



HAL
open science

Capteur photorefractif d'ultrasons : choix et optimisation d'un matériau holographique ; étude et réalisation d'un prototype. Senseur photorefractif d'ultrasons : choix et optimisation d'un matériau holographique ; étude et réalisation d'un prototype.

Louis-Anne de Montmorillon

► **To cite this version:**

Louis-Anne de Montmorillon. Capteur photorefractif d'ultrasons : choix et optimisation d'un matériau holographique ; étude et réalisation d'un prototype. Senseur photorefractif d'ultrasons : choix et optimisation d'un matériau holographique ; étude et réalisation d'un prototype.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1997. Français. NNT : . pastel-00716009

HAL Id: pastel-00716009

<https://pastel.hal.science/pastel-00716009>

Submitted on 9 Jul 2012

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.

ORSAY

N° d'Ordre :

UNIVERSITÉ PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Louis-Anne de Montmorillon

**Capteur photoréfractif d'ultrasons :
-choix et optimisation d'un matériau holographique;
-étude et réalisation d'un prototype.**

Soutenue le 15 Avril 1997 devant la commission d'examen

MM.	W. CLAEYS	Rapporteur
	J.-P. GOEDGEBUER	
	C. IMBERT	
	J.-C. LAUNAY	
	R. LÉVY	Rapporteur
	J.-P. MONCHALIN	
	G. ROOSEN	

À Corentin, Paul, Nicolas, Marie, Louise, Joseph et Rose.

112

113

114

115

116

Remerciements

Je voudrais remercier Monsieur le Professeur Christian Imbert de m'avoir accueilli à l'Institut d'Optique et de l'honneur qu'il me fait en acceptant d'être membre de mon jury.

Toute ma reconnaissance à Monsieur Gérard Roosen pour avoir accepté de diriger mon travail de thèse, pour la très grande disponibilité et la très grande bienveillance avec lesquelles il a suivi ce travail.

Je suis également très reconnaissant à Monsieur le Professeur Willy Claeys et Monsieur Roland Lévy pour avoir accepté d'être membres rapporteurs de mon jury ainsi qu'à Monsieur le Professeur Jean-Pierre Godgebuer et Monsieur Jean-Pierre Monchalin pour leur participation au jury.

Un très grand merci à Monsieur Jean-Claude Launay pour la qualité des cristaux qu'il a développé pour cette étude, pour son contact très chaleureux et également pour sa participation au Jury. Merci à Thierry Arnoux, chercheur de son groupe, avec lequel j'ai eu des discussions enrichissantes au sujet des cristaux.

Pour ce qui est de la partie caractérisation du CdTe:V, j'ai été très heureux du travail de collaboration effectué avec Monsieur Hans Jürgen von Bardeleben, Monsieur Bernard Briat et Monsieur Mayer Tapiero.

Toute ma gratitude à Philippe Delaye qui m'a consacré beaucoup de son temps et qui m'a beaucoup appris tout au long de cette thèse, tant du point de vue expérimental que du point de vue théorique. Ma profonde reconnaissance à Ivan Biaggio qui m'a fait découvrir une vision plus intuitive de l'effet photoréfractif. Merci également à Messieurs Michel Dumont, Jean-Michel Cohen Jonathan et Gilles Pauliat pour avoir répondu aux questions théoriques que je leur ai posées. Merci donc à tous les cinq pour la complémentarité de ces apports.

Je voudrais aussi remercier les nombreuses personnes qui m'ont apporté leur aide. Je commence ici par Virginie Luyckx pour le polissage des cristaux et pour la rapidité avec laquelle elle a su rattrapper certaines catastrophes. Je pense également à Gisèle Roger pour l'enregistrement des spectres d'absorption, à Alain Aide et André Villing pour leur apport en électronique, à Nelly Bonavent pour les documents qu'elle m'a tapés, à Françoise Pellegrino et Anne Delmotte pour le tirage de ce mémoire et plus généralement à toutes les personnes de l'Institut d'Optique.

Enfin, je voudrais ici remercier tous ceux avec qui j'ai travaillé au sein du groupe non-linéarités photoréfractives. Ils ont permis, par leur bonne humeur, de créer une ambiance particulièrement agréable. Merci donc à Phannara Aing, Clara Alves, Raphaël Brouard, Olivier Daniel, Yann Frauel, Laurent Frey, Gwillerm Froc, Guillaume Granger, Sophie Hosotte, Nicolas Huot, Emmanuel Leduc, David Macia, Loïc Mager, Ahmad El Osman, Igor Sokolov.

Table des Matières.

<u>Introduction</u>	1
<u>I Cadre de l'étude</u>	3
A- Contrôle d'une pièce mécanique par ultrasons	3
1- Présentation de la méthode de contrôle.....	3
2- Avantages et inconvénients d'une technique optique.	5
3- Choix de la source laser de détection.	6
B- Techniques passives utilisées pour mesurer la vibration d'un matériau	7
1- Méthodes classiques : utilisation d'une référence.	8
2- Détection optique des ultrasons insensible aux tavelures : interférométrie à retard.....	15
C- Intérêt d'une solution dynamique : principes et état de l'art	21
1- Généralités.....	21
2- Principe de l'effet photoréfractif.	22
3- Solution utilisant la force photo-électromotrice.....	23
4- Solution utilisant la conjugaison de phase.	25
5- Solution basée sur le couplage d'ondes.	27
D- Passage de l'étude d'une application à celle d'un matériau photoréfractif	29
Conclusion	29
<u>II Étude et optimisation d'un matériau</u>	31
A- Couplage d'ondes photoréfractif	31
1- Transfert de charges.	32

2- Effet électro-optique.....	40
3- Diffraction sur un réseau de phase.....	41
4- Couplage d'ondes photoréfractif.....	42
5- Les configurations géométriques d'utilisation.....	45
6- Conclusion : choix du CdTe:V.....	50
B- Croissance et caractérisation physico-chimique.....	52
C- Techniques de caractérisation spectroscopiques.....	54
D- Différentes techniques de caractérisation photoréfractive.....	56
1- Mesures préliminaires.....	56
2- Présentation du montage de mélange deux ondes.....	59
3- Technique de mesure du gain.....	60
4- Mesures photoréfractives préliminaires.....	61
5- Détermination du signe des porteurs majoritaires.....	68
6- Mesure du gain photoréfractif en fonction du pas.....	69
7- Mesure des cinétiques d'établissement et d'effacement.....	80
8- Mesures d'effet photoréfractif sous champ électrique.....	81
E- Résultats obtenus : bilan de la collaboration.....	82
1- Études spectroscopiques.....	82
2- Discussion : sections efficaces de photo-ionisation.....	85
3- Résultats des caractérisations photoréfractives.....	86
Conclusion.....	87

III Senseur photoréfractif d'ultrasons..... 89

A- Transmission d'un signal modulé temporellement à travers un cristal photoréfractif absorbant.....	90
1- Mise en équation du problème.....	90
2- Résolution de l'équation de transfert.....	93
3- Cinétique d'établissement du mélange deux ondes.....	96
4- Détection d'un signal rapidement modulé en phase.....	102

Conclusion : Cas d'ondes déformées.....	106
B- Étude théorique de la partie imaginaire de γ.	106
1- Approche intuitive.	107
2- Approche rigoureuse.	109
C- Réalisation et étude d'un senseur photoréfractif d'ultrasons sous champ électrique appliqué.	114
1- Présentation du montage utilisé.	114
2- Présentation des mesures de gain photoréfractif en fonction du champ appliqué.	119
3- Sensibilité expérimentale de la mesure.	124
D- Étude de la transmission d'un signal modulé en phase en fonction de sa fréquence.	128
1- Étude de la cinétique d'établissement sous champ.	128
2- Étude de la réponse en fréquence du senseur.....	133
E- Réalisation d'un prototype.	139
Conclusion.	143

IV Comparaison entre différentes configurations de mesure des ultrasons par mélange deux ondes photoréfractif......

A- Présentation d'une technique différentielle.	145
1- Configuration isotrope.	146
2- Configuration anisotrope.....	150
3- Configuration anisotrope sous champ électrique.....	153
B- Présentation d'une technique insensible à la polarisation.	158
1- Mise en place théorique.	158
2- Étude expérimentale.	161
C- Conclusion : comparaison des différentes techniques.	163
1- Application d'un champ électrique ?.....	163

2- Comparaison des techniques sous champ.....	165
<u>Conclusion</u>	167
<u>Annexe 1 Densité effective de pièges dépendante de la longueur d'onde : explication par la présence de deux types de pièges</u>	169
<u>Annexe 2 Corrélations entre les propriétés microscopiques et la réponse photoréfractive du CdTe:V</u>	181
<u>Annexe 3 Résolution de l'équation aux dérivées partielles établissant la dynamique de l'effet photoréfractif en présence d'absorption</u>	193
1- Rappel de l'équation aux dérivées partielles.....	193
2- Résolution de l'équation aux dérivées partielles.....	194
3- Résolution du cas sans réseau initial.....	195
4- Étude du cas où l'absorption tend vers 0.....	196
<u>Références</u>	199

Introduction.

Grâce à l'amélioration des performances des sources laser, les applications de mesures interférométriques se multiplient. L'utilisation de moyens de contrôle par voie optique apporte deux avantages décisifs : la possibilité de faire des mesures à la fois non destructives et sans contacts. Cependant, ces techniques seront très vulnérables à la moindre perte de cohérence des faisceaux. Or, les objets que l'on souhaite contrôler ont généralement des surfaces rugueuses, et on va donc avoir affaire à des faisceaux cohérents diffus qui auront des structures tavelées. L'utilisation de techniques holographiques permet de surpasser cette limitation. Parmi ces techniques, certaines permettent instantanément l'écriture et la relecture de l'hologramme et on dit alors qu'elles sont dynamiques.

Le contrôle d'une pièce mécanique est l'application sur laquelle est axée ce travail de thèse. Je détaille cette application dans le chapitre I et montre que l'utilisation du mélange d'ondes dans un matériau photoréfractif est très intéressante. C'est en effet parmi les matériaux photoréfractifs que l'on trouve les matériaux holographiques dynamiques présentant un temps de réponse bref pour de faibles illuminations.

Dans le chapitre II, je présente la théorie du couplage d'ondes photoréfractif et montre ainsi l'avantage du matériau que nous avons choisi : le CdTe:V. Je présente ensuite le travail d'optimisation qui a été réalisé en collaboration avec d'autres laboratoires.

Dans le chapitre III, j'étudie l'utilisation du couplage d'ondes photoréfractif pour la détection de vibrations ultrasonores. Cette étude a nécessité l'introduction d'un modèle qui tient compte de l'absorption. Je montre ensuite que l'application d'un champ électrique continu augmente les performances de la détection, permettant d'atteindre, avec des ondes tavelées, la sensibilité d'un interféromètre parfait fonctionnant avec des ondes planes. Cette analyse théorique est validée par les performances mesurées sur le senseur réalisé.

Enfin, dans le chapitre IV, je compare la méthode que j'ai mise en oeuvre avec celles, toujours basées sur le couplage d'ondes photoréfractif, qui ont été retenues par

d'autres. Je propose alors une technique qui bénéficie à la fois des avantages de ces autres solutions et de ceux obtenus grâce à l'application d'un champ électrique. Je termine ce chapitre par un bilan comparatif de toutes les techniques qui utilisent le couplage d'ondes.

I Cadre de l'étude.

Ce chapitre a pour vocation de montrer l'apport d'une solution adaptative pour le contrôle optique d'une pièce mécanique par ultrasons. Il s'articule en trois parties.

Dans la partie A, je présente la méthode d'analyse par ultrasons. Je montre quel est l'intérêt d'une solution optique par rapport à l'utilisation de transducteurs piézo-électriques et quels sont les critères qui vont nous permettre de qualifier une technique.

Ensuite, je présente dans la partie B les techniques passives qui ont été envisagées tout en introduisant des notions de base. Cette partie se divise en deux paragraphes principaux consacrés l'un aux techniques utilisant un faisceau de référence et l'autre aux techniques d'interférométrie à retard.

Enfin, dans la partie C, je montre l'intérêt d'une solution adaptative reposant sur l'effet photoréfractif et pourquoi les techniques de couplage d'ondes ont été retenues. Je termine cette partie en traduisant les critères de qualité de la technique en critères de qualité du matériau photoréfractif.

A- Contrôle d'une pièce mécanique par ultrasons.

1- Présentation de la méthode de contrôle.

L'analyse de pièces mécaniques est une application qui intéresse des milieux industriels aussi variés que l'aéronautique ou l'industrie de l'acier. Une des techniques de caractérisation utilisée consiste à engendrer une onde ultrasonore sur une surface de la pièce à l'aide d'un transducteur piézo-électrique ou d'une impulsion laser de haute énergie. Cette onde va se propager à l'intérieur du matériau et va ainsi être affectée par sa structure et par l'éventuelle présence de défauts internes. Elle va induire en surface de la pièce une vibration à chaque fois qu'elle va y rebondir. La détection de cette série d'échos de l'onde ultrasonore (Figure I.1) va ainsi nous donner des informations sur la pièce (épaisseur, structure, défauts). Cette technique vise ainsi à la fois des applications de caractérisation et de contrôle de qualité. À titre d'exemple, citons le contrôle de la qualité de la structure d'une aile d'avion. Comme pour la génération des ultrasons, la détection

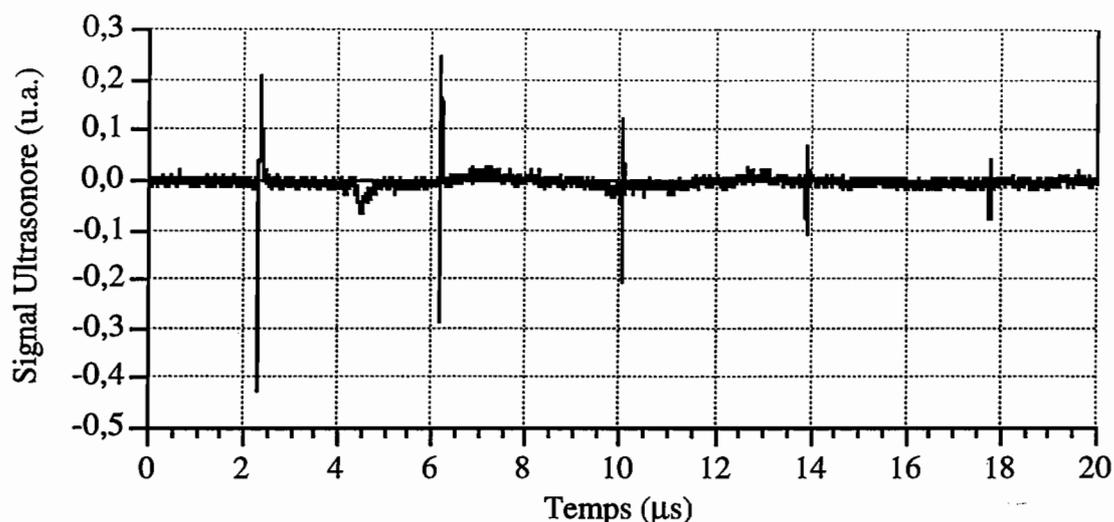


Figure I.1 : Exemple de vibration ultrasonore induite en surface d'une pièce mécanique en Aluminium.

pourra être envisagée soit mécaniquement, à l'aide de transducteurs piézo-électriques, soit optiquement, à l'aide d'une source laser.

Considérant la génération d'ultrasons par laser [1], il existe trois modes d'excitation qui sont obtenus avec des puissances laser croissantes :

- le mode de conversion thermoélastique : le faisceau laser chauffe une zone de la plaque ; cette zone se dilate et engendre une onde de contrainte dans le matériau.
- le mode d'ablation : la puissance du laser est telle que la zone chauffée est instantanément vaporisée et conduit à la création d'un plasma; cela crée une onde de déformation qui se propage dans le matériau.

Retenons donc que seul le mode de conversion thermoélastique est véritablement non destructif.

Deux types de déplacements sont engendrés sur la surface opposée : des déplacements normaux à la surface et des déplacements dans le plan de la surface. Les systèmes de mesure décrits dans la suite sont principalement conçus pour la mesure des déplacements normaux même si, dans certains cas, ils peuvent être adaptés pour une mesure dans le plan.

Intéressons nous maintenant à la partie capteur d'ultrasons en elle même. Nous commencerons dans un premier temps par établir une "figure de mérite" qui puisse permettre une comparaison entre les différentes techniques. Le capteur devra tout d'abord satisfaire au mieux à trois caractéristiques essentielles :

- Il devra, premièrement, être capable de détecter des déplacements de très petite amplitude, typiquement de l'ordre du nanomètre. Cette caractéristique est généralement exprimée par une limite de détection qui correspond au plus petit déplacement détectable (rapport signal à bruit égal à 1) pour une bande passante de détection de 1Hz. Cette limite est donc exprimée en $m/\sqrt{\text{Hz}}$ (ou en $\text{nm}/\sqrt{\text{Hz}}$).

- Deuxièmement, il devra restituer fidèlement la vibration ultrasonore et donc présenter une fonction de transfert (ou réponse en fréquence) plate dans la gamme de fréquence de l'onde ultrasonore, c'est à dire typiquement entre 1 et 100 MHz.

- Troisièmement, il ne devra pas être perturbé par la présence de vibrations parasites aux basses fréquences qui sont présentes dans un environnement industriel.

Enfin, quelques critères de qualités "subsidiaries" sont évidents. On cherchera ainsi :

- La technique la plus simple à mettre en place, à régler et à utiliser.
- La technique la moins coûteuse.
- Une technique qui puisse s'adapter à des types de surfaces très variés.

2- Avantages et inconvénients d'une technique optique.

Les techniques basées sur l'utilisation de transducteurs piézo-électriques existent et présentent de bonnes performances [2,3]. Elles vont permettre de détecter des déplacements proches de la limite thermique, c'est à dire des fluctuations aléatoires de la surface dues à l'effet thermique, avec des performances qui approchent $3 \cdot 10^{-17} m/\sqrt{\text{Hz}}$. Une technique tout optique, c'est à dire tant du point de vue de la génération que de la détection des ultrasons, est généralement moins sensible mais présente l'avantage d'être **non destructive** et surtout **sans contact**. C'est donc tout particulièrement intéressant si la pièce étudiée est dangereuse (pièce très chaude, contaminée, sous champ électrique appliqué,...), ou si elle est fragile (pièce oxydable,...), ou si elle est inaccessible (pièce sous vide, éloignée, située dans une zone exigüe,...), ou encore si sa taille est trop petite pour que l'on puisse y placer un transducteur piézo-électrique, ou enfin si l'on souhaite proposer une technique souple (contrôle de qualité de pièces situées sur une chaîne de montage). De plus, une technique optique, contrairement à celles qui utilisent des transducteurs piézo-électriques, permet une détection sur une large bande de fréquence.

La limite de détection d'une technique optique s'exprime plutôt en $m\sqrt{W/\text{Hz}}$ (ou en $\text{nm}\sqrt{W/\text{Hz}}$) puisqu'elle dépend aussi de la puissance optique utilisée. En effet, dans le cas d'une détection limitée par le bruit de photon, i.e. lorsque le bruit en intensité de la source utilisée et le bruit de l'électronique de détection sont négligeables devant le bruit de

photon, le rapport signal à bruit est directement proportionnel à la racine carrée de la puissance optique du signal. Il peut paraître, au premier abord, surprenant de dire que l'utilisation de transducteurs piézo-électriques est plus sensible qu'une technique optique puisque cette dernière va dépendre de la puissance optique utilisée. La raison est que pour obtenir des sensibilités équivalentes, il faudrait se servir de sources optiques très puissantes qui satureront alors les détecteurs. **Retenons donc qu'une technique tout optique va altérer la sensibilité de la méthode d'environ deux ordres de grandeurs par rapport à une technique "piézo-électrique" [2,3].**

Rappelons ici que l'écart quadratique moyen du bruit de photon d'un signal détecté de flux F (en W) est B (en W) :

$$B = \sqrt{2\eta F h\nu \Delta f} \quad (I.1),$$

où $h\nu$ est l'énergie des photons, η est l'efficacité quantique du détecteur et Δf sa bande passante.

En sortie d'un interféromètre, le signal, F , arrivant sur le détecteur aura une moyenne temporelle \bar{F} et une composante modulée d'écart quadratique moyen ΔF liée à la modulation de phase du faisceau signal et qui sera donc la partie utile du signal. Le rapport entre le signal utile détecté, $\eta\Delta F$ et le bruit de photon dû à \bar{F} est noté RSB et est égal à :

$$RSB = \frac{\eta\Delta F}{\sqrt{2\eta\bar{F}h\nu\Delta f}} \quad (I.2).$$

Le plus petit déplacement détectable, δ_{\min} , est donc celui qui va engendrer une composante modulée de F telle que le rapport signal à bruit soit égal à 1.

3- Choix de la source laser de détection.

Avant de décrire les différents interféromètres envisagés, arrêtons-nous sur le choix de la longueur d'onde du laser de détection. Les critères qui motivent ce choix sont les suivants :

- Souhaitant souvent rester dans le domaine visible, on s'oriente soit vers des sources Hélium-Néon, émettant à 633 nm, sources qui existent depuis longtemps sur le marché, soit vers des sources YAG doublées en fréquence à 532 nm qui sont maintenant très compétitives (forte puissance, grande qualité de faisceau, bonne finesse spectrale).

- La sensibilité de la technique sera d'autant meilleure que la source utilisée sera puissante. Cette considération nous oriente plutôt sur les sources Nd : Yag à 1,06 μm qui fournissent de hautes puissances pour de faibles coûts. Notons d'ailleurs que ces sources sont actuellement utilisées dans de nombreuses applications de métrologie optique.

- Les faisceaux laser sont dangereux pour l'œil. Cela est embarrassant pour une application destinée à un environnement industriel. Il peut être avantageux d'opérer à la longueur d'onde de 1,55 μm de sécurité oculaire [4,5]. La rétine est l'élément le plus sensible de l'œil car elle se situe à un point de focalisation et reçoit donc des éclaircissements énormes (typiquement supérieurs de 5 à 6 ordres de grandeurs à ceux reçus par la cornée). Il se trouve qu'à partir de 1,4 μm , la transmission de tous les milieux oculaires précédant la rétine est négligeable ce qui fait que cette dernière est protégée. La cornée quant à elle est le premier élément de l'œil traversé par la lumière et aussi le plus résistant. Il se trouve qu'à 1,55 μm , elle va absorber la presque totalité du rayonnement sur toute son épaisseur. Au-delà de cette longueur d'onde, le milieu devenant de plus en plus absorbant, l'énergie lumineuse sera absorbée sur des épaisseurs de plus en plus faibles, augmentant ainsi le risque thermique. Il est donc envisageable que les fabricants de sources laser réalisent un jour un transfert de technologie de 1,06 μm vers 1,55 μm [5].

Notons que la sensibilité aux petits déplacements dans le visible sera meilleure que dans l'infrarouge, d'un facteur $\sqrt{3}$ lorsque l'on passe de 1,55 μm à 532 nm.

B- Techniques passives utilisées pour mesurer la vibration d'un matériau.

Les techniques optiques de détection cohérente, c'est à dire utilisant le phénomène d'interférence, sont plus sensibles que les techniques optiques de détection directe (technique du couteau, du réseau en surface, de la variation de réflectivité,...) [6]. De plus, elles permettent une calibration des déplacements détectés par rapport à la longueur d'onde. On envoie donc un faisceau laser sur la pièce vibrante. Le faisceau réfléchi par cette pièce contiendra ainsi l'information sur la vibration, codée en modulation de phase. Comme les détecteurs optiques classiques sont quadratiques, c'est à dire qu'ils sont sensibles à l'intensité, l'information de phase sera ensuite transformée en modulation d'intensité à l'aide d'un interféromètre.

Avant de commencer la description de ces techniques, précisons un certain nombre de conventions que nous utiliserons tout au long de ce mémoire :

- Nous noterons E l'amplitude du champ d'une onde optique.

• Nous noterons $I = EE^*$ son intensité vibratoire et la considérerons comme homogène à un éclairage, c'est à dire à une densité de flux (W/m^2). Cette convention est abusive mais elle ne gênera pas notre raisonnement. Au contraire, elle simplifiera la forme de nos expressions.

• Nous noterons A_d la surface du détecteur. Le flux reçu par le détecteur pour une intensité incidente I sera donc $A_d I$.

1- Méthodes classiques : utilisation d'une référence.

a- Principe de base.

La méthode interférométrique la plus simple pour transformer une modulation de phase en modulation d'intensité consiste à faire interférer le faisceau modulé en phase, que nous appelons faisceau signal, avec un faisceau de référence. Considérons un interféromètre de Michelson (Figure I.2) utilisant une lame séparatrice 50/50 et où le miroir d'un des bras vibre suivant la fonction $\delta(t)$ à une fréquence f d'une amplitude Δ ($\Delta \ll \lambda$), soit $\delta(t) = \Delta \sin 2\pi ft$. Nous notons δ l'écart quadratique moyen de ce déplacement. On a $\delta = \Delta/\sqrt{2}$. Nous notons L la différence de marche moyenne entre les deux bras de l'interféromètre. L'intensité au niveau du détecteur, I_d , est :

$$I_d(t) = \left| \frac{E_s}{\sqrt{2}} e^{\frac{4i\pi\delta(t)}{\lambda}} + \frac{E_r}{\sqrt{2}} e^{\frac{4i\pi L}{\lambda}} \right|^2 = \frac{I_s + I_r}{2} + \sqrt{I_s I_r} \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} (L + \delta(t)) \right] \quad (I.3),$$

où E_s et E_r sont les amplitudes des faisceaux signal et de référence réfléchis par les deux miroirs du Michelson ; I_s et I_r sont leurs intensités.

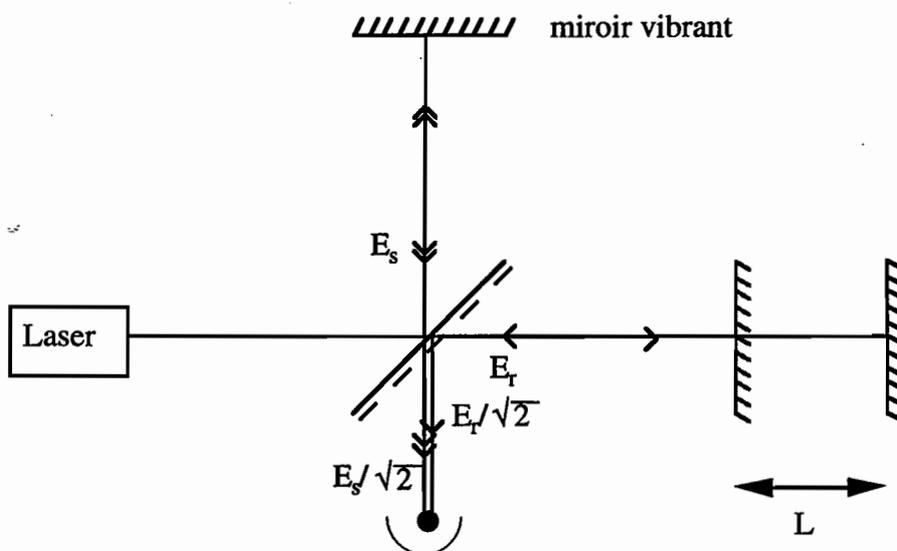


Figure I.2 : Méthode classique basée sur un interféromètre de Michelson.

Nous remarquons premièrement, d'après l'expression (I.3), que l'amplitude de la modulation détectée ne dépend pas de la fréquence de la vibration. La fonction de transfert du système est donc plate.

Étudions ensuite la sensibilité de cette détection. On notera $\varphi_0 = 4\pi L/\lambda$, le déphasage moyen entre les deux ondes. On développe l'expression (I.3) en utilisant les relations :

$$\cos(a \sin 2\pi ft) = J_0(a) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(a) \cos(2n 2\pi ft) \quad (\text{I.4}),$$

$$\sin(a \sin 2\pi ft) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(a) \sin((2n+1)2\pi ft) \quad (\text{I.5}),$$

où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n (Figure I.3).

On obtient donc une décomposition harmonique de I_d :

$$\begin{aligned} I_d = & (I_s + I_r) / 2 + \sqrt{I_s I_r} \cos(\varphi_0) J_0(4\pi\Delta/\lambda) \\ & - \sqrt{I_s I_r} \sin(\varphi_0) \left(2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(4\pi\Delta/\lambda) \sin((2n+1)2\pi ft) \right) \\ & + \sqrt{I_s I_r} \cos(\varphi_0) \left(2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(4\pi\Delta/\lambda) \cos(2n 2\pi ft) \right) \end{aligned} \quad (\text{I.6}).$$

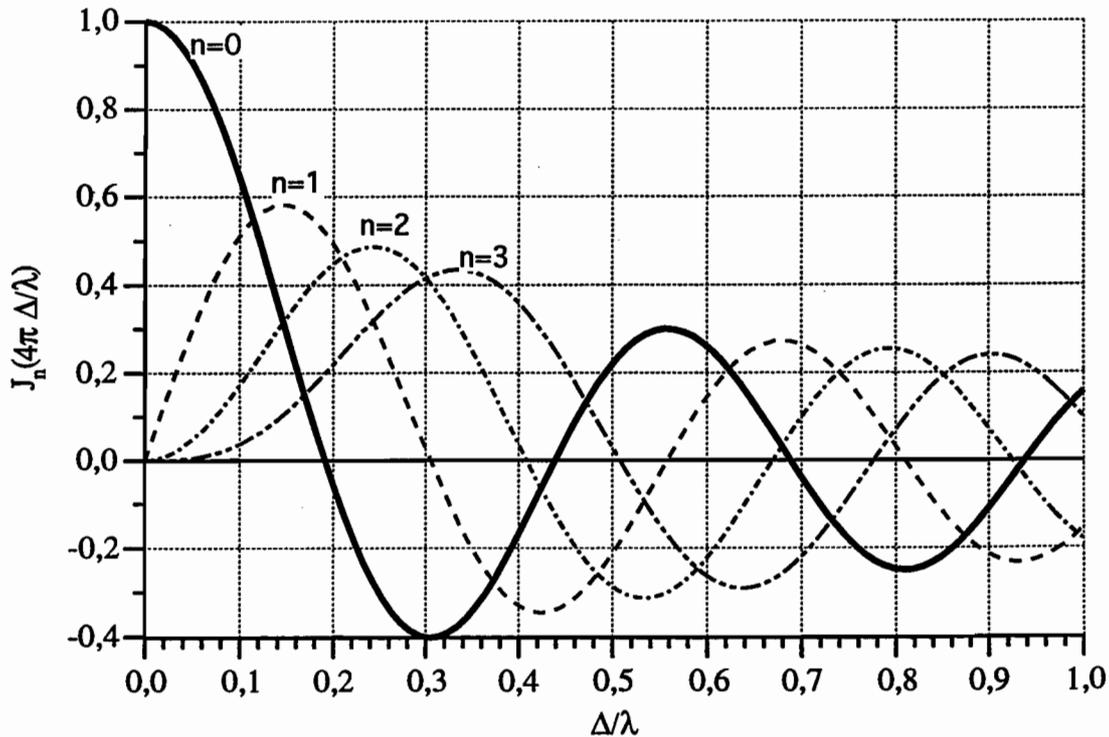


Figure I.3 : Représentation des fonctions de Bessel.

Dans le cas de très petits déplacements, typiquement lorsque Δ/λ est inférieur ou égal à 1/100, on peut faire les approximations suivantes :

$$J_0(4\pi\Delta/\lambda) = 1, J_1(4\pi\Delta/\lambda) = 2\pi\Delta/\lambda \text{ et } J_{n>1}(4\pi\Delta/\lambda) = 0$$

L'expression (I.6) devient dans ce cas :

$$I_d = (I_s + I_r) / 2 + \sqrt{I_s I_r} \cos(\varphi_0) - \sqrt{I_s I_r} \sin(\varphi_0) (4\pi\Delta/\lambda) \sin(2\pi ft) \quad (\text{I.7}).$$

D'après l'expression (I.2), le rapport signal à bruit de la mesure du signal à fréquence f est ainsi :

$$\text{RSB} = \frac{\sqrt{\eta A_d I_s A_d I_r} \sin(\varphi_0) (4\pi\delta/\lambda)}{\sqrt{(A_d I_s + A_d I_r + 2\sqrt{A_d I_s A_d I_r} \cos(\varphi_0)) h\nu\Delta f}} \quad (\text{I.8}).$$

Deux idées s'affrontent alors. Dans la première [7], on considère qu'il n'y a aucune perte dans l'interféromètre. L'intensité du laser I vérifie la relation, $I_s = I_r = I/2$. En travaillant sur un fond noir (interférence destructive, $\varphi_0 = \pi$), on obtient alors le rapport signal à bruit optimal. Le calcul nécessite un passage à la limite :

$$\lim_{\varphi_0 \rightarrow \pi} \text{RSB} = \sqrt{\frac{\eta A_d I}{2h\nu\Delta f}} \frac{4\pi}{\lambda} \delta \quad (\text{I.9}).$$

Le plus petit déplacement détectable sera,

$$\delta_{\min} = \delta(\text{RSB} = 1) = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{2h\nu\Delta f}{\eta A_d I}} \quad (\text{I.10}).$$

Cette première idée doit être considérée avec précaution. En effet, elle ne sera applicable que si le bruit du signal détecté consiste principalement en un bruit de photon. Opérant en fond noir, ce bruit est extrêmement faible, ce qui nécessitera la réalisation d'un détecteur très faible bruit. De plus, la pièce mécanique contrôlée, pièce diffusante et absorbante, va introduire des pertes conséquentes dans le bras du faisceau signal. L'intensité qu'elle va réfléchir sera $I_s = pI/2$ avec p très petit devant 1. Pour une détection en fond noir, il faudrait réduire I_r dans la même proportion, ce qui fera considérablement chuter le rapport signal à bruit. La détection en fond noir n'est donc pas adaptée à l'étude de pièces diffusantes ou absorbantes.

Dans la seconde idée [6], on considère que p est très petit devant 1, et donc $I_s \ll I_r$. L'intensité du faisceau de référence sera donc très grande devant celle du faisceau signal. On obtient dans ce cas :

$$RSB = \sqrt{\frac{\eta A_d I_s}{h\nu \Delta f}} \frac{4\pi}{\lambda} \sin(\varphi_0) \delta \quad (I.11).$$

Le rapport signal à bruit sera donc optimal pour $\sin(\varphi_0) = \pm 1$, soit $\varphi_0 = \pi/2$ modulo π . Cela correspond à mettre les deux faisceaux en **quadrature de phase** au niveau du détecteur. Le plus petit déplacement détectable sera dans ce cas :

$$\delta_{\min} = \delta = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{h\nu \Delta f}{\eta A_d I_s}} \quad (I.12).$$

Nous considérerons toujours désormais que l'on se place dans les conditions d'application de cette deuxième idée. On définit alors une limite de détection, δ_{\lim} , comme le plus petit déplacement détectable normalisé à un flux issu du matériau vibrant $A_d I_s$ de 1W et à une bande passante de détection de 1 Hz. On obtient donc :

$$\delta_{\lim} = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{h\nu}{\eta}} \quad (I.13).$$

b- Détection différentielle.

