et de l'effet électrooptique qui transforme ce champ de charge d'espace en variation d'indice.

La variation d'indice ainsi créée peut être testée de plusieurs manières :

- la diffraction ;
- le couplage d'onde ou mélange à deux ondes.

Dans le premier cas le réseau d'indice photoréfractif, créé par l'interférence de deux faisceaux pompes, est relu par un troisième faisceau. Ce troisième faisceau peut être à la même longueur d'onde que les pompes (configuration dite dégénérée).

Dans le cas du couplage d'onde, les deux ondes de pompe se diffractent sur le réseau d'indice qu'elles ont créé, donnant ainsi la possibilité de transfert d'énergie d'un faisceau vers l'autre.

Nous allons donc établir l'expression du champ de charge d'espace créé par interférence de deux ondes pompes et ensuite établir les conditions nécessaires au couplage d'onde ou à la diffraction.

1) Champ de charge d'espace

Dans les semi-conducteurs, l'effet photoréfractif repose sur l'existence d'un niveau profond en milieu de bande interdite. Ce niveau est en général couplé avec les deux bandes de conduction et de valence (Fig. 1). Le calcul du champ de charge d'espace repose sur le modèle de Kukhtarev [1] étendu à deux types de porteurs [2]. Les équations du matériau qui servent de point de départ sont établies pour un piège profond ayant une concentration totale N_T avec une partie ionisée N et une partie neutre $N_T - N$. Les populations d'électrons et de trous dans les bandes de conduction et de valence sont n et p respectivement.

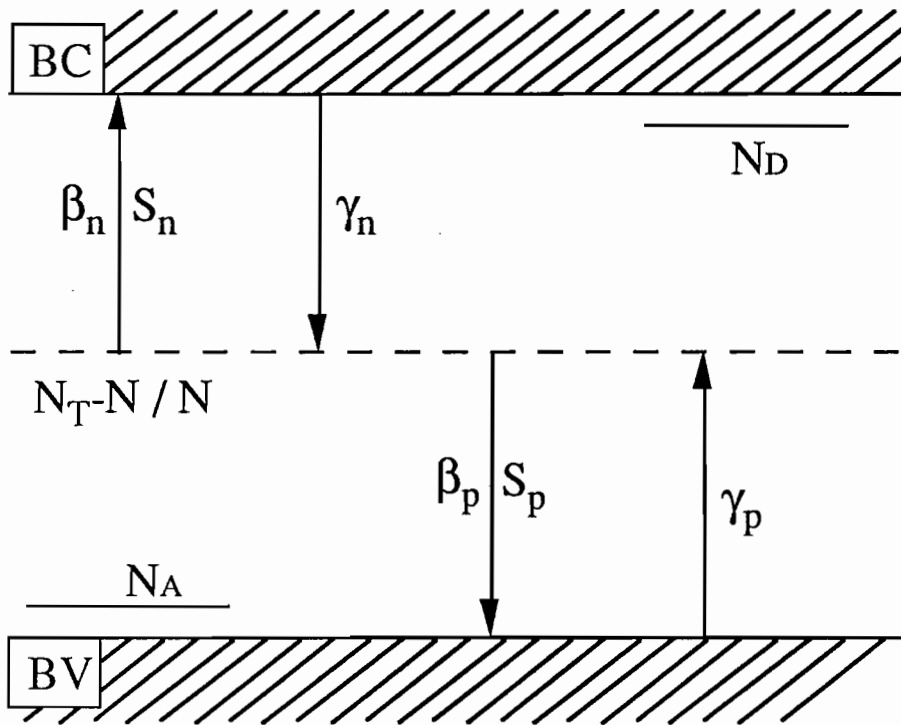


Figure 1 : Schéma électronique d'un piège profond couplé avec les bandes de conduction et de valence par des électrons et des trous respectivement.

Lorsque l'excitation bande à bande est négligeable (énergie optique inférieure à l'énergie de la bande interdite par exemple), le système d'équations différentielles décrivant les mécanismes de transport de charge est :

* équation de densité de population :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (\beta_n + S_n I)(N_T - N) - \gamma_n n N - (\beta_p + S_p I) N + \gamma_p p (N_T - N)$$

* densité de courant :

$$\vec{j}_n = e n \mu_n \vec{E} + \mu_n k_B T \vec{\text{grad}} n$$

$$\vec{j}_p = e p \mu_p \vec{E} - \mu_p k_B T \vec{\text{grad}} p$$

* équation de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\text{div } \vec{j}_n}{e} + (\beta_n + S_n I)(N_T - N) - \gamma_n n N$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-\text{div } \vec{j}_p}{e} + (\beta_p + S_p I)N - \gamma_p p (N_T - N)$$

* équation de Poisson :

$$\text{div } \vec{E} = \frac{-e}{\epsilon} ((N_T - N) + N_A - N_D + n - p)$$

γ est le coefficient de recombinaison (en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)

β est le coefficient d'émission thermique (en s^{-1})

S est la section efficace de photoionisation (en cm^2).

n, p sont les densités d'électrons et de trous dans les bandes (en cm^{-3}).

N_D et N_A sont les concentrations des donneurs et accepteurs superficiels qui assurent la neutralité électrique des matériaux. Dans le noir $N_D - N_A = N_T - N$.

ϵ est la permittivité diélectrique du matériau, e et μ sont les modules de la charge et de la mobilité des porteurs, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température.

L'éclairement I est produit par l'interférence de deux faisceaux et s'écrit $I = I_0(1 + \mathcal{R}e(m e^{iky}))$, m est la modulation des franges, $\vec{k} = k\vec{y}$ est le vecteur réseau orienté suivant l'axe $\vec{y}$. I_0 est en $s^{-1}.cm^{-2}$ (dans les expériences on mesure $I'_0 = I_0 . h\nu$ en $mW.cm^{-2}$).

Pour de faibles valeurs de m , les différentes variables sont linéarisées sous la forme $X = X_0 + \mathcal{R}e(X_1 e^{iky})$ [1].

La composante modulée spatialement du champ de charge d'espace E_1 est régie par l'équation différentielle du premier ordre, déduite du système d'équations précédent [2] :

$$-\left(\frac{\varepsilon k_B T}{I_0 e^2}\right) \frac{\partial E_1}{\partial t} = E_1 \left[\frac{A_n \alpha_n}{\kappa_n^2} \left(\frac{\frac{k(k-iV)}{\kappa_n^2} + 1}{\frac{k(k-iV)}{\kappa_n^2} + 1} \right) + \frac{A_p \alpha_p}{\kappa_p^2} \left(\frac{\frac{k(k+iV)}{\kappa_p^2} + 1}{\frac{k(k+iV)}{\kappa_p^2} + 1} \right) \right] + im \frac{k_B T}{e} \left[\frac{\alpha_n}{\kappa_n^2} \left(\frac{k-iV}{\frac{k(k-iV)}{\kappa_n^2} + 1} \right) - \frac{\alpha_p}{\kappa_p^2} \left(\frac{k+iV}{\frac{k(k+iV)}{\kappa_p^2} + 1} \right) \right] \quad (1)$$

avec : $V = \frac{eE_0}{k_B T}$, E_0 champ électrique externe appliqué.

$k_0^2 = \frac{e^2}{\varepsilon k_B T} \frac{N_0(N_T - N_0)}{N_T}$ est l'inverse du carré de la longueur d'écran de Debye du piège. N_0 , $N_T - N_0$ sont les concentrations de pièges ionisés et neutres non modulées spatialement.

$\alpha_n = S_n(N_T - N_0)$, $\alpha_p = S_p N_0$ sont les coefficients d'absorption qui décrivent respectivement la génération des électrons et des trous.

$\kappa_n^2 = \frac{e}{k_B T} \frac{\gamma_n N_0}{\mu_n}$, $\kappa_p^2 = \frac{e}{k_B T} \frac{\gamma_p (N_T - N_0)}{\mu_p}$ sont les inverses des carrés des longueurs de diffusion des électrons et des trous.

$A_n = \frac{\beta_n + S_n I_0}{S_n I_0}$, $A_p = \frac{\beta_p + S_p I_0}{S_p I_0}$ rendent compte de l'influence de l'émission thermique sur la force de l'effet photoréfractif.

En régime stationnaire $\frac{\partial E_1}{\partial t} = 0$ et, sans champ appliqué, ($E_0=0$), l'équation (1) donne l'expression de l'amplitude E_1 du champ de charge d'espace :

$$E_1 = -im \frac{k_B T}{e} \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_o^2}} \xi(k) \quad (2)$$

avec :

$$\xi(k) = \frac{(\alpha_n - \alpha_p)k^2 + (\alpha_n \kappa_p^2 - \alpha_p \kappa_n^2)}{(A_n \alpha_n + A_p \alpha_p)k^2 + (A_n \alpha_n \kappa_p^2 + A_p \alpha_p \kappa_n^2)} \quad (3)$$

On remarque que le champ de charge d'espace est imaginaire pur, c'est à dire déphasé de $\pi/2$ par rapport au réseau d'illumination. Cette propriété est très importante, comme nous le verrons plus tard, pour les expériences de couplage d'ondes.

En général, dans les semiconducteurs, les longueurs de diffusion sont assez importantes, ce qui fait que l'on a souvent $k^2 \gg \kappa_n^2, \kappa_p^2$. L'expression de $\xi(k)$ se réduit à :

$$\xi(k) = \xi_0 = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{A_n \alpha_n + A_p \alpha_p} \quad (4)$$

ξ_0 est un coefficient compris entre - 1 et 1 qui est caractéristique de la compétition électron-trou. Sa valeur donne le taux de compétition électron-trou et son signe la nature du porteur majoritaire pour l'effet photoréfractif.

- * si $\alpha_n > \alpha_p \Rightarrow \xi_0 > 0$, les électrons sont majoritaires.
- * si $\alpha_n < \alpha_p \Rightarrow \xi_0 < 0$, les trous sont majoritaires.

La dépendance du champ de charge d'espace en fonction du pas du réseau Λ (tel que $k = 2\pi/\Lambda$) est donné par :

$$E_1 = -im \frac{k_B T}{e} \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_o^2}} \xi_0 \quad (5)$$

quand $k^2 \gg \kappa_n^2, \kappa_p^2$.

Cette formulation fait apparaître deux paramètres importants ξ_0 et k_0^2 qui caractérisent l'effet photoréfractif dans les semi-conducteurs. ξ_0 donne le taux de compétition électron-trou. k_0^2 qui dépend de la densité effective de piège du niveau profond, $N_{eff} = \frac{N_0(N_T - N_0)}{N_T}$, donne le pas optimal ($k = k_0$) pour l'effet photoréfractif (lorsqu'il n'y a pas de champ appliqué).

2) Diffraction et couplage d'onde.

a) Effet Pockels

Les semiconducteurs que nous utilisons appartiennent à la classe de symétrie $\bar{4}3m$. Ils sont isotropes et l'application d'un champ électrique les rend anisotropes par effet Pockels. Pour cette classe de matériaux le tenseur électrooptique se réduit à :

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

r_{41} coefficient électrooptique.

Un champ électrique $\vec{E} = E \vec{y}$ appliqué sur un tel cristal, $\vec{y} = (a, b, c)$ dans le repère des axes cristallographiques ($\vec{y}$ normé), créera une anisotropie caractérisée par un tenseur d'imperméabilité $[\eta(\vec{E})]$:

$$[\eta(\vec{E})] = \begin{pmatrix} \eta & r_{41}Ea & r_{41}Eb \\ r_{41}Ea & \eta & r_{41}Ec \\ r_{41}Eb & r_{41}Ec & \eta \end{pmatrix}$$

avec $\eta = \frac{1}{n_0^2}$, n_0 indice de réfraction du matériau.

On déduit le tenseur de perméabilité $[\varepsilon(\vec{E})]$ qui vérifie $[\varepsilon(\vec{E})] \times [\eta(\vec{E})] = \varepsilon_0 I$ (I matrice identité). Dans le calcul de $[\varepsilon(\vec{E})]$ on se limite aux termes du premier ordre en $\vec{E}$. On aboutit à :

$$[\varepsilon(\vec{E})] = \varepsilon_0 n_0^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} - \varepsilon_0 n_0^4 r_{41} E \begin{bmatrix} 0 & c & b \\ c & 0 & a \\ b & a & 0 \end{bmatrix}$$

La diagonalisation de la matrice $[\varepsilon(\vec{E})]$ donnera les directions des axes diélectriques principaux et les indices principaux du matériau soumis à un champ électrique $\vec{E}$ de direction quelconque.

Si maintenant $\vec{E}$ est le champ de charge d'espace modulé spatialement $E = \frac{1}{2} [E_1 e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r})} + c.c.]$ dont l'amplitude E_1 a été déterminée précédemment au paragraphe A.I.1)), on va créer une anisotropie elle aussi modulée spatialement avec le même pas que le réseau d'illumination.

Nous allons maintenant étudier la diffraction d'un faisceau sur ce réseau d'indice anisotrope créé par effet Pockels à partir du champ de charge d'espace photoinduit.

b) Diffraction

La diffraction de l'onde incidente $\vec{E}_i$ sur le réseau d'indice donne naissance à une onde diffractée $\vec{E}_d$ (Fig. 2). Nous considérons le cas d'ondes polarisées rectilignement.

La propagation des faisceaux est régie par l'équation :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}^\omega) = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} ([\varepsilon] \vec{E}^\omega)$$

avec : $\vec{E}^\omega = \vec{E}_i + \vec{E}_d$

et :

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0 n_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} - \varepsilon_0 n_0^4 r_{41} E \begin{bmatrix} 0 & c & b \\ c & 0 & a \\ b & a & 0 \end{bmatrix}$$

comme établi au A.I 2)a).

$$E \text{ s'écrit : } E = \frac{1}{2} \left[m \mathcal{E}_{sc} e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r})} + c.c \right].$$

$\vec{E}$ est orienté suivant $\vec{y} = \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix}$ dans le repère des axes cristallographiques.

Les faisceaux se propagent suivant le vecteur $\vec{x} = \begin{pmatrix} a' \\ b' \\ c' \end{pmatrix}$, le troisième vecteur du

repère de travail est $\vec{z} = \begin{pmatrix} a'' \\ b'' \\ c'' \end{pmatrix}$, toujours écrit dans le repère des axes cristallographiques.

Les vecteurs $\vec{x}$, $\vec{y}$, $\vec{z}$ sont normés.

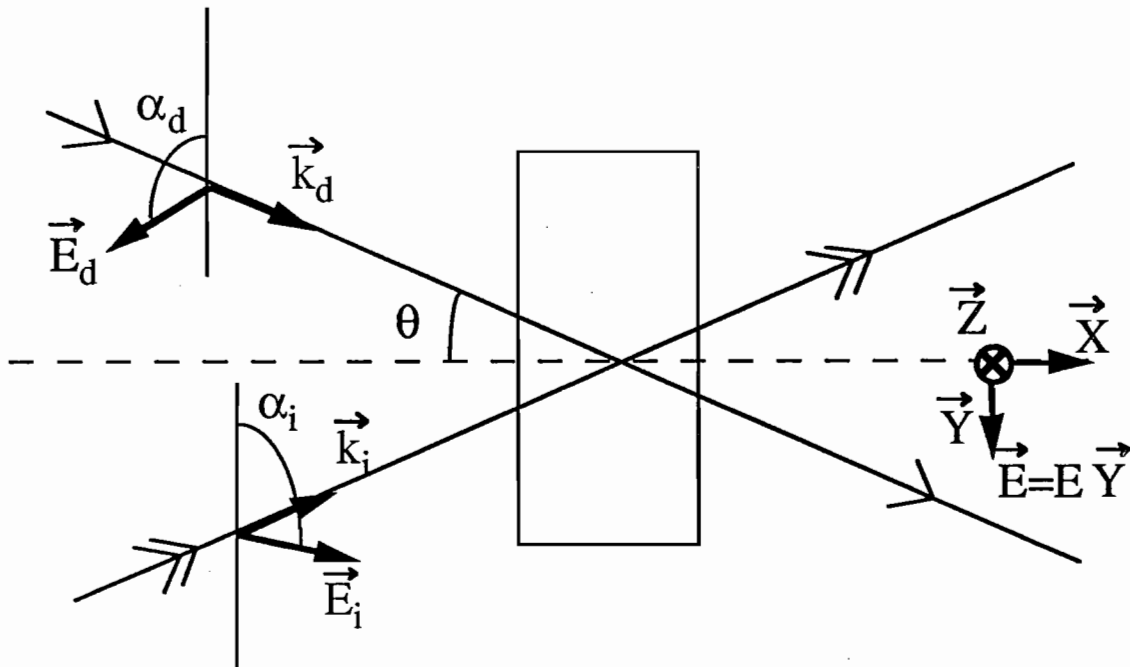


Figure 2 :Schéma des orientations utilisées pour l'étude de la diffraction des faisceaux.

Les vecteurs d'onde des deux faisceaux vérifient $\vec{k}_d - \vec{k}_i = \vec{k}$ ($\vec{k}$ vecteur d'onde du réseau). Comme nous travaillons sur des réseaux épais, cela revient à dire que le faisceau de lecture $\vec{E}_i$ satisfait à la condition de Bragg du réseau inscrit.

La résolution de l'équation de propagation, dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable [3], permet d'obtenir deux équations différentielles couplées régissant $\mathcal{E}_i$ et $\mathcal{E}_d$ modules de $\vec{E}_i$ et $\vec{E}_d$:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{41} m^* \mathcal{E}_{sc}^*}{2i\lambda \cos \theta} (\hat{e}_i \cdot [A] \cdot \hat{e}_d) \mathcal{E}_d \\ \frac{\partial \mathcal{E}_d}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{41} m \mathcal{E}_{sc}}{2i\lambda \cos \theta} (\hat{e}_d \cdot [A] \cdot \hat{e}_i) \mathcal{E}_i \end{cases} \quad (6)$$

avec : $[A] = \begin{bmatrix} 0 & c & b \\ c & 0 & a \\ b & a & 0 \end{bmatrix}$.

$\hat{e}_i$ et $\hat{e}_d$ sont les directions des vecteurs $\vec{E}_i$ et $\vec{E}_d$ respectivement dans le repère des axes cristallographiques ($\vec{E}_i = \mathcal{E}_i \hat{e}_i$ et $\vec{E}_d = \mathcal{E}_d \hat{e}_d$ étant supposés polarisés rectilignement).

Le coefficient électrooptique effectif $r_{eff} = r_{41}(\hat{e}_i \cdot [A] \cdot \hat{e}_d) = r_{41}(\hat{e}_d \cdot [A] \cdot \hat{e}_i)$ va dépendre de la configuration utilisée et de la polarisation des faisceaux $\vec{E}_i$ et $\vec{E}_d$. Il s'écrit :

$$\begin{aligned} r_{eff} = r_{41} & \left[\sin \alpha_i \sin \alpha_d \sin^2 \theta [-2(a'b'c + a'bc' + ab'c')] \right. \\ & + \sin \alpha_i \sin \alpha_d \cos^2 \theta [6 abc] \\ & + \cos \alpha_i \cos \alpha_d [2(a''bc'' + ab''c'' + a''b''c)] \\ & + \sin(\alpha_i + \alpha_d) \cos \theta [-2(a''bc + ab''c + abc'')] \\ & \left. + \sin(\alpha_d - \alpha_i) \sin \theta [(a'(bc'' + b''c) + b'(ac'' + a''c) + c'(ab'' + ba''))] \right] \end{aligned} \quad (7)$$

α_i et α_d sont les angles que font les polarisations de $\vec{E}_i$ et $\vec{E}_d$ avec le vecteur vertical $\vec{z}$ (Fig. 2). On a toujours $\vec{x} = \begin{pmatrix} a' \\ b' \\ c' \end{pmatrix}$, $\vec{y} = \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix}$ et $\vec{z} = \begin{pmatrix} a'' \\ b'' \\ c'' \end{pmatrix}$ dans le repère des axes

crystallographiques, $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ normés). θ est l'angle entre chacun des faisceaux et la direction $\bar{x}$ à l'intérieur du cristal.

Le système d'équations couplées (6) devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{eff} m^* \mathcal{E}_{sc}^*}{2i\lambda \cos \theta} \mathcal{E}_d \\ \frac{\partial \mathcal{E}_d}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{eff} m \mathcal{E}_{sc}}{2i\lambda \cos \theta} \mathcal{E}_i \end{cases} \quad (8)$$

soit :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \mathcal{E}_i}{\partial x^2} = - \left(\frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{2\lambda \cos \theta} \right)^2 |m \mathcal{E}_{sc}|^2 \mathcal{E}_i \\ \frac{\partial^2 \mathcal{E}_d}{\partial x^2} = - \left(\frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{2\lambda \cos \theta} \right)^2 |m \mathcal{E}_{sc}|^2 \mathcal{E}_d \end{cases}$$

Les conditions initiales (en $x = 0$, à l'entrée du cristal) sont :

$$\begin{cases} \mathcal{E}_i(0) = \mathcal{E}_{i0} \quad , \quad \mathcal{E}_d(0) = 0 \\ \frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial x}(0) = 0 \quad , \quad \frac{\partial \mathcal{E}_d}{\partial x}(0) = \frac{\pi n_0^3 r_{eff} m \mathcal{E}_{sc}}{2i\lambda \cos \theta} \mathcal{E}_{i0} \end{cases}$$

Les solutions sont donc :

$$\begin{cases} \mathcal{E}_i(x) = \mathcal{E}_{i0} \cos \left[\frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{2\lambda \cos \theta} |m \mathcal{E}_{sc}| x \right] \\ \mathcal{E}_d(x) = \frac{m \mathcal{E}_{sc}}{i |m \mathcal{E}_{sc}|} \mathcal{E}_{i0} \sin \left[\frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{2\lambda \cos \theta} |m \mathcal{E}_{sc}| x \right] \end{cases}$$

Ce qui nous intéresse, c'est l'intensité de l'onde $I_d = \frac{1}{2} |\mathcal{E}_d|^2$ qui vaut, à la sortie du cristal d'épaisseur d :

$$I_d = \frac{|\mathcal{E}_{i0}|^2}{2} \sin^2 \left[\frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{2\lambda \cos \theta} |m \mathcal{E}_{sc}| d \right]$$

On a en général $\frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{2\lambda \cos \theta} |m \mathcal{E}_{sc}| d \ll 1$, ce qui fait que :

$$I_d = I_{i0} \times \left(\frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{2\lambda \cos \theta} |m \mathcal{E}_{sc}| d \right)^2$$

soit :

$$I_d = I_{i0} |m|^2 \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda \cos \theta} \right)^2 \quad (9)$$

avec Δn la variation d'indice induite représentant le réseau photoréfractif

$$\Delta n = \frac{n_0^3 r_{eff} |\mathcal{E}_{sc}|}{2}.$$

On peut remarquer sur cette formule que l'intensité du signal diffracté varie avec le carré de la modulation ($m \leq 1$).

r_{eff} est un autre paramètre important dépendant de la configuration et des polarisations utilisées. Nous verrons plus loin des cas particuliers qui montrent l'importance de ce paramètre. Ce sera, par exemple, le cas des expériences de diffraction en régime picoseconde où un choix judicieux de la configuration permettra de séparer le réseau photoréfractif des autres réseaux.

c) Couplage d'onde

Le couplage d'onde se produit lorsque les ondes qui engendrent le réseau photoréfractif, s'autodiffractent sur ce réseau. Le système d'équations de départ est le système (8) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{2i\lambda \cos \theta} m^* \mathcal{E}_{sc}^* \mathcal{E}_d \\ \frac{\partial \mathcal{E}_d}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{eff}}{2i\lambda \cos \theta} m \mathcal{E}_{sc} \mathcal{E}_i \end{cases}$$

Maintenant la diffraction des ondes sur le réseau photoréfractif (induit par $\mathcal{E}_{sc}$) modifie leurs amplitudes. Cela signifie que la modulation m des franges ne peut plus

être supposée constante comme dans l'étude de la diffraction. Elle s'écrit :

$$m = (\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^*) \frac{2 \mathcal{E}_i^* \mathcal{E}_d}{|\mathcal{E}_i|^2 + |\mathcal{E}_d|^2}$$

avec $\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^* = \hat{e}_d^* \cdot \hat{e}_i$.

La définition de l'intensité $I = \frac{1}{2} |\mathcal{E}|^2$ conduit à : $\frac{\partial I}{\partial x} = \frac{1}{2} \left(\mathcal{E} \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial x} + \mathcal{E}^* \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} \right)$.

Le système (8) se réécrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial I_i}{\partial x} = \frac{-2\pi n_0^3}{\lambda \cos \theta} r_{eff} (\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^*) (\mathcal{I}_m \mathcal{E}_{sc}) \frac{I_i I_d}{I_i + I_d} \\ \frac{\partial I_d}{\partial x} = \frac{2\pi n_0^3}{\lambda \cos \theta} r_{eff} (\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^*) (\mathcal{I}_m \mathcal{E}_{sc}) \frac{I_i I_d}{I_i + I_d} \end{cases} \quad (10)$$

soit :

$$\begin{cases} \frac{\partial I_i}{\partial x} = -\Gamma \frac{I_i I_d}{I_i + I_d} \\ \frac{\partial I_d}{\partial x} = \Gamma \frac{I_i I_d}{I_i + I_d} \end{cases} \quad (11)$$

avec :

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3}{\lambda \cos \theta} r_{eff} (\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^*) \mathcal{I}_m \mathcal{E}_{sc} \quad (12)$$

avec $\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^* = \cos^2 \theta \cos(\alpha_i - \alpha_d) + \sin^2 \theta \cos(\alpha_i + \alpha_d)$

Γ est le gain photoréfractif (exprimé en général en cm^{-1}).

Si l'on tient compte de l'absorption des faisceaux, les équations deviennent :

$$\begin{cases} \frac{\partial I_i}{\partial x} = -\Gamma \frac{I_i I_d}{I_i + I_d} - \alpha I_i \\ \frac{\partial I_d}{\partial y} = \Gamma \frac{I_i I_d}{I_i + I_d} - \alpha I_d \end{cases} \quad (13)$$

où α est le coefficient d'absorption (en cm^{-1}).

La résolution de ce système d'équations donne [1], lorsque les conditions initiales sont $I_i(0) = I_{i0}$ et $I_d(0) = I_{d0}$:

$$\begin{cases} I_i(x) = \frac{I_0 e^{-\alpha x}}{1 + \frac{I_{d0}}{I_{i0}} e^{\Gamma x}} \\ I_d(x) = \frac{I_0 e^{-\alpha x}}{1 + \frac{I_{i0}}{I_{d0}} e^{-\Gamma x}} \end{cases} \quad (14)$$

avec $I_0 = I_{i0} + I_{d0}$. A la sortie du cristal ($x = d$), I_i vaut :

$$I_i(d) = \frac{I_0 e^{-\alpha d}}{1 + \frac{I_{d0}}{I_{i0}} e^{\Gamma d}}$$

Nous travaillons à faible modulation pour laquelle l'expression précédemment déterminée du champ de charge d'espace est valide. Cela signifie que l'un des faisceaux à une intensité plus faible que l'autre. Cela correspond aux approximations suivantes :

$$I_{i0} \ll I_{d0} \text{ et } I_{i0} e^{-\Gamma d} \ll I_{d0} \approx I_d(d) e^{\alpha d}$$

On en déduit l'intensité du faisceau signal à la sortie du cristal :

$$\boxed{I_i(d) = I_{i0} e^{-\alpha d} e^{-\Gamma d}} \quad (15)$$

Si maintenant l'on coupe le faisceau pompe I_d , le signal sonde $I'_i(d)$ en sortie du cristal devient :

$$I'_i(d) = I_{i0} e^{-\alpha d} \quad (16)$$

On en déduit donc :

$$\frac{I_i(d)}{I'_i(d)} = e^{-\Gamma d}$$

En définissant le gain effectif γ_0 comme :

$$\gamma_0 = \frac{I_i(d) \text{ avec pompe}}{I_i(d) \text{ sans pompe}} \quad (17)$$

on aura :

$$\gamma_0 = e^{-\Gamma d} \quad (18)$$

Une mesure de γ_0 nous donnera, par la relation simple (18), le gain photoréfractif Γ qui s'écrit en fonction du champ de charge d'espace :

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3}{\lambda \cos \theta} r_{eff} (\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^*) \mathcal{I}m(\mathcal{E}_{sc})$$

Ce gain va dépendre de la configuration géométrique et des polarisations utilisées par l'intermédiaire de r_{eff} et $(\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^*)$. Le gain photoréfractif sera optimal lorsque $\mathcal{E}_{sc}$ sera imaginaire pur, c'est à dire déphasé de $\pm \pi/2$ par rapport au réseau d'illumination ; ce qui est le cas en particulier de l'expression (2) établie au paragraphe A.I.1).

$$\mathcal{E}_{sc} = -i \frac{k_B T}{e} \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_0^2}} \xi(k)$$

Dans la suite de notre étude nous utiliserons donc l'expression du gain suivante :

$$\Gamma = -\frac{2\pi n_0^3 r_{eff}}{\lambda \cos \theta} \frac{k_B T}{e} (\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^*) \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_0^2}} \xi(k)$$

avec :

$$\xi(k) = \frac{(\alpha_n - \alpha_p) k^2 + (\alpha_n \kappa_p^2 - \alpha_p \kappa_n^2)}{(A_n \alpha_n + A_p \alpha_p) k^2 + (A_n \alpha_n \kappa_p^2 + A_p \alpha_p \kappa_n^2)}.$$

II. Méthodes d'études de l'effet photoréfractif

1) Montage.

Nous avons étudié l'effet photoréfractif principalement par des expériences de couplage à deux ondes qui présentent plusieurs avantages. Tout d'abord le gain photoréfractif est directement proportionnel au champ de charge d'espace, alors que l'efficacité de diffraction est, elle, sensible au carré de ce même champ. Le second point est que le gain Γ est indépendant de la modulation des franges d'interférence. On peut donc dans les expériences de couplage d'onde se placer dans les conditions du modèle de Kukhtarev, c'est à dire $m \ll 1$, et avoir des effets notables. Ce n'est pas le cas en diffraction où l'efficacité dépend de m^2 , donc l'effet sera faible. Dernier point enfin, dans le montage de diffraction, il est nécessaire de régler parfaitement le faisceau de lecture à l'incidence de Bragg. Le couplage d'onde étant un phénomène d'autodiffraction, les faisceaux qui se diffractent sont ceux qui créent le réseau. La condition de Bragg est automatiquement vérifiée ce qui simplifie énormément les réglages.

Nous avons donc étudié le gain de couplage photoréfractif et en particulier sa variation en fonction du pas du réseau inscrit. L'étude a été faite pour deux longueurs d'onde d'excitation, 1,06 μm et 1,32 μm (Fig. 3).

Les sources sont deux lasers Nd:YAG pompés par diode émettant respectivement à 1,06 μm et 1,32 μm . Ces lasers sont linéairement polarisés. M1 est un miroir amovible qui permet d'utiliser le montage à l'une ou l'autre des longueurs d'onde (laser L1 ou L2). L'ensemble $\lambda/2$ -polariseur P permet de faire varier l'intensité des faisceaux. Le faisceau est séparé en deux par une lame de verre faisant office de séparatrice. Le faisceau sonde a une direction fixe et est envoyé sur une photodiode Ge après avoir traversé le cristal et avoir été filtré spatialement.

L'incidence du faisceau pompe (et donc le pas du réseau) est modifiée en déplaçant les miroirs M2 ; la ligne à retard sert à régler le montage à la différence de marche nulle.

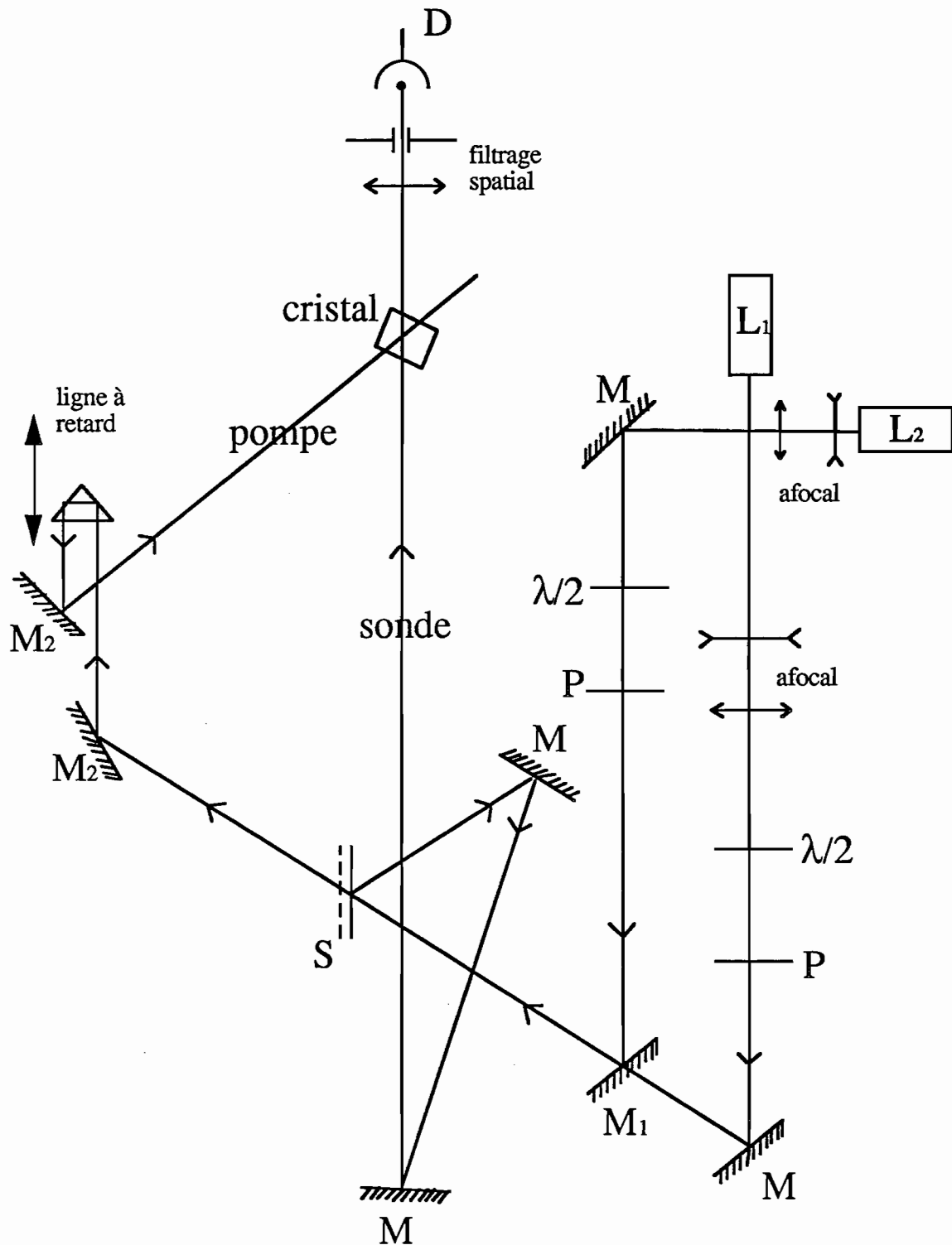


Figure 3 : Montage d'étude du couplage d'onde par effet photoréfractif. L_1 laser 1,06 μm , L_2 laser 1,32 μm , M miroirs fixes, M_1 miroir amovible. Le déplacement des miroirs M_2 permet de régler le pas du réseau, P polariseur, D détecteur, S séparatrice.

2) Configuration utilisée.

Le cristal est en général utilisé dans la configuration suivante :

- les faisceaux se propagent suivant $\vec{x} // [\bar{1}10]$
- le vecteur réseau est dirigé suivant $\vec{y} // [001]$
- les faisceaux sont polarisés suivant $\vec{z} // [110]$, soit $\alpha_i = \alpha_d = 0$.

Cela donne alors $r_{eff} = r_{41}$ et $\hat{e}_d \cdot \hat{e}_i^* = 1$. Γ vaut alors :

$$\Gamma = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_0^3}{\cos \theta} \frac{r_{41}}{e} \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_0^2}} \xi(k) \quad (19)$$

On a vu précédemment que sous la condition $k^2 \gg \kappa_n^2, \kappa_p^2$, $\xi(k)$ se réduisait à ξ_0 . Γ s'écrit alors :

$$\Gamma = A \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_0^2}} \xi_0$$

que l'on peut réécrire :

$$\frac{Ak}{\Gamma} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{k^2}{\xi_0 k_0^2}$$

avec :

$$A = \frac{-2\pi}{\lambda} \frac{n_0^3}{\cos \theta} \frac{r_{41}}{e} \left(\frac{k_B T}{e} \right) \quad (20)$$

On voit donc qu'en traçant $\frac{Ak}{\Gamma}$ en fonction de k^2 , on obtiendra une droite de pente $\frac{1}{\xi_0 k_0^2}$ et d'ordonnée à l'origine $\frac{1}{\xi_0}$, ce qui permet déterminer les deux paramètres caractéristiques de l'effet photoréfractif en régime stationnaire ξ_0 et k_0^2 .

L'angle θ entre les faisceaux à l'intérieur du cristal étant faible (du fait de l'indice élevé des matériaux utilisés, $n = 3,48$ à $1,06 \mu\text{m}$ dans GaAs par exemple), on a $\cos \theta \approx 1$. A est alors une constante ne dépendant que des paramètres du matériau et des conditions expérimentales. Le coefficient r_{41} à prendre dans la configuration utilisée est le coefficient r_{41}^S pris à déformation nulle (que l'on trouve dans la littérature sous les appellations strain free, constant strain ou clamped) [4].

Il arrive quelquefois que les cristaux présentent de l'absorption induite (ou des réseaux d'absorption induite). Cela se traduit par un coefficient d'absorption α qui n'est pas le même en présence et en absence de faisceau pompe (α sans pompe et $\alpha + \Delta\alpha$ avec pompe). L'effet d'une telle absorption induite se calcule en regardant la définition du gain effectif $\gamma_0 = \frac{I_i(d) \text{ avec pompe}}{I_i(d) \text{ sans pompe}} = e^{-\Gamma d} e^{-\Delta\alpha d}$. Le gain effectif s'écrira alors $\gamma_0 = e^{-(\Gamma + \Delta\alpha)d}$. Il va donc être nécessaire de discriminer le gain photoréfractif de l'absorption induite. Pour cela nous allons utiliser les propriétés de symétrie de l'effet photoréfractif.

Si, dans la configuration utilisée, on tourne le cristal de 180° autour de l'axe vertical $[110]$, les faisceaux se propagent alors suivant $\bar{x} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}, 0\right)$ et le vecteur réseau est dirigé suivant $\bar{y} = (0, 0, -1)$, $\bar{z}$ restant le même. $(\hat{e}_d, \hat{e}_i^*)$ reste le même et r_{eff} vaut alors $-r_{41}$. Γ change donc de signe. $\Delta\alpha$, quant à lui, reste le même car il ne dépend pas de l'orientation du cristal.

Il suffit donc de faire une mesure du gain de couplage $\Gamma_1 = -(\Gamma + \Delta\alpha)$ pour une orientation $(\bar{k} // [001])$, de retourner le cristal et de faire une autre mesure de $\Gamma_2 = -(-\Gamma + \Delta\alpha)$, pour déduire le gain photoréfractif Γ par la relation $\Gamma = \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2}$. $\Delta\alpha$ est donné par l'expression $\Delta\alpha = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}$.

Nous avons fait le raisonnement avec de l'absorption induite. Celle-ci est en général accompagnée par un réseau d'absorption qui peut induire un couplage d'onde. Le raisonnement sera identique dans ce cas là, le réseau d'absorption est lui aussi isotrope et ne dépend pas de l'orientation du cristal. Le terme $\Delta\alpha$ calculé par la formule précédente englobe donc les termes d'absorption induite et de réseau d'absorption. Des mesures en polarisations croisées pour lesquelles il n'y a pas de réseau d'interférence permettent de discriminer le réseau d'absorption de l'absorption induite dans les expériences de mélange à deux ondes.

Tous les résultats présentés dans la suite de l'étude concerneront le gain photoréfractif Γ uniquement. Dans tous les cas le traitement d'élimination de l'absorption induite, quand cette dernière existait, aura été fait.

3) Mesure du signe des porteurs.

Nous nous intéressons maintenant à un autre paramètre important de l'effet photoréfractif : le signe des porteurs majoritaires qui, nous l'avons vu, est donné par le signe du coefficient ξ_0 . Ce signe sera déterminé en général par une expérience annexe que nous allons décrire maintenant.

On choisit un repère d'axes de référence lié au cristal. On définit le vecteur réseau $\vec{k}_d - \vec{k}_i = \vec{k}$, les faisceaux ayant les positions représentées sur la figure 4. On calcule ensuite l'expression algébrique du gain de transfert d'énergie du faisceau pompe $\mathcal{E}_d$ vers le faisceau sonde $\mathcal{E}_i$ (équation 19). Expérimentalement, ce faisceau sera soit amplifié, soit atténué ce qui donnera le signe du gain photoréfractif Γ . Pour déterminer le signe de ξ_0 , il faut connaître le signe r_{41} dans le repère d'axes précédent.

Pour cela, nous mesurons le déphasage créé par effet Pockels par une tension externe $V > 0$ sur le cristal, pour l'orientation utilisée dans les mesures photoréfractives (Fig. 4). Le sens du champ électrique $\vec{E}$ appliqué au cristal est défini dans le même sens que $\vec{k}$ lors du calcul précédent de l'expression du gain. Dans ces conditions le déphasage vaut $\Delta\varphi = -\frac{\pi n_0^3 r_{41} d}{\lambda} E$, proportionnel à la valeur algébrique du champ appliqué E . Le signe de E étant connu, une mesure de $\Delta\varphi$ donne directement le signe de r_{41} qui permettra ensuite de remonter au signe ξ_0 .

Pour déterminer le signe de $\Delta\varphi$, nous utilisons un interféromètre de Mach-Zehnder dans un des bras duquel nous avons mis le cristal étudié. L'interféromètre est réglé de manière à avoir en sortie un système de frange de grand pas. Le déphasage $\Delta\varphi$ créé par effet Pockels va entraîner un déplacement des franges dans un sens qui dépendra du signe de $\Delta\varphi$.

Un déphasage de référence est obtenu sans champ. Une rotation du cristal entraîne une variation de ΔL de l'épaisseur de cristal traversée par le faisceau, donc une augmentation de l'épaisseur optique. Cela introduira un déphasage $\Delta\varphi_0 = \frac{2\pi (n_0 - 1)}{\lambda} \Delta L$. En tournant légèrement le cristal, on visualise facilement le sens de déplacement des franges qui correspond à un déphasage positif (pour ΔL qui augmente).

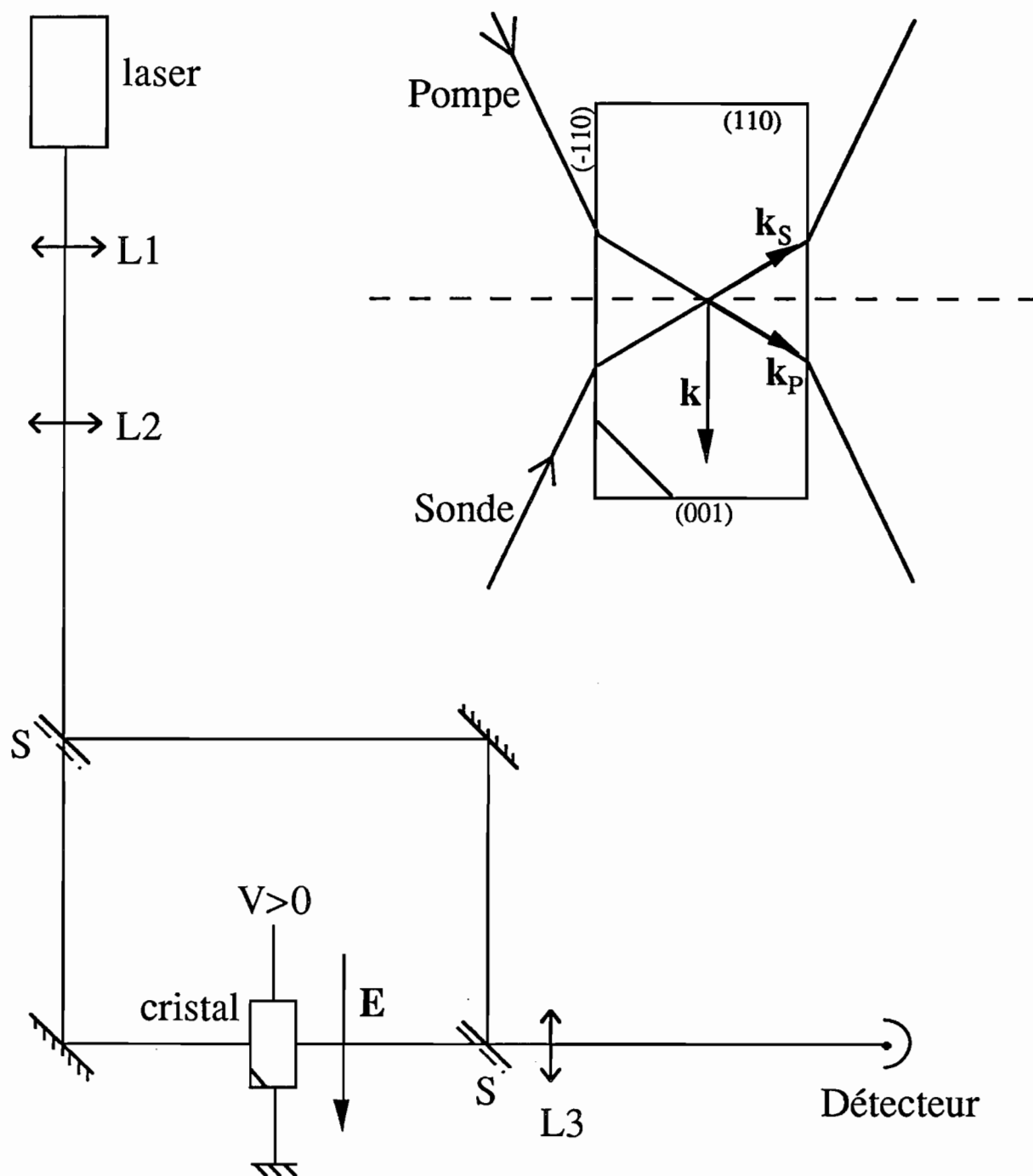


Figure 4 : Interféromètre de Mach-Zehnder utilisé pour la mesure du signe du déphasage : Orientation et convention utilisées lors de l'établissement de l'expression du gain photoréfractif.

Le déphasage induit par une rotation, même faible de la lame, atteint facilement 2π (donc une frange qui se déplace). Par contre, un champ électrique appliqué de quelques kV.cm^{-1} ne produit, en général, que des déplacements de quelques centièmes de frange. Pour faire la mesure du déplacement, nous avons placé devant le détecteur un trou beaucoup plus petit que le pas des franges. Le déplacement des franges se traduira alors par une variation du signal sur le détecteur. Cette méthode permet, en appliquant au cristal un champ électrique alternatif carré, de détecter des déphasages très faibles (quelque centièmes de frange).

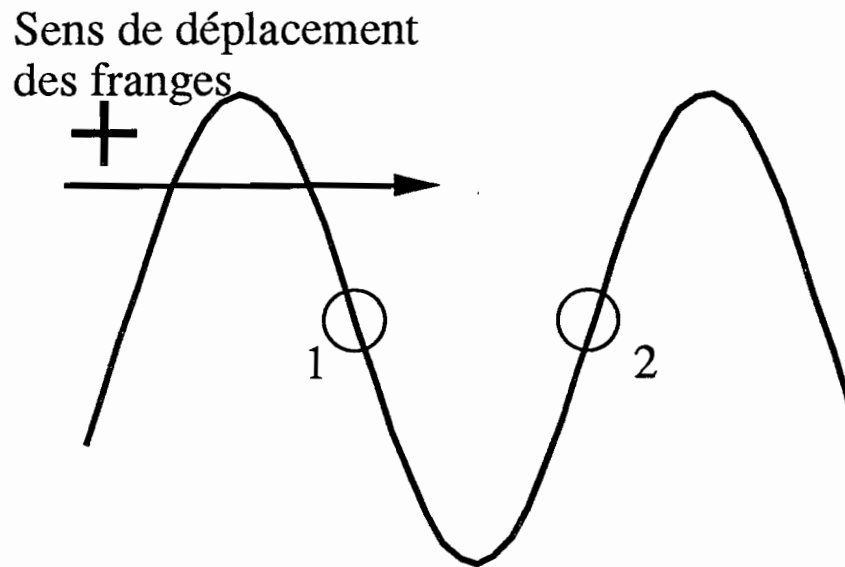


Figure 5 : Mesure du signe du déphasage :

- trou en position 1: front montant
- trou en position 2: front descendant

Le trou permet de sélectionner un point de la figure d'interférence (Fig. 5). Nous vérifions que le trou est placé sur un front montant du système d'interférence (position 1, Fig. 5), en tournant légèrement le cristal et donc en augmentant ΔL . Nous appliquons alors un champ alternatif carré, variant entre 0 et V_0 . Un déplacement des franges dans le sens + (-), fait alors croître (décroître) le signal. Nous pouvons ainsi comparer le déphasage induit par l'effet Pockels au déphasage de référence $\Delta\varphi_0$ et remonter ainsi au signe de r_{41} .

Le principe de la mesure du signe des porteurs est relativement simple (mesure conjointe du signe de deux grandeurs), toutefois sa mise en oeuvre expérimentale s'avère délicate comme le montre le détail de la procédure à suivre.

**Partie B - Étude de l'effet photoréfractif dans
GaAs : EL₂ et InP : Fe**

Nous étudions dans ce chapitre les deux matériaux connus pour présenter de l'effet photoréfractif dans l'infrarouge à 1,06 μm : le GaAs et l'InP. Nous montrons que le modèle existant de l'effet photoréfractif est bien adapté dans le cas du GaAs où le comportement est bien décrit par le modèle d'un niveau profond couplé avec les bandes de conduction et de valence (compétition électron-trou). Dans le cas de l'InP, l'application de ce modèle se traduit par une forte contradiction entre la théorie et l'expérience.

Nous avons résolu cette contradiction en élargissant le modèle précédant par la prise en compte d'un état excité du niveau profond qui existe dans l'InP. Nous obtenons alors une bonne adéquation du nouveau modèle avec l'expérience. Cependant cela met à jour une limitation importante de l'effet photoréfractif dans l'InP due à la nature particulière du dopant fer utilisé pour rendre le matériau semi-isolant.

I. GaAs : EL₂.

Les échantillons de GaAs semi-isolants que nous avons étudiés sont de deux types : un échantillon C1 dit "dopé au chrome" par le fabricant, et deux échantillons non dopés C2 et C3. Ces échantillons ont été réalisés par la technique de tirage Czochralski. Dans les échantillons obtenus par cette technique, le caractère semi-isolant est dû au défaut natif EL₂ qui réalise la compensation électrique des donneurs et des accepteurs superficiels. Dans ce type d'échantillons, la concentration totale du niveau EL₂ est fixée par la technique de croissance autour de $(2 \pm 1) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Les substrats semi-isolants étant très importants pour la réalisation de composants électroniques, le défaut EL₂ a été très étudié et ses propriétés sont maintenant bien

connues. Ce défaut intrinsèque du GaAs est un complexe formé d'un antisite d'arsenic As_{Ga} et d'un arsenic interstitiel As_i [5].

L'effet photoréfractif dans le GaAs semi-isolant repose lui aussi sur ce piège profond. Avant de regarder les propriétés photoréfractives, nous allons présenter certaines des caractéristiques optiques et électriques de GaAs qui nous seront utiles par la suite.

1) Caractérisation des échantillons.

Nous présentons des mesures d'absorption optique ainsi que des mesures de conductivité. Nous y ajouterons les résultats des mesures de Résonance Paramagnétique Électronique (RPE) réalisées par H.J. Von Bardeleben du groupe de Physique des Solides (URA CNRS 17, Université Paris 7 et Paris 6).

a) Absorption optique.

Nous avons fait sur les trois échantillons C1, C2 et C3 des mesures d'absorption optique aux deux longueurs d'onde de 1,06 μm et 1,32 μm . Pour ces deux longueurs d'onde, l'absorption est supposée être due au niveau EL_2 qui existe sous deux états de valence: neutre EL_2^0 et ionisé EL_2^+ :

$$\alpha = S_n [EL_2^0] + S_p [EL_2^+] \quad (21)$$

avec S_n et S_p les sections efficaces de photoionisation des électrons et des trous respectivement [6].

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant :

	C1	C2	C3
α (1,06 μm) (cm^{-1})	$1,5 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$
α (1,32 μm) (cm^{-1})	$0,42 \pm 0,04$	$0,49 \pm 0,05$	$0,37 \pm 0,04$

Dans les échantillons semi-isolants, EL_2^0 est en général majoritaire et il est le principal responsable de l'absorption des photons d'énergie inférieure à l'énergie de la

bande interdite. Comme, de plus, à $1,06 \mu\text{m}$, on a $S_n > S_p$, le terme $S_n[EL_2^0]$ est grand devant $S_p[EL_2^+]$ dans l'expression (21). L'absorption à $1,06 \mu\text{m}$ donne donc une estimation de EL_2^0 si l'on connaît S_n . En prenant la valeur de S_n communément admise (i.e. $S_n = 10^{16} \text{cm}^{-2}$ [7]), on déduit que l'on a $[EL_2^0] \approx (1 \text{ à } 1,5) \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ dans nos échantillons.

A $1,32 \mu\text{m}$, l'absorption apporte beaucoup moins de renseignements car à cette longueur d'onde on a $S_p > S_n$, ce qui fait que les deux termes de l'expression de l'absorption (21) sont du même ordre de grandeur. De plus S_p est beaucoup moins bien connu que S_n . Par exemple à $1,06 \mu\text{m}$ le rapport S_n/S_p varie entre 1,6 et 10 [7] ce qui ne facilite pas l'interprétation des mesures d'absorption. Il sera donc difficile de tirer $[EL_2^+]$ des mesures d'absorption. Par contre, ce paramètre important est mesuré directement par les techniques de RPE.

b) Résonance Paramagnétique Électronique (RPE)

La RPE est une technique adaptée à l'analyse des défauts natifs et des dopants dans les semiconducteurs [8]. Elle consiste en l'étude de l'absorption des micro-ondes par un échantillon placé dans un champ magnétique. Le champ magnétique lève la dégénérescence des niveaux électroniques des défauts paramagnétiques (qui possèdent un électron non apparié) par effet Zeemann, ce qui perturbe le spectre d'absorption micro-onde du matériau (création de bandes d'absorption). La mesure se fait en mettant le cristal dans une cavité micro-onde qui est réglée de façon à n'avoir aucun signal réfléchi. Un changement de l'absorption du cristal entraîne un désaccord de la cavité, ce qui produit un signal réfléchi qui est détecté. En pratique, il est assez difficile de faire varier la fréquence des sources micro-ondes sur une large gamme, c'est pourquoi la mesure se fait à fréquence constante avec un champ magnétique variable. Le champ magnétique est modulé à une fréquence ω et l'on détecte le signal à cette fréquence ω . Le spectre obtenu est la dérivée du spectre d'absorption. Les spectres obtenus sont caractéristiques des défauts étudiés. Par exemple dans le cas du défaut EL_2 la structure du spectre RPE est parfaitement identifiée (Fig. 6) [9]. Cette structure est due à l'antisite d'arsenic As_{Ga}^+ contenu dans EL_2^+ .

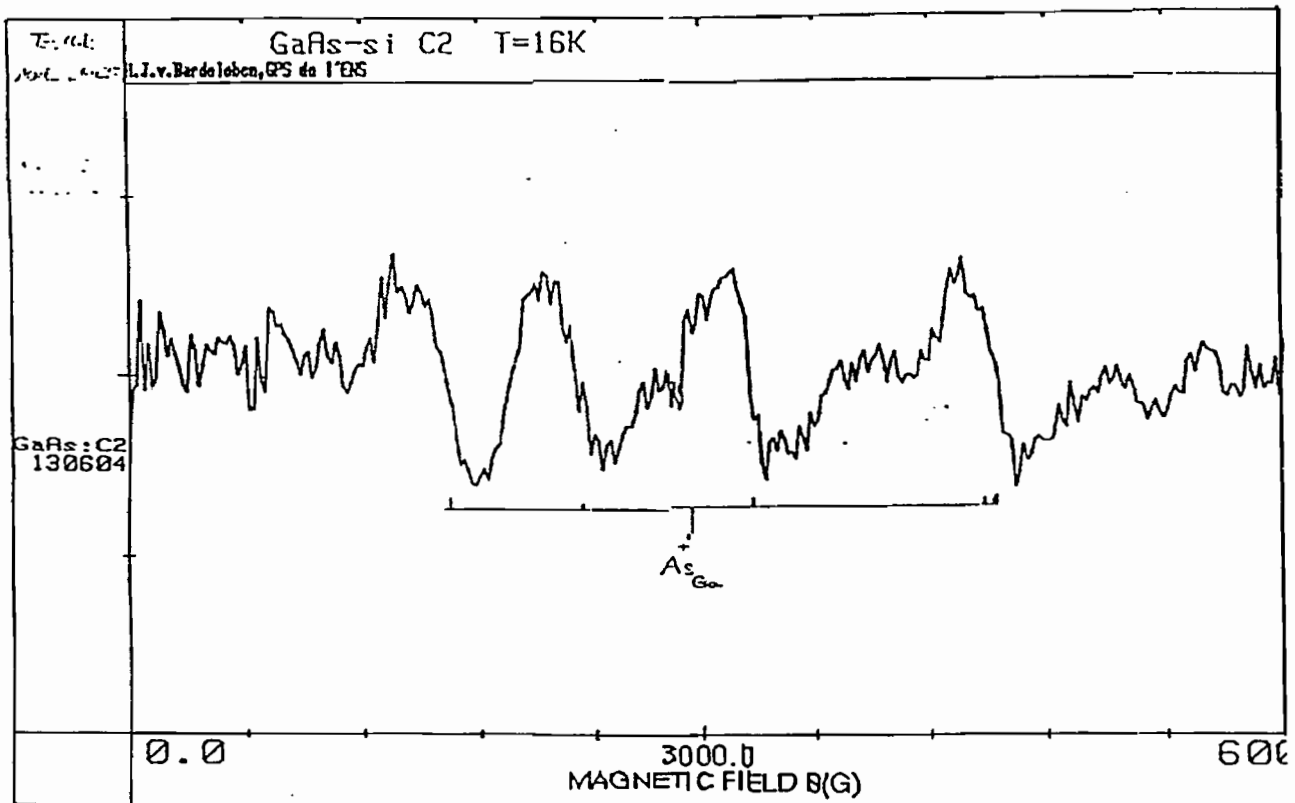


Figure 6 : Spectre RPE de l'échantillon C2 à l'équilibre thermique 16 K.