Remplaçons l'interféromètre de Michelson par un interféromètre de Mach-Zehnder (Figure I.4) utilisant deux lames séparatrices 50/50. Une détection différentielle est alors possible et permet d'éviter les pertes en flux d'un facteur 2 introduites par la lame séparatrice du Michelson. Cela améliore la limite de détection d'un facteur $\sqrt{2}$. De plus, la différence entre les deux signaux détectés ne présentant pas de composante continue, on s'affranchit des variations d'intensité (hors bruit de photon) du faisceau laser incident.

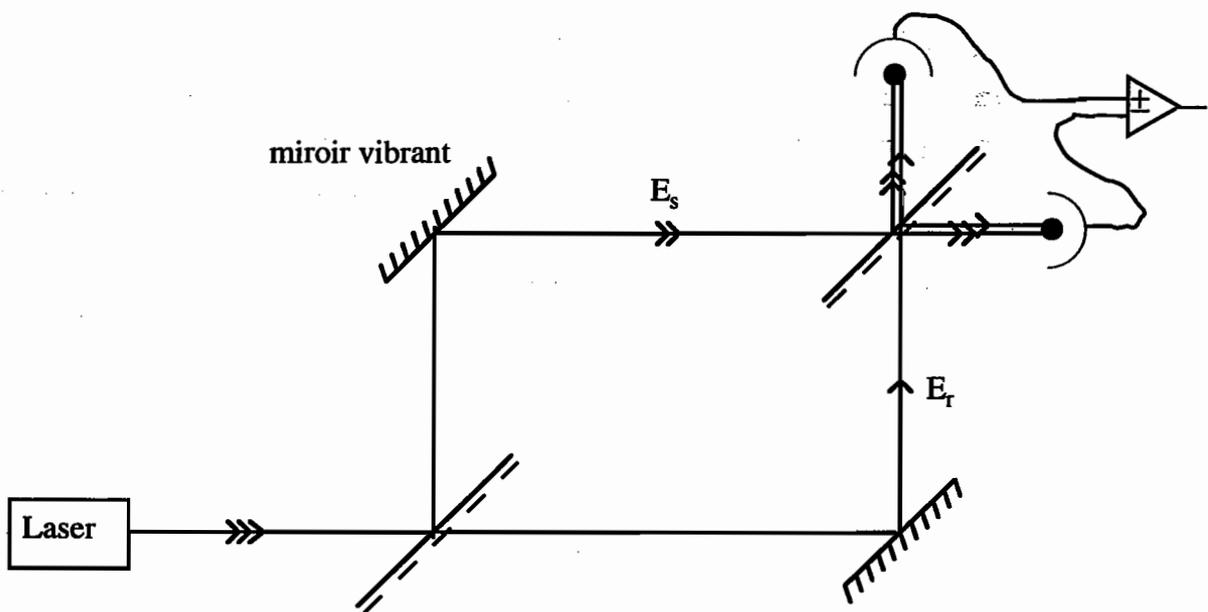


Figure I.4 : Interféromètre de Mach-Zehnder.

C'est cette technique qui permet la meilleure sensibilité. Nous appellerons donc sa limite de détection, la limite de détection optimale. Son expression est :

$$\delta_{\text{lim}}^{\text{opt}} = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{h\nu}{2\eta}} \quad (\text{I.14}),$$

soit pour une source à 1,06 μm et pour un détecteur d'efficacité quantique $\eta = 0,9$, une détection limite optimale de $2,7 \cdot 10^{-17} \text{ m}\sqrt{\text{W}/\text{Hz}}$. Cela signifie que pour obtenir une détection limite équivalente à celle des techniques utilisant des transducteurs piézo-électriques, il faudrait que l'intensité du faisceau signal soit d'environ 1 Watt. Or les systèmes de détection vont généralement saturer pour de tels flux. Rappelons de plus que la pièce mécanique introduisant de fortes pertes, il faudrait utiliser une source laser de puissance de l'ordre de 10 à 100 Watts pour obtenir de tels niveaux de retour.

L'expression (I.14) donnant la valeur optimale de sensibilité d'une technique passive, nous comparerons désormais la limite de détection des autres techniques par rapport à celle ci. Nous définissons ainsi une limite de détection relative d'un interféromètre, δ_{rel} , comme :

$$\delta_{\text{rel}} = \frac{\delta_{\text{lim}}}{\delta_{\text{lim}}^{\text{opt}}} \quad (\text{I.15}).$$

c- Détection hétérodyne.

Les systèmes de détection cohérente précédents sont dit homodynes parce que l'on ajoute deux faisceaux de même longueur d'onde. Ils nécessitent un ajustement très précis du déphasage φ_0 et donc de la différence de marche L . Cette contrainte est levée dans le cas d'une détection hétérodyne. Son principe consiste à ajouter deux faisceaux de fréquences légèrement différentes et à analyser leur battement. Utilisons l'interféromètre de Michelson, comme sur la figure I.2, en modulant le faisceau de référence à une fréquence $\Delta\omega$, faible devant la fréquence optique. Le faisceau signal est toujours très faiblement modulé en phase. L'intensité du faisceau signal sur le détecteur est donc :

$$\begin{aligned} I_d &= \left| \frac{E_s}{\sqrt{2}} e^{\frac{4i\pi\delta(t)}{\lambda}} + \frac{E_r}{\sqrt{2}} e^{i(\varphi_0 + \Delta\omega t)} \right|^2 \\ &= \frac{I_s + I_r}{2} + \sqrt{I_s I_r} \left(\cos(\varphi_0 + \Delta\omega t) + (4\pi/\lambda)\Delta \sin 2\pi f t \sin(\varphi_0 + \Delta\omega t) \right) \quad (\text{I.16}). \\ &= \frac{I_s + I_r}{2} + \sqrt{I_s I_r} \left(\cos(\varphi_0 + \Delta\omega t) + (2\pi/\lambda)\Delta \cos(\varphi_0 + \Delta\omega t - 2\pi f t) \right. \\ &\quad \left. - (2\pi/\lambda)\Delta \cos(\varphi_0 + \Delta\omega t + 2\pi f t) \right) \end{aligned}$$

En analysant l'amplitude du signal d'une bande latérale, par exemple à la fréquence $\Delta\omega \pm 2\pi f$, on obtient une mesure de Δ . Le rapport signal à bruit est ici :

$$\text{RSB} = \frac{(2\pi/\lambda)\delta\sqrt{A_d}\sqrt{\eta I_s I_r}}{\sqrt{\frac{I_s + I_r}{2}} hv \Delta f} \quad (\text{I.17}).$$

Soit quand I_r est grand devant I_s :

$$\text{RSB} = \frac{(2\pi/\lambda)\delta\sqrt{A_d}\sqrt{2\eta I_s}}{\sqrt{hv \Delta f}} \quad (\text{I.18}),$$

la limite de détection relative dans le cas d'un faisceau de référence grand devant le faisceau signal est donc $\delta_{\text{rel}} = 2$.

Remarquons qu'un montage différentiel (Figure I.4) et un système de détection des deux bandes latérales permettrait de retrouver la limite de détection optimale.

d- Cas d'un matériau rugueux.

L'utilisation d'une onde de référence semble donc une solution idéale puisqu'elle est simple à mettre en œuvre, qu'elle présente une fonction de transfert plate et que sa sensibilité est bonne. Elle est malheureusement exclusivement adaptée à la détection des vibrations d'une surface réfléchissante. Or, la pièce mécanique que l'on souhaite tester est très souvent un matériau brut et donc rugueux. En effet, il est souvent irréaliste de polir les surfaces des pièces à tester. Le faisceau réfléchi par un tel matériau présentera un front d'onde extrêmement déformé, autrement dit, il sera tavelé. L'addition du faisceau de référence plan et du faisceau signal tavelé va se traduire localement par un signal modulé en intensité. Mais le paramètre φ_0 variant d'une tavelure à l'autre de manière aléatoire

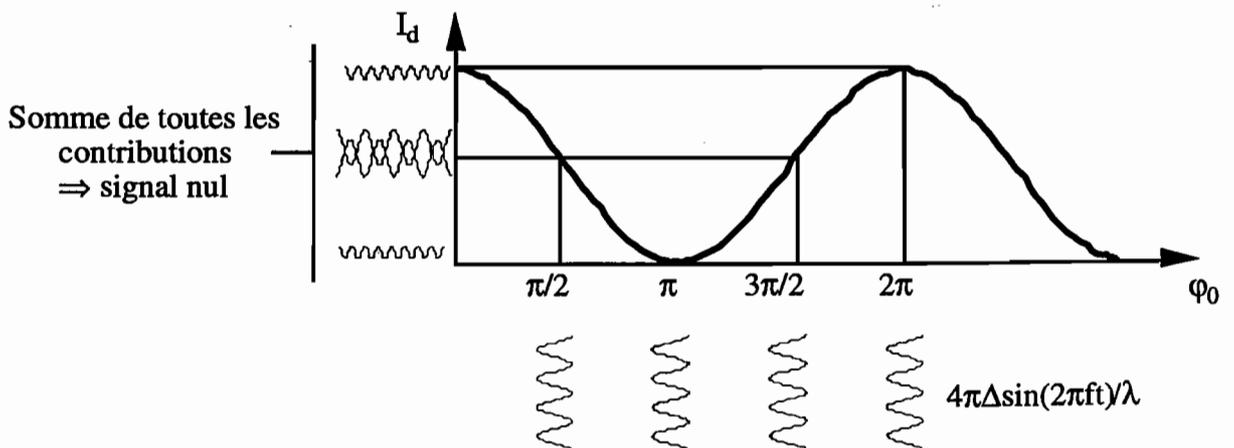


Figure I.5 : Explication du brouillage des franges.

entre 0 et 2π , les modulations d'intensité de chacune de ces tavelures ne seront pas en phases et vont donc mutuellement se détruire au niveau du détecteur (Figure I.5). En d'autres termes, pour obtenir une détection cohérente sensible, il faudra que l'addition des faisceaux signal et de référence se fasse en **teinte plate**.

Une solution consiste à ne détecter qu'une seule de ces tavelures, mais cela se fait aux dépens de la sensibilité puisque l'intensité du faisceau signal détecté est dramatiquement diminué. Des systèmes de détection hétérodyne reposant sur ce principe ont d'ailleurs été développés et sont adaptés à l'étude de pièces faiblement rugueuses. Ces systèmes vont demander des réglages très sensibles pour que la tavelure détectée soit la plus brillante possible. De plus leur profondeur de champ sera très réduite afin de limiter la diffusion et d'obtenir la tache de tavelure la plus large possible. Ces réglages seront de plus très sensibles au point de mesure sur la pièce.

Introduisons maintenant les notions d'**étendue géométrique** et de **théorème d'antenne** [8] qui permettent d'appréhender autrement le problème. L'étendue géométrique d'un faisceau est une grandeur qui se conserve dans un système optique et qui donne une information sur la directivité d'un faisceau. Elle s'exprime en $\text{m}^2 \cdot \text{sr}$. L'étendue géométrique d'un faisceau limité par la diffraction est λ^2 , c'est à dire qu'un faisceau émis à la longueur d'onde λ aura toujours une étendue supérieure ou égale à λ^2 . Pour que l'addition d'une onde de référence, ou oscillateur local, limitée par la diffraction et d'une onde signal donne une teinte plate, il faut que les deux ondes viennent d'une même direction. Cela signifie, d'une part que l'onde signal détectée devra elle aussi être limitée par la diffraction et ainsi avoir une étendue géométrique de λ^2 . D'autre part, cela signifie aussi qu'il faudra parfaitement aligner l'onde de référence et l'onde signal. Si l'onde signal est une onde diffuse, seule la phase de la partie provenant de la même direction que l'oscillateur local va être détectée. C'est ce que traduit le théorème d'antenne. En effet l'addition de deux faisceaux provenant de directions différentes va entraîner la présence de franges d'interférence sur le détecteur, si bien que les modulations des franges claires et des franges sombres vont se détruire. La nécessité de détecter un seul grain de tavelure est donc un facteur limitant pour notre application.

Remarquons enfin que dans un faisceau tavelé, chaque grain est limité par la diffraction et a donc une étendue géométrique de λ^2 . C'est pour cette raison qu'une détection cohérente d'un faisceau diffusant doit se limiter à la détection d'une seule tavelure.

Donnons maintenant des ordres de grandeur afin de se rendre compte du problème. L'étendue d'un faisceau limité par la diffraction émis à $1 \mu\text{m}$ est de $10^{-6} \text{mm}^2 \cdot \text{sr}$ alors que l'étendue d'un faisceau réfléchi par une surface rugueuse sera

typiquement de l'ordre de grandeur du $\text{mm}^2 \cdot \text{sr}$, étendue qui sera collectée par des optiques ou des fibres multimodes. L'étendue collectée par une fibre de 1 mm de diamètre de coeur et d'ouverture numérique 0,39 est de $0,39 \text{mm}^2 \cdot \text{sr}$. Le faisceau collecté contiendra donc ici de l'ordre de 350.000 tavelures. Si on doit se limiter à la détection d'une seule de ces tavelures, on obtiendra une sensibilité 600 fois moins bonne que dans le cas où la pièce mécanique est polie. Ainsi, en plus de pertes par absorption, la pièce mécanique testée va engendrer ici des pertes par diffusion.

Un moyen de s'affranchir de ce problème consiste à focaliser le faisceau signal sur le matériau testé. Le faisceau réfléchi présente alors un nombre limité de tavelures. L'énergie contenue dans chaque tavelure est donc beaucoup plus importante, ce qui permet d'accéder à une bonne sensibilité aux petits déplacements. Cependant, la profondeur de champ accessible va alors être extrêmement limitée et il va être nécessaire de faire un alignement très précis pour collecter le flux issu d'une zone brillante. Une sonde reposant sur ce principe a été développée [9]. Elle repose sur la détection hétérodyne, évitant ainsi un réglage supplémentaire pour mettre en quadrature les faisceaux signal et référence.

Dans cette partie, nous avons défini une limite de détection normalisée par rapport à la puissance du faisceau signal réfléchi par le matériau vibrant. Cette limite est celle qui serait obtenue si la pièce mécanique était polie. Nous avons ensuite montré que cette solution était inadaptée au cas d'une pièce rugueuse. Une technique ne sera intéressante que si elle remplit les critères suivants :

- **une limite de détection, voisine de celle atteinte avec des ondes planes ;**
- **une insensibilité à l'état de surface de la pièce à contrôler.**

2- Détection optique des ultrasons insensible aux tavelures : interférométrie à retard.

a- Interféromètre à deux ondes.

Une technique de détection des ultrasons insensible aux tavelures a été proposée [10]. Le principe consiste cette fois ci à faire interférer le faisceau signal avec lui même décalé temporellement. Nous reprenons ici la démarche des références [6,10].

Considérons dans un premier temps un interféromètre de Michelson dans lequel nous envoyons le faisceau signal tavelé d'intensité I_s (Figure I.6). À la sortie de l'interféromètre, on récupère deux ondes décalées temporellement qui donneront lieu à des

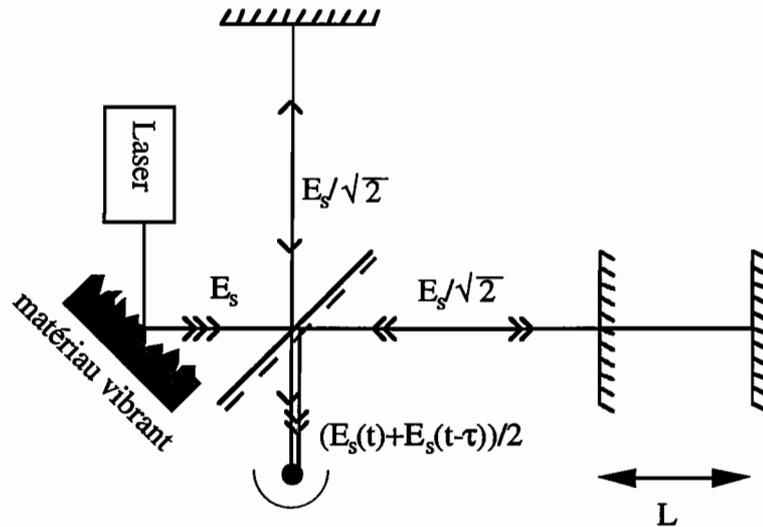


Figure I.6 : Utilisation d'un Michelson pour faire de l'interférométrie à retard.

anneaux d'égale inclinaison. On limite la détection à l'anneau central, ce qui revient à considérer que le signal détecté est en teinte plate.

L'intensité envoyée sur le détecteur est donc :

$$\left| \frac{E_s}{2} e^{\frac{4i\pi\Delta \sin(2\pi ft)}{\lambda}} + \frac{E_s}{2} e^{\frac{4i\pi(L + \Delta \sin(2\pi f(t-\tau)))}{\lambda}} \right|^2 = \quad (I.19).$$

$$\frac{I_s}{2} \left(1 + \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} \left(L + 2\Delta \cos(2\pi f(t - \tau/2) \sin \pi f \tau) \right) \right] \right)$$

où $\tau = 2L/c$. En jouant finement sur la valeur de L , on met les faisceaux issus des deux bras de l'interféromètre en quadrature de phase. L'amplitude du signal détecté dépend ici de la fréquence de la vibration. La détection limite relative est ainsi :

$$\delta_{rel} = \frac{\sqrt{2}}{|\sin 2\pi f L / c|} \quad (I.20),$$

soit une fonction de transfert en forme de cloche qui est optimale pour $f=c/4L$ modulo $c/2L$. Notons qu'en proposant une technique différentielle, on obtiendrait une limite de détection relative, pour cette fréquence optimale, égale à 1. Si on souhaite obtenir cet optimum pour une fréquence déterminée f , il faudra que l'on ait $L=c/4f$. Soit pour $f=10$ MHz, $L=7,5$ mètres. Cette valeur n'est pas rationnelle pour deux raisons :

- Il n'est pas raisonnable de réaliser un tel interféromètre pour un simple problème de coûts de revient.

- Avec une différence de marche de 15 mètres, la taille de l'anneau central est très petite. En effet, plus la différence de marche sera grande, plus les anneaux seront serrés, et donc moins l'étendue de faisceau collectée sera grande. Le calcul de l'étendue, \hat{E} ,

collectée pour $L = 7,5$ m, pour une pupille d'entrée de 10 cm de diamètre et pour une longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ donne $\dot{E} \cong 4 \cdot 10^{-4} \text{mm}^2 \cdot \text{sr}$ [6], ce qui est encore loin de la valeur recherchée ($\text{mm}^2 \cdot \text{sr}$).

b- Interféromètre à ondes multiples.

L'utilisation d'un Fabry-Perot Confocal (Figure I.7) écarte les deux limitations du montage à deux ondes. D'une part parce que l'utilisation d'un interféromètre à ondes multiples réduit la taille du système, et d'autre part, parce que sa géométrie va permettre d'élargir la taille des anneaux considérablement. Rappelons que le Fabry-Perot Confocal consiste en deux miroirs concaves séparés par une distance L et de mêmes rayons L , si bien que le centre de chaque miroir est au sommet de l'autre. Les différentes ondes qui sortent successivement du miroir de sortie auront, dans l'approximation paraxiale, la même structure de front d'onde. L'anneau central de sortie est donc large, sa taille étant limitée par les seules aberrations sphériques du système.

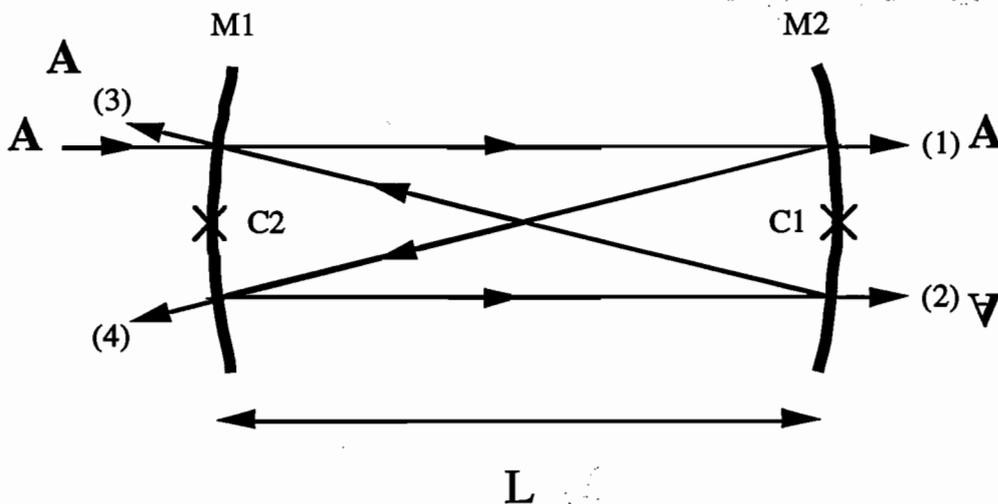


Figure I.7 : Le Fabry-Perot Confocal.

On utilise ici le Fabry-Perot confocal en transmission, c'est à dire que l'on récupère les sorties (1) et (2). Le calcul de sa fonction de transfert est complexe [6,10,11] et nous nous limitons à une analyse qualitative.

- Avec un faisceau tavelé, les sorties (1) et (2) sont mutuellement incohérentes car elles correspondent à des images inversées. On ajoute donc leurs intensités et non leurs amplitudes.

- L'intervalle spectral libre de cet interféromètre est $\Delta\nu_{\text{ISL}} = c / 4L$. Sa finesse, \mathcal{F} , est liée à la réflectivité des miroirs, R , par la relation $\mathcal{F} = \pi R / (1 - R^2)$. La largeur à mi-hauteur de la fenêtre fréquentielle de transmission est $\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{ISL}} / \mathcal{F}$. Ainsi, en choisissant R proche de 1, on obtiendra une grande finesse et on pourra travailler avec de faibles valeurs de L tout en ayant une réponse optimale pour des vibrations de quelques

MHz. Notons que la fonction de transfert de cet interféromètre est un filtre passe-bande d'allure complexe.

- La bande passante de détection, $\Delta\nu$, l'étendue du système, \dot{E} , et L sont liés par : $\dot{E}\nu / \Delta\nu = 2\pi^2 L^2$. \dot{E} sera donc proportionnelle au rapport L/\mathcal{F}

- Comme les faisceaux (1) et (2) sont mutuellement incohérents, le maximum d'intensité transmise est $(1 + R^2) / (1 + R)^2$, soit la moitié l'intensité incidente pour les fortes réflectivités qui sont utilisées. La réponse de l'interféromètre est optimale quand l'intensité transmise est égale à la moitié de ce maximum, soit une transmission à peu près égale à 25% pour des fortes réflectivités du miroir (approximation correcte au pour-cent près à partir de $R=67\%$!). Cela nécessite une stabilisation active de la longueur de la cavité. Cette condition est l'équivalent de la condition de quadrature de phase dans un interféromètre à onde multiple.

Un compromis entre ces différents points ($L=0,5$ m et $R \cong 90\%$, d'où $\dot{E} = 0,18 \text{ mm}^2 \cdot \text{sr}$ à $1,06 \mu\text{m}$) a permis la réalisation industrielle d'un interféromètre qui présente une réponse sensible entre 2 et 15 MHz avec une limite de détection relative égale à 4 pour la fréquence de vibration optimale [12].

c- Technique du dépouillement de bande.

Une alternative est d'utiliser la technique dite de dépouillement de bande. Commençons donc par définir la notion de bande. Considérons le faisceau issu du matériau vibrant à la fréquence f d'une amplitude très petite devant λ . L'amplitude de ce faisceau est :

$$\begin{aligned} E_s e^{i\left(\omega t + \frac{2\pi\Delta}{\lambda} \sin 2\pi f t\right)} &\approx E_s e^{i\omega t} \left(1 + \frac{2i\pi\Delta}{\lambda} \sin 2\pi f t\right) \\ &\approx E_s e^{i\omega t} \left(1 + \frac{\pi\Delta}{\lambda} e^{2i\pi f t} - \frac{\pi\Delta}{\lambda} e^{-2i\pi f t}\right) \\ &\approx E_s \left(e^{i\omega t} + \frac{\pi\Delta}{\lambda} e^{i(\omega+2\pi f)t} - \frac{\pi\Delta}{\lambda} e^{i(\omega-2\pi f)t}\right) \end{aligned} \quad (\text{I.21}),$$

soit une somme de trois ondes planes : une onde centrale de fréquence angulaire ω et deux ondes latérales d'amplitudes plus faibles et de fréquences angulaires respectives $\omega+2\pi f$ et $\omega-2\pi f$. L'information sur la vibration est dans les ondes latérales. Si on utilise un interféromètre de Mach-Zehnder contenant dans l'un de ses bras un Fabry-Perot Confocal réglé comme un filtre étroit qui ne laisse passer que la fréquence centrale ω (Figure I.8), le faisceau qui passe par ce Fabry-Perot Confocal est dépouillé de ses bandes latérales et n'est donc plus modulé en phase. Il tient donc lieu de faisceau de référence tout en ayant le même front d'onde que le faisceau qui passe par l'autre bras du Mach-Zehnder. Le système va ainsi couper les basses fréquences car elles ne seront pas filtrées par le Fabry-

Perot Confocal et laisser passer les fréquences plus hautes. Il faut noter que certaines très hautes fréquences qui correspondront à l'intervalle spectral libre du Fabry-Perot confocal seront également transmises par ce dernier et donc coupées par le système.

Malheureusement, cette technique nécessite deux stabilisations actives : d'une part, celle de la cavité du Fabry-Perot Confocal afin de laisser passer la fréquence ω et, d'autre part, celle du Mach-Zehnder afin d'être en quadrature de phase. De plus, les systèmes mis en oeuvre coupent les basses fréquences jusqu'à quelques MHz. En effet, le Fabry-Perot Confocal optimal a toujours les mêmes caractéristiques afin de conserver une bonne adaptation à l'étendue des faisceaux.

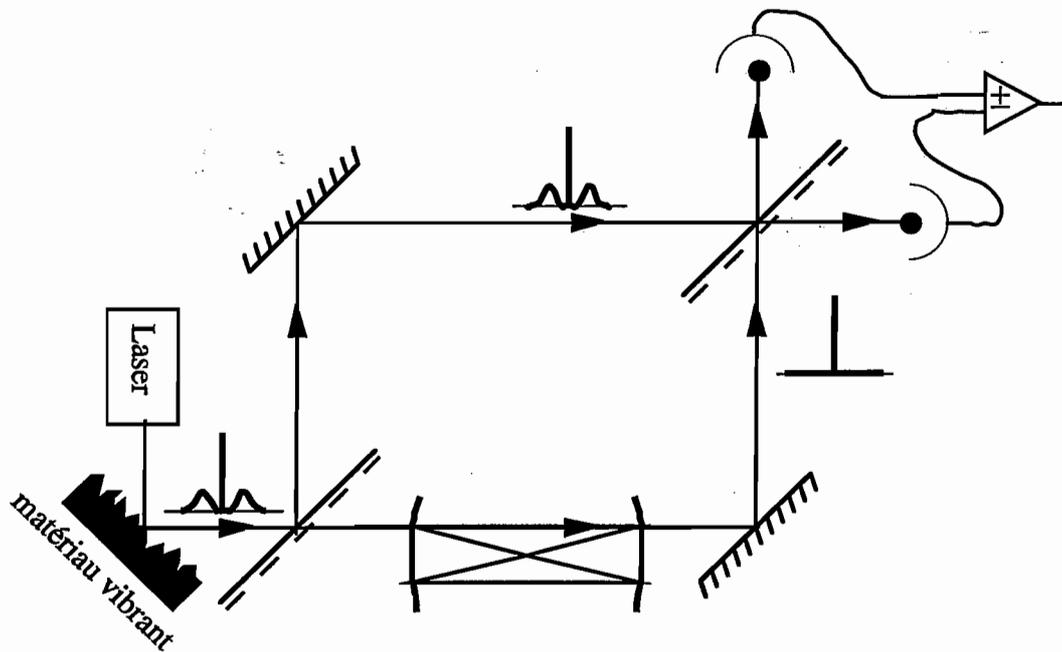


Figure I.8 : Technique du dépouillement de bande.

L'utilisation d'un Fabry-Perot en réflexion [13] (Figure I.9) est une alternative qui évite les deux stabilisations actives puisque l'on se sert de la première réflexion (3a) du Fabry-Perot comme signal modulé en phase et du faisceau qui revient de la cavité (3b) comme faisceau de référence. Comme les faisceaux (3) et (4) se recouvrent (Figure I.7), on va être obligé de les détecter tous les deux mais c'est surtout la sortie (3) qui nous intéressera. On obtient ainsi un système sensible sur une bande passante large, typiquement de quelques MHz jusqu'à la centaine de MHz, et qui a une limite de détection relative optimale légèrement supérieure à 2.

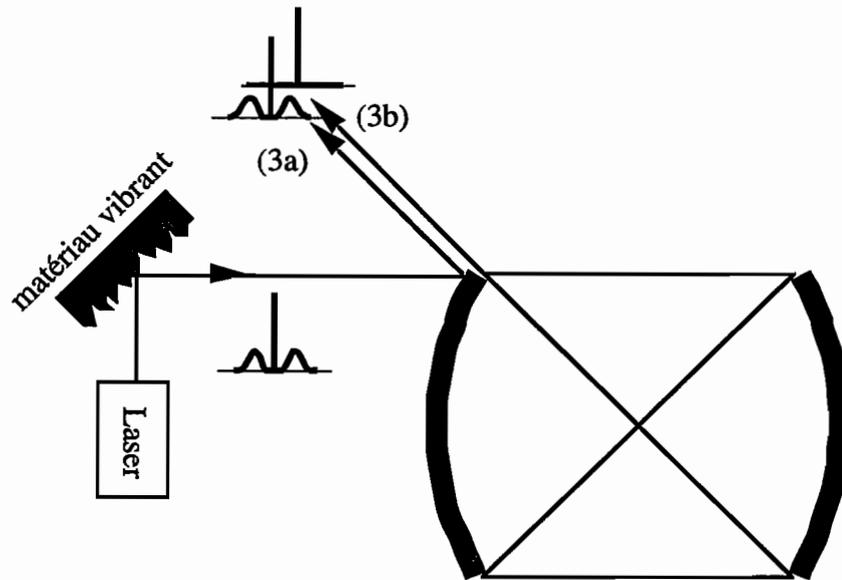


Figure I.9 : Utilisation d'un Fabry-Perot Confocal en réflexion.

d- Technique intégrant les deux autres.

Une conjugaison des deux techniques a été proposée [14]. Elle permet de détecter les vibrations sur une bande plus large avec une limite de détection relative légèrement supérieure à 3. La méthode consiste à utiliser un Fabry-Perot Confocal à la fois en réflexion et en transmission. La bande passante du système obtenu est la réunion des bandes passantes précédentes et est donc plus large. De plus la sensibilité optimale est légèrement meilleure. Les inconvénients sont, d'une part la lourdeur des réglages, et d'autre part qu'il reste difficile de détecter des vibrations ultrasonores de basses fréquences (typiquement 1 MHz).

e- Conclusion sur les techniques basées sur le Fabry-Perot Confocal.

Malgré des inconvénients (fonction de transfert non plate, réglages lourds, détection limite relative supérieure à 2), les techniques basées sur le Fabry-Perot confocal sont actuellement les meilleures techniques passives. Ces systèmes ont d'ailleurs été développés industriellement [12]. La Figure I.10 présente les courbes de limite de détection relative obtenues dans différents systèmes.

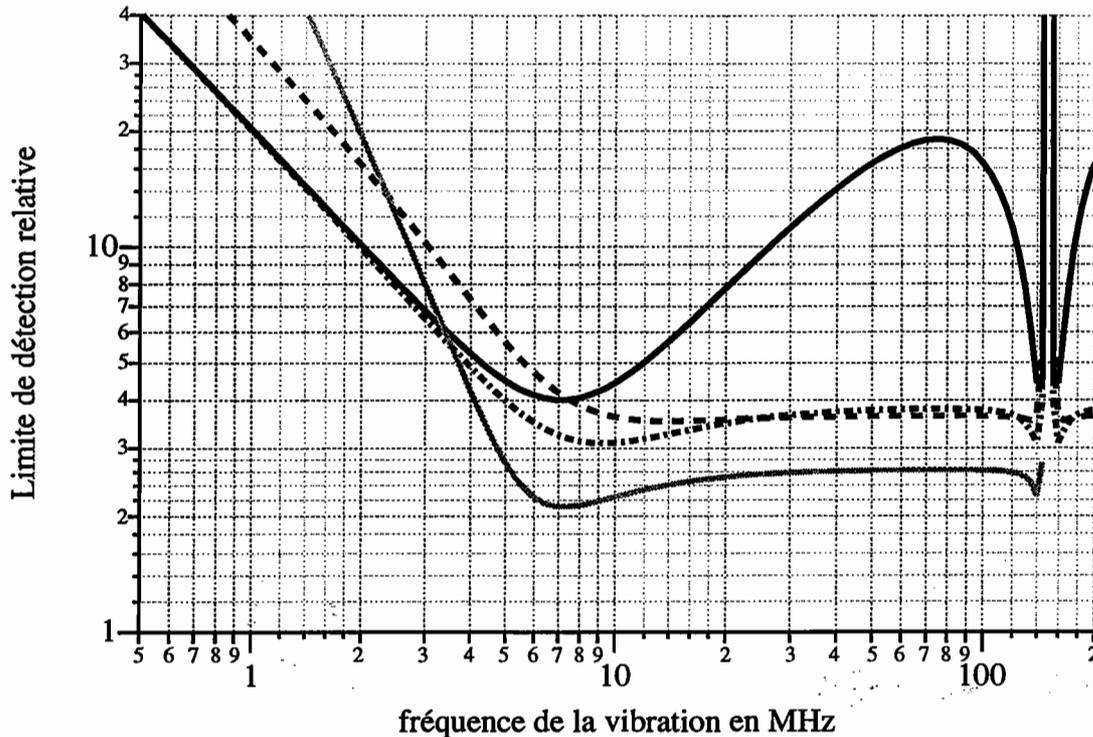


Figure I.10 : Réponse en fréquence de quatre solutions. Dans les trois premières, on utilise un Fabry-Perot Confocal de 50 cm de long avec des miroirs de réflectivités égales à 90% : la ligne continue correspond au Fabry-Perot Confocal par transmission, la ligne pointillée correspond au Fabry-Perot Confocal par réflexion et la ligne hachée correspond à la conjugaison des deux techniques. Dans la dernière, qui est grisée, le deuxième miroir a une réflectivité égale à 100% et on travaille en réflexion.

Je vais maintenant montrer qu'une technique active peut permettre de meilleures performances.

C- Intérêt d'une solution dynamique : principes et état de l'art.

1- Généralités.

Une solution passive utilisant un faisceau de référence souffre d'un problème de non-adaptation de front d'onde. L'interférométrie à retard évite l'utilisation d'un faisceau de référence. C'est un remède qui présente malheureusement des effets secondaires préjudiciables : réglages sensibles et/ou difficultés pour obtenir une sensibilité optimale sur une large bande passante. Une alternative consisterait à proposer une méthode permettant l'adaptation dynamique des fronts d'onde signal et de référence (Figure I.11).

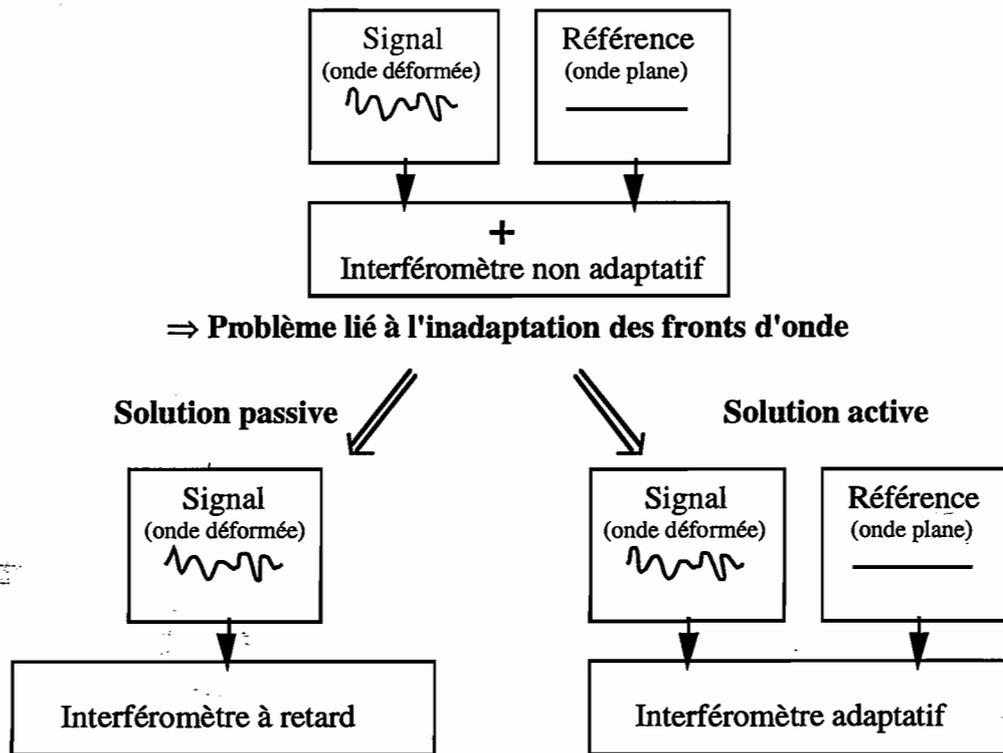


Figure I.11 : Représentation du cheminement des idées.

À ma connaissance, trois catégories de méthodes sont envisagées. Je vais exposer leurs principes et expliquer ensuite pourquoi j'ai axé mon étude expérimentale autour d'une de ces méthodes. Avant cela, nous allons rappeler brièvement le principe de l'effet photoréfractif sur lequel sont basés la plupart de ces systèmes. Toutes ces méthodes sont basées sur l'enregistrement d'un réseau de champ ou d'indice dans un matériau dynamique.

2- Principe de l'effet photoréfractif.

Les matériaux utilisés dans notre étude sont photoréfractifs, c'est à dire qu'ils sont à la fois photoconducteurs et électro-optiques. Ils permettent de faire de l'holographie dynamique. Rappelons ici très succinctement le principe de l'effet photoréfractif [14a]. Nous y reviendrons plus en détail dans le chapitre suivant concernant l'étude du matériau photoréfractif que nous avons choisi.

La lumière va exciter dans la bande de conduction, dans un matériau photoréfractif, des électrons piégés dans un niveau profond. Ces électrons vont diffuser dans la bande de conduction puis se recombinaient dans le piège. Si on fait interférer un faisceau de référence et un faisceau signal (ou faisceau objet) dans un tel matériau, la figure d'illumination résultante va engendrer un réseau de charge et donc un champ de

charge d'espace modulé spatialement qui reproduira la figure d'illumination. Cette figure de champ va induire, par effet électro-optique, un réseau d'indice ou plus généralement un hologramme de phase. Contrairement aux hologrammes traditionnels, i.e. statiques, cet hologramme est révélé en même temps qu'il est inscrit et suit les perturbations des faisceaux qui l'ont inscrit à partir du moment où ces perturbations sont plus lentes que le temps τ nécessaire à sa construction. Par contre, si l'un des deux faisceaux est issu du matériau vibrant testé, la figure d'illumination induite oscille très faiblement autour d'une figure moyenne et comme la modulation de phase est rapide devant τ , l'hologramme de phase correspond à l'hologramme induit par cette figure d'illumination moyenne.

3- Solution utilisant la force photo-électromotrice.

Cette solution met en jeu la dynamique du réseau de charge photoinduit. Considérons un réseau d'illumination $I(x)=I_0+I_1\sin(kx)$, résultant de l'interférence d'un faisceau signal de front d'onde déformé avec un faisceau de référence. Le mécanisme d'excitation des électrons va donner naissance quasi-instantanément à une distribution modulée de charges libres $n(x)=n_0+n_1\sin(kx)$ (en phase avec le réseau d'illumination). Le réseau de champ de charge d'espace $E(x)=E_1\cos(kx)$ (déphasé de $\pi/2$) ne sera construit qu'au bout d'un temps τ . Si on applique une modulation de phase très petite devant $\pi/2$ et très rapide devant τ , la figure d'illumination, et donc le réseau de photoconductivité qui lui est associé, va vibrer par rapport au réseau de champ de charge d'espace qui lui n'aura pas le temps d'évoluer. Un courant proportionnel à la modulation de phase induite sera alors détecté [15,16] (Figure I.12). Cette technique n'utilise pas l'effet électro-optique et n'est donc pas à proprement parler photoréfractive mais en reste très proche.

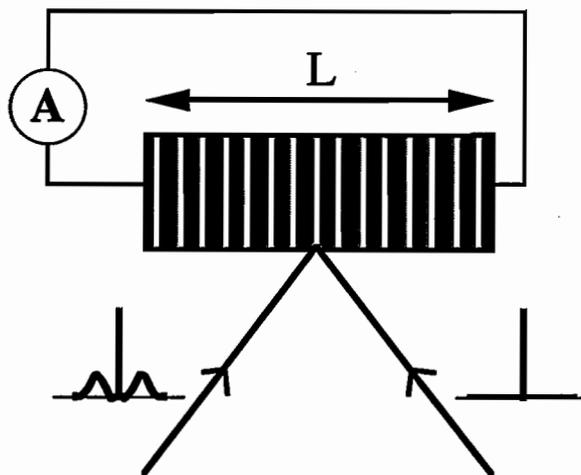


Figure I.12 : Montage utilisant la force photo-électromotrice.

Afin de mieux comprendre ce phénomène, nous présentons ici un rapide calcul.

La densité de courant dans le matériau est :

$$j(x) = en(x)\mu E(x) + \mu k_B T \frac{\partial n(x)}{\partial x} \quad (\text{I.22}),$$

où e et μ sont les modules de la charge et de la mobilité de l'électron, k_B la constante de Boltzmann et T la température.

La densité de courant aux bornes du cristal sera :

$$J = \frac{1}{L} \int_0^L j(x) dx \quad (\text{I.23}).$$

La largeur X du cristal étant grande devant le pas du réseau et comme aucun champ n'est appliqué au cristal, on a :

$$\frac{1}{L} \int_0^L \cos(kx) dx \cong 0, \quad \frac{1}{L} \int_0^L \sin(kx) dx \cong 0, \quad \frac{1}{L} \int_0^L \sin(kx) \cos(kx) dx \cong 0,$$

$$\text{et donc } J \cong 0. \quad (\text{I.24}).$$

La phase $\varphi(t) = \varphi_0 + \Delta\varphi(t)$ du faisceau signal est maintenant très rapidement modulée ($\Delta\varphi(t)$ est la composante modulée de la phase), si bien que :

$$n(x) = n_0 + n_1 \sin(kx + \Delta\varphi(t)) \quad (\text{I.25}).$$

Comme $\Delta\varphi(t) \ll 1$, on peut écrire :

$$n(x) = n_0 + n_1 \sin(kx) + n_1 \cos(kx) \Delta\varphi(t) \quad (\text{I.26}).$$

Comme le champ n'a pas le temps d'évoluer, il reste égal à $E(x) = E_1 \cos(kx)$.

On en déduit J , grâce à la relation $\int_0^X \cos^2(kx) dx \cong X/2$:

$$J = en_1 \mu E_1 \Delta\varphi(t) / 2 \quad (\text{I.27})$$

J étant en première approximation indépendant de k , cette première technique est insensible à la présence de tavelures sur le ou les faisceau(x). De plus, elle est très souple d'emploi puisqu'il suffit de faire interférer sur un matériau les faisceaux signal et de référence. Les réglages sont donc extrêmement simplifiés. Ajoutons enfin que cette solution est extrêmement compacte puisque le matériau photoconducteur tient lieu à la fois

d'interféromètre et de détecteur. Cependant, les sensibilités obtenues sont typiquement inférieures de deux ordres de grandeur à celle que l'on obtiendrait avec une détection classique et des ondes planes [16]. De plus, à partir d'une certaine fréquence, les électrons libres n'ont plus le temps de suivre les variations de la figure d'illumination, d'où la présence d'une fréquence de coupure haute. Enfin, le courant détecté étant proportionnel ($J \propto n_1 E_1$) au carré de la modulation de la figure d'illumination, il faudra toujours adapter l'éclairement des faisceaux signal et de référence.

Remarquons que si l'amplitude de la vibration est de l'ordre de ou supérieure à la demi-longueur d'onde, le réseau est détruit. D'où deux conséquences : premièrement les réseaux inscrits dans l'infrarouge résisteront à des vibrations parasites plus fortes que ceux inscrits dans le visible, et, deuxièmement, ces techniques sont généralement inopérantes en présence d'un décalage Doppler dû à une cible en mouvement.

4- Solution utilisant la conjugaison de phase.

La conjugaison de phase va permettre de reconstruire un faisceau signal propre à partir d'un signal de front d'onde déformé. Deux solutions sont envisagées.

a- Miroir à conjugaison de phase.

La première utilise un miroir à conjugaison de phase [17]. On envoie dans un matériau photoréfractif deux ondes co-propageantes (1) et (2) (Figure I.13). (1) est une onde plane non modulée en phase alors que (2) étant la réflexion d'une onde (2-) sur un matériau rugueux vibrant est une onde déformée et modulée en phase. Ces deux ondes écrivent un réseau dans le matériau photoréfractif. L'onde (3), qui est plane, non modulée en phase et exactement contre-propageante à l'onde (1), diffracte sur ce réseau sous la forme d'une onde (4) qui est la conjuguée en phase de l'onde (2). C'est à dire que (4) se propage en sens inverse de (2) suivant la même structure spatiale et a la même structure temporelle que (3). Grâce aux propriétés de la conjugaison de phase, l'onde (4+) qui est la réflexion de (4) sur le matériau rugueux vibrant est une onde plane modulée en phase. Il va ainsi être possible d'envoyer (4+) et une onde de référence dans un interféromètre classique pour détecter les vibrations du matériau.

Cette technique présente plusieurs inconvénients. Tout d'abord, l'obtention du faisceau conjugué en phase nécessite le réglage précis de l'onde (3) afin qu'elle soit exactement contre-propageante par rapport à l'onde (1). Ensuite, la technique permet uniquement de créer une onde plane modulée en phase et il faut utiliser un interféromètre

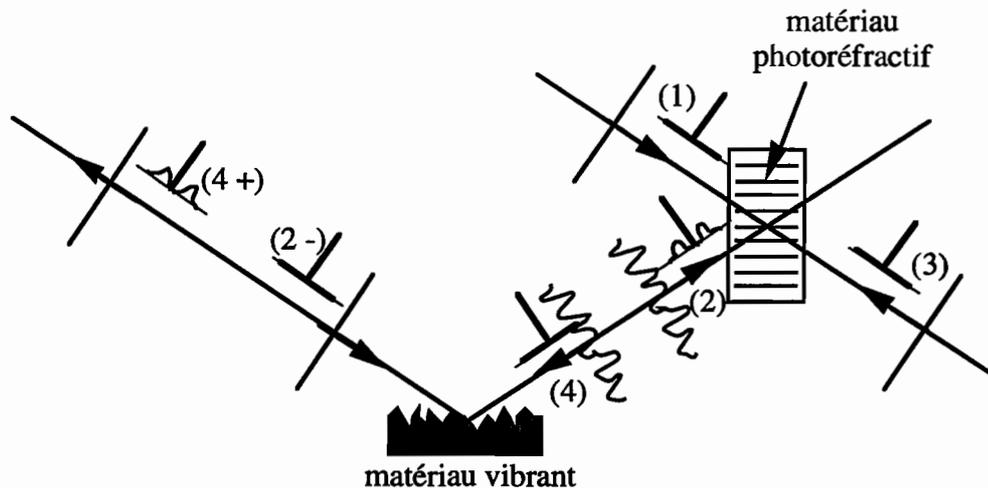


Figure I.13 : Solution utilisant un miroir à conjugaison de phase.

classique qui va nécessiter des réglages. Ces deux inconvénients se résument ainsi en un seul : cette technique n'est pas exactement adaptative. De plus, comme pour la force photo-électromotrice, cette technique ne sera pas viable en présence d'effet Doppler. Enfin le principal problème est que la réflexion du faisceau sur le matériau vibrant va se produire en deux occasions. L'onde (4+) va donc être affectée deux fois par l'absorption de cette surface, ce qui peut être rédhibitoire. De plus, pour obtenir une bonne reconstruction de l'onde plane, il faut collecter toute la lumière diffusée.

Notons qu'une technique voisine utilisant un miroir à conjugaison de phase auto-pompé a également été proposée [18].

b- Miroir à double conjugaison de phase.

La deuxième solution consiste à utiliser un miroir à double conjugaison de phase (Figure I.14) [19-21]. Le principe consiste à envoyer dans un matériau photoréfractif deux ondes notées (1) et (2). En présence de gains photoréfractifs forts, i.e. lorsque l'on peut engendrer dans le matériau des hologrammes à forts contrastes, on assiste à un phénomène de coma photoréfractive (beaucoup mieux connue sous son équivalent anglais : le "beam fanning"). Cela signifie que la diffusion de l'onde (1) est amplifiée et crée une structure de réseaux multiples dans une direction globalement contre-propageante à l'onde (2). Réciproquement la diffusion de l'onde (2) est amplifiée et crée une structure de réseaux multiples globalement contre-propageante à l'onde (1). Parmi tous les réseaux construits dans le matériau, un seul est commun aux deux phénomènes. Il est alors amplifié au détriment des autres. Ce réseau correspond à la diffraction de l'onde (1) sous la forme d'une onde (4) conjugué en phase de l'onde (2), avec symétriquement (2) qui diffracte pour former (3) conjuguée en phase de (1). C'est à dire que l'onde (4) aura la même structure spatiale que l'onde (2) mais se propagera dans le sens inverse et qu'elle

aura la même structure temporelle que l'onde (1). On réalise ainsi un nettoyage de l'onde signal tavelée tout en conservant son signal utile.

On envoie donc l'onde (4) dans un interféromètre passif de la même manière que l'onde (4+) dans le cas précédent. Cette solution présente trois avantages par rapport à la méthode précédente. D'une part, on écarte le problème du double passage de l'onde sur le matériau diffusant. D'autre part, elle ne nécessite pas de réglages fins au niveau du miroir à double conjugaison de phase. Enfin, les ondes (1) et (2) peuvent être mutuellement incohérentes (il est même recommandé que ces ondes soient incohérentes afin d'éviter l'écriture d'un réseau par réflexion parasite). Couplée avec un interféromètre hétérodyne, **la solution est insensible au décalage Doppler**. C'est surtout ce dernier point qui fait l'intérêt de cette solution.

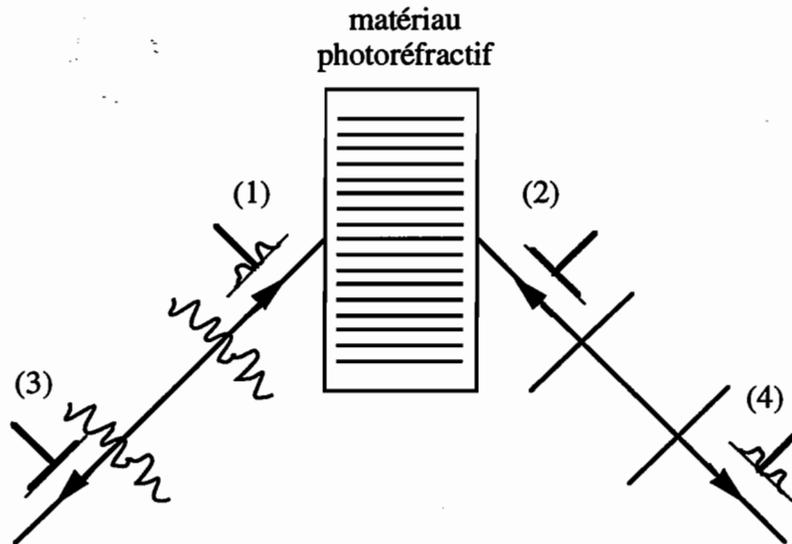


Figure I.14 : Solution utilisant un miroir à double conjugaison de phase.

Elle présente cependant des inconvénients majeurs. L'effet ne pourra d'abord être observé qu'en présence de gains photoréfractifs forts, c'est à dire qu'il y a une condition de seuil. Ensuite, comme c'est un phénomène qui démarre sur du bruit, son temps de réponse est, par nature, long [22]. On peut difficilement envisager ici des temps de réponse inférieurs à 100 ms, et ce, même en utilisant des matériaux photoréfractifs semiconducteurs qui sont pourtant parmi les plus rapides.

5- Solution basée sur le couplage d'ondes.

Pourquoi est-ce notre choix?

Ici, au lieu de corriger le front d'onde du faisceau signal, on va donner au faisceau de référence la même allure spatiale que le faisceau signal. On fait interférer sur un matériau photoréfractif un faisceau signal (1), faiblement et rapidement modulé en phase

avec un faisceau de référence (2). On inscrit un hologramme de phase moyen. Le faisceau de référence diffracte sur cet hologramme sous la forme d'une onde (3) qui se propagera dans la même direction, le même sens et suivant la même structure de front d'onde que l'onde (1) transmise mais qui ne suivra pas sa modulation temporelle (Figure I.15). Les deux faisceaux (1) et (3) vont donc s'ajouter en teinte plate et leur intégration sur un détecteur va donner lieu à un signal modulé en intensité. Notons que le matériau photoréfractif aura le temps de s'adapter aux vibrations parasites plus lente que τ , si bien qu'elles ne seront pas détectées.

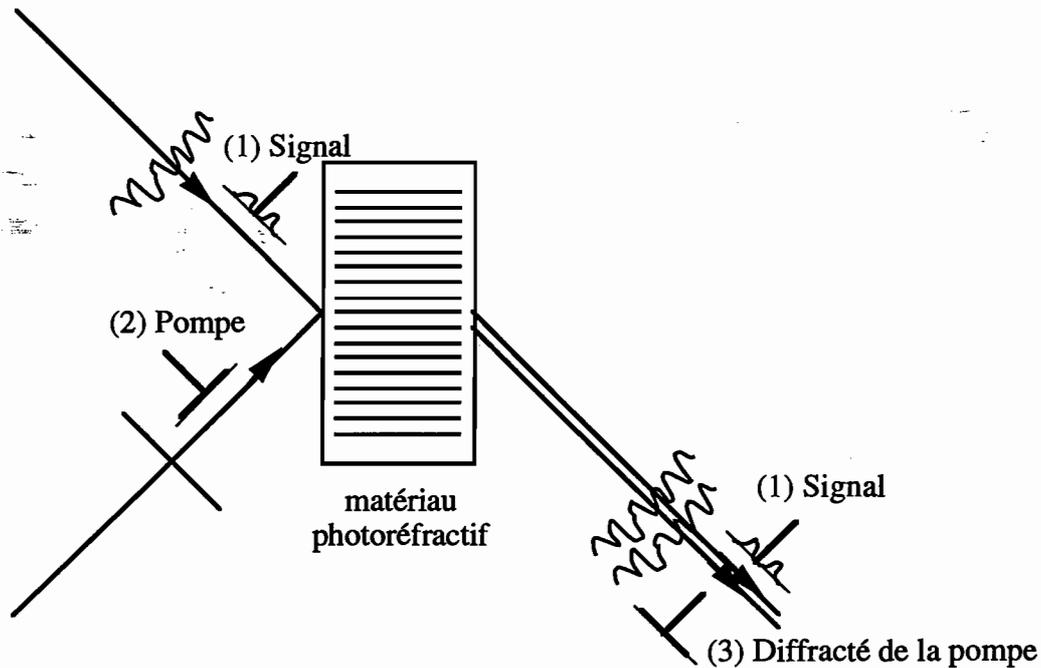


Figure I.15 : Principe de la solution utilisant le couplage d'ondes.

Cette technique [22-27] est beaucoup plus simple à mettre en oeuvre que celles basées sur la conjugaison de phase puisque le système sert à la fois d'adaptateur de front d'onde et d'interféromètre. Elle est toutefois moins compacte que la technique basée sur la force photo-électromotrice puisqu'elle va nécessiter l'addition d'un détecteur mais devrait nous permettre d'obtenir des sensibilités approchant le cas idéal d'une détection classique avec des ondes planes. C'est pourquoi nous avons choisi de la développer plus particulièrement par la suite. Notons enfin ici tout de suite afin d'éviter tout équivoque qu'elle ne sera malheureusement pas adaptée en présence de décalage Doppler, i.e. lorsque la vitesse de défilement de la figure d'interférence sera trop rapide par rapport au temps de réponse du matériau, et ne pourra donc pas être utilisée telle quelle sur des cibles mouvantes.

Le cristal tient donc ici le rôle de la lame séparatrice d'un système classique. Cette lame séparatrice active va envoyer une partie du faisceau de référence dans la direction du

faisceau signal transmis. Par contre, la totalité du faisceau signal sera transmise. On évite ainsi de perdre la moitié du signal sans avoir besoin d'utiliser deux détecteurs.

D- Passage de l'étude d'une application à celle d'un matériau photoréfractif.

Le matériau que nous utiliserons comme lame séparatrice active devra vérifier un certain nombre de propriétés pour convenir à l'application : des gains photoréfractifs forts, des absorptions et des pertes par diffusion faibles et des dimensions importantes. En effet, la réalisation d'un hologramme efficace est liée au produit du gain photoréfractif par la longueur du matériau. Ensuite, les pertes sont liées au produit de l'absorption par la longueur du matériau et aux pertes par diffusion dans le matériau. Enfin, l'étendue géométrique que l'on souhaite collecter va imposer des contraintes sur le couple longueur-ouverture du cristal. Enfin, la vitesse de l'effet va être principalement liée à la fluence d'écriture de l'effet photoréfractif mais aussi comme nous le verrons par la suite aux pertes dans le cristal et au gain photoréfractif.

Conclusion.

Nous avons montré que les solutions interférométriques classiques utilisant un faisceau de référence n'étaient pas adaptées à l'étude des vibrations d'une surface rugueuse, que les solutions utilisant l'interférométrie à retard présentaient les inconvénients d'avoir une fonction de transfert en forme de cloche et de nécessiter des réglages précis. Nous avons ensuite présenté comment l'utilisation de matériau photoréfractif pourra nous permettre d'accéder à un système insensible à la différence de forme des fronts d'onde du signal et de la référence, ayant une large bande passante, et étant très souple du point de vue des réglages (Tableau I.1).

	Sensibilité (δ_{rel}) (normalisée au cas idéal avec des ondes planes)	Influence des tavelures	Bande passante	Asservisse- -ments	Adaptation au Doppler
Méthode classique	1 (+)	forte (-)	large (+)	oui (-)	oui (+)
Interférométrie à retard	3	faible (+)	pas bande (-)	oui (-)	oui (+)
Méthode photoréfractive	à déterminer par l'étude.	faible (+)	large (+)	non (+)	non (-)

Tableau I.1: Tableau comparatif.

Il reste maintenant à choisir et à optimiser un matériau photoréfractif (II), à approfondir la modélisation théorique de la lame séparatrice active et à vérifier expérimentalement qu'elle présente de bonnes performances (III).

II Étude et optimisation d'un matériau photoréfractif semi-conducteur : le CdTe:V.

Ce chapitre est consacré à l'étude des propriétés du matériau photoréfractif qui sera utilisé dans le senseur. Dans un premier temps, j'introduirai l'effet photoréfractif dans le cadre d'une expérience de couplage d'ondes. En utilisant ces notions, je montrerai ensuite pourquoi le CdTe:V mérite une attention particulière.

Puis je présenterai le travail d'optimisation du CdTe:V qui a été réalisé en collaboration avec le laboratoire de cristallogénèse (3AR-Action Aquitaine-de Recherche en Apesanteur à Bordeaux) et les laboratoires qui ont réalisé la caractérisation spectroscopique des défauts profonds (le Groupe de Physique du Solide (GPS) à Paris 6 et 7, le Groupe Optique de l'École Supérieure de Physique Chimie Industrielle (ESPCI) à Paris, le Groupe d'Optique Non Linéaire et d'Optoélectronique de l'Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg (IPCMS-GONLO)). J'insisterai plus particulièrement sur le travail de caractérisation photoréfractive que j'ai réalisé à l'Institut d'Optique.

A- Couplage d'ondes photoréfractif : présentation des mécanismes mis en oeuvre.

Le couplage d'ondes photoréfractif (ou mélange deux-ondes) est induit par quatre phénomènes physiques qui ont lieu simultanément dans un matériau photoréfractif (Figure II.1) : les interférences, la photoconductivité, l'effet électro-optique et la diffraction sur un réseau d'indice. Parmi ces phénomènes, deux seulement, i.e. photoconductivité et effet électro-optique, sont liés au choix du matériau photoréfractif. Il n'est pas nécessaire de revenir sur le phénomène d'interférence mais notons tout de même deux points a priori évidents mais auxquels il faudra songer au cours d'une expérience de mélange deux-ondes. Pour que le contraste des franges d'interférence écrites par les deux ondes soit idéal, il est indispensable que ces ondes soient temporellement cohérentes et qu'elles aient des polarisations identiques. Détaillons maintenant les trois autres phénomènes.

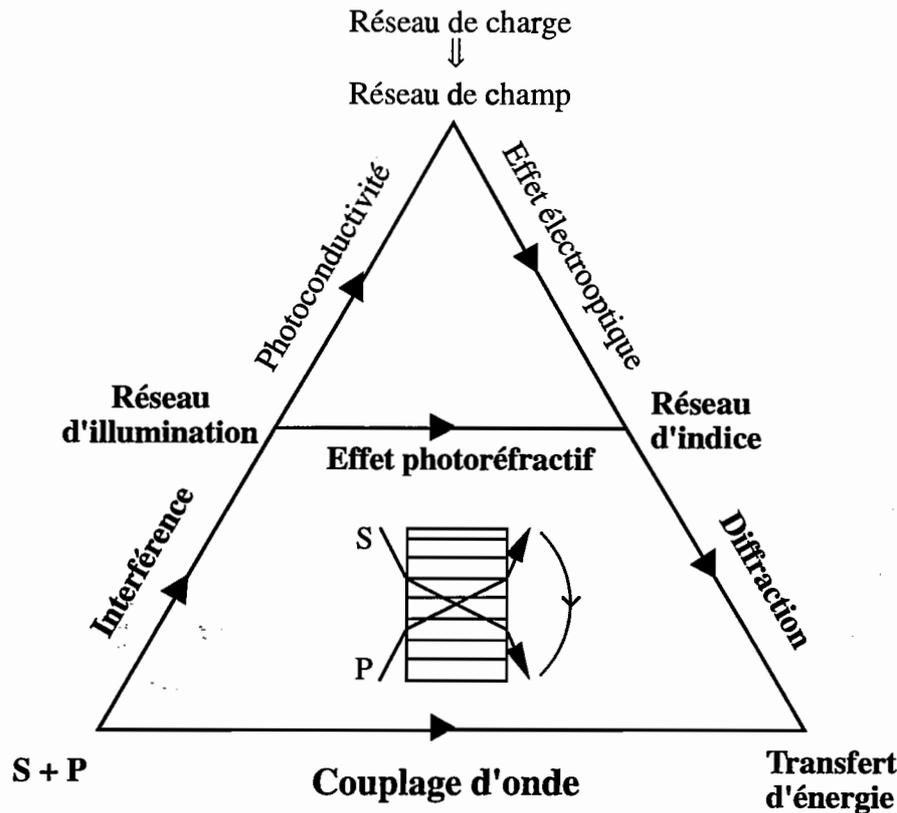


Figure II.1 : Phénomènes physiques mis en oeuvre au cours d'une expérience de couplage d'ondes photoréfractif.

1- Transfert de charges.

a- Mécanismes.

Le matériau contient des défauts natifs ou dopants dont le niveau d'énergie est situé en milieu de bande interdite et dans lequel des électrons et des trous sont piégés. Ces défauts profonds sont dus à la présence d'ions sous deux états possibles de charge notés N^0 et N^+ . Dans la suite, N^0 et N^+ correspondront à la concentration exprimée en cm^{-3} de ces deux états. En fait, il y a probablement plus d'un niveau profond (on parle aussi de niveau de piège ou tout simplement de piège) dans les matériaux que nous avons testés. Mais leur prise en compte complique énormément le calcul et ajoute un très grand nombre de paramètres. Ma démarche au cours de cette thèse a donc toujours été d'expliquer, si possible, les phénomènes en tenant compte d'un modèle à un seul type de piège et dans le cas contraire d'utiliser seulement le modèle à deux pièges [28]. Celui ci est présenté en annexe 1. L'étude du piège dans un matériau photoréfractif est complexe. D'où le travail de collaboration qui a été mis en oeuvre avec un laboratoire de cristallogénèse et des laboratoires de spectroscopie des défauts profonds afin d'identifier le piège présent dans

les cristaux de CdTe:V. La nature du piège dans certains matériaux photoréfractifs reste mystérieuse et cela rend difficile leur croissance avec des performances reproductibles.

Lorsque l'on éclaire un matériau photoréfractif suivant un réseau d'illumination, il va y avoir une migration des charges des zones éclairées vers les zones sombres et ainsi création d'un réseau de champ de charge d'espace. Les mécanismes qui sont mis en oeuvre sont toutefois relativement complexes. Nous allons donc ici les présenter tout en mettant en place un ensemble de termes, de notations et d'équations. Afin de se fixer les idées, nous notons que le but principal est ici de répondre à trois questions :

- Quelle est l'amplitude du réseau de champ induit ?
- Quel est son déphasage par rapport au réseau d'illumination qui l'a créé ?
- Quel est le temps nécessaire à sa création ?

Le diagramme en énergie selon une coordonnée d'espace d'un matériau photoréfractif (Figure II.2) illustre les mécanismes de transfert de charges mis en oeuvre.

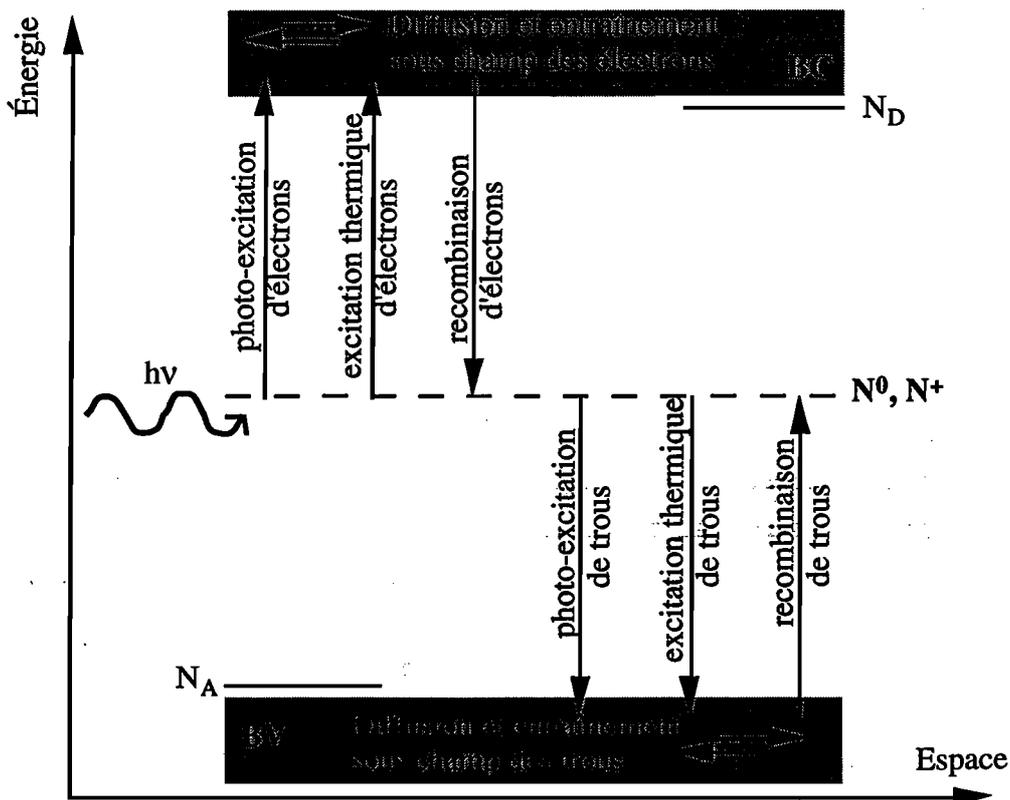


Figure II.2 : diagramme de bande d'un matériau photoréfractif. BV est la bande de valence et BC la bande de conduction.

• **Neutralité électrique.**

La conservation de la neutralité électrique globale dans le milieu s'explique par l'existence de **niveaux superficiels** accepteurs N_A et donneurs N_D (en cm^{-3}) qui ne participent pas à l'effet photoréfractif, parce qu'ils ne sont pas photo-excités. On obtient ainsi dans le noir $N_A - N_D = N^+$.

• **Mécanismes d'excitation.**

* Les ions N^0 et N^+ peuvent être soit **photo-excités**, soit **excités thermiquement** et envoyer un électron libre (n) dans la bande de conduction ou un trou libre (p) dans la bande de valence. On appellera par la suite les électrons et les trous libres, des **porteurs libres**. Ces réactions peuvent être écrites suivant les équations :



$k_B T$ correspondant à l'énergie thermique et $h\nu$ à l'énergie-optique. Rappelons ici que k_B est la constante de Boltzmann, T est la température, h la constante de Planck et ν la fréquence optique.

* Remarquons que l'énergie optique de la lumière devra être inférieure à l'énergie de transition bande à bande et supérieure ou égale à l'énergie minimale nécessaire à l'excitation du piège. Ces deux bornes définissent une plage de longueur d'onde à l'intérieur de laquelle le matériau aura un comportement photoréfractif.

* La possibilité d'exciter simultanément des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence est appelée **compétition électron-trou**. En effet, ces deux mécanismes sont en opposition. La compétition électron-trou est donc a priori un phénomène défavorable même si je montrerai plus loin (chapitre III) qu'elle n'est pas aussi nuisible que cela dans le cadre de la solution que nous proposerons pour la détection de vibrations ultrasonores.

* On éclaire donc un matériau photoconducteur avec un réseau d'illumination. Notons Λ le **pas** de ce réseau et $k=2\pi/\Lambda$, son **nombre d'onde**. Le mécanisme de photo-excitation va uniquement avoir lieu dans les zones éclairées. On va ainsi créer des réseaux de porteurs libres dans les bandes. Le phénomène d'excitation thermique est ici défavorable puisqu'il est indépendant de la figure d'illumination et va ainsi diminuer le contraste du réseau de porteurs libres. Nous chercherons donc un matériau qui présente une photo-excitation plus forte que l'excitation thermique pour des éclairagements faibles. On définit donc un **seuil d'éclairement**, I_{noir} , pour lequel les mécanismes de photo-excitation et d'excitation thermique ont même amplitude, seuil à partir duquel on pourra considérer le matériau comme assez photoconducteur pour la génération d'un effet photoréfractif. On travaillera toujours avec des éclairagements grands devant ce seuil, si bien

que nous pourrions négliger l'émission thermique. On exprime ici l'éclairement en $s^{-1}.cm^{-2}$, c'est à dire en débit de photons traversant une unité de surface. Il arrivera que l'on exprime l'éclairement en $mW.cm^{-2}$, c'est à dire que l'on remplacera le débit de photon par un débit d'énergie.