La courbe donnée (Fig. 6) représente la dérivée du spectre d'absorption. L'intégration de ce spectre d'absorption (c'est à dire une double intégration du spectre RPE) donne une quantité directement proportionnelle au nombre de spins (nombre d'électrons non appariés) contenu dans l'échantillon. On peut comparer cette valeur à un échantillon standard de spin dont on a mesuré le nombre de spins par une mesure indépendante. Dans notre cas, l'échantillon standard de spin est un cristal $\text{Al}_3\text{O}_4\text{:Cr}$. La comparaison de ces deux échantillons, avec des facteurs correctifs connus, permet de remonter à la quantité de spin responsable du spectre et donc à la concentration du défaut. La précision de cet étalonnage absolu est d'environ 50 %. La précision de la mesure relative entre deux échantillons de GaAs est de l'ordre de 10 %.

Des mesures de RPE ont été faites sur les trois échantillons C1, C2 et C3. Elles nous ont permis, dans un premier temps, de constater que l'échantillon dopé au chrome C1 ne possédait pas de chrome en quantité mesurable. Cela confirme que EL_2 est le défaut principal même dans cet échantillon. Nous avons pu, dans ces trois échantillons,

avoir une estimation des concentrations en EL_2^+ . Elles sont résumées dans le tableau suivant :

	C1	C2	C3
concentration $[EL_2^+]$ (cm ⁻³)	$< 3 \times 10^{15}$	1×10^{16}	$0,9 \times 10^{16}$

Nous avons, pour ces trois échantillons, deux cas très distincts. Dans C1, EL_2 est pratiquement totalement sous la forme EL_2^0 , avec un rapport $[EL_2^0]/[EL_2^+] \geq 10$. Dans C2 et C3, tirés d'un même barreau, la situation est pratiquement identique avec une forte concentration en $[EL_2^+]$ avec un rapport $[EL_2^0]/[EL_2^+]$ de l'ordre de 1.

Ces différences très importantes entre C1 d'un côté et C2, C3 de l'autre se retrouveront sur les propriétés photoréfractives de ces échantillons.

c) Conductivité

α) Montage

Le principe de la mesure de la conductivité est simple : on mesure le courant qui circule dans le cristal quand il est polarisé avec une tension V_0 . La conductivité est déduite par une relation simple.

Les contacts ohmiques sur le cristal ont été réalisés avec de la laque d'argent. La tension v_s (Fig. 7) est mesurée sur un oscilloscope d'impédance d'entrée $R_L = R_c = 1 \text{ M}\Omega$.

Les résistances R_x des cristaux à mesurer sont supérieures à quelques dizaines de mégohms ce qui implique que $V_0 \gg v_s$. On a alors :

$$i = \frac{2v_s}{R_L} = \frac{V_0}{R_x}$$

$$\Rightarrow R_x = \frac{V_0 R_L}{2v_s} = \frac{\rho \ell}{S} = \frac{\ell}{\sigma S}$$

avec ρ la résistivité et σ la conductivité. S est la surface des électrodes et ℓ la distance inter-électrodes.

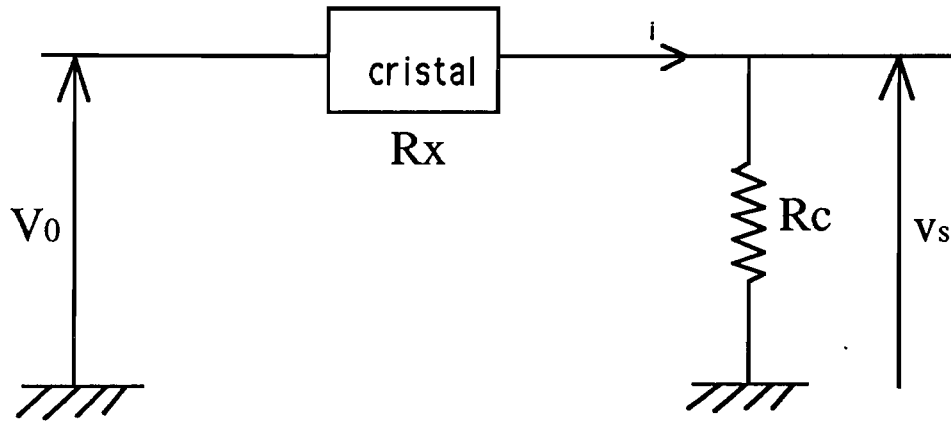


Figure 7: Montage de mesure de la conductivité.

La tension appliquée V_0 est une tension triangulaire de très faible fréquence (période de plusieurs dizaines de secondes). Cela permet d'obtenir directement la caractéristique $v_s(V_0)$ dont la pente donne le rapport v_s/V_0 et donc σ .

Dans les trois échantillons C1, C2 et C3 nous avons fait des mesures de conductivité dans le noir et de photoconductivité à $1,06 \mu\text{m}$.

β) Conductivité dans le noir.

Les résultats obtenus sur nos cristaux (Fig. 8) montrent que leur comportement est ohmique pour de faibles tensions appliquées. Cela permet de calculer leur conductivité σ_d et leur résistivité ρ_d dans le noir. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant.

	C1	C2	C3
$\rho_d (\Omega.\text{cm})$	$4,3 \times 10^7$	$2,9 \times 10^8$	$2,5 \times 10^8$
$\sigma_d (\Omega^{-1}.\text{cm}^{-1})$	$2,3 \times 10^{-8}$	$3,4 \times 10^{-9}$	$4,0 \times 10^{-9}$

Ce tableau de résultats nous montre que C2 et C3, issus du même barreau, sont très proches du point de vue électrique, par contre C1, dont l'origine est différente, est beaucoup plus conducteur.

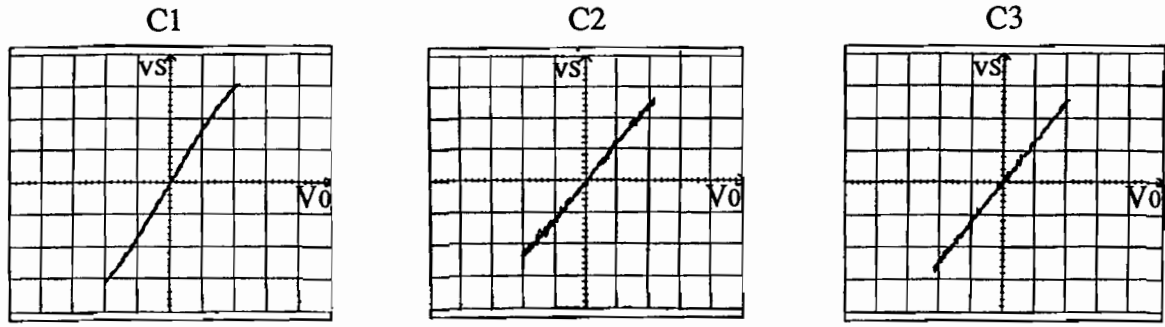


Figure 8: Caractéristique de C1, C2 et C3. C1 (V_0 : 5V/div; v_S : 50mV/div).
C2(V_0 : 5V/div; v_S : 10mV/div). C3(V_0 : 5V/div; v_S : 10mV/div).

La conductivité s'écrit, en ne tenant compte que l'émission thermique des électrons à partir de EL_2^0 :

$$\sigma = e n \mu_n \quad (22)$$

avec e la valeur absolue de la charge de l'électron, μ_n la valeur absolue de la mobilité des électrons dans la bande de conduction et n le nombre d'électrons dans la bande de conduction. n est donné par l'équilibre "émission thermique-recombinaison" :

$$\beta_n [EL_2^0] = \gamma_n n [EL_2^+] \quad (23)$$

β_n coefficient d'émission thermique.

γ_n coefficient de recombinaison.

On en déduit donc :

$$\sigma = \frac{e \mu_n \beta_n [EL_2^0]}{\gamma_n [EL_2^+]}$$

Le rapport $[EL_2^0]/[EL_2^+]$, seul paramètre susceptible de changer d'un échantillon à l'autre, est environ 10 fois plus fort dans C1 que dans C2, C3. Cela signifie que la conductivité sera environ 10 fois plus forte dans C1 que dans C2, C3, c'est bien ce qui est observé dans nos expériences.

Les tensions appliquées à nos cristaux correspondent à des champs électriques de l'ordre de quelques dizaines de V.cm⁻¹. Les techniques d'amplification de l'effet photoréfractif nécessitent l'utilisation de champs électriques continus ou alternatifs de

quelques kV.cm^{-1} . Il est donc important de vérifier que le caractère ohmique des cristaux est conservé pour de tels champs appliqués.

Lorsque l'on trace la caractéristique courant-tension des échantillons, on a très vite des comportements non linéaires (Fig. 9). Dès les valeurs de champs de l'ordre de 300 V.cm^{-1} , le cristal n'est plus ohmique. Ce phénomène, observé pour tous les cristaux étudiés, s'accompagne quelquefois d'oscillations à très basse fréquence de formes plus ou moins régulières (Fig. 10).

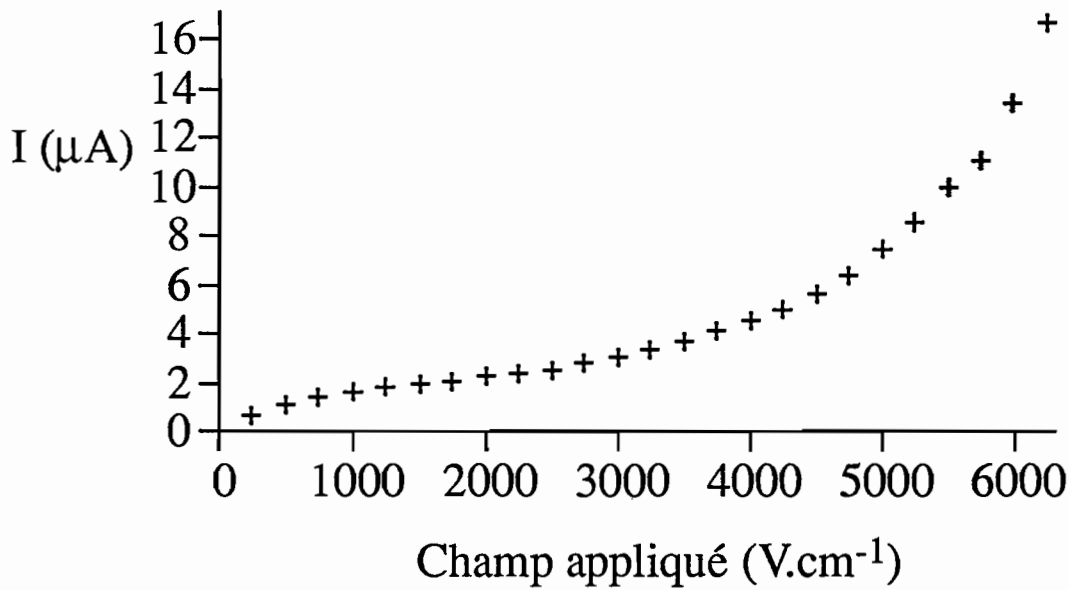


Figure 9: Courant d'obscurité dans C1 à fort champ

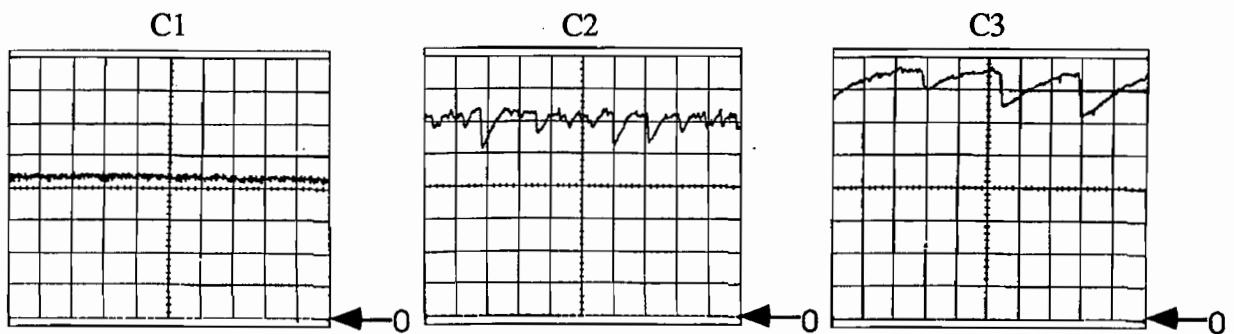


Figure 10: Courant d'obscurité en fonction du temps. C1 ($V_0=90\text{V}$; 50s/div ; $0,1\text{V/div}$).

C2 ($V_0=60\text{V}$; 20s/div ; 20mV/div). C3 ($V_0=80\text{V}$; 20s/div ; 20mV/div).

Ce phénomène, déjà observé dans d'autres échantillons de GaAs semi-isolant est expliqué par la recombinaison induite par le champ électrique des électrons sur le centre

EL₂ [10]. Le coefficient de recombinaison croît avec le champ électrique, donc la constante de temps de recombinaison des électrons décroît avec le champ.

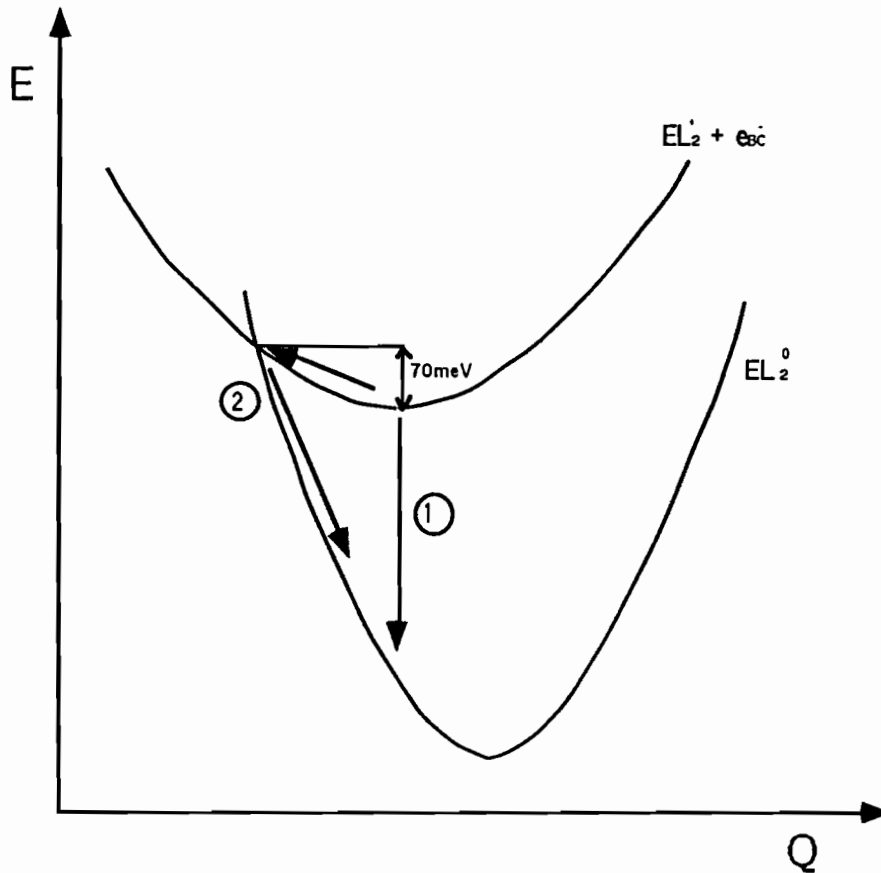


Figure 11: Diagramme énergétique du niveau EL₂ couplé avec la bande de conduction dans le système de coordonnées de configuration

La recombinaison des électrons de la bande de conduction sur EL₂ peut se faire suivant deux mécanismes (Fig. 11). A faible champ, la recombinaison se fait par le mécanisme ①. Par contre, sous l'effet d'un champ électrique, les électrons de la bande de conduction vont voir leur énergie augmenter. Cela leur permettra de surmonter la barrière de potentiel de 70 meV qui caractérise le mécanisme ② beaucoup plus efficace. Cette barrière de potentiel de 70 meV correspond à un champ électrique de l'ordre de 300 V.cm⁻¹. Cela correspond à peu près à la valeur du champ appliqué à partir de laquelle le cristal perd son caractère ohmique (Fig. 9).

Le courant circulant dans le cristal est proportionnel au produit nE où n est le nombre d'électrons libres et E est le champ électrique appliqué. Généralement n est constant donc le courant est proportionnel à E , cela correspond à un cristal ohmique. Si maintenant on vide la bande de conduction grâce à un mécanisme de recombinaison très efficace qui apparaît quand le champ augmente, on voit que l'on perd la

proportionnalité du courant avec E ; n diminuant de plus en plus quand E augmente. Nous avons donc création d'une zone à résistance différentielle négative dans la caractéristique courant-tension du cristal.

Cette zone à résistance différentielle négative est responsable des instabilités du courant. La différence de comportement des échantillons étudiés (oscillations dans C2 et C3, absence de ces mêmes oscillations dans C1 (Fig. 10)) montre la complexité des résultats.

Les phénomènes observés, avec leurs évolutions spatiales et temporelles, sont décrits par les équations de transport des charges dans le matériau. Ces équations ne sont pas linéarisables. De plus, un paramètre très important n'est pas connu quantitativement, il s'agit de la variation de γ_n avec le champ électrique E . Cela empêche de faire les simulations qui pourraient rendre compte de la forme et de la fréquence des oscillations observées.

Ces oscillations vont être très gênantes pour les expériences de mesure du signe des porteurs ou d'amplification de l'effet photoréfractif, car elles correspondent à des non-uniformités spatiales et temporelles du champ électrique. Nous verrons plus en détail ces phénomènes dans la suite de l'étude.

γ) Photoconductivité.

L'étude de la photoconductivité est très utile car elle permet de préciser les conditions d'utilisation des cristaux pour les expériences photoréfractives. Pour obtenir un effet photoréfractif optimal, il est nécessaire que la photoconductivité excède la conductivité dans le noir. Nous allons ainsi déterminer les seuils d'illumination nécessaires à une bonne utilisation photoréfractive.

Le montage électrique est le même que précédemment (Fig. 7), mais maintenant le cristal est illuminé uniformément par le faisceau issu d'un laser YAG continu à 1,06 μm . Nous avons regardé pour C1 et C2 la dépendance de la conductivité avec l'éclairement incident. Les résultats (Fig. 12) montrent une variation linéaire. On obtient :

$$\text{pour C1 : } \sigma_{\text{ph}} = 0,7 I_0 \times 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{pour C2 : } \sigma_{\text{ph}} = 0,8 I_0 \times 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

avec I_0 l'éclairement incident en mW.cm^{-2} .

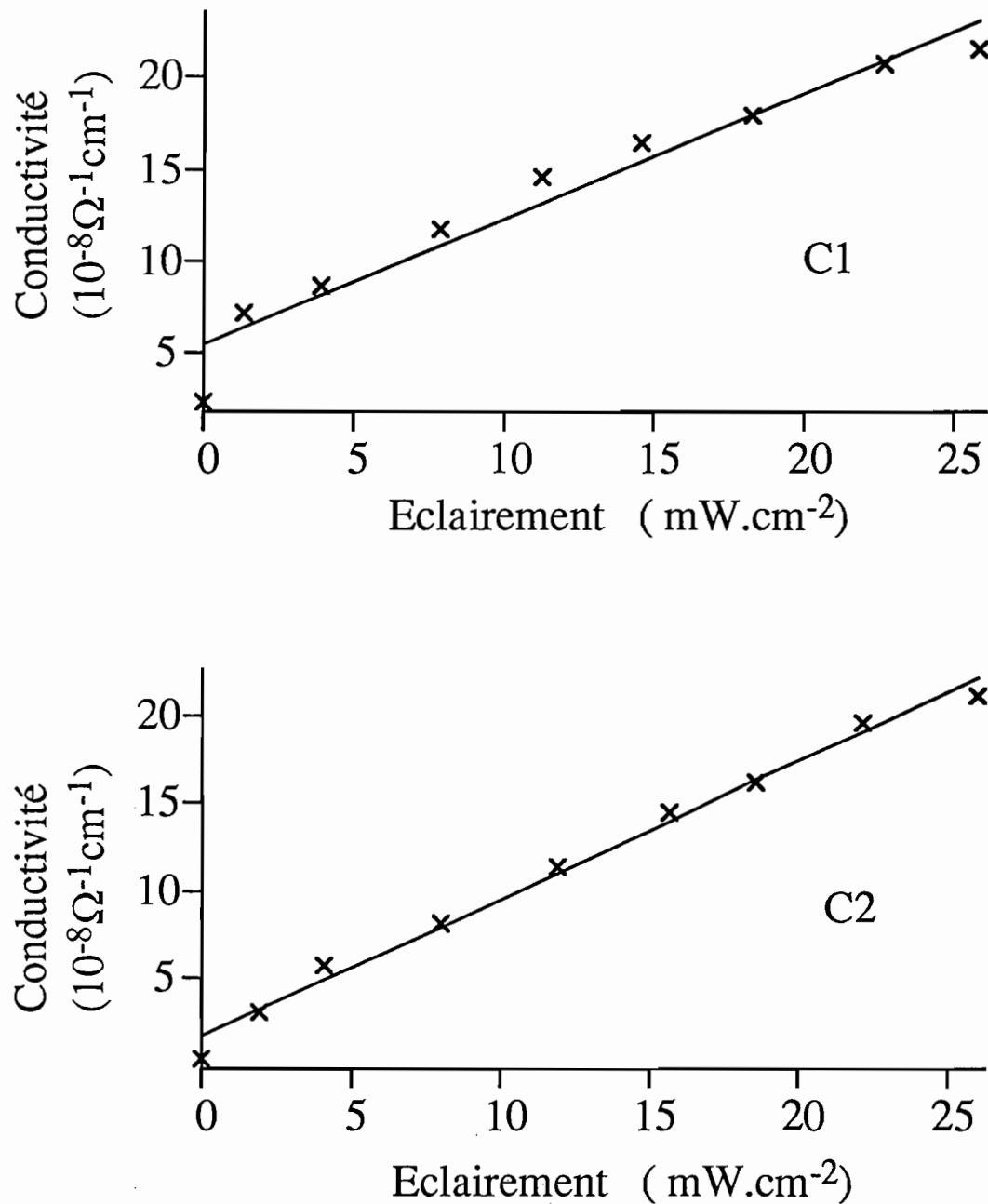


Figure 12: Courbe de photoconductivité de C1 et de C2 en fonction de l'éclairement incident sur le cristal

L'éclairement au centre du cristal (d'épaisseur d) est : $I_1 = I_0(1 - R) e^{\frac{-\alpha d}{2}}$ (R est le coefficient de réflexion des faces). Le terme $(1 - R) e^{\frac{-\alpha d}{2}}$ est très peu différent d'un cristal à l'autre et vaut environ 0,5. On peut donc réécrire les expressions de la

photoconductivité en fonction de l'éclairement au centre du cristal, I_1 en mW.cm^{-2} :

$$C1 : \quad \sigma_{ph} = 1,4 I_1 \times 10^{-8} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$$

$$C2 : \quad \sigma_{ph} = 1,6 I_1 \times 10^{-8} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$$

Ainsi, pour les éclairements incidents utilisés en général (de l'ordre de 10 mW.cm^{-2}), on a σ_{ph} de l'ordre de $10 \cdot \sigma_d$. Ce qui signifie que ces éclairements sont suffisants pour saturer le gain photoréfractif (termes A_n et A_p égaux à 1 dans l'équation (3) du A.I.1)).

Comme pour le courant d'obscurité, nous avons observé des oscillations du photocourant dans certains cristaux. Ces oscillations apparaissent à partir d'un seuil de champ l'ordre de 300 V.cm^{-1} comme pour le courant d'obscurité. Leur structure temporelle est maintenant différente, les oscillations sont sinusoïdales (Fig. 13 a,b) et de fréquence plus élevée (supérieure à quelques Hz). Quand on augmente le champ appliqué elles deviennent très irrégulières (Fig. 13.c).

Pour les valeurs de champ correspondant à des oscillations sinusoïdales, la période des oscillations ne dépend pas du champ. Par contre, cette période est très sensible à l'éclairement incident (Fig. 14) : la fréquence varie linéairement avec l'éclairement.

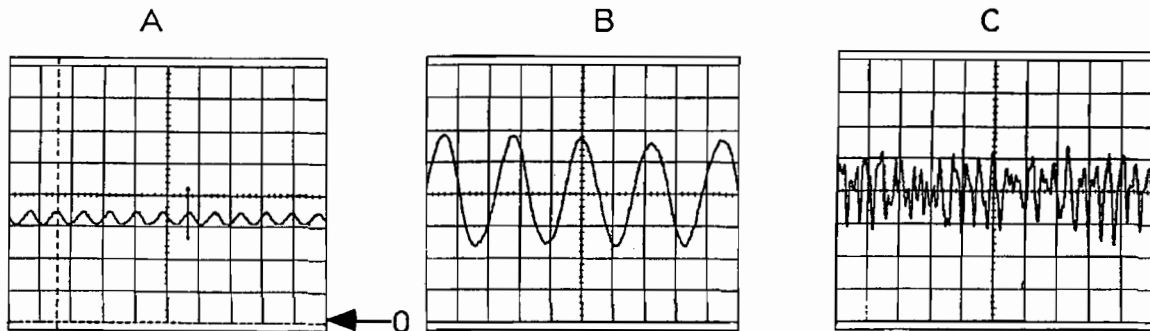


Figure 13 : Photocourant de C3 en fonction du temps. A ($I_0=0,7 \text{ mW.cm}^{-2}$ $V_0=50 \text{ V}$; $0,2 \text{ V/div}$; $0,2 \text{ s/div}$). B ($I_0=10,5 \text{ mW.cm}^{-2}$; $V_0=50 \text{ V}$; 50 mV/div ; 20 ms/div). C ($I_0=10,5 \text{ mW.cm}^{-2}$; $V_0=84 \text{ V}$; 50 mV/div ; $0,1 \text{ s/div}$).

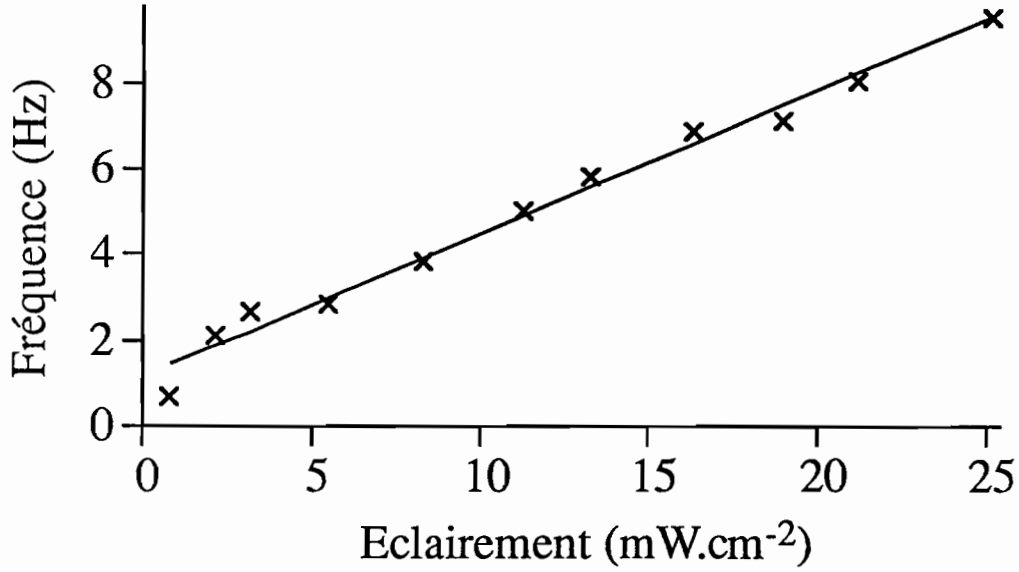


Figure 14: Fréquence des oscillations en fonction de l'éclairement incident.

Ces oscillations ne sont pas d'origine thermique. En effet les puissances thermiques dissipées dans le cristal, tant par absorption optique que par effet joule, sont inférieures au milliwatt ce qui est insuffisant pour entraîner des changements de température significatifs. De plus, nous avons pu observer qu'un changement notable de la température (une dizaines de degrés) n'entraînait aucune variation de la période des oscillations. La cause de cette variation linéaire est donc très certainement liée à la recombinaison induite par le champ.

δ) Répartition spatiale du champ appliqué

Nous avons analysé la distribution spatiale du champ électrique dans les cristaux. Pour cela, nous avons utilisé l'effet Pockels et regardé la transmission du cristal entre polariseur et analyseur croisés et orientés à 45° des lignes neutres du cristal. La transmission d'un tel système s'écrit :

$$T(y, z, t) = T_0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} d r_{41} n_0^3 E_0(y, z, t) \right)$$

lorsque l'on fait l'image d'une section du cristal sur une caméra, le signal est proportionnel à $E_0^2(y, z, t)$. On aura ainsi une cartographie de la distribution transverse du champ dans le cristal. Lorsque E_0 est uniforme, le signal est uniforme.

L'étude des cristaux de GaAs semi-isolants a révélé un comportement spatial et temporel complexe et fortement non uniforme. Pour C1, on a observé deux zones de

champ très intenses le long des électrodes avec un champ nul au milieu. La largeur des zones était de l'ordre du dixième de la largeur du cristal. Pour C2, on a aussi un champ concentré le long des électrodes (Fig. 15), celui-ci étant toutefois plus étendu que pour C1. Une autre caractéristique de la distribution transverse du champ est son évolution temporelle. On voit des zones de champ intense se détacher de l'une des électrodes pour traverser le cristal (Fig. 15).

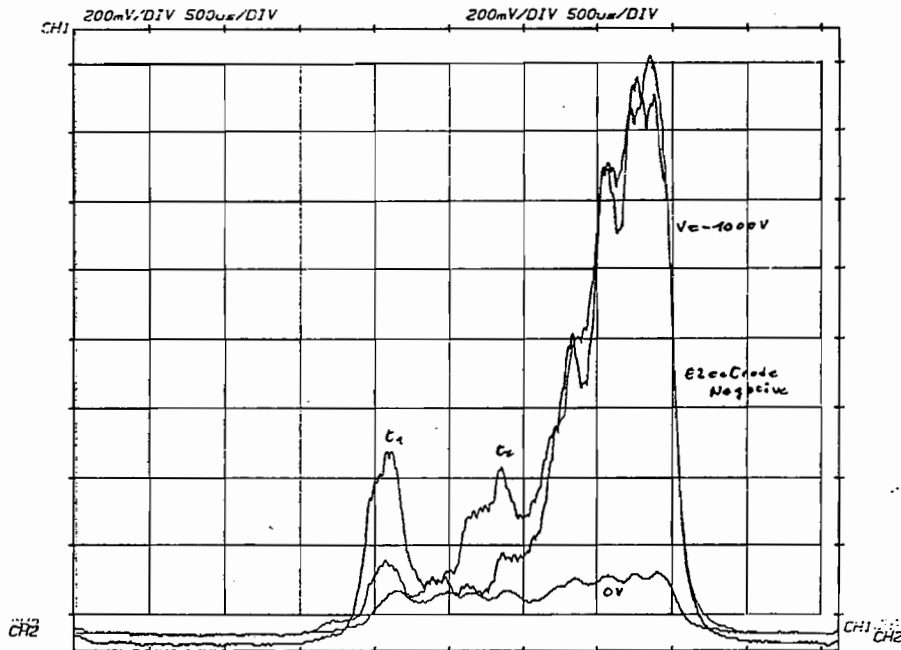


Figure 15 : Transmission de C2 entre polariseur et analyseur croisés à deux instants t_1 et t_2 .

Toutes ces instabilités sont, comme les instabilités du courant, liées à la recombinaison induite par le champ électrique. Il s'avère donc impossible d'appliquer un champ électrique uniforme sur nos échantillons.

Nous ne pouvons donc faire aucune mesure du signe des porteurs dans GaAs, selon la méthode décrite au A.I.3)c).

ε) Conclusion

Les différentes expériences de caractérisation ont permis de mesurer certains paramètres tels que les concentrations en EL_2^0 et EL_2^+ . Elles ont aussi montré que pour

les éclairagements, de l'ordre de 100 mW.cm^{-2} , utilisés généralement dans nos expériences photoréfractives, le gain devrait être saturé et ne pas dépendre de cet éclairagement. Les mesures de conductivité ont fait apparaître des instabilités du courant pour de faibles champs électriques appliqués (seuil à 300 V.cm^{-1}). Ces instabilités sont dues à des effets de recombinaison, induite par le champ, des électrons sur le niveau EL_2 . Elles vont se révéler gênantes pour toutes les expériences nécessitant l'application d'un champ électrique élevé.

2) Effet photoréfractif : Mesure du gain en fonction du pas du réseau

A l'aide du montage décrit au paragraphe I 3) (Fig. 3), nous avons fait des mesures du gain de couplage photoréfractif dans nos trois échantillons C1, C2 et C3.

Nous avons vu précédemment que le gain photoréfractif s'écrivait lorsque $k^2 \gg \kappa_n^2, \kappa_p^2$:

$$\Gamma = A \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_0^2}} \xi_0$$

avec :

$$A = \frac{-2\pi}{\lambda} \frac{n_0^3}{\cos \theta} \frac{r_{41}}{e} \frac{k_B T}{e}$$

et :

$$\xi_0 = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{\alpha_n + \alpha_p}$$

A ne dépend que des paramètres de l'expérience et du matériau. Il peut être calculé à partir des valeurs de la littérature. La température T est la température ambiante, $T = 300 \text{ K}$, et, comme on l'a déjà vu, on a $\cos \theta \approx 1$. L'indice de réfraction n_0 est bien connu [11, 12]. Le seul problème concerne la valeur du coefficient électrooptique r_{41} pour lequel il existe une assez forte dispersion dans la littérature. Jusqu'à récemment la seule valeur que nous avions, était $r_{41}^S = 1,33 \text{ pm.V}^{-1}$ (à $1,06 \mu\text{m}$) [13] mais cette valeur est trop faible pour permettre d'expliquer les résultats photoréfractifs que nous avons obtenus. D'autres études, déterminant des valeurs du coefficient $\xi_0 r_{41}$ valant jusqu'à $1,53 \text{ pm.V}^{-1}$ (avec $|\xi_0| \leq 1$), sont arrivées à la même conclusion [14]. Récemment, des mesures de r_{41}^S , sur des structures complexes à guide d'ondes [15], ont donné des valeurs nettement supérieures de r_{41}^S , notamment à

1,06 μm . Toutes ces raisons nous amènent donc à prendre les valeurs de r_{41}^S dans cette référence [15].

* à 1,06 μm : on a donc: $n_0 = 3,48$

$$r_{41} = 1,72 \text{ pm.V}^{-1}$$

ce qui donne, lorsque Γ est exprimé en cm^{-1} et k en μm^{-1} : $A = 11 \times 10^{-2}$.

* à 1,32 μm : on a donc: $n_0 = 3,42$

$$r_{41} = 1,54 \text{ pm.V}^{-1}$$

ce qui donne, lorsque Γ est exprimé en cm^{-1} et k en μm^{-1} : $A = 7,6 \times 10^{-2}$.

a) Mesures à 1,06 μm

On voit sur la (Fig. 16) correspondant à l'échantillon C1, que, quand on trace $\frac{Ak}{\Gamma}$ en fonction de k^2 , on a bien une droite. La chute du gain Γ à fort k (Λ petit) est très probablement due à un mauvais recouvrement des faisceaux dans le cristal. En effet les grandes valeurs d'angles entre les faisceaux (de l'ordre de 90° à l'extérieur du cristal pour cette gamme de pas du réseau), conduisent à une diaphragmation des faisceaux causée par les dimensions réduites du cristal (quelques mm de côtés).

Pour les autres échantillons, on peut faire le même genre de traitement et on obtient les résultats résumés dans le tableau suivant (auquel on a ajouté l'absorption des cristaux à 1,06 μm) :

$A = 11 \times 10^{-2}$	C1	C2	C3
ξ_0	$0,81 \pm 0,03$	$0,72 \pm 0,2$	$0,50 \pm 0,06$
$k_0^2 (\mu\text{m}^{-2})$	68 ± 10	91 ± 6	181 ± 40
$\alpha (\text{cm}^{-1})$	$1,5 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$

Conformément aux résultats de l'absorption, où l'on avait vu que l'absorption à 1,06 μm était dominée par les électrons (A.I.1a)), nous supposons que les porteurs majoritaires sont les électrons. Cela signifie donc que ξ_0 est positif.

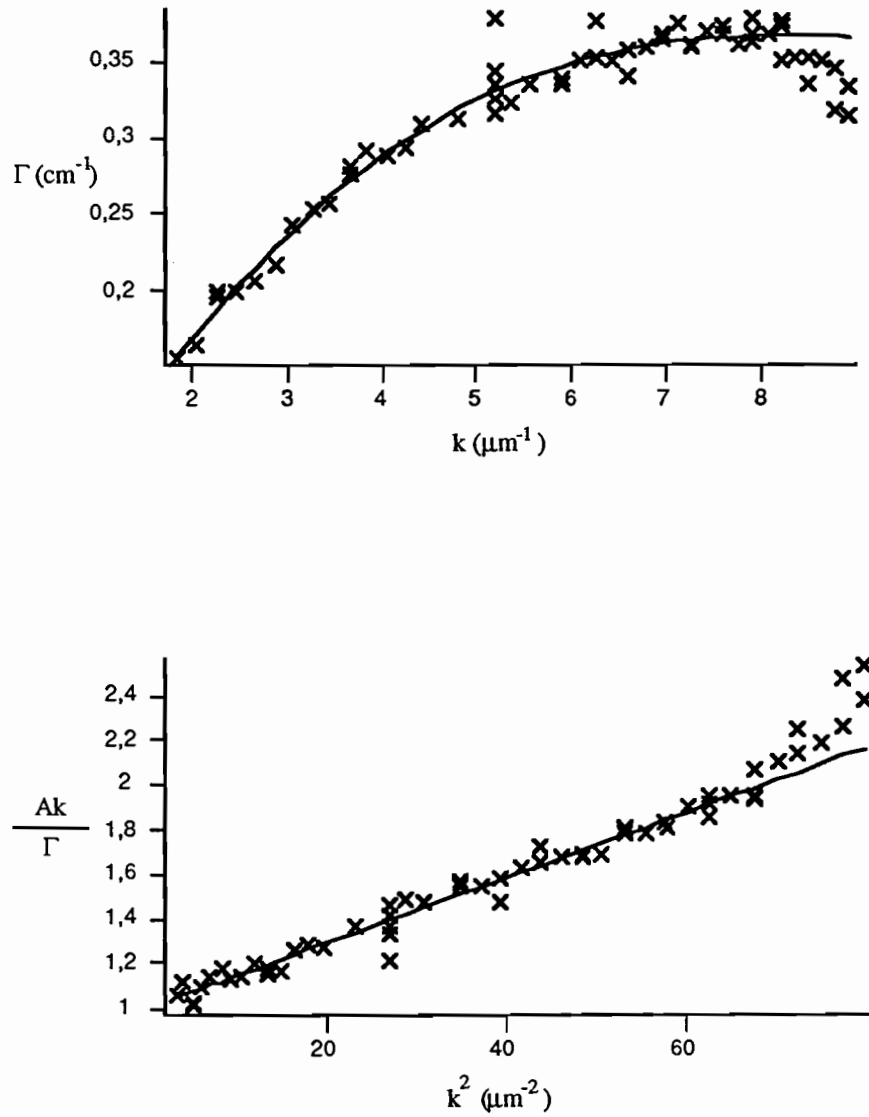


Figure 16 : Courbe de variation du gain photoréfractif Γ de C1 en fonction du nombre d'onde du réseau à $1,06 \mu\text{m}$ présenté comme $\Gamma(k)$ et comme $Ak/\Gamma(k^2)$. Les courbes en trait plein représentent les courbes de meilleur ajustement.

Connaissant les expressions donnant ξ_0 , α et k_0^2 on peut déduire de ces trois résultats: $N_{\text{eff}} = \frac{[EL_2^+][EL_2^0]}{[EL_2^0] + [EL_2^+]}$, $\alpha_n = S_n[EL_2^0]$ et $\alpha_p = S_p[EL_2^+]$.

	C1	C2	C3
$\alpha_n(\text{cm}^{-1})$	$1,36 \pm 0,16$	$1,03 \pm 0,1$	$1,05 \pm 0,15$
$\alpha_p(\text{cm}^{-1})$	$0,14 \pm 0,04$	$0,17 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,08$
$N_{\text{eff}}(\text{cm}^{-3})$	$(1,2 \pm 0,2) \times 10^{15}$	$(1,6 \pm 0,1) \times 10^{15}$	$(3,2 \pm 0,27) \times 10^{15}$

L'incertitude relative sur α_p est relativement importante du fait, principalement, de la valeur assez faible de ce coefficient.

b) Mesures à 1,32 μm

Le tracé de $\frac{Ak}{\Gamma}$ en fonction de k^2 , illustré pour l'échantillon C1 à la figure 17, permet de déterminer les valeurs des paramètres photoréfractifs des échantillons.

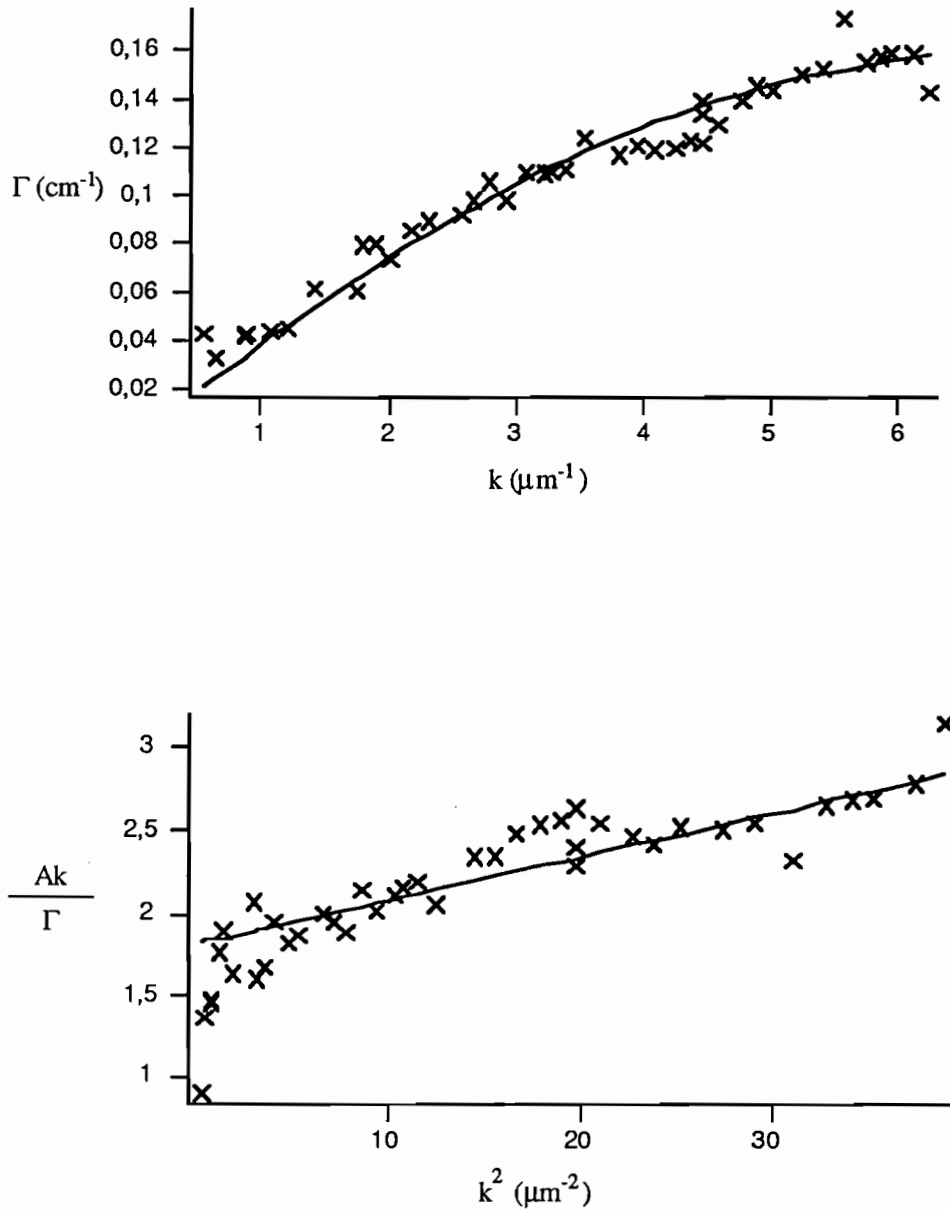


Figure 17 : Courbe de variation du gain photoréfractif Γ de C1 en fonction du nombre d'onde du réseau à 1,32 μm présenté comme $\Gamma(k)$ et comme $Ak/\Gamma(k^2)$. Les courbes en trait plein représentent les courbes de meilleur ajustement.

$A = 7,6 \times 10^{-2}$	C1	C2	C3
ξ_0	$0,57 \pm 0,1$	$-0,30 \pm 0,08$	$-0,38 \pm 0,12$
$k_0^2 (\mu\text{m}^{-2})$	48 ± 20	100 ± 50	170 ± 70
$\alpha (\text{cm}^{-1})$	$0,42 \pm 0,04$	$0,49 \pm 0,05$	$0,37 \pm 0,04$

Dans les expériences menées à $1,32 \mu\text{m}$, les résultats sont très différents d'un échantillon à l'autre, surtout en ce qui concerne la compétition électron-trou. On voit que pour les deux échantillons C2 et C3, ξ_0 est négatif ce qui est la traduction d'un changement du signe du gain photoréfractif quand on passe de $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ à $\lambda = 1,32 \mu\text{m}$. On voit par contre que pour C1 le gain garde le même signe. En d'autres termes, à $1,32 \mu\text{m}$, les porteurs majoritaires sont les électrons dans le cas de C1 et les trous dans le cas de C2 et C3. Ce phénomène peut être compris en regardant les spectres de photoionisation des électrons et des trous (Fig. 18). A $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ ($h\nu = 1,17 \text{ eV}$) on a $S_n > S_p$ et comme $[EL_2^0] > [EL_2^+]$, cela donne $\alpha_n > \alpha_p$. Il y a donc peu de compétition électron-trou. Par contre à $1,32 \mu\text{m}$ ($h\nu = 0,94 \text{ eV}$) on a $S_p > S_n$. Comme on a toujours $[EL_2^0] > [EL_2^+]$, le rapport α_n/α_p qui détermine la force de la compétition électron-trou, variera beaucoup en fonction du rapport $[EL_2^0]/[EL_2^+]$. Ce dernier rapport n'étant pas contrôlé d'un échantillon à l'autre, nous nous retrouvons avec des échantillons ayant des gains très variables et surtout relativement faibles. Nous présenterons, dans la partie C, l'étude menée pour modifier le rapport $[EL_2^0]/[EL_2^+]$ par irradiation électronique.

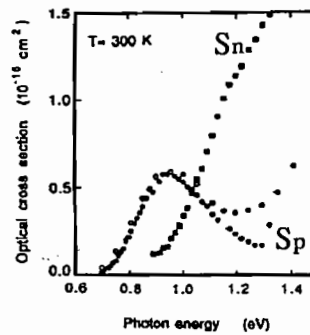


Figure 18: Spectres de section efficace de photoionisation des électrons S_n et des trous S_p [6].

Comme à 1,06 μm , on peut déterminer α_n , α_p et N_{eff} pour nos trois échantillons :

	C1	C2	C3
$\alpha_n \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$0,33 \pm 0,05$	$0,17 \pm 0,04$	$0,11 \pm 0,03$
$\alpha_p \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$0,09 \pm 0,03$	$0,32 \pm 0,05$	$0,26 \pm 0,05$
$N_{\text{eff}} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$(0,9 \pm 0,35) \times 10^{15}$	$(1,8 \pm 0,9) \times 10^{15}$	$(3 \pm 1,2) \times 10^{15}$

Les valeurs de gain mesurées à cette longueur d'onde sont assez faibles ce qui explique la relative dispersion des mesures et donc l'incertitude relative notable des paramètres d'ajustement.

Quand on compare les résultats à 1,06 μm et à 1,32 μm , on retrouve bien le même N_{eff} , qui est le coefficient qui ne change pas d'une longueur d'onde à l'autre pour un même échantillon. Par contre, les valeurs de N_{eff} obtenues pour les deux échantillons C2 et C3 sont assez différentes alors que ces deux échantillons, tirés du même barreau, donnent, dans toutes les autres expériences, des résultats similaires.

c) Interprétation des résultats.

Les expériences de couplage photoréfractif nous ont permis d'accéder aux trois paramètres α_n , α_p et N_{eff} , qui s'écrivent :

$$\alpha_n = S_n [EL_2^o]$$

$$\alpha_p = S_p [EL_2^+]$$

$$N_{\text{eff}} = \frac{[EL_2^o] [EL_2^+]}{[EL_2^o] + [EL_2^+]}$$

Toutes les grandeurs dont dépendent ces trois paramètres sont accessibles par d'autres expériences. $[EL_2^+]$ a été mesuré par RPE au cours de cette étude (A.III.1b)), tandis que $[EL_2^o]$ a été donné par les mesures d'absorption (A.III.1a)). Les valeurs des sections efficaces de photoionisation, obtenues par des mesures de photocapacitance, sont prises dans la littérature [6]. Nous allons donc pouvoir comparer les résultats mesurés au cours des expériences photoréfractives avec les valeurs calculées à partir des données tirées des expériences annexes et de la littérature. Les calculs sont résumés

dans le tableau suivant :

	C1		C2		C3	
	Valeur calculée	Valeur mesurée	Valeur calculée	Valeur mesurée	Valeur calculée	Valeur mesurée
$[EL_2^o] \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$1,3 \times 10^{16}$		10^{16}		10^{16}	
$[EL_2^+](\text{cm}^{-3})(\text{RPE})$	$\approx 2,5 \times 10^{15}$		8×10^{15}		7×10^{15}	
$\alpha_n(1,06\mu\text{m})(\text{cm}^{-1})$	1,3	1,36	1	1,03	1	1,05
$\alpha_p(1,06\mu\text{m})(\text{cm}^{-1})$	0,07	0,14	0,24	0,17	0,2	0,35
$\alpha_n(1,32\mu\text{m})(\text{cm}^{-1})$	0,13	0,33	0,1	0,17	0,1	0,11
$\alpha_p(1,32\mu\text{m})(\text{cm}^{-1})$	0,09	0,09	0,32	0,32	0,29	0,26
$N_{\text{eff}} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	2×10^{15}	$\approx 1 \times 10^{15}$	$4,4 \times 10^{15}$	$1,6 \times 10^{15}$	4×10^{15}	$3,2 \times 10^{15}$

Les valeurs des sections efficaces utilisées sont:

$$S_n(1,06\mu\text{m}) = 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$S_p(1,06\mu\text{m}) = 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$$

$$S_n(1,32\mu\text{m}) = 10^{-17} \text{ cm}^2$$

$$S_p(1,32\mu\text{m}) = 4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$$

Ces valeurs sont légèrement différentes des valeurs de la littérature (Fig. 18). Toutefois, compte tenu de la dispersion sur les valeurs absolues de ces grandeurs [7], cette différence est acceptable. Il en est de même pour les valeurs de $[EL_2^+]$. Nous nous sommes autorisés une légère variation par rapport aux valeurs données en RPE, en accord avec la précision de ces mesures (facteur 2 sur la valeur absolue des concentrations déterminées).

L'accord entre les valeurs calculées et les résultats expérimentaux est globalement bon, tant à $1,06 \mu\text{m}$ qu'à $1,32 \mu\text{m}$, en particulier le changement de signe de ξ_0 entre $1,06 \mu\text{m}$ et $1,32 \mu\text{m}$ est bien retrouvé pour C2 et C3.

Si généralement, le gain photoréfractif à $1,06 \mu\text{m}$ est sensiblement le même dans tous les échantillons, on a une forte différence de comportement entre les cristaux à $1,32 \mu\text{m}$. Ceux pour lesquels le rapport $[EL_2^+]/[EL_2^o]$ est faible ont un effet

photoréfractif dominé par les électrons à 1,32 μm , c'est le cas de C1 ; par contre ceux pour lesquels $[EL_2^+]/[EL_2^0]$ est proche de 1 sont dominés par les trous. Il serait donc intéressant de pouvoir changer ce rapport pour favoriser complètement les trous à 1,32 μm et obtenir des compétitions électron-trou faibles à cette longueur d'onde.

d) Conclusion

GaAs semi-isolant est photoréfractif aussi bien à 1,06 μm qu'à 1,32 μm . Si l'effet est assez fort à 1,06 μm , il n'en est pas de même à 1,32 μm où le gain photoréfractif est faible et surtout très variable d'un échantillon à l'autre. Le comportement photoréfractif de GaAs est très bien expliqué par le modèle à un seul niveau (EL_2 dans le cas présent) couplé avec la bande de conduction et la bande de valence. Pour envisager des applications dans la gamme de longueur d'onde autour de 1,3 μm , il faudra contrôler le taux d'occupation du niveau EL_2 . Une technique possible, que nous décrirons plus loin, est l'irradiation électronique qui par introduction contrôlée de défaut permet de changer la position du niveau de Fermi et donc le rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$ qui détermine l'effet photoréfractif à 1,3 μm .

3) Effet photoréfractif en régime picoseconde

L'effet photoréfractif est un effet nonlinéaire sensible à l'énergie optique. Il peut donc être engendré à partir d'illuminations de faible puissance en régime continu. C'est dans ce régime que sont développées les applications. Il peut aussi être engendré à partir d'impulsions brèves, de durée picoseconde par exemple. Dans ce régime, l'étude des cinétiques des différents réseaux créés va nous renseigner sur les propriétés de transport de charge dans le matériau. Dans ce chapitre, nous décrirons le montage expérimental, puis nous établirons un modèle simple qui nous permettra de comprendre comment l'effet photoréfractif est engendré et évolue en régime picoseconde. Ensuite, nous discuterons les principaux résultats obtenus dans un cristal de GaAs semi-isolant préalablement étudié en régime continu.

a) Montage expérimental et réglages

L'expérience consiste en un mélange à 4 ondes dégénéré (Fig. 19) à la longueur d'onde de 1,06 μm fournie par un laser YAG à blocage de mode actif et passif. La durée des impulsions est $\tau_L=28$ ps (largeur à mi-hauteur) et l'énergie peut être variée de 0 à 10 mJ.cm^{-2} . Deux faisceaux polarisés verticalement d'égales intensités, dits

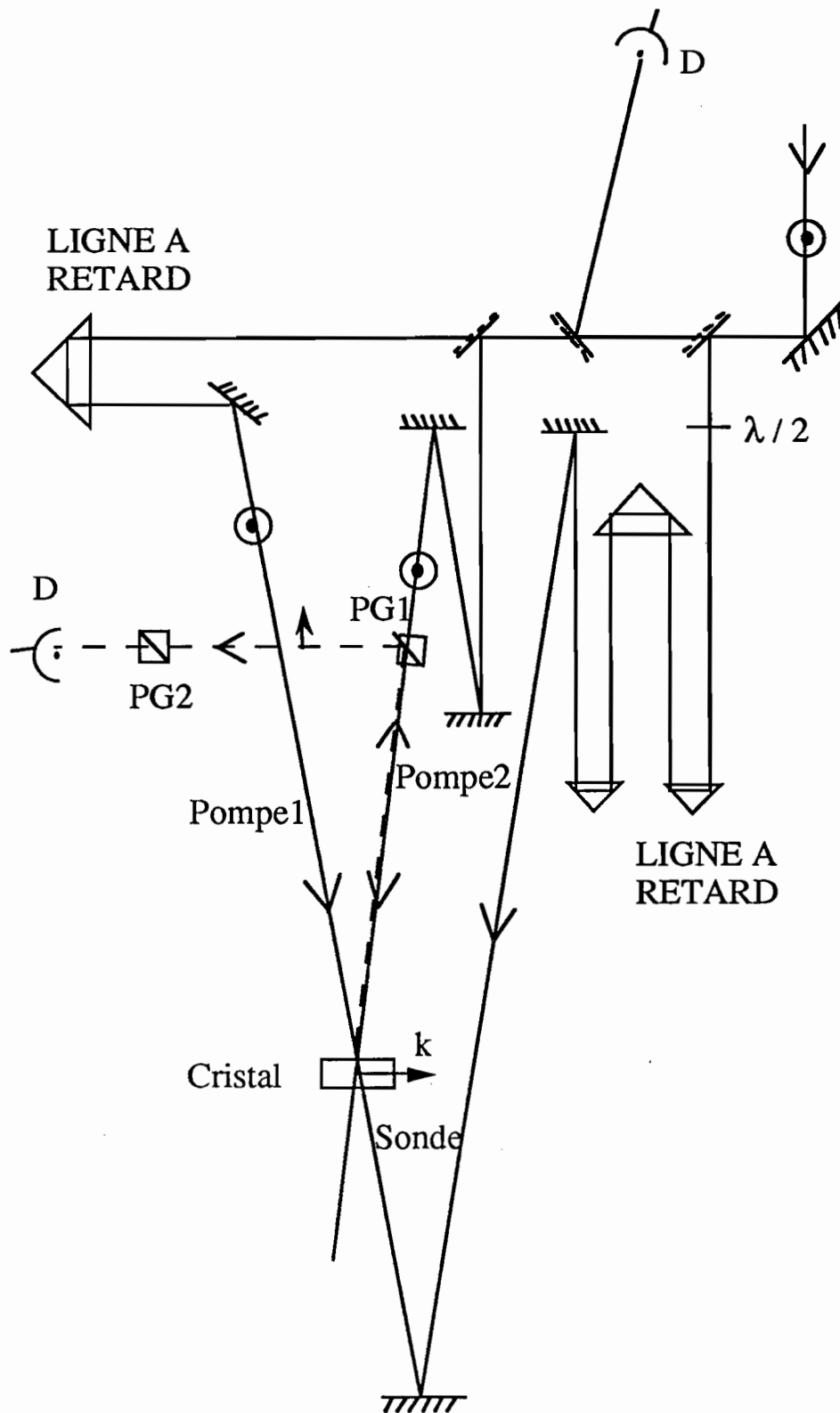


Figure 19 : Montage expérimental : P.G. polariseur de Glan, $\lambda/2$ lame demi-onde, D : détecteur.

faisceaux de pompe, enregistrent un réseau de pas $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$. Un troisième faisceau moins intense, dit faisceau sonde, vient lire le réseau. Il est contrepropageant à l'une des pompes afin de satisfaire à la condition de Bragg. La direction de polarisation de ce faisceau sera rendue verticale (polarisation notée s) ou horizontale (polarisation notée p) par rotation d'une lame demi-onde.