Les paramètres qui jouent ici un rôle sont les sections efficaces de photo-ionisation des électrons et des trous, S_n et S_p , exprimées en cm^2 , ainsi que les coefficients d'émission thermique, β_n et β_p , exprimés en s^{-1} . Dans le cas où un seul type de porteur est excité, par exemple les électrons, le seuil d'éclairement se déduit de la relation $S_n I_{noir} = \beta_n$.

* Remarquons enfin que le photon qui excite un ion est fatalement absorbé. On définit ainsi des coefficients d'absorption α_n et α_p liés aux mécanismes de photo-excitation respectifs des électrons et des trous. Ces coefficients vérifient les relations $\alpha_n = S_n N^0$ et $\alpha_p = S_p N^+$.

• Diffusion et entraînement sous champ.

* Les électrons et les trous libres dans leurs bandes respectives diffusent thermiquement et sont aussi entraînés sous l'effet d'un champ électrique qui peut contenir une composante due à une tension électrique appliquée au matériau. La diffusion est un phénomène "aléatoire" tandis que le champ électrique entraîne les électrons (trous) dans une direction déterminée. On dira que l'on se place dans un régime de diffusion quand il n'y aura pas de tension électrique appliquée au matériau (même si un champ interne existe dans ce cas).

* Les équations de densité de courant décrivent les densités de courant, \vec{j}_n et \vec{j}_p , induits dans les bandes respectives de conduction et de valence par les phénomènes de diffusion et d'entraînement sous champ.

$$\vec{j}_n = en\mu_n \vec{E} + \mu_n k_B T \vec{\nabla} n \quad (II.3),$$

$$\vec{j}_p = ep\mu_p \vec{E} - \mu_p k_B T \vec{\nabla} p \quad (II.4),$$

où n et p sont les densités d'électrons et de trous dans les bandes (en cm^{-3}) ; μ_n et μ_p sont les modules des mobilités des porteurs libres (en $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$) ; e est le module de la charge de l'électron ; \vec{E} est le champ électrique local (en $V.cm^{-1}$).

• Recombinaison.

* Les électrons et les trous libres se recombinent dans le piège au bout d'un temps aléatoire, dont la moyenne est appelée temps de recombinaison des électrons (trous) et notée $\tau_{Rn(p)}$, et après s'être déplacés en régime de diffusion d'une longueur moyenne, $L_{n(p)}$, appelée longueur de diffusion, qui sera proportionnelle à la racine carrée de la

distance moyenne parcourue ($L_{n(p)} = \sqrt{\mu_{n(p)} \tau_{Rn(p)} k_B T / e}$). Les réactions mises en oeuvre sont les suivantes :



* Un réseau de charges piégées va donc se construire dans le matériau. Il faut noter que l'amplitude de ce réseau est beaucoup plus forte que celle des réseaux de porteurs libres, qui lui est largement effacé par le processus de diffusion.

* On définit des coefficients de recombinaison des électrons et des trous, notés γ_n et γ_p et exprimés en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Les temps de recombinaison s'expriment par les relations :

$$\tau_{Rn} = \frac{1}{\gamma_n N^+} \text{ et } \tau_{Rp} = \frac{1}{\gamma_p N^0} \quad (\text{II.7-8}).$$

* Les mécanismes d'excitation, de transport et de recombinaison des porteurs libres sont exprimés sous la forme de trois équations. D'abord, l'équation de densité de population (Eq. II.9) décrit la cinétique de la variation de concentration du niveau de piège N^0/N^+ à l'aide des phénomènes d'excitation-recombinaison dans le matériau. Les équations de continuité (Eqs. II.10 et II.11) décrivent la cinétique des porteurs libres à l'aide de l'excitation, de la recombinaison et des densités de courants dans les bandes.

$$\frac{\partial N^+}{\partial t} = (\beta_n + S_n I) N^0 - \gamma_n n N^+ - (\beta_p + S_p I) N^+ + \gamma_p p N^0 \quad (\text{II.9}),$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_n}{e} + (\beta_n + S_n I) N^0 - \gamma_n n N^+ \quad (\text{II.10}),$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_p}{e} + (\beta_p + S_p I) N^+ - \gamma_p p N^0 \quad (\text{II.11}).$$

• **Champ de charge d'espace.**

Le calcul du champ de charge d'espace se fait à l'aide de l'équation de Poisson :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{-e}{\epsilon} (N_A - N_D + n - p - N^+) \quad (\text{II.12}),$$

où ϵ est la permittivité diélectrique du matériau.

C'est ce réseau de champ, \vec{E} , qui donnera naissance à un réseau d'indice par effet électro-optique, c'est à dire à l'effet photoréfractif.

b- Calcul du champ de charge d'espace.

Dans cette partie, je vais dériver, à partir des équations (II.3-4, 9-12), l'évolution du réseau de champ dans un modèle à un seul type de piège et deux types de porteurs [29] développé dans la même approximation du régime quasi-continu que le modèle initial à un seul type de porteur [30]. Dans cette approche, on considère que l'illumination totale est faible et que le réseau d'illumination, produit par l'interférence de deux faisceaux, $I = \bar{I}(1 + \Re(e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}))$ a une faible modulation m (le vecteur d'onde du réseau est ici noté $\vec{k} = k\hat{k}$, \hat{k} étant le vecteur unitaire indiquant le sens et la direction de \vec{k}). On peut ainsi linéariser les différentes variables X (N^+ , n , p , j_n , j_p et E) suivant la loi $X = X_0 + \Re(X_1 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}})$ et obtenir une équation différentielle décrivant l'évolution temporelle de la partie modulée spatialement E_1 du champ. Cette équation peut s'écrire sous la forme [29] :

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{E_1}{\tau} = m \frac{E_{sc}}{\tau} \quad (\text{II.13}),$$

où mE_{sc} est l'amplitude complexe du champ de charge d'espace et τ sa constante de temps d'évolution (temps de réponse). Ils sont définis par les relations :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\bar{I}e^2}{\epsilon k_B T} \left[\frac{\alpha_n}{\kappa_n^2} \left(\frac{\frac{k(k-iV)}{k_0^2} + 1}{\frac{k(k-iV)}{\kappa_n^2} + 1} \right) + \frac{\alpha_p}{\kappa_p^2} \left(\frac{\frac{k(k+iV)}{k_0^2} + 1}{\frac{k(k+iV)}{\kappa_p^2} + 1} \right) \right] \quad (\text{II.14}),$$

$$\frac{E_{sc}}{\tau} = -i \frac{\bar{I}e}{\epsilon} \left[\frac{\alpha_n}{\kappa_n^2} \left(\frac{k-iV}{\frac{k(k-iV)}{\kappa_n^2} + 1} \right) - \frac{\alpha_p}{\kappa_p^2} \left(\frac{k+iV}{\frac{k(k+iV)}{\kappa_p^2} + 1} \right) \right] \quad (\text{II.15}),$$

où $V = (eE_0/k_B T)$ avec E_0 , un champ électrique éventuellement appliqué au cristal, κ_n et κ_p sont les inverses des longueurs de diffusion des électrons et des trous, k_0 est l'inverse de la longueur d'écran de Debye du piège :

$$k_0^2 = \frac{e^2}{\epsilon k_B T} N_{eff} \quad (\text{II.16}),$$

où N_{eff} est la densité effective de pièges :

$$N_{eff} = \frac{N^0 N^+}{N^0 + N^+} \quad (\text{II.17}).$$

La solution à l'état stationnaire de l'équation (II.13) est $E_1^\infty = mE_{sc}$. Si on se place en régime de diffusion ($V=0$) et à un pas faible devant les longueurs de diffusion ($k^2 \gg \kappa_n^2, \kappa_p^2$), on obtient :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\bar{I}e^2}{\epsilon k_B T} (\alpha_n + \alpha_p) \left(\frac{k^2}{k_0^2} + 1 \right) \quad (\text{II.18}),$$

$$\frac{E_{sc}}{\tau} = -i \frac{\bar{I}e}{\epsilon} (\alpha_n - \alpha_p) k \quad (\text{II.19}).$$

Soit :

$$E_{sc} = -i \frac{k_B T}{e} \xi_0 \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_0^2}} \quad (\text{II.20}),$$

où $\xi_0 = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{\alpha_n + \alpha_p}$ est le taux de compétition électron-trou, et rappelons le, k est le nombre d'onde du réseau, α_n et α_p sont les coefficients d'absorption liés au mécanisme de photo-excitation des électrons et des trous.

c- Mise en évidence de paramètres essentiels.

• Taux de compétition électron-trou.

La compétition électron trou est préjudiciable puisque E_{sc} est proportionnel à ξ_0 . Insistons ici sur le taux de compétition électron-trou afin d'éviter tout malentendu. Le signe et la valeur absolue de ce taux nous intéresseront tous les deux. Ainsi :

- lorsque $\xi_0 = +1$, seul le mécanisme de photo-excitation des électrons a lieu.
- lorsque $\xi_0 > 0$, les porteurs majoritaires sont les électrons.
- lorsque $\xi_0 = 0$ la compétition électron trou est parfaite.
- lorsque $\xi_0 < 0$, les porteurs majoritaires sont les trous.
- lorsque $\xi_0 = -1$, seul le mécanisme de photo-excitation des trous a lieu.

• Densité effective de pièges.

Considérons donc les réactions (II.1-2,5-6). Il apparaît que la présence dans le niveau de piège des deux espèces est importante puisque la présence de N^0 est nécessaire à la photo-excitation des électrons tandis que la présence de N^+ est nécessaire à la recombinaison des électrons avec un rôle inversé pour les trous. Ces deux états de charge seront donc nécessaires à l'établissement du mécanisme photoréfractif. De plus, le mécanisme sera d'autant plus fort que la concentration totale en ions du piège sera forte.

C'est pourquoi la densité effective de piège $N_{\text{eff}} = N^0 N^+ / (N^0 + N^+)$ apparaît intuitivement comme une figure de mérite importante de l'effet photoréfractif.

• **Remarques sur le Champ de charge d'espace.**

E_{sc} est le champ de charge d'espace normalisé à une modulation égale à 1 de la figure d'illumination. Il présente l'intérêt d'être une grandeur caractéristique intrinsèque du matériau photoréfractif. Appeler E_{sc} le champ de charge d'espace peut conduire à une éventuelle confusion avec E_1 (qui est l'amplitude du champ de charge d'espace photoinduit).

Il est important de comprendre que comme la divergence du réseau de champ induit est proportionnelle au réseau de charge (Eq. II.12), le réseau de champ est déphasé de $\pi/2$ par rapport au réseau de charge. En régime de diffusion, le réseau de charge est en phase avec le réseau d'illumination, si bien que le réseau de champ sera déphasé de $\pi/2$ par rapport au réseau d'illumination. On dira donc dans ce cas que le réseau de charge est **local** (ou en phase) et que le réseau de champ est **déphasé de $\pi/2$** (ou en quadrature), nous référant toujours au réseau d'illumination. Dans ce régime, le champ de charge d'espace (II.19) est proportionnel au nombre d'onde, k , quand il est faible, à son inverse quand il est fort. Lorsque $k = k_0$, valeur reliée à la densité effective du piège, E_{sc} est maximum.

L'application d'un champ électrique externe va permettre le transfert d'un plus grand nombre de charges des zones éclairées vers les zones sombres. Il va ainsi être possible de dépasser la limite imposée par la seule diffusion et donc de créer des réseaux de charges plus importants dans le cas où les fréquences spatiales seront faibles. Ce champ externe va rompre la symétrie du phénomène de diffusion thermique. S'il est modéré, le réseau de charge ne sera plus en phase avec le réseau d'illumination. Si ce champ appliqué est fort, les électrons et les trous vont être entraînés sur plusieurs franges avant de se recombiner et on va ainsi retrouver une situation symétrique avec un réseau de charge local. On a ainsi, grâce au champ électrique externe, un moyen de contrôle du réseau de champ de charge d'espace (amplitude et phase), ce qui nous sera particulièrement utile dans le cadre de notre application. Nous appliquerons donc des champs électriques "modérés".

• **Cinétique d'établissement et de destruction du réseau de champ.**

Le temps de mise en place ou l'effacement du réseau de charge d'espace, τ (II.14) va dépendre de tous les paramètres présentés mais plus particulièrement de l'éclairement moyen du cristal. Plus on éclaire le matériau, plus il répondra rapidement. Il vaut donc mieux parler de densité d'énergie nécessaire à l'écriture du réseau de champ. On appelle cette densité d'énergie la **fluence** d'écriture du réseau de champ et on la note F (en $\mu\text{J}.\text{cm}^{-2}$).

Il apparaît, de plus, qu'en régime de diffusion, cette constante de temps est un nombre réel. La cinétique d'établissement de l'effet photoréfractif aura donc, dans ce cas, une allure exponentielle. Sous champ électrique appliqué, la constante de temps aura une partie imaginaire, d'où une cinétique d'établissement oscillatoire [31]. Nous détaillerons ce dernier point dans le chapitre III.

Enfin, un dernier paramètre caractéristique est le temps de mémorisation dans le noir du réseau de champ induit. En effet, si on place le matériau dans le noir, le réseau va progressivement être détruit à cause du phénomène d'émission thermique.

2- Effet électro-optique.

Un matériau électro-optique change d'indice quand un champ électrique lui est appliqué. Le réseau de champ de charge d'espace crée va donc engendrer un réseau d'indice par effet électro-optique. Les matériaux que nous utiliserons 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. Dans ce cas, l'amplitude du réseau d'indice est directement proportionnelle à celle du réseau de champ. Le tenseur électro-optique R s'écrit, pour cette classe de matériau :

$$R = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix} = r_{41} \{ \hat{x} \otimes \hat{y} \otimes \hat{z} + \hat{y} \otimes \hat{x} \otimes \hat{z} \\ + \hat{x} \otimes \hat{z} \otimes \hat{y} + \hat{z} \otimes \hat{x} \otimes \hat{y} \\ + \hat{y} \otimes \hat{z} \otimes \hat{x} + \hat{z} \otimes \hat{y} \otimes \hat{x} \} \quad (\text{II.21}),$$

où $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ sont les vecteurs unitaires du repère cristallographique et \otimes est la notation utilisée pour le produit tensoriel de deux vecteurs [32]. Le produit tensoriel de trois vecteurs est une notion complexe. On utilisera la relation,

$$(\hat{u} \otimes \hat{v} \otimes \hat{w}) \cdot \vec{V} = (\hat{u} \otimes \hat{v})(\hat{w} \cdot \vec{V}) \quad (\text{II.22}),$$

où $(\hat{w} \cdot \vec{V})$ dénote le produit scalaire des vecteurs \hat{w} et \vec{V} .

Notons \vec{E} le champ électrique appliqué au cristal et $(\hat{E}_x, \hat{E}_y, \hat{E}_z)$ les coordonnées du vecteur unitaire, \hat{E} , de même sens et de même direction que \vec{E} dans le repère des axes cristallographiques. Le tenseur de perméabilité $[\epsilon(\vec{E})]$ s'écrit,

$$[\varepsilon(\vec{E})] = \varepsilon_0 n_0^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \varepsilon_0 n_0^4 (\mathbf{R} \cdot \vec{E}) \quad (\text{II.23}),$$

avec,

$$\mathbf{R} \cdot \vec{E} = r_{41} \|\vec{E}\| \left\{ \begin{aligned} &(x \otimes y + y \otimes x) \hat{E}_z \\ &+ (x \otimes z + z \otimes x) \hat{E}_y \\ &+ (y \otimes z + z \otimes y) \hat{E}_x \end{aligned} \right\} = r_{41} \|\vec{E}\| \begin{pmatrix} 0 & \hat{E}_z & \hat{E}_y \\ \hat{E}_z & 0 & \hat{E}_x \\ \hat{E}_y & \hat{E}_x & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.24}).$$

Nous noterons désormais $A(\hat{E})$ la matrice caractéristique de l'effet électro-optique dans un cristal de type $\bar{4}3m$:

$$A(\hat{E}) = \begin{pmatrix} 0 & \hat{E}_z & \hat{E}_y \\ \hat{E}_z & 0 & \hat{E}_x \\ \hat{E}_y & \hat{E}_x & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.25})$$

Remarquons qu'en toute rigueur, il aurait fallu tenir compte de l'effet piézo-électrique dans l'expression (II.23). Compte tenu des valeurs des coefficients piézo-électriques et élasto-optiques dans le cas du cristal que nous avons étudié par la suite, c'est à dire le CdTe, nous avons constaté que l'influence de ces effets restait négligeable devant l'effet Pockels car les coefficients électro-optiques contraints et non contraints [33] diffèrent de moins de 2% [34,35]. C'est pour cette raison que nous n'en avons pas tenu compte. Notons cependant que cet effet peut avoir une influence non négligeable dans d'autres types de cristaux, par exemple dans les cristaux de sillénites [36] ou ferroélectriques [37].

Dans notre cas, le champ électrique s'écrit $\vec{E} = (E_0 + E_1 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}) \hat{k}$. Il va donc engendrer un réseau d'indice. Nous allons maintenant étudier la diffraction des faisceaux sur ce réseau d'indice.

3- Diffraction sur un réseau de phase.

Typiquement, les épaisseurs des cristaux étudiés sont de l'ordre de quelques millimètres alors que les pas du réseau inscrit ne dépassent pas quelques micromètres. Or on considère généralement qu'on utilise un **réseau épais** à partir du moment où le rapport entre la profondeur du matériau et le pas Λ du réseau vaut 10. Cette condition est donc ici largement vérifiée. Or, un faisceau va diffracter sur un réseau épais avec une

bonne efficacité à partir du moment où il satisfait à la **condition de Bragg**. Cette efficacité va chuter très rapidement dès que l'on s'écartera de cette condition.

Contrairement au cas de l'utilisation d'un réseau épais traditionnel qui nécessite donc des réglages très précis, le mélange deux-ondes relaxe complètement ces contraintes, comme on va le voir maintenant.

4- Couplage d'ondes photoréfractif.

Il se trouve que, dans notre expérience, le réseau épais est écrit par la figure d'interférence de deux faisceaux appelés signal et référence de vecteurs d'onde respectifs \vec{k}_s et \vec{k}_r . Le vecteur d'onde de ce réseau est donc $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_r$. Or, il est simultanément relu par les deux mêmes faisceaux qui l'ont inscrit. Dans ce cas, **la condition de Bragg est automatiquement vérifiée** et le faisceau de référence va diffracter dans la direction du faisceau signal tandis que le faisceau signal diffractera dans la direction du faisceau de référence.

Le diffracté d'un faisceau sur un réseau d'indice présente une avance de phase de $\pi/2$ par rapport au faisceau transmis[38]. D'une manière générale, si le réseau d'indice est vu par le faisceau signal avec une avance de φ par rapport au réseau d'illumination, il sera vu par le faisceau de référence avec un retard de φ . Le diffracté du faisceau de référence sera donc en avance de phase de $\pi/2 - \varphi$ par rapport au faisceau signal transmis et le diffracté du faisceau signal sera en avance de $\pi/2 + \varphi$ par rapport au faisceau de référence transmis.

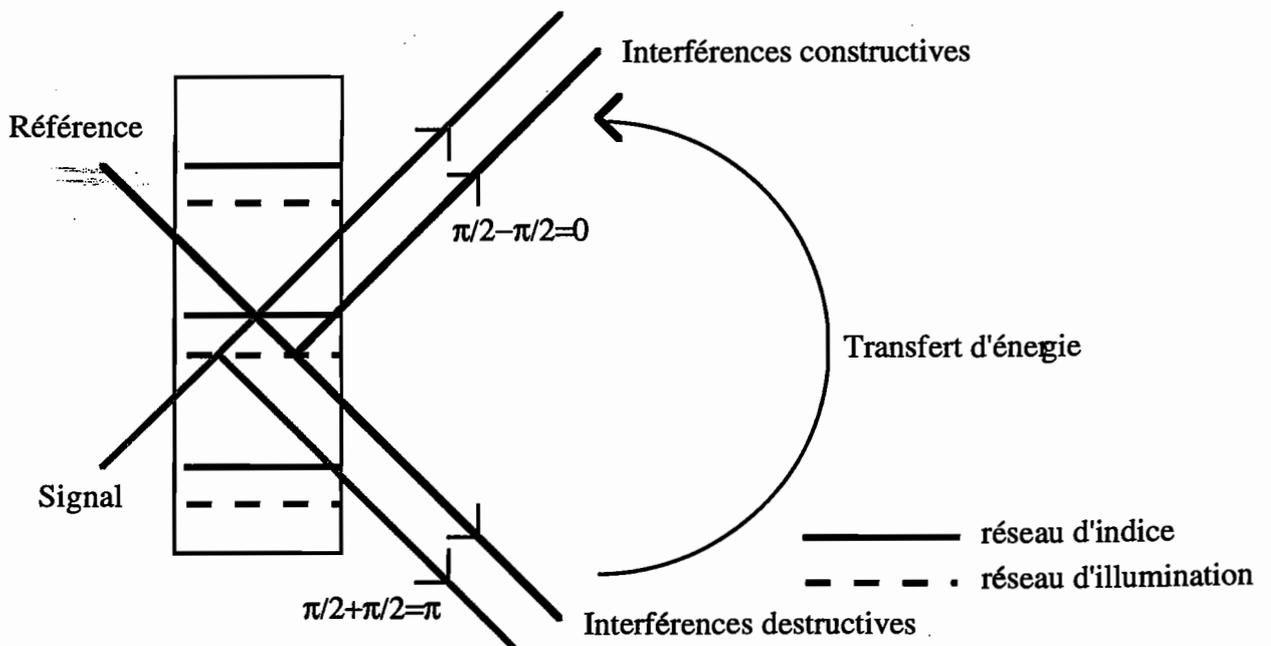


Figure II.3 : Explication du phénomène de transfert d'énergie.

Dans le cas où on n'applique pas de champ électrique externe au cristal, $\varphi = \pm\pi/2$. Le faisceau signal transmis et le faisceau de référence diffracté vont donc être déphasés de $\pi/2 + \pi/2 = \pi$ ou de $\pi/2 - \pi/2 = 0$ (cas de la figure II.3), c'est à dire qu'ils vont interférer soit destructivement, soit constructivement. Le faisceau signal en sortie du matériau va donc être soit atténué, et on dira que l'on travaille en **régime d'atténuation**, soit amplifié, et on dira que l'on travaille en **régime d'amplification**. D'autre part, le phénomène sera inversé pour le faisceau de référence. Il y aura donc **transfert d'énergie** d'un faisceau vers l'autre (c'est une manifestation directe du principe de conservation de l'énergie).

Le transfert se modélise, dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable [38], sous la forme de deux équations qui couplent les deux ondes incidentes. On parle donc de façon plus générale de **couplage d'ondes** ou de **mélange deux-ondes**. Les deux équations couplées de propagation des faisceaux signal et de référence dans le matériau photoréfractif [30] sont, lorsque les faisceaux attaquent symétriquement le cristal :

$$\frac{\partial E_r}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}}}{2i\lambda \cos\theta} E_1^* E_s - \frac{\alpha}{2} E_r \quad (\text{II.26}),$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}}}{2i\lambda \cos\theta} E_1 E_r - \frac{\alpha}{2} E_s \quad (\text{II.27}),$$

où \bar{x} est la direction de propagation moyenne de ces faisceaux, $\alpha = \alpha_0 / \cos\theta$ et α_0 est le coefficient d'absorption du matériau photoréfractif, θ l'angle entre la direction \bar{x} et celle des faisceaux à l'intérieur du cristal, E_1 s'obtient par la résolution de l'équation (II.13) et r_{eff} , le coefficient électro-optique effectif est défini par la relation :

$$r_{\text{eff}} = r_{41} \cdot \hat{e}_s (\mathbf{R} \cdot \hat{\mathbf{k}}) \hat{e}_r = r_{41} \cdot \hat{e}_s A(\hat{\mathbf{k}}) \hat{e}_r \quad (\text{II.28}),$$

où \hat{e}_s , \hat{e}_r et $\hat{\mathbf{k}}$ sont des vecteurs unitaires indiquant les directions respectives des polarisations des faisceaux signal et référence et du vecteur d'onde. L'expression de la matrice $A(\hat{\mathbf{k}})$ est celle donnée en (II.25).

Notons que le terme en $1/\cos\theta$ est un facteur de remise à l'échelle. En effet, si on étudie la propagation des faisceaux sur une distance δx suivant l'axe x , le trajet qu'ils auront réellement parcouru est $\delta x / \cos\theta$. Notons aussi que ces équations, valables dans le cas d'une configuration co-propageante, le seront aussi dans celui d'une configuration contre-propageante (ces notions sont définies plus loin) en changeant simplement le signe du terme faisant intervenir l'absorption dans l'expression (II.26).

À l'état stationnaire, l'amplitude du champ vérifie la relation $E_1 = mE_{sc}$. Or la modulation des franges, m , est liée aux amplitudes des faisceaux signal et référence par la relation :

$$m = (\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*) 2E_r^* E_s / (E_s^* E_s + E_r^* E_r) \quad (\text{II.29}),$$

où l'on note $I_s = E_s^* E_s$ et $I_r = E_r^* E_r$, les intensités des faisceaux signal et référence. Le produit scalaire $(\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*)$ exprime l'influence d'une polarisation différente des deux faisceaux sur le contraste des franges. Les équations de couplage s'écrivent donc :

$$\frac{\partial E_r}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}}}{i\lambda \cos\theta} (\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*) E_{sc}^* \frac{I_s}{I_s + I_r} E_r - \frac{\alpha}{2} E_r \quad (\text{II.30}),$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial x} = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}}}{i\lambda \cos\theta} (\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*) E_{sc} \frac{I_r}{I_r + I_s} E_s - \frac{\alpha}{2} E_s \quad (\text{II.31}).$$

Nous posons :

$$\gamma = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}}}{i\lambda \cos\theta} (\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*) E_{sc} \quad (\text{II.32}).$$

Nous appelons γ le **gain photoréfractif en amplitude**. Ce gain est en général complexe et on le notera $\gamma = \gamma' + i\gamma''$. Le réseau d'indice, spatialement déphasé par rapport au réseau d'illumination peut être considéré comme la somme de deux réseaux : l'un en phase et l'autre en quadrature avec l'illumination. γ' représente la partie du gain due au réseau en quadrature alors que γ'' représente le gain dû à la partie en phase.

Si nous supposons que l'intensité du faisceau de référence est grande devant celle du faisceau signal ($I_r \gg I_s$), les équations différentielles deviennent tout simplement :

$$\frac{\partial E_r}{\partial x} = -\frac{\alpha}{2} E_r \quad \text{et} \quad \frac{\partial E_s}{\partial x} = \left(\gamma - \frac{\alpha}{2} \right) E_s \quad (\text{II.33-34}).$$

Elles sont immédiatement résolues :

$$E_r(x) = e^{-\alpha x/2} E_r(0) \quad \text{et} \quad E_s(x) = e^{(\gamma - \alpha/2)x} E_s(0) \quad (\text{II.35-36}),$$

soit en intensité :

$$I_r(x) = e^{-\alpha x} I_r(0) \quad \text{et} \quad I_s(x) = e^{(2\gamma' - \alpha)x} I_s(0) \quad (\text{II.37-38}).$$

On définit alors le gain de couplage en intensité, ou **gain photoréfractif**, $\Gamma = 2\gamma'$, qui correspond à l'amplification par unité de longueur de l'intensité du faisceau signal. L'approximation $I_r \gg I_s$ est appelée l'approximation de non atténuation de la référence. Elle doit être valable sur toute l'épaisseur du cristal, ce qui peut parfois poser des problèmes en cas de très fortes amplifications du signal.

L'expression du gain photoréfractif est alors :

$$\Gamma = 2\Re\left(\frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}}}{i\lambda \cos\theta}(\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*)E_{\text{sc}}\right) = \frac{2\pi n_0^3 r_{\text{eff}}}{\lambda \cos\theta}(\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*)\Im m(E_{\text{sc}}) \quad (\text{II.39})$$

Cette relation confirme que le gain de transfert d'énergie n'est sensible qu'à la composante déphasée de $\pi/2$ du champ de charge d'espace. On constate, d'autre part, que le gain photoréfractif est le produit de deux termes. Le premier, $2\pi n_0^3 r_{41} \Im m(E_{\text{sc}})/\lambda$, est un paramètre quasiment intrinsèque du matériau photoréfractif puisque les seuls paramètres extérieurs dont il dépend sont le nombre d'onde du réseau et éventuellement le champ électrique externe (dont dépend E_{sc}). Le deuxième, $(r_{\text{eff}}/r_{41})(\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*)/\cos\theta$, est au contraire un paramètre extrinsèque qui dépend uniquement du choix des orientations des vecteurs polarisations et du vecteur réseau, et accessoirement de θ .

La **configuration géométrique** est l'ensemble des paramètres extrinsèques utilisés. Nous allons donc maintenant étudier les configurations géométriques qui nous intéresseront.

5- Les configurations géométriques d'utilisation des cristaux $\bar{4}3m$.

a- Étude de $(r_{\text{eff}}/r_{41})(\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^)$.*

Afin de comprendre le choix des configurations géométriques, il est très utile de raisonner en terme de valeurs propres de la matrice $A(\hat{k})$ (Eq. II.25). Cette matrice est diagonalisable. Notons x_1 , x_2 et x_3 ses valeurs propres. Il existe un repère dans lequel $A(\hat{k})$ s'écrit :

$$A(\hat{k}) = \begin{pmatrix} x_1 & 0 & 0 \\ 0 & x_2 & 0 \\ 0 & 0 & x_3 \end{pmatrix}.$$

Le coefficient électro-optique effectif optimum sera obtenu en attaquant le cristal avec des polarisations qui sont suivant le vecteur propre associé à la valeur propre la plus forte possible, par exemple x_1 . On aura ainsi dans ce cas :

$$(r_{\text{eff}}/r_{41})(\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*) = \left(\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 & 0 & 0 \\ 0 & x_2 & 0 \\ 0 & 0 & x_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right) \left(\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right) = x_1$$

Étudions le polynôme caractéristique de la matrice $A(\hat{k})$:

$$x^3 - x - 2\hat{k}_x\hat{k}_y\hat{k}_z = 0 \quad (\text{II.40}),$$

pour les deux configurations considérées au cours de cette thèse.

• Il est intéressant de constater que la somme des valeurs propres de $A(\hat{k})$ est nulle puisque la trace de la matrice est nulle (Eq. II.24). On sent intuitivement que la valeur propre optimale sera ainsi obtenue quand elle sera opposée à deux valeurs propres égales. Cette intuition est vérifiée et on obtient une valeur propre optimale de $2/\sqrt{3} \cong 1,15$ pour un vecteur réseau orienté suivant $[111]$. Il se trouve que le vecteur propre associé à cette valeur propre est orienté dans la même direction que le vecteur réseau. Ainsi, on obtiendra $r_{\text{eff}} = 1,15 r_{41}$ pour $\hat{k} = \hat{e}_s = \hat{e}_p = [111]$ et $\theta \approx 0$. Notons que cette direction du vecteur d'onde est la seule à donner une valeur propre double à la matrice $A(\hat{k})$. Notons aussi que le plan propre associé à la valeur propre $-1/\sqrt{3}$ est le plan (111) . On résume tous ces points dans le tableau ci dessous.

$\hat{k} = [111]$	
valeur propre	vecteur propre
$2/\sqrt{3} \cong 1,15$	$[111]$
$-1/\sqrt{3}$	$[1\bar{1}0]$ et $[11\bar{2}]$

• Quand l'une des composantes de \hat{k} est nulle, les valeurs propres sont 0, +1 et -1. On cherchera donc des vecteurs polarisations dans les directions propres associées à +1 ou à -1. Dans ce cas, on observera un gain nul dans deux situations : soit parce que les vecteurs polarisations seront suivant le vecteur propre associé à la valeur propre zéro, soit plus généralement parce que les vecteurs polarisations seront sur un plan bissecteur des vecteurs propres associés aux valeurs propres -1 et +1. Dans ce dernier cas, on sera dans une configuration dite de diffraction anisotrope. Nous exploiterons cette configuration dans le chapitre IV. Nous nous intéresserons ici à deux cas particuliers résumés dans les tableaux suivants :

$\hat{k} = [001]$	
valeur propre	vecteur propre
0	$[001]$
+1	$[110]$
-1	$[1\bar{1}0]$

Dans ce cas, les vecteurs propres associés aux valeurs propres +1 et -1 sont orthogonaux au vecteur réseau.

$\hat{\mathbf{k}} = [110]$	
valeur propre	vecteur propre
0	$[1\bar{1}0]$
+1	$[11\sqrt{2}]$
-1	$[-1-1\sqrt{2}]$

Dans ce cas les vecteurs propres associés aux valeurs propres +1 et -1 sont à $\pm 45^\circ$ du vecteur réseau.

b- Configurations co- et contre-propagante.

Il faut maintenant passer de l'étude mathématique de $(r_{\text{eff}}/r_{41})(\hat{\mathbf{e}}_s \cdot \hat{\mathbf{e}}_r^*)$ à sa mise en pratique dans un cas réel. On peut distinguer deux ensembles de configurations géométriques intéressants. Nous montrons ici l'intérêt de chacun de ces ensembles.

• Configuration co-propagante (Figure II.4)

On envoie les deux faisceaux sur une même face d'entrée du cristal et symétriquement par rapport à la normale de cette face d'entrée. On notera toujours θ (resp. θ_{ext}) l'angle entre les faisceaux et la normale à l'intérieur (resp. à l'extérieur) du cristal. Notons que le matériau semi-conducteur, que nous utiliserons par la suite, a un indice de l'ordre de 2,8, ce qui signifie que l'angle θ n'excédera jamais 20° (pour une incidence d'entrée rasante). Notons de plus, qu'en pratique, on ne dépassera pas un angle d'entrée de 45° , soit $\theta = 15^\circ$. On se placera dans un repère $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$, où \bar{z} correspond à la

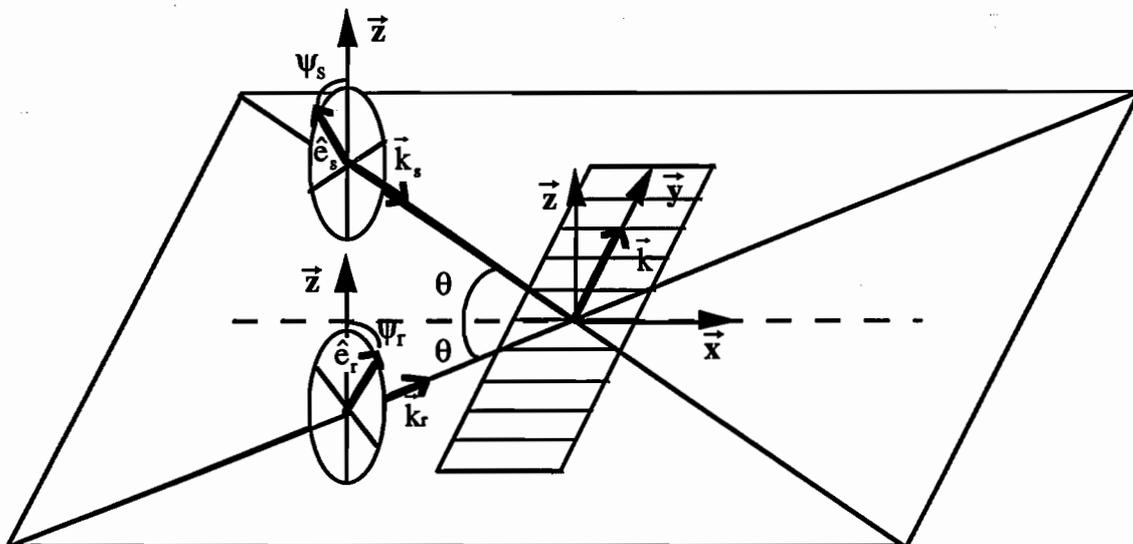


Figure II.4 : Configuration co-propagante.

verticale et \bar{x} à la direction de la normale à la face d'entrée. Dans le cas de la configuration co-propageante, le vecteur réseau est suivant \bar{y} . Les coordonnées de ces vecteurs dans le repère des axes cristallographiques seront notées :

$$\bar{x} = \begin{pmatrix} a' \\ b' \\ c' \end{pmatrix}, \quad \bar{y} = \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix}, \quad \bar{z} = \begin{pmatrix} a'' \\ b'' \\ c'' \end{pmatrix} \quad (\text{II.41}).$$

On note ψ_p et ψ_s l'angle des polarisations des faisceaux pompe et signal par rapport à la verticale. Le problème se paramétrise ici par :

$$\hat{e}_s = \sin \psi_s \sin \theta \bar{x} + \sin \psi_s \cos \theta \bar{y} + \cos \psi_s \bar{z} \quad (\text{II.42}),$$

$$\hat{e}_r = -\sin \psi_r \sin \theta \bar{x} + \sin \psi_r \cos \theta \bar{y} + \cos \psi_r \bar{z} \quad (\text{II.43}),$$

$$\hat{k} = \bar{y} \text{ et } k = \frac{4\pi \sin \theta_{\text{ext}}}{\lambda} \quad (\text{II.44-45})$$

Nous soulignons les trois points suivants :

- On cherchera à optimiser le produit scalaire des vecteurs polarisations. C'est pourquoi on travaille généralement en couplage d'ondes avec $\psi_p = \psi_s$ et nous noterons dans ce cas cet angle ψ . On obtient ainsi :

$$\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^* = 1 - 2 \sin^2 \psi \sin^2 \theta \quad (\text{II.46}).$$

Dans le pire des cas, c'est à dire pour des faisceaux polarisés horizontalement et pour un angle θ de 15° , on obtient un produit scalaire de 0,87, soit restant proche de 1.

- Les valeurs du nombre d'onde du réseau accessibles sont relativement faibles. Suivant l'angle θ_{ext} , elles vont varier entre 0 (soit pour un pas de réseau infini, autrement dit en teinte plate) et $4\pi/\lambda$.

- Il sera possible de travailler en configuration co-propageante avec des polarisations orthogonales au vecteur réseau (polarisation verticale) ou avec des polarisations quasiment parallèles au vecteur réseau (polarisation horizontale). C'est à dire qu'il sera ici possible de travailler avec toutes les combinaisons vecteur réseau-vecteurs polarisations possibles en choisissant l'orientation des faces du cristal.

On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_{\text{eff}}}{\Gamma_{41}} &= \hat{e}_s A(\bar{y}) \hat{e}_r = \sin \psi_s \sin \psi_r (\sin^2 \theta \bar{x} A(\bar{y}) \bar{x} + \cos^2 \theta \bar{y} A(\bar{y}) \bar{y}) \\ &+ \cos \psi_s \cos \psi_r \bar{z} A(\bar{y}) \bar{z} \\ &+ \sin(\psi_s - \psi_r) \sin \theta \bar{x} A(\bar{y}) \bar{z} \\ &+ \sin(\psi_s + \psi_r) \cos \theta \bar{y} A(\bar{y}) \bar{z} \end{aligned} \quad (\text{II.47}).$$

avec :

$$\bar{x}A(\bar{y})\bar{x} = 2(ab'c' + a'bc' + a'b'c) \quad (\text{II.48}),$$

$$\bar{y}A(\bar{y})\bar{y} = 6abc \quad (\text{II.49}),$$

$$\bar{z}A(\bar{y})\bar{z} = 2(ab''c'' + a''bc'' + a''b''c) \quad (\text{II.50}),$$

$$\bar{x}A(\bar{y})\bar{z} = a(b'c'' + b''c') + a'(bc'' + b''c) + a''(bc' + b'c) \quad (\text{II.51}),$$

$$\bar{y}A(\bar{y})\bar{z} = 2(abc'' + ab''c + a''bc) \quad (\text{II.52}).$$

Les expressions (II.48) et (II.49) interviennent quand les faisceaux sont polarisés horizontalement. De même, l'expression (II.50) intervient pour des faisceaux polarisés verticalement. L'expression (II.51) n'interviendra pas dans le cas d'un couplage et l'expression (II.52) ne jouera un rôle que dans le cas de faisceaux polarisés à 45° de la verticale. Par contre, il faut noter que ces deux dernières expressions sont à l'origine de la diffraction anisotrope.

• **Configuration contre-propageante** (Figure II.5).

Cette fois ci les deux faisceaux vont entrer suivant les deux faces opposées, la différence étant ici que le sens de propagation du faisceau de référence est inversé.

Le seul paramètre qui change ici est \bar{k} avec :

$$\hat{k} = \begin{pmatrix} a' \\ b' \\ c' \end{pmatrix} \text{ et } k = \frac{4\pi n_0 \cos \theta}{\lambda}. \quad (\text{II.53-54})$$

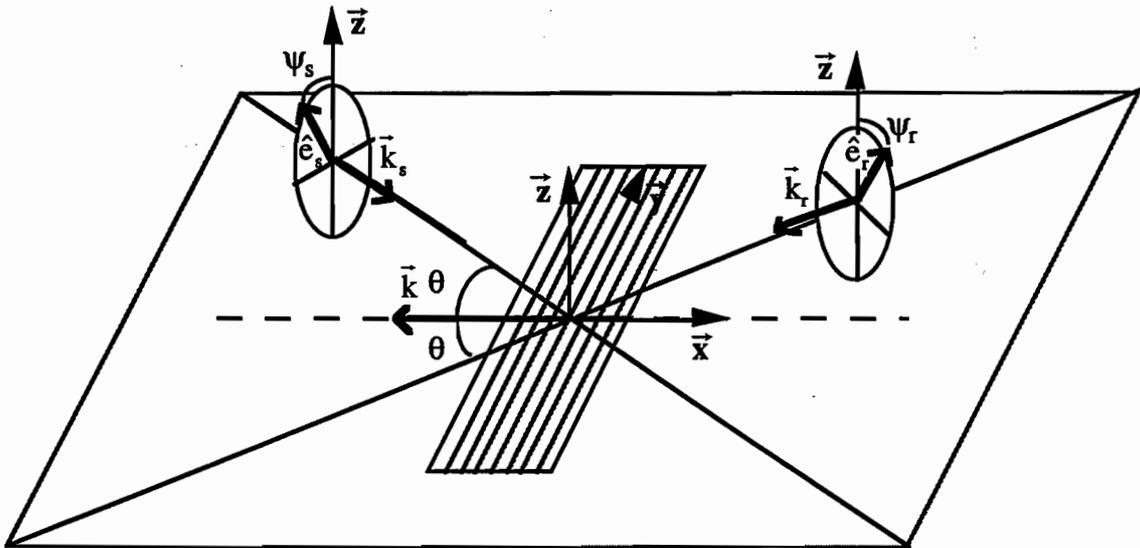


Figure II.5: Configuration contre-propageante.

La configuration contre-propageante vérifiera donc les deux points caractéristiques suivants :

- Les valeurs du nombre d'onde du réseau accessibles sont plus importantes que précédemment mais le domaine de nombre d'onde accessible est beaucoup plus restreint. Avec $n_0=2,8$, on pourra en fait toujours considérer que l'on a $k \cong 4\pi n_0/\lambda$.

- Il sera possible, en configuration contre-propageante, de travailler uniquement avec des polarisations orthogonales au vecteur réseau (polarisation verticale) ou avec des polarisations quasiment orthogonales au vecteur réseau (polarisation horizontale). Le parallélisme entre les trois vecteurs sera ici impossible.

Cette configuration présente moins de degrés de liberté. Elle permet néanmoins une situation que la configuration co-propageante ne peut pas. En effet, si on choisit un vecteur réseau suivant [111], les vecteurs polarisations seront toujours orthogonaux à cette direction et seront donc toujours dans le plan associé à la valeur propre $-1/\sqrt{3}$. Le gain photoréfractif sera donc indépendant de la polarisation des faisceaux (à partir du moment où les deux faisceaux auront une même polarisation).

L'expression (II.47) reste valable en remplaçant $A(\bar{y})$ par $A(\bar{x})$. Ce qui fait qu'il faut aussi remplacer les relations (II.48-52) par :

$$\bar{x}A(\bar{x})\bar{x} = 6a'b'c' \quad (\text{II.55})$$

$$\bar{y}A(\bar{x})\bar{y} = 2(abc' + ab'c + a'bc) \quad (\text{II.56})$$

$$\bar{z}A(\bar{x})\bar{z} = 2(a'b''c'' + a''b'c'' + a''b''c') \quad (\text{II.57})$$

$$\bar{x}A(\bar{x})\bar{z} = 2(a''b'c' + a'b''c' + a'b'c'') \quad (\text{II.58})$$

$$\bar{y}A(\bar{x})\bar{z} = a(b'c'' + b''c') + a'(bc'' + b''c) + a''(bc' + b'c) \quad (\text{II.59})$$

6- Conclusion : choix du CdTe:V.

Le matériau que nous avons sélectionné est le CdTe:V¹. Il est semi-conducteur de type II-VI. Son paramètre $n_0^3 r_{41}$ vaut 120 pm.V⁻¹ ($r_{41} \approx 5,5$ pm.V⁻¹ et $n_0 \approx 2,8$) et est donc plus important que ceux des matériaux semi-conducteurs III-V (48 pm.V⁻¹ dans InP

¹ Nous avons également étudié quelques échantillons de CdTe:Ge en provenance d'Ukraine mais notre étude s'est essentiellement portée sur les cristaux dopés au Vanadium.

et 72 pm.V^{-1} dans GaAs). C'est un cristal de type $\bar{4}3m$ qui présente l'énorme avantage d'être isotrope. Il est ensuite sensible sur la gamme de longueur d'onde allant de $1,06 \mu\text{m}$ à $1,55 \mu\text{m}$ qui nous intéresse. La photoconductivité y dépasse la conductivité dans le noir pour des éclairagements très faibles, typiquement inférieurs à 1 mW.cm^{-2} , car des résistivités de l'ordre de quelques $\text{G}\Omega.\text{cm}$ à quelques dizaines de $\text{G}\Omega.\text{cm}$ sont obtenues. L'énergie nécessaire à l'écriture d'un réseau est faible comme dans tous les matériaux semi-conducteurs, ce qui devrait nous permettre d'obtenir typiquement des temps d'écriture de l'ordre de la dizaine de microsecondes pour des éclairagements de l'ordre de quelques Watts par centimètre carré. Enfin les études préalables qui ont été réalisées au laboratoire ont montré qu'il présentait un bon comportement sous champ électrique appliqué [39].

Les valeurs numériques de différents paramètres du CdTe:V sont résumées dans le tableau suivant.

paramètre	valeur	référence
ϵ_r	10,3	[34]
n_0	$n_0^2 = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C^2}$ A= 5,68; B= 1,53 C ² = 0,366; λ en μm . $n_0 \approx 2,8 (1,06 - 1,55\mu\text{m})$	[40]
r_{41}	$5,5 \text{ pm.V}^{-1}$	[41] [42]

Tableau II.1 : Quelques paramètres du CdTe.

Cependant, la nature du piège profond lié à la présence de Vanadium est encore assez mal connue dans ce matériau. Il est donc nécessaire de savoir, dans un but d'optimisation, quelle est la nature du site sur lequel se fixe le Vanadium, quel est le degré d'oxydation du Vanadium, quelle est sa concentration. En simplifiant, le CdTe:V est donc mal connu du point de vue de l'effet photoconducteur. D'autre part, sa cristallogénèse n'est pas encore optimisée. Rappelons enfin qu'une des conditions nécessaires à la réalisation de notre application est d'utiliser des cristaux de grandes dimensions et présentant des pertes très faibles. Nous présentons donc maintenant le travail de collaboration avec 3AR (Action Aquitaine de Recherche en Apesanteur, Bordeaux), le GPS (Groupe de Physique du Solide, Paris 6 et 7), le groupe d'optique de l'ESPCI (École Supérieure de Physique Chimie Industrielle) et l'IPCMS-GONLO (Groupe d'Optique Non Linéaire et d'Optoélectronique de l'Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg).

B- Croissance et caractérisation physico-chimique.

Cette partie est la contribution de l'Action Aquitaine de Recherche en Apesanteur (3AR) au travail de collaboration qui a été réalisé. La méthode de croissance qu'ils ont utilisé est celle de Bridgman-Stockbarger. Elle se fait dans un four comportant deux zones, ce qui permet d'obtenir des gradients thermiques compris entre 4 et 10 °C.cm⁻¹ au niveau de l'interface de solidification. L'ampoule de croissance en silice est très soigneusement nettoyée, puis sa surface interne est graphitée par "cracking" de méthane pour éviter tout risque d'oxydation du tellure par l'oxygène de l'ampoule. On y introduit alors les matériaux (pureté 6N) de départ (CdTe polycristallin, vanadium, zinc sous la forme de ZnTe, excès de cadmium) dans des proportions calculées et selon les objectifs scientifiques. L'ampoule est ensuite scellée sous vide dynamique secondaire.

Avec une translation par rapport au gradient thermique de l'ordre d'une dizaine de millimètres par jour, l'ampoule est animée d'une rotation d'environ 10 tours par minute.

Nous présentons ici très sommairement les difficultés qui ont été rencontrées et la manière de les surmonter.

L'étude du diagramme de phases du composé binaire CdTe montre qu'il est difficile d'obtenir un monocristal de composition parfaitement stoechiométrique par la méthode de Bridgman. L'évaporation de CdTe n'est pas congruente. La pression partielle de Cd en équilibre avec la phase liquide est de l'ordre de deux fois celle de Te. Lors du refroidissement, et près du point de fusion, la solubilité de Te dans CdTe est rétrograde.

Cette évaporation préférentielle du cadmium est à l'origine de la formation d'inclusions, de précipités et de lacunes. Précisons la nature des deux premiers défauts qui diffèrent :

- par leur taille : les inclusions ont généralement des diamètres supérieurs à 1 µm ; les précipités ont des diamètres compris entre 0,01 et 0,1 µm ;

- par leur mécanisme de formation : les inclusions sont en fait des gouttelettes de liquide riche en tellure, piégées à l'interface de croissance à causes des instabilités hydrodynamiques de la phase fluide. Les précipités se forment via un processus de condensation, à l'état solide, lors du refroidissement.

Il est primordial de s'affranchir au maximum de ces défauts morphologiques. Ils représentent autant de centres responsables de la diffusion de la lumière et de son absorption résiduelle (non photoréfractive, c'est à dire non liée à la présence du vanadium) qui doivent être minimisées. Ces lacunes et ces défauts sont des pièges pour

les impuretés résiduelles et engendrent une diminution notable de la résistivité électrique du matériau.

Pour favoriser la stoechiométrie et diminuer le taux de lacunes, nous partons d'un excès de cadmium avec prise en compte du volume libre dans l'ampoule.

Pour les précipités, il est important de bien maîtriser le traitement thermique (refroidissement) qui suit la croissance.

Quant à l'apparition des inclusions, elle dépend principalement du rapport vitesse de croissance/gradient thermique au niveau de l'interface liquide-solide et des instabilités hydrodynamiques au niveau de l'interface. Dans le cas de CdTe, dans la mesure où les conductivités thermiques de la phase liquide et de la phase solide sont très voisines, il est difficile d'instaurer un gradient de température stable, dans un environnement hydrodynamique plus ou moins convectif dans le référentiel du laboratoire.

Ces instabilités au niveau de l'interface et la très faible dureté du matériau font que celui-ci est fortement sujet aux dislocations et aux macles. On "durcit" un peu le matériau par introduction d'un peu de zinc. La liaison Zn-Te est plus courte et plus covalente que celle de Cd-Te.

Pour résoudre ces difficultés, les chercheurs de 3AR disposent d'un certain nombre de méthodes de caractérisation physico-chimiques pour contrôler la qualité des cristaux qu'ils synthétisent :

- Une méthode de dosage de la concentration du dopant par absorption atomique.
- Le caractère semi-isolant du matériau est déterminé par des mesures électriques.

L'évolution de la résistivité en fonction de la température permet de calculer l'énergie d'activation thermique du matériau. Elle est comprise typiquement dans les cristaux semi-isolants (résistivités comprises entre quelques $G\Omega.cm$ et quelques dizaines de $G\Omega.cm$) entre 0,7 et 1 eV.

- Des mesures de transmission optique qui permettent d'évaluer le niveau d'absorption résiduelle des échantillons.

- La microscopie infrarouge permet l'observation et la détermination de la nature des inclusions au sein même des échantillons.

Ils disposent également de procédés d'orientation des lingots par rayons X :

- par une méthode d'orientation directe qui permet de repérer une orientation cherchée.

- par une méthode dite de Laüé en retour qui permet de vérifier que l'orientation recherchée est correcte grâce à des clichés de diffraction et qui permet de vérifier le caractère monocristallin.

À partir des lingots, les monocristaux sont obtenus par découpe avec une scie à fil. C'est grâce à ces techniques d'orientation que nous disposons d'échantillons taillés dans la configuration cristallographique que l'on désire.

Par ailleurs, à la demande de 3AR, le CEA a étudié les défauts natifs de type lacunaires par une technique d'annihilation de positons et le CNET a déterminé, par des mesures par Spectroscopie de Masse d'Ions Secondaires (SIMS), la concentration en vanadium ou en impuretés dans un petit élément de volume de cristal donné.

C- Techniques de caractérisation spectroscopiques.

Nous présentons ici, toujours très sommairement, les techniques de mesures spectroscopiques qui ont été utilisées par nos collègues du GPS, de l'IPCMS et de l'ESPCI. Le but étant de comprendre quel paramètre est mesuré par quelle technique. On souhaite vérifier que le vanadium est incorporé dans la matrice de CdTe comme un ion substitutionnel sur le site Cd. Dans ce cas, le défaut, noté V_{Cd} , est un donneur simple qui peut être présent dans deux états de charge 0 et +. Par rapport à la configuration atomique, ces deux états de charge sont de type V^{2+} et V^{3+} . Leur répartition est liée à la compensation électrique des niveaux accepteurs et donneurs de concentration N_A et N_D par l'équation de neutralité électrique (cf relation (II.12)).

La Résonance Paramagnétique Électronique développée au GPS consiste à étudier l'absorption des micro-ondes par un échantillon placé sous un champ magnétique. Ce champ magnétique va lever la dégénérescence des niveaux électroniques des défauts paramagnétiques, c'est à dire possédant un électron non apparié, par effet Zeeman et donc perturber le spectre d'absorption de l'échantillon. L'amplitude du paramagnétisme décroît avec la température car l'énergie thermique va désordonner la matière. C'est pour cette raison que les mesures sont faites à très faible température (4K). En étudiant ce spectre, on va ainsi identifier la présence des ions paramagnétiques et même déterminer leur concentration à l'aide d'un échantillon de référence. Il se trouve que les deux états de charge V^{2+} et V^{3+} sont paramagnétiques, c'est à dire que l'on devrait pouvoir identifier leurs signatures par cette technique¹. En pratique, un spectre de RPE n'est pas mesuré en faisant varier la fréquence de la source micro-onde mais en faisant varier le champ magnétique à fréquence fixe.

¹ Nous verrons dans la description des résultats obtenus que cela n'a pas été aussi facile.

L'IPCMS a réalisé des mesures de caractérisation du photocourant dans les cristaux. Une étude comparée de l'excitation optique des porteurs et du spectre d'absorption dans un échantillon va permettre de savoir si l'énergie optique absorbée est à l'origine de la génération des porteurs et donc si elle sert effectivement à l'établissement de l'effet photoréfractif.

Enfin, l'ESPCI a réalisé des expériences de Dichroïsme Circulaire Magnétique (DCM). La technique consiste à mesurer la différence des spectres d'absorption de l'échantillon pour des lumières polarisées circulairement gauche ($\sigma+$) et droite ($\sigma-$) lorsqu'il est soumis à un champ magnétique B le long de la direction de propagation. Une étude du spectre obtenu doit permettre l'identification des ions dopants ou d'éventuels défauts intrinsèques.

D- Différentes techniques de caractérisation photoréfractive.

Je présente ici l'ensemble des expériences de caractérisation qui sont réalisées à l'Institut d'Optique. J'ai choisi de suivre un classement chronologique et d'illustrer mon propos par des exemples caractéristiques. L'ensemble des résultats expérimentaux est quant à lui présenté dans la partie E.

1-. Mesures préliminaires.

a- Comportement sous champ électrique.

Une fois arrivé à l'Institut d'Optique, le comportement du cristal sous un champ électrique appliqué est étudié. Cette étude est réalisée en premier parce qu'il est indispensable que les échantillons reçus soient semi-isolants et qu'ils aient un comportement ohmique lors de l'application de champs électriques élevés.

Il est apparu qu'un certain nombre de cristaux a priori semi-isolants présentaient une très forte conductivité (par exemple les échantillons B.V-4T3-6, B.V-4T3-9 et B.V-4T6-11/1) et qu'il était impossible de leur appliquer un champ électrique de 10 kV.cm^{-1} . Nous avons fait doucir les six faces de ces cristaux sur une épaisseur d'environ 0,1 mm par face à l'atelier d'optique et avons constaté qu'ils étaient redevenus semi-isolants et supportaient l'application de champs électriques élevés. Ces échantillons étaient donc initialement conducteurs en surface. L'origine de ce phénomène a pu être expliquée en discutant avec 3AR. La raison est que la technique d'orientation aux rayons X selon la méthode de Læue en retour nécessite une attaque chimique préalable. Or cette attaque crée une liaison conductrice en surface du matériau, qui donne une apparence métallique aux cristaux.

D'autres échantillons (B16, B19, B21, B28) n'ont pas été étudiés parce qu'ils étaient conducteurs. Ce résultat était prévisible pour les échantillons B19 et B28. En effet le B19 est codopé avec un donneur d'électrons (Cl) qui remplit la bande de conduction et rend le matériau conducteur de type n. De même le B28 est codopé avec un accepteur (As) qui remplit la bande de valence et rend le matériau conducteur de type p. B19 et B28 sont des matériaux tests réalisés pour l'étude de l'insertion du vanadium qui sera présentée plus loin. Pour les échantillons B16 et B21, le phénomène pourrait s'expliquer par la présence de joints de grains qui sont conducteurs.

Les résistivités mesurées varient typiquement de $1 \text{ G}\Omega.\text{cm}$ à environ $25 \text{ G}\Omega.\text{cm}$.

b- Polissage des cristaux.

Deux faces du cristal étudié sont ensuite polies à l'atelier d'optique. Ce travail a demandé beaucoup de temps à cause du traitement unitaire de chaque échantillon. En effet, le polissage d'un échantillon prend, d'une part, autant de temps que celui d'une série d'échantillons identiques et, d'autre part, les duretés des matériaux évoluant avec les techniques de croissance utilisées et les différentes concentrations de dopage et d'alliage, il faut tester différents abrasifs sur chaque échantillon pour ne pas risquer de le rayer. Les autres difficultés rencontrées sont liées à la taille de certains échantillons (hauts et de petites sections) et à la nécessité de réaliser le polissage sous hotte.

Des zones ont été observées après doucissage sur la surface de certains cristaux (B27H1 et B27H2). La photo ci dessous (Figure II.6) représente l'observation faite sur un échantillon de CdTe dopé avec du Germanium qui est intitulé N°2. Cet échantillon provient d'un laboratoire de cristallogénèse d'Ukraine. Nous montrerons grâce à nos techniques de caractérisation photoréfractive que ces zones correspondent à des macles dans le cristal. Ces défauts d'orientation cristallines étant gênants, il est donc très important de pouvoir les repérer dès cette étape du polissage.

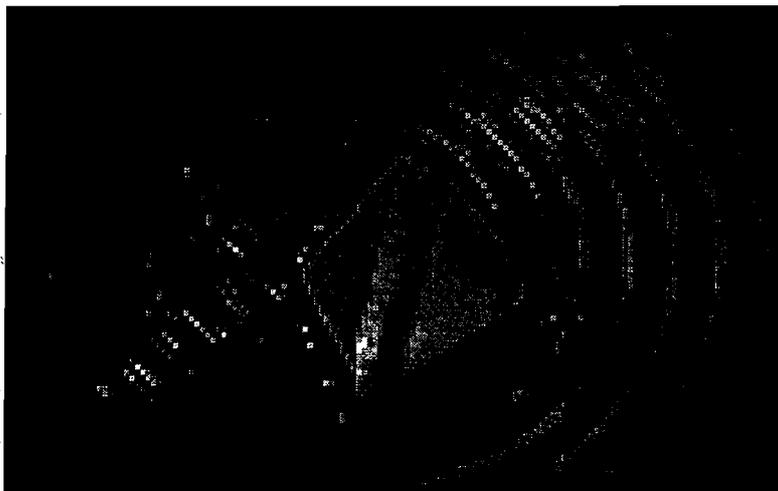


Figure II.6 : Photo d'une face après doucissage de l'échantillon N°2.

c- Étude du spectre d'absorption.

Une mesure du spectre de transmission est effectuée à l'aide d'un spectrophotomètre sur une plage de longueurs d'onde allant de 800 à 2000 nm. Nous avons traduit cette transmission en terme d'absorption, en utilisant la connaissance que l'on a de la variation spectrale d'indice de réfraction du CdTe [40], même si ce terme est impropre. En effet, il n'est pas possible de distinguer la partie du signal qui est absorbée par le défaut profond de celle qui est perdue par diffusion ou par absorption par des défauts macroscopiques. Le coefficient d'absorption calculé est donc plus rigoureusement

un coefficient de perte linéique dans le cristal qui tient compte des deux phénomènes d'absorption et de diffusion.

On peut supposer que le défaut profond n'absorbe plus aux environs de $\lambda=2 \mu\text{m}$. La transmission est donc essentiellement altérée par la diffusion à cette longueur d'onde. C'est donc "l'absorption" à $2 \mu\text{m}$ que 3AR a cherché à minimiser. Certains des spectres obtenus sont représentés sur la figure II.7 et montrent que les pertes par diffusion observées au départ (par exemple dans les cristaux B23, B26 et B37) ont été supprimées dans les derniers échantillons fabriqués (B.V-4T3 et B.V-4T6) tout en conservant la structure de bande associée au défaut profond.

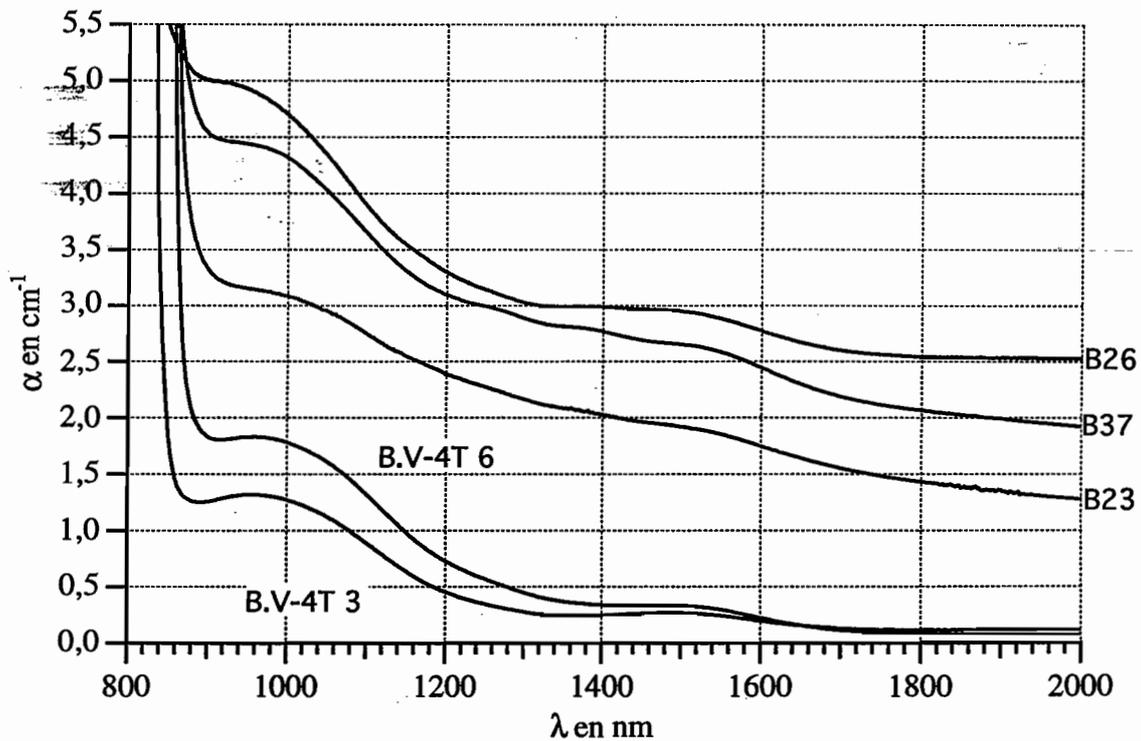


Figure II.7: Spectres "d'absorption" de quelques échantillons de CdTe:V testés.

Conclusion.

Cet ensemble d'expériences préliminaires nous permet donc, avant même de passer à la caractérisation photoréfractive, d'extraire des informations qualitatives de toute première importance sur la qualité des cristaux que l'on reçoit (endurance sous champ appliqué, absence de macles, pertes par diffusion limitées).

2- Présentation du montage de mélange deux ondes.

Les mesures qui suivent consistent en la caractérisation photoréfractive en elle même des échantillons. Elles sont réalisées grâce à un montage de mélange deux ondes.

- Ce montage de caractérisation (Figure II.8) utilise 3 sources laser (L1, L2 et L3) : deux lasers Nd:Yag pompés par diode émettant respectivement 100 mW à $1,06 \mu\text{m}$ (nous avons plus exactement utilisé une source de 20 mW pour les premières caractérisations puis, par la suite, une source de 100 mW) et 10 mW à $1,32 \mu\text{m}$; et une diode DFB émettant 10 mW à $1,55 \mu\text{m}$.

- Il est conçu de telle manière que l'on puisse facilement passer d'une source à une autre grâce à un système de miroirs amovibles (M1).

- Les polariseurs (P) transmettent la vibration polarisée verticalement et les lames demi-onde ($\lambda/2$) qui les précèdent servent à faire varier l'éclairement qui arrive sur le cristal sans faire varier le rapport des puissances pompe-signal. Il se trouve que les polarisations verticales ne sont pas déformées par notre montage et que, dans la plupart des cas, nous avons besoin de faire un mélange d'ondes avec des polarisations verticales. Cependant, lorsque nous avons travaillé avec d'autres polarisations, il a simplement suffi de rajouter des lames demi-onde juste après la dernière réflexion des faisceaux, soit juste avant l'entrée des faisceaux dans le cristal.

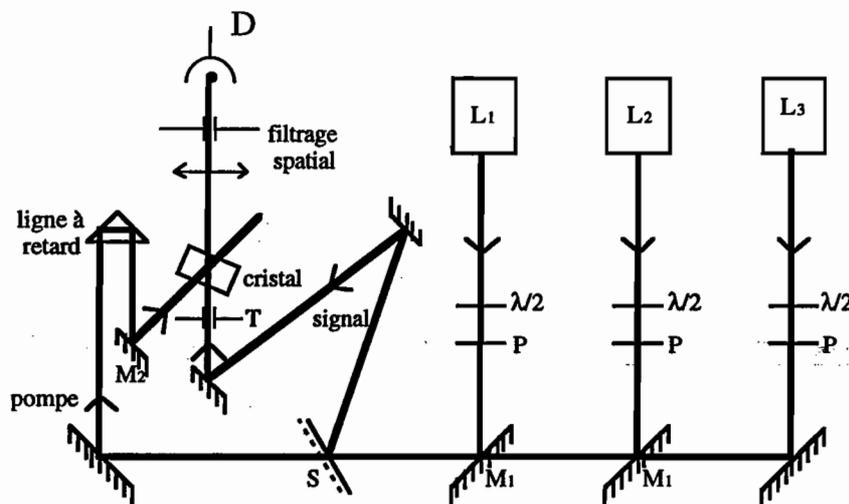


Figure II.8 : Montage de mélange deux-ondes.

- La lame séparatrice (S) est une simple lame de verre, ce qui permet simplement de transférer la majeure partie de la puissance du faisceau dans la direction du faisceau pompe et donc d'avoir un rapport pompe-signal élevé.

- La ligne à retard sert à annuler la différence de marche entre les faisceaux pompe et signal au niveau du cristal. En effet, pour qu'il y ait effet photoréfractif, il est nécessaire que les deux faisceaux inscrivent un réseau d'illumination sur le cristal. Ce

réglage sera nécessaire à partir du moment où la longueur de cohérence du faisceau est faible. C'est ce qui se passe avec le laser à 1,32 μm car il comporte deux raies.

- Le trou (T) sert à réduire la taille du faisceau signal et permet ainsi un bon recouvrement de ce faisceau par le faisceau pompe.

- Le filtrage spatial n'est utilisé que dans le cas où la diffusion de la pompe est gênante, c'est à dire avec un cristal de qualité optique médiocre.

- Enfin le détecteur (D) utilisé est en InGaAs. Il possède une très bonne efficacité quantique et donc une bonne sensibilité entre 1,06 et 1,55 μm . Remarquons que les premières caractérisations ont été faites à l'aide d'un détecteur en Germanium et que nous sommes ensuite passés à la technologie InGaAs apparue récemment. Les performances de ces deux technologies sont incomparables puisque les détectivités spécifiques des détecteurs en InGaAs sont typiquement supérieures d'un facteur 50 à celles des détecteurs en Ge, ce qui les rend plus sensibles et leurs capacités leurs sont inférieures d'un facteur 10, ce qui les rend plus rapides.

3- Technique de mesure du gain.

Pour déterminer le gain photoréfractif Γ , on peut mesurer le signal détecté en présence du faisceau pompe, I_s^P , et le signal détecté sans le faisceau pompe, $I_s^{\bar{P}}$. On obtient, $\Gamma = \ln(I_s^P / I_s^{\bar{P}}) / x$ où x est l'épaisseur de l'échantillon étudié. Cependant, comme les amplifications mesurées sont typiquement de l'ordre de quelques pour-cent, cette méthode a une très faible précision (avec l'oscilloscope 8 bits que nous utilisons). C'est pour cette raison que l'on place un obturateur mécanique modulé à quelques Hz sur le trajet du faisceau pompe. Un dispositif électronique nous permet ainsi d'extraire simultanément, d'une part, la valeur moyenne du signal, $\bar{I} = (I_s^P + I_s^{\bar{P}}) / 2$ et, d'autre part, la variation de signal, $\Delta I = I_s^P - I_s^{\bar{P}}$, avec une bonne précision et on obtient,

$$\Gamma = \ln\left(\frac{\bar{I} + \Delta I / 2}{\bar{I} - \Delta I / 2}\right) / x \quad (\text{II.60})$$

De plus l'optimisation du gain par recouvrement du faisceau pompe sur tout le faisceau signal est ici simple et efficace grâce à l'observation en direct de ΔI . Notons que cette technique est ici possible car les temps de construction de l'effet sont courts, typiquement de l'ordre de la milliseconde.