Le réglage de la coïncidence entre les deux faisceaux de pompe et entre le faisceau sonde et ces pompes est réalisé en regardant le signal doublé en fréquence dans un cristal de niobate de lithium (LiNbO_3). Pour régler la coïncidence temporelle des deux impulsions de pompe, on regarde le signal engendré à $\lambda = 532 \text{ nm}$ dans la direction bissectrice entre les deux faisceaux pompe à $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ (Fig. 20.a). Pour régler la coïncidence entre la sonde et les pompes, on regarde le signal doublé en fréquence dans la direction bissectrice entre une des pompes et la réflexion de la sonde sur la face de sortie du cristal (Fig. 20.b).

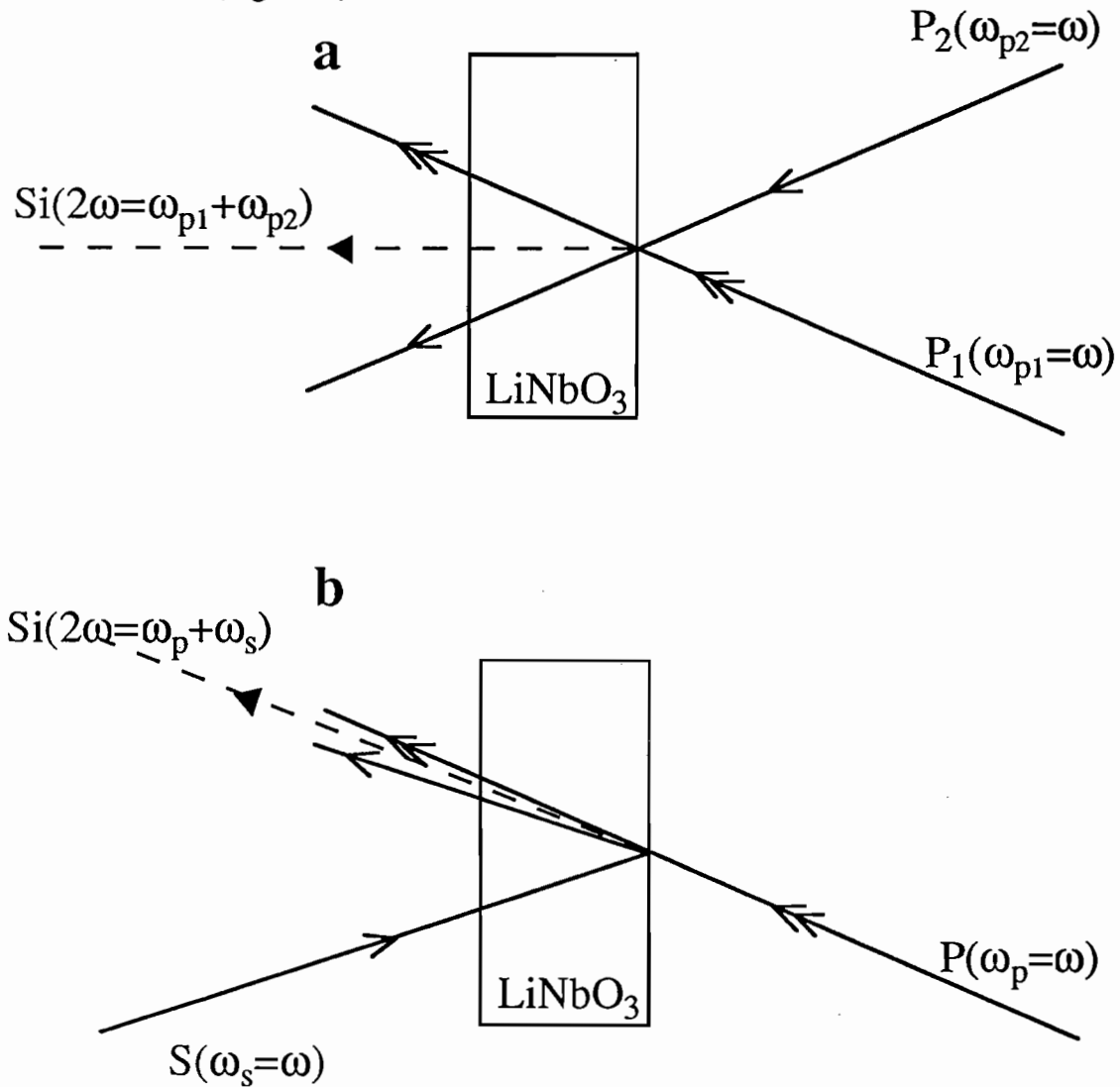


Figure 20 : Réglage du retard entre les faisceaux pompes P_1 , P_2 et sonde S ; $\text{Si}(2\omega)$ est le signal à la fréquence double de celle des faisceaux pompes.

Le signal diffracté est extrait au moyen d'un polariseur de Glan, PG1, orienté de manière à réfléchir une polarisation horizontale (il transmet la polarisation verticale du faisceau pompe). Ce montage permet d'extraire la totalité du signal diffracté si celui-ci est polarisé horizontalement. Le faisceau diffracté est ensuite envoyé sur un détecteur rapide à travers un second polariseur PG2 (Fig. 19). Le signal diffracté est intégré puis numérisé. Un tel montage nous permet de réaliser un interféromètre sans bruit capable de détecter des efficacités de diffraction aussi faibles que 10^{-6} . Nous allons étudier les variations du signal diffracté $\langle I_1 \rangle$ et de l'efficacité de diffraction $\eta = \langle I_1 \rangle / \langle I_T \rangle$ en fonction de l'illumination incidente I et du retard Δt de la sonde par rapport aux pompes ($\langle I_1 \rangle$ et $\langle I_T \rangle$ sont les valeurs intégrées du faisceau diffracté et du signal sonde transmis).

b) Réseaux de charges et de champ de charge d'espace induits : modèle simplifié

En régime d'excitation quasi continue de faible puissance, l'effet photoréfractif résulte de multiple processus d'excitation-migration-recombinaison des charges. La cinétique de l'effet est principalement gouvernée par la "vitesse" à laquelle l'énergie optique est déposée dans le matériau. En régime d'excitation picoseconde, cette énergie est fournie en un temps très bref engendrant un comportement différent. Tout d'abord le nombre de porteurs créés à partir des pièges profonds et présents dans les bandes est important. De plus, compte tenu de la puissance crête du faisceau, de nouveaux mécanismes d'absorption et de création des porteurs libres existent. Ce sont les mécanismes d'absorption à deux photons soit à travers le niveau profond soit à travers un niveau virtuel. Nous aurons deux types de réseaux d'indices créés :

- le réseau dit "de porteurs libres" dû aux variations d'indice induites par la concentration modulée des porteurs libres.
- le réseau photoréfractif dû au champ de charge d'espace créé par les différences de modulation des réseaux d'électrons, de trous et d'ions.

Le modèle simplifié que nous allons décrire maintenant va nous permettre de mettre en évidence les principales propriétés de ces différents réseaux.

Nous supposons que nous avons, à un temps $t = 0$, génération quasi instantanée (durée brève d'impulsion) d'une population d'électrons et de trous, modulée spatialement, tant, à partir d'une excitation bande à bande que via un niveau profond. La population du niveau profond n'évolue que grâce à l'équilibre génération-

recombinaison. Cette recombinaison (constante de temps de l'ordre de quelques nanosecondes en général) est beaucoup plus lente que les autres phénomènes (diffusion, entraînement sous champ). Nous la négligerons dans cette étude. Cela signifie que dans le régime intermédiaire entre la génération et la recombinaison, la modulation dans le piège profond n'évoluera pas. Il en sera de même des concentrations totales des électrons et des trous. Nous nous intéressons, ici, à la décroissance des modulations des différentes populations d'électrons et de trous et à l'évolution du champ de charge d'espace.

Les équations d'évolution s'obtiennent à partir des équations de transport de charge utilisées pour l'établissement du champ de charge d'espace dans la partie A. On prend maintenant, $I=0$ (ce qui correspond à une impulsion qui est terminée) et $\gamma_n=\gamma_p=0$ (ce qui signifie que l'on néglige la recombinaison). L'émission thermique est beaucoup plus lente et est donc négligée ($\beta_n=\beta_p=0$). Les équations se réécrivent finalement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} = \mu_n \frac{\partial}{\partial y} (nE) + \mu_n \frac{k_B T}{e} \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\mu_p \frac{\partial}{\partial y} (pE) + \mu_p \frac{k_B T}{e} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \\ \frac{\partial E}{\partial y} = -\frac{e}{\epsilon} (n - p - N^+) \end{array} \right.$$

L'excitation à partir de la figure d'interférence, créée par les deux faisceaux de pompe, donne des termes modulés spatialement. Comme dans la partie A, les grandeurs intervenant dans les équations sont linéarisées :

$$n = n_0 + \mathcal{R}_e \left(n_1 e^{iky} \right)$$

$$p = p_0 + \mathcal{R}_e \left(p_1 e^{iky} \right)$$

$$E = \mathcal{R}_e \left(E_1 e^{iky} \right)$$

$$N^+ = N_0 + \mathcal{R}_e \left(N_1 e^{iky} \right)$$

On ne s'intéresse qu'aux parties modulées spatialement n_1 , p_1 , E_1 responsables des réseaux d'indice :

$$\begin{cases} \frac{\partial n_1}{\partial t} = \mu_n n_o (ik E_1) - k^2 \mu_n \left(\frac{k_B T}{e} \right) n_1 \\ \frac{\partial p_1}{\partial t} = -\mu_p p_o (ik E_1) - k^2 \mu_p \left(\frac{k_B T}{e} \right) p_1 \\ ik E_1 = -\frac{e}{\epsilon} (n_1 - p_1 - N_1) \end{cases}$$

On voit que la modulation du champ de charge d'espace E_1 est liée aux modulations des réseaux d'électrons de la bande de conduction, de trous de la bande de valence et d'ions dans le niveaux profond. Juste après la fin de l'impulsion (ce qui correspond à $t \approx 0$), on a $n_1 = (p_1 + N_1)$ et $E_1 = 0$. La première équation devient :

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -k^2 \mu_n \left(\frac{k_B T}{e} \right) n_1$$

Ainsi n_1 va décroître avec une constante de temps $\tau_{Dn} = \frac{1}{k^2 \mu_n} \left(\frac{e}{k_B T} \right)$ qui est la constante de temps de diffusion. Dans le même temps, N_1 reste constant (pas de recombinaison) de même que p_1 car les trous diffusent plus lentement que les électrons du fait de leur mobilité plus faible ($\mu_p \ll \mu_n \Rightarrow \tau_{Dp} \gg \tau_{Dn}$). E_1 va donc augmenter avec la même constante de temps τ_{Dn} que celle de diffusion des électrons. Il va alors apparaître un terme d'entraînement sous champ qui va contrebalancer la décroissance de n_1 . Ensuite la diffusion des trous fera décroître le champ de charge d'espace.

On retrouve ce comportement en regardant l'équation d'évolution de E_1 déduite du système d'équations précédent :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + \frac{\partial E_1}{\partial t} \left[\frac{e}{\epsilon} \mu_n n_o + k^2 \mu_n \left(\frac{k_B T}{e} \right) + \frac{e}{\epsilon} \mu_p p_o + k^2 \mu_p \left(\frac{k_B T}{e} \right) \right] \\ & + E_1 \left[\left(\mu_p k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) + \mu_p p_o \frac{e}{\epsilon} \right) \left(\mu_n k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) + \mu_n n_o \frac{e}{\epsilon} \right) - \mu_n \mu_p n_o p_o \left(\frac{e}{\epsilon} \right)^2 \right] \\ & = \left[\mu_n k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) \right] \left[\mu_p k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) \right] \left(\frac{e N_1}{ik} \right) \end{aligned}$$

Pour l'étude de l'équation homogène déduite de cette équation, nous pouvons distinguer deux cas suivant la valeur de l'illumination :

- * A faible illumination, le nombre de porteurs de charge créé est faible, nous avons donc :

$$(\tau_{DIn})^{-1} = \frac{e}{\epsilon} \mu_n n_0 \ll k^2 \mu_n \frac{k_B T}{e} = (\tau_{Dn})^{-1}$$

et :

$$(\tau_{DIp})^{-1} = \frac{e}{\epsilon} \mu_p p_0 \ll k^2 \mu_p \frac{k_B T}{e} = (\tau_{Dp})^{-1}$$

τ_{DI} est la constante de temps diélectrique et τ_D est la constante de temps de diffusion. L'équation homogène devient :

$$\frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + \frac{\partial E_1}{\partial t} \left(\frac{1}{\tau_{Dn}} + \frac{1}{\tau_{Dp}} \right) + \frac{E_1}{\tau_{Dn} \tau_{Dp}} = 0$$

E_1 est donc régi par deux constantes de temps qui sont τ_{Dn} (constante de temps rapide) et τ_{Dp} (constante de temps lente). Donc E_1 croît avec τ_{Dn} et décroît avec τ_{Dp} . En d'autres termes, la diffusion des électrons crée le champ de charge d'espace et la diffusion des trous le détruit (car $\mu_n \gg \mu_p$).

Le champ E_1 vaut :

$$E_1 = -\frac{ie}{k\epsilon} \left[n_{10} e^{-\frac{t}{\tau_{Dn}}} - p_{10} e^{-\frac{t}{\tau_{Dp}}} + N_1 \right]$$

n_{10} et p_{10} sont les densités de populations initiales des électrons et des trous modulées spatialement (à $t=0$).

- * A forte illumination, on crée un grand nombre de porteurs, donc :

$$(\tau_{DIn})^{-1} \gg (\tau_{Dn})^{-1} \quad \text{et} \quad (\tau_{DIp})^{-1} \gg (\tau_{Dp})^{-1}$$

ce qui correspond à :

$$\begin{cases} n_0 \gg k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) \left(\frac{\epsilon}{e} \right) \\ p_0 \gg k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) \left(\frac{\epsilon}{e} \right) \end{cases}$$

L'équation homogène devient :

$$\frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + \frac{\partial E_1}{\partial t} \left[\frac{e}{\varepsilon} \mu_n n_0 + \frac{e}{\varepsilon} \mu_p p_0 \right] + E_1 \left[\frac{e}{\varepsilon} \mu_n n_0 \mu_p k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) + \frac{e}{\varepsilon} \mu_p p_0 \mu_n k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) \right] = 0$$

E_1 est régi par deux constantes de temps qui sont τ_+ (rapide) et τ_- (lente) :

$$(\tau_+)^{-1} = (\tau_{DIn})^{-1} + (\tau_{DIp})^{-1}$$

$$(\tau_-)^{-1} = \frac{(\tau_{DIn})^{-1}(\tau_{Dp})^{-1} + (\tau_{DIp})^{-1}(\tau_{Dn})^{-1}}{(\tau_{DIn})^{-1} + (\tau_{DIp})^{-1}}$$

que l'on peut réécrire :

$$(\tau_+)^{-1} = \frac{e}{\varepsilon} (\mu_n n_0 + \mu_p p_0)$$

$$(\tau_-)^{-1} = k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) \mu_a$$

avec $\mu_a = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}$, la mobilité ambipolaire.

La modulation du champ E_1 s'écrit, en supposant que N_1 est négligeable devant n_1 et p_1 :

$$E_1 = i k \frac{k_B T}{e} \left(\frac{\mu_n n_{10} - \mu_p p_{10}}{\mu_n n_0 + \mu_p p_0} \right) \left[e^{-\frac{t}{\tau_+}} - e^{-\frac{t}{\tau_-}} \right]$$

comme $n_{10} = m n_0$ et $p_{10} = m p_0$ avec $n_0 \approx p_0$, E_1 devient indépendant de n_0 et donc de l'illumination. A forte illumination incidente, la maximum de E_1 sature :

$$E_{1M} \approx i k \frac{k_B T}{e} m \left(\frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \right) = i m E_d \left(\frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \right)$$

La croissance du champ de charge d'espace se fait avec la constante de temps diélectrique et la relaxation avec la constante de temps de diffusion ambipolaire. Ainsi, à forte illumination en régime impulsif, apparaît un paramètre important pour l'effet photoréfractif, la mobilité ambipolaire. Il faut remarquer que puisque la génération de charges se fait à partir d'un niveau profond, on aura $n_0 \neq p_0$ et il faudra prendre l'expression générale :

$$\mu_a = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}, \text{ alors que pour l'absorption bande à bande seule } n_0 = p_0 \text{ et}$$

$$\mu_a = \frac{2\mu_n\mu_p}{\mu_n + \mu_p}. \text{ Dans notre cas, la génération des porteurs se fait grâce à un}$$

mécanisme bande à bande et à travers un niveau profond, donc on aura $n_0 \neq p_0$, lorsque l'on augmentera l'énergie on dépeuplera le niveau profond et on tendra vers $n_0 = p_0$. μ_a (et donc τ_-) va donc varier avec l'illumination.

L'évolution de n_1 et p_1 est régie par la même équation différentielle homogène. Les deux constantes de temps correspondent alors à une décroissance biexponentielle avec une constante de temps rapide (τ_+) et une lente (τ_-).

En général, les matériaux semiconducteurs sont caractérisés par des mobilités des porteurs libres importantes. Par exemple, dans GaAs, la mobilité des électrons est de l'ordre de $5200 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (cf Annexe 1) ce qui donne une constante de temps de diffusion des électrons τ_{Dn} de l'ordre de 6 ps pour le pas de franges de $1,8 \mu\text{m}$ utilisé dans nos expériences. Ce temps est très inférieur à la durée de l'impulsion (30ps) donc les électrons diffusent dans la durée de l'impulsion. Ce calcul montre très nettement les limites du modèle simplifié dans le cas du GaAs. Toutefois ce dernier rend assez bien compte des résultats obtenus en ce qui concerne la constante de temps lente τ_- , comme nous le verrons lors de la discussion des résultats des expériences.

La condition qui permet de choisir entre les régimes "illumination forte" ou "illumination faible" est gouvernée par deux paramètres : l'illumination (à travers le nombre de charges libres créés n_0 ou p_0) et le pas du réseau (à travers k^2). L'illumination forte correspond, par exemple, à :

$$n_0, p_0 \gg k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) \left(\frac{\epsilon}{e} \right) \approx 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ pour } \Lambda \approx 2 \mu\text{m}$$

L'amplitude des différents réseaux de charges et de champ de charge d'espace va dépendre de l'illumination (par n_{10} et p_{10}) et du temps. L'étude de la variation de l'efficacité de diffraction des réseaux avec l'illumination va nous renseigner sur les

mécanismes d'excitation des charges. L'étude de la cinétique des réseaux va elle permettre de remonter aux constantes de temps régissant les variations d'indice induite ce qui donnera des informations sur les mécanismes de transport de charges. Cela nous permettra de remonter aux constantes de temps de diffusion et donc aux valeurs des mobilités.

c) Discrimination des différents réseaux

Comme nous l'avons dit précédemment, nous avons deux types de réseaux créés :

- le réseau d'indice dû au réseau de porteurs libres dont la modulation est [16] :

$$\Delta n = \frac{-e^2}{2n_0\epsilon_0\omega^2} \left(\frac{n_1}{m_n^*} + \frac{p_1}{m_p^*} \right)$$

avec : n_1 , p_1 les densités de population d'électrons et de trous modulées spatialement, ω la pulsation de l'onde, n_0 l'indice de réfraction du cristal, m_n^* , m_p^* les masses effectives des électrons et des trous dans les bandes de conduction et de valence respectivement. Comme on a $m_n^*=0,06 m_0$ et $m_p^*=0,5 m_0$ (m_0 masse de l'électron dans le vide), le réseau de porteurs libres sera beaucoup plus influencé par les électrons que par les trous. Donc, on ne s'intéressera lors de ces études qu'au réseau d'indice induit par les électrons.

- le réseau photoréfractif de modulation (cf. A.I.2)b):

$$\Delta n = \frac{n_0^3 r_{eff} E_{sc}}{2}$$

avec : r_{eff} le coefficient électrooptique effectif (cf. A.I.2)b)), E_{sc} le champ de charge d'espace créé dans le matériau.

Pour tirer des mesures le maximum d'informations, il faut séparer les contributions de ces deux types de réseaux. Pour cela nous allons utiliser une caractéristique importante du réseau photoréfractif qui est que le réseau créé est un réseau d'indice anisotrope, alors que le réseau de porteurs libres (ou tout autre réseau comme les réseaux d'absorption) est lui isotrope. Cela signifie que le faisceau diffracté

sur le réseau de porteurs libres gardera la même polarisation que le faisceau incident. Par contre, il existe des configurations pour lesquelles le faisceau diffracté sur un réseau photoréfractif verra sa polarisation tournée de 90° par rapport à celle du faisceau incident. C'est le phénomène appelé diffraction anisotrope [17, 18].

Dans le cas de la configuration utilisée ici, le faisceau se propage suivant $\bar{x} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ et le vecteur réseau est suivant $\bar{y} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$, le troisième axe du repère correspond à un vecteur $\bar{z} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. Dans ce repère le coefficient électrooptique effectif s'écrit :

$$r_{eff} = r_{41} \sin(\alpha_i + \alpha_d) \cos \theta$$

Cela montre que lorsque le faisceau incident est polarisé verticalement ($\alpha_i = 0$) seule la diffraction anisotrope existe et le faisceau est polarisé horizontalement. La même situation se reproduit pour un faisceau incident polarisé horizontalement ($\alpha_i = \pi/2$), le signal diffracté sera polarisé verticalement.

Reprenons maintenant notre montage expérimental dans lequel on détecte le faisceau diffracté quand il est polarisé horizontalement. Le vecteur réseau est orienté suivant la direction $[1, \bar{1}, 0]$. On envoie un faisceau sonde polarisé horizontalement (grâce à la lame $\lambda/2$, (Fig. 19)). Comme le faisceau diffracté par le réseau de porteurs libres garde la même polarisation il est donc détecté. Par contre, le faisceau diffracté par le réseau photoréfractif sera polarisé verticalement et donc ne sera pas détecté. Si l'on envoie par contre, un faisceau sonde polarisé verticalement (grâce à la lame $\lambda/2$, (Fig. 19)), le signal diffracté photoréfractif est polarisé horizontalement et est donc détecté tandis que le faisceau diffracté par le réseau de porteurs libres est polarisé verticalement et n'est donc pas détecté.

Nous avons ainsi un moyen simple de discriminer les contributions des réseaux de porteurs libres et photoréfractifs. En choisissant la polarisation du faisceau sonde incident à l'aide de la lame $\lambda/2$, on choisit donc la nature du réseau étudié.

d) absorption induite.

En parallèle à l'étude des réseaux, nous avons aussi regardé la transmission de l'échantillon en présence d'un faisceau pompe. Cette étude de l'absorption induite va nous donner des renseignements sur les mécanismes de génération des porteurs libres. Le montage utilisé est le même que celui de l'étude des réseaux (Fig. 19). Nous avons simplement un seul faisceau pompe et avons regardé la variation de transmission de la sonde en présence et en l'absence de la pompe. Nous avons fait l'étude en fonction du retard entre les deux impulsions.

Cette absorption induite s'écrit :

$$\Delta\alpha = \beta I_0 + \left[S_n (N_D - N_{D0}^+) + S_p N_{D0}^+ - \alpha_L \right] + S_{fn} n + S_{fp} p$$

Le premier terme est l'absorption à deux photons qui n'existe que durant l'impulsion : β en cm.W^{-1} et I_0 est la puissance du faisceau (I_0 en W.cm^{-2}). Le second terme représente la variation de l'absorption due à la modification de population du niveau EL_2 (α_L est l'absorption linéaire du cristal à faible éclairage). Les deux derniers termes caractérisent l'absorption des porteurs libres. La puissance incidente est donnée par :

$$I_0(t) = \frac{E}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-t^2}{2\sigma^2}\right)$$

avec $\sigma = \frac{T_\ell}{2\sqrt{2\log 2}}$, T_ℓ la durée de l'impulsion à mi-hauteur, E l'énergie de l'impulsion en J.cm^{-2} .

Les différentes populations sont calculées en résolvant les équations différentielles tirées des équations constitutives du matériau qui nous ont permis de calculer le champ de charge d'espace dans la partie A. Pour obtenir ces équations on suppose que l'illumination est uniforme et est constante sur toute l'épaisseur du cristal (ce qui revient à considérer un cristal d'épaisseur très faible ou très peu absorbant). Lors de l'établissement de ces équations, on tient aussi compte du terme d'absorption à deux photons pour la génération des porteurs libres. Le système d'équations est donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial n_0}{\partial t} = (N_D - N_{D0}^+) S_n I_0 - N_{D0}^+ \gamma_n n_0 + \frac{\beta I_0^2}{2h\nu} \\ \frac{\partial p_0}{\partial t} = N_{D0}^+ S_p I_0 - (N_D - N_{D0}^+) \gamma_p p_0 + \frac{\beta I_0^2}{2h\nu} \\ \frac{\partial N_{D0}^+}{\partial t} = \frac{\partial n_0}{\partial t} - \frac{\partial p_0}{\partial t} \end{cases}$$

Les équations sont résolues numériquement. Un résultat typique de la variation théorique de l'absorption en fonction du temps dans le cas et avec les paramètres du GaAs est présenté sur la Figure 21. Les valeurs numériques prises pour les différents paramètres sont résumées dans l'annexe 1. La valeur de N_D utilisée est $N_D = 1,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et la valeur initiale de N_{D0}^+ (à $\Delta t = -50 \text{ ps}$) est $N_{D0}^+ = 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

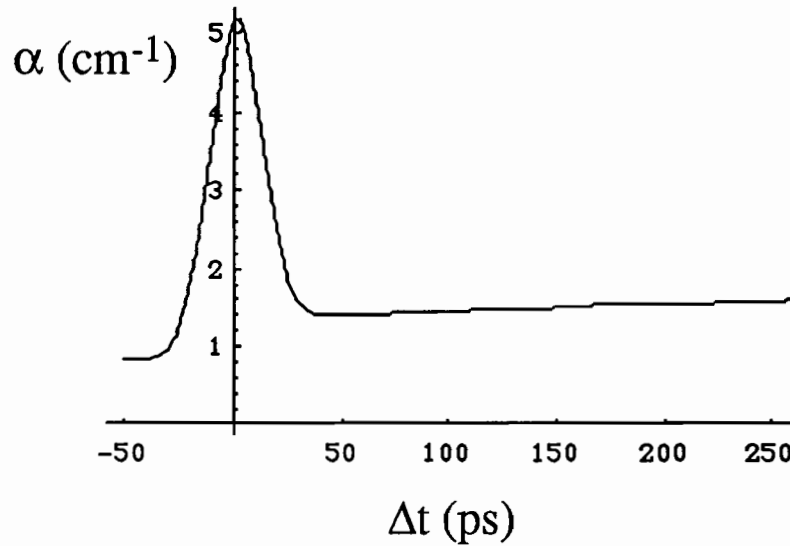


Figure 21 : Simulation de l'absorption induite pour une énergie E de 5 mJ.cm^{-2} .

L'absorption à deux photons est responsable du pic centré à $\Delta t = 0$. Pour Δt supérieur à 50 ps, il y a compétition entre l'absorption des porteurs libres et le blanchiment induit par la variation de population dans le niveau EL_2 [16]. La relaxation de la variation d'absorption est due à la recombinaison des porteurs libres sur EL_2 .

e) Résultats expérimentaux dans GaAs.

Nous avons fait différentes expériences d'absorption induite et de diffraction sur un échantillon de GaAs semi-isolant.

α) Absorption nonlinéaire

Nous avons commencé par une étude de l'évolution temporelle de la transmission du cristal lorsqu'il est illuminé par le faisceau pompe. La cinétique de la variation d'absorption (Fig. 22) correspond bien à l'allure théorique de la figure 21. On observe un fort pic d'absorption centré en $\Delta t=0$ et une longue queue constante. La valeur de

l'absorption au maximum ($\Delta\alpha \approx 2 \text{ cm}^{-1}$) et à Δt long ($\Delta\alpha \approx 0,8 \text{ cm}^{-1}$) correspond à ce que donne la théorie pour une même énergie de pompe ($\Delta\alpha \approx 4 \text{ cm}^{-1}$ à $\Delta t=0$ et $\Delta\alpha \approx 0,5 \text{ cm}^{-1}$ à Δt long), compte tenu des approximations faites lors de cette étude (effet d'épaisseur négligé). Nous pouvons donc déduire de ces mesures que l'on a une forte création de porteurs libres par absorption à deux photons dès les énergies de quelques mJ.cm^{-2} . Cela crée une diminution de la transmission de l'ordre de 30 % à environ 5 mJ.cm^{-2} .

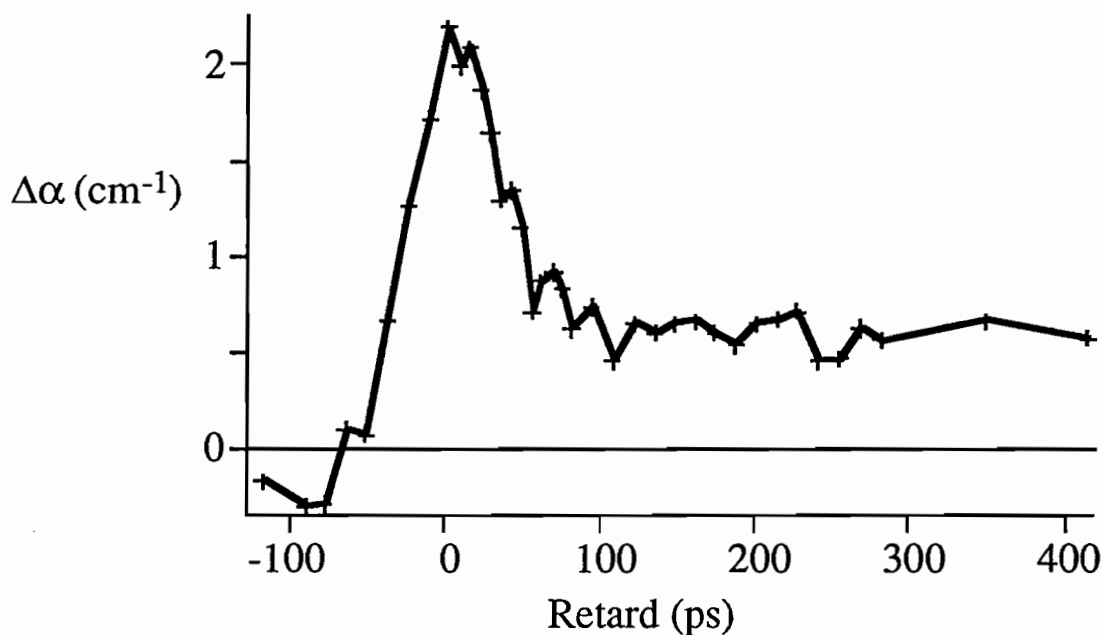


Figure 22 : Mesure de la variation d'absorption du signal sonde en fonction du retard par rapport à l'impulsion de pompe pour une énergie de pompe de 5 mJ.cm^{-2} .

β) Réseaux de porteurs libres et photoréfractifs

i) Efficacité de diffraction en fonction de l'énergie incidente

Nous avons ensuite étudié la variation de l'efficacité de diffraction des différents réseaux en fonction de l'énergie incidente. L'étude d'une telle courbe donne d'autres renseignements sur les mécanismes de génération des porteurs libres. En effet, le signal diffracté, dans le cas des faibles signaux, s'écrit (paragraphe A.I 2) c)) :

$$\langle I_1 \rangle = \langle I_T \rangle \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda} \right)^2$$

avec $\langle I_T \rangle = T I$ où T est la transmission du cristal en régime linéaire et I est l'illumination incidente.

Dans le cas du réseau de porteurs libres, Δn est proportionnel au nombre de charge engendré n_{10} qui varie avec l'énergie incidente selon $n_{10} \propto I^\beta$.

On sait que:

$\beta = 1$, dans le cas d'une absorption à partir d'un piège profond,

$\beta = 2$, dans le cas d'une absorption à deux photons directe (bande à bande)

ou par l'intermédiaire du piège.

Donc on a : $\langle I_1 \rangle = A I^{2\beta+1} = A I^\gamma$ [19].

L'étude de la variation du signal diffracté avec l'énergie incidente et plus particulièrement l'étude de la pente en coordonnée log-log, va nous donner des renseignements sur le coefficient β et donc sur le mécanisme de génération des porteurs.

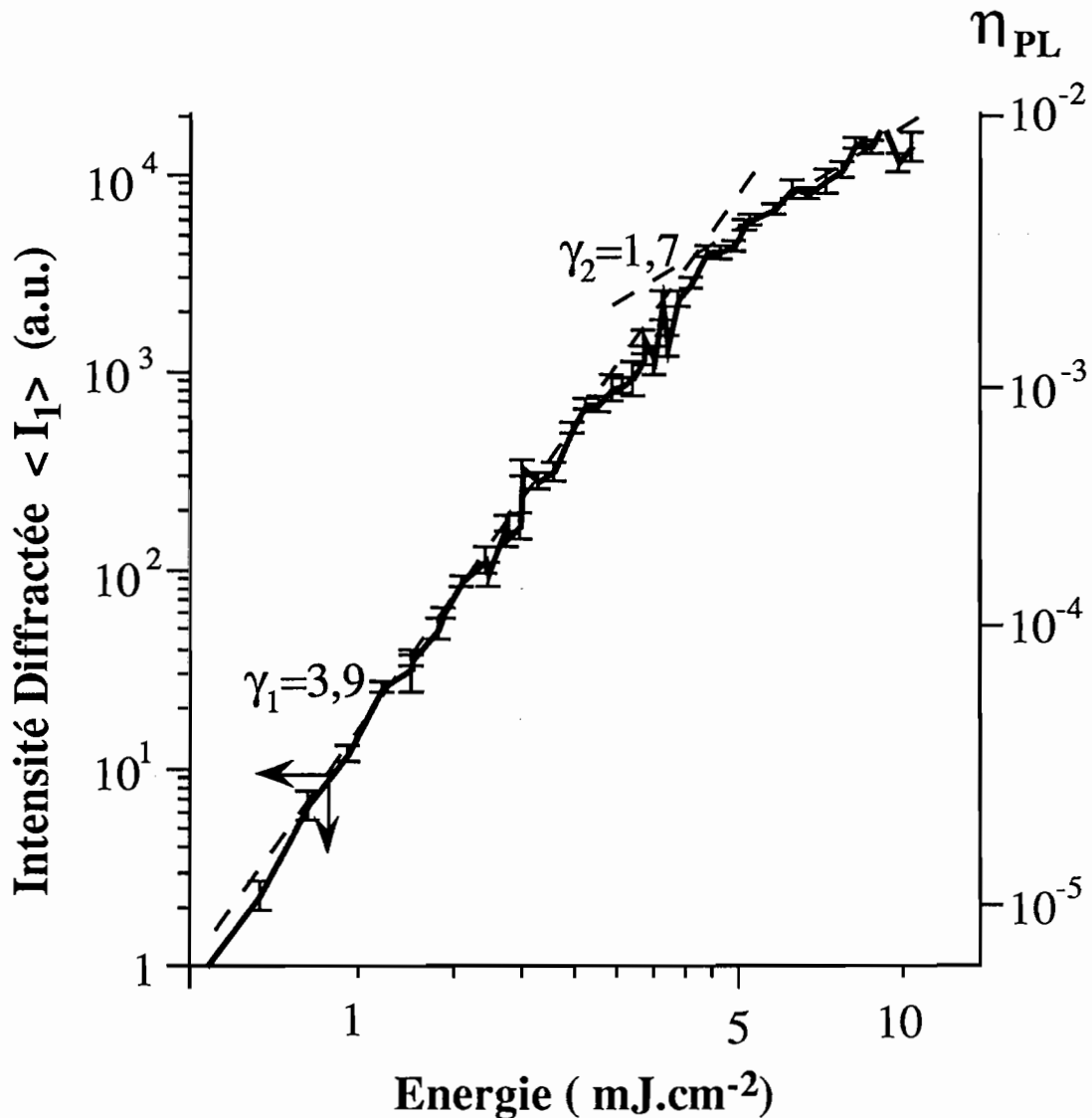


Figure 23 : Courbe de variation du maximum du signal diffracté sur le réseau de porteurs libres en fonction de l'énergie des pompes. L'échelle η_{PL} donne l'efficacité de diffraction déduite par la formule $\eta_{PL} = \langle I_1 \rangle / \langle I_T \rangle$.

Dans notre échantillon, pour le signal diffracté par le réseau de porteurs libres, la pente vaut $\gamma=3,9$ (Fig. 23) ce qui donne $\beta \approx 1,5$. Cette valeur montre que la génération des porteurs libres correspond à une situation mixte entre l'absorption à un et à deux photons. A fortes énergies on peut voir nettement une diminution de la pente jusqu'à $\gamma=1,7$ (Fig. 23). Ce phénomène est certainement lié à l'absorption induite importante observée à ces énergies (correspondant à une diminution de la transmission de l'ordre de 50%). Cette absorption va diminuer l'énergie à l'intérieur du cristal et introduire un terme de saturation dans l'expression de la variation de n_1 avec I . Cet effet de saturation n'est en effet pas pris en compte dans la formule précédente qui a été établie en régime de transmission linéaire des différents faisceaux.

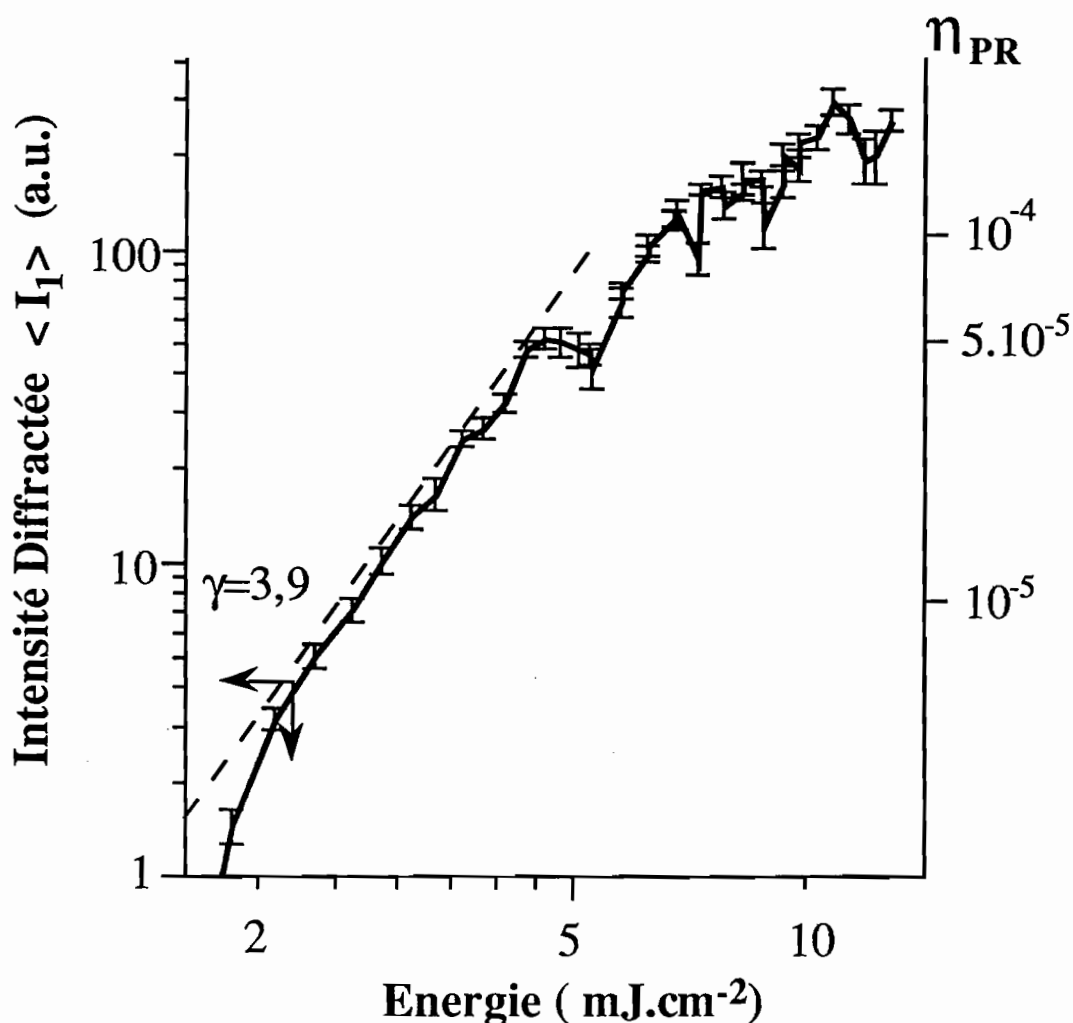


Figure 24 : Courbe de variation du maximum du signal diffracté sur le réseau photoréfractif en fonction de l'énergie des pompes. L'échelle η_{PR} donne l'efficacité de diffraction déduite par la formule $\eta_{PR} = \langle I_1 \rangle / \langle I_T \rangle$.

Les courbes de variation de l'efficacité de diffraction du réseau photoréfractif (Fig. 24) montrent un comportement identique. A faible énergie, le signal diffracté par le réseau photoréfractif varie comme $n_{10} \propto I^\beta$ ce qui donne une pente $\gamma=3,9$ comme pour le réseau de porteurs libres. A plus forte énergie, l'intensité diffractée sature, ce qui correspond à la saturation du champ de charge d'espace prévue en régime de forte illumination par le modèle décrit plus haut (cf. B.I.3)b)).

Au niveau d'excitation de 4 mJ.cm^{-2} , les efficacités de diffraction obtenues sont de $\eta_{PL} = 4 \times 10^{-3}$ et $\eta_{PR} = 4 \times 10^{-5}$ pour les réseaux de porteurs libres et photoréfractif respectivement. Cela donne des variations d'indice, calculées au maximum du signal, $\Delta n_{PL} = 2 \times 10^{-5}$ et $\Delta n_{PR} = 4 \times 10^{-6}$. On en déduit $n_1 \approx 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et un champ de charge $E_1 \approx 650 \text{ V.cm}^{-1}$. Dans nos conditions expérimentales les deux faisceaux de pompe sont à peu près d'égale intensité, la modulation des franges est donc $m \approx 1$, ce qui signifie que $n_1 \approx n_0$. Ainsi pour $I \approx 4 \text{ mJ.cm}^{-2}$, on a $n_0 \approx 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (de même pour p_0). On est donc à forte illumination et l'on s'attend à ce que la relaxation des différents réseaux de porteurs libres et photoréfractifs soit limitée par la constante de temps ambipolaire comme prévu dans le modèle simplifié au paragraphe B.I.3)b)).

ii) Cinétique de relaxation du réseau de porteurs libres

L'étude de la cinétique de relaxation des réseaux nous renseigne sur les processus de transport de charge dans le cristal. Le signal diffracté sur le réseau de porteurs libres a été mesuré en fonction du retard pour différentes énergies de pompe (Fig. 25). Le réseau relaxe de manière monoexponentielle (Fig.25.a). La constante de temps de décroissance décroît quand l'énergie augmente passant de 60 ps (temps $\Delta t = \tau$ mis par le signal pour décroître au niveau e^{-2}) à très faible énergie (Fig.25.a, courbe 1) à 45 ps à plus fortes énergies (Fig.25.a, courbe 2,3). La constante de temps sature avec l'énergie à cette dernière valeur de 45 ps.

La constante de temps de décroissance que l'on mesure est identifiée à la constante de temps τ_- . $((\tau_-)^{-1} = k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) \mu_a)$ définie dans le cadre du modèle précédent (cf. B.I.3)b)). τ_+ est, elle, beaucoup trop rapide et n'est pas résolue. La variation de τ_- avec l'énergie correspond à la variation de la mobilité ambipolaire μ_a avec le rapport n_0/p_0 (Fig. 26). Aux faibles énergies, on engendre les porteurs en majorité à partir du niveau profond ce qui signifie que dans le cas du GaAs on crée en majorité des électrons [16]. On a donc $n_0/p_0 \gg 1$ et une constante de temps de relaxation τ_- maximale (Fig. 26). Au fur et à mesure que l'on augmente l'énergie,

l'absorption à deux photons devient prépondérante égalisant les populations d'électrons et de trous, jusqu'à avoir $n_0=p_0$. Cela se traduit par une diminution de la constante de temps de relaxation τ , et sa saturation à une valeur d'environ 45 ps qui correspond à $n_0/p_0=1$ (Fig. 26).

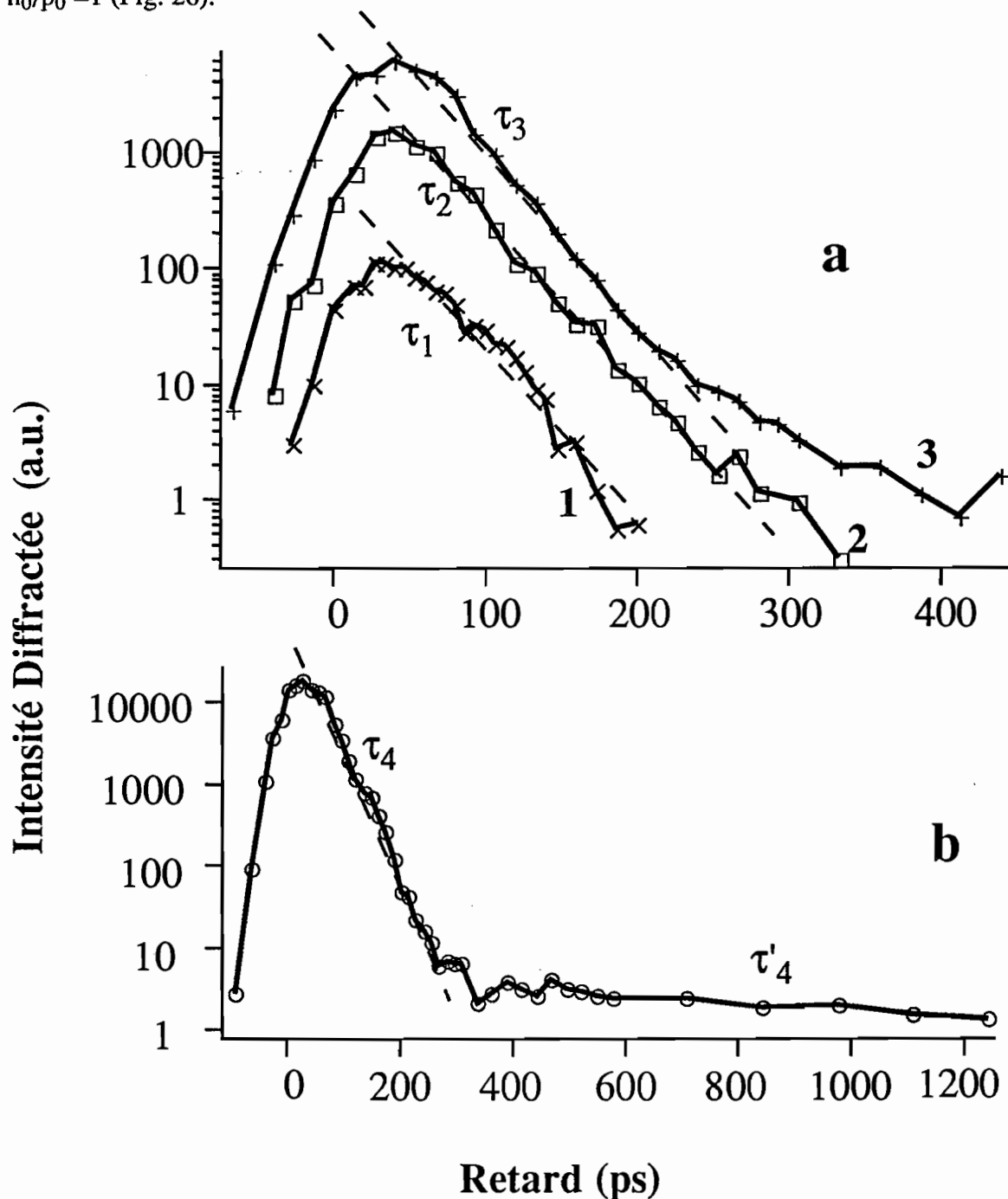


Figure 25 : Dynamique du réseau de porteurs libres à différents niveaux d'excitations

a) $E = 1,62 \pm 0,12 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (1) $E = 3,25 \pm 0,25 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (2) $5,5 \pm 0,5 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (3).

Les constantes de temps de décroissances sont $\tau_1 \approx 60 \text{ ps}$ < $\tau_2 \approx \tau_3 \approx 45 \text{ ps}$.

b) $8,5 \pm 0,5 \text{ mJ.cm}^{-2}$. La constante de temps de décroissance rapide est $\tau_4 \approx 45 \text{ ps}$ et la constante de temps lente est $\tau'_4 \approx 1,7 \text{ ns}$.

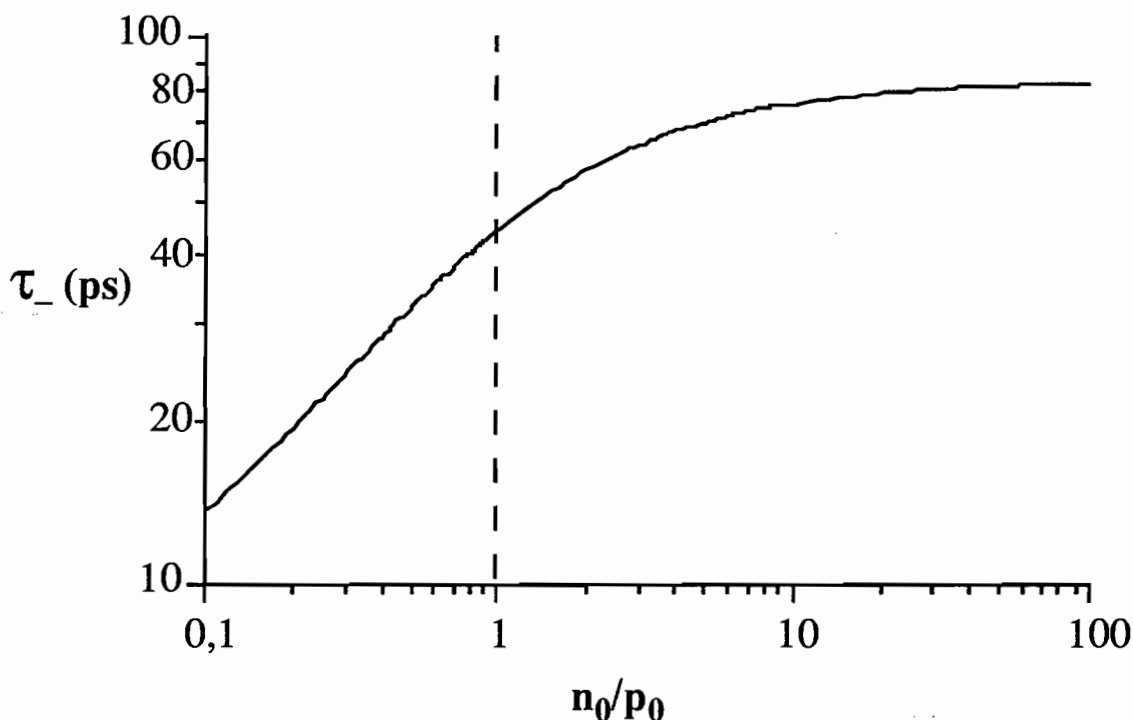


Figure 26 : Courbe théorique de la variation de la constante de temps ambipolaire τ en fonction du rapport n_0/p_0 . Le calcul est fait pour des mobilités $\mu_n=5200 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ et $\mu_p=400 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ et un pas de réseau $\Lambda = 1,8 \text{ }\mu\text{m}$.

Sur les courbes obtenues à très forte énergie (Fig. 25.b), on voit apparaître, après la relaxation décrite précédemment, une composante de signal de diffraction qui décroît beaucoup plus lentement, avec une constante de temps de l'ordre de 1,7 ns. Cette composante lente, correspondant à un réseau de diffraction isotrope et qui apparaît après la diffusion des porteurs, est attribuée au réseau d'absorption qui se forme dans le piège EL₂, suite à l'excitation modulée spatialement de ce niveau (réseau d'ions N₁). L'efficacité de diffraction de ce réseau est d'environ 10⁴ fois plus faible qu'au pic de l'impulsion. On a donc $\eta = (\Delta \alpha d/2\cos\theta)^2 \approx 10^{-6}$, ce qui donne $\Delta\alpha \approx 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. Ce réseau d'absorption est détruit par la recombinaison des porteurs libres sur le piège profond. On peut ainsi déduire que la constante de temps de recombinaison est de l'ordre de 1,7 ns. Cette valeur correspond bien au temps de recombinaison des électrons que l'on peut calculer à partir des données de la littérature [5].

Cette faible valeur de réseau d'absorption mesurée sous illumination forte permet de dire que l'absorption induite mesurée après le pic dû à l'absorption à deux photons ($t > 100\text{ps}$, Fig. 22) est principalement causée par l'absorption des porteurs libres. En effet une variation d'absorption de 0,8 cm⁻¹ attribuée à une variation de population du niveau profond conduirait, dans le cas d'une excitation modulée spatialement, à un réseau d'efficacité $\eta \approx 10^{-2}$ - 10^{-3} , ce qui n'est pas observé expérimentalement.

iii) Cinétique de relaxation du réseau photoréfractif

La cinétique de décroissance du réseau photoréfractif est monoexponentielle. Comme pour le réseau de porteurs libres, la constante de temps de décroissance décroît avec l'énergie et sature à une valeur de 45-50 ps (Fig. 27). Contrairement au régime d'éclairement continu où le champ de charge d'espace créé l'est par la distribution des charges dans les pièges profonds, en régime picoseconde l'effet des porteurs libres l'emporte et on est en présence d'un champ de Dember créé par la différence initiale des temps de diffusion des deux types de porteurs, comme nous l'avons vu lors de l'établissement du modèle simplifié (cf. B.I.3b)). Le réseau d'absorption dans le piège profond observé précédemment devrait correspondre à un réseau de champ de charge d'espace relaxant lentement, mais la faible efficacité d'un tel réseau empêche sa détection.

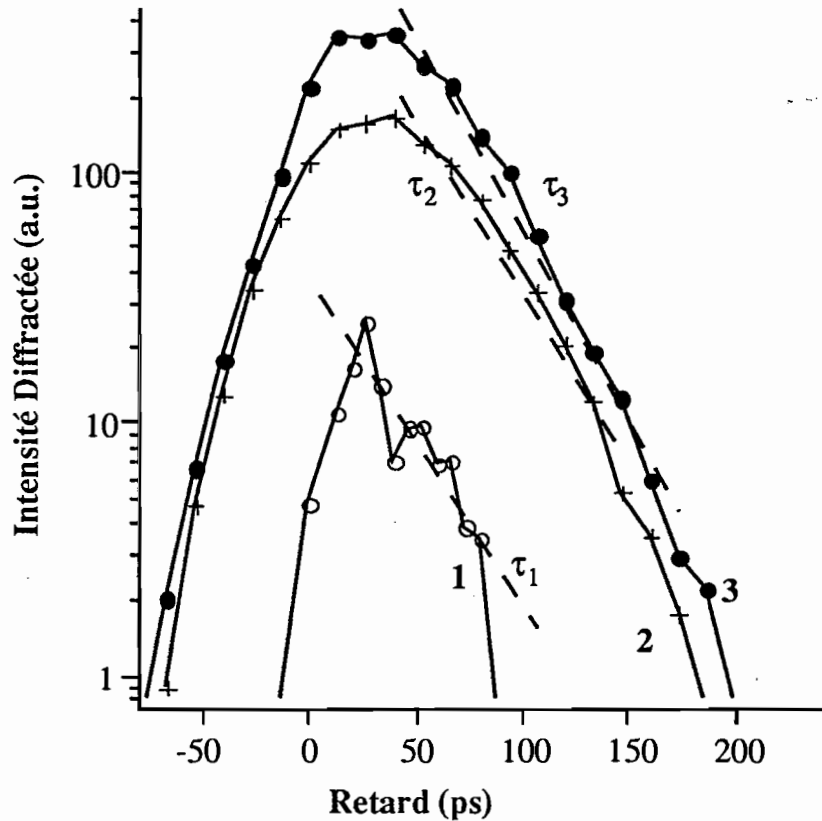


Figure 27 : Dynamique du réseau photoréfractif à différents niveaux d'énergies d'excitation : $E = 2,75 \pm 0,25 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (1) ; $6,75 \pm 0,25 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (2) et $8,5 \pm 0,5 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (3). La constante de temps de relaxation décroît et sature avec l'énergie $\tau_1 > \tau_2 \geq \tau_3 \approx 45 \text{ ps}$.