4- Mesures photoréfractives préliminaires.

On réalise tout d'abord un certain nombre d'expériences simples qui consistent soit en des vérifications soit en des observations qualitatives. Ces expériences permettent de se faire rapidement une première opinion sur les performances photoréfractives de l'échantillon.

a- Distinction entre effet photoréfractif et phénomènes d'absorption induite.

Au cours d'une expérience de mélange deux ondes en régime de diffusion, il faut d'abord déterminer si le phénomène observé est bien photoréfractif, c'est à dire si l'effet est dû à un réseau d'indice déphasé de $\pi/2$ par rapport au réseau d'illumination. Le gain, Γ_1 , est mesuré pour des polarisations verticales dans une configuration ; puis on refait une mesure, Γ_2 , après avoir tourné le cristal autour de \bar{z} (direction verticale, orthogonale au plan de la figure II.8) de 180° . Si l'on est en présence d'un phénomène purement photoréfractif, les gains mesurés auront même amplitude et seront de signes opposés (amplification et atténuation). Si ce n'est pas le cas, c'est qu'il y a dans le cristal des phénomènes d'absorption induite. La composante photoréfractive du gain est alors $(\Gamma_1 - \Gamma_2)/2$ tandis que $(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$ est la composante d'absorption induite.

Nous avons observé deux types de phénomènes d'absorption induite : premièrement une absorption induite spatialement uniforme et deuxièmement des réseaux d'absorption induite. Afin de discriminer entre ces deux phénomènes, il suffit d'effectuer une mesure dans le cas où les polarisations des faisceaux pompe et signal sont croisées. Le seul phénomène observé dans ce cas est l'absorption induite uniforme puisqu'il n'y a pas de réseau inscrit dans le cristal.

Ces phénomènes d'absorption induite sont observés sous fort éclairage (de l'ordre de quelques $W.cm^{-2}$). Ils restent négligeables devant l'effet photoréfractif aux éclairages que nous avons utilisés habituellement (de l'ordre de $100 mW.cm^{-2}$). Cependant, chaque point de mesure du gain présenté par la suite correspond en fait à une double mesure en amplification et en atténuation et est donc purement photoréfractif.

b- Étude d'homogénéité.

Nous mesurons ensuite le gain photoréfractif en fonction de la position du faisceau sur le cristal. Cela nous permet de détecter ou de confirmer la présence d'éventuelles zones dans les cristaux. Nous avons observé par exemple une inversion du signe du gain au bord de l'échantillon B.V-4T3-9. Une mesure beaucoup plus impressionnante concerne l'échantillon de CdTe:Ge intitulé N°2. Je rappelle ici qu'une photo de cet échantillon avait été prise après doucissage et qu'elle avait montré la présence de zones

(Figure II.6). Nous avons donc mesuré le gain photoréfractif en déplaçant l'échantillon dans une direction orthogonale à ces zones et en utilisant des faisceaux polarisés verticalement. Nous avons alors observé un gain de signe opposé (Figure II.9) entre les zones claires (gain positif) et les zones sombres (gain négatif). Ce cristal présente donc de fortes inhomogénéités internes que nous allons étudier plus en détail dans le paragraphe suivant.

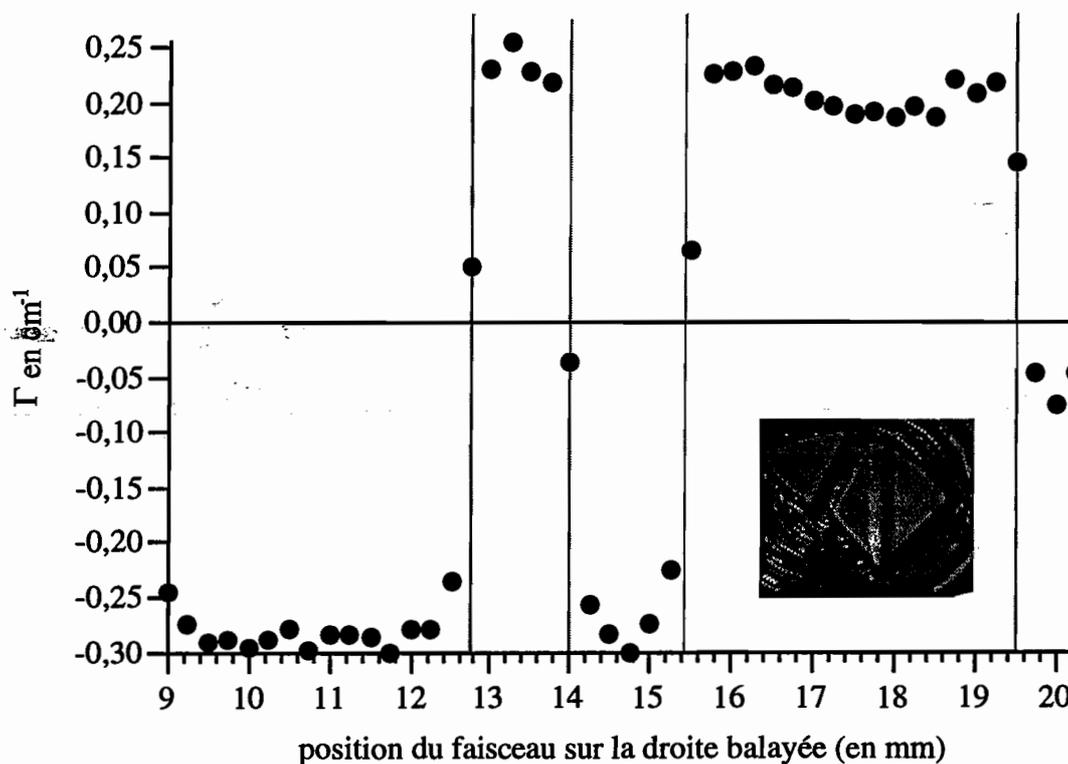


Figure II.9: Étude du gain photoréfractif, en polarisation verticale, sur l'échantillon N°2 en fonction de la position du faisceau sur le cristal.

c- Vérification photoréfractive de l'orientation des faces de l'échantillon.

L'orientation des faces est normalement réalisé par 3AR. Cependant, il est aussi possible de vérifier les orientations par une méthode photoréfractive. L'avantage de cette méthode est que le contrôle s'effectue sur toute la profondeur du cristal et non plus seulement en surface comme dans les méthodes d'orientation usuelles. L'inconvénient majeur est qu'il est nécessaire de faire préalablement polir les faces.

Dans la plupart des cristaux, les orientations demandées correspondent à des faces (001), (110) et ($\bar{1}10$). Les faces (110) sont polies, soit $\vec{x} = [110]$. On effectue des mesures de gain en configuration co-propageante dans les cinq situations (m1-5) présentées dans le tableau II.2 et on vérifie donc que les mesures m2, m3 et m4 donnent bien des gains quasiment nuls et que les mesures m1 et m5 donnent des gains non négligeables et égaux. La configuration classique (m1), généralement appelée

configuration de couplage est utilisée par la suite pour les mesures de gain en fonction du pas.

	Configuration classique (couplage) $\bar{y} = [001]$ et $\bar{z} = [\bar{1}10]$	Configuration anisotrope $\bar{y} = [001]$ et $\bar{z} = [\bar{1}10]$
$\psi = 0$	$r_{\text{eff}} = r_{41}$ (m1)	$r_{\text{eff}} = 0$ (m3)
$\psi = \pi/2$	$r_{\text{eff}} = 0$ (m2)	$r_{\text{eff}} = 0$ (m4)
$\psi = \pm\pi/4$		$r_{\text{eff}} = \pm r_{41}$ (m5)

Tableau II.2 : Contrôle de l'orientation des faces.

Nous avons poussé l'étude plus loin avec les échantillons B23.3 et N°2.

• **Étude sur l'échantillon B23.3.**

Dans cet échantillon, la face polie était orientée orthogonalement à $[111]$. Nous avons donc mesuré le gain photoréfractif en faisant tourner le cristal autour de \bar{x} en configuration contre-propageante. Notons ici qu'en configuration contre-propageante, il n'y a pas de différence entre une mesure du gain en faisant tourner le cristal autour de \bar{x} et une mesure du gain en faisant tourner les polarisations puisque le vecteur réseau reste

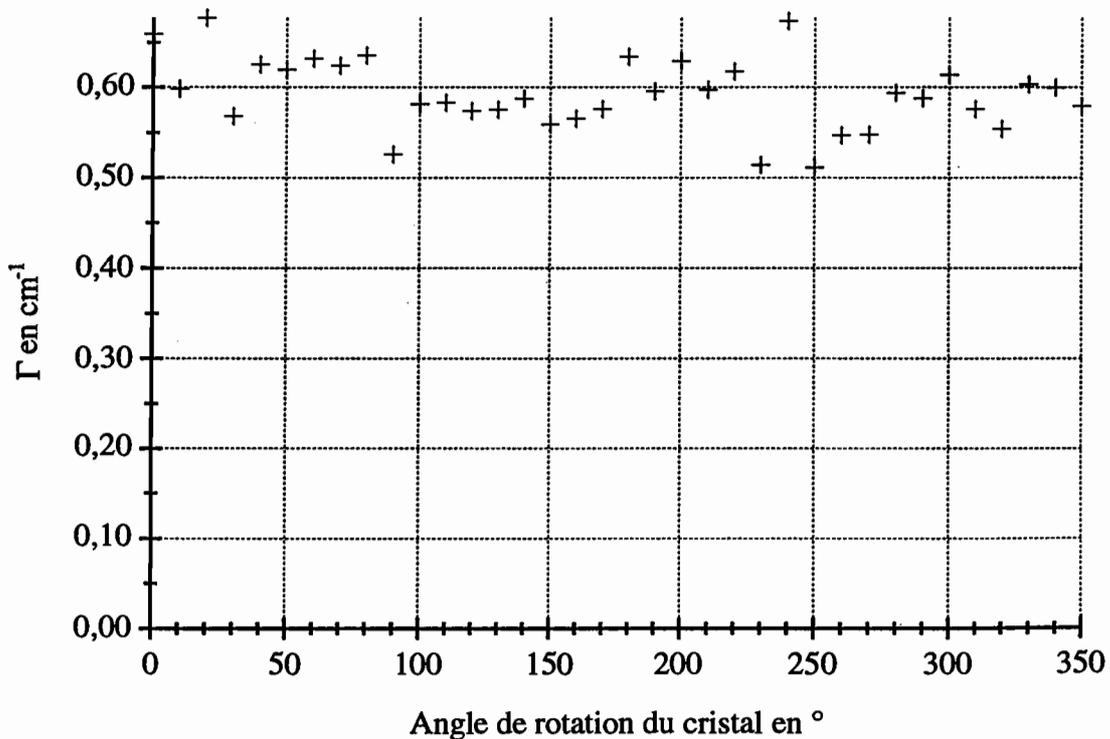


Figure II.10 : Mesure du gain photoréfractif de l'échantillon B23.3 en configuration contre-propageante en fonction de la position des vecteurs polarisations.

toujours orthogonal à la surface du cristal, suivant \bar{x} . Cette expérience nous a donc permis, d'une part, de vérifier expérimentalement que cette configuration présentait un gain photoréfractif indépendant de la direction des vecteurs polarisations (Figure II.10). D'autre part, cela nous a aussi permis d'être sûr de l'orientation de cette face, cette configuration étant la seule à entraîner une telle observation.

• **Étude sur l'échantillon N°2.**

Le deuxième échantillon pour lequel nous avons poussé plus loin l'étude est le N°2 parce que nous n'avons pas de données précises sur son orientation (la face polie étant annoncée soit (111) soit (110)) et parce que nous voulions identifier la nature des zones observées. Notons \bar{u} la direction orthogonale à la surface polie, \bar{v} et \bar{w} les directions respectivement parallèles et orthogonales à la frontière entre les zones sur la surface polie.

Il est fortement probable que les zones observées soient des macles. Dans ce cas [43], à l'interface entre les zones il y a deux plans (111) qui sont tournés de 60° ou de 180° , comme indiqué sur la figure II.11. La direction \bar{w} est donc probablement orientée suivant [111] pour les deux zones.

Nous avons mesuré le gain photoréfractif, dans une configuration co-propageante et avec des faisceaux polarisés horizontalement ou verticalement, en faisant tourner l'échantillon autour de \bar{u} sur les différentes zones et nous avons comparé les résultats obtenus avec notre hypothèse.

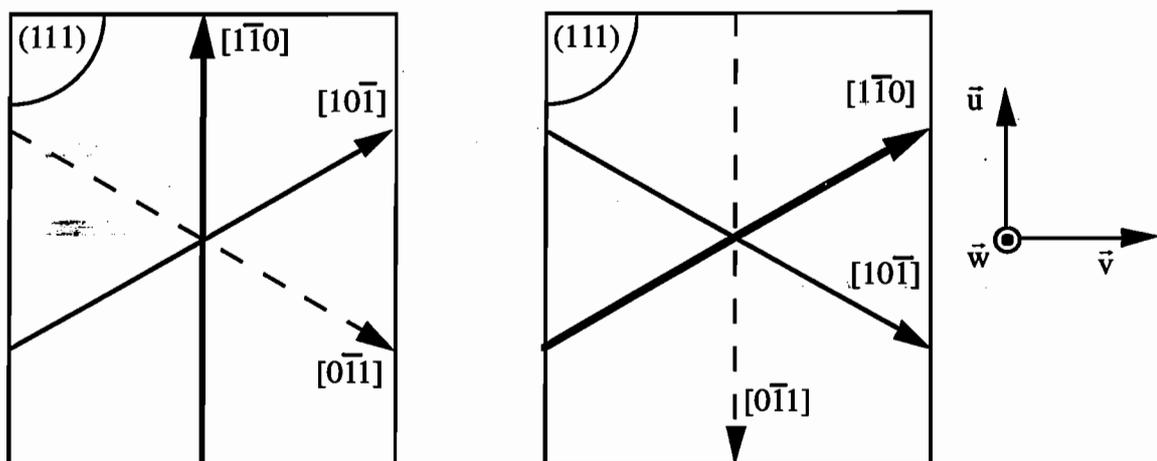


Figure II.11 : Schéma présentant la différence d'orientation sur le plan frontière entre les deux zones dans l'hypothèse d'une macle (deux plans (111) tournés de 60°).

La Figure II.12 montre les points expérimentaux obtenus pour les zones sombres en polarisation verticale. On constate que les deux courbes obtenues sont identiques. Le vecteur réseau est confondu avec la direction \bar{w} pour un angle de rotation du cristal

d'environ 0° . Les zones sombres sont donc toutes orientées de la même manière. La courbe théorique correspond au cas où $\vec{u}=[110]$ et $\vec{w}=[1\bar{1}1]$. Elle est bien ajustée avec les points expérimentaux. Nous avons également obtenu des résultats de même forme mais décalés pour les zones claires.

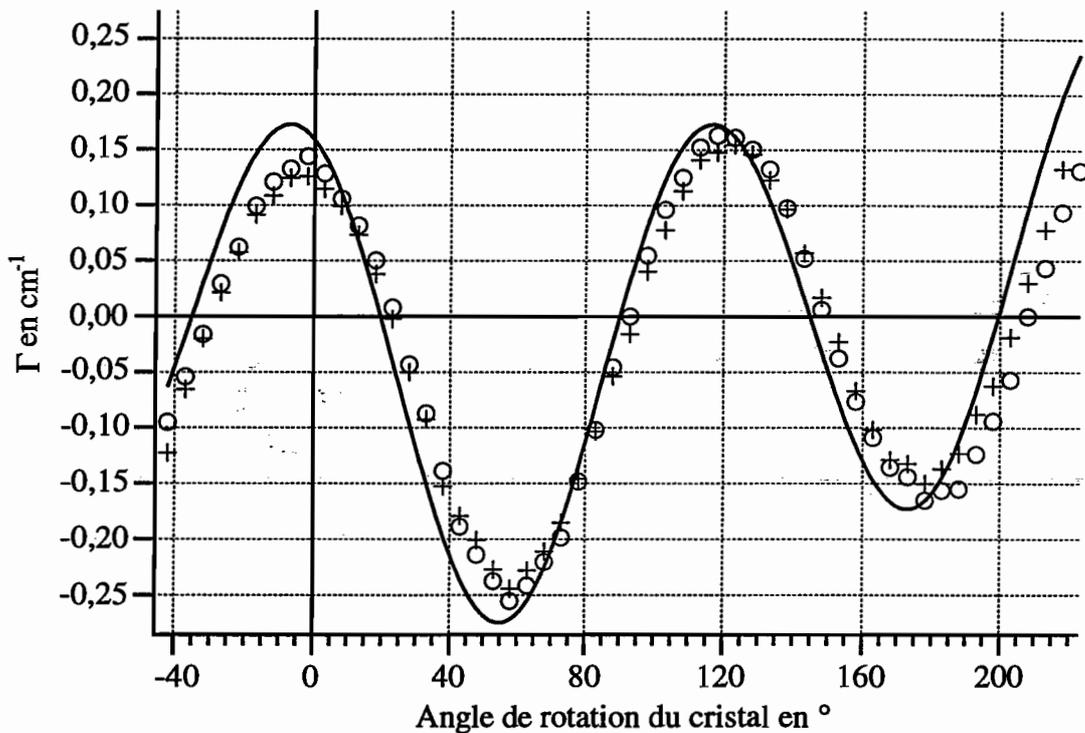


Figure II.12: *Mesure du gain photoréfractif sur l'échantillon N°2 en co-propageant, pour un faisceau polarisé verticalement et en fonction de l'angle de rotation du cristal autour de \vec{u} . Les points expérimentaux en forme de croix correspondent à la grande zone sombre et ceux en forme de ronds à la petite zone sombre. La courbe en traits pleins est la courbe théorique obtenue pour l'orientation supposée.*

La Figure II.13 montre les points expérimentaux obtenus pour les deux grandes zones en polarisation horizontale. On constate que les deux courbes obtenues sont symétriques par rapport à 0° , valeur d'angle à laquelle le gain mesuré est maximum. Les courbes théoriques dans le cas de l'hypothèse des macles sont très bien corrélées avec ces points expérimentaux.

Réciproquement, il est certain que l'annulation du gain sans changement de signe obtenue en polarisation horizontale se produit sur une direction cristalline (de type $[100]$) (figure II.13). Il est donc aussi certain que la direction orthogonale à la face polie \vec{u} est du type $[0, \sin \phi, \cos \phi]$ et donc qu'il est impossible qu'elle soit suivant $[111]$. Ce sont hélas les seules certitudes que l'on puisse avoir. En effet, dès que la face polie est du type $(0, \sin \phi, \cos \phi)$ la forme et l'amplitude relative des mesures, en polarisation horizontale et verticale, est la même. Ces mesures seront donc identiques à un facteur d'échelle près.

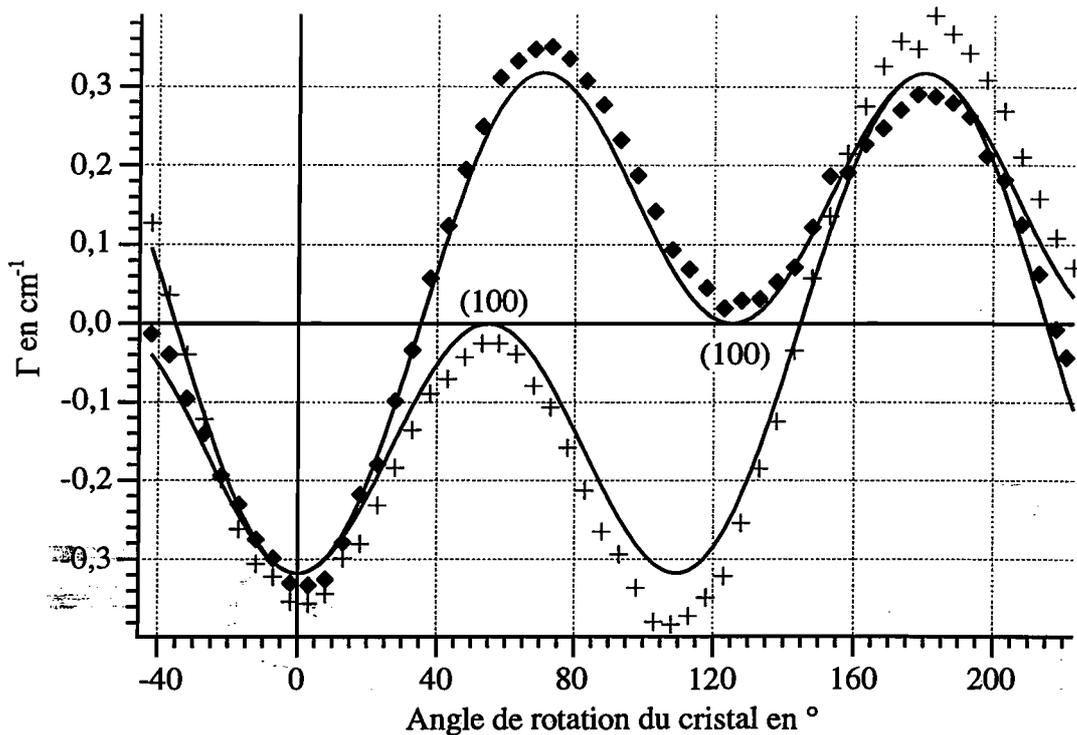


Figure II.13 : Mesure du gain photoréfractif sur l'échantillon N°2 en co-propageant, pour un faisceau polarisé horizontalement et en fonction de l'angle de rotation du cristal autour de \vec{u} . Les points expérimentaux en forme de croix correspondent à la grande zone sombre et ceux en forme de losanges à la grande zone claire. Les courbes en traits pleins sont celles obtenues pour l'orientation des zones sombres et des zones claires dans l'hypothèse d'une macle.

Notons toutefois que le coefficient électro-optique du point maximum de la figure II.13 est égal à $(2 \sin 2\phi / \sqrt{3})r_{41}$. Or, la mesure ayant été effectuée à un pas $\Lambda = 1,5\mu\text{m}$, le gain maximal accessible est de $0,9 \text{ cm}^{-1}$ (on utilise les équations II.19 et II.38 dans le cas $|\xi_{20}| = 1$ et $k_0^2 \rightarrow \infty$). Nous avons mesuré un gain maximum de $0,33 \text{ cm}^{-1}$, ce qui signifie que :

$$\sin 2\phi \geq \frac{0,33}{0,9} = 0,37$$

Cette condition écarte quelques possibilités mais n'est malheureusement pas très restrictive!

Pour conclure, on s'aperçoit que ces techniques sont un bon moyen pour vérifier l'orientation des faces d'un cristal. Elles permettent de détecter des faces polies (111) de manière très fiable. Elles permettent d'abonder dans le sens de l'hypothèse d'une macle dans le cas de l'échantillon N°2 mais ne lèvent pas complètement le doute.

Un autre intérêt de ces mesures est de montrer la précision qu'il est possible d'atteindre avec notre technique de mesure. Nous sommes ici capables de mesurer avec une bonne précision des gains de $0,02 \text{ cm}^{-1}$ dans l'échantillon N°2. Or l'épaisseur de ce cristal étant de 1,7 mm, cela correspond à une amplification (ou atténuation) du faisceau signal transmis de 0,3%. Il est intéressant de bien garder ces ordres de grandeur en tête.

d- Vérification de la saturation du rapport pompe-signal et de l'éclairement.

Rappelons que le gain photoréfractif est indépendant de l'éclairement à partir du moment où le photocourant engendré est largement supérieur au courant d'obscurité. Il suit en effet la relation, $\Gamma = \Gamma_{\infty} / (1 + I_{\text{noir}}/I)$, où I est l'éclairement incident et I_{noir} est l'éclairement pour lequel le gain est divisé par deux. Nous avons effectué des mesures et observé que la valeur de I_{noir} était typiquement inférieure à 1 mW/cm^2 (Figure II.14). Nous nous plaçons, dans nos mesures, à un niveau d'éclairement bien supérieur à cette valeur mais, pour chaque cristal étudié, nous vérifions tout de même qu'en divisant l'éclairement incident (pompe et signal) par 2, le gain obtenu est le même.

Nous avons effectué la même mesure sur un échantillon dopé avec du Germanium (que nous appellerons N°3) et nous avons constaté que son seuil d'éclairement était beaucoup plus élevé puisqu'il était de l'ordre de 25 mW/cm^2 (Figure II.14).

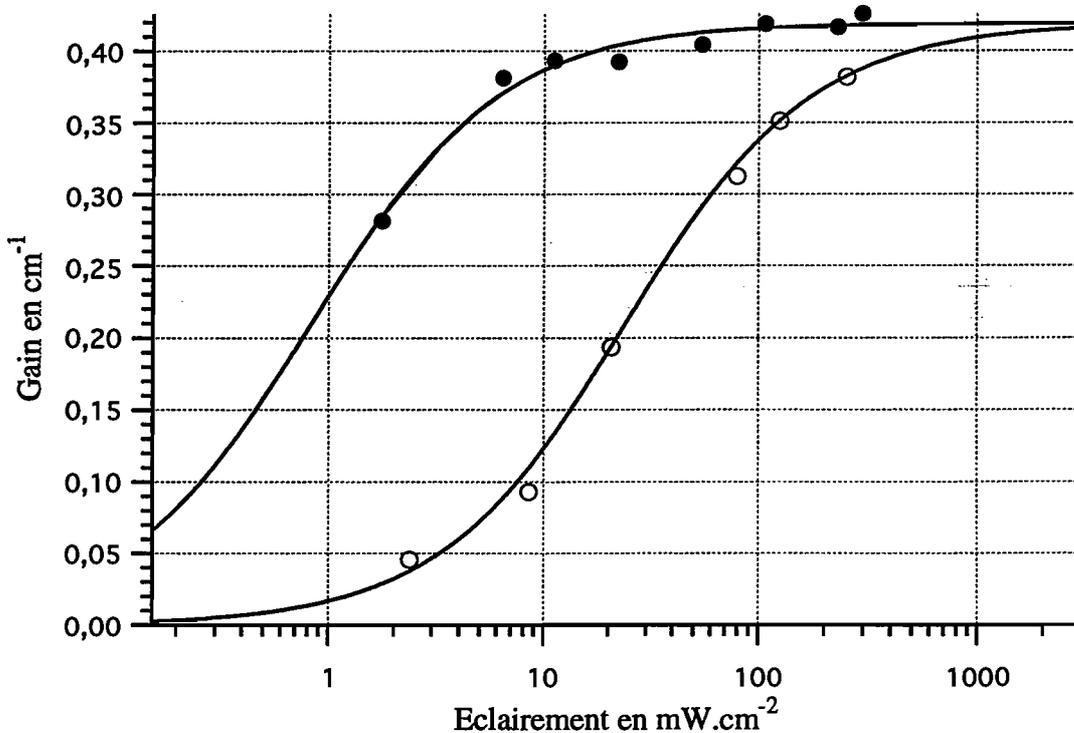


Figure II.14 : Mesure du gain photoréfractif en fonction de l'éclairement sur des échantillons dopés V (B.V-4T-6) (cercles pleins) et Ge (cercles vides).

Nous vérifions d'autre part que la condition d'approximation de non atténuation de la pompe est justifiée. La technique utilisée est très voisine de la précédente puisqu'elle consiste à vérifier que le gain mesuré, en divisant l'éclairement de la pompe par 2, reste le même.

e- Détermination relative du signe des porteurs majoritaires aux trois longueurs d'onde.

Nous mesurons enfin le signe du gain, pour une même configuration, aux longueurs d'onde de 1,06, 1,32 et 1,55 μm . Nous en déduisons l'évolution relative du signe des porteurs majoritaires en fonction de la longueur d'onde. Dans la plupart des échantillons testés, nous avons mesuré des gains de signes opposés entre 1,06 et 1,55 μm avec une inversion du signe qui se produit autour de 1,32 μm .

Dans l'échantillon de CdTe:Ge N°3, nous avons mesuré des gains forts et de mêmes signes aux trois longueurs d'onde.

5- Détermination du signe des porteurs majoritaires.

La détermination du signe des porteurs majoritaires est une opération délicate parce que, par essence même, elle ne souffre pas d'incertitude et surtout parce qu'elle se fait en deux étapes. Nous commençons par mesurer le signe du gain en couplage d'ondes en utilisant des polarisations verticales ($\vec{e}_s = \vec{e}_p \Rightarrow \vec{e}_s \cdot \vec{e}_p = 1$). Cette mesure nous indique le signe de $r_{\text{eff}} \xi_0$ dans la configuration utilisée. Puis nous plaçons l'échantillon dans le bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Les faisceaux étant polarisés verticalement, nous regardons ce qui se passe quand on tourne le cristal, c'est à dire quand on augmente l'angle d'incidence du faisceau sur le cristal, ce qui revient à augmenter le chemin optique du bras de l'interféromètre contenant le cristal. Puis nous appliquons un champ électrique, dans la même direction et le même sens que le vecteur réseau. En comparant l'effet du champ électrique avec celui de la rotation du cristal, nous déterminons alors si le champ appliqué augmente ou diminue la longueur optique du cristal et en déduisons ainsi le signe de r_{eff} dans la configuration choisie. La détermination du signe des porteurs majoritaires est ainsi réalisée. Le montage représenté ci après (figure II.15) nous permet de passer très rapidement de la configuration de couplage au Mach-Zehnder puisqu'il suffit d'enlever la ligne à retard.

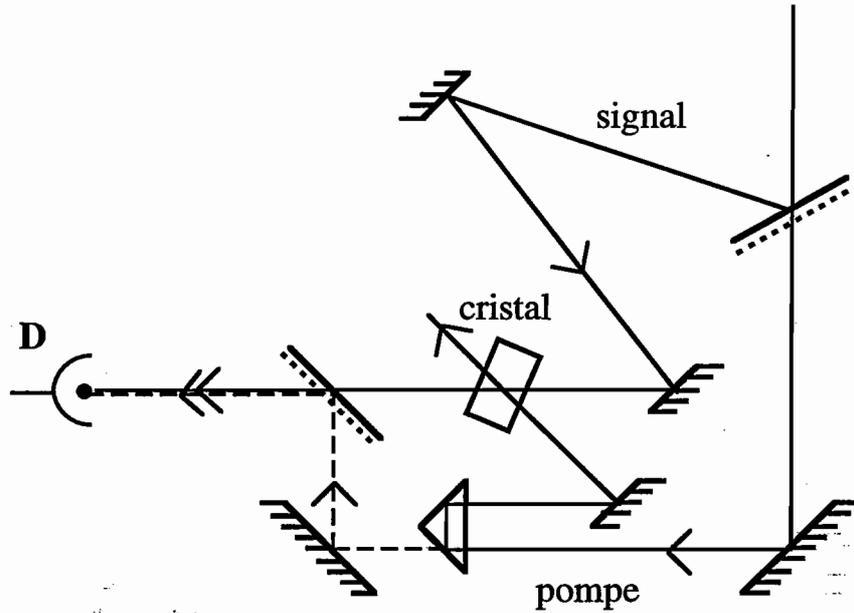


Figure II.15: Montage de détermination du signe des porteurs majoritaires.

6- Mesure du gain photoréfractif en fonction du pas.

a- Introduction.

Une mesure du gain photoréfractif, Γ , en fonction du pas du réseau, Λ , nous permet d'accéder à deux paramètres essentiels d'un échantillon [44,45] : son taux de compétition électron-trou, ξ_0 , et l'inverse du carré de la longueur d'écran de Debye du piège, k_0^2 , qui est, rappelons le, proportionnelle à la densité effective de pièges suivant la relation (II.16).

Si on se place dans des conditions telles que le courant photo-induit soit largement supérieur au courant d'obscurité et que la modulation du réseau d'illumination soit faible, et si on considère que les longueurs de diffusion sont assez importantes devant les pas des réseaux utilisés, on obtient, utilisant les expressions (II.19) et (II.38) :

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3 r_{\text{eff}} (\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p) k_B T}{\lambda \cos \theta} \frac{k}{e (1 + k^2/k_0^2)} \xi_0 \quad (\text{II.61}),$$

Les mesures généralement effectuées utilisent une configuration co-propagante [46-48]. Les valeurs de k accessibles dans cette configuration se situent généralement très en dessous de k_0 dans le CdTe:V. Le gain, pour de tels nombres d'onde, est donc très peu sensible à l'influence de la densité effective de pièges ($k^2/k_0^2 \ll 1$). D'où la détermination de ξ_0 avec une bonne précision mais une énorme imprécision sur celle de N_{eff} .

Pour améliorer cette précision, nous avons envisagé de faire une mesure avec des faisceaux contre-propageants afin d'avoir un point expérimental pour une valeur de k plus proche de k_0 et d'observer ainsi d'une manière plus significative l'influence de N_{eff} .

Il est possible d'évaluer, grâce à une méthode statistique, l'amélioration de la précision. L'idée consiste à simuler un ensemble de points expérimentaux en ajoutant au gain théorique (II.60) une fonction d'erreur, à l'aide d'un générateur de nombres aléatoires, représentative des mesures qui sont réellement effectuées (nous écartons ici les erreurs systématiques). On simule donc des points expérimentaux correspondant à $\xi_0 = 1$ et $k_0^2 = 200$ pour des valeurs du nombre d'onde $k=1 ; 1,5 ; 2 ; 2,5 ; 3 ; 4 ; 5$ et on suppose une distribution d'erreur gaussienne de 5% pour chacun de ces points. On calcule ensuite les paramètres de meilleur ajustement, ξ_0 et k_0^2 . En réalisant un très grand nombre de fois cette "expérience", il est possible d'évaluer statistiquement l'erreur de mesure de ces paramètres. On peut donner une incertitude en terme d'intervalle de confiance : 90% des expériences ainsi simulées ont été ajustées pour $\xi_0 \in [0,95;1,05]$ et $k_0^2 \in [100;900]$. En utilisant $k=1 ; 2 ; 3 ; 4 ; 5 ; 22$, c'est à dire en restreignant le nombre de valeur de k mais en incluant le point contre-propageant, on obtient avec la même démarche 90% des expériences simulées qui sont ajustées pour $\xi_0 \in [0,96;1,04]$ et $k_0^2 \in [174;230]$. L'amélioration de la précision obtenue pour k_0^2 est donc incontestable puisque l'on passe d'une mesure à un ordre de grandeur près à une mesure à $\pm 15\%$. Il faut noter que l'amélioration est d'autant plus grande que k_0^2 est fort.