La plus petite valeur de constante de temps de décroissance observée ($\tau=45$ - 50 ps), tant pour le réseau de porteurs libres que pour le réseau photoréfractif, correspond au cas où $n_0=p_0$. Elle vaut : $\tau_a = \frac{1}{k^2 \left(\frac{k_B T}{e} \right) \mu_a}$ avec $\mu_a = \frac{2\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p}$. On

peut donc déduire de cette constante de temps la valeur de la mobilité ambipolaire $\mu_a \approx 700 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$. Comme $\mu_n \gg \mu_p$ (en fait $\mu_n \approx 10 \mu_p$), on a une estimation de $\mu_p \approx \mu_a / 2$, soit $\mu_p \approx 350 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$.

iv) Conclusion

Cette étude montre que l'effet photoréfractif s'établit très rapidement dans le GaAs. Dans notre cas, le temps de croissance de l'effet est très nettement inférieur à la résolution temporelle de notre montage qui est donnée par la durée de l'impulsion, c'est à dire environ 30 ps. Si l'effet photoréfractif est mélangé aux non-linéarités dues aux porteurs libres qui sont plus efficaces à ces densités d'énergies, les propriétés d'anisotropie de la variation d'indice créée par le champ de charge d'espace, ont permis de séparer les deux contributions. Grâce à ces expériences nous avons pu analyser les mécanismes de création des porteurs libres dans le GaAs ainsi que les mécanismes d'absorption de ces mêmes porteurs. Nous avons montré que la relaxation des différents réseaux était gouvernée par un mécanisme de diffusion ambipolaire des porteurs libres. La comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle que nous avons établi nous a permis de déterminer la mobilité ambipolaire $\mu_a \approx 700 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$. Nous avons aussi déterminé le temps de recombinaison des électrons dans notre cristal $\tau_R \approx 1,7 \text{ ns}$.

II. InP:Fe.

Le phosphure d'indium InP est rendu semi-isolant par dopage avec du Fer. Ce dopage crée un niveau profond situé au milieu de la bande interdite, soit à 0,7 eV de la bande de valence. L'effet photoréfractif dans InP:Fe repose donc sur le niveau $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$ couplé avec la bande de valence et la bande de conduction.

L'échantillon d'InP:Fe (échantillon B1), que nous avons utilisé, a été synthétisé au CNET Lannion. Pour ce cristal le CNET nous a donné $[\text{Fe}^{3+}] \approx 8 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ mesuré par RPE et une concentration totale de fer $[\text{Fe}] \approx 7 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ mesurée par SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy). Cela signifie donc que le fer se trouve majoritairement sous la forme Fe^{3+} et que l'on a $[\text{Fe}^{2+}] \ll [\text{Fe}^{3+}]$.

Nous avons donc caractérisé notre échantillon par les expériences optiques et électriques, comme nous l'avons fait pour le GaAs. Les mesures de gain photoréfractif en fonction du pas ont révélé un nouveau mécanisme de compétition électron-trou liée à l'existence d'un état excité de Fe^{2+} .

1) Caractérisation

a) Résonance Paramagnétique Électronique

Les mesures de RPE permettent de détecter Fe^{3+} et ainsi de faire une mesure de sa concentration. Ces mesures, réalisées par H.J. Von Bardeleben du groupe de Physique des Solides (Université Paris 7 et Paris 6), ont donné des concentrations en Fe^{3+} , $[\text{Fe}^{3+}] \approx 2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, avec une précision absolue de l'ordre de 50 %, ce qui est comparable à ce qui était donné par le CNET.

b) Absorption

Nous avons tracé un spectre d'absorption de l'échantillon d'InP:Fe étudié (Fig. 28). Cette absorption a été calculée à partir de la transmission de l'échantillon,

avec un indice de réfraction dont la variation spectrale est donnée par la référence [20]. Nous mesurons ainsi une absorption valant pour les deux longueurs d'onde d'étude :

$$\alpha = 1,95 \pm 0,04 \text{ cm}^{-1} \text{ à } 1,06 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\alpha = 0,35 \pm 0,01 \text{ cm}^{-1} \text{ à } 1,32 \text{ } \mu\text{m}$$

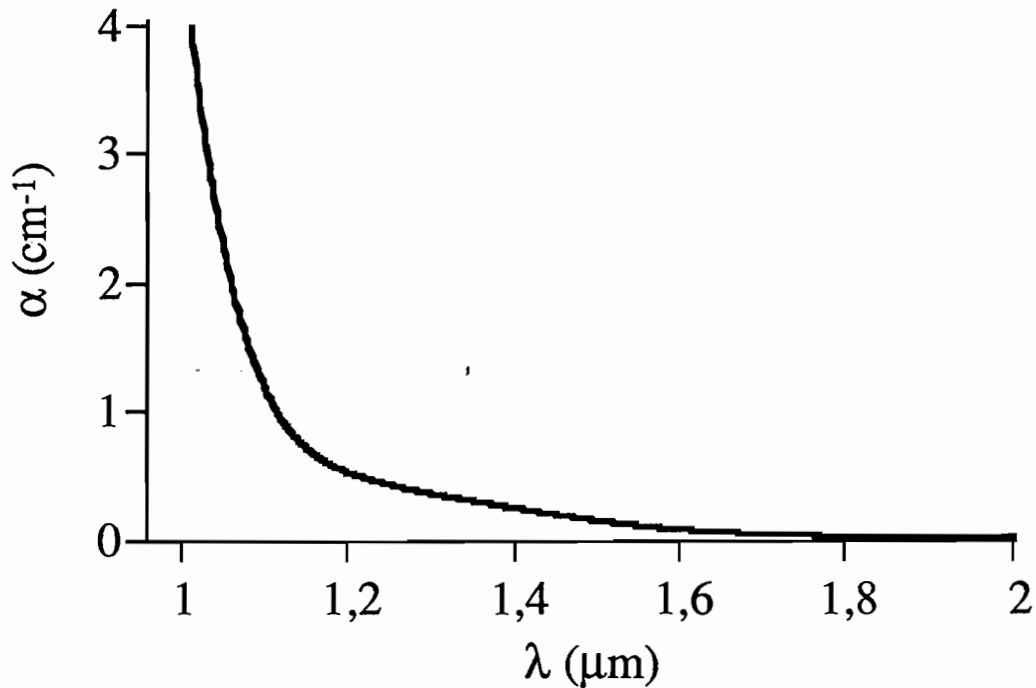


Figure 28 : Spectre d'absorption de B1

L'absorption à $1,32 \mu\text{m}$ est beaucoup plus faible qu'à $1,06 \mu\text{m}$, ce qui devrait correspondre à une photoconductivité beaucoup plus faible.

c) Conductivité.

L'InP:Fe se révèle avoir un comportement bien ohmique dans le noir jusqu'à de fortes tensions appliquées (Fig. 29). Nous n'avons pas de problème comme dans GaAs semi-isolant. Des mesures effectuées précédemment sur cet échantillon [21] ont donné :

$$\sigma = (1,2 + 0,12 I_0) \times 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ à } 1,06 \mu\text{m}$$

$$\sigma = (1,2 + 0,016 I_0) \times 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ à } 1,32 \mu\text{m}$$

I_0 éclaircissement au centre du cristal est exprimé en mW.cm^{-2} .

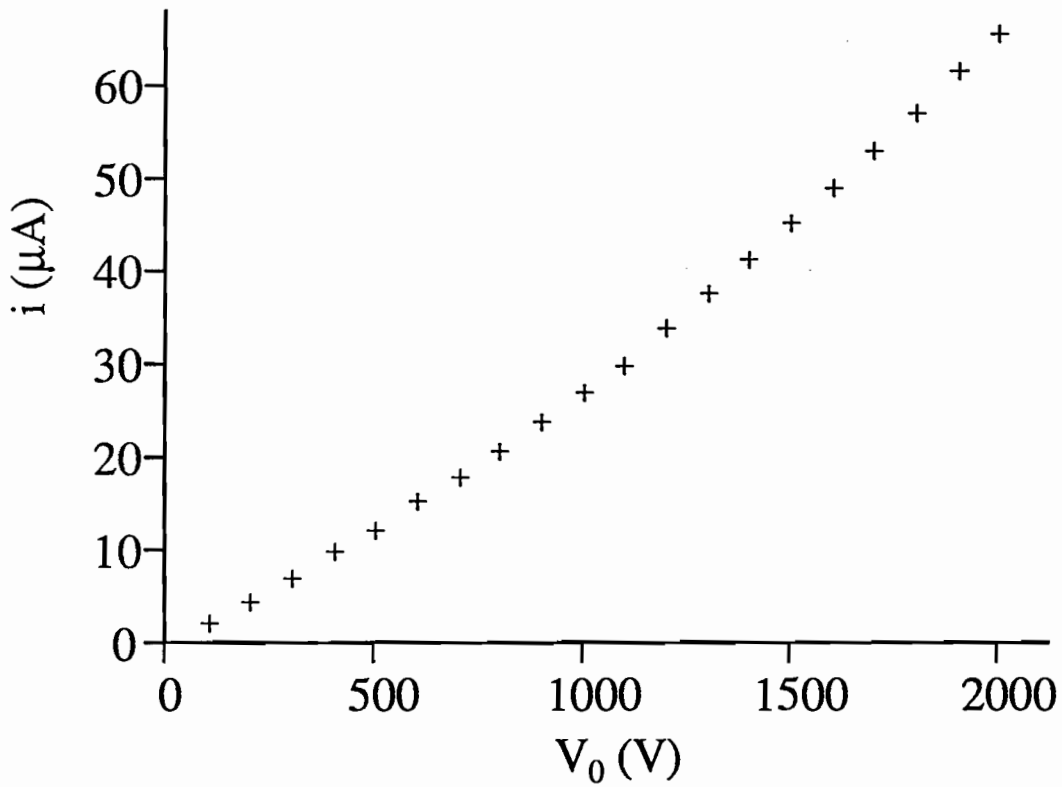


Figure 29 : Courant d'obscurité de InP B1.

La photoconductivité des échantillons est très faible (environ dix fois plus faible que dans GaAs) comparée à la conductivité dans le noir, ce qui se révélera gênant pour les mesures photoréfractives. Il faut par exemple 10 mW.cm^{-2} pour avoir une photoconductivité égale à la conductivité dans le noir à $1,06 \text{ }\mu\text{m}$. La limite passe à environ 70 mW.cm^{-2} à $1,32 \text{ }\mu\text{m}$.

Les études conduites au CNET montrent que, pour l'InP:Fe la conductivité dans le noir est due aux électrons alors que la photoconductivité est due aux trous [22, 23].

La valeur mesurée de la conductivité dans le noir, $\sigma_d = 1,2 \times 10^{-8} \text{ }\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, permet d'estimer le coefficient d'émission thermique des électrons β_n . En effet

$$\sigma_d = e \frac{\mu_n \beta_n [Fe^{2+}]}{\gamma_n [Fe^{3+}]}$$

et en prenant $\mu_n = 2000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $[Fe^{2+}] \approx 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$,

$[Fe^{3+}] \approx 8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\gamma_n \approx 4 \times 10^{-18} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, on obtient : $\beta_n \approx 40 \text{ s}^{-1}$. Ce paramètre est aussi mesuré par la technique de DLTS [24], grâce à laquelle on obtient sa variation avec la température :

$$\beta_n = 3,25 \times 10^{25} T^2 \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right) \sigma_{n\infty} \exp\left(-\frac{E_{ne}}{k_B T}\right)$$

avec $\frac{m_n^*}{m_0} = 0,078$, $\sigma_{n\infty} = 3,5 \times 10^{14} \text{cm}^2$ et $E_{ne} = 0,63 \text{ eV}$. On calcule à 300 K, $\beta_n \approx 10 \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond bien à la valeur déduite de nos mesures de conductivité.

2) Mesures photoréfractives

Nous avons fait des mesures du gain photoréfractif en fonction du pas du réseau inscrit et de l'illumination.

a) Mesure du gain photoréfractif en fonction de l'éclairement.

Nous avons regardé la variation du gain photoréfractif avec l'éclairement incident sur le cristal. La mesure a été faite pour un pas des franges de l'ordre de $2 \mu\text{m}$. L'expression du gain en fonction du pas, en tenant compte de l'émission thermique, est :

$$\Gamma = A \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_0^2}} \left(\frac{\alpha_n - \alpha_p}{A_n \alpha_n + A_p \alpha_p} \right)$$

$$\text{avec : } A_{n(p)} = \frac{\beta_{n(p)} + S_{n(p)} I_0}{S_{n(p)} I_0}$$

Comme indiqué précédemment, la conductivité due aux trous dans le noir est négligeable, ce qui signifie : $\beta_p \approx 0$. Donc $A_p \approx 1$ et Γ varie donc avec I_0 comme :

$$\Gamma = \Gamma_\infty \left(\frac{1}{1 + \frac{\beta_n \alpha_n}{S_n I_0 (\alpha_n + \alpha_p)}} \right)$$

Γ_∞ étant la valeur du gain à saturation quand I_0 devient grand.

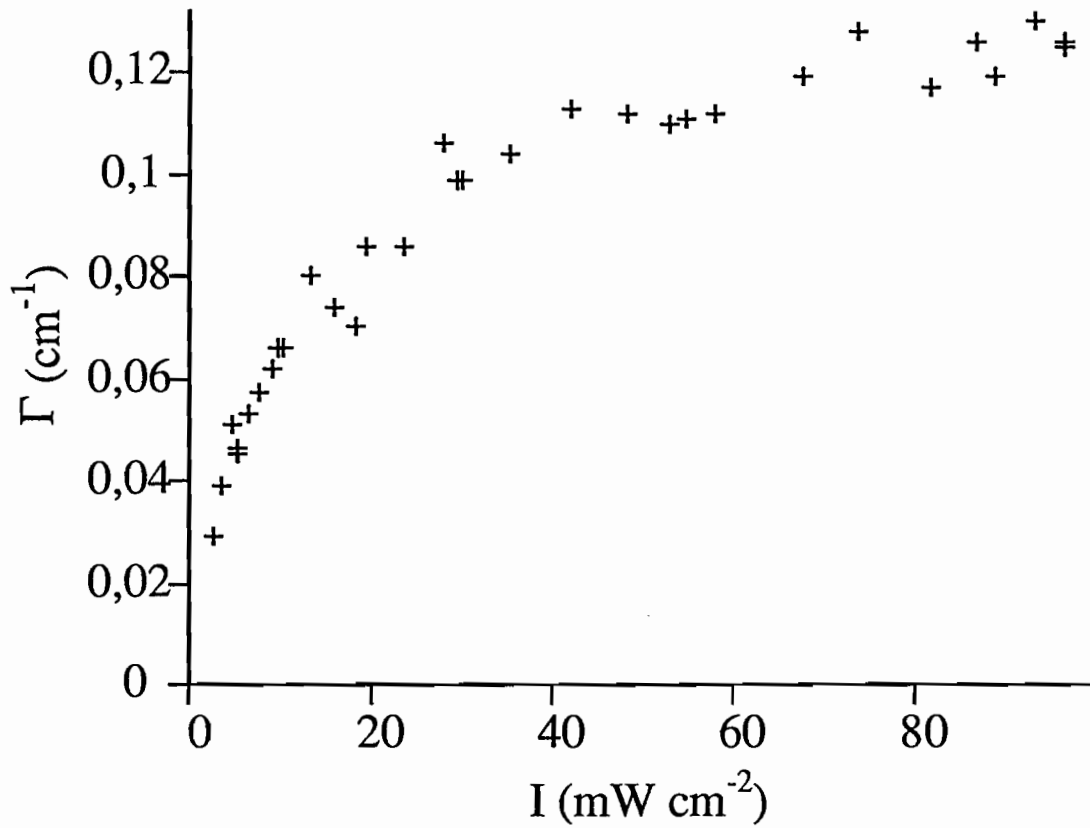


Figure 30 : Gain photoréfractif en fonction de l'éclairement (valeur prise au centre du cristal).

Le gain mesuré suit bien cette loi (Fig. 30). Dans la suite de l'étude, pour les mesures en fonction du pas, nous nous placerons à une intensité suffisante pour saturer le gain photoréfractif, c'est à dire des intensités incidentes sur le cristal de l'ordre de 300 mW.cm⁻².

Un paramètre intéressant atteint lors de ces mesures est l'éclairement I_d pour lequel le gain est divisé par deux (I_d tel que $\Gamma(I_d) = \Gamma_\infty/2$). Il correspond à $I_d = \frac{\beta_n \alpha_n}{S_n \alpha} = \frac{\beta_n [Fe^{2+}]}{\alpha}$ si $\alpha = \alpha_n + \alpha_p$ est l'absorption totale du cristal. On mesure $I_d \approx 10 \text{ mW.cm}^{-2}$ soit $I_d/h\nu \approx 5 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. On déduit de cette valeur $\beta_n \approx 30 \text{ s}^{-1}$ avec $[Fe^{2+}] = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $\alpha \approx 2 \text{ cm}^{-1}$.

Cette valeur de β_n est compatible avec celle obtenue par les mesures de conductivité dans le noir et avec la valeur tirée des mesures DLTS [24].

b) Mesure du signe des porteurs

Comme nous l'avons vu, le cristal est ohmique même pour des valeurs de champ élevé. Cela se retrouve dans l'étude de la distribution du champ dans le cristal. Contrairement à GaAs, le champ s'applique uniformément dans l'InP:Fe. Cela va nous permettre de mesurer le signe des porteurs dans cet échantillon. La mesure conjointe du signe du gain photoréfractif et du signe du coefficient électrooptique, comme expliqué au paragraphe A.II.3), nous permet de déduire que les trous sont les porteurs majoritaires pour l'effet photoréfractif dans l'InP, et donc que l'on a $\xi_0 < 0$.

c) Mesure du gain photoréfractif en fonction du pas

L'échantillon d'InP:Fe sur lequel nous avons fait nos mesures de gain photoréfractif en fonction du pas, correspond à $[Fe^{3+}] \approx 8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $[Fe^{3+}] \gg [Fe^{2+}]$.

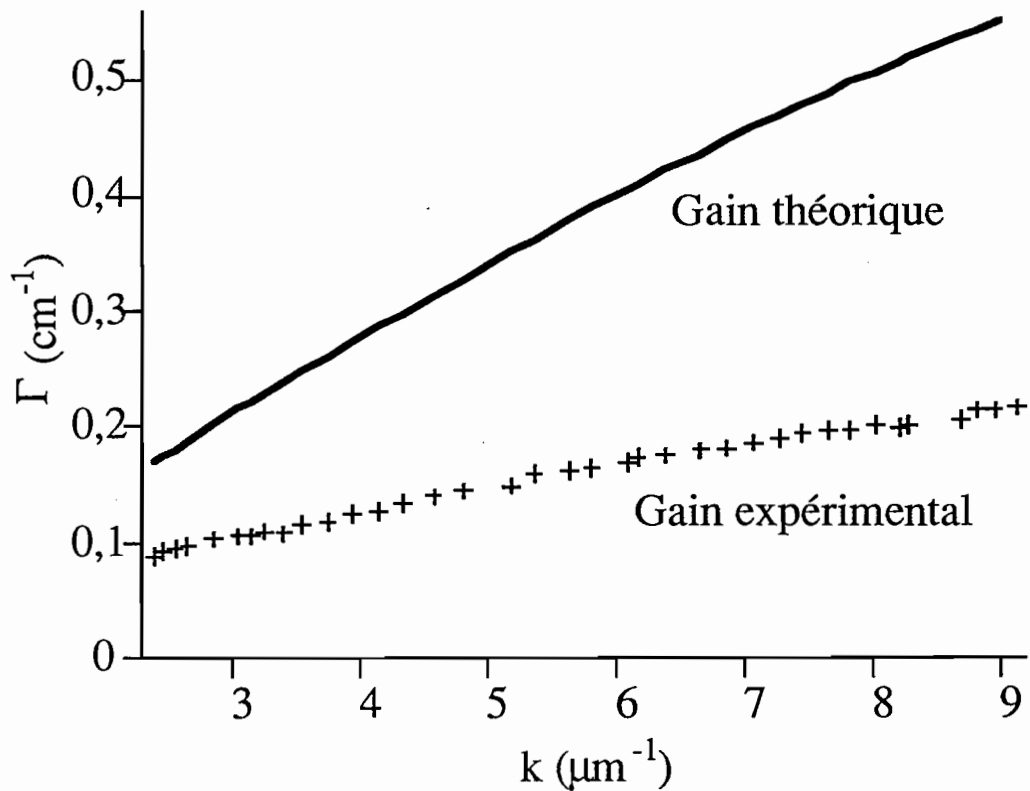


Figure 31 : Comparaison entre le gain expérimental et le gain théorique prévu par le modèle du niveau Fe^{2+}/Fe^{3+} couplé avec les bandes de conduction et de valence avec $\xi = 1$ ($\alpha_p \ll \alpha_n$) et $k_0^2 = 500 \mu\text{m}^{-2}$ ($Fe^{2+} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3} \ll [Fe^{3+}]$).

Cela nous permet d'en déduire la relation suivante entre les contributions relatives à l'absorption correspondant à la photoexcitation d'électrons et de trous : $\alpha_n = S_n[\text{Fe}^{2+}] \ll \alpha_p = S_p[\text{Fe}^{3+}]$, sachant que $S_n \leq S_p$ [25]. Cette relation nous indique donc qu'il y a une compétition électron-trou négligeable dans cet échantillon contrairement à l'échantillon de GaAs. Nous pouvons donc nous attendre à un coefficient ξ_0 égal à - 1. Toutefois, nos mesures d'amplification optique révèlent des gains deux fois plus faibles que ceux prévus théoriquement (Fig. 31) par le modèle à un seul niveau profond déjà utilisé pour le GaAs. Pour expliquer ces résultats, nous avons dû tenir compte, dans le modèle de transport de charge, de l'état excité du niveau Fe^{2+} (noté Fe^{2+*}) jusqu'à présent négligé dans l'effet photoréfractif. Son influence avait cependant été notée dans des expériences d'absorption induite en régime d'excitation nanoseconde [21].

3) état excité de Fe^{2+} dans InP:Fe

Le gain photoréfractif a été trouvé très inférieur à ce qui était attendu au vu des paramètres connus de ce cristal. Nous avons entrepris une étude, pour comprendre et expliquer ces résultats, qui nous a amené à étendre le modèle de l'effet photoréfractif par la prise en compte de l'état excité de Fe^{2+} .

a) présentation de Fe^{2+}*

Des études de photoluminescence [26] de DLOS (Deep Level Optical Spectroscopy) et de DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) [27, 28] ont montré que, dans InP, Fe^{2+} existait dans deux états, un état fondamental ^5E et un état excité $^5\text{T}_2$. La localisation de ces états dans le diagramme énergétique est tout à fait précise [29] (Fig. 32). Néanmoins son influence a, jusqu'à nos travaux, toujours été négligée pour l'effet photoréfractif.

Pour bien voir l'influence de l'état excité Fe^{2+*} sur l'effet photoréfractif, il faut revenir au diagramme énergétique de l'InP:Fe. Nous voyons que Fe^{2+*} est situé à 1,05 eV au dessus de la bande de valence ce qui signifie que l'on peut exciter la transition $\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+*}$ avec émission d'un trou, à la longueur d'onde de $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ (correspondant à une énergie $h\nu = 1,17 \text{ eV}$). Nous pouvons donc remplir ce niveau par excitation de trous. Maintenant, ce niveau situé à 0,3 eV en dessous de la bande de conduction, possède une constante de temps d'excitation thermique (excitation d'électrons vers la bande de conduction) qui, comme nous le montrerons plus loin, est

courte, $\beta_n^{-1} \approx 100$ ns. Le niveau Fe^{2+*} est donc très rapidement vidé par excitation thermique d'électrons dans la bande de conduction. Donc, lorsque nous illuminons le matériau à $1,06 \mu m$, nous peuplons par photoexcitation de trous à partir du niveau Fe^{3+} le niveau Fe^{2+*} qui est immédiatement vidé par émission thermique d'électrons. Ce processus est illustré par les relations suivantes :

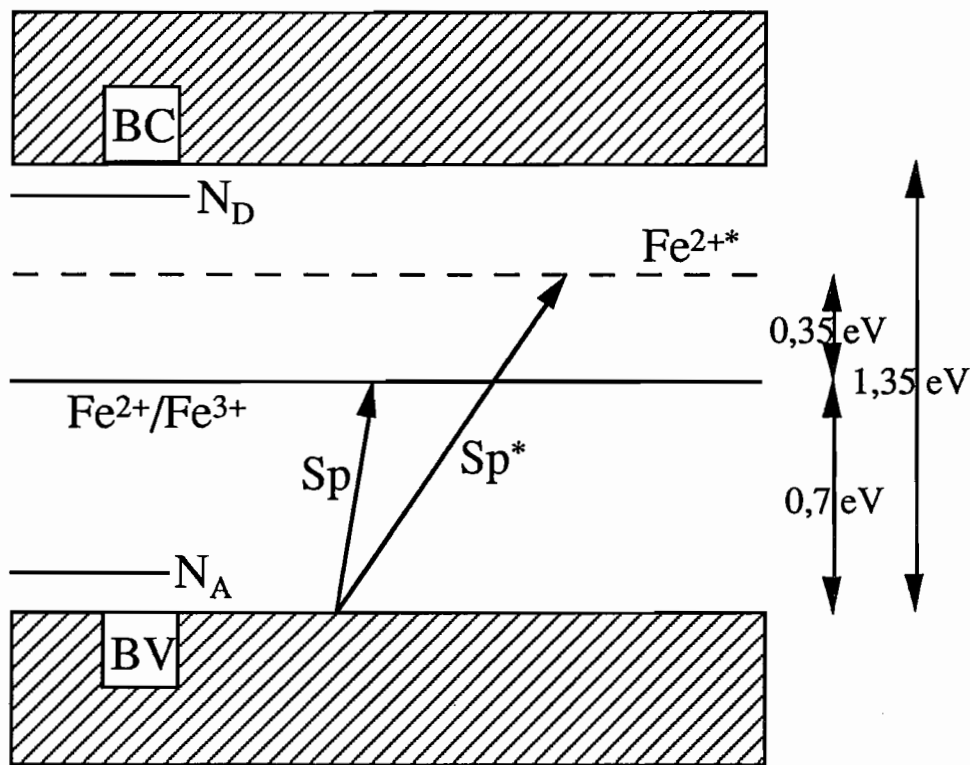
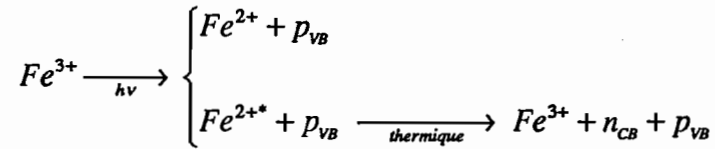


Figure 32 : Diagramme énergétique de InP:Fe à température ambiante.

Nous avons donc créé, par l'intermédiaire du niveau Fe^{2+*} , des électrons qui vont contribuer à réduire le gain photoréfractif comme dans le processus classique de compétition électron-trou.

b) Expression du champ de charge d'espace dans InP:Fe

Afin de calculer le gain photoréfractif, nous avons appliqué le modèle de Kukhtarev au cas de l'InP:Fe en ajoutant les transitions que nous venons de décrire [30, 31]. Dans la suite N_T représente la concentration totale de fer, N correspond à $[\text{Fe}^{3+}]$, N^* à $[\text{Fe}^{2+*}]$ et $N_T - N - N^*$ à $[\text{Fe}^{2+}]$. Les densités de courant des électrons et des trous sont notées $\vec{j}_n$ et $\vec{j}_p$, tandis que les concentrations des électrons et des trous sont n et p . $\vec{E}$ est le champ électrique à l'intérieur du cristal. Les équations du matériau sont :

- équation d'évolution des concentrations de $[\text{Fe}^{3+}]$ et $[\text{Fe}^{2+*}]$.

$$\begin{aligned} \partial N / \partial t = & (\beta_n + S_n I) (N_T - N - N^*) - \gamma_n n N + (\beta_n^* + S_n^* I) N^* - \gamma_n^* n N \\ & - (\beta_p + S_p I) N + \gamma_p p (N_T - N - N^*) - (\beta_p^* + S_p^* I) N + \gamma_p^* p N^* \end{aligned}$$

$$\partial N^* / \partial t = - (\beta_n^* + S_n^* I) N^* + \gamma_n^* n N + (\beta_p^* + S_p^* I) N - \gamma_p^* p N^*$$

- équations de transport de la charge.

$$\vec{j}_n = e n \mu_n \vec{E} + \mu_n k_B T \vec{\text{grad}} n$$

$$\vec{j}_p = e p \mu_p \vec{E} - \mu_p k_B T \vec{\text{grad}} p$$

- équations de continuité.

$$\partial n / \partial t = \text{div } \vec{j}_n / e + (\beta_n + S_n I) (N_T - N - N^*) - \gamma_n n N + (\beta_n^* + S_n^* I) N^* - \gamma_n^* n N$$

$$\begin{aligned} \partial p / \partial t = & -\text{div } \vec{j}_p / e + (\beta_p + S_p I) N - \gamma_p p (N_T - N - N^*) \\ & + (\beta_p^* + S_p^* I) N - \gamma_p^* p N^* \end{aligned}$$

- équation de Poisson.

$$\text{div } \vec{E} = (-e / \epsilon) (N_T - N - N_D + N_A + n - p)$$

I est l'illumination à l'intérieur du cristal, modulée spatialement : $I(z) = I_0 \left[1 + \mathcal{R}_s \left(m e^{iky} \right) \right]$ (I_0 étant en $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$). e , μ_n , μ_p sont les valeurs absolues de la charge et de la mobilité des électrons et des trous. ϵ est la constante diélectrique statique du matériau ($\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ avec $\epsilon_r = 12, 7$). N_D et N_A sont les concentrations de donneurs et d'accepteurs superficiels assurant la neutralité électrique. Dans ces équations, S représente la section efficace de photoionisation, γ le coefficient de recombinaison et β le coefficient d'émission thermique. Les différents indices n , p et $*$ sont respectivement mis pour électron, trou et Fe^{2+*} .

Si l'on considère une faible modulation du réseau d'illumination, $m \ll 1$, nous pouvons faire la linéarisation usuelle des équations précédentes, ne gardant que les termes d'ordre zéro et les termes du premier ordre. Les grandeurs définies précédemment s'écrivent alors :

$$X(t) = X_0 + \mathcal{R}_s \left[X_1(t) e^{iky} \right]$$

En régime d'excitation quasi continu, une solution analytique est trouvée moyennant quelques approximations. Tout d'abord le courant d'obscurité étant principalement dû aux électrons, la contribution de l'émission thermique des trous est négligeable devant la photogénération $\beta_p \ll S_p I_0$ et $\beta_p^* \ll S_p^* I_0$. Le coefficient d'émission thermique des électrons depuis le niveau Fe^{2+} vaut : $\beta_n \approx 10 \text{ s}^{-1}$ [24] à la température ambiante (300 K). Cette valeur est de l'ordre de grandeur de $S_n I_0$ pour les éclairagements avec lesquels nous travaillons. Nous garderons donc ce terme dans un premier temps. Le coefficient d'émission thermique varie exponentiellement avec la différence d'énergie entre le niveau et la bande de conduction [24]. Connaissant cette énergie pour le niveau Fe^{2+*} et prenant les valeurs des constantes relatives au niveau Fe^{2+} , on déduit l'ordre de grandeur du coefficient d'émission thermique du niveau Fe^{2+*} : $\beta_n^* \approx 10^7 \text{ s}^{-1}$ qui est 6 ordres de grandeur plus grand que β_n . Cela permet de dire que $\beta_n^* \gg S_n^* I_0$. Ensuite, supposant que les coefficients de recombinaison des trous sur Fe^{2+} et Fe^{2+*} sont égaux ($\gamma_p \approx \gamma_p^*$), on aura $\beta_n^* \gg \gamma_p^* p_0$ ($\approx 10^2 \text{ s}^{-1}$ pour $I_0 h\nu \approx 100 \text{ mW.cm}^{-2}$). Cela signifie que le niveau Fe^{2+*} est principalement vidé par excitation thermique d'électrons plutôt que par recombinaison de trous. A faible éclairage, la population du niveau Fe^{2+*} sera toujours très faible et on aura $N_0^* \ll N_0, N_T - N_0$. A cela s'ajoute l'approximation usuelle valable pour les faibles puissances d'illumination :

$$n_0, p_0 \ll N_0, N_T - N_0 \text{ et } n_1, p_1 \ll N_1$$

Comme les temps d'évolution de l'effet photoréfractif en régime d'illumination quasi continu sont beaucoup plus grands que les temps de vie des porteurs et de Fe^{2+*} , on aura donc :

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{\partial p_1}{\partial t} = \frac{\partial N_1^*}{\partial t} = 0$$

Dans ces conditions, la résolution des équations donne une équation différentielle du 1^{er} ordre régissant la partie modulée du champ de charge d'espace E_1 :

$$-\varepsilon \left(\frac{k_B T}{e^2 I_0} \right) \frac{\partial E_1}{\partial t} = E_1 \left[A_n \alpha_n \frac{\left(\frac{k(k-iV)}{k_0^2} + 1 \right)}{(k(k-iV) + \kappa_n^2)} + (\alpha_p + \alpha_p^*) \frac{\left(\frac{k(k+iV)}{k_0^2} + 1 \right)}{(k(k+iV) + \kappa_p^2)} + \frac{\alpha_p^*}{(k(k-iV) + \kappa_n^2)} \right] \\ + im \left(\frac{k_B T}{e} \right) \left[(\alpha_n + \alpha_p^*) \frac{(k-iV)}{(k(k-iV) + \kappa_n^2)} + (\alpha_p + \alpha_p^*) \frac{(k+iV)}{(k(k+iV) + \kappa_p^2)} \right]$$

$$\text{avec : } k_0^2 = \frac{e^2}{\varepsilon k_B T} \frac{N_0(N_T - N_0)}{N_T}$$

$$\kappa_n^2 = \frac{e}{k_B T} \frac{\gamma_n N_0}{\mu_n} = \frac{e}{k_B T} \frac{1}{\mu_n \tau_n} ; \quad \kappa_p^2 = \frac{e}{k_B T} \frac{\gamma_p (N_T - N_0)}{\mu_p} = \frac{e}{k_B T} \frac{1}{\mu_p \tau_p}$$

et :

$\alpha_n = S_n(N_T - N_0)$, $\alpha_p = S_p N_0$, $\alpha_p^* = S_p^* N_0$, $A_n = (\beta_n + S_n I_0) / S_n I_0$, $V = e E_0 / k_B T$, où E_0 est le champ externe appliqué au cristal et κ_n, κ_p sont les inverses des longueurs de diffusion des électrons et des trous.

Les parties non modulées spatialement des concentrations des électrons, trous, $[\text{Fe}^{3+}]$ et $[\text{Fe}^{2+*}]$ sont :

$$n_0 = \frac{(\beta_n + S_n I_0)(N_T - N_0) + S_p^* I_0 N_0}{\gamma_n N_0} , \quad p_0 = \frac{(S_p^* + S_p) I_0 N_0}{\gamma_p (N_T - N_0)}$$

$$N_0 = N_T - (N_D - N_A)$$

$$N_0^* = \frac{\gamma_n^*}{\gamma_n \beta_n^*} (\beta_n + S_n I_0) (N_T - N_0) + \frac{(\gamma_n + \gamma_n^*)}{\gamma_n \beta_n^*} S_p^* I_0 N_0$$

Chaque état Fe^{2+*} occupé créant presque immédiatement un électron par excitation thermique, l'influence de l'état excité Fe^{2+*} dans l'équation différentielle régissant E_1 est uniquement visible par le terme α_p^* , la part d'absorption qui donne naissance à la photoexcitation des trous avec le niveau final Fe^{2+*} .

A l'état stationnaire, on déduit l'expression du champ de charge d'espace (en prenant $\kappa_n^2, \kappa_p^2 \ll k_0^2$, ce qui est généralement le cas dans les semi-conducteurs) :

$$E_1 = im \left(\frac{k_B T}{e} \right) \left[\frac{\left[k (k^2 + V^2) (\alpha_p - \alpha_n) + k [(\alpha_p + \alpha_p^*) \kappa_n^2 - (\alpha_n + \alpha_p^*) \kappa_p^2] \right]}{\left[\left[(A_n \alpha_n + \alpha_p^*) \kappa_p^2 + (\alpha_p + \alpha_p^*) \kappa_n^2 \right] + k^2 (A_n \alpha_n + \alpha_p + 2\alpha_p^*) \right]} \right. \\ \left. + \frac{iV [(\alpha_p + \alpha_p^*) \kappa_n^2 + (\alpha_n + \alpha_p^*) \kappa_p^2]}{k^2 (k^2 + V^2) (A_n \alpha_n + \alpha_p + \alpha_p^*) + ikV (A_n \alpha_n - \alpha_p)} \right]$$

dans le cas où $\kappa_n^2, \kappa_p^2 \ll k^2$ (petits pas du réseau induit), l'expression se réduit à :

$$E_1 = im \left(\frac{k_B T}{e} \right) \frac{k (k^2 + V^2) (\alpha_p - \alpha_n)}{k^2 (A_n \alpha_n + \alpha_p + 2\alpha_p^*) + \frac{k^2 (k^2 + V^2)}{k_0^2} (A_n \alpha_n + \alpha_p + \alpha_p^*) + ikV (A_n \alpha_n - \alpha_p)}$$

On retrouve dans cette expression une condition de résonance identique à celle observée et décrite dans la référence [22], qui ne tient pas compte de l'existence de Fe^{2+*} . Pour $A_n \alpha_n - \alpha_p = 0$, le champ de charge d'espace est purement imaginaire bien qu'un champ électrique continu soit appliqué. Cette condition, qui peut se réécrire $\beta_n [Fe^{2+}] = S_p I_0 [Fe^{3+}]$, se rencontre assez facilement dans InP:Fe où la photoconductivité est due aux trous et la conductivité dans le noir est due aux électrons. La condition de résonance peut aussi être obtenue en variant la température (pour faire varier β_n) ou l'éclairement I_0 .

Lorsqu'il n'y a pas de champ électrique appliqué ($V=0$), le champ de charge d'espace E_1 est imaginaire pur et peut être écrit $E_1 = im E_{sc}$. Ce champ, déphasé de 90° , permet le transfert d'énergie. L'expression du gain, déterminée en A.I.1) (configuration classique $\vec{k} // (001)$) est :

$$\Gamma = 2\pi \frac{n_0^3 r_{41}}{\lambda \cos \theta} E_{sc}$$

où n est l'indice de réfraction, r_{41} le coefficient électrooptique et θ le demi angle entre les faisceaux à l'intérieur du cristal.

Des équations précédentes, donnant Γ et E_{sc} , on déduit :

$$\Gamma = \frac{-2\pi n_0^3 r_{41}}{\lambda \cos \theta} \left(\frac{k_B T}{e} \right) \frac{k \left[\left(\frac{\alpha_p - \alpha_n}{\alpha_T + \alpha_p^*} \right) k^2 + \frac{(\alpha_n + \alpha_p^*) \kappa_p^2 - (\alpha_p + \alpha_p^*) \kappa_n^2}{(\alpha_T + \alpha_p^*)} \right]}{\left[k^2 + \frac{k^4}{k_0^2} \left(\frac{\alpha_T}{\alpha_T + \alpha_p^*} \right) + \frac{(\alpha_n + \alpha_p^*) \kappa_p^2 + (\alpha_p + \alpha_p^*) \kappa_n^2}{(\alpha_T + \alpha_p^*)} \right]}$$

Nous avons pris dans cette expression $A_n=1$. Cette dernière approximation est justifiée par le fait que le gain mesuré n'augmente plus avec l'illumination. Cela indique que l'illumination avec laquelle on travaille permet de négliger la contribution du courant d'obscurité. α_T est l'absorption totale de l'échantillon $\alpha_T = \alpha_n + \alpha_p + \alpha_p^*$.

4) Comparaison des prévisions du modèle et des mesures : détermination des paramètres de l'InP.

Nous avons fait des mesures de gain photoréfractif en fonction du pas du réseau dans la gamme de pas variant entre 0,7 et 3 μm (cf B.II.2)c)). Ainsi que montré précédemment, au paragraphe A.II.2), la représentation des résultats expérimentaux sous la forme $Ak/\Gamma = f(k^2)$ permet une meilleure extraction des paramètres photoréfractifs. Pour des pas du réseau inscrit tels que $k^2 \geq 30 \mu m^{-2}$, la variation de Ak/Γ en fonction de k^2 est linéaire (Fig.33), indiquant que l'approximation $k^2 \gg \kappa_n^2$, κ_p^2 est vérifiée. L'ordonnée à l'origine et la pente de la droite d'ajustement permettront d'obtenir les deux coefficients ξ_0 et $k_0'^2$ qui s'écrivent, dans le modèle de l'effet photoréfractif développé précédemment pour l'InP:Fe :

$$\xi_0 = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{\alpha_T + \alpha_p^*} \quad k_0'^2 = k_0^2 \left(\frac{\alpha_T + \alpha_p^*}{\alpha_T} \right)$$

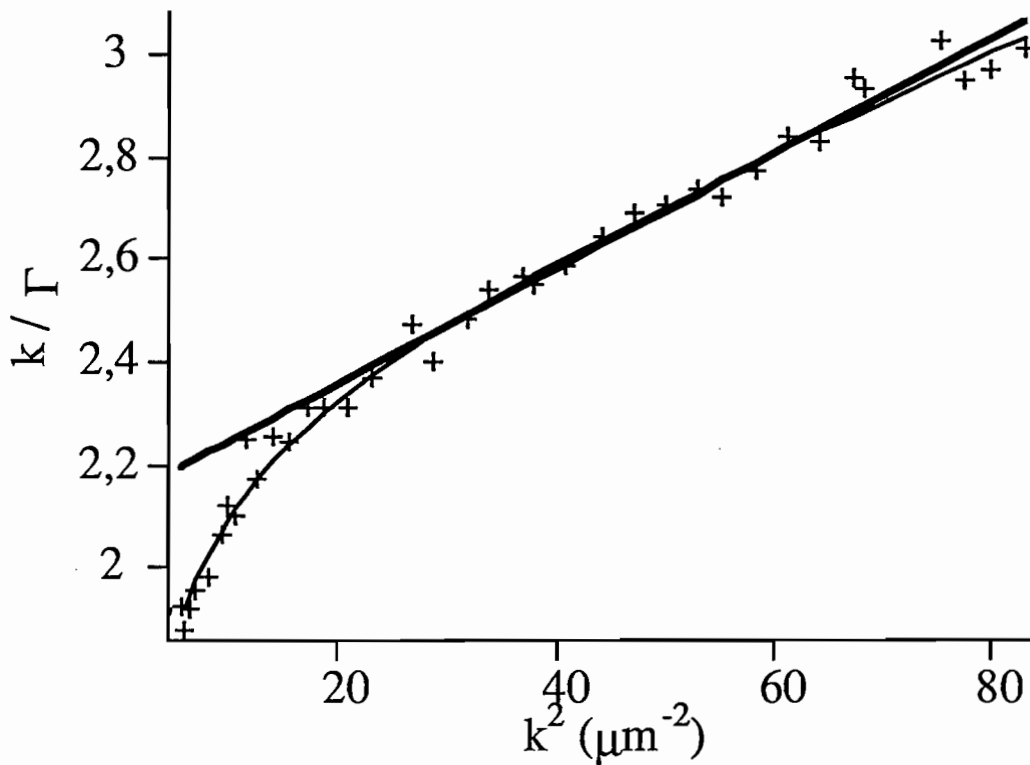


Figure 33 : Gain photoréfractif Γ tracé sous la forme Ak/Γ en fonction de k^2 , avec la droite d'ajustement et la courbe tracée avec l'expression complète du gain en trait fin. A vaut : $A = 7,11 \times 10^{-2}$ avec Γ en cm^{-1} , k en μm^{-1} , $n_0 = 3,29$ et $r_{41} = 1,34 \text{ pm V}^{-1}$.

Lorsque le pas du réseau augmente, c'est à dire quand k^2 devient inférieur à $30 \mu\text{m}^{-2}$, on s'éloigne de la droite d'ajustement (Fig.33). L'approximation $k^2 \gg \kappa_n^2$, κ_p^2 n'est plus valable dans cette gamme de pas. Il faut donc prendre l'expression complète du gain Γ :

$$|\Gamma| = |A| \frac{\xi_0 k^2 + b - c}{k^2 + k^4 / k_0'^2 + b + c}$$

avec :

$$b = \left(\frac{\alpha_n + \alpha_p^*}{\alpha_T + \alpha_p} \right) \kappa_p^2 \quad c = \left(\frac{\alpha_p + \alpha_p^*}{\alpha_T + \alpha_p} \right) \kappa_n^2$$

et $|A|$, ξ_0 , $k_0'^2$ définis précédemment.

Afin de déterminer les paramètres photoréfractifs de l'InP:Fe, nous déterminons tout d'abord les paramètres de la droite d'ajustement pour la partie linéaire de la courbe $Ak/\Gamma = f(k^2)$, ce qui nous donne ξ_0 et $k_0'^2$. Puis, en utilisant tous les points

expérimentaux, nous déterminons les autres paramètres b et c . L'ajustement est fait avec tous les paramètres ξ_0 , $k_0'^2$, b et c , en prenant comme valeurs de départ pour ξ_0 et $k_0'^2$ les valeurs déterminées à partir de la droite. Cette procédure peut être faite aussi bien avec la représentation $Ak/\Gamma=f(k^2)$ (Fig. 33) qu'avec la représentation $\Gamma=f(k)$ (Fig. 34).

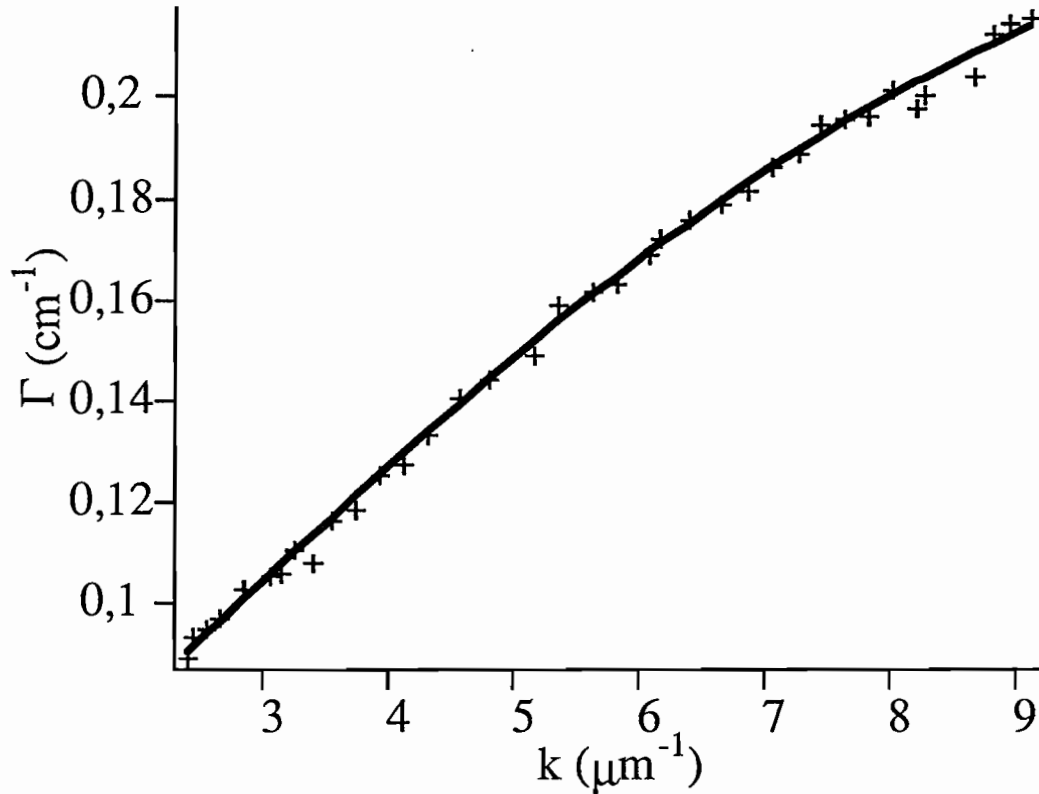


Figure 34 : Gain photoréfractif Γ mesuré et courbe théorique correspondant aux paramètres d'ajustement.

Le jeu de paramètres ainsi déterminé est :

$$\xi_0 = -0,424 \pm 0,03$$

$$k_0'^2 = 260 \pm 50 \mu\text{m}^{-2}$$

$$b \leq 0,05 \mu\text{m}^{-2}$$

$$c = 1,4 \pm 0,5 \mu\text{m}^{-2}$$

Le signe négatif de ξ_0 a été trouvé par les mesures du signe des porteurs majoritaires.

Nous connaissons aussi l'absorption totale de l'échantillon : $\alpha_T = 1,95 \pm 0,04 \text{ cm}^{-1}$, mesurée séparément.

Nous avons vu précédemment que dans notre échantillon nous avons $\alpha_n \ll \alpha_p$, α_p^* , ce qui fait que la connaissance de ξ_0 et de α_T nous permet de calculer α_p et α_p^* et de déduire ensuite les autres paramètres : k_0^2 , κ_n^2 et κ_p^2 :

$$\begin{aligned}\alpha_p &= 1,16 \pm 0,05 \text{ cm}^{-1} \\ \alpha_p^* &= 0,79 \pm 0,05 \text{ cm}^{-1} \\ k_0^2 &= 185 \pm 40 \mu\text{m}^{-2} \\ \kappa_n^2 &= 2 \pm 1,5 \mu\text{m}^{-2} \\ \kappa_p^2 &\leq 0,2 \mu\text{m}^{-2}\end{aligned}$$

α_p et α_p^* , peuvent être exprimés en pourcentage de l'absorption totale donnant les trous, $\alpha_p^{tot} = \alpha_p + \alpha_p^*$:

$$\alpha_p / \alpha_p^{tot} = S_p / S_p^{tot} = (60 \pm 3)\%$$

$$\alpha_p^* / \alpha_p^{tot} = S_p^* / S_p^{tot} = (40 \pm 3)\%$$

S_p^{tot} correspond à la section efficace totale de photoionisation des trous, qui est le paramètre qui est mesuré par les expériences de DLOS ($S_p^{tot} = 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$) [25]. Avec cette valeur, on peut calculer la concentration en Fe^{3+} : $[\text{Fe}^{3+}] = 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur est légèrement inférieure à celle trouvée par le CNET, mais en bon accord avec les mesures d'absorption induite faites sur le même cristal [21].

A partir de k_0^2 , on peut calculer la densité effective de pièges $N_{eff} = \frac{[Fe^{2+}][Fe^{3+}]}{[Fe^{2+}] + [Fe^{3+}]}$ qui est égale à $[Fe^{2+}] = (3,2 \pm 0,5) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Cette valeur confirme que l'on a bien $[Fe^{2+}] \ll [Fe^{3+}]$, comme indiqué par le CNET.

Les valeurs trouvées pour k_n^2 et k_p^2 ne donnent que des estimations des longueurs de diffusion mais ces valeurs sont en accord avec les valeurs calculées à partir des valeurs des mobilités trouvées dans la littérature et des temps de recombinaison mesurés dans les études en nanoseconde [21].

Pour terminer on peut revenir aux expériences de variation du gain en fonction de l'éclairement. Pour l'InP:Fe, où en plus du niveau profond $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$, le niveau excité Fe^{2+*} intervient, l'expression du gain est :

$$\Gamma = \Gamma_{\infty} \left(\frac{1}{1 + \frac{\beta_n \alpha_n}{S_n I_0 (\alpha_n + \alpha_p + 2\alpha_p^*)}} \right)$$

Cette expression a la même forme que celle établie dans le cadre du modèle électron-trou avec un seul niveau. Seule la valeur exacte du coefficient en facteur de $S_n I_0$ change avec l'apparition du terme α_p^* . L'expression de I_d (valeur de l'éclairement I_0 pour laquelle le gain est divisé par 2) devient maintenant :

$$I_d = \frac{\beta_n \alpha_n}{S_n (\alpha_T + \alpha_p^*)}$$

avec $\alpha_T = \alpha_n + \alpha_p + \alpha_p^*$ absorption totale du cristal. De la valeur, $I_d \approx 10 \text{ mW.cm}^{-2}$, déterminée expérimentalement lors de l'étude du gain en fonction de l'illumination, on déduit $\beta_n \approx 45 \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond tout à fait à la valeur trouvée lors des mesures de conductivité.

5) Discussion.

Afin d'expliquer nos résultats de mesure de gain de couplage photoréfractif en fonction du pas du réseau inscrit, nous avons proposé un nouveau mécanisme de compétition électron-trou dans l'InP:Fe. Cette compétition, inhérente à la nature du dopant fer dans l'InP, limite de manière drastique le gain photoréfractif. Le modèle nous permet de bien expliquer le comportement du gain avec la variation de pas du réseau. Il nous a de plus permis de déterminer plusieurs caractéristiques de l'InP:Fe difficilement accessibles par d'autres méthodes, comme par exemple la concentration

$[\text{Fe}^{2+}]$, ou le rapport des sections efficaces de photoionisation des trous S_p/S_p^* créant respectivement Fe^{2+} et Fe^{2+*} à partir de Fe^{3+} .

Cette nouvelle compétition électron-trou est gênante (diminution de 50 % du gain) et ne peut être supprimée qu'en augmentant la longueur d'onde, afin de ne plus former Fe^{2+*} par photoionisation des trous ($h\nu < 1,05 \text{ eV}$). Une autre possibilité pourrait être de diminuer la température afin de diminuer le coefficient d'émission thermique des électrons à partir de Fe^{2+*} . Dans ce dernier cas, la constante de temps d'émission thermique serait supérieure à la constante de temps de recombinaison des trous, ce qui fait que le niveau Fe^{2+*} ne serait plus vidé par émission thermique d'électrons mais par recombinaison des trous. Fe^{2+*} jouerait alors le même rôle que Fe^{2+} et la compétition électron-trou disparaîtrait, les électrons n'étant plus excités.

Les mesures à $1,32 \mu\text{m}$ qui aurait permis de confirmer notre modèle n'ont pas pu être faites, la puissance de notre laser ne nous permettait pas d'engendrer une photoconductivité suffisante pour dépasser la conductivité dans le noir du cristal.

Partie C

Effet photoréfractif dans GaAs irradié

L'irradiation électronique crée, dans les semiconducteurs tels que le GaAs, de nombreux défauts natifs. Ces défauts agissent sur la compensation électronique du matériau, ce qui a pour effet de changer le niveau de Fermi. Ce chapitre étudie les effets de cette irradiation. La première partie rappelle l'effet de l'irradiation sur le GaAs semi-isolant, en recensant les différents défauts créés. Nous regardons ensuite l'influence de cette irradiation sur certaines caractéristiques des échantillons, telles que l'absorption, la conductivité ou la résonance paramagnétique électronique. Ces mesures nous amèneront à tenir compte plus précisément de certains des défauts d'irradiation dans l'interprétation des résultats.

Nous étudions ensuite les performances photoréfractives de nos échantillons irradiés. Nous montrons que les résultats obtenus ne peuvent être interprétés par le modèle classique de l'effet photoréfractif reposant sur un piège profond avec deux types de porteurs et une simple variation du niveau de Fermi. Un nouveau modèle est développé tenant compte de pièges secondaires. Ce modèle nous permet de confirmer l'importance des défauts d'irradiation déjà aperçue lors des mesures de caractérisation.

I. L'irradiation électronique.

1) Échantillons de départ

Pour cette étude de l'effet de l'irradiation électronique sur les propriétés photoréfractives des échantillons semi-isolants, nous sommes partis d'échantillons de GaAs obtenus par tirage Czochralski à partir d'un bain non dopé. Dans ces échantillons, le caractère semi-isolant vient de la compensation électrique des contaminants peu profonds par le défaut intrinsèque EL_2 . Bien que la concentration de EL_2 ne varie que peu avec les conditions de croissance et se situe autour de $(2 \pm 1) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, la concentration des contaminants résiduels va varier d'un échantillon à l'autre suivant la qualité du tirage. Cette concentration va imposer le rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$ à des valeurs

comprises entre 1 et 0,1. Nos échantillons ont une valeur du rapport déterminée à environ 1. Le but de l'irradiation sera d'augmenter ce rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$ par la création de nouveaux défauts peu profonds qui changeront les conditions de compensation.

2) Caractéristiques de l'irradiation.

Les échantillons de GaAs semi-isolant ont été irradiés avec des faisceaux d'électrons avec une énergie cinétique de 2 MeV à l'aide d'un accélérateur de Van De Graaff. L'énergie des électrons doit être supérieure au seuil de déplacement des atomes (200keV). Dans la réalité, le taux d'introduction ne devient raisonnable qu'à partir d'une énergie de 1MeV, ce qui impose, compte tenu de la perte d'énergie due à l'épaisseur du cristal de prendre une énergie du 2MeV pour les échantillons utilisés. Les doses d'irradiation ont été choisies entre 1 et 5×10^{16} électrons par cm^2 . La première étape de recuit des défauts créés par l'irradiation étant à 200°C, nous avons pu faire l'irradiation à température ambiante ($T = 300 \text{ K}$). Pour les échantillons épais ($d \approx 3$ à 4 mm), nous avons réalisé l'irradiation sur deux côtés opposés avec la même dose afin d'assurer une distribution homogène des défauts d'irradiation dans l'épaisseur du matériau.

3) Principaux défauts créés par irradiation

Les défauts créés par irradiation électronique et en particulier leurs propriétés électriques, sont étudiés depuis un certain nombre d'années. D'une manière générale les défauts primaires créés par l'irradiation sont les paires de Frenkel dans les deux sous-réseaux arsenic et gallium ($V_{\text{As}}\text{-As}_i$, $V_{\text{Ga}}\text{-Ga}_i$). La formation d'antisite, As_{Ga} et Ga_{As} , a aussi été observée avec des taux d'introduction élevés. Ces défauts intrinsèques sont électriquement actifs et leur présence va donc modifier le niveau de Fermi ainsi que la durée de vie des porteurs libres.

L'application des techniques DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) sur des échantillons obtenus par différentes techniques de croissance, échantillons de type n ou de type p, pour des conditions d'irradiation différentes (basse température et température ambiante), a conduit à l'identification d'un certain nombre de défauts d'irradiation. Ces défauts sont, soit des pièges à électrons appelés E1 à E5, soit des pièges à trous appelés H0-H3 [32]. Il existe trois autres défauts nommés E7, E8, E9 qui sont créés par irradiation à $T = 4 \text{ K}$ et qui disparaissent à $T = 250 \text{ K}$. Nos études étant faites à température ambiante, ces défauts n'existent pas dans nos échantillons. Tous les autres défauts cités sont stables à température ambiante.

Le tableau 1 résume quelques paramètres de ces défauts [32]. Les défauts accepteurs E ont été détectés dans des échantillons de type n irradiés et les défauts donneurs H dans des échantillons de types p irradiés (les défauts E et H pouvant être reliés au même piège profond). Nos échantillons étant semi-isolants, les techniques DLTS ne peuvent pas être appliquées, on peut toutefois extrapoler les résultats de ce tableau sur nos échantillons (sauf pour les taux d'introduction qui dépendent du niveau de Fermi, par exemple le taux d'introduction de l'antisite d'arsenic est de 1cm^{-1} dans les échantillons de types n et seulement de 10^{-2}cm^{-1} dans les semi-isolants, à $T=300\text{K}$). Pour les échantillons semi-isolants d'autres techniques d'études, comme la Résonance Paramagnétique Électronique (RPE) [33] ou l'annihilation des positrons [34], permettent de caractériser les défauts d'irradiation.

Piège	$T_0(\text{K})$	$\tau (\text{cm}^{-1})$	$E_e (\text{eV})$	$\sigma_a(\text{cm}^2)$	$\beta (\text{s}^{-1})$
E1	20	1,5	0,045	$2,2 \times 10^{-15}$	7×10^9
E2	60	1,5	0,14	$1,2 \times 10^{-13}$	9×10^9
E3	160	0,4	0,30	$6,2 \times 10^{-15}$	8×10^5
E4	310	0,08	0,76	$3,1 \times 10^{-14}$	4×10^{-2}
E5	360	0,1	0,96	$1,9 \times 10^{-12}$	8×10^{-4}
H0	50	0,8	0,06	$1,6 \times 10^{-16}$	2×10^9
H1	150	0,1 - 0,7	0,29	5×10^{-15}	7×10^6
H2	190	-	0,41	2×10^{-16}	2×10^4
H3	340	$\approx 0,2$	0,71	$1,2 \times 10^{-14}$	8×10^{-1}

Tableau 1 : Se référer au texte pour la définition des différents symboles.

La technique DLTS [35] permet, en étudiant les transitoires de capacité de jonction p-n ou de barrière Schottky soumis à des impulsions de tension, d'identifier les différents pièges présents dans le matériau et de mesurer certains de leurs paramètres. On peut ainsi obtenir leurs concentrations, leurs positions dans la bande interdite et leurs sections efficaces de capture. La constante de temps de décroissance du transitoire de capacité est entièrement déterminée par les propriétés d'émission thermique des différents pièges. Ce coefficient d'émission thermique dépend très fortement de la température (variation exponentielle). La mesure DLTS [35] consiste à fixer une constante de temps de décroissance du transitoire (reliée à l'émission thermique) et, par un balayage en température, à regarder les températures pour lesquelles une telle valeur

est observée (ce qui correspond à des pics de signal). On recommence pour d'autres valeurs du temps de décroissance. Le déplacement des pics permet de remonter à la variation du coefficient d'émission thermique avec la température pour chacun des pics observés (chaque piège détecté correspond à un pic). Dans le tableau 1, T_0 est la température du pic DLTS du niveau (il correspond à une valeur du coefficient d'émission thermique de 70 s^{-1}), τ est le taux d'introduction du défaut par irradiation (la concentration de pièges créée N_T est égale à $\tau \cdot \phi$, ϕ étant le flux d'électrons en $\text{e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$), E_e est le niveau d'énergie du défaut (ce niveau est pris à partir de la bande de conduction pour les pièges à électrons E et à partir de la bande de valence pour les pièges à trous H), enfin σ_a est la section efficace de capture apparente (σ_{na} des électrons de la bande de conduction pour les pièges E et σ_{pa} des trous de la bande de valence pour les pièges H). Le coefficient d'émission thermique β en fonction de la température est donné par les relations [36, 37]:

$$\beta_n = 2,28 \times 10^{20} T^2 \sigma_{na} \exp\left(\frac{-E_e}{kT}\right)$$

$$\beta_p = 1,7 \times 10^{21} T^2 \sigma_{pa} \exp\left(\frac{-E_e}{kT}\right)$$

E_e et σ_a étant donnés dans le tableau précédent. Cela nous donne donc le coefficient d'émission thermique (β en s^{-1}) à $T = 300 \text{ K}$ (β_n pour les pièges E et β_p pour les pièges H).

Ce tableau nous donne un certain nombre de renseignements importants sur les défauts créés par irradiation. Tout d'abord les taux d'introduction sont importants $\tau \geq 0,1 \text{ cm}^{-1}$ ce qui donne des concentrations de pièges créés relativement importantes (au moins 10^{15} cm^{-3} pour une dose de $10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$). Ensuite les coefficients d'émission thermique que l'on peut calculer pour les différents pièges sont très importants à température ambiante, $\beta \gg 100 \text{ s}^{-1}$. Seuls E4, E5 et H3 possèdent des coefficients d'émission thermique inférieurs à 1 s^{-1} à $T = 300 \text{ K}$. Ce paramètre est très important pour les propriétés photoréfractives des défauts comme nous le verrons plus loin. Un autre paramètre important pour l'effet photoréfractif est le taux d'occupation du niveau, qui sera caractérisé plus loin par le paramètre N_{eff} ou k_o^2 . Ce taux d'occupation dépend principalement de la position du niveau d'énergie du défaut par rapport au niveau de Fermi. Par exemple, pour un niveau accepteur d'électrons (piège à trous) qui peut exister sous deux formes A^0 neutre et A^- avec un électron de la bande de valence capturé (soit en d'autres termes un trou émis dans la bande de valence) nous avons le

rapport des concentrations qui vaut :

$$\frac{N_a^o}{N_a^-} = g_a \exp\left(\frac{E_a - E_f}{k_B T}\right)$$

g_a est un facteur de dégénérescence dont la valeur est en général proche de 1. Dès que $|E_a - E_f|$ est supérieur à $4k_B T$ ($k_B T$ vaut 0,025 eV à $T = 300K$) $\frac{N_a^o}{N_a^-}$ devient inférieur à 10^{-2} . Dans nos cristaux, le niveau de Fermi est fixé sur le niveau EL_2 situé au milieu de la bande interdite, soit 0,72 eV. L'irradiation déplace peu ce niveau de Fermi dans les échantillons semi-isolants, il reste globalement à environ 0,7 eV. Ce léger changement entraîne toutefois de fortes variations du taux d'occupation du niveau EL_2 . On voit que tous les niveaux créés par irradiation, mis à part H3 et E4, sont à au moins 0,2 eV du niveau de Fermi. Ils sont donc tous dans un seul état de charge (vide d'électrons pour les pièges E et vide de trous pour les pièges H). Tous ces pièges seront donc caractérisés par des densités effectives N_{eff} très faibles (nous verrons plus précisément ce point plus loin) ce qui permettra de les négliger du point de vue de l'effet photoréfractif.

Toutes ces raisons, que nous justifierons plus en détail lors de l'étude de l'effet photoréfractif, nous amènent à ne considérer pour la suite de l'étude que les deux niveaux H3 et E4. De plus, un niveau situé au milieu de la bande interdite pouvant être couplé aussi bien avec la bande de conduction qu'avec la bande de valence, on peut raisonnablement supposer que H3 et E4 sont reliés au même niveau. Ce niveau est probablement lié à l'antisite d'arsenic détecté dans nos échantillons par Résonance Paramagnétique Électronique (RPE) (comme nous le verrons plus loin). Nous considérerons donc, pour la suite de l'étude, que l'irradiation crée un nouveau défaut appelé H3E4 dont les propriétés d'émission et de recombinaison des trous sont données par celles de H3 et dont les propriétés d'émission et de recombinaison des électrons sont données par celles de E4.

II. Caractérisation des matériaux

Toute cette étude sera menée sur une série d'échantillons issus d'un même barreau, dont les propriétés étaient uniformes avant irradiation. Nous avons donc 5 échantillons numérotés D5, D4, D6, D7, D8 irradiés à des doses de 1, 2, 3, 4 et $5 \times 10^{16} \text{e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$ respectivement. Nous leur adjoindrons un sixième échantillon numéroté D2 provenant du même barreau mais non irradié.

Nous avons fait sur ces différents échantillons des mesures de RPE, d'absorption optique et de conductivité.

1) Résonance Paramagnétique Électronique

La technique RPE permet de détecter dans les échantillons irradiés, outre le défaut EL_2 , deux défauts d'irradiation [33]: il s'agit de l'antisite d'arsenic, As_{Ga} et de l'antisite de gallium Ga_{As} . L'antisite d'arsenic créé par irradiation, dont on détecte l'état paramagnétique As_{Ga}^+ , peut être distingué de l'antisite lié au défaut EL_2 par la valeur différente de la constante de l'interaction hyperfine, qui passe de $891 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ à $872 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$; en outre l'antisite As_{Ga} n'est pas métastable.

Un autre moyen de séparer EL_2 de l'antisite d'arsenic As_{Ga} est d'utiliser la neutralisation de EL_2 (souvent désigné par le terme "quenching") Dans un premier temps nous allons rappeler ce qu'est le phénomène de neutralisation [38].

Cette propriété est liée à l'existence pour EL_2 d'un état métastable EL_2^* qui est optiquement inactif. Cet état n'est stable que pour des températures inférieures à 140 K. Il est créé par transfert optique à partir de EL_2 ; le spectre de cette transition est étroit ($\approx 200 \text{ meV}$) et est centré à 1,18 eV ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$).

La neutralisation consiste donc à transférer EL_2 dans l'état métastable EL_2^* en éclairant avec la longueur d'onde appropriée et à faire ainsi disparaître EL_2 des mesures optiques. Cette propriété permet donc de séparer les phénomènes qui sont dus à EL_2 , de ceux dus à d'autres défauts qui ne présentent pas ce phénomène de neutralisation. Cela est réalisé en particulier pour des mesures d'absorption à 77 K.

La concentration en EL_2^+ est donnée par l'étude du spectre RPE qui disparaît par neutralisation. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant pour les échantillons étudiés. La concentration totale de EL_2 ne variant pas avec l'irradiation, ce tableau montre la faible variation du taux d'occupation de EL_2 dans nos échantillons après l'irradiation.

Échantillon	Concentration [EL_2^+]
D2	$6,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
D5	$8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
D8	$7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

La partie du spectre RPE de l'antisite d'arsenic qui ne disparaît pas par neutralisation donne la concentration en antisite créé par l'irradiation. Les résultats, obtenus par différence des concentrations d'antisite avant neutralisation et des concentrations d'antisite qui ont disparu par neutralisation, sont résumés dans le tableau suivant:

Échantillon	Concentration [As_{Ga}^+]
D2	0
D5	$1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
D8	$2,1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

Enfin les valeurs des concentrations d'antisite de gallium sont données par les spectres RPE de Ga_{As}^- qui sont créés grâce au transfert optique métastable des électrons piégés dans $\text{Ga}_{\text{As}}^{-2}$ (diamagnétique, donc non repérable en RPE) sur d'autres pièges à électrons ($T < 40\text{K}$). La concentration d'antisite de gallium ainsi mesurée augmente linéairement avec la dose, comme le montre le tableau suivant:

Échantillon	Concentration [Ga_{As}^-]
D2	0
D5	$1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
D8	$5,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

Les mesures RPE permettent donc de mettre en évidence de manière qualitative et quantitative les défauts créés par l'irradiation. Deux défauts ayant des concentrations notables sont ainsi détectés dans les échantillons irradiés, il s'agit de l'antisite d'arsenic et de l'antisite de gallium.

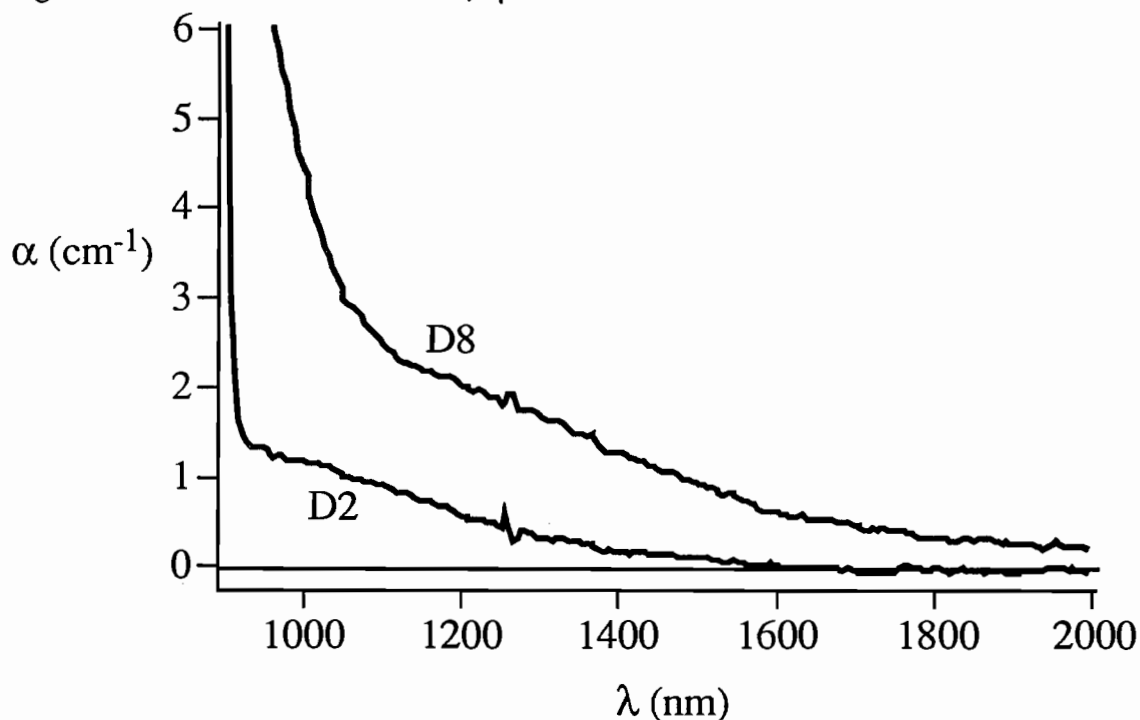
2) Absorption optique

L'absorption optique est un paramètre important de toutes les expériences d'optique. C'est pour cela que nous avons déterminé les spectres de transmission à température ambiante pour tous nos échantillons. L'absorption en est déduite par une expression tenant compte des réflexions multiples, compte-tenu de la valeur du coefficient de réflexion des faces calculé à partir de la valeur de l'indice de réfraction donnée dans la référence [11]. Les résultats sont résumés dans le tableau 2 où sont donnés les coefficients d'absorption pour les différents échantillons de la série D.

Échantillons	Dose d'irradiation ($\times 10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$)	α (1,06 μm) (cm^{-1})	α (1,32 μm) (cm^{-1})
D2	0	0,95	0,24
D5	1	1,25	0,49
D4	2	1,84	0,95
D6	3	2,3	1,22
D7	4	2,47	1,29
D8	5	2,9	1,58

Tableau 2

Un exemple de spectre d'absorption est donné (Fig. 35) pour les échantillons D2 et D8. L'augmentation de l'absorption semble uniforme sur tout le spectre, avec un léger renflement aux alentours de 1,3 μm .

Figure 35 : Spectre d'absorption de D2 et D8 à température ambiante ($T=300\text{K}$)

On le voit, le spectre d'absorption à température ambiante révèle peu de changement suite à l'irradiation. Par contre, une mesure à basse température, $T = 77 \text{ K}$, sera pleine d'enseignements. Il y a plusieurs raisons pour faire une telle mesure. Tout d'abord la largeur d'une bande d'absorption dépend de la température donc une mesure à 77 K devrait permettre de faire mieux apparaître d'éventuelles bandes d'absorption en les affinant. Ensuite, cela permet d'utiliser une propriété fondamentale du niveau EL_2 , à

savoir la neutralisation. Pour illustrer ce dernier point, nous allons nous intéresser à l'échantillon D2 (non irradié) dans lequel nous avons considéré que le défaut principal était EL_2 .

a) Neutralisation de EL_2

Nous avons donc fait plusieurs spectres d'absorption de GaAs à basse température avant et après neutralisation (avec un laser YAG continu à $1,06 \mu\text{m}$) (Fig. 36). On voit sur la courbe une chute très importante de l'absorption, seul un petit résidu d'absorption d'environ $0,2 \text{ cm}^{-1}$ subsiste. Cette mesure confirme que le défaut principal dans nos échantillons, avant irradiation, est EL_2 .

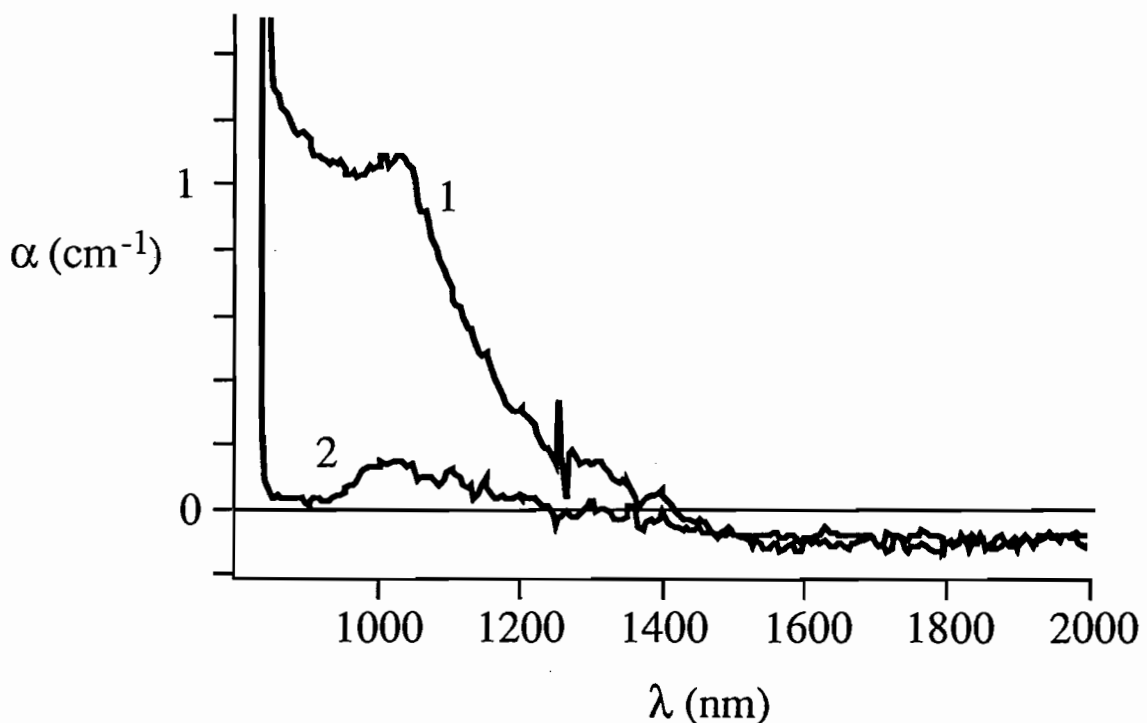


Figure 36 : Spectre d'absorption de D2 avant (1) et après (2) neutralisation.

L'absorption légèrement négative que l'on observe aux fortes longueurs d'onde est principalement due à une légère indétermination sur la valeur exacte de l'indice de réfraction (la valeur prise ici est une valeur déterminée à 103 K et non à 77 K [11]). Cela donne une valeur légèrement sous estimée du coefficient de réflexion sur les faces du cristal et donc de l'absorption.

Si l'on fait la différence des deux spectres de la figure 36, on obtient l'absorption optique due uniquement au défaut EL_2 . Les méthodes précédemment proposées afin de relier les mesures d'absorption à la concentration totale en EL_2 [39] ne sont pas

adaptées à nos échantillons. En effet, ces étalonnages supposent que EL_2 se trouve majoritairement dans l'état EL_2^0 ce qui n'est pas le cas dans nos cristaux où l'on sait que EL_2^+ est important (mesure de RPE). En utilisant les spectres de section efficace de photoionisation de EL_2 à 77 K [6] et nos mesures d'absorption et de RPE (donnant EL_2^+), nous déterminerons la concentration de EL_2^0 et la concentration totale de EL_2 dans nos échantillons.

L'absorption due au niveau EL_2 , que l'on peut calculer à partir de la différence des spectres avant et après neutralisation, s'écrit $\alpha = S_n [EL_2^0] + S_p [EL_2^+]$. Dans cette expression S_n et S_p sont tirés de la référence [6] tandis que $[EL_2^+]$ a été mesuré en RPE : $[EL_2^+] = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Sur la figure 37 on peut voir que S_p se caractérise principalement par une bosse centrée à $1,3 \mu\text{m}$ tandis que S_n est prépondérant aux longueurs d'onde proches de l'énergie de bande interdite. En particulier, autour de $\lambda = 1 \mu\text{m}$, on voit sur les spectres que S_n est très supérieur à S_p . Le premier terme dans l'expression donnant α est donc prépondérant et l'on a $\alpha \approx S_n [EL_2^0]$. S_n étant connu, nous estimons $[EL_2^0]$ par ajustement de la courbe théorique aux points expérimentaux ; nous obtenons $[EL_2^0] = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

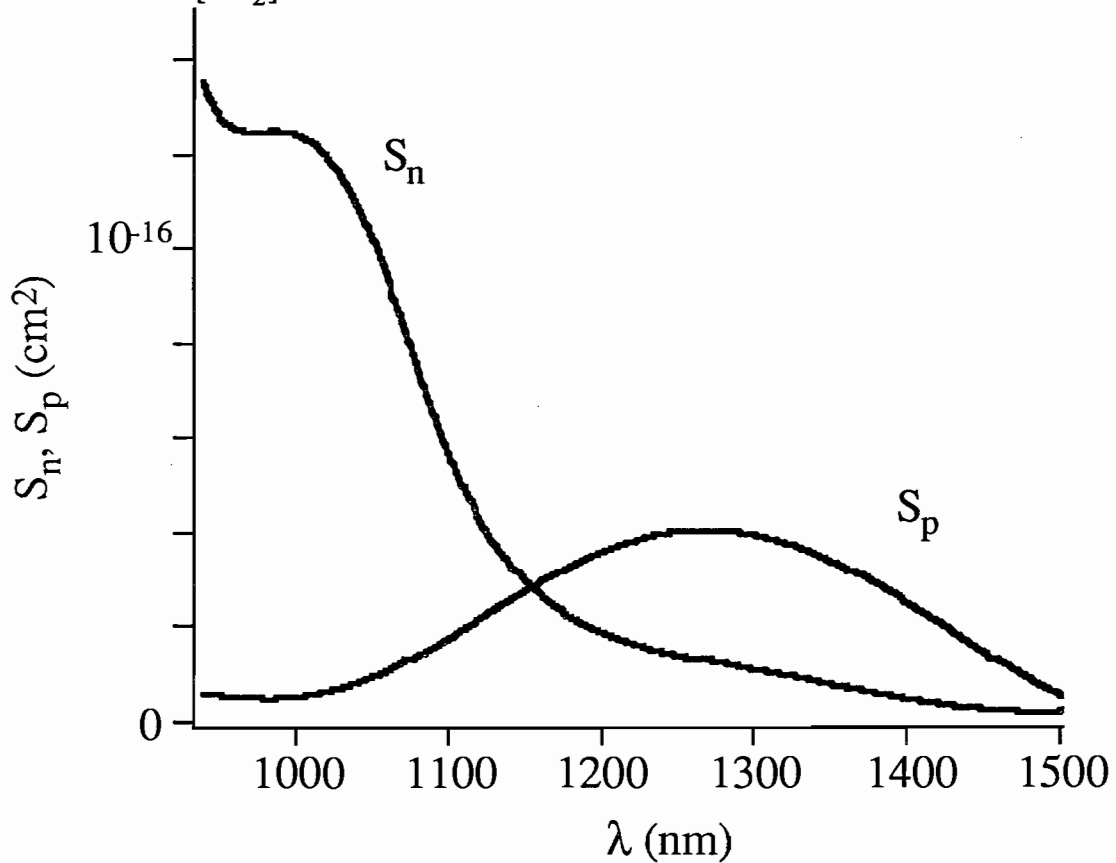


Figure 37: Spectre de section efficace de photoionisation des électrons S_n et des trous S_p à $T=78K$ [6].

Tous les paramètres donnant α sont donc maintenant déterminés. Il est clair, quand on regarde les courbes (Fig. 38), qu'il y a un problème entre 1,2 et 1,5 μm dans la zone du spectre où S_p est prépondérant ; l'absorption prédite par la courbe "ajustée" à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ est trop forte dans cette zone du spectre. Il y a deux causes possibles à cela : soit S_p , soit $[EL_2^+]$ est surestimé. Nous allons étudier ces deux possibilités.

La référence [7] donne une compilation des valeurs mesurées de S_n et S_p prises dans la littérature. S'il y a un assez large consensus quant à la valeur absolue de S_n à 1,06 μm , le rapport S_n/S_p varie entre 1,7 et 10. On peut donc raisonnablement penser que la valeur absolue de S_p a été surestimée dans la référence [6].

Pour ce qui est de la valeur de $[EL_2^+]$, déterminée par RPE, la variation relative d'un échantillon à l'autre est connue avec une précision relative d'environ 10%. Par contre la valeur absolue de la mesure de la concentration est estimée à un facteur 2 près.

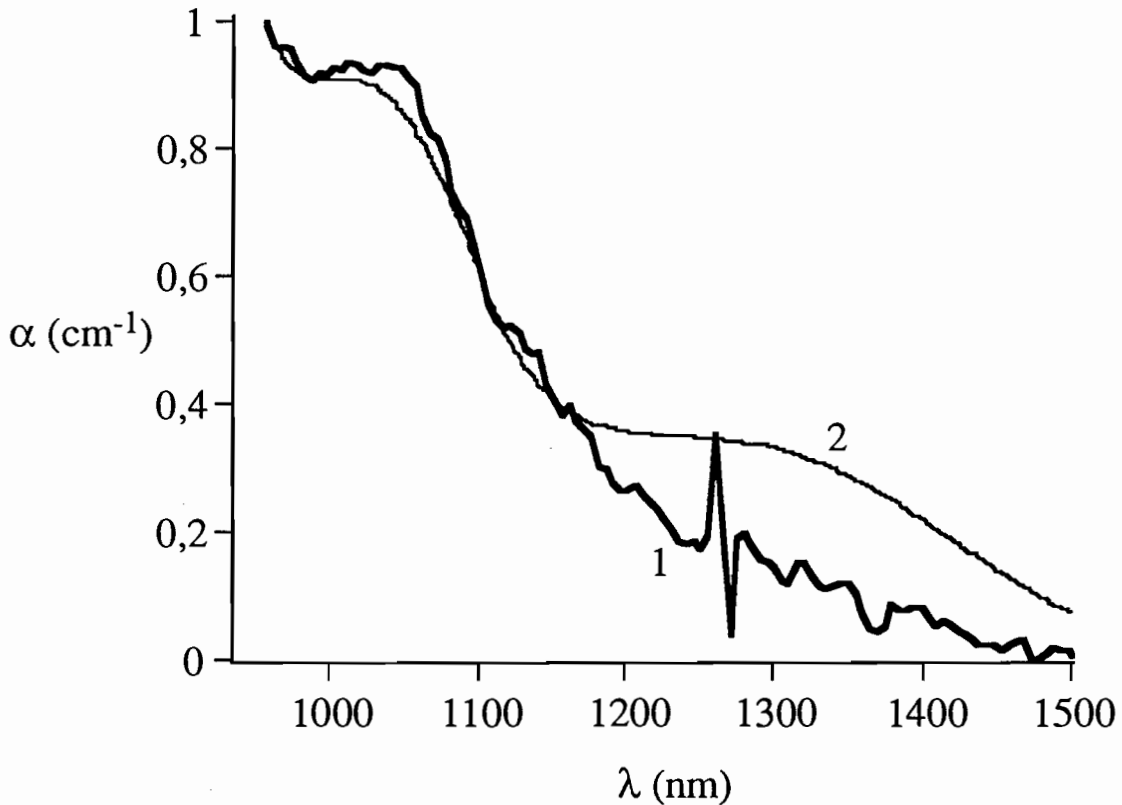


Figure 38 : Spectre d'absorption due à EL_2 pour D2 (1) et simulation de l'absorption (2) avec $[EL_2^0] = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $[EL_2^+] = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et avec les sections efficaces de photoionisation de la figure 37.

Tout cela fait qu'en réduisant légèrement S_p et $[EL_2^+]$ on arrive à une bonne évaluation du spectre d'absorption due à EL_2 .

De ces mesures, on peut calculer la concentration totale en sites EL_2 qui est $[EL_2] = [EL_2^0] + [EL_2^+]$. Cette concentration se situe aux environs de $1 \text{ à } 1,3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ce qui est tout à fait dans la gamme des valeurs attendues pour ce type d'échantillon. Ce paramètre est important car il est connu que l'irradiation n'affecte pas la concentration totale de EL_2 . Dans les différents échantillons de la série D nous aurons $[EL_2] = (1 \text{ à } 1,3) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; la seule chose variant étant le rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$ du fait du déplacement du niveau de Fermi.

b) Neutralisation dans les échantillons irradiés.

L'expérience de neutralisation a été réalisée dans les différents échantillons irradiés afin de faire apparaître la modification de l'absorption due à EL_2 .

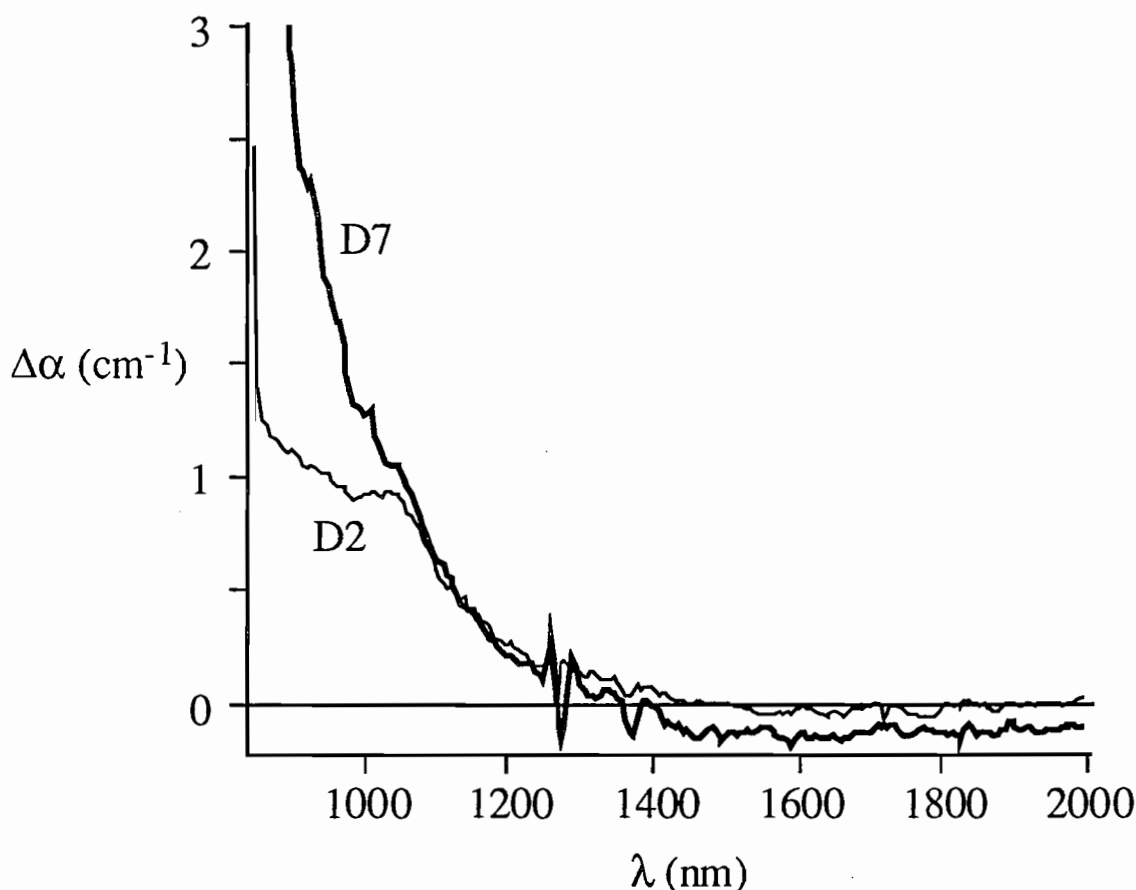


Figure 39 : Différence des spectres avant et après neutralisation à 77K pour D2 et D7.

Le comportement de la différence des spectres avant et après neutralisation est globalement la même dans tous les échantillons qu'ils soient irradiés ou non (Fig. 39) ce qui montre que le rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$ est relativement peu changé par l'irradiation (changement inférieur à 20 % compte tenu de la précision des spectres). Cela confirme donc les résultats de RPE où la même constatation a été faite.

Il apparaît toutefois quelques différences dues à l'irradiation :

- une augmentation de l'absorption après neutralisation aux fortes longueurs d'onde (cela correspond à $\Delta\alpha < 0$ au delà de $1,4 \mu\text{m}$ pour D7 (Fig. 39).
- près du seuil de bande interdite, une diminution de l'absorption plus importante et augmentant avec l'irradiation.

Ces deux phénomènes ont une même cause : la création de défauts superficiels près des bandes de conduction et de valence (tels, entre autres, E1 ou H0, H1). Ces pièges peu profonds vont absorber suivant deux mécanismes. Considérons le cas des pièges près de la bande de valence, il y a :

- (1) émission des trous présents en minorité dans ces pièges, vers la bande de valence avec des photons de faibles énergies (donc de fortes longueurs d'onde).
- (2) émission des électrons, majoritaires dans ces pièges, vers la bande de conduction, avec des photons de fortes énergies (soit de courtes longueurs d'onde).

L'influence de la neutralisation de EL_2 est ici indirecte. En effet la compensation électrique de ces matériaux est réalisée par le niveau EL_2 ; la neutralisation va faire disparaître EL_2 et donc détruire la compensation électrique du matériau en engendrant des trous dans la bande de valence. Ces trous iront se recombiner dans les pièges à trous près de la bande de valence, où ils seront piégés (du fait de la température très basse). Cela va donc favoriser le mécanisme (1) en augmentant le nombre de trous dans les pièges susceptibles d'être photoexcités, induisant ainsi une augmentation de l'absorption aux fortes longueurs d'onde. Cela va au contraire défavoriser le mécanisme (2) en diminuant le nombre d'électrons présents dans les pièges, supprimant ainsi une cause d'absorption des photons aux faibles longueurs d'onde.

Le seuil en longueur d'onde pour l'existence de ce dernier phénomène se trouve aux environs de $\lambda = 1$ à $1,1 \mu\text{m}$, longueurs d'onde à partir de laquelle toutes les courbes

de la partie qui subit la neutralisation de l'absorption se rejoignent pour tous les échantillons. Cela donne une estimation de l'énergie du niveau du piège à trous responsable du phénomène de neutralisation aux faibles longueurs d'onde : $E \approx 1,2$ eV prise à partir de la bande de conduction. Pour une énergie de photon inférieure à 1,2 eV les pièges à trous n'absorbent pas suivant le mécanisme 2 il n'y a alors pas de changement d'absorption après neutralisation.

On le voit le spectre de neutralisation nous apporte une confirmation des expériences de RPE, c'est à dire une faible variation du rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$ sur nos échantillons. Cette constatation qui peut être effectuée uniquement sur des spectres d'absorption à basse température, confirme l'intérêt d'une telle mesure. La neutralisation va de plus faire apparaître plus nettement l'absorption par les autres défauts créés par irradiation.

c) Étude des spectres des échantillons irradiés après neutralisation.

Sur la Fig. 40, nous présentons le spectre d'absorption après neutralisation. On voit très nettement sur la courbe D8 l'apport du spectre à basse température, si l'on compare ce spectre avec celui de la Fig. 35.

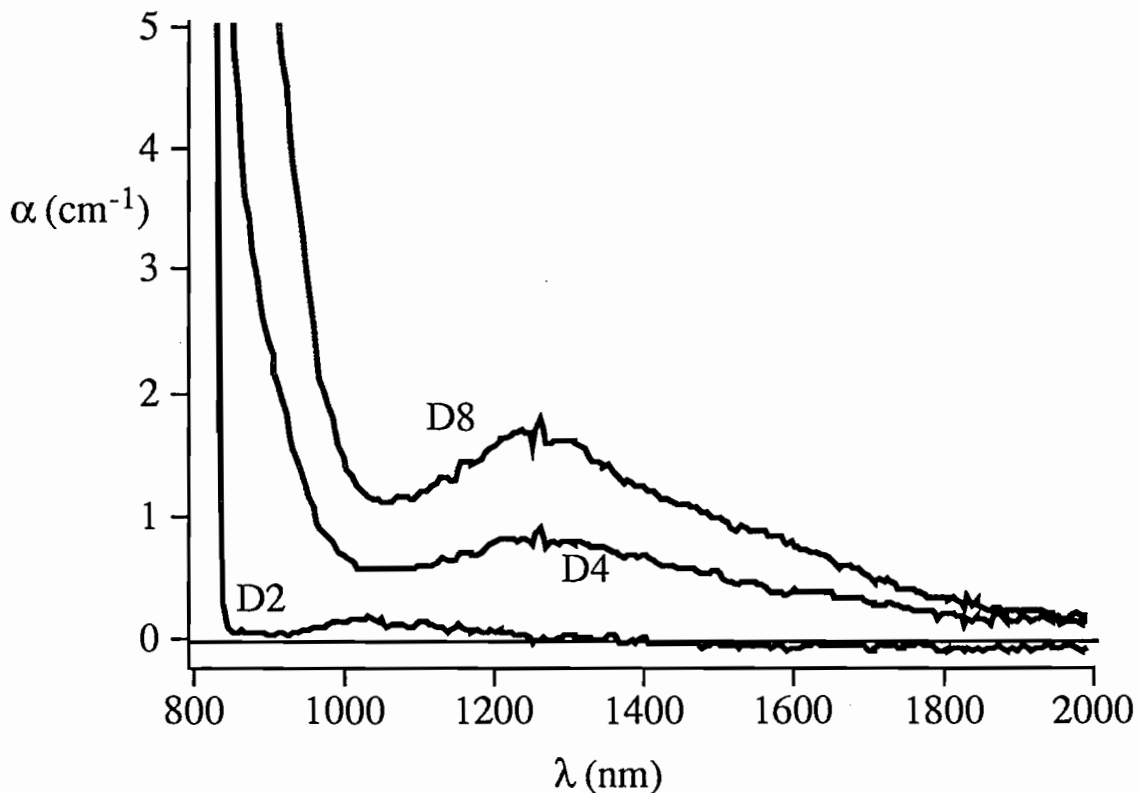


Figure 40 : Spectre d'absorption de D2, D4 et D8 après neutralisation à 77K.

L'irradiation se traduit donc par la création d'une bande d'absorption centrée à $1,3\text{ }\mu\text{m}$, ainsi qu'une forte absorption près du seuil de bande interdite. Ces caractéristiques se retrouvent dans tous les échantillons de GaAs semi-isolants irradiés, en particulier la bosse d'absorption à $1,3\text{ }\mu\text{m}$ qui augmente proportionnellement à la dose d'irradiation (Fig. 41). De plus, des mesures de DLOS (Deep Level Optical Spectroscopy) [40] effectuées sur des échantillons de type p irradiés, ont permis de mesurer les sections efficaces de photoionisation des trous pour les deux défauts H1 et H3. Ces spectres (Fig. 42) présentent une double bosse caractéristique des sections efficaces de photoionisation des trous. La séparation des bosses est $0,35\text{ eV}$ ce qui correspond à la séparation des deux bandes de valence Γ_7 et Γ_8 couplées avec le niveau.

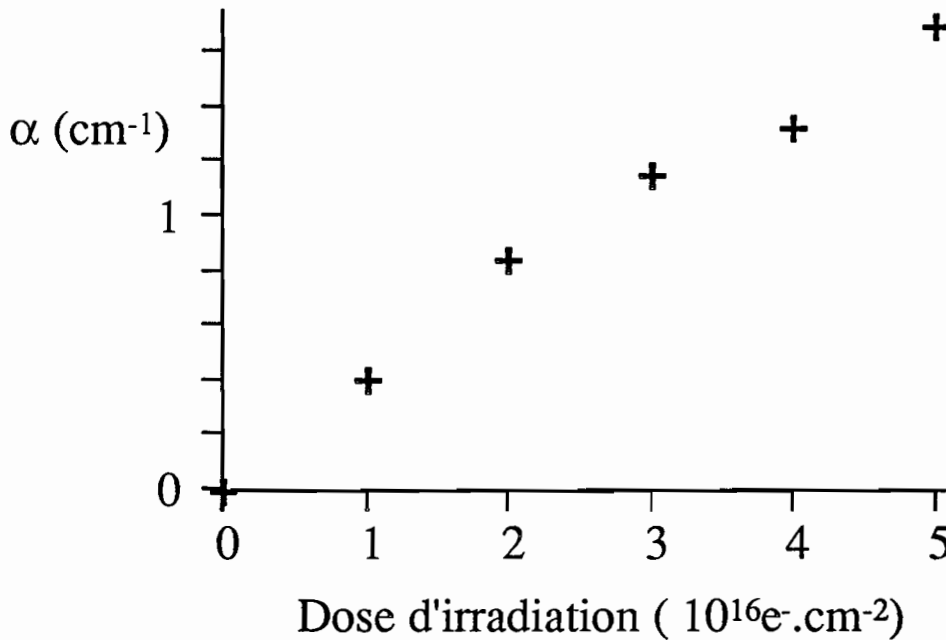


Figure 41: Absorption à $1,32\text{ }\mu\text{m}$ après neutralisation en fonction de la dose d'irradiation.

Dans les deux cas, la position de la bosse principale permet de séparer nettement les deux pièges : le maximum est à $\lambda = 1,15\text{ }\mu\text{m}$ pour H1 et à $\lambda = 1,3\text{ }\mu\text{m}$ pour H3. La bosse d'absorption observée sur les spectres de nos échantillons irradiés se trouvant centrée à environ $1,3\text{ }\mu\text{m}$, on peut sans conteste l'identifier avec la bosse correspondant à H3. Cela indique le rôle du niveau H3 pour cette étude. H1 pourrait être un des niveaux responsables du phénomène de neutralisation indirect décrit précédemment dans les expériences de neutralisation, sa section efficace de photoionisation des trous étant importante jusqu'à $2\text{ }\mu\text{m}$ (Fig. 42). De plus, son existence est confirmée dans nos

échantillons par les mesures de RPE qui ont décelé l'antisite de gallium Ga_{As} auquel H1 est identifié. De plus, H1 est à 0,29 eV de la bande de valence ce qui correspond à environ 1,2 eV pris à partir de la bande de conduction. Cela correspond au seuil trouvé pour le piège à trous lors de l'étude de la neutralisation dans les échantillons irradiés.

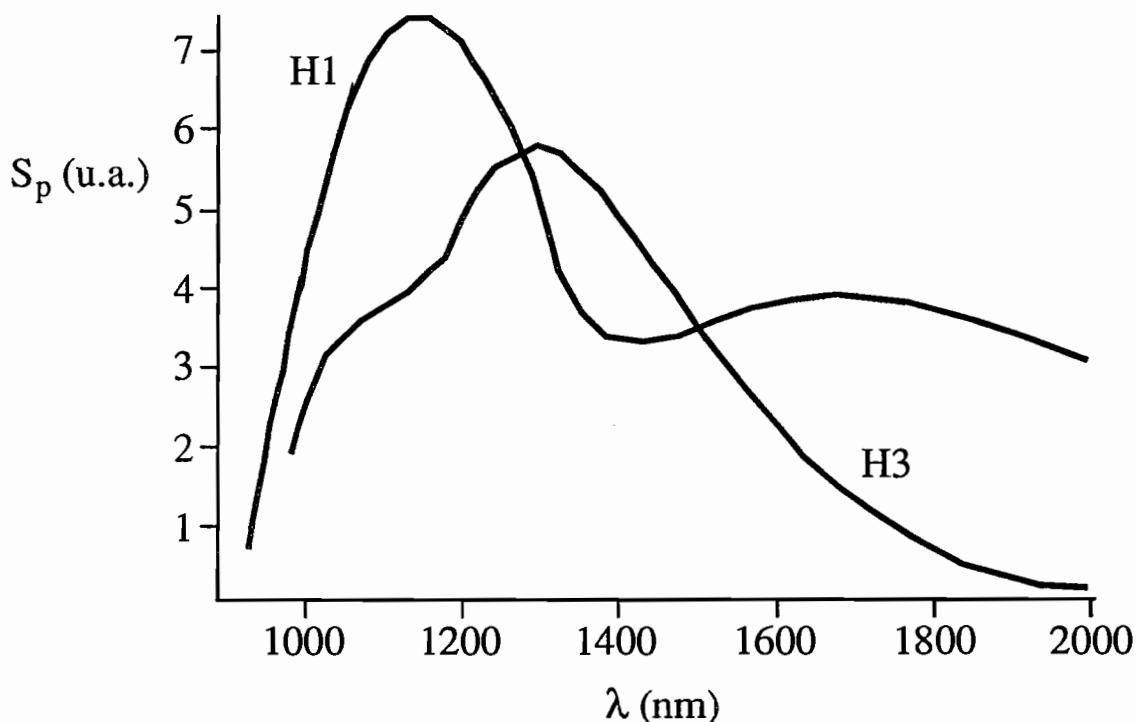


Figure 42 : Spectres de sections efficaces, photoionisation des trous des niveaux H1 et H3 [40].

d) Conclusion

Les résultats des expériences d'absorption à basse température peuvent s'expliquer totalement par l'existence du défaut EL_2 présent avant l'irradiation et peu influencé par celle-ci (variation du rapport $[\text{EL}_2^+]/[\text{EL}_2^0]$ inférieur à 20 %) et par l'apparition de deux défauts H1 et H3 situés respectivement à 0,3 eV et 0,7 eV de la bande de valence. L'absorption est la somme des contributions de ces différents pièges auxquelles on peut ajouter les variations d'absorption dues à la variation de position du bord de bande.

Avant neutralisation, EL_2 absorbe avec son spectre caractéristique (Fig. 38), auquel s'ajoute l'absorption due à H3 avec une bande centrée à 1,3 μm (Fig. 42). Son pendant dans les pièges à électrons E4, devant avoir un spectre de photoionisation des

électrons globalement semblable à celui de S_n de EL_2 (Fig. 37), doit être responsable d'une partie de l'absorption près du seuil de bande interdite. On peut ajouter à cela l'absorption due à H1, absorbant entre 1,2 et 2 μm pour donner des trous (Fig. 42), soit une capture des électrons de la bande de valence par H1 qui peuvent à leur tour absorber des photons et ainsi être transférés dans la bande de conduction. L'énergie de seuil de ce transfert est environ 1,2 eV, ce qui correspond à peu près à la position du niveau H1 par rapport à la bande de conduction.

Après neutralisation, le spectre d'absorption dû à EL_2 disparaît faisant apparaître plus nettement la bosse d'absorption à 1,3 μm due à H3. La disparition de EL_2 va libérer les trous piégés dans ce niveau. Ces trous vont aller se piéger dans le niveau H1 (température $T < T_0$ du pic de DLTS (tableau 1)) ce qui correspond à l'émission d'électrons de H1 vers la bande de valence. Ces électrons peuvent être réexcités optiquement vers H1 créant ainsi une nouvelle source d'absorption entre 1,2 et 2 μm (Fig. 42). Cela correspond aussi à une diminution de l'absorption entre 0,85 et 1 μm par la diminution du nombre d'électrons présents dans H1 et susceptibles d'être excités optiquement.

Nous n'avons tenu compte que des pièges H1 et H3 créés par irradiation. Il est probable que les autres niveaux interviennent, mais très certainement dans une moindre mesure. Déjà, H1 a une influence relativement faible sur les mesures d'absorption ($\Delta\alpha < 0,3 \text{ cm}^{-1}$ entre 1,3 et 2 μm) sauf peut être près du seuil de bande interdite. Il devrait en être de même pour les autres défauts créés par irradiation, leur influence se faisant sentir surtout près de ce seuil. On peut donc se limiter pour l'étude de l'absorption à basse température à EL_2 et au défaut d'irradiation H3 (et sa contrepartie E4), le spectre après neutralisation donnant globalement le spectre d'absorption du niveau H3E4.

La valeur de l'absorption, après neutralisation sur le pic à 1,3 μm , varie linéairement avec l'irradiation (Fig. 41) atteignant des valeurs de l'ordre de 1,7 cm^{-1} pour D8.

3) Conductivité

En utilisant le montage de la Figure 7 (p.32) décrit précédemment, nous avons mesuré la conductivité. L'utilisation d'un amplificateur haute tension nous a permis d'appliquer des tensions triangulaires de faibles fréquences allant jusqu'à quelques

kilovolts. Nous avons pu ainsi étudier aisément le comportement de nos échantillons sous champ électrique intense.

Les mesures ont été faites, d'une part, dans le noir pour mesurer la conductivité dans le noir et, d'autre part, sous diverses conditions d'éclairement à $1,06\ \mu\text{m}$ et à $1,32\ \mu\text{m}$ pour l'étude de la photoconductivité.

a) Conductivité dans le noir.

Pour de faibles tensions appliquées ($V_0 < 80\ \text{V}$) les cristaux sont ohmiques (Fig. 43) ce qui nous permet de calculer leur conductivité (tableau 3).

Échantillon	$\sigma(\Omega^{-1}\text{cm}^{-1})$
D2	$3,8 \times 10^{-9}$
D5	$5,2 \times 10^{-9}$
D4	$7,9 \times 10^{-9}$
D6	$10,4 \times 10^{-9}$
D7	$29,8 \times 10^{-9}$
D8	$8,2 \times 10^{-9}$

Tableau 3

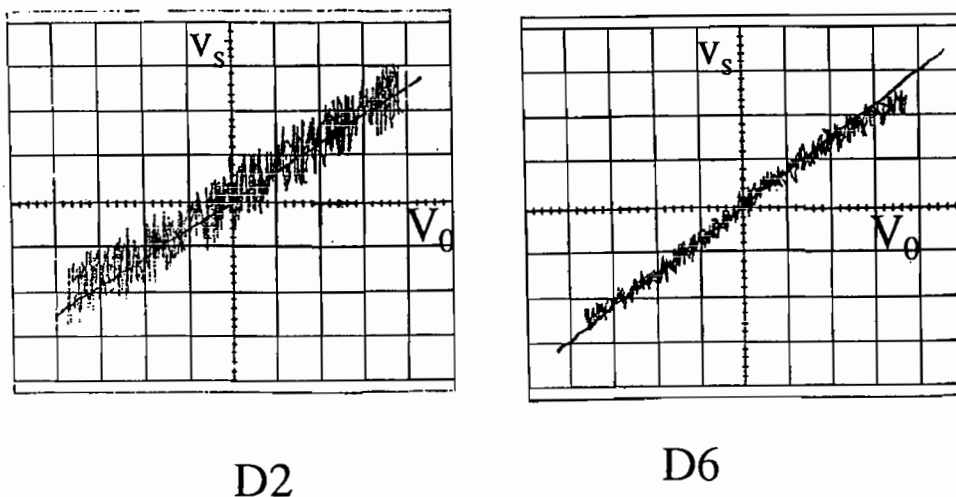


Figure 43 : Courant d'obscurité pour D2 et D6 à faible tension appliquée. En abscisse, le calibre est 20V/div . En ordonnée, le calibre est 10mV/div pour D2 et 20mV/div pour D6. La distance inter-électrodes est de 4mm .

On observe donc une augmentation de la conductivité dans le noir avec la dose d'irradiation.

Dès que l'on augmente la tension appliquée le comportement des cristaux devient non ohmique (cf. B.I.1)c) β). Ce caractère non ohmique diminue au fur et à mesure que l'échantillon est irradié avec des doses plus fortes (Fig. 44). D2 étant l'échantillon qui a le comportement le moins ohmique.

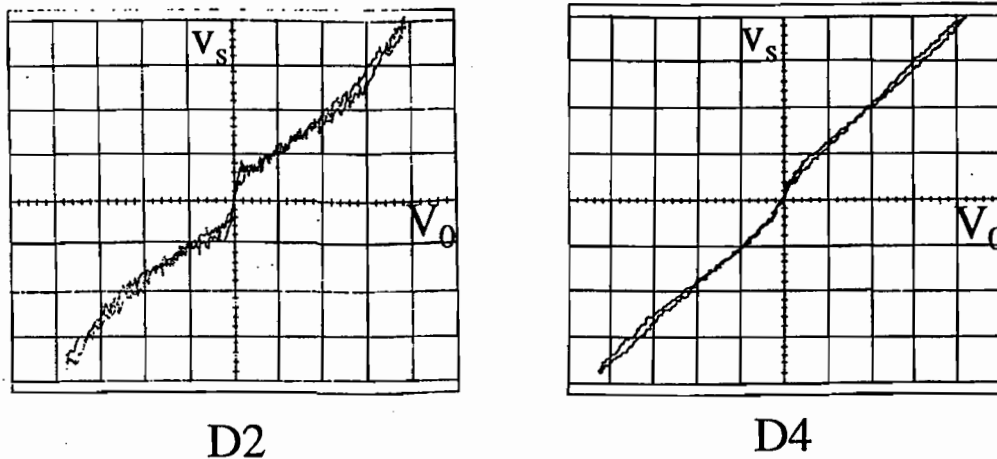


Figure 44 : Courant d'obscurité pour D2 et D4 à forte tension appliqué. En abscisse, on a 500V/div. En ordonnée, on a 50mV/div pour D2 et 200mV/div pour D4.

Nous retrouvons les problèmes observés sur les échantillons C1, C2 et C3, dus à la recombinaison induite par le champ électrique.

L'irradiation semble améliorer les choses et diminuer l'influence de ce phénomène. Cela correspond certainement à une diminution de l'influence du niveau EL_2 dans les propriétés électriques du matériau.

b) Photoconductivité

Les mesures de photoconductivité ont été réalisées en éclairant le cristal avec un faisceau d'éclairement uniforme à 1,06 μm et 1,32 μm . L'illumination avant le cristal correspond à $I_0 = 16 \text{ mW.cm}^{-2}$ tant à 1,06 μm qu'à 1,32 μm . Le comportement des cristaux, est globalement ohmique. Les photoconductivités mesurées sont données dans le tableau 4.

Échantillon	$\sigma_{ph}(1,06 \mu m)$ $\Omega^{-1}cm^{-1}$	$\sigma_{ph}(1,32 \mu m)$ $\Omega^{-1}cm^{-1}$
D2	214×10^{-9}	470×10^{-9}
D5	51×10^{-9}	200×10^{-9}
D4	$23,4 \times 10^{-9}$	82×10^{-9}
D6	$22,6 \times 10^{-9}$	63×10^{-9}
D7	$33,5 \times 10^{-9}$	59×10^{-9}
D8	$7,7 \times 10^{-9}$	13×10^{-9}

Tableau 4

On observe une forte diminution de la photoconductivité tant à $1,06 \mu m$ qu'à $1,32 \mu m$. La chute sature pour les doses à partir de $2 \times 10^{16} e^{-}.cm^{-2}$. Cette chute est à comparer à l'augmentation de la conductivité dans le noir. Ce phénomène sera gênant pour les mesures photoréfractives pour lesquelles une conductivité dans le noir forte impose de travailler avec de forts éclairagements.

L'éclairement I_0 est mesuré avant le cristal. Le paramètre utile pour les simulations est l'éclairement au centre du cristal I'_0 donné par la formule :

$$I'_0 = I_0(1 - R) e^{-\frac{\alpha d}{2}}$$

où R est le coefficient de réflexion de la face d'entrée, α est l'absorption et d l'épaisseur du cristal. R est le même pour tous les cristaux. Par contre α va changer d'un cristal à l'autre modifiant la valeur de I'_0 pour les différents échantillons. Toutefois, l'épaisseur d des cristaux étant assez faible, $d \approx 1,5 \text{ mm}$, cette variation d'un cristal à l'autre est de l'ordre de 10 % et peut donc être négligée. On a donc $I'_0 \approx 0,6 I_0$ pour tous les cristaux (tant à $1,06 \mu m$, qu'à $1,32 \mu m$). L'erreur la plus importante est sans doute celle sur la détermination de la valeur absolue de I_0 . Nous avons utilisé pour les mesures une photodiode Germanium dont la courbe d'efficacité est donnée sur le spectre infrarouge par le fabricant. Une variation d'un facteur 2 sur la valeur réelle de cette efficacité n'est certainement pas impossible d'un détecteur à l'autre, par rapport à cette courbe.

On peut donc assurer que toutes les mesures de photoconductivité sont faites pour le même éclairage même si la valeur absolue de cet éclairage n'est pas connue de manière précise. Ce dernier point n'est toutefois pas important quant aux conclusions

tirées de nos mesures, étant donné que l'on s'intéresse principalement aux variations de la photoconductivité avec de la dose d'irradiation.

Nous avons aussi fait des mesures de photocourant en fonction de l'éclairement incident afin de vérifier la linéarité de ce photocourant (Fig. 45). On voit sur ces courbes le bon comportement linéaire du photocourant en fonction de l'éclairement ce qui justifie le fait d'avoir pris dans le tableau 4 une mesure à I_0 donné et constant pour les différents échantillons.