Des mesures, effectuées dans un échantillon de CdTe dopé Germanium, signalent une inversion du signe du gain entre les configurations contre-propageantes et co-propageantes [49]. Ces mesures sont en totale contradiction avec l'approximation $\kappa_n^2, \kappa_p^2 \ll k^2$ qui est pourtant généralement admise dans les matériaux photoréfractifs semi-conducteurs. En effet, en dehors de cette approximation ξ_0 doit être remplacé dans l'expression (II.19) par [29] :

$$\xi(k) = \frac{(\alpha_n - \alpha_p)k^2 + (\alpha_n \kappa_p^2 - \alpha_p \kappa_n^2)}{(\alpha_n + \alpha_p)k^2 + (\alpha_n \kappa_p^2 + \alpha_p \kappa_n^2)} \quad (\text{II.62}).$$

L'inversion du signe du gain entre les deux mesures signifierait donc que $\alpha_n - \alpha_p$ et $\alpha_n \kappa_p^2 - \alpha_p \kappa_n^2$ ont des signes opposés et que l'approximation $\kappa_n^2, \kappa_p^2 \ll k^2$ est fautive en configuration co-propageante. Toutefois l'article en question contient à mon avis une erreur théorique et un autre article plus récent en provenance du même laboratoire [50] conclut sur une non inversion de signe avec un échantillon de même type.

Nous avons donc vérifié le signe du point contre-propageant dans nos échantillons afin d'écartier le moindre doute. La mise en oeuvre de cette mesure est très délicate comme nous allons le montrer plus loin.

b- Double mesure en co- et contre-propageant.

La méthode que nous avons utilisée consiste à travailler seulement avec deux faces polies du cristal et donc à tenir compte du changement de direction du vecteur réseau. On obtient, en effet, en co-propageant, un vecteur réseau colinéaire à \vec{y} (Figure II.16 gauche) et, en contre-propageant, colinéaire à \vec{x} (Figure II.16 droite). $r_{\text{eff}}(\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p)$ change donc entre les mesures co- et contre-propageantes. C'est ce qui fait la difficulté de la méthode.

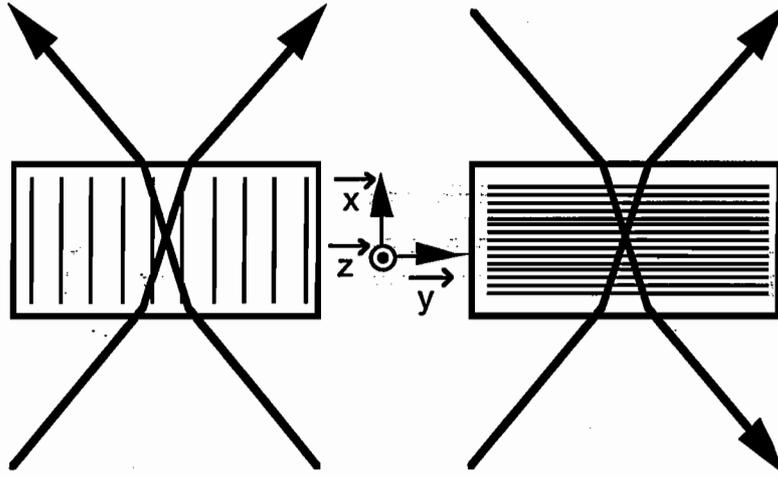


Figure II.16 : Représentation de la méthode choisie.

Une autre méthode [50] consisterait à garder un vecteur réseau ayant même direction et même sens (Figure II.17) ainsi que des polarisations identiques quel que soit le point de mesure. En laissant les faisceaux pompe et signal d'incidence symétriques par rapport à la direction \vec{x} , nous avons toujours $\hat{k}_g = \vec{y}$. En utilisant des polarisations verticales, nous conservons $\vec{e}_s = \vec{e}_p = \vec{z}$. Nous obtenons ainsi, à l'aide de l'équation (II.24) et des notations données en (II.40) :

$$r_{\text{eff}}(\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p) = r_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} a'' \\ b'' \\ c'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & c & b \\ c & 0 & a \\ b & a & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a'' \\ b'' \\ c'' \end{pmatrix} r_{41} = 2r_{41}(a''b''c + a''bc'' + ab''c'') \quad (\text{II.63}).$$

Le calcul de $r_{\text{eff}}(\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p)$ est donc le même que les faisceaux soient co- ou contre-propageants. La mesure contre-propageante serait ainsi directement exploitable. De plus, même si l'orientation choisie est fautive, cela n'aura pas d'incidence sur la détermination de la densité effective de pièges, seule la détermination du coefficient de compétition électron-trou sera faussée.

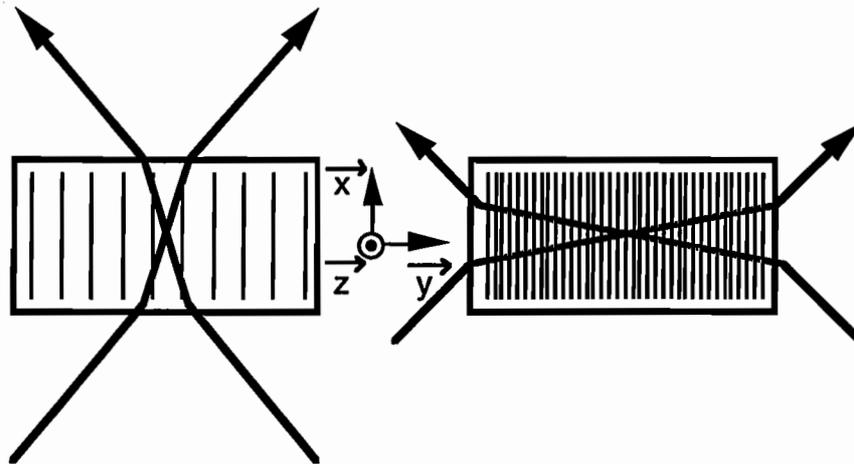


Figure II.17 : Représentation de la deuxième méthode.

Ainsi, cette deuxième méthode nous permettrait d'utiliser d'une manière fiable le point contre-propageant, i.e. sans incertitude quant à la valeur du gain mesurée pour ce point. De plus elle nous permettrait de vérifier simplement son signe. Cependant, elle nécessite, d'une part, de faire polir, en plus des faces (a'b'c'), les faces (abc) des cristaux à caractériser et se limite, d'autre part, à l'étude d'échantillons suffisamment épais pour que l'on puisse faire passer les faisceaux par les faces (a'b'c') (typiquement de plus de 3 mm de long). C'est pour ces deux raisons que nous avons choisi d'utiliser la première technique pour nos mesures. Au cours de ces dernières, nous avons été confrontés aux deux situations de difficultés croissantes suivantes.

Premier cas : Étude de l'échantillon B23.3, dont les faces polies sont suivant (111) et les autres faces suivant ($\bar{1}\bar{1}0$) et ($11\bar{2}$).

• Une mesure utilisant seulement des points de mesures co-propageants a donné les résultats suivants :

* À $\lambda=1,06 \mu\text{m}$, nous obtenons $100 < k_0^2 < 300 \mu\text{m}^{-2}$, avec une valeur moyenne égale à $166 \mu\text{m}^{-2}$ et $0,78 < \xi_0 < 0,93$, avec une valeur moyenne égale à 0,84.

* À $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, nous obtenons $50 \mu\text{m}^{-2} < k_0^2 < \infty$, avec une valeur moyenne égale à $109 \mu\text{m}^{-2}$ et $-0,94 < \xi_0 < -0,71$, avec une valeur moyenne égale à -0,82.

• L'intérêt de cet échantillon est que la surface est polie suivant (111) et que les autres faces sont orientées suivant ($\bar{1}\bar{1}0$) et ($11\bar{2}$). En utilisant le plan ($\bar{1}\bar{1}0$) comme plan d'incidence, le coefficient électro-optique effectif est non nul dans les configurations co- et contre-propageantes. Sa valeur est $r_{\text{eff}} = \sqrt{2/3} r_{41}$ en co-propagation et $r_{\text{eff}} = \sqrt{1/3} r_{41}$ en contre-propagation. Il va donc être facile d'ajouter un point de mesure contre-propageant.

$\bar{x} = [111] \quad \bar{y} = [11\bar{2}] \quad \bar{z} = [1\bar{1}0]$	
Co-propagation	Contre-Propagation
polarisation horizontale : $ r_{\text{eff}} = \sqrt{2/3} r_{41}$	polarisation quelconque : $r_{\text{eff}} = \sqrt{1/3} r_{41}$
polarisation verticale : $ r_{\text{eff}} = \sqrt{2/3} r_{41}$	

D'autre part, nous avons vu que le gain en contre-propagation était indépendant de la polarisation (Figure II.10). Cela nous a permis d'être sûr de l'orientation annoncée et, en faisant la moyenne des mesures effectuées, d'obtenir un point de mesure contre-propageant très précis.

• On représente sur les figures II.18 et II.19 le gain photoréfractif mesuré en fonction du pas à $\lambda=1,06 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$. Par convention, sur ces figures, le signe du gain est celui de ξ_0 . Le coefficient électro-optique effectif n'étant pas le même dans les deux configurations, nous présenterons sur les courbes les gains photoréfractifs mesurés en co-propageant et un gain contre-propageant corrigé suivant la relation,

$$\Gamma_{\text{corrigé}} = \Gamma_{\text{mesuré}} \frac{r_{\text{eff}}(\text{co-propageant})}{r_{\text{eff}}(\text{contre-propageant})} \quad (\text{II.64})$$

soit ici une correction d'un facteur $\sqrt{2}$. Ces conventions seront toujours utilisées. En insérant donc ce point contre-propageant corrigé parmi les points co-propageants déjà mesurés, nous avons obtenu :

* À $\lambda=1,06 \mu\text{m}$, nous obtenons $\xi_0 = 0,80 \pm 0,03$ et $k_0^2 = 262 \pm 30 \mu\text{m}^{-2}$, soit $N_{\text{eff}} = (3,8 \pm 0,5) \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$.

* À $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, nous obtenons $\xi_0 = -0,81 \pm 0,03$ et $k_0^2 = 96 \pm 13 \mu\text{m}^{-2}$, soit $N_{\text{eff}} = (1,4 \pm 0,2) \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$.

Grâce à la meilleure précision de cette mesure, on s'aperçoit que la densité effective de pièges varie avec la longueur d'onde. Or, il n'est pas possible d'expliquer cette différence si on se limite à un modèle avec un seul type de piège. Par contre, il est possible de déterminer des paramètres qui expliquent ce phénomène avec un modèle étendu à deux pièges [28,51]. Ce modèle est présenté en annexe 1.

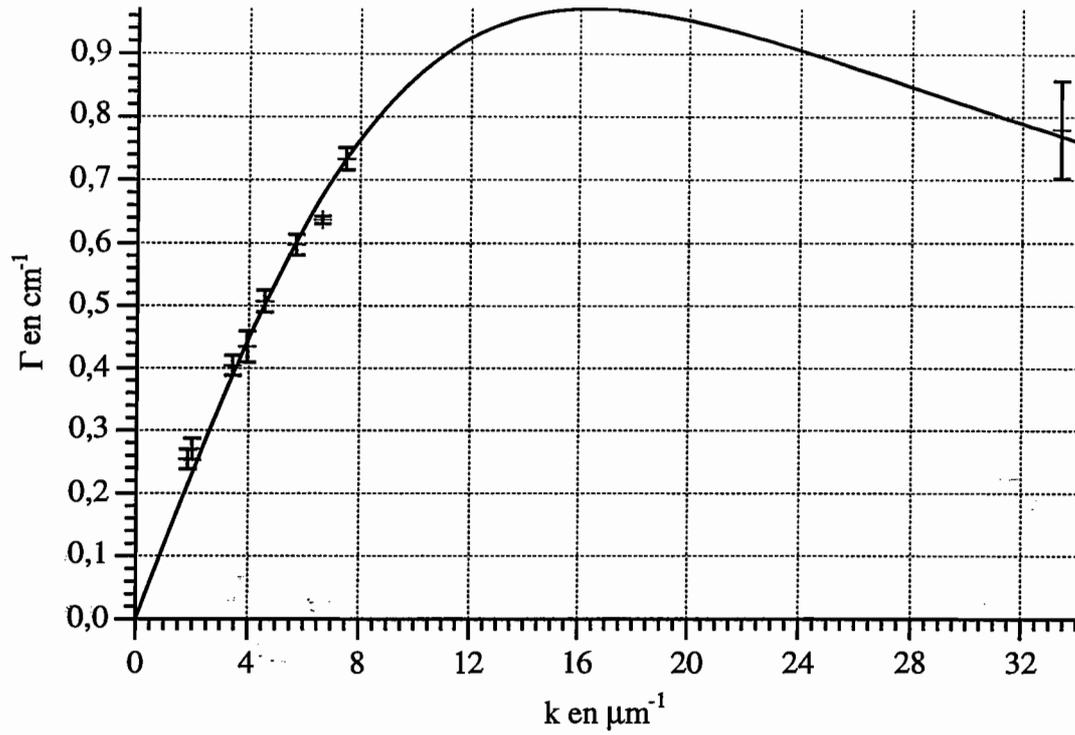


Figure II.18 : Mesure du gain en fonction du pas sur l'échantillon B23.3 à 1,06 μm .

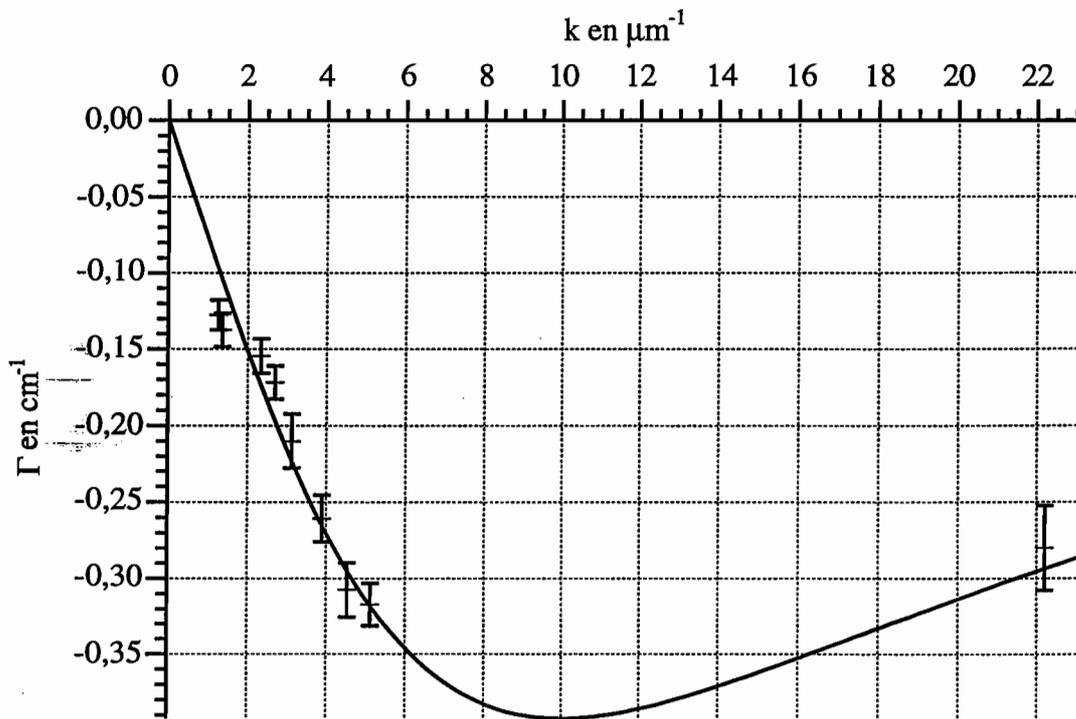


Figure II.19 : Mesure du gain en fonction du pas sur l'échantillon B23.3 à 1,55 μm .

Deuxième cas : Étude des autres échantillons, dont les faces polies sont suivant (110) et les autres faces suivant (110) et (001).

Ce cas est plus complexe. En effet, quelle que soit la polarisation, la mesure strictement contre-propageante va donner un gain nul. Pour effectuer la mesure, on fait donc tourner le cristal autour de \vec{z} d'un angle φ_e , ce qui a aussi pour effet de faire tourner le vecteur réseau autour de \vec{z} d'un angle $\varphi = A \sin(\sin \varphi_e / n_0)$. On se place en polarisation horizontale de telle sorte que les éventuels réseaux co-propageants dus aux réflexions des faisceaux à l'intérieur du cristal n'aient aucun effet, c'est à dire que leur coefficient électro-optique effectif est nul. On obtient en théorie :

$$r_{\text{eff}}(\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p) = \sin \varphi (2 - 3 \sin^2 \varphi) r_{41} \quad (\text{II.65}),$$

$$\Rightarrow \Gamma(\varphi) = \Gamma_{\text{corrigé}} \sin \varphi (2 - 3 \sin^2 \varphi) \quad (\text{II.66}).$$

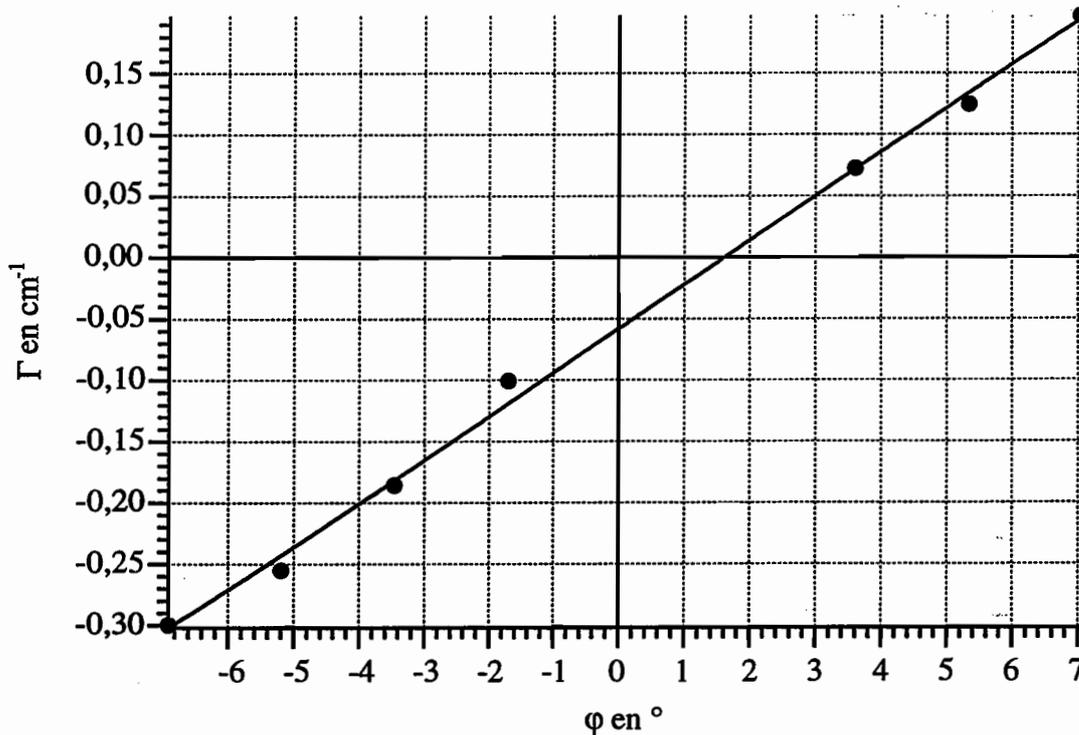


Figure II.20 : Mesure du gain photoréfractif en contre-propageant, en fonction de l'angle φ , faite sur l'échantillon B.V-4T6-11/1 à $1,06 \mu\text{m}$. Les points sont expérimentaux et la ligne correspond au meilleur ajustement théorique.

En traçant Γ en fonction de φ (Figure II.20), on obtient $\Gamma_{\text{corrigé}}$, qui est la moitié de la pente à l'origine de la courbe, et on en déduit $k\xi_0 / (1 + k^2 / k_0^2)$ dans le cas contre-propageant. On remarque sur la figure II.20 que le gain ne s'annule pas exactement à $\varphi=0$. Cela signifie que l'orientation de la face avec laquelle nous avons travaillé est

légèrement décalée ($1,5^\circ$) par rapport à la direction (110). Il faut aussi remarquer que le fait de tourner le cristal va jouer de manière négligeable sur la valeur du nombre d'onde du réseau et qu'il est tout à fait raisonnable de considérer que l'on a toujours $k = 4\pi n_0 / \lambda$. Sur les courbes de gain en fonction du pas présentées, le point en contre-propageant correspond à la valeur que l'on obtiendrait pour $k = 4\pi n_0 / \lambda$ en utilisant la valeur de $r_{\text{eff}}(\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p)$ correspondant aux mesures en co-propageant, c'est à dire en considérant un vecteur réseau parallèle à (110) et des vecteurs polarisations verticaux tant pour les faisceaux co- que contre-propageants.

L'inconvénient majeur de cette mesure en contre-propageant est qu'elle ne sera fiable qu'à partir du moment où les orientations données seront parfaitement sûres. Une légère différence entre les orientations annoncées et réelles peut entraîner une erreur très importante sur la valeur de $r_{\text{eff}}(\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p)$. C'est pourquoi nous présentons nos mesures contre-propageantes avec des barres d'erreur de 10%. Elles vont toutefois nous permettre d'obtenir une bien meilleure précision sur la densité effective de pièges.

Afin de démontrer cette bonne précision, nous avons étudié deux échantillons de la croissance B.V-4T6 qui étaient côte à côte dans le lingot. Cela signifie que les paramètres ξ_0 et N_{eff} de ces deux cristaux sont identiques. Les courbes sont présentées Figure II.21 et II.22. On constate que les résultats obtenus sur les deux échantillons sont très proches.

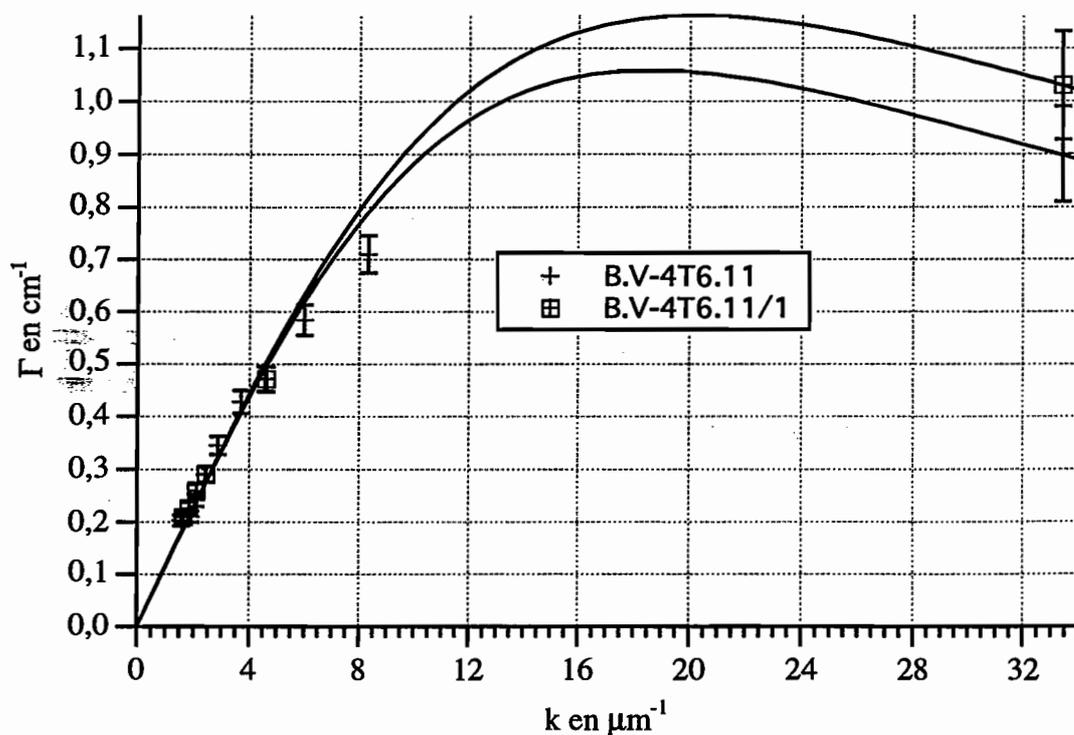


Figure II.21: Gain en fonction de k sur les échantillons B.V-4T6-11 et -11/1 à $1,06 \mu\text{m}$.

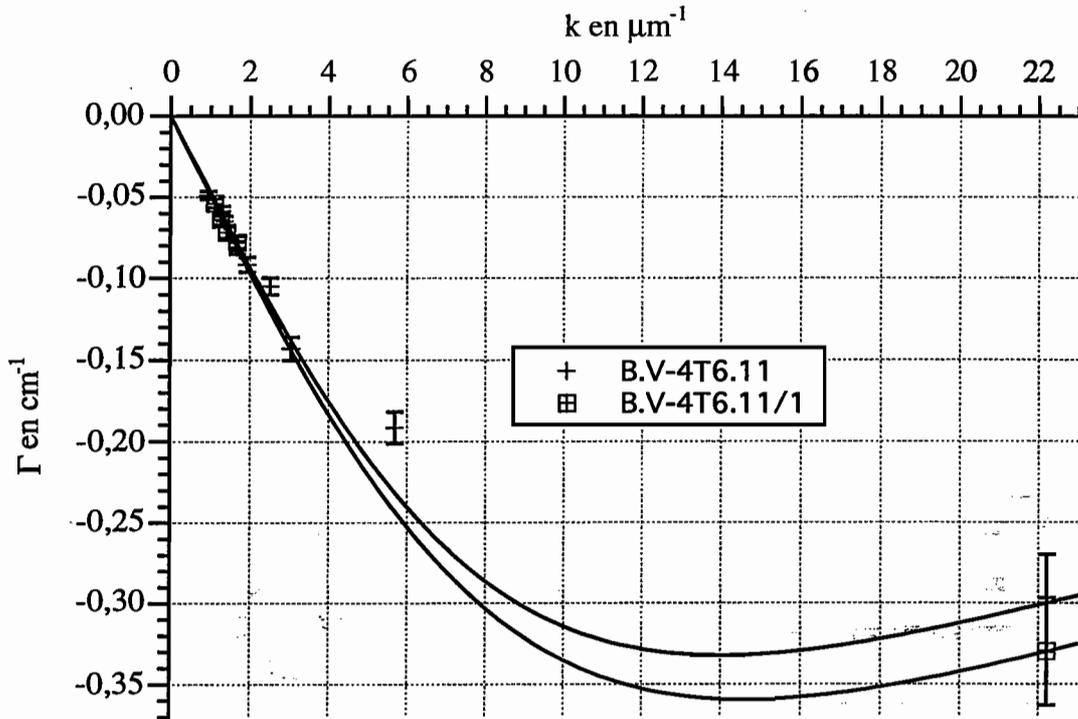


Figure II.22 : Gain en fonction de k sur les échantillons B.V-4T6-11 et -11/1 à $1,55 \mu\text{m}$.

Lors des mesures précédentes, nous avons considéré comme acquis que les signes du gain en contre-propageant et en co-propageant étaient les mêmes. Nous allons donc vérifier maintenant ce point.

c- Étude comparative du signe du gain en co- et contre-propageant.

Nous avons vu qu'il était possible de mesurer le signe des porteurs de manière absolue dans une configuration co-propageante et que cette mesure revenait à orienter la direction \vec{y} . Ce n'est plus du tout la même chose si on se place en contre-propageant. En effet, pour faire une mesure du signe des porteurs dans cette dernière configuration, il faudrait appliquer des électrodes transparentes sur les faces polies. Il est donc plus compliqué d'orienter la direction \vec{x} . Pour éviter cette difficulté, nous allons effectuer une mesure relative du signe du gain en contre-propageant par rapport aux mesures en co-propageant.

Nous rappelons d'abord que le gain photoréfractif mesuré est proportionnel à :

$$r_{\text{eff}}(\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p) = [\vec{e}_s^*(\vec{R} \cdot \hat{k}_g) \vec{e}_p] (\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p) \quad (\text{II.67}).$$

Il faut ici noter que le coefficient électro-optique effectif est un outil à utiliser avec beaucoup de précautions pour le couplage. Il est tout à fait adapté à l'étude de la diffraction dans les cristaux photoréfractifs mais est une source d'erreur de signe dans certains cas pour le couplage. En effet, même si on a souvent $|\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p| = 1$, le choix du sens des vecteurs polarisations a une influence sur le calcul de r_{eff} puisque nous obtenons des résultats de signes opposés en utilisant, soit \vec{e}_s et \vec{e}_p , soit \vec{e}_s et $-\vec{e}_p$. Il serait bien sûr possible de choisir ces deux vecteurs pour que leur produit scalaire soit positif et c'est d'ailleurs ce que l'on a fait jusqu'ici en utilisant, en co-propagation, des faisceaux polarisés suivant la même direction. Cependant, si on veut comparer le signe relatif des mesures co- et contre-propageantes, une erreur sera très vite arrivée si ces polarisations sont horizontales. Le terme donné dans l'équation (II.67) s'affranchit totalement de ce problème. D'autre part, le produit scalaire entre les deux vecteurs polarisations intervient dans le taux de modulation des franges et donc dans le gain photoréfractif. C'est pour ces deux raisons qu'il vaut mieux travailler en couplage d'ondes avec $r_{\text{eff}}(\vec{e}_s^* \cdot \vec{e}_p)$ qu'avec simplement r_{eff} .

L'idée que nous avons suivie consiste à faire tourner le cristal autour de \vec{z} . Pour mieux expliquer le principe, considérons un cristal taillé cylindriquement suivant \vec{z} et travaillons avec des polarisations verticales comme indiqué sur la figure II.23. On peut dans ce cas régler le vecteur réseau suivant n'importe quelle direction du plan vectoriel (\vec{x}, \vec{y}) pour une même valeur du pas en faisant tourner le cylindre autour de son axe. Il est donc possible de choisir β tel que $\hat{k} = \cos\beta\vec{y} + \sin\beta\vec{x}$. Or il est facile de montrer que $A(\hat{k})$ est une fonction linéaire, c'est à dire que pour tous nombres réels μ_1 et μ_2 et pour tous vecteurs \vec{k}_1 et \vec{k}_2 on a $A(\mu_1\vec{k}_1 + \mu_2\vec{k}_2) = \mu_1A(\vec{k}_1) + \mu_2A(\vec{k}_2)$. On aura alors :

$$\begin{aligned} \hat{e}_s A(\hat{k}) \hat{e}_r &= \vec{z} A(\cos\beta\vec{y} + \sin\beta\vec{x}) \vec{z} \\ &= \cos\beta \vec{z} A(\vec{y}) \vec{z} + \sin\beta \vec{z} A(\vec{x}) \vec{z} \end{aligned} \quad (\text{II.68}).$$

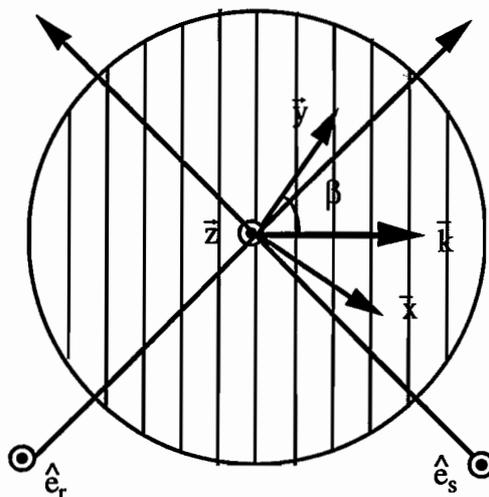


Figure II.23 : Cas d'un cristal cylindrique.

Ainsi, si on part d'un vecteur réseau suivant \bar{y} ($\beta=\pi/2$) et que l'on tourne légèrement le vecteur réseau vers \bar{x} (ce qui revient à diminuer β), on verra évoluer le gain vers la valeur qu'il aura quand le vecteur réseau sera suivant \bar{x} . La mesure sera très pratique lorsque $\bar{z}A(\bar{y})\bar{z} = 0$ et $\bar{z}A(\bar{x})\bar{z} \neq 0$. En effet, on verra dans ce cas un gain photoréfractif apparaître qui aura le même signe que le gain dans le cas où le vecteur réseau est suivant \bar{x} .

Revenons à notre échantillon B23.3. On le positionne cette fois ci de telle manière que $\bar{z} = [11\bar{2}]$ et on utilise des faisceaux polarisés verticalement. Dans ce cas le gain en co-propagation est nul et celui en contre-propagation est non nul.

En pratique, on travaille avec des faisceaux ayant des directions de propagation orthogonales. Nous mesurons le signe du gain en contre-propageant comme indiqué sur la figure II.24 gauche. Puis nous faisons tourner le cristal de 90° pour arriver dans la situation co-propageante de la figure II.24 droite pour laquelle le gain est nul. En tournant légèrement le cristal dans le sens qui nous rapproche du cas de la figure II.24 gauche, nous voyons apparaître un gain. Le signe du gain apparu est le même que celui mesuré en contre-propageant. Nous en déduisons donc que le signe des porteurs majoritaires est le même dans les deux configurations.

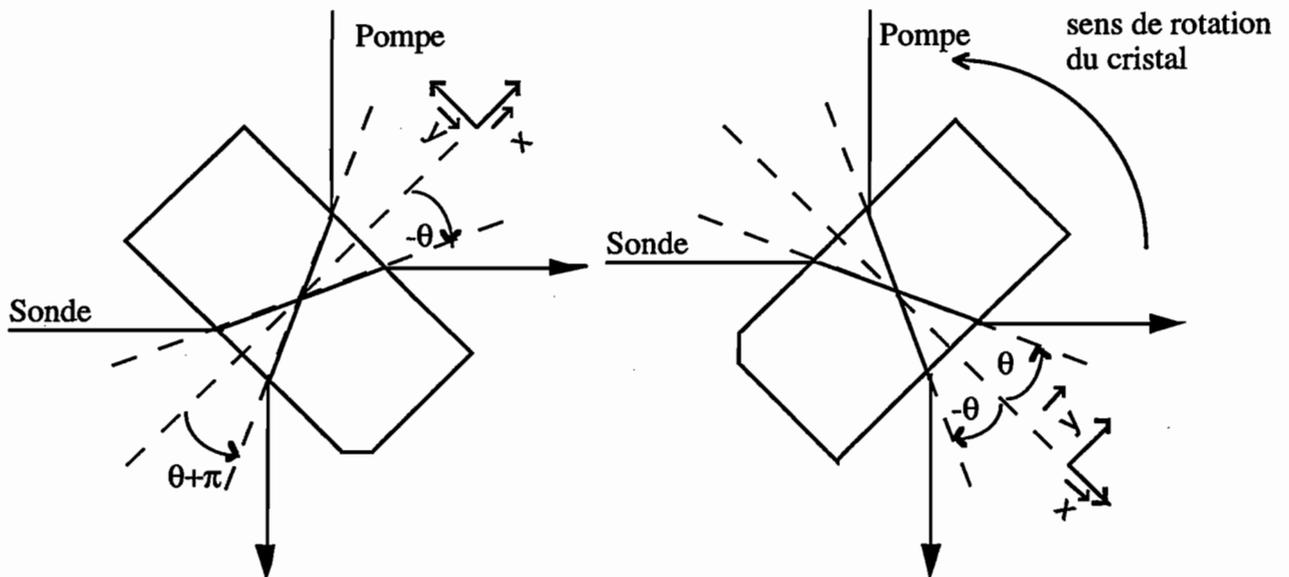


Figure II.24 : Représentation des configurations utilisées pour la mesure du signe du gain pour le point en contre-propageant.

Dans le cas des autres échantillons testés, on travaille cette fois ci avec une configuration contre-propageante à gain nul et co-propageante à gain non nul. À part cette inversion de rôle, le principe de la mesure est exactement le même. Les résultats obtenus dans ce cas confirment aussi que le signe des porteurs majoritaires est le même dans les deux configurations.

7- Mesure des cinétiques d'établissement et d'effacement.