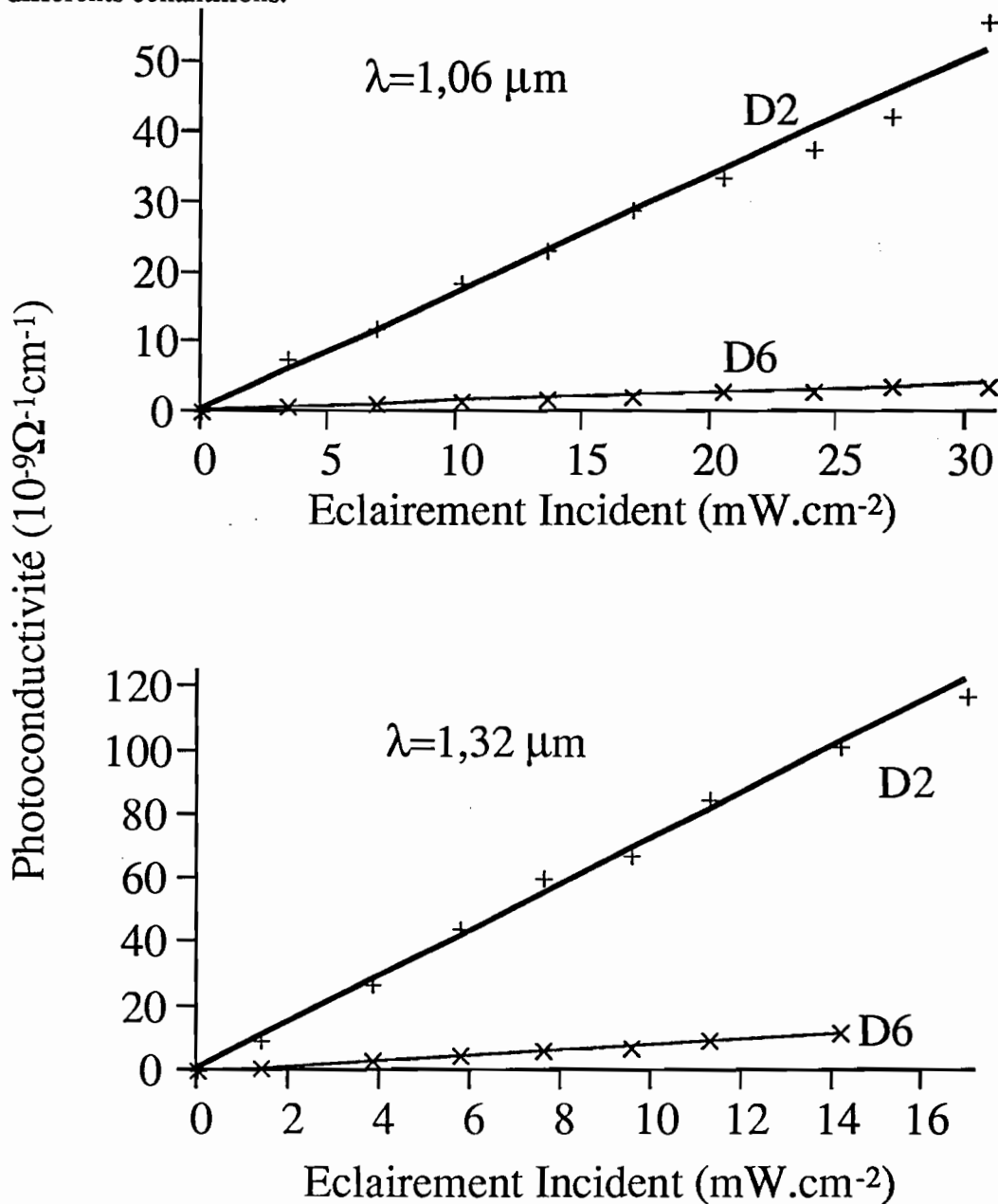


Figure 45 : Photoconductivité à $1,06\mu\text{m}$ et à $1,32\mu\text{m}$ des échantillons D2 et D6 en fonction de l'éclairement incident (la conductivité dans le noir a été soustraite des résultats).

c) Analyse des résultats des mesures de la conductivité.

Les résultats des mesures de conductivité en fonction de la dose d'irradiation montrent une augmentation de la conductivité dans le noir et une baisse de la photoconductivité à 1,06 μm et 1,32 μm . Cela ne peut pas s'expliquer au moyen du seul niveau EL_2 . En effet, les faibles variations du rapport $[\text{EL}_2^+]/[\text{EL}_2^0]$ provoquées par l'irradiation ne suffisent pas à expliquer les changements observés. Il est nécessaire de tenir compte, pour l'établissement de l'expression de la conductivité, d'un autre niveau qui, compte tenu des résultats des expériences d'absorption, sera le niveau H3E4.

En régime stationnaire la conductivité s'écrit :

$$\sigma = e n_o \mu_n + e p_o \mu_p$$

n_o , p_o sont les densités d'électrons et de trous libres respectivement. n_o et p_o valent:

$$\begin{cases} n_o = \frac{(\beta_n + S_n I_o)(N_T - N_o) + (\beta'_n + S'_n I_o)(N'_T - N'_o)}{\gamma_n N_o + \gamma'_n N'_o} \\ p_o = \frac{(\beta_p + S_p I_o) N_o + (\beta'_p + S'_p I_o) N'_o}{\gamma_p (N_T - N_o) + \gamma'_p (N'_T - N'_o)} \end{cases}$$

$N_T - N_o$ est la concentration en pièges neutres (par exemple $[\text{EL}_2^0]$).

N_o est la concentration en pièges ionisés (par exemple $[\text{EL}_2^+]$).

$\beta_{n(p)}$ est le coefficient d'émission thermique des électrons (des trous) en s^{-1} .

$S_{n(p)}$ est la section efficace de photoionisation des électrons (des trous) en cm^{-2} .

$\gamma_{n(p)}$ est le coefficient de recombinaison des électrons (des trous) en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$.

Les paramètres primés se rapportent au piège H3E4 et ceux non primés se rapportent à EL_2 .

I_o est l'éclairement au centre du cristal, en $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

Les paramètres du niveau EL_2 sont connus. Ceux du niveau H3E4 sont aussi en partie connus (tableau 1). La valeur $\gamma_{n(p)}$ est déduite de $\sigma_{n(p)}$ par la relation

$\gamma_{n(p)} = v_{n(p)th} \sigma_{n(p)}$ où $v_{n(p)th}$ est la vitesse thermique des électrons (des trous).
Dans GaAs, on a :

$$\begin{cases} v_{nth} = 4,8 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1} \\ v_{pth} = 1,7 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1} \end{cases}$$

Le seul problème concerne la valeur des sections efficaces de photoionisation des électrons et des trous pour le niveau H3E4 pour lesquelles on ne dispose pas de valeur absolue (seuls le spectre de S_p est connu).

Les différents paramètres utilisés pour les simulations sont résumés dans le tableau 5.

Niveau	Paramètre	Référence
EL ₂	$\gamma_n = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3.\text{s}$	[5]
	$\gamma_p = 3,4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3.\text{s}$	[5]
	$\beta_n = 8 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	
	$\beta_p \approx 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	
	$S_n(1,06 \mu\text{m}) = 10^{-16} \text{ cm}^2$	[6]
	$S_p(1,06 \mu\text{m}) = 10^{-17} \text{ cm}^2$	
	$S_n(1,32 \mu\text{m}) = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$	[6]
	$S_p(1,32 \mu\text{m}) = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$	
	$[EL_2^0] = 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	
	$[EL_2^+] = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	
H3E4	$\gamma'_n = 1,5 \times 10^{-6} \text{ cm}^3.\text{s}$	Tableau 1
	$\gamma'_p = 8 \times 10^{-9} \text{ cm}^3.\text{s}$	
	$\beta'_n = 0,04 \text{ s}^{-1}$	Tableau 1
	$\beta'_p = 0,85 \text{ s}^{-1}$	Tableau 1
	$S'_n(1,06 \mu\text{m}) = 10^{-16} \text{ cm}^2$	
	$S'_p(1,06 \mu\text{m}) = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	
	$S'_n(1,32 \mu\text{m}) = 10^{-18} \text{ cm}^2$	
	$S'_p(1,32 \mu\text{m}) = 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	
	$\mu_n = 5\,200 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	
	$\mu_p = 410 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	

Tableau 5

Les conductivités obtenues à partir de ces coefficients (Fig. 46) rendent bien compte du comportement de la conductivité avec l'irradiation, c'est à dire l'augmentation de la conductivité dans le noir et la diminution de la photoconductivité.

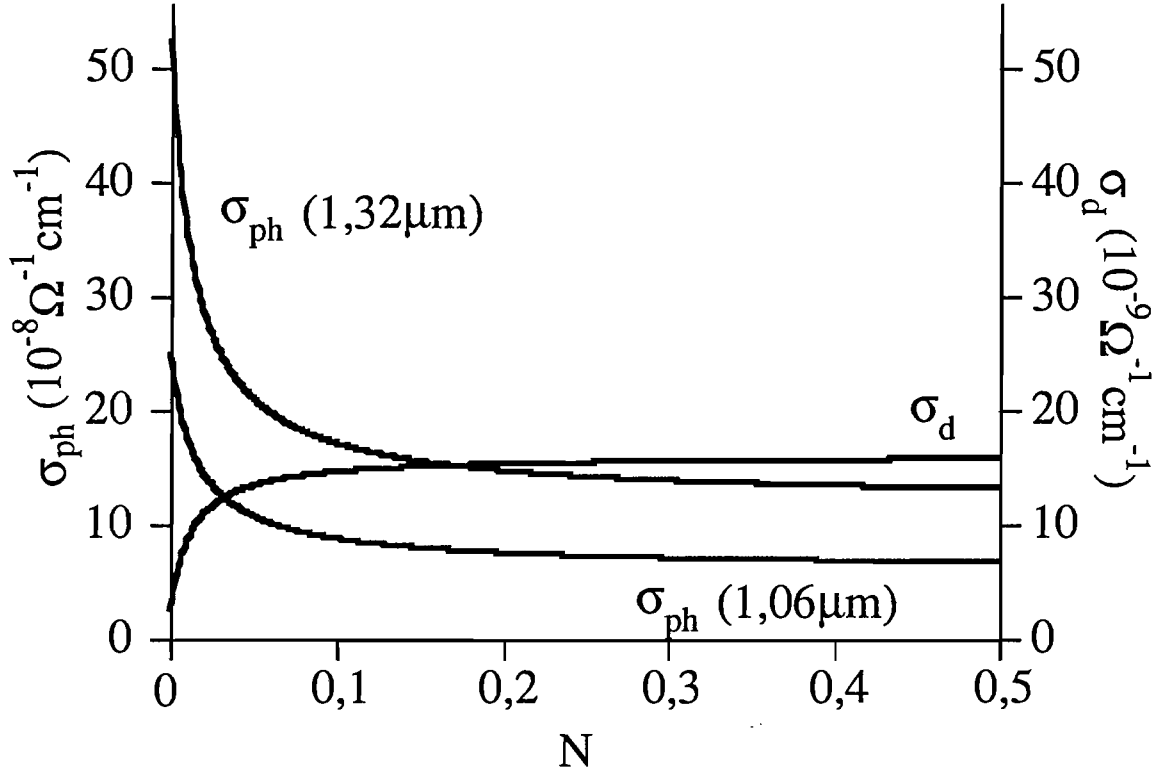


Figure 46 : Simulation de la conductivité dans le noir σ_d et des photoconductivités σ_{ph} à $1,06 \mu m$ et à $1,32 \mu m$ en fonction de la concentration de niveau H3E4 : $N'^+ = N \times 4 \times 10^{15} cm^{-3}$ et $N_0' = N \times 2 \times 10^{15} cm^{-3}$.

Les paramètres du niveau EL_2 sont ceux de la littérature, seul β_n a été augmenté d'un facteur 5 à 10 afin de retrouver la valeur mesurée de la conductivité dans le noir de l'échantillon D2. Les valeurs de S_p ont été, quant à elles, diminuées d'un facteur 3 par rapport aux valeurs de la référence [6] conformément aux conclusions des expériences d'absorption à basse température. Les concentrations $[EL_2^0]$ et $[EL_2^+]$ sont celles mesurées dans les expériences de RPE et d'absorption.

Pour H3E4, nous avons pris les valeurs déduites du tableau 1. Pour les sections efficaces S'_p à $1,32 \mu m$ et $1,06 \mu m$, nous avons utilisé la proportion lue sur la figure 42. Pour la valeur absolue, nous avons évalué S_p à $1,32 \mu m$ afin d'avoir $\alpha'_p = S'_p N'_0$ de l'ordre de $1 cm^{-1}$, valeur mesurée sur nos échantillons (Fig. 41). N'_0 est pris de façon à avoir au maximum une valeur d'environ $2 \times 10^{15} cm^{-3}$, quantité d'antisite

d'arsenic As_{Ga}^+ trouvée en RPE. Pour avoir les tendances de variation des conductivités nous avons pris une valeur de γ_p environ 10 fois plus faible que celle déduite du tableau 1.

Les simulations obtenues ne donnent qu'une tendance, il y a en effet beaucoup trop de paramètres peu ou pas connus pour ajuster les courbes théoriques aux points expérimentaux. De plus, ces simulations supposent que le rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$ est constant, alors que dans la réalité il change un peu bien que son influence ne soit pas critique pour cette mesure. Il en est de même pour le nouveau défaut créé par irradiation pour lequel nous avons supposé un rapport $(N'_T - N'_0)/N'_0$ constant. Nous avons donc négligé les variations du niveau de Fermi. Nous avons utilisé pour ces simulations une valeur de l'éclairement environ 5 fois plus faible que celle mesurée expérimentalement, ce résultat n'est toutefois pas trop choquant compte tenu des incertitudes de mesure de cet éclairement.

d) Conclusion

L'évolution de la conductivité avec la dose d'irradiation, qui fait apparaître une diminution du photocourant et une augmentation du courant d'obscurité, est expliquée par un modèle à deux niveaux. Ces deux niveaux sont le niveau EL_2 natif et le niveau H3E4 créé par irradiation. Les paramètres déterminés pour ces défauts sont proches de ceux connus. Une détermination précise des paramètres intervenant dans ces relations est impossible du fait du nombre très important des paramètres ajustables. Le jeu de coefficients que nous avons trouvé n'est certainement pas le meilleur, mais il donne de bons résultats et ne nécessite de faire varier que deux paramètres déjà connus des défauts. L'accord obtenu peut-être considéré comme bon dans son ensemble et il donne une bonne compréhension de l'influence du niveau H3E4 sur les mesures de conductivité.

4) Discussion

L'irradiation électronique crée de nombreux défauts qui vont changer la compensation électrique du matériau et faire varier le niveau de Fermi. Cette variation va changer le taux d'occupation du défaut EL_2 . Cela va donc entraîner un changement des propriétés optiques et électriques de GaAs qui reposent en grande partie sur EL_2 .

Cet effet, principalement observé en RPE, a été masqué, dans les mesures d'absorption optique et de conductivité par l'influence directe des défauts d'irradiation. Les mesures d'absorption révèle une forte bande d'absorption, centrée à $1,3 \mu\text{m}$, due au piège H3 créé par irradiation. De même le comportement de la conductivité avec l'augmentation de la dose d'irradiation (chute de la photoconductivité, hausse de la conductivité dans le noir) ne peut être expliqué que si l'on introduit un nouveau défaut H3E4, lié aux pièges H3 et E4 créés par irradiation. Les expériences de résonance paramagnétique électronique permettent d'observer la création par l'irradiation d'un défaut semblable à EL_2 : l'antisite d'arsenic. Ces diverses mesures révèlent donc le rôle important d'un défaut créé par irradiation, le défaut H3E4, qui semble relié directement à l'antisite d'arsenic. Cet effet se produit en même temps que le déplacement du niveau de Fermi, et la redistribution des populations de EL_2 , induit par l'irradiation. L'absorption et la conductivité donnent en général des renseignements intéressants pour les caractéristiques photoréfractives des cristaux étudiés. L'influence directe du défaut H3E4 sur ces premières mesures laisse donc supposer que l'effet photoréfractif sera, lui aussi, perturbé par ce défaut. C'est ce que nous allons voir dans la suite en étudiant, les échantillons précédemment caractérisés, par les techniques de couplage à deux ondes photoréfractif.

III. Effet photoréfractif dans les échantillons irradiés.

1) Résultats expérimentaux

En utilisant le montage de la Figure 3 (p.20) nous avons mesuré le gain photoréfractif dans les différents échantillons de GaAs irradié.

Nous avons d'abord étudié les trois échantillons C1, C2, C3 irradiés avec une dose de $5 \times 10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$.

Nous avons obtenu des comportements globalement conformes à ce qui est attendu en considérant que l'irradiation augmente le rapport $\left[\text{EL}_2^+ \right] / \left[\text{EL}_2^0 \right]$:

- pour C1 le gain à $1,06 \mu\text{m}$ est diminué, tandis que le gain à $1,32 \mu\text{m}$ devient très faible et change de signe indiquant une compétition électron-trou qui change de signe.

- pour C2 et C3, le gain à 1,06 μm chute fortement comme pour C1 indiquant une compétition électron-trou augmentée et donc des trous favorisés. Par contre à 1,32 μm , la contrepartie de l'effet observé à 1,06 μm , c'est à dire une augmentation du gain photoréfractif n'est pas observée. Le gain à 1,32 μm reste sensiblement le même avant et après l'irradiation, ce qui est contraire à ce qui était prévu.

Nous avons ensuite étudié la série d'échantillons D2-D8 pour lesquels on a des doses d'irradiation variant entre 0 et $5 \times 10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$. Pour ces cristaux, l'effet de l'irradiation a été étudié en détail par des mesures de RPE, d'absorption et de conductivité. Nous avons mesuré le gain photoréfractif de tous les échantillons D pour deux valeurs du pas du réseau induit. Les résultats, aux deux longueurs d'onde de 1,06 μm et 1,32 μm , sont résumés dans le tableau 6 :

longueur d'onde	$\Gamma \text{ (cm}^{-1}\text{)}$			
	$\lambda = 1,06 \mu\text{m}$		$\lambda = 1,32 \mu\text{m}$	
	0,87 μm	3 μm	1,07 μm	2,1 μm
D2	0,32	0,11	- 0,12	- 0,085
D5	0,44	0,15	- 0,14	- 0,10
D4	0,28	0,10	-0,14	- 0,09
D6	0,25	0,08	- 0,13	- 0,11
D7	0,19	0,07	- 0,12	- 0,095
D8	≈ 0	≈ 0	- 0,14	- 0,095

Tableau 6

Ces mesures ont été réalisées après avoir vérifié que le gain était bien saturé par l'éclairement utilisé. Nous voyons sur ce tableau que, à 1,06 μm , le gain diminue avec la dose d'irradiation ce qui indique une augmentation régulière de la compétition électron-trou avec la dose d'irradiation. Par contre, à 1,32 μm , ici encore, le gain reste à peu près le même dans tous les échantillons irradiés. Le modèle classique s'appuyant sur une variation du niveau de Fermi provoquée par l'irradiation prédit que la compétition électron-trou est due à la variation du rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$. Dans ce cas on devrait observer une augmentation d'un facteur 2 à 3 environ du gain à 1,32 μm ce qui, de toute évidence, ne se produit pas.

Pour D2, échantillon non irradié, on peut déduire des deux mesures à $1,06 \mu\text{m}$ que le coefficient ξ_0 vaut environ 0,7, ce qui donne $\alpha_n \approx 0,8 \text{ cm}^{-1}$ et $\alpha_p \approx 0,2 \text{ cm}^{-1}$, α valant environ 1 cm^{-1} (tableau 2). Après irradiation on obtient pour D8, $\xi_0 \approx 0$ ce qui donnerait $\alpha_n \approx \alpha_p$.

Dans D2, on avait mesuré par les différentes techniques de caractérisation : $[EL_2^+] \approx 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (RPE), $[EL_2^0] \approx 7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (absorption basse température) avec $S_n = 10^{-16} \text{ cm}^2$ et $S_p = 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ (phtoréfractif (B.I.2)c)). Cela nous redonne bien $\alpha_n \approx 0,7 \text{ cm}^{-1}$ et $\alpha_p \approx 0,2 \text{ cm}^{-1}$. Cela confirme que le modèle ne prenant en compte que le niveau profond EL_2 est bien adapté au GaAs non irradié.

Maintenant, pour D8 on a $[EL_2^+] \approx 8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, ce qui donne $[EL_2^0] \approx 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et donc $\alpha_n \approx 0,6 \text{ cm}^{-1}$ et $\alpha_p \approx 0,25 \text{ cm}^{-1}$. On voit donc que l'on n'a pas $\alpha_n \approx \alpha_p$, comme on le déduirait des mesures photoréfractives en supposant un modèle à un seul piège profond.

Ces résultats, combinés au fait que le gain à $1,32 \mu\text{m}$ ne change pas, nous ont amenés à chercher une autre explication des résultats photoréfractifs que l'on obtient dans les échantillons irradiés.

2) Effet photoréfractif avec deux pièges différents et compétition électron-trou

Nous avons montré que les expériences d'absorption et de conductivité ne pouvait être interprétées que si l'on introduisait le défaut H3E4 créé par l'irradiation. Ces mesures ont de plus permis de donner quelques unes des caractéristiques de ce défaut. Il est absorbant pour les longueurs d'onde utilisées et photoexcitable dans le proche infrarouge. Il est donc tentant d'introduire ce défaut pour interpréter les mesures photoréfractives dans les échantillons irradiés.

a) Modèle électron-trou avec piège secondaire

Récemment, une extension du modèle de Kukhtarev prenant en compte un piège couplé à la bande de valence et à la bande de conduction et un piège secondaire à un seul porteur a été réalisée [41].

Nous allons détailler ici ce nouveau développement du modèle et voir les conséquences qu'il peut avoir dans le cas de nos matériaux irradiés. Nous prenons pour cette étude un piège profond principal couplé avec la bande de conduction et la bande de valence et un piège secondaire couplé avec la bande de conduction, soit un piège à électrons (Fig. 47).

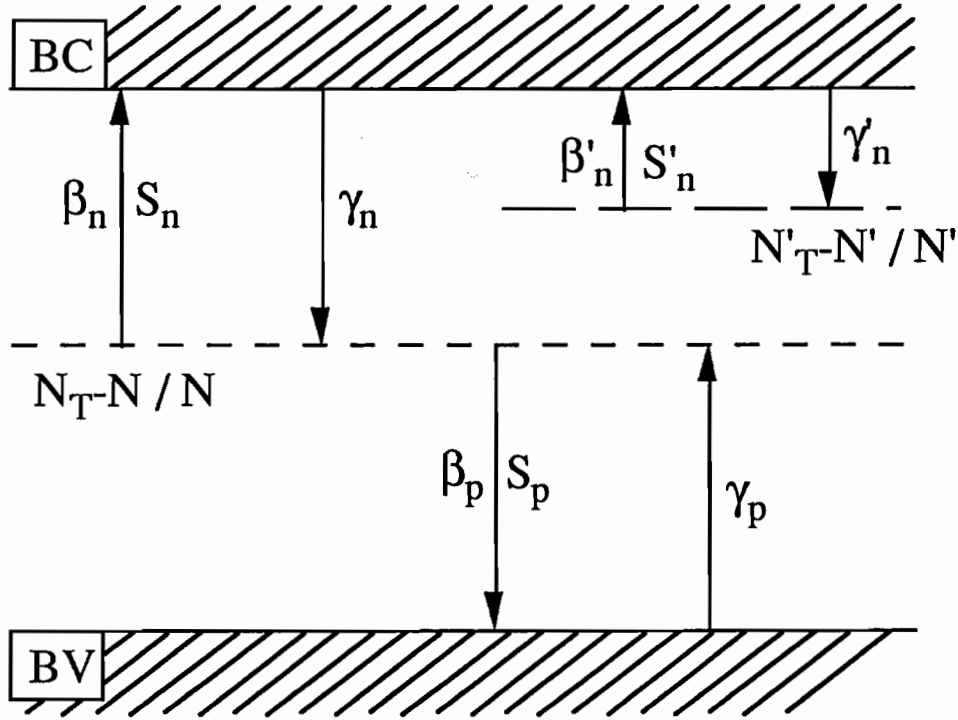


Figure 47: Diagramme énergétique avec un piège principal électron-trou de concentration totale N_T et un piège secondaire à électrons de concentration totale N'_T .

Le piège principal a une concentration totale N_T dont une partie N est ionisée et dont une partie $(N_T - N)$ est neutre. De même le piège secondaire a une concentration totale N'_T , avec une partie ionisée N' et une partie neutre $(N'_T - N')$.

Le système d'équations différentielles à résoudre est :

* équation d'évolution des populations :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (\beta_n + S_n I)(N_T - N) - \gamma_n n N - (\beta_p + S_p I) N + \gamma_p p (N_T - N)$$

$$\frac{\partial N'}{\partial t} = (\beta'_n + S'_n I)(N'_T - N') - \gamma'_n n N'$$

* densité de courant :

$$\vec{j}_n = e n \mu_n \vec{E} + \mu_n k_B T \vec{\text{grad}} n$$

$$\vec{j}_p = e p \mu_p \vec{E} - \mu_p k_B T \vec{\text{grad}} p$$

* équation de continuité :

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\text{div } \vec{j}_n}{e} + (\beta_n + S_n I)(N_T - N) - \gamma_n n N \\ &\quad + (\beta'_n + S'_n I)(N'_T - N') - \gamma'_n n N' \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{-\text{div } \vec{j}_p}{e} + (\beta_p + S_p I)N - \gamma_p p (N_T - N)\end{aligned}$$

* équation de Poisson :

$$\text{div } \vec{E} = \frac{-e}{\epsilon} \left((N'_T - N') + (N_T - N) - N_D + N_A + n - p \right)$$

γ est le coefficient de recombinaison, β est le coefficient d'émission thermique, S est la section efficace de photoionisation, n et p se rapportent aux électrons et aux trous respectivement.

Les paramètres concernant le défaut peu profond sont primés.

La résolution est faite en régime stationnaire, sans champ appliqué. L'éclairement I s'écrit : $I = I_0 + I_0 \mathcal{R}e(m e^{iky})$.

Nous linéarisons les variables sous la forme : $X = X_0 + \mathcal{R}e(X_1 e^{iky})$

La résolution donne le champ de charge d'espace créé :

$$E_1 = \frac{-im \frac{k_B T}{e} k}{1 + \frac{k^2}{k_o^2 + k_o'^2}} \left[\frac{k_o^2 \xi(k)}{k_o^2 + k_o'^2} + \frac{k_o'^2}{k_o'^2 + k_o^2} \left[\frac{1}{A_n} + \frac{\xi(k) - \frac{1}{A_n}}{1 + \frac{k^2}{\kappa_n^2}} \right] \right]$$

avec :

$$\xi(k) = \frac{(\alpha_n - \alpha_p)k^2 + (\alpha_n \kappa_p^2 - \alpha_p \kappa_n^2)}{(A_n \alpha_n + A_p \alpha_p)k^2 + (A_n \alpha_n \kappa_p^2 + A_p \alpha_p \kappa_n^2)}$$

$k_0^2 = \frac{e^2}{\varepsilon k_B T} \frac{N_0(N_T - N_0)}{N_T}$ et $k_0'^2 = \frac{e^2}{\varepsilon k_B T} \frac{N_0'(N_T' - N_0')}{N_T'}$ reliés aux longueurs d'écran de Debye de chacun des pièges.

$$\alpha_n = S_n(N_T - N_0)$$

$$A_n = \frac{\beta_n + S_n I_0}{S_n I_0}$$

$$\alpha_p = S_p N_0$$

$$A_p = \frac{\beta_p + S_p I_0}{S_p I_0}$$

$$A_n' = \frac{\beta_n' + S_n' I_0}{S_n' I_0}$$

$$\kappa_n^2 = \frac{e}{k_B T} \frac{\gamma_n N_0}{\mu_n}$$

$$\kappa_p^2 = \frac{e}{k_B T} \frac{\gamma_p (N_T - N_0)}{\mu_p}$$

On peut d'ores et déjà remarquer que l'influence du piège peu profond ne se fait sentir qu'à travers deux paramètres : $k_0'^2$ relié à la densité effective du défaut et le terme A_n' qui tient compte de l'influence de l'émission thermique de ce piège. Nous étudierons plus loin les conséquences de cette influence.

Pour avoir l'expression du champ de charge d'espace dans le cas d'un piège secondaire couplé avec la bande de valence (piège à trous), il suffit de changer le signe de e et des mobilités ($e \rightarrow -e$, $\mu \rightarrow -\mu$) et d'interchanger les paramètres n et p ($n \leftrightarrow p$). On obtient :

$$E_1 = \frac{-im \frac{k_B T}{e} k}{1 + \frac{k^2}{k_o^2 + k_o'^2}} \left[\frac{k_o^2 \xi(k)}{k_o^2 + k_o'^2} - \frac{k_o'^2}{k_o'^2 + k_o^2} \left[\frac{1}{A_p'} - \frac{\xi(k) - \frac{1}{A_p}}{1 + \frac{k^2}{\kappa_p^2}} \right] \right]$$

ici A_p' vaut $A_p' = \frac{\beta_p' + S_p' I_0}{S_p' I_0}$, les autres coefficients étant inchangés.

Nous allons étudier ce résultat afin de voir dans quelles conditions il convient de tenir compte des différents pièges secondaires qui peuvent exister. Ce piège n'intervient, dans le cas d'un piège à trous, qu'avec les deux paramètres $k_0'^2$ et A_p' .

Nous allons étudier ce résultat afin de voir dans quelles conditions il convient de tenir compte des différents pièges secondaires qui peuvent exister. Ce piège n'intervient, dans le cas d'un piège à trous, qu'avec les deux paramètres $k_0'^2$ et A'_p .

En général β'_p est proportionnel à $\exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right)$ où E_a est l'énergie du niveau par rapport à la bande de valence ce qui signifie que ce coefficient est d'autant plus grand que le niveau est proche de la bande de valence, comme on peut le voir sur le tableau 1. Pour les éclaircissements utilisés (quelques centaines de mW.cm^{-2}) le coefficient $S'_p I_0$ est de l'ordre de 10 s^{-1} (avec les valeurs de S'_p de l'ordre de 10^{-16} cm^2 qu'atteignent au maximum les sections efficaces des trous). Cela signifie que pour la plupart des niveaux du tableau 1 on a : $S'_p I_0 \ll \beta'_p$ et donc $\frac{1}{A'_p} \ll 1$.

C'est le cas de tous les niveaux créés par irradiation exceptés E4, E5 et H3. Donc, pour qu'un défaut peu profond ait une influence sur l'effet photoréfractif, il doit être suffisamment profond pour que les éclaircissements utilisés permettent d'avoir une photoémission grande devant l'émission thermique.

Pour un piège à trous (accepteur d'électrons) nous avons vu précédemment que le rapport des concentrations s'écrit :

$$\frac{N_a^0}{N_a^-} = g_a \exp\left(\frac{E_a - E_f}{k_B T}\right)$$

Dès que $E_a - E_f > 4k_B T$, $\frac{N_a^0}{N_a^-}$ devient inférieur à 10^{-2} . Comme les pièges créés par irradiation ont une concentration totale de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} au maximum, cela signifie qu'un défaut créé par irradiation, situé à un niveau éloigné de plus de 0,1 eV du niveau de Fermi, a une concentration en minoritaire inférieure à 10^{14} cm^{-3} . Comme en général N'_{eff} est donné par cette concentration en minoritaire, on se retrouve très rapidement avec des défauts pour lesquels $k_0'^2$ est très faible comparé à k_0^2 du niveau principal. Dans notre cas, le niveau de Fermi est sur le niveau EL₂, au milieu de la bande interdite. Cela signifie donc que les seuls niveaux dont on doit tenir compte sont les niveaux H3 et E4, qui sont associés au même niveau relié à l'antisite d'arsenic. Cette étude donne donc une justification a posteriori de l'approximation qui consistait à ne considérer que le niveau H3E4 pour les expériences d'absorption et de conductivité.

En résumé, dans les semi-conducteurs à température ambiante avec des défauts en concentration de l'ordre de 10^{16}cm^{-3} , on doit tenir compte d'un défaut secondaire uniquement s'il se trouve à peu près au milieu de la bande interdite. Cela correspond à des pièges pour lesquels les paramètres $k_0'^2$ et A'_n sont tels que $k_0'^2$ est de l'ordre du k_0^2 du piège principal et $A'_n \approx 1$ (ou $A'_p \approx 1$) pour les éclaircissements de l'ordre de 100 mW.cm^{-2} , utilisés habituellement.

b) Cas du GaAs irradié

Dans le cas de GaAs semi-isolant, nous avons vu que l'effet photoréfractif était dominé par le niveau profond EL_2 . Ce niveau n'est pas modifié par l'irradiation si ce n'est une variation légère de son taux d'occupation caractérisé par son rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$.

L'irradiation va créer un nouveau défaut, à peu près au milieu de la bande interdite, H3E4 dont nous avons vu les caractéristiques dans les expériences d'absorption et de conductivité.

A l'aide de ces deux niveaux, nous allons essayer d'expliquer les résultats des mesures photoréfractives dans les échantillons irradiés, en utilisant le modèle établi précédemment.

Avant toute chose, il convient de faire une remarque. Nous avons établi que le niveau H3E4 était couplé à la bande de valence (H3) et à la bande de conduction (E4). Le modèle établi considère uniquement un piège secondaire couplé avec une seule bande (de valence ou de conduction), il n'est donc pas tout à fait adapté à notre cas. Malheureusement, un modèle de l'effet photoréfractif avec deux pièges couplé chacun aux bandes de conduction et de valence n'existe pas. Nos premiers calculs afin de résoudre un tel modèle n'ont pas encore abouti. Malgré tout, le modèle utilisé nous permet de tirer un certain nombre de conclusions qui ne sont pas trop éloignées de la réalité et qui rendent compte de l'influence du niveau H3E4 sur l'effet photoréfractif dans GaAs irradié.

Il apparaît, d'après nos premières mesures, que le niveau H3E4 est principalement un piège à trous aux deux longueurs d'onde utilisées ($1,06\text{ }\mu\text{m}$ et $1,32\text{ }\mu\text{m}$). On a en particulier $S_p > S_n$ (Tableau 5). Nous utiliserons l'expression du gain établi pour le

modèle avec piège à trous. Si l'on fait l'approximation $k^2 \gg \kappa_n^2, \kappa_p^2$, $\xi(k)$ devient :

$$\xi_0 = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{A_n \alpha_n + A_p \alpha_p} \text{ et } \frac{k^2}{\kappa_p^2} \gg 1. \text{ Cette approximation est justifiée dans nos échantillons}$$

et pour les pas de réseaux utilisés. De plus, nous supposons que l'éclairement est suffisant pour que l'on ait $A_n = A_p = A'_p = 1$, ce qui est réalisé pour des éclairements de l'ordre de 100 mW.cm^{-2} (Tableau 5). Compte-tenu de tout cela, on a

$$\frac{\xi(k) + \frac{1}{A_p}}{1 + \frac{k^2}{\kappa_p^2}} \ll \frac{1}{A'_p} = 1 \text{ et l'expression du champ de charge d'espace devient :}$$

$$E_{sc} = \frac{-im \frac{k_B T}{e} k}{1 + \frac{k^2}{k_0^2 + k_0'^2}} \left[\frac{\xi_0 k_0^2 - k_0'^2}{k_0^2 + k_0'^2} \right]$$

Avant irradiation, le niveau H3E4 n'existe pas, donc $k_0'^2 = 0$. On se retrouve avec le modèle classique donnant un facteur de réduction du gain égal à ξ_0 . L'irradiation, en faisant apparaître le niveau H3E4, va faire augmenter $k_0'^2$. A ce moment là, deux cas de figure peuvent se présenter suivant le signe de ξ_0 , c'est à dire selon que la nature du piège principal est dominée par les électrons ou par les trous. Si l'on a des électrons, c'est à dire $\xi_0 > 0$ ($\alpha_n > \alpha_p$), le terme $\xi_0 k_0^2 - k_0'^2$ va décroître quand on va augmenter $k_0'^2$. On aura donc augmentation de la compétition électron-trou. On peut avoir ainsi annulation du champ de charge d'espace pour $k_0'^2 = \xi_0 k_0^2$, tout cela sans que ξ_0 et k_0^2 ne changent. Si, par contre, on a des trous majoritaires, c'est à dire $\xi_0 < 0$ ($\alpha_p > \alpha_n$), le terme $(\xi_0 k_0^2 - k_0'^2)$ va croître en valeur absolue, avec l'augmentation de $k_0'^2$. Le point principal est que, dans ce cas, il ne peut plus s'annuler. Dans ce dernier cas le coefficient de réduction du gain photoréfractif vaut :

$$- \left(\frac{|\xi_0| k_0^2 + k_0'^2}{k_0^2 + k_0'^2} \right)$$

On voit très bien sur cette expression que l'augmentation de $k_0'^2$ change peu et lentement la valeur de ce coefficient.

GaAs irradié correspond exactement à ces deux cas de figure : ξ_0 est positif à $1,06 \mu\text{m}$ et est négatif à $1,32 \mu\text{m}$. Avec l'irradiation, à $1,06 \mu\text{m}$, on voit une compétition

électron-trou qui augmente du fait de l'augmentation de $k_0'^2$. A $1,32 \mu\text{m}$ on ne voit pratiquement pas de changement conformément à ce que nous venons de présenter.

Ce modèle permet d'expliquer d'autres comportements inattendus des échantillons irradiés. C'est le cas, par exemple, du changement de signe à l'établissement du gain photoréfractif dans C3 irradié (Fig. 48). Bien que le modèle précédent n'ait été établi qu'en régime stationnaire, il existe deux cas particuliers pour lesquels les cinétiques ont été établies théoriquement. Le premier cas est le modèle classique d'un seul niveau avec compétition électron-trou [2], où il a été démontré que la cinétique ne comportait qu'une seule constante de temps lente. Ce modèle ne peut donc pas expliquer les résultats de la Figure 48. Le second modèle a été établi en tenant compte d'un niveau pour les trous et d'un niveau pour les électrons [42]. Dans le cadre de ce modèle, il y a deux constantes de temps pour l'établissement du champ de charge d'espace. Notre modèle à deux niveaux de pièges devrait faire apparaître de la même façon une cinétique double donnant un comportement comme celui de la Figure 48. Nous avons donc une autre confirmation de la nécessité de tenir compte d'un second niveau dans les échantillons irradiés.

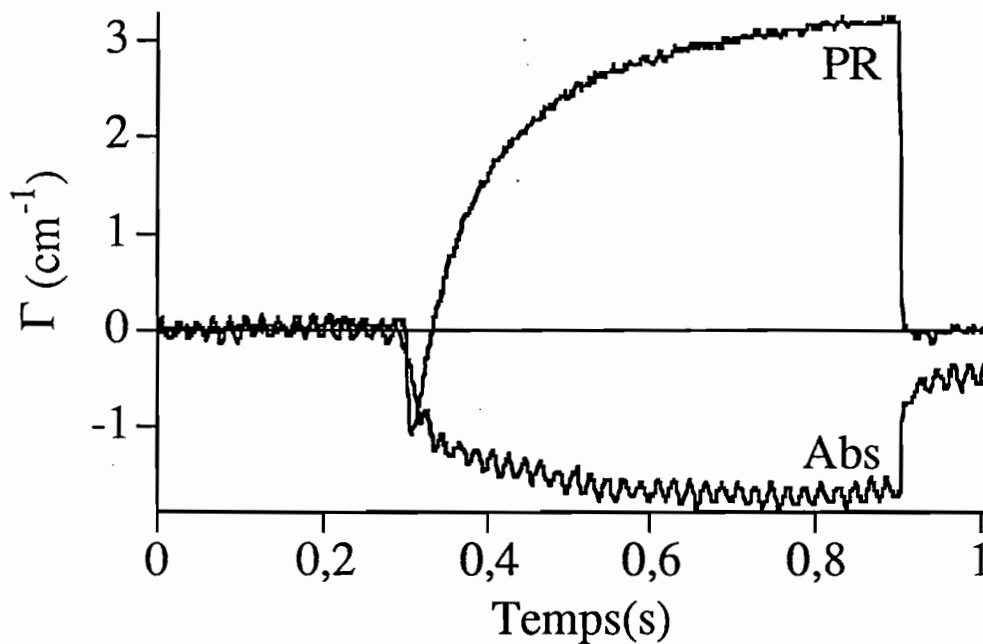


Figure 48 : Cinétique du gain de transfert photoréfractif PR et d'absorption Abs de C3 à $1,06 \mu\text{m}$.

Une conséquence de ce modèle est aussi une redistribution possible des charges entre les deux pièges, phénomène responsable de l'absorption induite et des réseaux d'absorption observés dans les échantillons irradiés. Ces comportements d'absorption induite sont toutefois suffisamment faibles (surtout à $1,32 \mu\text{m}$) pour être négligés.

c) Conclusion

L'irradiation électronique des échantillons de GaAs semi-isolant devrait permettre un contrôle de l'effet photoréfractif par le déplacement du niveau de Fermi et donc le changement du rapport $[EL_2^+]/[EL_2^0]$. Ce phénomène intervient bien dans nos échantillons, toutefois il est masqué du fait de la création d'un nouveau défaut H3E4, dont l'influence a été montrée lors de cette étude. Ceci a été confirmé théoriquement grâce à l'établissement d'un modèle tenant compte d'un piège secondaire en parallèle du piège principal qui, ici, est EL_2 . Cette étude nous a permis de voir que l'irradiation dans GaAs semi-isolant est un phénomène complexe. Les différentes mesures de caractérisation permettent de bien situer les différents défauts créés par irradiation et de montrer dans quelles conditions et dans quelle mesure on doit en tenir compte dans nos modèles de l'effet photoréfractif. Nous avons pu ainsi montrer qu'à température ambiante dans les semi-conducteurs, un niveau secondaire doit être très proche du milieu de la bande interdite pour avoir une influence. Ces conditions sont très restrictives et montrent que, dans le cas général, on peut se contenter d'un modèle avec un seul niveau dans ce type de matériaux.

IV. Échantillons de GaAs type n irradiés

Comme nous l'avons vu précédemment l'effet photoréfractif dans GaAs semi-isolant repose sur le niveau profond EL_2 présent dans ce matériau en quantité à peu près fixe dans les échantillons réalisés par tirage Czochralski et avec un taux d'occupation variable. La première tentative a été d'essayer par irradiation électronique de jouer sur ce taux d'occupation afin d'optimiser les performances photoréfractives dans la gamme de longueur d'onde de 1,3 μm . Le fait de jouer sur le niveau EL_2 limite toutefois les effets escomptés. En effet, la quantité effective de pièges sur laquelle se construira l'effet sera limitée par la nature de l'échantillon de départ à une valeur de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} au maximum. Afin d'avoir des gains photoréfractifs plus forts, il serait intéressant d'augmenter les densités effectives de pièges à des valeurs plus importantes, de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} . Pour obtenir de telles valeurs, il faut avoir un piège en concentration totale de l'ordre de quelques 10^{17} cm^{-3} . Nous allons utiliser l'irradiation d'échantillons de types n pour tenter d'obtenir de telles concentrations de défauts dans GaAs.

1) L'échantillon de départ et l'irradiation

L'échantillon de départ est un échantillon de GaAs de type n dopé au silicium. Le nombre de porteurs est $n \approx 2,8 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ et la résistivité est $\rho = 5,8 \times 10^{-3} \Omega \text{cm}$. L'irradiation va rendre l'échantillon semi-isolant en créant des pièges profonds qui vont compenser les donneurs superficiels. La dose nécessaire pour rendre l'échantillon semi-isolant sera de l'ordre de $2 \times 10^{17} \text{e}^{-} \cdot \text{cm}^{-2}$ et la quantité de pièges créés du même ordre de grandeur. Au début de l'irradiation, le taux d'introduction des accepteurs est supérieur au taux d'introduction des donneurs, ce qui entraîne une baisse du niveau de Fermi. Cette baisse influe à son tour sur le taux d'introduction des défauts tant donneurs qu'accepteurs. On arrive ainsi à un régime stationnaire avec un échantillon semi-isolant et un équilibre entre la création des accepteurs et des donneurs.

Nous avons irradié quatre échantillons, tirés d'une même plaque de GaAs type n, avec quatre doses différentes de 2, 3, 4 et $5 \times 10^{17} \text{e}^{-} \cdot \text{cm}^{-2}$. Ces quatre échantillons sont appelés N217, N317, N417, N517 par ordre croissant des doses d'irradiations. Les défauts créés sont les mêmes que dans les échantillons semi-isolants (tableau 1), seules les concentrations de pièges seront plus importantes du fait des taux d'introduction plus importants et des doses plus fortes.

2) Caractérisation des matériaux

a) Résonance Paramagnétique Électronique

L'observation de l'antisite d'arsenic par RPE en équilibre thermique est liée à une position du niveau de Fermi entre les niveaux 0/+ et +/2+ de ce défaut. Pour de faibles doses ($\phi < 2 \times 10^{17} \text{e}^{-} \cdot \text{cm}^{-2}$) l'antisite est dans l'état de charge 0 et diamagnétique, c'est à dire qu'il n'est pas observable par RPE. A partir d'une dose de $2 \times 10^{17} \text{e}^{-} \cdot \text{cm}^{-2}$, nous observons l' $\text{As}_{\text{Ga}}^{+}$ à une concentration de $4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Pour une dose de $4 \times 10^{17} \text{e}^{-} \cdot \text{cm}^{-2}$, la concentration de $\text{As}_{\text{Ga}}^{+}$ monte à $1,3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ et pour une dose totale de $5 \times 10^{17} \text{e}^{-} \cdot \text{cm}^{-2}$ la concentration de $\text{As}_{\text{Ga}}^{+}$ diminue de nouveau à une valeur de $0,9 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$. Cette diminution de la concentration de $\text{As}_{\text{Ga}}^{+}$, liée à un déplacement continu du niveau

de Fermi, montre que pour cette dose le niveau de Fermi n'est plus bloqué sur le niveau 0/+ de l'antisite As_{Ga} mais sur le niveau +/2+ de ce défaut As_{Ga} .

Échantillon	Concentration [As_{Ga}^+]
non irradié	0
N217	$0,4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
N417	$1,3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
N517	$0,9 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$

Les mesures de RPE permettent également d'apprécier la conductivité électrique des échantillons irradiés à différentes doses. Ceci est possible grâce au couplage critique de la cavité qui dépend fortement de la conductivité de l'échantillon. Néanmoins, la mesure n'est pas quantitative. Les échantillons irradiés faiblement sont conducteurs à la température ambiante mais l'abaissement de la température permet de geler les porteurs libres. L'échantillon irradié à $2 \times 10^{17} \text{e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$ montre encore la résonance cyclotron à $T=4\text{K}$, démontrant la présence de porteurs libres. Pour les doses supérieures, le gel de porteurs se fait à des températures intermédiaires entre 4K et 300K. Pour la dose la plus forte, $5 \times 10^{17} \text{e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$, les échantillons s'avèrent être relativement semi-isolants dès la température de 300K.

Le premier but, rendre les échantillons semi-isolants a donc été atteint.

Le taux d'introduction de l'antisite d'arsenic dépend fortement de la position du niveau de Fermi avec un taux d'introduction d'environ 1cm^{-1} pour des matériaux de type n alors qu'il n'était que de 10^{-2}cm^{-1} pour les matériaux semi-isolants. Donc, nous pouvons estimer la concentration des antisites d'arsenic à environ $2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ dans des échantillons irradiés à des doses de l'ordre de 3 à $4 \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$. Ceci correspond comme prévu à une concentration d'antisite d'arsenic d'un ordre de grandeur plus élevé que celle des défauts natifs EL_2 . Les doses supérieures ne modifient plus la concentration de l' As_{Ga} d'une manière significative, mais elles sont néanmoins importantes en ce qui concerne la position du niveau de Fermi et donc la conductivité électrique dans le noir.

b) Absorption.

Comme dans le cas du GaAs semi-isolant irradié, le spectre d'absorption à température ambiante ne nous apporte que peu de renseignements, si ce n'est que les échantillons sont très absorbants sur tout le spectre (Fig. 49). On peut en particulier remarquer que l'absorption des échantillons est trop importante à $1,06 \mu\text{m}$ (α de l'ordre

de 10 à 15 cm^{-1}) pour permettre des mesures photoréfractives à cette longueur d'onde. Nous étudierons donc ces échantillons à la longueur d'onde de 1,3 μm où l'absorption est moins importante ($\alpha \approx 5$ à 8 cm^{-1}).

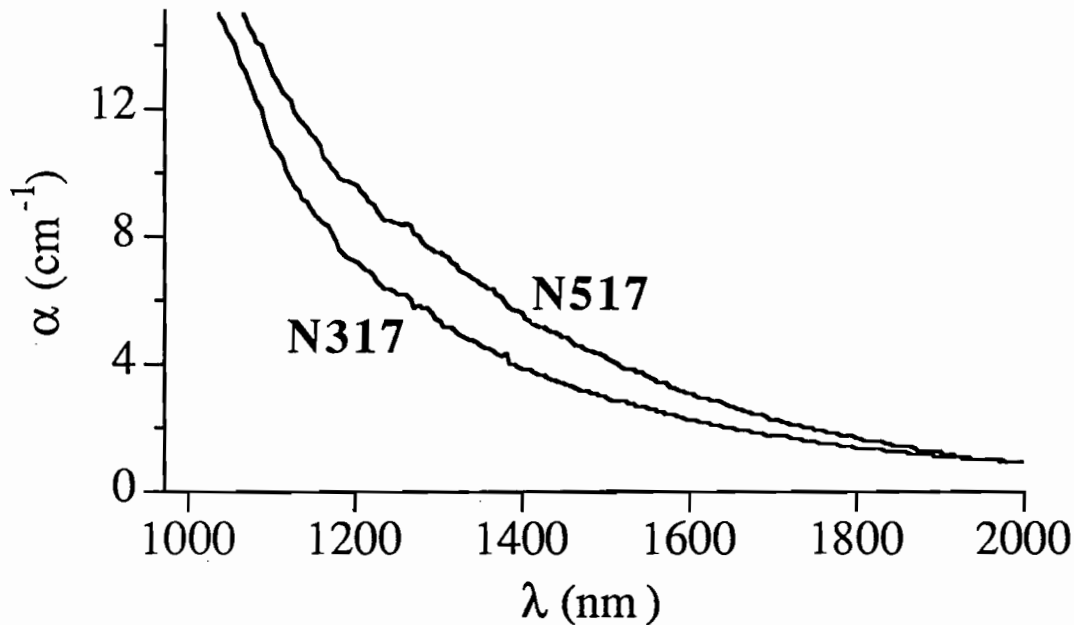


Figure 49 : Spectre d'absorption des échantillons N317 et N517 à température ambiante

Les mesures à basse température seront plus instructives (Fig. 50), car elles révèlent des bandes d'absorption moins larges et donc plus nettes qu'à 300 K. On voit sur la figure 50 que les spectres sont caractérisés par une bande d'absorption centrée autour de $\lambda = 1200$ nm et d'un épaulement à environ 1 500 nm, les deux augmentant avec la dose d'irradiation. Deux différences importantes existent entre ces spectres et ceux des échantillons GaAs semi-isolants irradiés (Fig. 40). Tout d'abord le pic principal est déplacé vers les courtes longueurs d'onde (1,2 μm au lieu de 1,3 μm), ensuite l'épaulement autour de 1,5 μm n'apparaissait pas auparavant. Ces deux points sont caractéristiques d'une influence importante du niveau H1 dont le premier pic est situé à 1,15 μm et qui possède un pic secondaire aux alentours de 1,7 μm (Fig. 42). Le spectre observé s'explique donc par la présence de H1 et de H3 dans le cristal avec toutefois une forte domination de H1. Le pic principal est intermédiaire entre le pic de H1 et celui de H3, déplacé toutefois vers le pic de H1. L'épaulement sera lui atténué par la présence de H3 qui va gommer le creux de H1 vers 1,4 μm (Fig. 42).

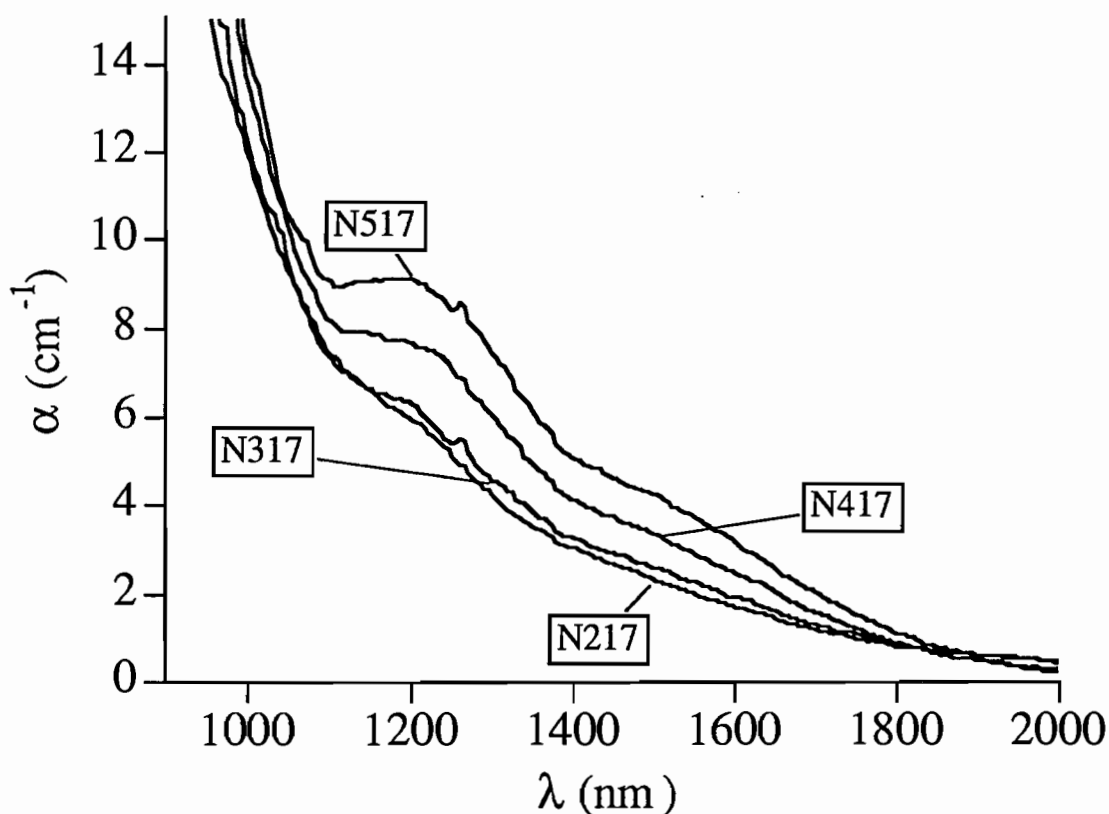


Figure 50 : Spectre d'absorption des échantillons de types n irradiés à basse température ($T=77\text{K}$)

Ces mesures d'absorption confirment donc l'importance des niveaux H1 et H3 dans les échantillons irradiés (semi-isolants et de type n) avec une influence de H1 plus importante dans les échantillons de type n (irradiés à plus fortes doses), par rapport aux échantillons semi-isolants où H3 est prépondérant.

Des expériences de neutralisation ont été réalisées dans ces échantillons, mais le caractère minoritaire du défaut EL_2 par rapport aux autres pièges, fait que cet effet est très faible. La variation d'absorption $\Delta\alpha$ est de l'ordre de $0,5 \text{ cm}^{-1}$ à $1,1 \mu\text{m}$ à comparer à l'absorption totale qui vaut 7 à 9 cm^{-1} à cette même longueur d'onde. La neutralisation n'apporte donc aucun renseignement sur ce type d'échantillon où EL_2 est un défaut secondaire.

c) Conductivité.

Le but de l'irradiation des échantillons de type n était de créer l'antisite d'arsenic un défauts du même type que EL₂, en fortes concentrations, ce qui à pour effet de les rendre semi-isolants.

Les mesures de courant réalisées sur ces échantillons ont montré des comportements fortement non linéaires avec des courants très importants dès que la tension appliquée atteignait quelques Volts. Ce comportement non ohmique est très certainement dû aux contacts. La laque d'argent qui s'est révélé être un bon contact sur les échantillons semi-isolants ne l'est plus sur les échantillons de type n même irradiés.

Un moyen serait peut être de mettre d'autres contacts comme des alliages or-nickel-germanium qui sont ohmiques sur les échantillons de types n. Il serait nécessaire de faire un tel traitement avant l'irradiation car il nécessite un recuit à environ 400°C. Un tel recuit ne peut être fait sur les échantillons irradiés car il détruirait un certain nombre de défauts d'irradiation.

Le problème est d'autant plus gênant que l'irradiation a pour but d'avoir les grandes concentrations de défauts nécessaires aux utilisations sous champ appliqué. L'impossibilité d'appliquer à ces échantillons des champs supérieurs à 10 V du fait de mauvais contacts va limiter ce type d'application.

3) Effet photoréfractif en régime continu

Nous avons regardé les échantillons de GaAs type n irradiés dans des mesures photoréfractives à la longueur d'onde de 1,32 μm . Nous n'avons obtenu de signal de couplage photoréfractif sur aucun des échantillons.

Nous n'avons pour l'instant aucune explication certaine de cette absence de signal. Seules quelques possibilités existent pour expliquer ce résultat :

- Il est peu probable qu'une compétition électron-trou parfaite existe dans tous les échantillons. Donc la possibilité d'avoir $\xi_0=0$ dans l'expression du gain peut être rejetée.

- On peut avoir k_0^2 très faible, ce qui indiquerait qu'aucun des pièges n'existe dans deux états de charge différents avec une densité effective suffisante. Cette possibilité existe même si elle nous paraît peu probable. En effet, des densités effectives de pièges de l'ordre de 10^{13}cm^{-3} devraient donner un effet mesurable. Cela devrait pouvoir être obtenu assez facilement avec des concentrations totales de pièges de l'ordre de 10^{17}cm^{-3} .
- Une troisième possibilité qui nous semble la plus probable, est que l'éclairement utilisé ne sature pas l'effet photoréfractif. Cela se traduit par un coefficient $\frac{1}{A_n} \approx 0$ (ou $\frac{1}{A_p} \approx 0$) et donc un gain non mesurable. Cela signifierait que nos échantillons ne sont pas suffisamment isolants dans le noir pour des mesures photoréfractives avec les lasers de faible puissance que nous possédons à cette longueur d'onde de $1,3\text{ }\mu\text{m}$.

Des mesures de conductivité pourrait nous éclairer sur ce dernier point mais ces dernières, nous l'avons vu, ne sont pas possible pour l'instant.

En conclusion, l'irradiation d'échantillons de type n, a bien créé des défauts en fortes concentrations et rendus ces échantillons semi-isolants, mais il semble que ceux-ci ne soient pas assez semi-isolants pour permettre d'engendrer un effet photoréfractif avec les faibles puissances lasers dont nous disposons.

Partie D
Effet Photoréfractif dans CdTe

La possibilité d'obtenir un effet photoréfractif important dans GaAs à $1,3\mu\text{m}$ étant limitée et peu probable à $1,5\mu\text{m}$, nous avons commencé l'étude d'un matériau II-VI, le CdTe. Le CdTe peut être rendu semi-isolant par différents dopages comme le Vanadium ou le Titane et de fortes résistivités dans le noir peuvent être obtenues. Ce matériau est, de plus, photoconducteur jusqu'à des longueurs d'onde de $1,5\mu\text{m}$, ce qui en fait un bon candidat pour obtenir l'effet photoréfractif dans la gamme $1,3 - 1,5\mu\text{m}$ [43]. Enfin, dernière particularité de ce matériau, son coefficient électrooptique est $r_{41} \approx 5,5 \text{ pm.V}^{-1}$, valeur forte comparée au coefficient électrooptique de l'InP et du GaAs ($r_{41} \approx 1,5 \text{ pm.V}^{-1}$).

Nous allons donc présenter les premiers résultats obtenus sur deux échantillons de CdTe : V [44], synthétisés par J.C. Launay au PRAME (Pôle de Recherche Aquitain pour les Matériaux dans l'Espace, Bordeaux). Nous avons mesuré leurs caractéristiques électriques et optiques. Nous avons ensuite fait des mesures de gain de couplage photoréfractif à $1,06\mu\text{m}$ et à $1,32\mu\text{m}$. Des mesures de spectroscopie des niveaux profonds ont été effectuées en parallèle au groupe d'optique non linéaire de l'Institut de Physique et Chimie des Matériaux (IPCMS, Strasbourg). Ces résultats, donnés dans la référence [44] ne sont pas présentés ici.

I. Caractérisation des matériaux.

Les cristaux de CdTe:V étudiés ont été synthétisés par la technique Bridgman modifiée. Le Vanadium se caractérise par un niveau situé à environ $0,75 \text{ eV}$ de la bande de conduction [45]. Les deux échantillons étudiés, 1 H et 6B, sont dopés respectivement avec $5 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ et $1,5 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$.

Les mesures de caractérisation faites sur ces échantillons vont nous montrer que ces matériaux présentent, dès à présent, de bonnes caractéristiques pour l'obtention d'effet photoréfractif avec des lasers de faible puissance.

1) Absorption.

Nous avons fait des spectres de transmission sur les deux échantillons. Cette absorption a été calculée à partir de la transmission de l'échantillon, avec un indice de réfraction dont la variation spectrale est donnée par la référence [46]. Les spectres d'absorption sont présentés à la figure 51. On retrouve globalement la même structure sur les deux courbes avec toutefois un fond continu sur tout le spectre pour 1H. Il y a une première bande d'absorption entre 900 et 1200 nm, suivie d'une autre bande qui va jusqu'à environ 1600 nm. Globalement, l'absorption est modérée voire faible dans ces échantillons.

	α (1,06 μm) cm^{-1}	α (1,32 μm) cm^{-1}	α (1,55 μm) cm^{-1}
1H	$2,16 \pm 0,06$	$1,62 \pm 0,05$	$1,55 \pm 0,05$
6B	$1,00 \pm 0,03$	$0,28 \pm 0,02$	$0,22 \pm 0,02$

La cause des bandes d'absorption et de l'absorption résiduelle de 1H n'est pour l'instant pas identifiée.

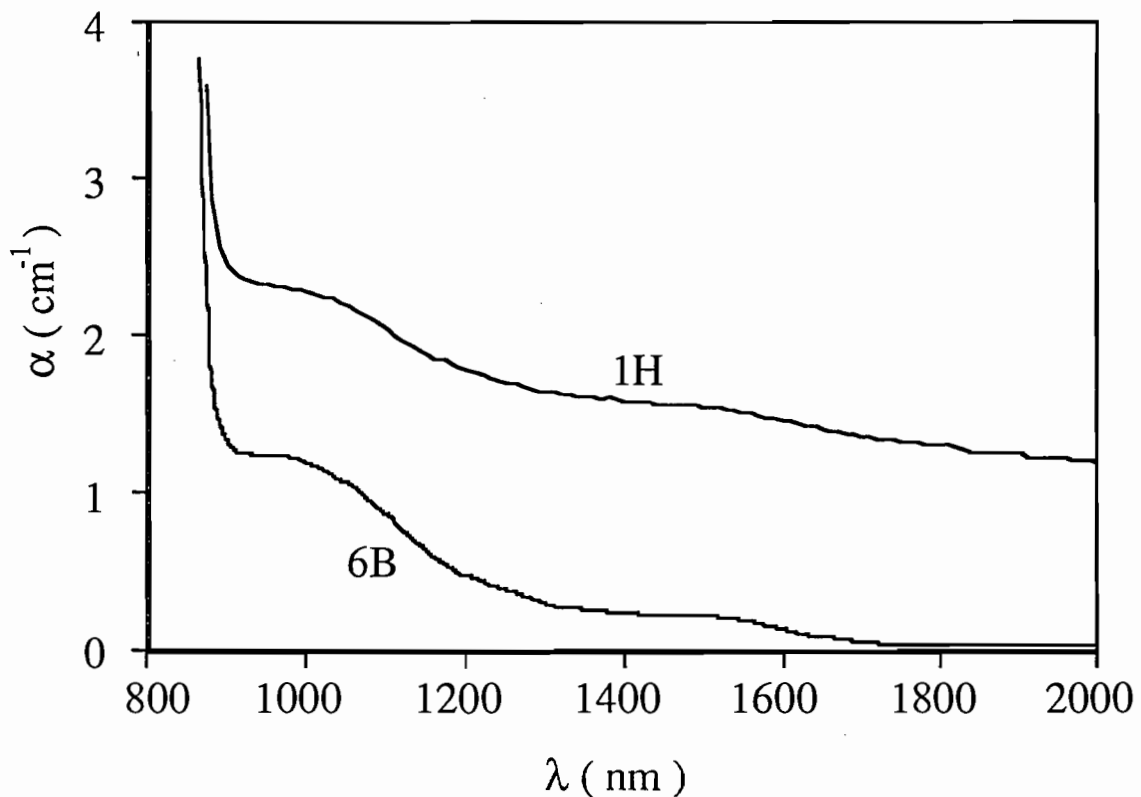


Figure 51 : Spectre d'absorption de 6B et 1H

2) Conductivité.

Toujours avec le même montage de la figure 7 (p.32) nous avons mesuré la conductivité dans le noir et la photoconductivité des échantillons de CdTe.

a) Conductivité dans le noir.

Les cristaux présentent un comportement ohmique (Fig. 52), ce caractère ohmique se conserve jusqu'à des champs de quelques kV.cm^{-1} . La conductivité des échantillons dans le noir est très faible.

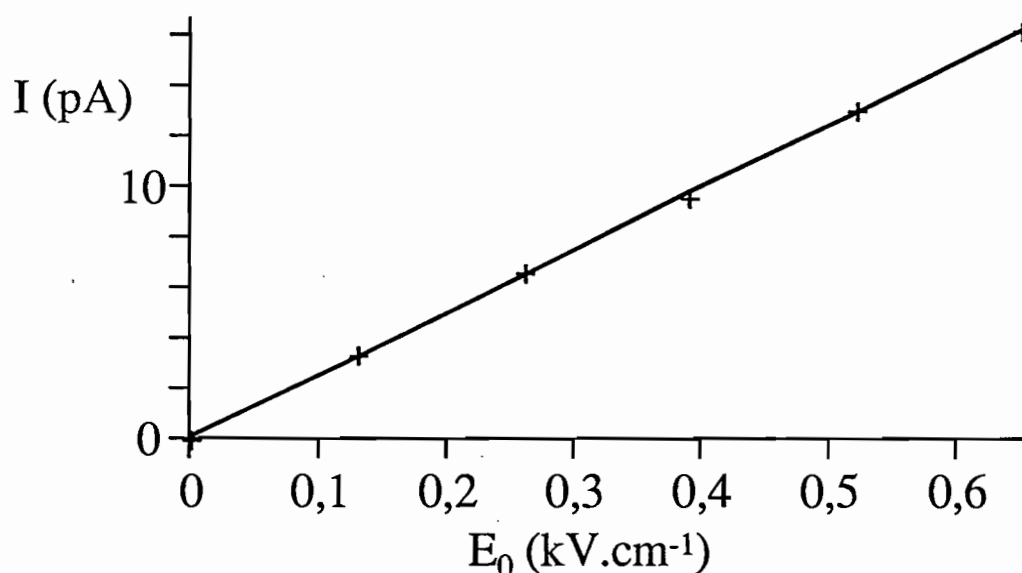


Figure 52 : Courant d'obscurité de l'échantillon 6B en fonction du champ électrique appliqué

	1H	6B
σ ($\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$)	$1,5 \times 10^{-9}$	$0,06 \times 10^{-9}$
ρ ($\Omega \text{ cm}$)	$6,7 \times 10^8$	$1,7 \times 10^{10}$

Ainsi dès les premières croissances réalisées, des cristaux semi-isolants ont été obtenus.

b) Photoconductivité.

Le photocourant est linéaire en fonction du champ appliqué (Fig. 53) ainsi qu'avec l'éclairement incident (Fig. 54). Notant I l'éclairement à l'intérieur du cristal (en mW.cm^{-2}), la photoconductivité s'écrit :

cristal 6B	à $1,06 \mu\text{m}$	$\sigma = (0,06 + I) \cdot 10^{-9} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$
	à $1,32 \mu\text{m}$	$\sigma = (0,06 + 0,6 I) \cdot 10^{-9} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$
cristal 1H	à $1,06 \mu\text{m}$	$\sigma = (1,5 + 1,4 I) \cdot 10^{-9} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$
	à $1,32 \mu\text{m}$	$\sigma = (1,5 + 0,4 I) \cdot 10^{-9} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$

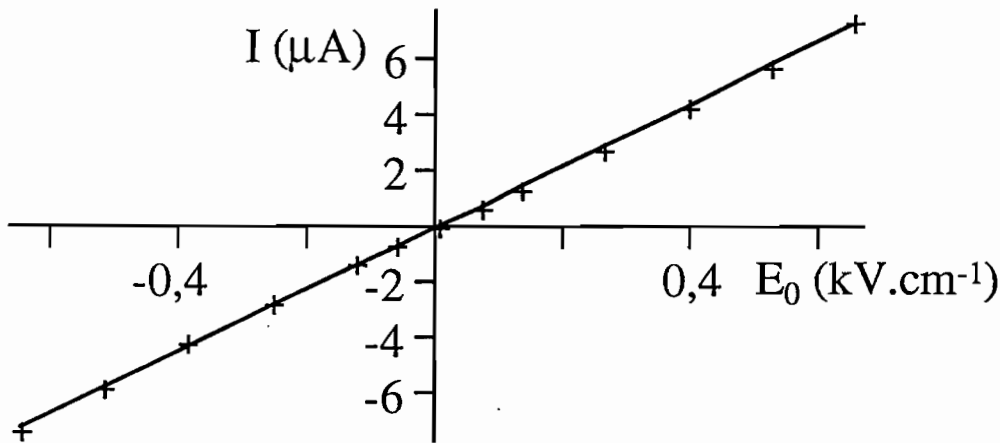


Figure 53 : Photocourant dans le cristal 6B en fonction du champ appliqué pour un éclairement incident de 52mW.cm^{-2} .

La photoconductivité est assez importante dans les deux échantillons et elle devient rapidement très supérieure à la conductivité dans le noir. Par exemple pour le cristal 6B, à $\lambda=1,06 \mu\text{m}$, la photoconductivité est dix fois plus grande que la conductivité dans le noir dès une illumination de 1 mW.cm^{-2} à l'intérieur du cristal, ce qui est très faible comparé par exemple à l'InP. Cette photoconductivité, associée à une forte résistivité dans le noir, est très intéressante pour les applications photoréfractives à faibles illuminations.

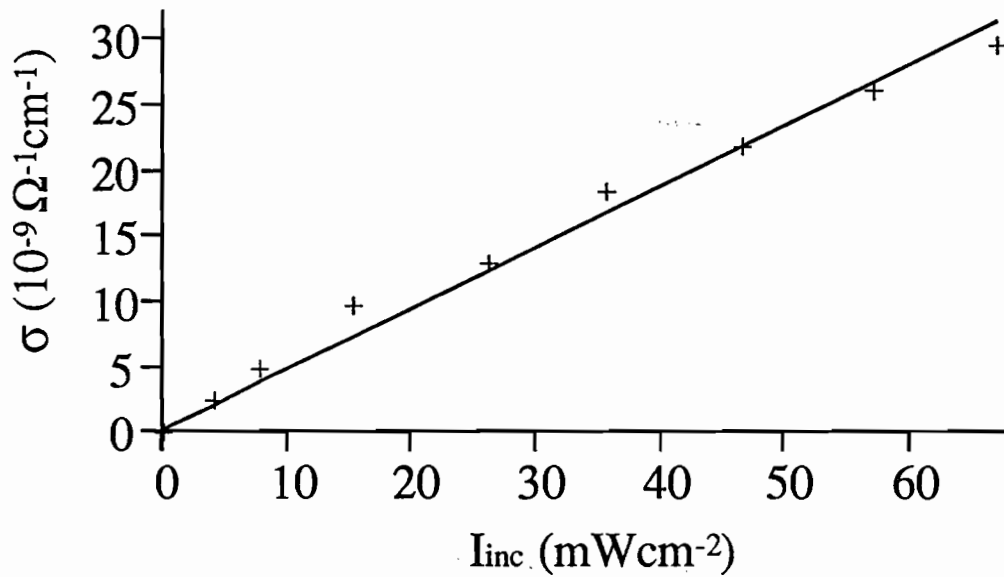


Figure 54 : Conductivité de l'échantillon 6B en fonction de l'éclairement incident.

II. Analyse de l'effet photoréfractif.

Pour les mesures de l'effet photoréfractif, nous avons utilisé la configuration avec, le vecteur réseau $\vec{k} // [1,1,0]$, la propagation suivant $[1, \bar{1}, 0]$ et des faisceaux incidents polarisés à $\pm 45^\circ$ de l'axe $[001]$. Cela permet, en tournant la polarisation de $+45^\circ$ à -45° , de changer le signe du gain photoréfractif et donc, par deux mesures successives, de séparer ce dernier d'éventuelles composantes d'absorption. Les résultats qui suivent ne concernent que cette composante photoréfractive.

1) Etude du gain en fonction de l'éclairement.

Nous avons étudié le gain de transfert d'énergie en fonction de l'éclairement afin de confirmer les prévisions issues des mesures de conductivité et de vérifier que l'on pouvait travailler avec des éclaircements très faibles. Pour, l'échantillon 6B, nous n'avons vu aucune décroissance du gain de couplage lorsque l'éclairement était diminué jusqu'à des valeurs de l'ordre de 10 mW.cm^{-2} . Par contre pour le cristal 1H, on commence à voir une légère diminution du gain à très faible illumination (Fig. 55). Le gain saturant pour des éclaircements incidents de l'ordre de 20 mW.cm^{-2} , ce qui correspond aux mesures de conductivité, où un éclairciment de 20 mW.cm^{-2} incident donne une photoconductivité environ 10 fois plus forte que la conductivité dans le noir.

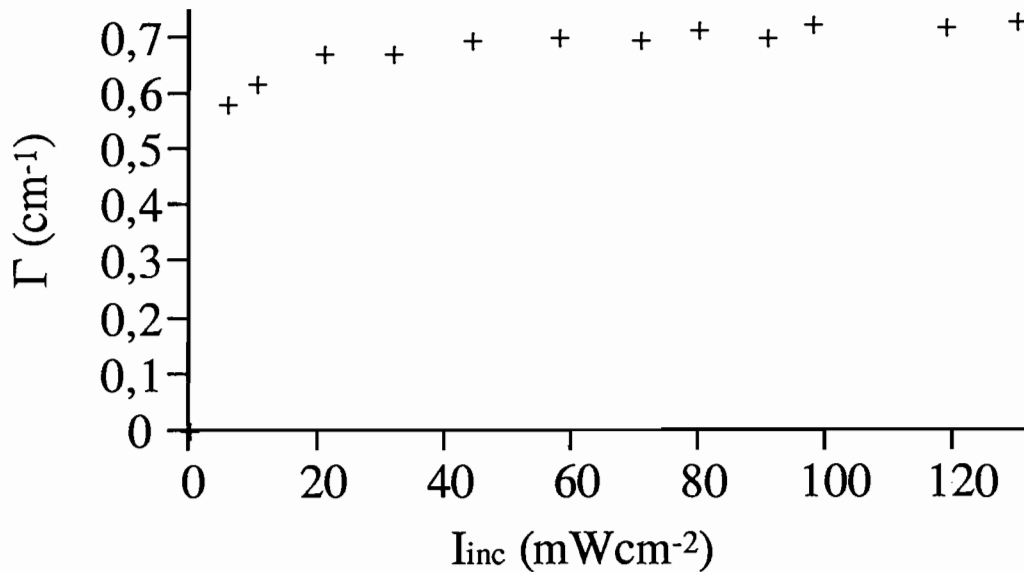


Figure 55 : Variation du gain photoréfractif de l'échantillon 1H en fonction de l'éclairement incident.

Nous pourrions donc utiliser des cristaux de CdTe avec des éclairagements incidents très faibles.

2) Mesure du signe des porteurs majoritaires.

La possibilité d'appliquer un champ globalement uniforme sur les échantillons nous a permis de réaliser une mesure du signe des porteurs majoritaires pour l'effet photoréfractif à l'aide de la procédure décrite au paragraphe A.II.3).

Pour les deux échantillons, nous avons déterminé qu'à $\lambda=1,06 \mu\text{m}$, $\xi_0>0$. Nous avons donc des électrons comme porteurs majoritaires à $1,06 \mu\text{m}$.

3) Gain photoréfractif en fonction du pas.

En utilisant notre montage de mesure du gain en fonction du pas (Fig.3)(p.20), nous avons étudié les deux échantillons 1H et 6B. Les résultats obtenus (Fig. 56)

montrent que les gains sont importants. Le gain dans 1H est environ 2 fois plus grand que ce que l'on a pu mesurer dans GaAs, ce qui confirme l'intérêt de cette classe de cristaux.

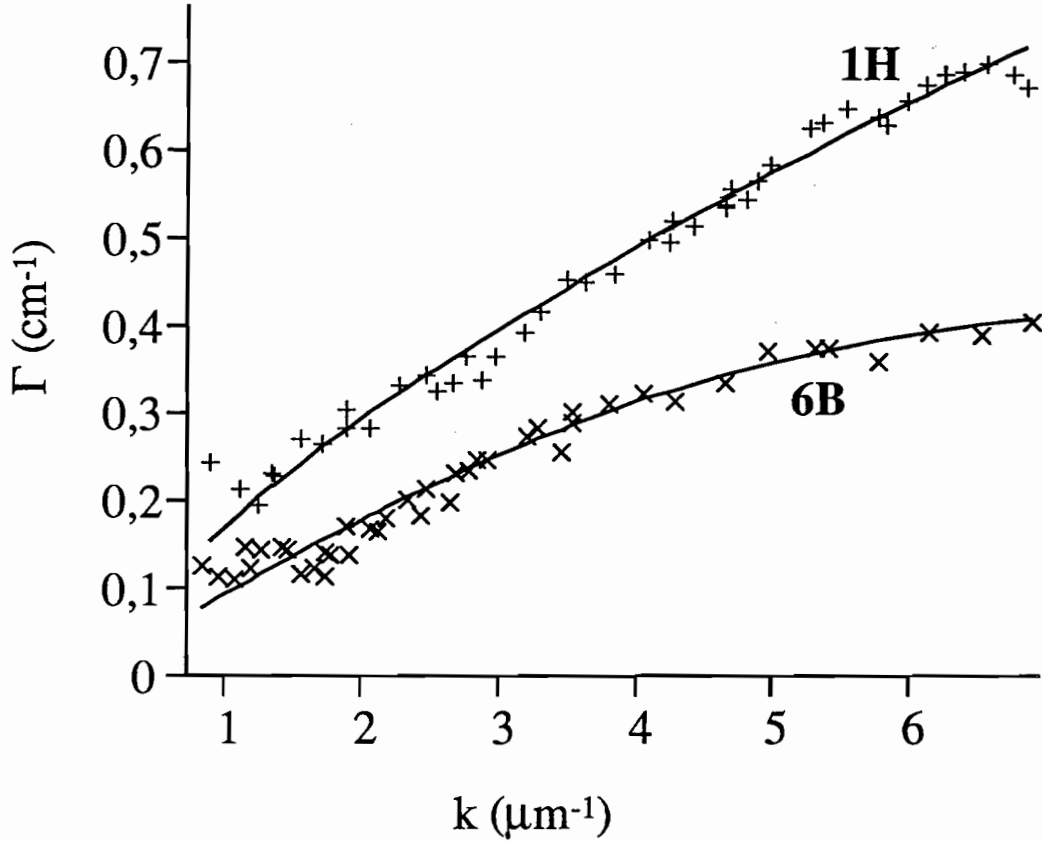


Figure 56 : Gain photoréfractif en fonction du nombre d'onde du réseau pour les deux échantillons de CdTe étudiés 1H et 6B. Les courbes théoriques en trait plein ont été tracées avec les paramètres d'ajustement déterminés dans le texte.

Pour les petits pas de réseau (k grand), k/Γ est bien linéaire en fonction de k^2 (Fig. 57). On commence à voir un écart à la droite pour k faible indiquant l'influence de la longueur de diffusion des porteurs. Les coefficients de la droite donnent ξ_0 et k_0^2 , et l'écart à la droite permet de remonter aux coefficients b et c , suivant l'expression décrite au paragraphe B.II.4) :

$$\Gamma = Ak \left(\frac{\xi_0 k^2 + b - c}{k^2 + \frac{k^2}{k_0^2} + b + c} \right)$$

Le modèle utilisé est maintenant le modèle classique avec un seul piège et une compétition électron-trou.

Dans ce modèle on a :

$$\xi_0 = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{\alpha_n + \alpha_p}$$

$$k_0^2 = \frac{e^2}{\epsilon k_B T} N_{eff}$$

$$b = \frac{\alpha_n \kappa_p^2}{(\alpha_n + \alpha_p)} \quad \text{et}$$

$$c = \frac{\alpha_p \kappa_n^2}{\alpha_n + \alpha_p}$$

Pour l'échantillon 6B, la dispersion du gain à grand pas (k petit), amplifiée par la relativement faible valeur du gain, a empêché d'ajuster la courbe et on n'a pas pu obtenir de valeurs pour b et c . Pour 1H, les valeurs sont données dans le tableau ci-après.

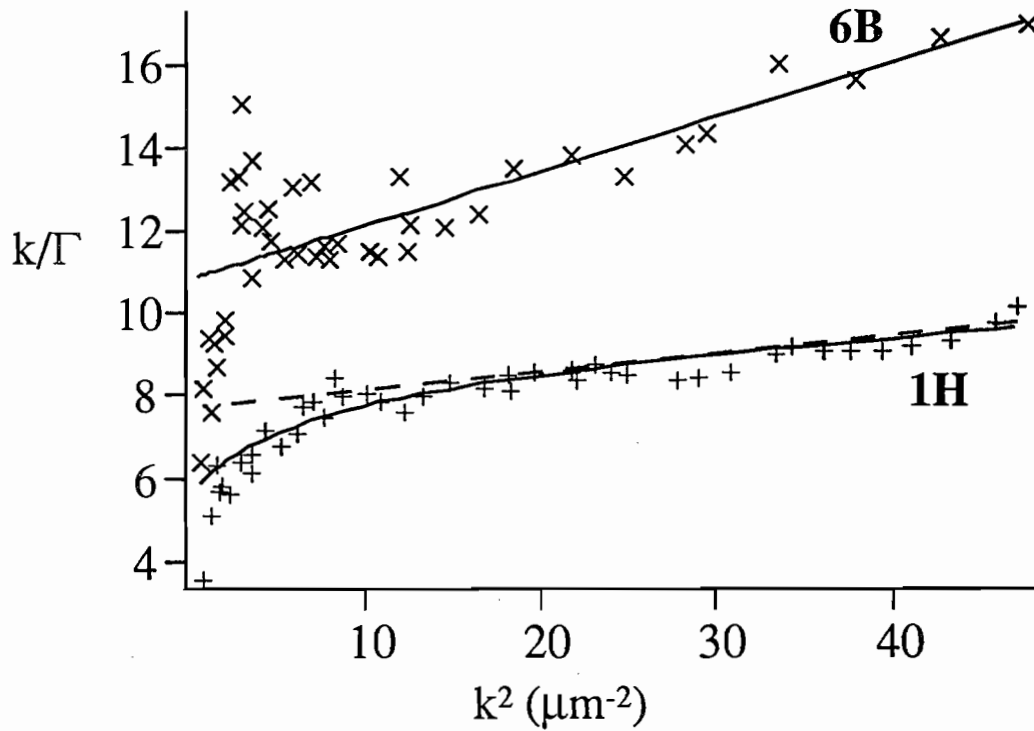


Figure 57 : Courbes du gain tracées sous la forme k/Γ en fonction de k^2 (k est en μm^{-1} et Γ en cm^{-1}). Les courbes en trait plein représentent le meilleur ajustement avec une droite pour 6B et avec l'expression complète pour 1H. La droite en pointillé correspond au meilleur ajustement par une droite pour 1H.

La valeur du coefficient A dépend de l'indice n_0 qui vaut $n_0=2,82$ à $1,06 \mu\text{m}$ [46]. Il dépend aussi de la valeur de r_{41} qui a été utilisée pour ajuster les courbes de 1H : $r_{41} = 5,5 \pm 0,5 \text{ pm V}^{-1}$ ce qui correspond aux valeurs trouvées précédemment dans la littérature [43, 47].

Les valeurs des paramètres obtenues sont résumées dans le tableau suivant :

	1H	6B
α (1,06 μm) (cm^{-1})	$2,16 \pm 0,06$	$1,00 \pm 0,03$
ξ_0	$0,62 \pm 0,06$	$0,51 \pm 0,06$
k_0^2 (μm^{-2})	300 ± 30	82 ± 20
b (μm^{-2})	$3,6 \pm 1,5$	x
c (μm^{-2})	≈ 0	x
N_{eff} (cm^{-3})	$4,3 \times 10^{15}$	$1,2 \times 10^{15}$

La densité effective de pièges est déduite de la valeur de k_0^2 avec $\epsilon_r=10,3$ [48].

La valeur du gain deux fois plus faible dans 6B que dans 1H, est due à la plus forte compétition électron-trou et à une densité effective de piège N_{eff} plus faible.

Dans ces deux premiers échantillons, la compétition électron-trou est assez forte (ξ_0 de l'ordre de 0,5 à 0,6). Des efforts sont actuellement conduits sur la croissance de ces cristaux pour supprimer cette compétition et obtenir ainsi de forts gains. La densité effective de pièges est quant à elle comparable à ce que l'on trouve classiquement dans les semi-conducteurs. On peut remarquer qu'elle évolue comme la concentration du dopant Vanadium (1H étant dopé avec $5 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ et 6B avec $1,5 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$). Il est malgré tout trop tôt pour en conclure que le Vanadium est bien le niveau qui intervient pour l'effet photoréfractif dans ces échantillons ainsi que l'indiquent les études de spectroscopie des niveaux profonds menées dans ces cristaux [44]. L'étude en cours sur d'autres échantillons dopés différemment devrait donner des indications plus précises sur ce dernier point.

Nous avons procédé à des mesures de couplage d'onde à $\lambda=1,32\mu\text{m}$. Les résultats obtenus sont actuellement assez décevants. Dans 1H, on a observé un gain de couplage faible ($\Gamma \approx 0,06 \text{ cm}^{-1}$ pour un pas $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$), tandis que dans 6B, il n'y avait aucune trace de transfert d'énergie. Les mesures de conductivité ayant montré que l'éclairement utilisé (environ 100mW.cm^{-2}) est suffisant pour saturer le gain, ce gain très faible est très certainement dû à une forte compétition électron-trou. Dans H1, on peut estimer la valeur du coefficient de compétition électron-trou : $|\xi_0| \approx 0,1$, ce qui correspond à $\alpha_n \approx \alpha_p$. Un point important, à noter, est l'observation d'un changement du signe du gain entre $1,06 \mu\text{m}$ et $1,32 \mu\text{m}$, indiquant un changement du signe des porteurs

majoritaires entre ces deux longueurs d'onde. Cela confirme l'attribution de ce faible gain à une compétition électron-trou. La cause précise de cette compétition électron-trou n'est pour l'instant pas identifiée (vrai compétition électron-trou ou pièges multiples), mais les études se poursuivent afin de comprendre les mécanismes mis en jeu pour l'effet photoréfractif dans CdTe.

III. Effet photoréfractif en régime picoseconde dans CdTe

En utilisant le montage (Fig. 19) et les conditions expérimentales décrites au B.I.3)a), nous avons étudié le cristal de CdTe:V.1H en régime d'excitation picoseconde. Comme pour le GaAs, nous avons regardé la diffraction sur les réseaux de porteurs libres et photoréfractifs, ainsi que la variation de transmission de la sonde en présence de la pompe. Nous avons fait l'étude de l'efficacité de diffraction en fonction de l'illumination incidente et en fonction du retard de la sonde avec les faisceaux de pompe. Le CdTe ayant la même symétrie cristalline que le GaAs ($\bar{4}3m$), nous aurons les mêmes propriétés des réseaux. En particulier, la diffraction anisotrope permettra de séparer les contributions des réseaux de porteurs libres et photoréfractifs. De la même façon le modèle décrivant la cinétique des réseaux s'appliquera. La seule différence viendra probablement de la plus faible mobilité des porteurs dans le CdTe (Annexe 3).

1) Absorption nonlinéaire

Le CdTe ne présente que peu d'absorption induite (Fig 58). On observe un léger blanchiment à faible illumination en compétition avec de l'absorption induite, l'absorption induite devenant prépondérante à forte illumination. La variation de transmission atteint 20% pour une énergie incidente de 10 mJ.cm^{-2} ce qui correspond à une absorption induite valant $\Delta\alpha \approx 0,5 \text{ cm}^{-1}$. Cette absorption induite est très faible comparée à ce que l'on avait observé dans le GaAs ($\Delta\alpha \approx 2 \text{ cm}^{-1}$ à 5 mJ.cm^{-2}). Compte tenu de cette faible variation de transmission les mesures, nous n'avons pas observé de variation de transmission notable lors des mesures en fonction du retard entre la sonde et la pompe. L'absorption induite à forte illumination est sans doute due à l'absorption à deux photons.

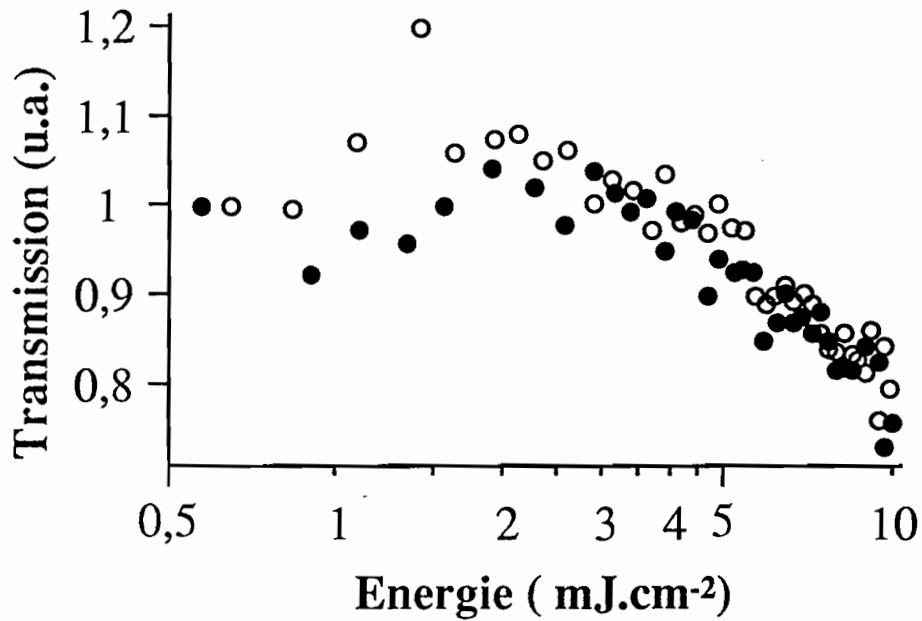


Figure 58 : Transmission du cristal en fonction de l'énergie des pompes. Le faisceau sonde est polarisé horizontalement (cercles pleins) ou verticalement (cercles vides). La pompe et la sonde sont coïncidentes dans le cristal.

2) Réseaux de porteurs libres et photoréfractif

a) Efficacité de diffraction en fonction de l'énergie incidente

L'étude de la variation de l'efficacité de diffraction des différents réseaux avec l'énergie incidente (Fig. 59) révèle trois régimes différents. Pour le réseau de porteurs libres, on mesure une pente $\gamma = 4$ à faible illumination ($E < 3 \text{ mJ.cm}^{-2}$) (Fig. 59, courbe PL). A plus forte illumination ($3 < E < 7 \text{ mJ.cm}^{-2}$), la pente passe à $\gamma = 5$. Enfin à très forte illumination on observe une saturation du signal diffracté. Ces résultats montrent nettement que la génération des charges est principalement due à des mécanismes d'absorption à deux photons (directe ou à travers un niveau profond). Cette absorption à deux photons devenant prépondérante dès 3 mJ.cm^{-2} .

Pour le réseau photoréfractif la pente passe de $\gamma = 5$ (en dessous de 5 mJ.cm^{-2}) à $\gamma = 3$ (au dessus de 5 mJ.cm^{-2}) (Fig. 59, courbe PR). Le champ de charge d'espace montre, comme dans le cas de GaAs, des signes de saturation à fortes énergies conformément aux prévisions du modèle (B.I.3b)), qui prédit une saturation à environ $E_d = k k_B T/e$ pour les fortes illuminations.

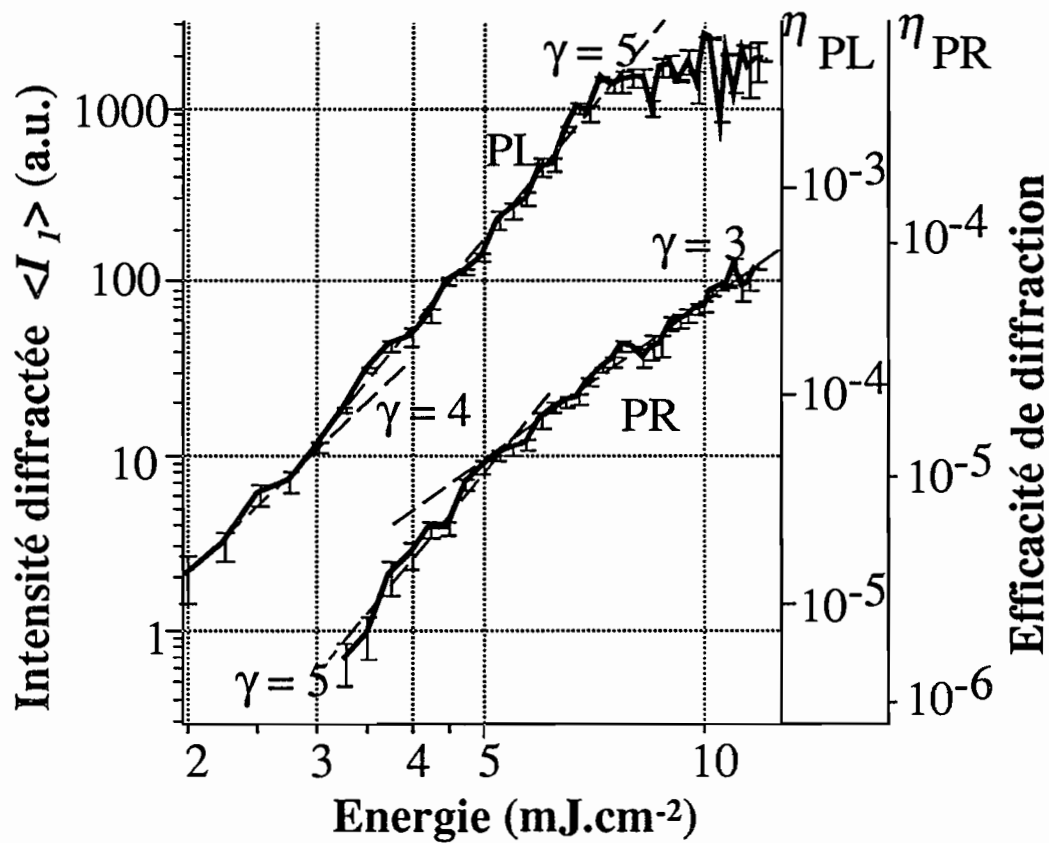


Figure 59 : Courbe de variation de l'efficacité de diffraction η et de l'intensité diffractée $\langle I_I \rangle$ des réseaux de porteurs libres PL et photoréfractif PR en fonction de l'énergie des faisceaux d'écriture (le retard est pris égal à $\Delta t = 26$ ps). Le vecteur réseau est orienté suivant $[110]$.

Pour une énergie de 4 mJ.cm^{-2} , on mesure des efficacités de diffraction $\eta_{\text{PL}} = 2 \times 10^{-4}$ et $\eta_{\text{PR}} = 7 \times 10^{-6}$ pour le réseau de porteurs libres et pour le réseau photoréfractif respectivement. Cela donne des variations d'indice $\Delta n_{\text{PL}} = 1,5 \times 10^{-6}$ et $\Delta n_{\text{PR}} = 3 \times 10^{-7}$ respectivement. Compte tenu de l'absorption et de l'épaisseur importante du cristal, on a calculé ces modulations d'indice avec une épaisseur effective $d_{\text{eff}} = (1 - e^{-\alpha d})/\alpha$ ($d = 5 \text{ mm}$ et $\alpha = 2,2 \text{ cm}^{-1}$). On en déduit une modulation de la population d'électrons $n_1 \approx 6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et un champ de charge d'espace $E_{\text{sc}} \approx 50 \text{ V cm}^{-1}$ (en utilisant les formules établies au B.I.3c)). A cette énergie le champ de charge d'espace est assez loin de sa valeur à saturation E_d qui vaut 870 V.cm^{-1} pour le pas du réseau utilisé. On s'approche de cette valeur aux plus fortes illuminations ($\eta \approx 10^{-4}$ pour 10 mJ cm^{-2}).

Pour une modulation des franges proche de 1, on déduit des valeurs précédentes une densité de porteurs non modulée spatialement $n_0 \approx 6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Cela montre que, dans les conditions expérimentales étudiés ici, dès une énergie de 4 mJ.cm^{-2} , on peut considérer que l'on est dans les conditions d'illumination forte (cf. B.I.3)b), p.54) et donc en régime ambipolaire, pour la relaxation des différents réseaux.

b) Cinétique de relaxation du réseau de porteurs libres

Comme dans le cas de GaAs, les électrons sont les porteurs de plus forte mobilité ($\mu_n \approx 2000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) ce qui donne une constante de temps de diffusion des électrons de l'ordre de 15 ps (pour le pas de $1,8 \mu\text{m}$ utilisé dans nos expériences). On peut raisonnablement supposer que la première constante de temps rapide n'est pas résolue dans nos expériences dans le CdTe.

Pour le réseau de porteurs libres (Fig. 60) on peut voir une décroissance rapide, suivie d'une queue longue. Nous avons donc une situation identique à ce qui était observé dans le GaAs. La séparation est toutefois plus délicate dans le cas du CdTe du fait de l'amplitude proche des deux composantes de décroissance. On ne peut séparer nettement les deux régimes de décroissance contrairement au cas du GaAs (Fig. 25).

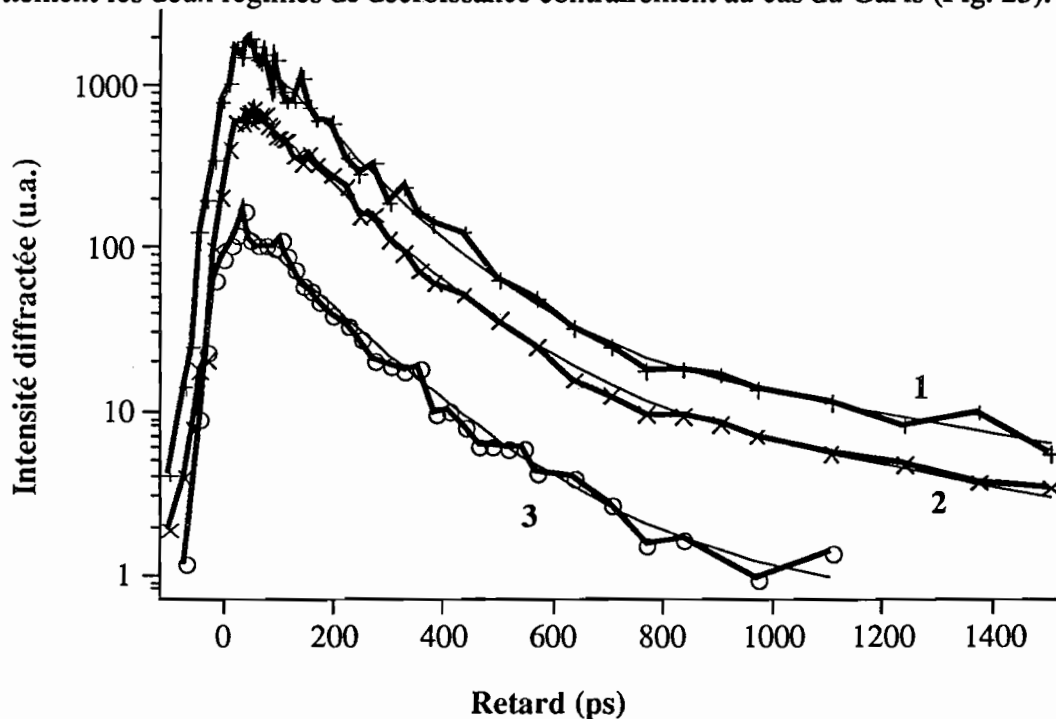


Figure 60 : Cinétique de relaxation du réseau de porteurs libres à fort niveau d'excitation : $E = 8,5 \pm 0,5 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (1), $E = 6,5 \pm 0,3 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (2), $E = 4,5 \pm 0,25 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (3). La constante de temps rapide sature à $\tau = 240 \text{ ps}$. Les courbes en trait fin représentent le meilleur ajustement avec une double exponentielle.

La constante de temps lente peut être évaluée à environ $\tau \approx 1,5 \text{ ns}$. Pour trouver la valeur de la constante de temps rapide, on ajuste les résultats expérimentaux avec une courbe théorique qui est la somme de deux exponentielles avec comme constante de temps lente $\tau \approx 1,5 \text{ ns}$. On déduit la valeur de la constante de temps rapide qui décroît avec l'énergie (Fig. 60), passant de 275ps pour la courbe 3 à 265ps pour la courbe 2 et saturant à $\tau \approx 240 \text{ ps}$ pour la courbe 1. Les valeurs trouvées pour τ sont pratiquement insensibles aux variations introduites lors de l'ajustement sur la valeur de la constante de temps lente autour de 1,5 ns. L'ajustement par une double exponentielle est bon comme le montrent les courbes en trait fin sur la figure 60.

Le comportement de la constante de temps rapide avec l'énergie permet d'identifier cette dernière avec la constante de temps ambipolaire définie dans le cadre du modèle développé au B.I.3)b). En effet, comme pour le GaAs, à faible illumination (ou en régime continu) la génération des charges se fait à partir du piège profond, ce qui signifie que l'on engendre majoritairement des électrons (cf. D.II.2)). On part donc d'un régime où l'on a $n_0/p_0 \gg 1$ et une constante de temps ambipolaire de valeur maximale. En augmentant l'illumination, le rapport n_0/p_0 diminue et tend vers 1 ce qui fait décroître la constante de temps ambipolaire. La valeur limite de la constante de temps est atteinte lorsque $n_0=p_0$; la valeur limite $\tau_a \approx 240 \text{ ps}$ permet de déduire la mobilité ambipolaire $\mu_a = 135 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

La composante lente est attribuée à un réseau d'absorption dû à une modulation de population dans le piège profond. La constante de temps de 1,5ns correspond au temps de recombinaison des porteurs libres sur le piège profond ce qui détruit la modulation dans le niveau profond.

c) Cinétique de relaxation du réseau photoréfractif

Pour le réseau photoréfractif, on observe une première décroissance rapide suivie d'une composante plus lente. La constante de temps rapide décroît avec l'énergie jusqu'à une valeur d'environ 260ps (Fig. 61). La constante de temps lente est évaluée à environ 1 à 2 ns. Ici aussi on fait l'ajustement avec une double exponentielle en prenant pour la constante de temps lente 1,5ns.

La constante de temps de décroissance rapide correspond à la constante de temps ambipolaire qui régit la relaxation du champ de Dember responsable du réseau photoréfractif. A forte illumination elle nous permettra d'obtenir la mobilité ambipolaire μ_a . La constante de temps lente que l'on observe ($\tau = 1 \text{ à } 2 \text{ ns}$), est due au réseau de champ de charge d'espace créé dans le piège profond (cette composante

n'était pas observée dans GaAs, car elle était trop faible). Ce réseau se détruit par recombinaison des porteurs comme la composante de réseau d'absorption détectée précédemment dans le signal de diffraction isotrope.

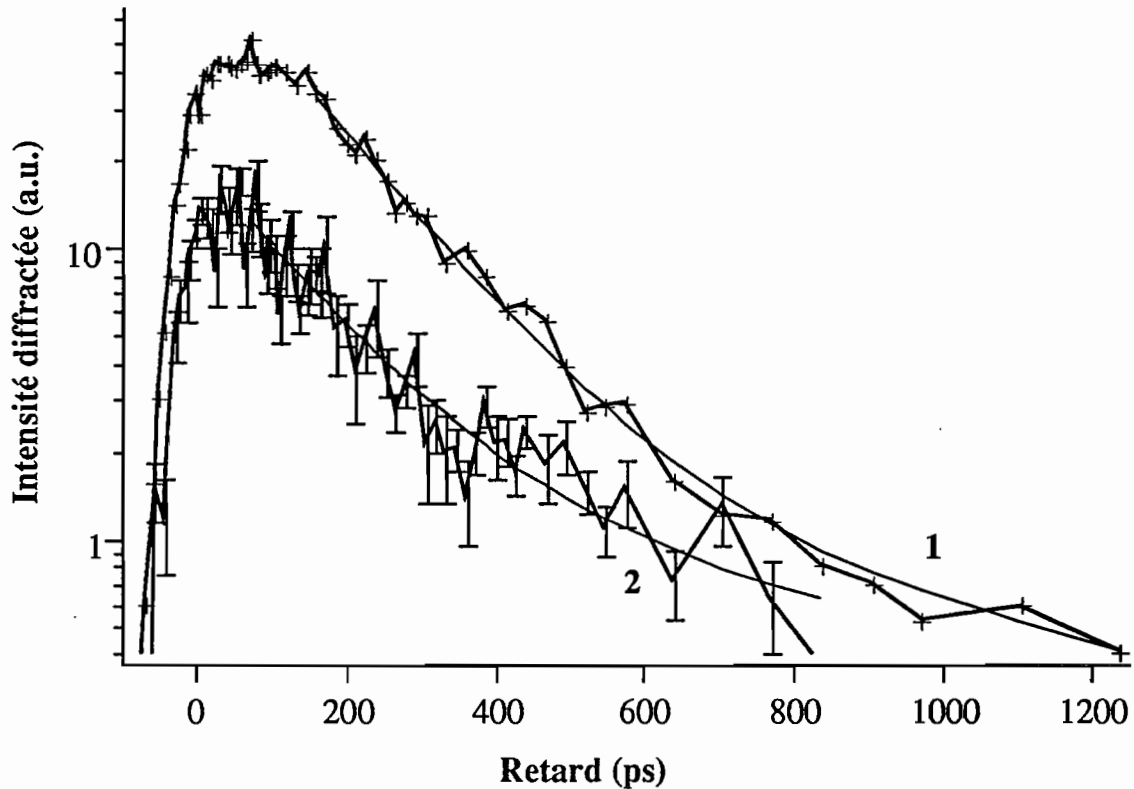


Figure 61 : Cinétique de relaxation du réseau de photoréfractif à fort niveau d'excitation : $E=6,5\pm0,5 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (1), $E=4,75\pm0,25 \text{ mJ.cm}^{-2}$ (2).

La constante de temps rapide sature à $\tau=260\text{ps}$. Les courbes en trait fin représentent le meilleur ajustement avec une double exponentielle.

d) Conclusion

Dans CdTe, la relaxation des différents réseaux est principalement gouvernée par la constante de temps de diffusion ambipolaire. On observe, aux temps plus longs, une composante reliée aux réseaux d'absorption et de champ de charge d'espace dus à la modulation spatiale des charges dans le piège profond. Cette composante relaxe avec une constante de temps qui est le temps de recombinaison des porteurs sur le piège profond. Nos expériences montrent que, comme dans le cas du GaAs, l'établissement des différents réseaux n'est pas résolu avec notre montage (constante de temps d'établissement inférieure à 30ps).

Ces expériences nous ont permis de déterminer la valeur de la mobilité ambipolaire $\mu_a = \frac{2\mu_n\mu_p}{\mu_n + \mu_p} \approx 135 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Comme $\mu_n \gg \mu_p$, on a une estimation de $\mu_p \approx \mu_a/2$, soit $\mu_p \approx 70 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. On a aussi pu accéder au temps de recombinaison des porteurs dans CdTe : $\tau_R \approx 1,5 \text{ ns}$.

IV. Discussion

Les premières expériences photoréfractives réalisées à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ dans le CdTe ont en partie confirmé les espoirs mis dans ce matériau. Le CdTe présente de plus la caractéristique de pouvoir être utilisé avec de faibles éclairagements incidents, grâce à sa forte résistivité dans le noir et à sa bonne photoconductivité. Les gains de couplage obtenus sans champ appliqué sont meilleurs que ceux observés dans les semi-conducteurs III-V. De plus, le caractère bien ohmique de ces cristaux permettra pleinement l'utilisation de la technique d'intensification de l'effet photoréfractif par application d'un champ électrique externe, technique que nous avons étudiée sur GaAs et présentons dans le chapitre suivant (partie E)

Ces résultats ont conduit à la mise en place d'une collaboration entre laboratoires de cristallogénèse, de caractérisation spectroscopiques, RPE et photoréfractive. L'objectif est l'obtention d'un matériau photoréfractif optimisé pour les applications au traitement de faisceaux dans la gamme $1,3 - 1,5 \mu\text{m}$.

Partie E

Amplification du gain photoréfractif par un champ électrique alternatif

Le gain photoréfractif est proportionnel au produit “coefficient électrooptique $\times$ champ de charge d’espace”. Dans les semi-conducteurs, à cause de la faible valeur du coefficient électrooptique, le gain est relativement faible. Le même problème existait déjà pour les sillénites (BSO, BGO). L’utilisation d’un champ électrique externe permet d’amplifier le champ de charge d’espace. En particulier l’utilisation de champ alternatif a permis d’obtenir des gains de couplage à deux ondes importants dans les sillénites [49, 50]. Nous allons dans cette partie décrire l’amplification du gain de couplage photoréfractif par l’utilisation d’un champ alternatif carré et nous présenterons les résultats obtenus sur un échantillon de GaAs irradié.

I. Théorie de l’amplification sous champ alternatif.

1) Champ carré parfait.

L’application d’un champ externe continu sur un cristal photoréfractif conduit à une augmentation du champ de charge d’espace induit. Cette augmentation du champ de charge d’espace s’accompagne en général d’une remise en phase du réseau de champ de charge d’espace avec le réseau d’illumination. Cela se traduit donc, en final, par un gain de couplage photoréfractif diminué puisque celui-ci est lié à la composante déphasée de $\pi / 2$ du champ de charge d’espace. Plusieurs techniques sont possibles pour recréer le déphasage de $\pi/2$ nécessaire au couplage d’onde. La technique du réseau mobile (interférence de deux faisceaux de fréquence voisine) a beaucoup été étudiée dans les sillénites [51] et démontrée dans le GaAs [52]. Cependant cette technique est résonnante en Λ (pas du réseau) et en I_0 (illumination dans le cristal). Cela signifie que, à cause de l’absorption, la condition de résonance ne sera pas satisfaite dans toute l’épaisseur du cristal, ce qui entraînera une diminution de l’efficacité de cette technique. Nous nous intéressons ici à une autre technique qui est celle du champ alternatif carré

[49, 50], qui présente l'avantage d'être non résonnante. Cette technique consiste à appliquer au cristal un champ carré, alternativement positif et négatif et de rapport cyclique 1/2, d'amplitude E_0 et de période T' . Le champ carré est considéré, dans un premier temps parfait, c'est-à-dire que le temps de montée est supposé très petit devant la période du champ.

L'évolution temporelle du champ de charge d'espace est régi par une équation différentielle du premier ordre (A.I.1)) :

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{1}{\tau} (E_1 - E_{sc}) = 0$$

avec τ et E_{sc} qui dépendent de E_0 et donc du temps. $E_0(t)$ vaut $-E_0$ pour $-\frac{T'}{2} \leq t < 0$ et $+E_0$ pour $0 \leq t < \frac{T'}{2}$. L'expression de τ et de E_{sc} dépend du modèle (A.I.1)). E_{sc} est le champ de charge d'espace en régime stationnaire. τ est une constante complexe dont la partie réelle est la constante de temps de formation du réseau photoréfractif.

La résolution de l'équation différentielle se fait en décomposant le champ de charge d'espace sur chaque alternance du champ appliqué E_0 [49]. Sur les alternances positives, la solution de l'équation différentielle est $E_1^+(t)$, sur les alternances négatives $E_1^-(t)$. Ces solutions vérifient :

$$\begin{aligned} \mathcal{I}m(E_1^+(t)) &= \mathcal{I}m(E_1^-(t)) \\ &= \mathcal{I}m(E_{1st}^+) - \mathcal{R}e(E_{1st}^+) \times \mathcal{I}m \left[\frac{1 + e^{\frac{-T'}{2\tau}} - 2 e^{\frac{-t}{\tau}}}{1 - e^{\frac{-T'}{2\tau}}} \right] \end{aligned}$$

et :

$$\begin{aligned} \mathcal{R}e(E_1^+(t)) &= -\mathcal{R}e(E_1^-(t)) \\ &= -\mathcal{R}e(E_{1st}^+) \times \mathcal{R}e \left[\frac{1 + e^{\frac{-T'}{2\tau}} - 2 e^{\frac{-t}{\tau}}}{1 - e^{\frac{-T'}{2\tau}}} \right] \end{aligned}$$

avec :

$$E_{1st}^+ = \frac{\left[-E_{sc}^* \left[1 - \exp\left(\frac{-T'}{2\tau^*}\right) \right] + E_{sc} \exp\left(\frac{-T'}{2\tau^*}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-T'}{2\tau}\right) \right] \right]}{1 - \exp\left[\frac{-T'}{2} \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau^*} \right) \right]}$$

On obtient un champ de charge d'espace complexe E_1 qui oscille à la fréquence du champ appliqué. La partie réelle de E_1 oscille autour d'une valeur moyenne nulle et la partie imaginaire autour d'une valeur moyenne non nulle. L'amplitude des oscillations dépend de la fréquence du champ alternatif appliqué. Si T' est suffisamment faible (fréquence suffisamment haute) devant le temps d'établissement de l'effet photoréfractif, c'est à dire $T' \ll \left(\mathcal{R}e \left(\frac{1}{\tau} \right) \right)^{-1}$, les oscillations disparaissent. Dans cette limite, le champ de charge d'espace devient imaginaire pur et n'évolue plus temporellement.

Pour le couplage photoréfractif (amplification d'un faisceau en présence d'un second faisceau), ce qui intervient, c'est la partie imaginaire du champ de charge d'espace (A.I.1)). La valeur moyenne vaut :

$$\mathcal{M}(E_1) = \frac{2}{T'} \int_0^{T'/2} E_1^+(t) dt$$

ce qui donne :

$$\mathcal{M}(E_1) = \mathcal{M}(E_{1st}^+) - \mathcal{R}e(E_{1st}^+) \mathcal{M} \left(\frac{1 + \exp \frac{-T'}{\tau}}{1 + \exp \frac{-T'}{\tau}} \right) + \frac{4}{T'} \mathcal{M}(\tau) \mathcal{R}e(E_{1st}^+)$$

avec E_{1st}^+ défini précédemment en fonction de τ et E_{sc} tirés eux de l'équation différentielle de départ. $\mathcal{M}(E_1)$ va donc dépendre des différents paramètres qui influencent classiquement l'effet photoréfractif, c'est à dire, le nombre d'onde du réseau k , le champ appliqué E_0 , la période du champ appliqué T' et l'illumination I_0 .

En utilisant cette dernière expression, on peut calculer, à titre indicatif, la valeur du gain de couplage photoréfractif pour un échantillon de GaAs (Fig. 62). Les paramètres de GaAs utilisés pour ces calculs sont donnés dans l'annexe 1. On a supposé que les électrons étaient les seuls porteurs intervenant, ce qui est justifié à 1,06 μm .

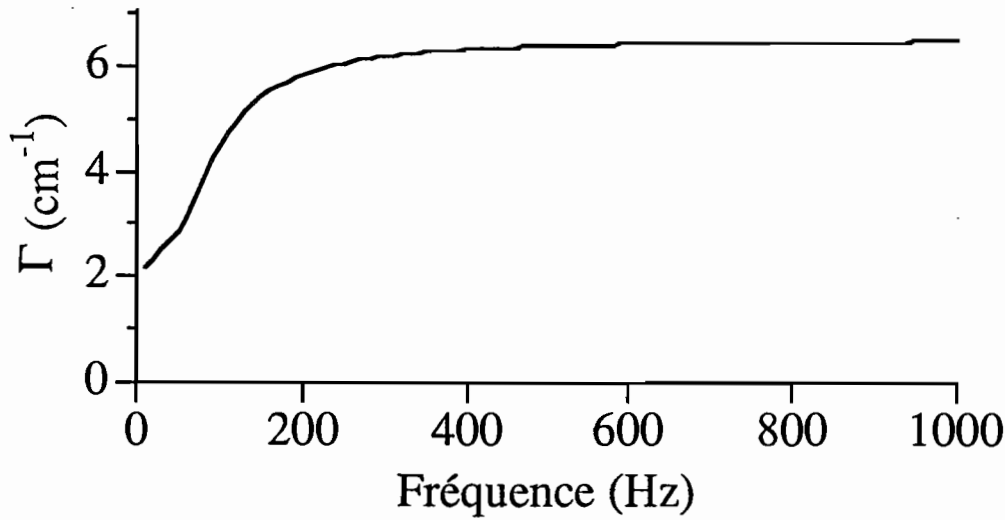


Figure 62 : Gain de couplage photoréfractif Γ en fonction de la fréquence du champ appliqué pour un vecteur réseau $k=0,8\mu\text{m}^{-1}$, une valeur du champ appliqué $E_0=10\text{kV.cm}^{-1}$ et un éclairement de 50mW.cm^{-2} .

On voit donc sur cet exemple que le gain de couplage augmente avec la fréquence jusqu'à atteindre un plateau. La fréquence nécessaire pour atteindre le plateau dépend des différents paramètres k , E_0 , T' et I_0 . L'influence la plus importante est celle de I_0 , car $\text{Re}\left(\frac{1}{\tau}\right)$, qui impose la condition sur la fréquence, est proportionnel à I_0 . Pour satisfaire la condition $T' \ll \left(\text{Re}\left(\frac{1}{\tau}\right)\right)^{-1}$ il faudra adapter les gammes d'illumination du cristal et de fréquence du champ appliqué.

On voit sur la figure 62 qu'il faudra typiquement des champs électriques appliqués de quelques kV.cm^{-1} et des fréquences de quelques centaines de Hz.

$\mathcal{M}(E_1)$ dépend du carré du champ appliqué et sature à $-im\left(\frac{k_B T}{e}\right)\left(\frac{k_0^2}{k}\right)$ à très

fort champ. Pour avoir de très forts gains il faudra travailler à fort champ avec un matériau ayant une densité effective de piège importante (k_0^2 grand) et pour de grands pas de réseau (k petit).

2) Cas d'un champ carré non parfait.

Dans la réalité les champs carrés appliqués possèdent un temps de montée fini et il faut tenir compte dans le calcul de ce temps de montée. En nous limitant, au cas des

fréquences suffisamment élevées pour que le régime stationnaire soit atteint ($T' \ll \left(\text{Re} \left(\frac{1}{\tau} \right) \right)^{-1}$), le modèle simplifié [53] permet de prendre en compte le temps de montée du champ appliqué.

On part encore de l'équation différentielle du premier ordre régissant E_1 :

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{1}{\tau}(E_1 - E_{sc}) = 0$$

Ayant atteint le régime stationnaire, ($\int_{-T'/2}^{T'/2} \frac{\partial E_1}{\partial t} dt = 0$), l'équation devient :

$$\int_{-T'/2}^{T'/2} \frac{E_1}{\tau} dt = \int_{-T'/2}^{T'/2} \frac{E_{sc}}{\tau} dt$$

En régime stationnaire E_1 est constant et vaut E_{1st} d'où :

$$E_{1st} = \frac{\int_{-T'/2}^{T'/2} \left(\frac{E_{sc}}{\tau} \right) dt}{\int_{-T'/2}^{T'/2} \left(\frac{1}{\tau} \right) dt}$$

Dans le cas de GaAs, l'équation différentielle régissant E_1 est donnée par le modèle d'un niveau profond couplé avec les bandes de valence et de conduction (A.I.1)). Dans le cadre de ce modèle les différents paramètres s'écrivent :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{e^2 I_0}{\epsilon k_B T} \left[A_n \alpha_n \left(\frac{\frac{k(k-iV)}{k_0^2} + 1}{k(k-iV) + \kappa_n^2} \right) + A_p \alpha_p \left(\frac{\frac{k(k+iV)}{k_0^2} + 1}{k(k+iV) + \kappa_p^2} \right) \right]$$

$$\frac{E_{sc}}{\tau} = \frac{-e^2 I_0}{\epsilon k_B T} \left(im \frac{k_B T}{e} \right) \left[\alpha_n \left(\frac{k-iV}{k(k-iV) + \kappa_n^2} \right) - \alpha_p \left(\frac{k+iV}{k(k+iV) + \kappa_p^2} \right) \right]$$

$V = \frac{e E_0}{k_B T}$ traduit l'influence du champ appliqué alternatif $E_0(t)$.

On déduit que E_{1st} vaut :

$$E_{1st} = -im \left(\frac{k_B T}{e} \right) \frac{\left(\frac{1}{k} \right) \left[(\alpha_n - \alpha_p) T' - [\alpha_n \kappa_n^2 I_n - \alpha_p \kappa_p^2 I_p] \right]}{\left[(A_n \alpha_n + A_p \alpha_p) \frac{T'}{k_0^2} + A_n \alpha_n I_n \left(1 - \frac{\kappa_n^2}{k_0^2} \right) + A_p \alpha_p I_p \left(1 - \frac{\kappa_p^2}{k_0^2} \right) \right]}$$

$$\text{avec : } I_n = \int_{-T'/2}^{T'/2} \frac{dt}{k(k - iV) + \kappa_n^2} \text{ et } I_p = \int_{-T'/2}^{T'/2} \frac{dt}{k(k + iV) + \kappa_p^2}.$$

Pour tout champ appliqué antisymétrique (impair) on a $V(t) = -V(-t)$, ce qui signifie que les intégrales deviennent :

$$I_n = 2(k^2 + \kappa_n^2) \int_0^{T'/2} \frac{dt}{(k^2 + \kappa_n^2)^2 + k^2 V^2}$$

et :

$$I_p = 2(k^2 + \kappa_p^2) \int_0^{T'/2} \frac{dt}{(k^2 + \kappa_p^2)^2 + k^2 V^2}$$

Ces intégrales sont réelles et E_{1st} devient ainsi imaginaire pur. Donc, la propriété du champ alternatif carré qui est de rendre le champ de charge d'espace imaginaire pur est généralisable au cas de tout champ appliqué antisymétrique.

Dans le cas d'un champ carré parfait ($E_0(t) = E_0$, pour $0 < t \leq \frac{T'}{2}$ et $E_0(t) = -E_0$, pour $-\frac{T'}{2} < t \leq 0$), I_n et I_p se calculent très facilement et donnent :

$$I_n = \frac{T'(k^2 + \kappa_n^2)}{(k^2 + \kappa_n^2)^2 + k^2 V_0^2}$$

et :

$$I_p = \frac{T'(k^2 + \kappa_p^2)}{(k^2 + \kappa_p^2)^2 + k^2 V_0^2}$$

$$\text{avec } V_0 = \frac{E_0 e}{k_B T}.$$

E_{1st} est alors indépendant de la fréquence car le terme de fréquence " T' " s'élimine.

Comme nous l'avons déjà dit, les champs appliqués dans la réalité ne sont pas des champs carrés parfaits avec des temps de montée nuls. Le modèle précédent va permettre de traiter les cas réels et de voir ainsi l'influence des différents paramètres du champ réel. Dans notre cas, le champ appliqué a des temps de montée non nuls limités par la vitesse de balayage (slew-rate) de l'amplificateur haute tension utilisé et, en fait, le champ appliqué est un champ trapézoïdal avec une pente constante. L'expression de $V(t)$ est définie par morceau :

$$\begin{cases} 0 \leq t \leq \frac{V_0}{R} & V(t) = Rt \\ \frac{V_0}{R} \leq t \leq \frac{T'}{2} - \frac{V_0}{R} & V(t) = V_0 \\ \frac{T'}{2} - \frac{V_0}{R} \leq t \leq \frac{T'}{2} & V(t) = \left(\frac{T'}{2} - t\right)R \end{cases}$$

et $V(t) = -V(-t)$ pour $t < 0$ (champ antisymétrique), avec $V_0 = \frac{eE_0}{k_B T}$, E_0 champ appliqué en $V.cm^{-1}$ et $R = \frac{es}{k_B T d}$ (s vitesse de balayage de l'amplificateur haute tension en $V.\mu s^{-1}$ (100 $V.\mu s^{-1}$ pour notre amplificateur) et d distance inter-électrodes en cm).

Le calcul de I_n et I_p avec cette expression de $V(t)$ donne :

$$I_n = 2(k^2 + \kappa_n^2) \left[\frac{2}{(k^2 + \kappa_n^2)kR} \operatorname{Arctg}\left(\frac{V_0 k}{k^2 + \kappa_n^2}\right) + \frac{\frac{T'}{2} - \frac{2V_0}{R}}{(k^2 + \kappa_n^2)^2 + k^2 V_0^2} \right]$$

et :

$$I_p = 2(k^2 + \kappa_p^2) \left[\frac{2}{(k^2 + \kappa_p^2)kR} \operatorname{Arctg}\left(\frac{V_0 k}{k^2 + \kappa_p^2}\right) + \frac{\frac{T'}{2} - \frac{2V_0}{R}}{(k^2 + \kappa_p^2)^2 + k^2 V_0^2} \right]$$

Le terme de fréquence " T' " ne s'élimine plus dans l'expression de E_{lst} , qui va donc varier avec la fréquence.

Un calcul numérique du gain de couplage photoréfractif est fait en utilisant l'expression de E_{lst} déterminée précédemment. Les paramètres du matériau sont les mêmes que ceux utilisés pour le calcul de la figure 62. Les courbes présentées

correspondent aux deux cas étudiés précédemment: un champ carré parfait et un champ carré avec vitesse de balayage finie.

Le gain photoréfractif dépend ici principalement des trois paramètres : k , E_0 et T' . Nous avons calculé le gain en fonction de chaque paramètre, les deux autres étant fixés. Sur les courbes de simulation, on voit que la plus forte influence de la vitesse de balayage se produit pour la variation avec la fréquence (Fig. 63). Le gain diminuant fortement lorsque la fréquence augmente et le champ devient de plus en plus trapézoïdal.

La variation du gain en fonction du pas (Fig. 64) et en fonction du champ appliqué (Fig. 65) semble peu influencée par la vitesse de balayage (du moins à faible fréquence). Ces premiers résultats montrent donc que l'écart au champ carré parfait peut être gênant. Tous ces phénomènes sont encore en cours d'étude tant du point de vue théorique que du point de vue expérimental, afin de cerner plus précisément leur influence réelle sur les mesures de gain.

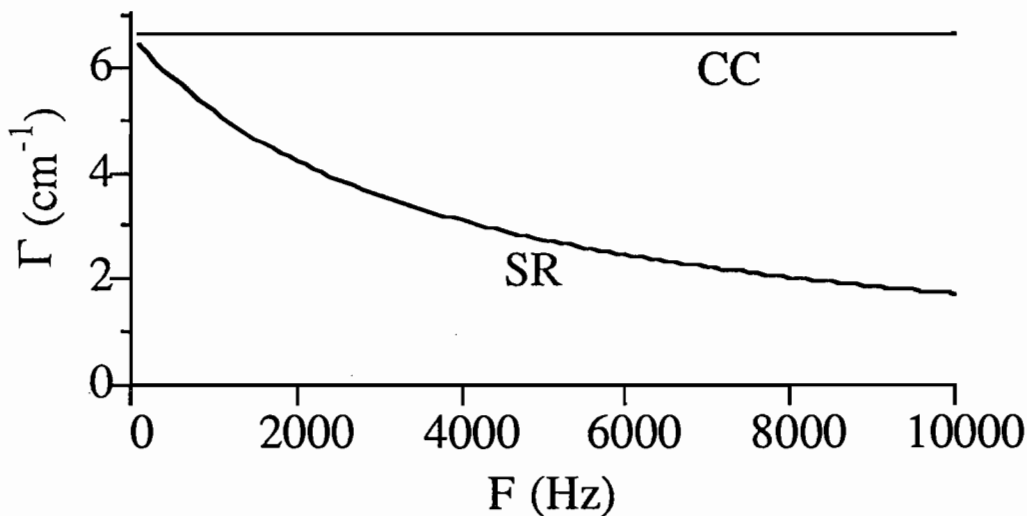


Figure 63: Gain de couplage photoréfractif Γ en fonction de la fréquence F du champ appliqué pour un vecteur réseau $k=0.8\mu\text{m}^{-1}$ et une valeur du champ appliqué $E_0=10\text{kV.cm}^{-1}$. Les courbes correspondent à un champ carré parfait (CC) et à un champ carré avec vitesse de balayage (SR).

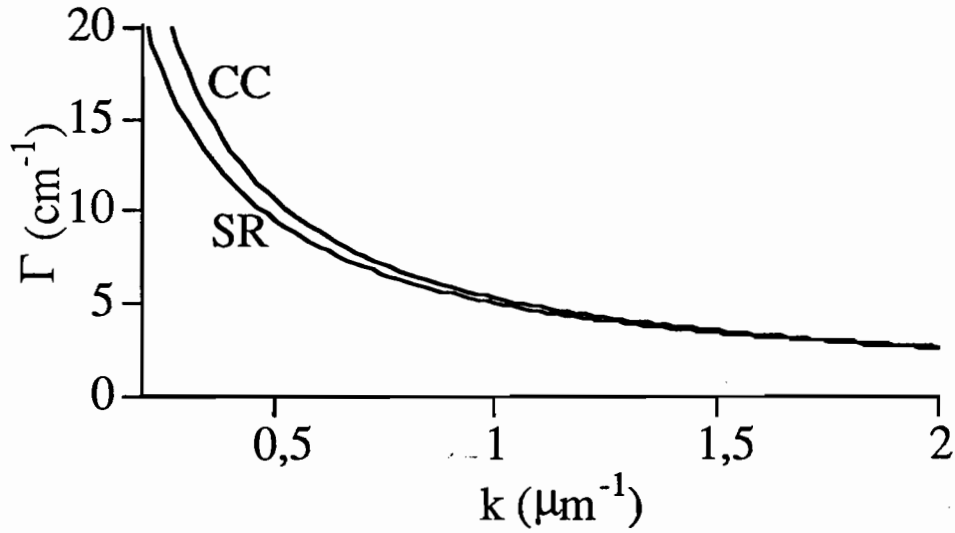


Figure 64: Gain de couplage photoréfractif Γ en fonction de k pour une valeur du champ appliqué $E_0 = 10 \text{ kV.cm}^{-1}$ et une fréquence $F = 250 \text{ Hz}$. Les courbes correspondent à un champ carré parfait (CC) et à un champ carré avec vitesse de balayage (SR).

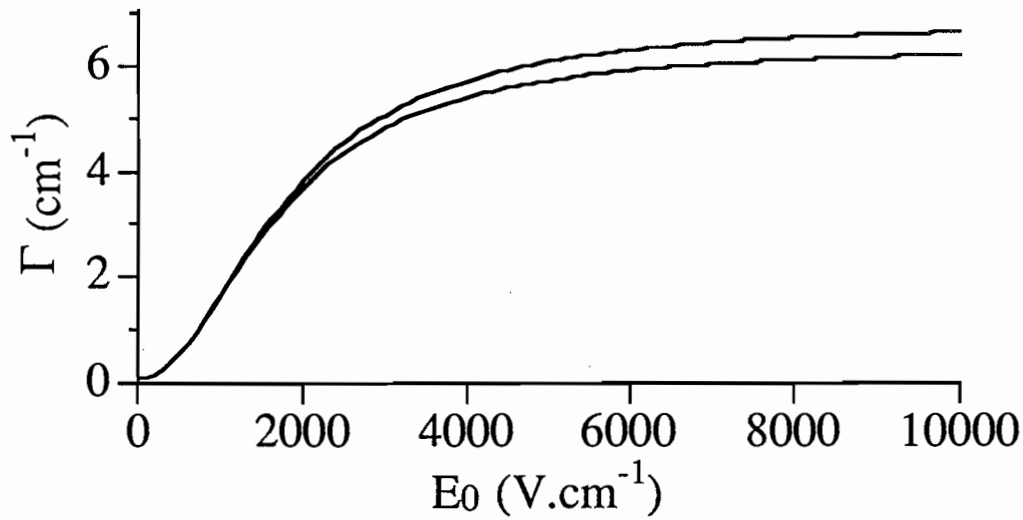


Figure 65: Gain de couplage photoréfractif Γ en fonction du champ appliqué E_0 pour un vecteur réseau $k = 0.8 \mu\text{m}^{-1}$ ($\Lambda = 8 \mu\text{m}$) et une fréquence $F = 250 \text{ Hz}$. Les courbes correspondent à un champ carré parfait (CC) et à un champ carré avec vitesse de balayage (SR).

II. Application à GaAs irradié.

Comme nous l'avons vu au cours de l'étude (cf. B.I.1)c)), lorsqu'un champ électrique est appliqué aux échantillons de GaAs, ceux ci ont des comportements fortement non uniformes et non linéaires. Par exemple, leurs caractéristiques courant-tension est non ohmique et surtout la distribution du champ à l'intérieur du cristal est non uniforme. Cela empêche de mener à bien des expériences d'amplification de faisceaux ou d'images pour lesquelles l'application de champs électriques importants (jusqu'à 10 kV.cm^{-1}) est nécessaire. Nous avons montré que l'irradiation a fortement modifié ce comportement (cf. C.II.3)). Après irradiation, on a pu appliquer des champs importants sur les cristaux C2 et C3. Ce champ est uniforme sur toute la section du cristal comme le montre la visualisation de la transmission du cristal réalisée entre polariseur et analyseur croisés (Fig. 66) (effet Pockels qui donne une cartographie du champ à l'intérieur du cristal).

Afin d'étudier les possibilités d'amplification du gain par un champ alternatif carré nous avons fait des expériences sur un cristal de GaAs irradié : l'échantillon C3. Ce cristal ne présentant pas de gain photoréfractif à $1,06 \mu\text{m}$, nous l'avons étudié à la longueur d'onde de $1,32 \mu\text{m}$.

1) Résultats obtenus.

Nous avons étudié le gain de couplage à deux ondes en fonction des différents paramètres expérimentaux qui influencent ce gain, comme le pas du réseau (ou son inverse k), l'éclairement incident I_{ci} (relié à l'illumination à l'intérieur du cristal I_0 utilisée dans les expressions théoriques par une simple relation de proportionnalité) et le champ appliqué E_0 . Nous nous sommes placés, pour ces mesures, à une fréquence du champ suffisante pour atteindre le plateau du gain, ce qui correspond à une période du champ appliqué courte devant le temps de réponse du cristal.

En faisant varier le pas de la figure d'interférence, nous avons mesuré le gain de couplage pour différentes valeurs du champ appliqué (Fig. 67). Les résultats montrent très clairement un maximum du gain pour des pas de réseaux de l'ordre de $18 \mu\text{m}$ ($k=0,35 \mu\text{m}^{-1}$). Le maximum est moins marqué pour les champs faibles du fait de la faible valeur du gain. Pour les petits pas de réseau (k grand), l'influence du champ ne se fait pratiquement pas sentir, comme l'on montré les calculs de simulation.

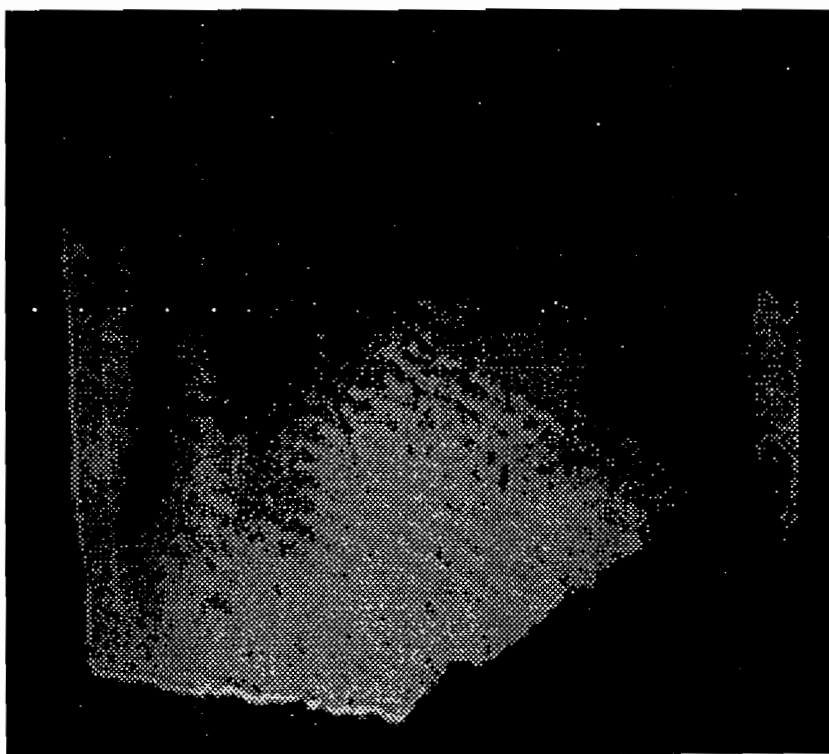
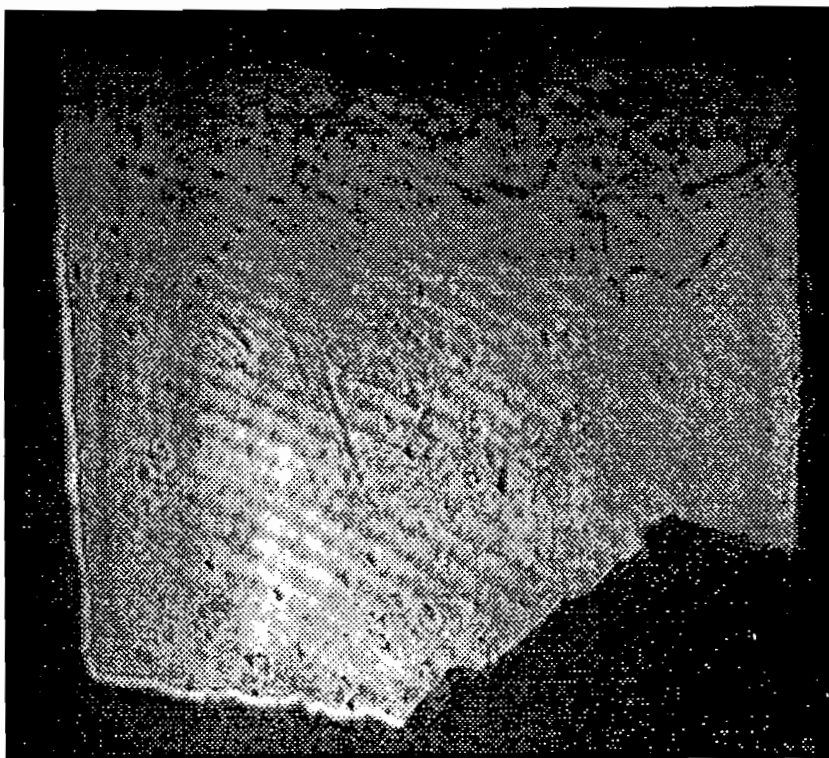
 $E=0$  $E=8\text{ kV/cm}$

Figure 66 : Cartographie du champ appliqué au cristal C2 irradié.

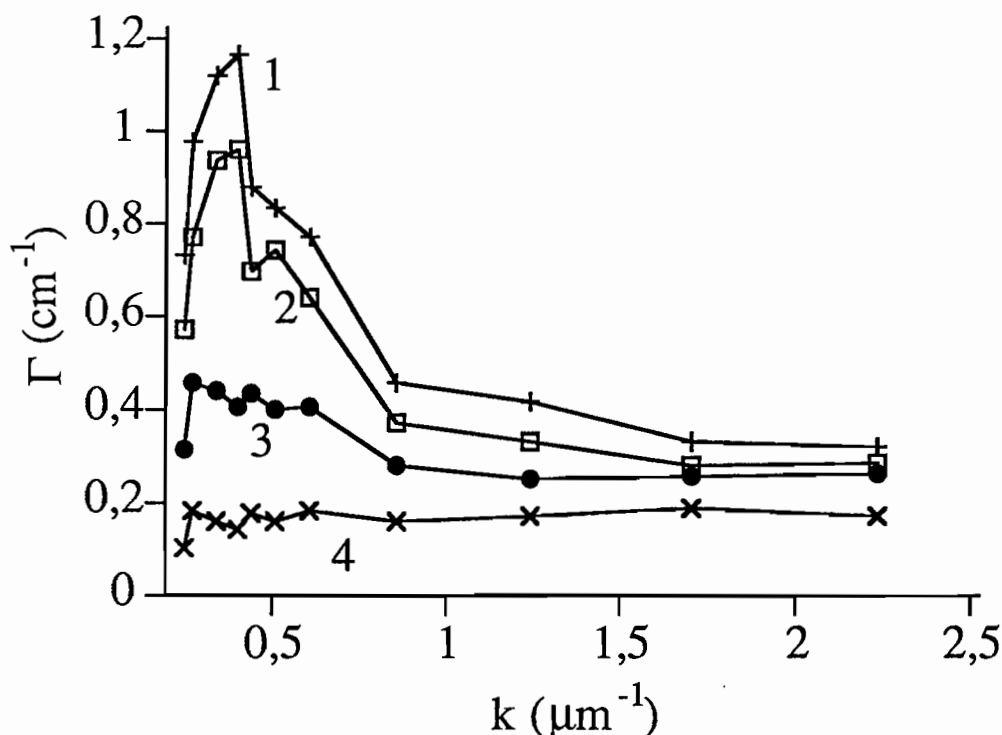


Figure 67 : Gain de couplage photoréfractif en fonction du vecteur réseau k .
L'éclairement incident est $I_{ci} = 6,3 \text{ mW cm}^{-2}$, la fréquence du champ est 235 Hz.

Le champ appliqué vaut :

(1): $E_0 = 9,1 \text{ kV cm}^{-1}$; (2): $E_0 = 7,3 \text{ kV cm}^{-1}$; (3): $E_0 = 4,5 \text{ kV cm}^{-1}$; (4): $E_0 = 1,8 \text{ kV cm}^{-1}$.

L'étude en fonction de l'éclairement incident montre que l'on sature bien le gain (Fig. 68). Cela signifie que l'influence du courant d'obscurité est négligeable devant la photoconductivité. On observe que, dès un éclairement incident de l'ordre de 5 mW.cm^{-2} , le gain sature et ce quelque soit la valeur du champ appliqué. Les mesures sont faites pour un pas du réseau de $18 \text{ } \mu\text{m}$ correspondant au maximum de la courbe de gain en fonction du pas. La valeur de gain obtenue à ce maximum est de l'ordre de 1 cm^{-1} pour un champ appliqué de 9 kV.cm^{-1} .

Nous avons ensuite regardé le gain en fonction du champ appliqué (Fig. 69). Le gain augmente régulièrement en fonction du champ appliqué, sans montrer le signe de la saturation attendue aux forts champs appliqués (Fig. 65).

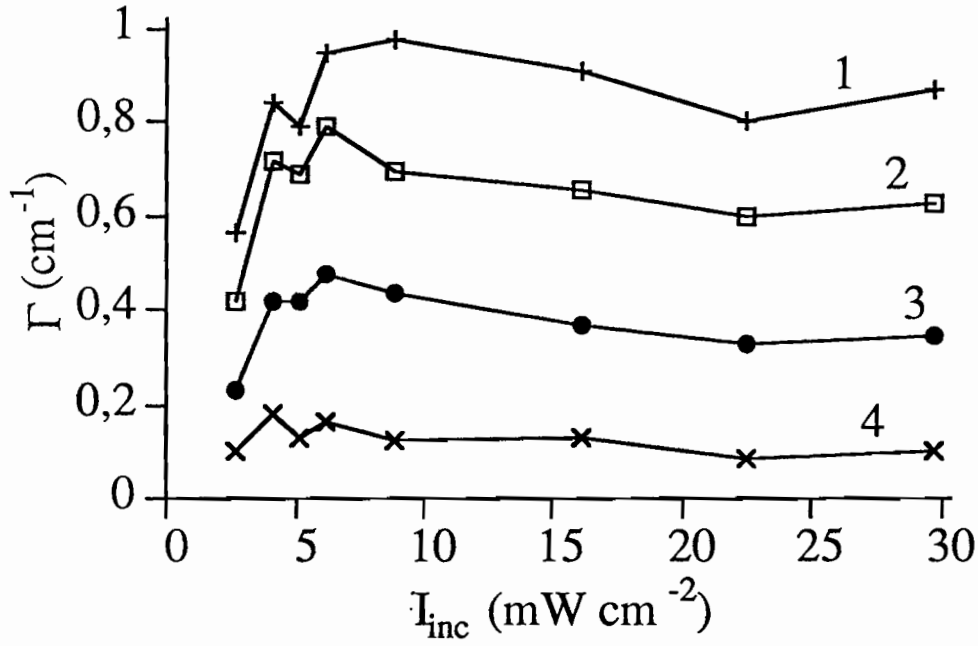


Figure 68 : Gain de couplage photoréfractif en fonction de l'éclairement incident. Le pas du réseau est $\Lambda=18\mu\text{m}$, la fréquence du champ est 235Hz. Le champ appliqué vaut: (1): $E_0=9,1\text{kV cm}^{-1}$; (2): $E_0=7,3\text{kV cm}^{-1}$; (3): $E_0=4,5\text{kV cm}^{-1}$; (4): $E_0=1,8\text{kV cm}^{-1}$.

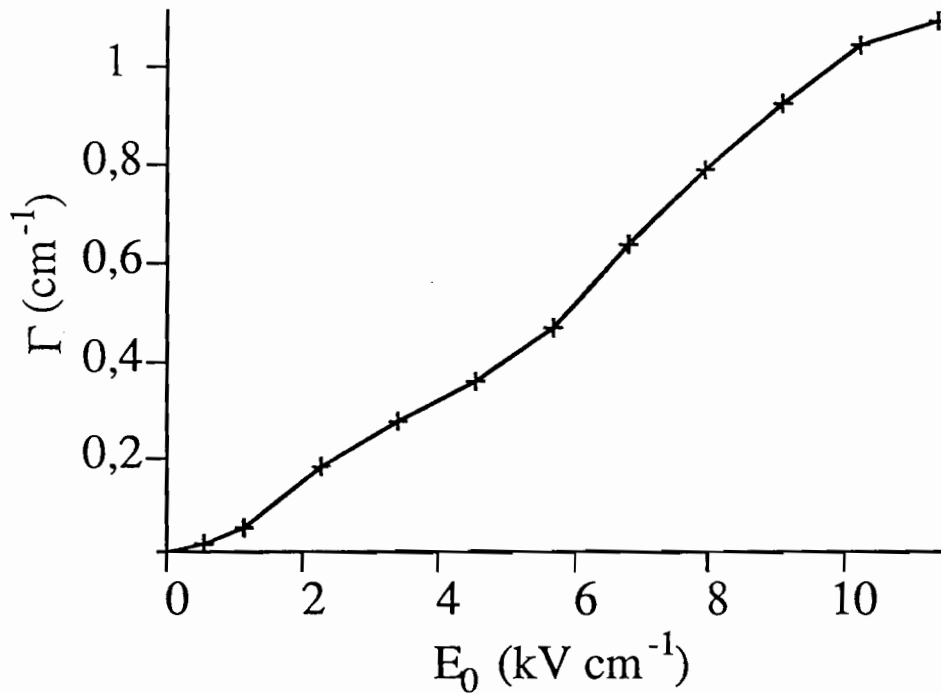


Figure 69 : Gain de couplage photoréfractif en fonction du champ appliqué $E_0=V/d$ (V tension appliquée, d distance inter-électrode). Le pas du réseau est $\Lambda=18\mu\text{m}$, la fréquence du champ est 235Hz.

Nous avons obtenu un renforcement du gain photoréfractif d'un ordre de grandeur, cependant le gain de couplage à deux ondes atteint ($\approx 1 \text{ cm}^{-1}$) reste inférieur à l'absorption du cristal ($\alpha \approx 3 \text{ cm}^{-1}$) qui a beaucoup augmentée du fait de l'irradiation.

La courbe en fonction de la fréquence (Fig. 70) montre très nettement la dégradation introduite par la vitesse de balayage. A faible fréquence, le gain augmente jusqu'à un maximum atteint à environ 200-300 Hz. Lorsque l'on augmente encore la fréquence, le gain diminue au fur et à mesure que le champ est de moins en moins carré. On constate, en fait, qu'il y a une compétition entre les deux phénomènes (établissement du régime stationnaire à "haute" fréquence (Fig. 62) et chute du gain quand le temps de montée du champ carré devient important (Fig. 63). La chute du gain observée à haute fréquence est comparable à l'allure prédite par la théorie (Fig. 63) (chute d'un facteur deux du gain entre 0 et 5 kHz).

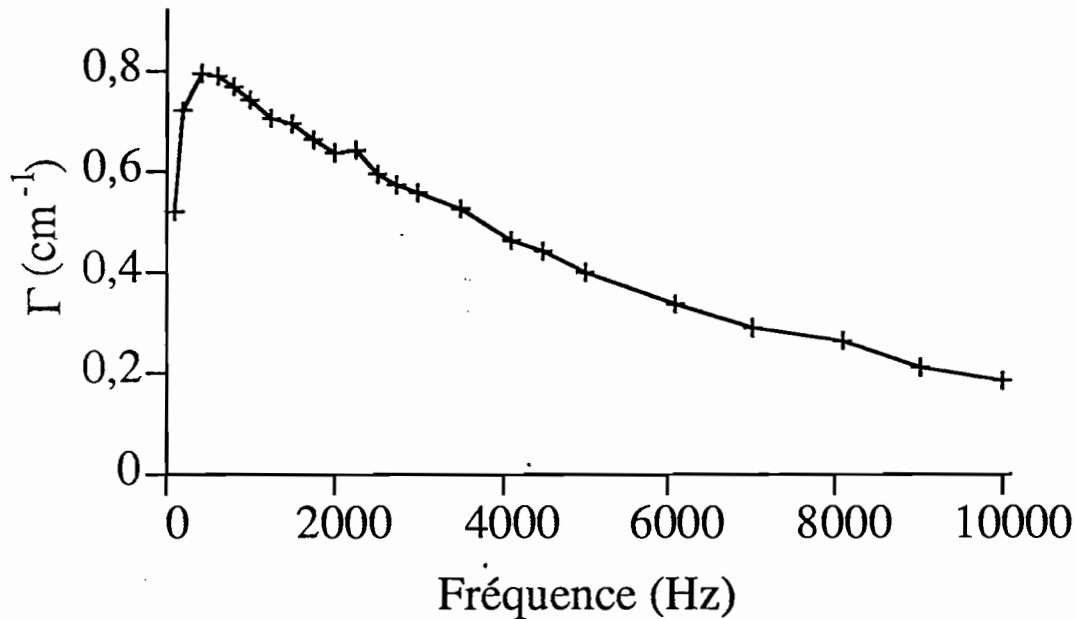


Figure 70: Gain de couplage photoréfractif en fonction de la fréquence du champ alternatif. Le pas du réseau est $\Lambda = 18 \mu\text{m}$, l'éclairement incident est $I_{ci} = 6 \text{ mW cm}^{-2}$, le champ appliqué vaut $E_0 = 7,3 \text{ kV cm}^{-1}$.

2) Conclusion.

L'irradiation, en permettant l'application d'un champ électrique uniforme sur les cristaux de GaAs, nous a permis d'étudier les techniques d'amplification du transfert d'énergie par l'application d'un champ électrique alternatif carré. Les résultats obtenus montrent que le gain photoréfractif se comporte conformément aux prévisions du

modèle théorique avec toutefois des valeurs absolues de gain beaucoup plus faibles que les valeurs théoriques. L'étude des propriétés photoréfractives de GaAs irradié a montré que le modèle reposant sur un seul niveau avec une compétition électron-trou ne pouvait pas s'appliquer à ce type d'échantillon, ce qui explique que les résultats expérimentaux soit plus faible que ce que l'on peut espérer obtenir théoriquement.

A la suite de cette étude sur le GaAs irradiés nous avons commencé l'étude de l'amplification du gain photoréfractif par un champ alternatif sur le CdTe. Les premier résultats obtenus sont encourageant. Nous avons obtenus sur l'échantillon B6 des gains de couplage photoréfractif de l'ordre de 5cm^{-1} ce qui surpasse largement l'absorption du cristal qui vaut 1cm^{-1} à $1,06\mu\text{m}$. L'utilisation de la technique du champ alternatif sur un cristal de CdTe mieux adapté que B6, qui est un des premiers cristaux fabriqué, devrait permettre d'obtenir des gains de couplage encore plus fort.

Conclusion

Les semiconducteurs GaAs et InP sont les premiers matériaux à avoir été utilisés pour l'effet photoréfractif dans le proche infrarouge. L'étude de l'effet photoréfractif que nous avons menée sur ces matériaux III-V rendus semi-isolants lors de la croissance ou par dopage, nous a conduits à une bonne compréhension des mécanismes mis en jeu. Notre travail nous a permis de mettre en évidence certaines limitations de ces cristaux : mauvais contrôle du défaut profond dans GaAs, état excité du fer réduisant le gain dans l'InP, impossibilité d'utiliser l'InP à faible illumination. Nous avons proposé une technique de contrôle des propriétés photoréfractives de GaAs qui utilise l'irradiation électronique. L'irradiation a pour but, par création de défauts, de déplacer légèrement le niveau de Fermi, ce qui permet de favoriser les propriétés photoréfractives de GaAs dans la gamme de longueur d'onde autour de 1,3 μm . Les mesures effectuées ont montré que cet effet était cependant masqué par l'influence directe d'un des défauts d'irradiation. Les phénomènes observés ont été bien expliqués par le modèle que nous avons développé pour décrire l'effet photoréfractif pour des matériaux possédant deux pièges profonds. De plus l'irradiation, en permettant l'application d'un champ électrique aux cristaux de GaAs, nous a donné l'occasion de développer la technique d'amplification du champ de charge d'espace par l'application d'un champ alternatif carré. Les résultats obtenus ont montré l'intérêt de cette technique d'amplification de l'effet photoréfractif.

Vue les limitations de ces composés III-V, nous avons commencé à travailler sur des cristaux de CdTe qui est un matériau II-VI. Les premiers cristaux que nous avons testé, ont des gains de couplage de 50 % supérieurs à ce que l'on avait dans GaAs et InP. Ces travaux se poursuivent en collaboration avec les laboratoires de cristallogénèse et de caractérisation des niveaux profonds afin d'obtenir de bons matériaux pour la gamme de longueur d'onde autour de 1,5 μm .

L'utilisation des matériaux photoréfractifs comme éléments de bases de dispositifs pour le traitement optique du signal, nécessite d'avoir de fort gain de couplage photoréfractif. Par exemple, le miroir à double conjugaison de phase, qui permet de coupler deux faisceaux incohérents, possède un seuil qui impose d'avoir $(\Gamma - \alpha)\ell > 4$. Le gain photoréfractif Γ doit donc être très supérieur à l'absorption α . Dans

le GaAs irradié, où l'application d'un champ alternatif carré a permis d'avoir de forts gains, le gain obtenu ne dépassait toutefois pas l'absorption qui avait fortement augmenté du fait de l'irradiation. Les premiers résultats, que nous avons obtenu sur le CdTe à $\lambda=1,06\mu\text{m}$, ont montré des gains qui dépassaient largement l'absorption ($\Gamma-\alpha$) $\approx 4\text{ cm}^{-1}$. Ces gains sont suffisants pour atteindre la condition de seuil nécessaire à l'obtention d'un miroir à double conjugaison de phase. D'autres échantillons actuellement réalisés pour être adaptés à $\lambda=1,5\mu\text{m}$ devraient très rapidement permettre de dépasser ce seuil et d'avoir des efficacités de conjugaison de phase importantes pour cette gamme de longueur d'onde.

Annexe 1

**Valeurs numériques des différents paramètres
de GaAs : EL₂**

nom	unité	valeur	référence	remarques
S_n : section efficace de photoionisation des électrons	cm ²	1×10^{-16}	[6] [7]	valeurs à 1,06 μm spectre dans ref. [6]
S_p : section efficace de photoionisation des trous	cm ²	$1,67 \leq \frac{S_n}{S_p} \leq 10,7$	[7]	
m_n^* : masse effective des électrons		$\frac{m_n^*}{m_0} = 0,0632$	[12]	m_0 : masse de l'électron dans le vide
m_p^* : masse effective des trous		$\frac{m_p^*}{m_0} = 0,5$	[12]	
σ_n : section efficace de capture des électrons	cm ²	$6,2 \times 10^{-16}$ $4,3 \times 10^{-16}$	[5] [54]	
σ_p : section efficace de capture des trous	cm ²	2×10^{-18}	[5,54]	
v_{nth} : vitesse thermique des électrons	cm.s ⁻¹	$4,8 \times 10^7$		$v_{nth} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_n^*}}$
v_{pth} : vitesse thermique des trous	cm.s ⁻¹	$1,7 \times 10^7$		$v_{pth} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_p^*}}$
γ_n : coefficient de recombinaison des électrons	cm ³ .s ⁻¹	3×10^{-8}		$\gamma_n = \sigma_n v_{nth}$
γ_p : coefficient de recombinaison des trous	cm ³ .s ⁻¹	$3,4 \times 10^{-11}$		$\gamma_p = \sigma_p v_{pth}$
μ_n : mobilité des électrons	cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹	8 000 5 000	[12] [54]	sans champ appliqué
μ_p : mobilité des trous	cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹	400 320	[54] [12]	
β_n : coefficient d'émission thermique des électrons	s ⁻¹	$1,7 \times 10^{-2}$ $7,8 \times 10^{-3}$	[55] [35]	$\beta_n = \gamma_n T^2 \sigma_a \exp\left(-\frac{E_{na}}{k_B T}\right)$ $\gamma_n = 2,28 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$ $\sigma_{na} \approx 10^{-13} \text{ cm}^2$ $E_{na} = 0,83 \text{ eV}, T = 300 \text{ K}.$
β_p : coefficient d'émission thermique des trous	s ⁻¹	≈ 0	[55]	
S_{fn} : section efficace d'absorption des électrons libres	cm ²	7×10^{-18} 5×10^{-18} 4×10^{-18}	[12] [56] [57]	$\lambda = 1,15 \mu\text{m}$
S_{fp} : section efficace d'absorption des trous libres	cm ²	$1,5 \times 10^{-17}$	[56]	voir aussi [7]
β : coefficient d'absorption à deux photons	cm.GW ⁻¹	23	[58]	
ϵ_r : constante diélectrique relative		12,9 13,3	[54] [59]	
n_0 : indice de réfraction		3,48	[11] [12]	à 1,064 μm $n_0^2 = A + \left(\frac{n_\infty^2 - A}{1 - B(h\nu)^2} \right)$ $A = 7,10$ $B = 0,18 (\text{eV})^{-2}$ $n_\infty^2 = 10,88$ $h\nu$ en eV
r_{41} : coefficient électrooptique	pm.V ⁻¹	1,72	[15]	voir cette étude B.I.2)

Annexe 2

**Valeurs numériques des différents paramètres
de InP:Fe**

nom	unité	valeur	référence	remarques
S_n	cm^2	4×10^{-18}	[25]	$T = 218 \text{ K } (\lambda = 1,06 \mu\text{m})$
		$1,5 \times 10^{-17}$	[60]	$T = 77 \text{ K } (\lambda = 1,06 \mu\text{m})$
S_p	cm^2	5×10^{-17}	[25]	$T = 251 \text{ K } (\lambda = 1,06 \mu\text{m})$
		$1,2 \times 10^{-16}$	[60]	$T = 77 \text{ K } (\lambda = 1,06 \mu\text{m})$
S_p^*		$(S_p^*/S_p^{\text{tot}})=0,4$	[31]	
m_n^*		$m_n^*/m_0 = 0,073$	[61]	
m_p^*		$m_p^*/m_0 = 0,56$	[22]	
σ_n	cm^2	10^{-15}	[29]	
		$1,3 \times 10^{-14}$	[62]	
σ_p	cm^2	3×10^{-16}	[62]	
		$\sigma_p \approx \sigma_n$	[63]	
v_{nth}	cm.s^{-1}	$4,2 \times 10^7$		$v_{nth} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_n^*}}$
v_{pth}	cm.s^{-1}	$1,7 \times 10^7$		$v_{pth} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_p^*}}$
γ_n	$\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$	$4,2 \times 10^{-8}$		$\gamma_n = \sigma_n v_{nth}$
γ_p	$\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$	$1,7 \times 10^{-8}$		$\gamma_p = \sigma_p v_{pth}$
μ_n	$\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$	4200-5400	[61]	$T = 300 \text{ K } n_0 \approx 10^{16} \text{cm}^{-3}$
		1470	[62]	
μ_p	$\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$	150	[61]	$T = 300 \text{ K } p_0 \approx 10^{16} \text{cm}^{-3}$
β_n	s^{-1}	0,25	[29]	
		10	[24]	$3,25 T^2 \times 10^{25} \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right) \sigma_n^\infty \exp\left(\frac{-E_{na}}{k_B T}\right)$ $E_{na}=0,63 \text{ eV}$ $\sigma_{n\infty}=3,5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$
β_n^*	s^{-1}	$0,5 \times 10^6$		même coefficient que β_n sauf $E_{na} = 0,3 \text{ eV}$ (voir cette étude).
S_{fn}	cm^2	6×10^{-18}	[64]	
S_{fp}	cm^2	7×10^{-8}	[65]	extrapolation à partir des données de [65]
β	cm.GW^{-1}	40	[64]	
ϵ_r		12,5	[59]	
n_0		3,29	[59]	$\lambda = 1,06 \mu\text{m}$
			[20]	$n_0^2 = A + \left(\frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C^2} \right)$ $A=7,255$ $B = 2,316$ $C^2 = 0,3922 \mu\text{m}^{-2}$ $\lambda \text{ en } \mu\text{m}$
r_{41}	pm.V^{-1}	1,34	[59]	$\lambda = 1,06 \mu\text{m}$

Annexe 3

Valeurs numériques des différents paramètres
de CdTe:V

nom	unité	valeur	référence	remarques
μ_n	$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	1000	[48]	
μ_p	$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	80	[48]	
ϵ_r		10,3	[48]	
n_0		2,82	[46]	1,06 μm
				$n^2 = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C^2}$ $A = 5,68$ $B = 1,53$ $C^2 = 0,366$ $\lambda \text{ en } \mu\text{m}$
r_{41}	$\text{pm} \cdot \text{V}^{-1}$	5,5	[43,47]	
E_g	eV	1,517	[48]	$T = 300 \text{ K}$ $E_g = 1,622 - 3,5 \times 10^{-4} T$

Références

- [1] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii
"Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state"
"Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling-light amplification"
 Ferroelectrics **22**, 949-961 (1979).
- [2] F.P. Strohkendl, J.M.C. Jonathan, R.W. Hellwarth
"Hole-electron competition in photorefractive gratings"
 Opt. Lett. **11**, 312 (1986).
- [3] H. Kogelnik
"Coupled wave theory for thick hologram gratings"
 Bell. System. Technical. Journal. **48**, 2909, (1969)
- [4] G. Pauliat, P. Mathey, G. Roosen
"Influence of piezoelectricity on the photorefractive effect"
 J. O.S.A. **8**, 1942 (1991).
- [5] J.C. Bourgoin, H.J. Von Bardeleben, D. Stievenard
"Native defects in gallium arsenide"
 J. Appl. Phys. **64**, R65 (1988).
- [6] P. Silverberg, P. Omling, L. Samuelson
"Hole photoionization cross sections of EL2 in GaAs"
 Appl. Phys. Lett. **52**, 1689 (1989).
- [7] G.C. Valley, T.F. Boggess, J. Dubard, A.L. Smirl
"Picosecond pump-probe technique to measure deep-level, free carrier, and two photon cross sections in GaAs"
 J. Appl. Phys. **66**, 2407, (1989)
- [8] J.C. Bourgoin, M. Lanoo
"Point Defects in Semiconductors II - Experimental Aspects"
 (Springer, Berlin (1983))
- [9] H.J. Von Bardeleben, D. Stievenard, D. Deresmes, A. Huber, J.C. Bourgoin
"Identification of a defect in a semiconductor : EL2 in GaAs"
 Phys. Rev. B, **34**, 7192, (1986)
- [10] M. Kaminska, J.M. Parsey, J. Lagowski, H.C. Gatos
"Current oscillations in semi-insulating GaAs associated with field-enhanced capture of electrons by the major deep donor EL2"
 Appl. Phys. Lett. **41**, 989, (1982)
- [11] D.T.F. Marple
"Refractive index of GaAs"
 J. Appl. Phys. **35**, 1241, (1964)

-
- [12] J.S. Blakemore
"Semiconducting and other major properties of gallium arsenide"
J. Appl. Phys. **53**, R123, (1982)
- [13] N. Suzuki, K. Tada
"Elasto-optic and Electro-optic properties of GaAs"
Jap. J. Appl. Phys. **23**, 1011, (1984)
- [14] A. Partovi, E.M. Garmire
"Band-edge photorefractivity in semiconductors : theory and experiment"
J. Appl. Phys. **69**, 6885, (1991)
- [15] C.A. Berseth, C. Wuethrich, F.K. Reinhart
"The electro-optic coefficients of GaAs : Measurements at 1.32 and 1.52 μm and study of their dispersion between 0.9 and 10 μm "
J. Appl. Phys. **71**, 2821, (1992)
- [16] L. Disdier, G. Roosen
"Nanosecond four-wave mixing in semi-insulating GaAs"
Opt. Comm. **88**, 559 (1992).
- [17] P. Yeh
"Photorefractive two-beam coupling in cubic crystals"
J. Opt Soc. Am. B **4**, 1382 (1987).
- [18] J. C. Fabre, J.M.C. Jonathan, G. Roosen
" $\bar{4}3m$ photorefractive materials in energy transfert experiments"
Opt. Comm. **65**, 257 (1988).
- [19] K. Jarasiunas, J. Vaitkus
"Investigation of non-equilibrium processes in semiconductors by the method of transient holograms"
Phys. Stat. Sol. (a) **44**, 793 (1977).
- [20] G. P. Pettit, W.J. Turner
"Refractive index of InP"
J. Appl. Phys. **36**, 2081, (1965)
- [21] P.U. Halter, J.C. Fabre, G. Roosen
"Induced nanosecond absorption in InP:Fe"
IEEE J. Quantum Electron. **26**, 1425, (1990)
- [22] G. Picoli, P. Gravey, C. Ozkul, V. Vieux
"Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive InP:Fe : A new mechanism of resonance"
J. Appl. Phys. **66**, 3798, (1989)
- [23] B. Lambert
Communication privée (1989)
- [24] G. Brémond, A. Nouailhat, G. Guillot, B. Cockayne
"Deep level spectroscopy in InP : Fe"
Electron. Lett. **17**, 55, (1981)

-
- [25] G. Brémond, G. Guillot, A. Nouailhat
"Spectres de sections efficaces absolues de photo-ionisation des ions de transition 3d dans InP"
Rev. Phys. Appl. **22**, 873, (1987)
- [26] P.B. Klein, J.E. Furneaux, R.L. Henry
"Time-dependent photoluminescence of InP:Fe"
Phys. Rev. B **29**, 1947, (1984)
- [27] G. Brémond, A. Nouailhat, G. Guillot, B. Cockayne
"Fe deep level optical spectroscopy in InP"
Solid State Commun. **41**, 477 (1982)
- [28] G. Brémond
"Caractérisation électrique et optique des ions 3d et 4d dans InP : interprétation des sections efficaces absolues de photoionisation des ions de transition 3d"
Thèse d'Etat Université Claude Bernard Lyon I, Lyon (1988).
- [29] D.C. Look
"Model for Fe²⁺ intracenter-induced photoconductivity in InP:Fe"
Phys. Rev. B **20**, 4160, (1979)
- [30] P. Delaye, P. U. Halter, G. Roosen
"Continuous-wave two-beam coupling in InP:Fe and GaAs : evidence for thermal hole-electron competition in InP:Fe"
J. Opt Soc. Am. B **7**, 2268 (1990).
- [31] P. Delaye, P. U. Halter, G. Roosen
"Thermally induced hole-electron competition in photorefractive InP:Fe due to the Fe²⁺ excited state"
Appl. Phys. Lett. **57**, 360, (1990).
- [32] D. Pons et J.C. Bourgoin
"Irradiation-induced defects in GaAs"
J. Phys. C : Solid State Phys. **18**, 3839 (1985).
- [33] Y.Q.Jia, H.J. Von Bardeleben, D. Stievenard, C. Delerue
"Intrinsic defects in electron irradiated p-type GaAs"
Mat. Science Forum **83-87**, 965 (1992).
- [34] C. Corbel, F. Pierre, K. Saarinen, P. Hautojärvi, P. Moser
"Gallium vacancies and gallium antisites as acceptors in electron-irradiated semi-insulating GaAs"
Phys. Rev. B **45**, 3386 (1992).
- [35] D.V. Lang
"Deep-level transient spectroscopy : A new method to characterize traps in semi-conductors"
J. Appl. Phys. **45**, 3023 (1974).
- [36] G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircéa
"Electron traps in bulk and epitaxial GaAs crystals"
Electron. Lett., **13**, 191, (1977)

-
- [37] A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircéa
"Hole traps in bulk and epitaxial GaAs crystals"
Electron. Lett., **13**, 666, (1977)
- [38] G. Vincent, D.Bois, A. Chantre
"Photoelectric memory effect in GaAs"
J. Appl. Phys. **53**, 3643 (1982).
- [39] G.M. Martin
"Optical assessment of the main electron trap in bulk semi-insulating GaAs"
Appl. Phys. Lett. **39**, 747 (1981).
- [40] S. Loualiche, A. Nouailhat, G. Guillot, M. Gavand, A. Laugier, J.C. Bourgoin
"Electron irradiation effects in p-type GaAs"
J. Appl. Phys. **53**, 8691 (1982).
- [41] P. Tayebati
"Effect of shallow traps on electron-hole competition in semi-insulating photorefractive materials"
J. Opt. Soc. Am. B **9**, 415 (1992).
- [42] G.C. Valley
"Simultaneous electron/hole transport in photorefractive materials"
J. Appl. Phys. **59**, 3363 (1986).
- [43] A. Partovi, J. Millerd, E.M. Garmire, M. Ziari, W.H. Steier, S.B. Trivedi, M.B. Klein
"Photorefractivity at 1.5 μm in CdTe:V"
Appl. Phys. Lett. **57**, 846, (1990).
- [44] J. C. Launay, V. Mazoyer, M. Tapiero, J.P. Zielinger, Z. Guellil, Ph. Delaye, G. Roosen
"Growth, Spectroscopic and Photorefractive Investigation of Vanadium-Doped Cadmium Telluride"
Appl. Phys. A **55**, 33 (1992)
- [45] J. M. Langer, C. Delerue, M. Lanoo, H. Heinrich
"Transition-metal impurities in semi-conductors and heterojunction band lineups"
Phys. Rev. B, **38**, 7723, (1988).
- [46] D.T.F. Marple
"Refractive index of ZnSe, ZnTe and CdTe"
J. Appl. Phys. **35**, 539, (1964)
- [47] K. Tada, M. Aoki
"Linear electrooptic properties of ZnTe at 10.6 microns"
Jap. Journ. Appl. Phys. **10**, 998 (1971).
- [48] A.J. Strauss
"The physical properties of cadmium telluride"
Rev. Phys. Appl. **12**, 167 (1977).

-
- [49] C. Besson, J.M.C. Jonathan, A.Villing, G.Pauliat, G.Roosen
"Influence of alternating field frequency on enhanced photorefractive gain in two-beam coupling"
Opt. Lett. **14**, 1359 (1989).
- [50] S.I. Stepanov, M.P.Petrov
"Efficient unstationary holographic recording in photorefractive crystals under an external alternating electric field"
Opt. Comm. **53**, 292 (1985).
- [51] Ph. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenbach, J.P. Huignard
"Two-beam coupling in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals with moving grating : Theory and experiments"
J. Appl. Phys. **58**, 45 (1985)
- [52] B. Imbert, H. Rajbenbach, S. Mallick, J.P. Herriau, J.P. Huignard
"High photorefractive gain in two-beam coupling with moving fringes in GaAs : Cr crystals"
Opt. Lett. **13**, 327, (1988)
- [53] K. Walsh, A.K. Powell, C. Stace, T.J. Hall
"Techniques for the enhancement of space-charge fields in photorefractive materials"
J. Opt Soc. Am. B **7**, 288 (1990).
- [54] G.C. Valley, A.L. Smirl
"Theory of transient energy transfer in Gallium Arsenide"
IEEE, J. Quantum Electron. QE-24, 304, (1988)
- [55] A. Chantre, G. Vincent, D. Bois
"Deep-level optical spectroscopy in GaAs"
Phys. Rev. B, **23**, 5335, (1981)
- [56] E. Garmire, D.F. Lovelace, G.H.B. Thompson
"Zinc-diffused two-dimensional optical waveguides in n-type GaAs"
Appl. Opt. **15**, 1394, (1976)
- [57] P. Pfeffer, I. Gorczyca, W. Zawadski
"Theory of free-electron optical absorption in n-GaAs"
Solid State Comm. **51**, 179, (1984)
- [58] E.M. Van Stryland, H. Vanherzeele, M.A. Woodall, M.J. Soileau, A.L. Smirl, S. Guha, T.F. Boggess
"Two photon absorption, nonlinear refraction, and optical limiting in semi conductors"
Opt. Engineering **24**, 613, (1985)
- [59] N. Suzuki, K. Tada
"Electrooptic properties and Raman scattering in InP"
Jpn. J. Appl. Phys. **23**, 291, (1984)
- [60] T. Takanohashi, K. Nakajima
"Photoionization cross section of InP:Fe"
J. Appl. Phys. **65**, 3933, (1989)

-
- [61] Landolt, Börnstein
"Numerical data and functionnal relationship in Science and Technology"
N. York, Springer Verlag (1979)
- [62] G.C. Valley, S.W. McCahon, M.B. Klein
"Photorefractive measurement of photoionization and recombination cross sections in InP:Fe"
J. Appl. Phys. **64**, 6684, (1988)
- [63] A.E. Iverson, D.L. Smith, N.G. Paulter, R.B. Hammond
"Transient photoconductive response of InP:Fe"
J. Appl. Phys. **61**, 234, (1987)
- [64] G.C. Valley, J. Dubard, A.L. Smirl, A.M. Glass
"Picosecond photorefractive response of GaAs:EL2, InP:Fe, and CdTe:V"
Opt. Lett. **14**, 961, (1989)
- [65] C.H. Henry, R.A. Logan, F.R. Merritt, J.P. Luongo
"The effect of intervalence band absorption on the thermal behavior of InGaAsP lasers"
IEEE, J. Quantum Electron. **QE-19**, 947, (1983)