Les temps d'établissement des réseaux dans les cristaux étudiés sont de l'ordre de la milliseconde pour des éclairagements de l'ordre de la centaine de mW/cm^2 . Il faut donc pouvoir appliquer le faisceau pompe suffisamment vite et utiliser un détecteur à grande bande passante pour mesurer ce temps de réponse. Pour raccourcir le temps d'ouverture du faisceau pompe, on place l'obturateur mécanique au foyer d'un système afocal de grandissement 1. La bande passante de détection étant de 1MHz, le détecteur ne limitera pas la mesure.

Une mesure réalisée sur l'échantillon B23.3 est présentée (Figure II.25). On détermine le temps de réponse de chaque mesure en ajustant les courbes expérimentales à l'aide d'une fonction exponentielle. On constate que hormis la première mesure effectuée, la fluence, $F=\tau I$, d'écriture du réseau est à peu près constante et vaut environ $160 \mu\text{J}.\text{cm}^{-2}$.

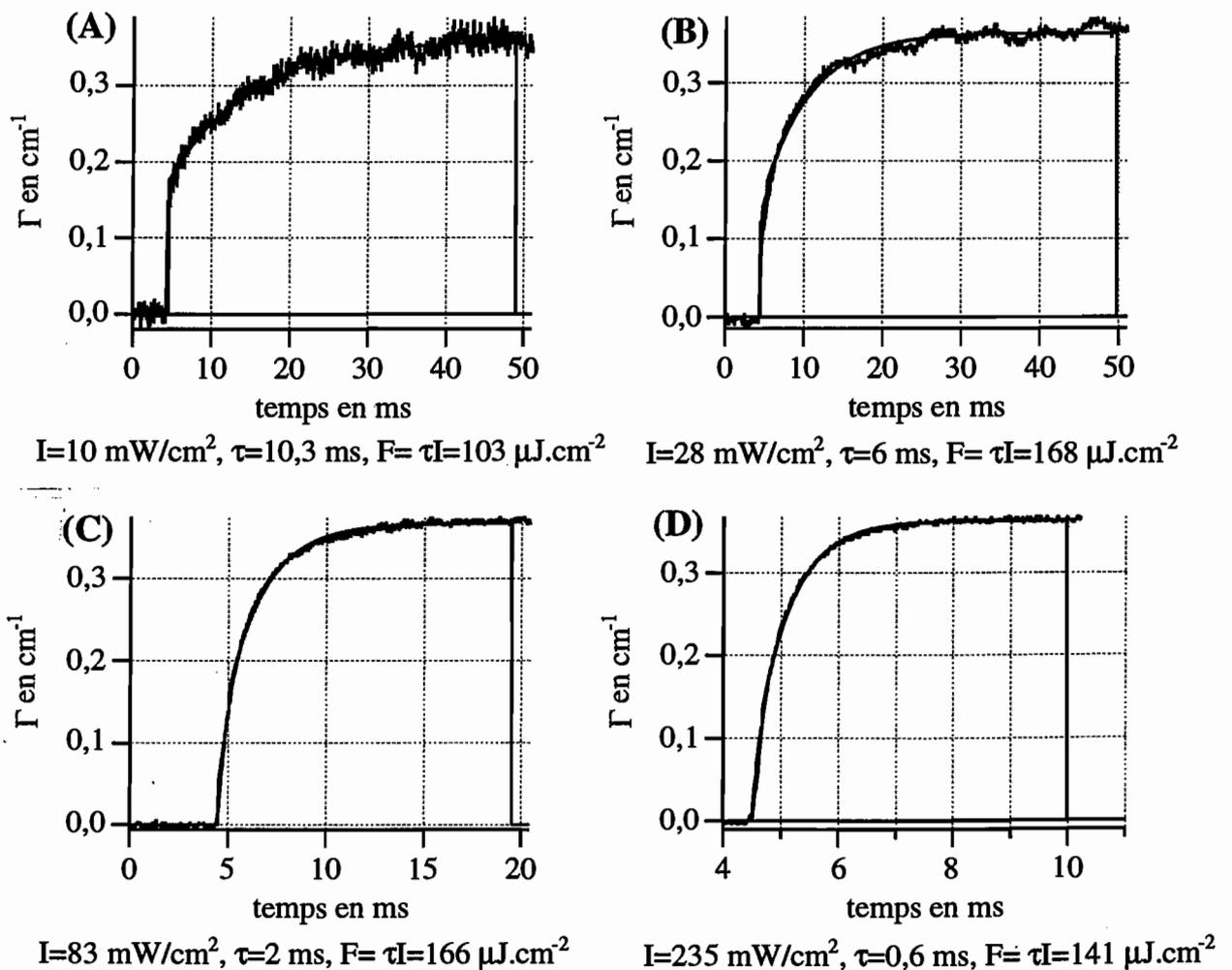


Figure II.25 : Cinétique d'établissement du gain en fonction de l'éclairement sur l'échantillon B23 à $1,06 \mu\text{m}$ pour $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$ et courbes d'ajustement exponentielles.

Nous pouvons aussi faire une mesure du temps de mémorisation dans le noir. On utilise ici un faisceau signal qui induit un photocourant faible devant le courant d'obscurité. Le faisceau pompe est appliqué et le réseau se construit. On coupe le faisceau pompe et on le réapplique au bout d'un temps t . On peut alors observer que le réseau ne s'est pas tout à fait effacé puisque l'on observe une composante instantanée de gain (ce phénomène est observé sur la figure II.25-A). C'est cette composante que nous mesurons en fonction de t .

Une mesure réalisée sur l'échantillon B.V-4T6 est présentée (Figure II.26). Cette mesure a été faite en contre-propageant à $1,55 \mu\text{m}$ pour un éclairement du faisceau signal de $0,16 \text{ mW.cm}^{-2}$. On observe une chute du gain d'un facteur 2 en 1,7 seconde et d'un facteur 4 en 10 secondes. Un très bon ajustement est obtenu avec une double exponentielle de constante de temps 14 secondes et 1 seconde avec des poids identiques.

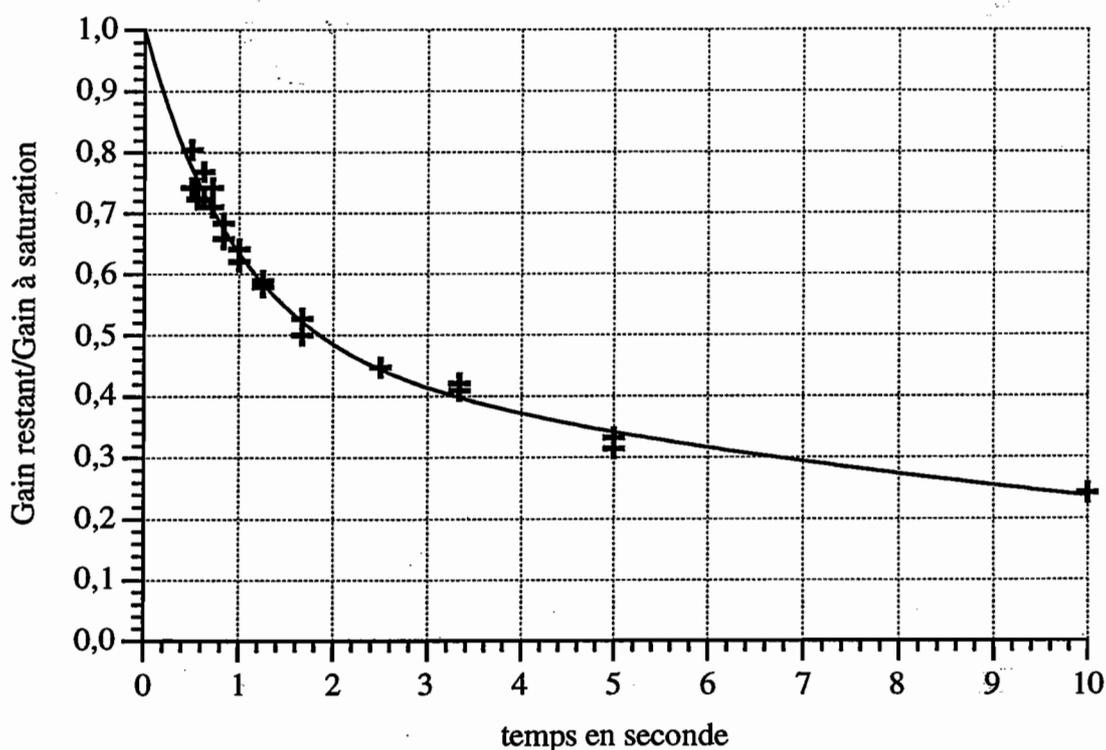


Figure II.26 : Mesure du temps de mémorisation dans le noir dans le cristal B.V-4T6.

8- Mesures d'effet photoréfractif sous champ électrique.

Les gains photoréfractifs mesurés dans le CdTe sont certes plus conséquents que dans les matériaux semi-conducteurs III-V précédemment utilisés mais restent faibles. Dans certaines applications, il va être nécessaire d'avoir un gain net, i.e. $\Gamma - \alpha > 0$. Or parmi tous les cristaux étudiés, seuls certains présentaient un léger gain net et ce dans une

configuration contre-propageante à $1,55 \mu\text{m}$ (où α est plus faible). L'application d'un champ électrique alternatif va permettre une amplification significative du gain [39]. Nous avons montré qu'il y avait une fréquence d'application du champ pour laquelle le gain mesuré était maximal. Des expériences ont été réalisées avec les échantillons B6, B23-3, B25-1v et B26-1 et des gains photoréfractifs élevés ont été mesurés (jusqu'à 5 cm^{-1} à $1,06 \mu\text{m}$ et jusqu'à 3 cm^{-1} à $1,55 \mu\text{m}$).

Nous avons aussi eu besoin d'appliquer un champ électrique continu aux cristaux pour notre détecteur de vibrations. Les résultats de ces expériences sont présentés dans le chapitre III, consacré à l'étude de faisabilité de cette application.

E- Résultats obtenus : bilan de la collaboration.

Un certain nombre de croissances d'échantillons a été effectué sous différentes conditions de dopage et de croissance. Ces échantillons ont ensuite été étudiés par les différents laboratoires du consortium. Pour notre part, à l'Institut d'Optique, nous n'avons étudié que les échantillons semi-isolants. En effet, il faut bien avoir en tête que les échantillons dits de type n ou de type p sont conducteurs et ne présenteront donc pas d'effet photoréfractif car les niveaux de pièges seront soit remplis, soit vides d'électrons.

1- Études spectroscopiques.

Parmi tous les échantillons développés, il faut tout d'abord citer trois échantillons témoins particulièrement intéressants pour la compréhension du défaut profond :

- Un premier échantillon de CdTe qui n'a pas été dopé avec du vanadium, noté L825. On cherche en effet à démontrer tout d'abord que c'est le dopage en vanadium qui est à l'origine du défaut profond. Il est donc nécessaire de comparer les propriétés des échantillons dopés en vanadium avec un échantillon de référence qui ne l'est pas.

- Un deuxième échantillon de CdTe:V,Cl, noté B19 : ce cristal codopé avec un donneur (Cl) est donc de type n. Son niveau de piège est uniquement constitué de V^{2+} .

- Un troisième échantillon de CdTe:V,As, noté B28 : le codopage avec un accepteur (As) le rend de type p et assure l'unique présence de V^{3+} dans le piège.

Nous avons corrélé les mesures effectuées sur ces échantillons témoins et sur le B23 qui est un échantillon de CdTe:V semi-isolant [48] (reproduit en annexe 2) :

• Les mesures de RPE (Figure II.27) ont montré la signature de l'ion V^{3+} avec les échantillons B28 et B23. Cette signature n'a pas été observée sur l'échantillon B19, ce

• Les mesures de RPE (Figure II.27) ont montré la signature de l'ion V^{3+} avec les échantillons B28 et B23. Cette signature n'a pas été observée sur l'échantillon B19, ce qui prouve qu'il ne contient pas d'ions V^{3+} . Par contre, aucun échantillon n'a présenté la signature du V^{2+} . Plutôt que d'en déduire qu'il n'y a pas de V^{2+} dans ces cristaux, les spécialistes de la spectroscopie attribuent cette non-observation à sa sensibilité aux contraintes. Il s'est ainsi avéré que le spectre RPE du V^{2+} n'était pas observable dans le CdTe. Il est possible de déduire de ces mesures la concentration en $[V^{3+}]$ dans les échantillons B28 et B23 par comparaison avec un échantillon standard. L'influence d'une excitation optique aux longueurs d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ et $1,4 \mu\text{m}$ sur la RPE a été étudié. Ces mesures ont montré que la photo-excitation à $1,06 \mu\text{m}$ augmentait la concentration en V^{3+} alors que la photo-excitation à $1,4 \mu\text{m}$ la réduisait. On en déduit ainsi qu'à $1,06 \mu\text{m}$, $S_n > S_p$ et qu'à $1,4 \mu\text{m}$ $S_n < S_p$.

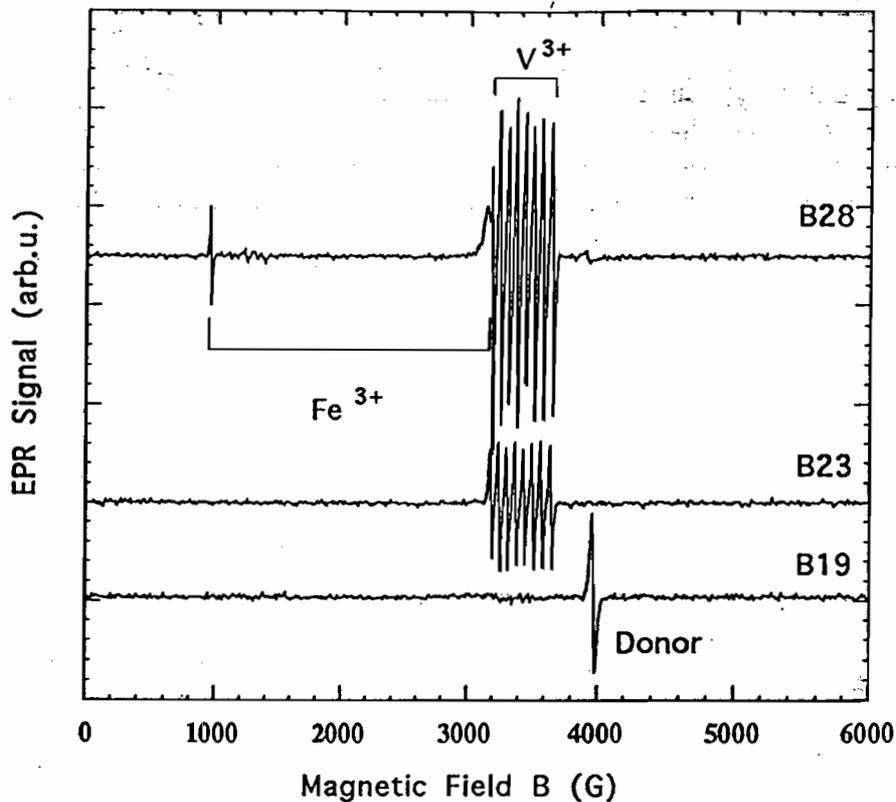


Figure II.27 : Mesures de RPE obtenues avec les échantillons B19, B28 et B23 à une température $T=4K$. Dans le B19, le seul signal observé est celui lié au donneur (Cl). Dans le B23 on observe un signal lié à V^{3+} . Dans le B28 on observe un signal lié à V^{3+} et à Fe^{3+} , ce qui signifie que le B28 a été contaminé par du Fer.

• Les spectres de DCM des échantillons B19 et B28 sont très différents tandis que celui du B23 est une combinaison linéaire des deux autres (Figure II.28). On observe 6 bandes d'énergie optique qui présentent des signatures caractéristiques et on les note P1 à

P6. Les bandes P1 et P2 sont caractéristiques de la présence d'ions V^{2+} tandis que les bandes P3 et P4 traduisent la présence de V^{3+} . Il apparaît en premier lieu que les bandes P3 et P4 sont six fois plus élevées dans le B28 que dans le B23, ce qui signifie que le rapport des concentrations en V^{3+} dans ces deux échantillons est de 6. Ce résultat est en parfait accord avec celui obtenu en RPE. À l'aide de ces mesures, la concentration en V^{2+} a pu être déterminée. En effet, la variation de hauteur des différentes bandes en présence d'une illumination à $1,06 \mu\text{m}$ dépend du rapport $[V^{2+}]/[V^{3+}]$, ce qui, connaissant $[V^{3+}]$, permet de remonter à $[V^{2+}]$.

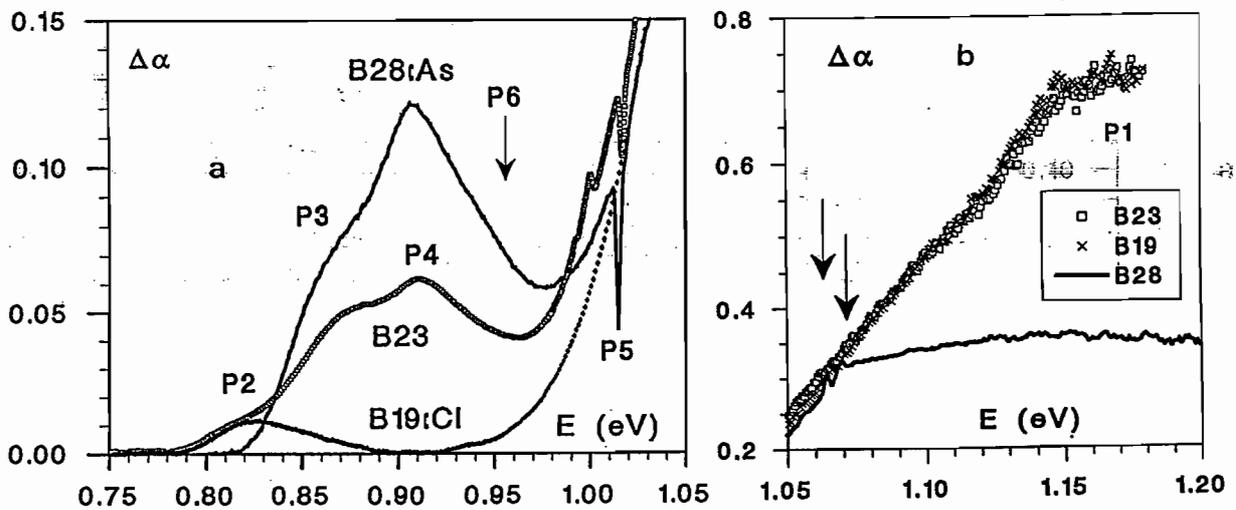


Figure II.28 : Spectres de DCM obtenus avec les échantillons B19, B28 et B23 à une température de 1,4K et sous un champ magnétique de 2,5 T. $\Delta\alpha$ a été multiplié par 1,4 dans le B19 et divisé par 3 dans le B28.

- La figure II.29 présente des spectres de photoconductivité obtenus à température ambiante. On voit, d'une part, que le cristal non dopé ne présente qu'un pic de transition bande à bande alors que les autres spectres présentent d'autres bosses. Cela prouve donc que ces autres pics sont bien liés à la présence de vanadium dans les cristaux. D'autre part, on constate aussi que les spectres du B19 et du B28 ont leur signature propre et que le spectre du B23 comporte les signatures des deux autres échantillons.

Une corrélation entre ces mesures et les spectres d'absorption de ces échantillons confirme que l'absorption observée correspond bien à l'excitation de porteurs libres, condition qui est rappelés le nécessaire à la photoréfractivité des matériaux.

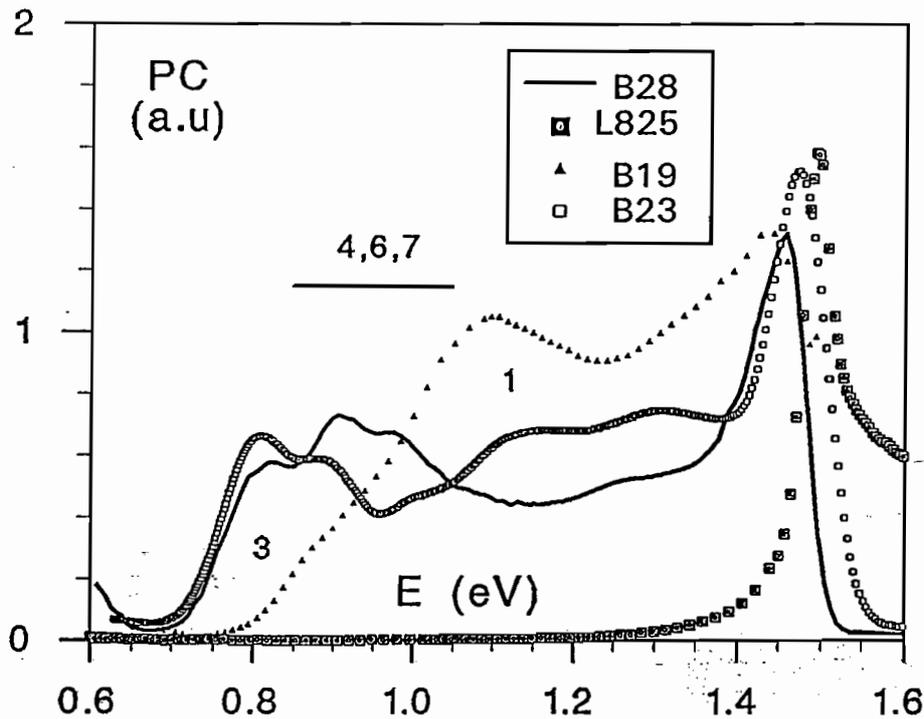


Figure II.29 : Spectre de photoconductivité à température ambiante obtenus avec les échantillons L825, B19, B28 et B23.

• Les mesures du gain photoréfractif en fonction du pas présentées dans la partie B nous donnent des informations sur la densité effective de pièges, $N_{\text{eff}} = \frac{[V^{2+}][V^{3+}]}{[V^{2+}] + [V^{3+}]}$ et

la compétition électron trou, $\xi_0 = \frac{S_n[V^{2+}] - S_p[V^{3+}]}{S_n[V^{2+}] + S_p[V^{3+}]}$ qui sont les deux paramètres

principaux décrivant l'effet photoréfractif. En liaison avec l'absorption et les mesures spectroscopiques, ces paramètres nous permettent d'estimer les sections efficaces de photo-ionisation comme nous allons le voir maintenant.

2- Discussion : sections efficaces de photo-ionisation.

Les mesures de RPE nous donnent, dans l'échantillon B23, $[V^{3+}] \cong 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^3$. En leur additionnant les mesures de DCM, on obtient $[V^{2+}] \cong 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^3$. Cela correspond à une densité effective de pièges, $N_{\text{eff}} \cong 2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^3$. Or nous avons mesuré par une caractérisation photoréfractive, des densités effectives de pièges différentes entre $1,06 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$, mais qui valaient respectivement $N_{\text{eff}} \cong 3,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^3$ et $N_{\text{eff}} \cong 1,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^3$. Ces résultats sont donc cohérents.

Maintenant, connaissant le coefficient de compétition électron-trou et l'absorption, on peut déduire les sections efficaces de photo-ionisation :

$$S_n = \frac{1 + \xi_0}{2} \frac{\alpha}{[V^{2+}]} \text{ et } S_p = \frac{1 - \xi_0}{2} \frac{\alpha}{[V^{3+}]} \quad (\text{II.69-70}).$$

Les résultats obtenus sont présentés sur le tableau ci dessous. Les valeurs données de l'absorption sont corrigées des pertes résiduelles, c'est à dire qu'on a soustrait l'absorption à 2µm supposée "non-photoréfractive" à l'absorption réellement mesurée.

	1,06 µm	1,32 µm	1,55 µm
α en cm^{-1}	1,6	0,85	0,58
ξ_0	0,8	0	-0,81
S_n en cm^{-2}	$2,9 \cdot 10^{-16}$	$8,5 \cdot 10^{-17}$	$1,1 \cdot 10^{-17}$
S_p en cm^{-2}	$2,7 \cdot 10^{-17}$	$7,1 \cdot 10^{-17}$	$8,7 \cdot 10^{-17}$

Tableau II.3 : Détermination des sections efficaces de photo-ionisation.

Ces résultats montrent une décroissance à peu près monotone de S_n quand la longueur d'onde croît alors que S_p part d'une valeur faible à 1,06 µm et atteint une valeur quatre fois plus importante à 1,32 et 1,55 µm. Ils sont en accord avec les ordres de grandeurs des valeurs obtenus par DLOS [52]. Notons que nous supposons ici que toute l'absorption non résiduelle contribue à la photo-excitation du niveau de piège V^{2+}/V^{3+} . Ces résultats sont toutefois à tempérer compte tenu du fait que nous avons montré que deux pièges intervenaient probablement dans l'effet photoréfractif [51] (reproduit en annexe 1).

3- Résultats des caractérisations photoréfractives.

Nous présentons sur le tableau suivant les résultats que nous avons obtenus avec les échantillons B9.1, B23.3, B.V-4T3.9 et B.V-4T6.11. On obtient toujours des densités effectives de pièges de mêmes ordres de grandeur comprises entre $3,3$ et $5,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à 1,55 µm et entre $1,4$ et $4,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à 1,06 µm. On constate que l'inversion du signe de la compétition électron trou se fait généralement autour de 1,32 µm, sauf dans le cas de l'échantillon B9.1 où l'on n'observe qu'une annulation de l'effet à 1,55 µm.

		B9.1	B23.3	B.V-4T3.9	B.V-4T6.11
$\alpha(\text{cm}^{-1})$	1,06 μm	6,00	2,90	1,09	1,57
	1,32 μm	1,29	2,12	0,26	0,41
	1,55 μm	1,07	1,85	0,24	0,30
	2 μm	0,44	1,27	0,13	0,08
ξ_0	1,06 μm	0,5	0,8 \pm 0,03	0,57 \pm 0,03	0,62
	1,32 μm	0,27	\approx 0	\approx 0,07	0,1
	1,55 μm	0	-0,81 \pm 0,03	-0,59 \pm 0,03	-0,41
N_{eff} (cm^{-3})	1,06 μm	$\approx 3,3 \cdot 10^{15}$	3,8 \pm 0,5 $\cdot 10^{15}$	5,5 \pm 0,5 $\cdot 10^{15}$	5,4 \pm 0,5 $\cdot 10^{15}$
	1,55 μm		1,4 \pm 0,2 $\cdot 10^{15}$	4,8 \pm 0,5 $\cdot 10^{15}$	3 \pm 0,5 $\cdot 10^{15}$
$F=\tau I$ ($\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)	1,06 μm	\approx 12 ($\Lambda=1,5\mu\text{m}$)	\approx 166 ($\Lambda=1,5\mu\text{m}$)	\approx 85 (4T3.6)* ($\Lambda=1,7\mu\text{m}$)	\approx 24 ($\Lambda=1,7\mu\text{m}$)
	1,55 μm		\approx 172 ($\Lambda=2,3\mu\text{m}$)		

Tableau II.4: Paramètres de quelques échantillons testés.

* L'échantillon B.V-4T3.6 provient du même lingot que le B.V-4T3.9.

Conclusion.

Nous avons montré dans ce chapitre l'intérêt du CdTe:V pour notre application : sensibilité dans le proche infrarouge (1-1,5 μm), sensibilité à partir de faibles éclaircissements (typiquement inférieurs à 1 $\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$), faible fluence d'écriture d'un hologramme de phase (de l'ordre de quelques dizaines de $\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$), un coefficient électro-optique élevé par rapport aux autres semi-conducteurs photoréfractifs et enfin un bon comportement sous champ électrique appliqué.

Nous avons développé, à l'Institut d'Optique, une procédure de caractérisation photoréfractive qui permet, entre autres, une mesure fiable de la densité effective de

pièges dans les cristaux. Ces techniques de caractérisation nous ont permis de sélectionner deux échantillons (B.V-4T3 et B.V-4T6) synthétisés par 3AR. Ces échantillons ont été choisis, d'une part, pour leurs grandes dimensions (avec des volumes valant typiquement 1 cm^3), leur monocristallinité et leur bonne qualité optique (élimination des pertes résiduelles par diffusion), et d'autre part, pour leurs propriétés photoréfractives. Il faut ici noter que les échantillons obtenus par différentes croissances commencent à présenter des caractéristiques reproductibles.

Parallèlement, un travail de collaboration avec des laboratoires de caractérisation spectroscopique a été mis en oeuvre. Nous avons montré que les différentes techniques utilisées (Résonance Paramagnétique Électronique, Dichroïsme Circulaire Magnétique, spectres de photoconductivité, caractérisations photoréfractives) permettaient d'avoir des informations sur les défauts profonds (nature du site, degré d'oxydation et concentration). On a pu identifier le défaut principal, de type V^{2+}/V^{3+} , lié à l'effet photoréfractif, même si les mesures de caractérisation photoréfractives montrent qu'il n'est probablement pas seul [51].

Nous allons maintenant étudier la théorie du senseur photoréfractif d'ultrasons, et allons maintenant présenter sa réalisation et sa caractérisation expérimentale.

III Senseur photoréfractif d'ultrasons par couplage d'ondes.

Nous allons ici appliquer le couplage d'ondes photoréfractif à la détection de vibrations ultrasonores. Rappelons que nous envoyons dans un cristal photoréfractif un faisceau signal modulé en phase de front d'onde déformé et un faisceau de référence. Ces deux faisceaux interfèrent dans le matériau et créent un réseau d'indice. Le faisceau de référence diffracte sur ce réseau d'indice dans la direction du faisceau signal transmis et suivant la même structure de front d'onde. La détection du faisceau signal à la sortie du cristal va nous permettre d'extraire la modulation de phase du faisceau signal d'entrée. Nous avons montré intuitivement dans le chapitre I que le diffracté du faisceau de référence tient lieu d'oscillateur local à partir du moment où la modulation de phase du faisceau signal est rapide devant le temps de construction de l'effet photoréfractif, ce qui signifie que le système se comporte ainsi comme un filtre passe-haut.

Nous allons maintenant mettre en place un formalisme pour résoudre mathématiquement le problème (partie A). Nous utilisons ici le formalisme de l'effet photoréfractif et les équations de couplage des ondes par le réseau (cf. chapitre II). Ensuite, nous montrons, à l'aide de ce modèle, l'intérêt d'une technique basée sur l'application d'un champ électrique continu (partie A et B) et nous présentons les résultats expérimentaux obtenus avec nos échantillons de CdTe:V. Cette étude théorique et expérimentale est divisée en deux parties : d'une part, l'étude de vibrations ultrasonores (partie C), c'est à dire d'un signal rapidement modulé en phase, et, d'autre part, l'étude de la réponse de notre système en fonction de la fréquence de la vibration (partie D). Enfin, dans une dernière partie, nous présentons un prototype de laboratoire et les premières mesures de vibrations engendrées par Laser que nous avons effectuées au laboratoire (partie E).

Des modèles consacrés à l'étude de cette technique photoréfractive ont été développés [53-57], certains prenant en compte l'atténuation du faisceau de référence due au transfert d'énergie [57,58]. Cependant, la plupart de ces modèles considèrent que l'influence de l'absorption sur la cinétique du cristal est négligeable, ce qui est généralement une approximation incorrecte, en particulier, dans le cas des cristaux de

CdTe que j'ai présentés dans la partie précédente. En effet, à $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$, l'absorption dans ces cristaux vaut dans le meilleur des cas 1 cm^{-1} , ce qui correspond à une perte d'environ 60% pour des cristaux d'épaisseurs de l'ordre de 1 cm. Nous commençons donc ce chapitre par la mise en place d'un formalisme du couplage d'onde photoréfractif, avec un faisceau signal modulé temporellement, et qui tient compte de l'absorption.

A- Transmission d'un signal modulé temporellement à travers un cristal photoréfractif absorbant.

1- Mise en équation du problème.

Dans un premier temps, nous considérerons que les fronts d'onde des deux faisceaux participant au mélange d'onde sont plans. Nous verrons, en conclusion de cette étude théorique, que l'utilisation d'ondes déformées ne change pas l'esprit du calcul. Soit donc deux ondes planes dont l'une est un faisceau de référence non modulé de fort éclairement et l'autre un faisceau signal de faible éclairement modulé temporellement. Nous ne nous limiterons pas ici au cas d'un faisceau signal simplement modulé en phase, considérant qu'il peut aussi éventuellement être modulé en intensité. Ces deux faisceaux sont envoyés sur un matériau photoréfractif (Figure III.1). Nous cherchons maintenant à calculer l'allure temporelle du faisceau signal en sortie du cristal.

Nous travaillons avec un rapport d'intensité entre les faisceaux référence et signal suffisamment conséquent pour que l'approximation de non atténuation de la référence soit valable et cela sur toute l'épaisseur du cristal. Vu les faibles gains photoréfractifs présents dans nos cristaux, cette approximation est justifiée pour des rapports référence à signal qui sont typiquement égaux à 10. Par contre, nous tiendrons compte de l'atténuation de la pompe due à l'absorption au cours de sa traversée dans le cristal. Comme la constante de temps d'établissement de l'effet photoréfractif est inversement proportionnelle à l'éclairement du faisceau pompe, elle va augmenter au cours de la progression des faisceaux le long du cristal.

Le couplage est modélisé par les trois équations différentielles, présentées dans le chapitre II qui lient l'amplitude E_1 du champ électrique de charge d'espace, l'amplitude E_r du champ optique de l'onde de référence et l'amplitude E_s du champ de l'onde signal.

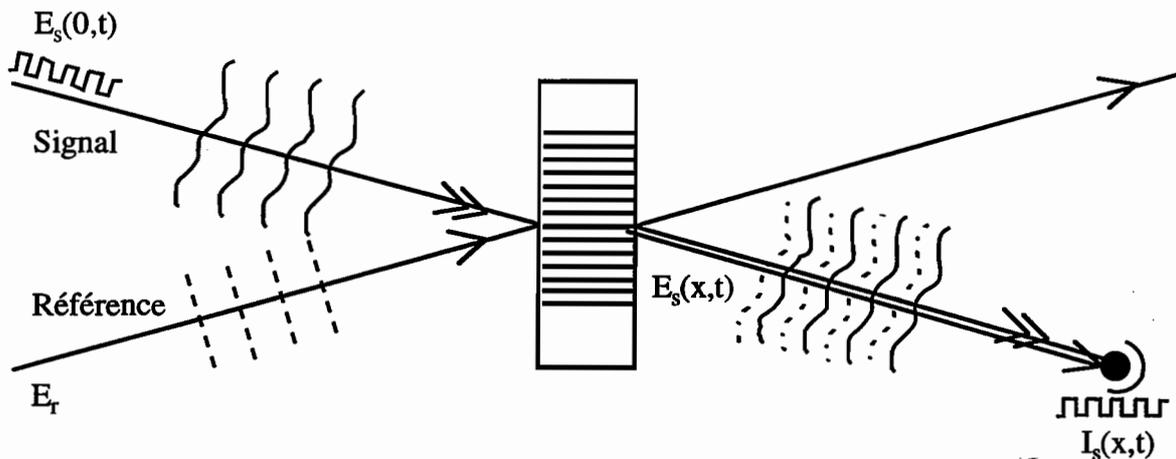


Figure III.1 : Mélange d'onde photoréfractif. Un faisceau de référence E_r et un faisceau signal modulé temporellement E_s se propagent le long de la direction x et interagissent par mélange d'onde, ce qui modifie le faisceau signal transmis.

Rappelons que la première équation établit la cinétique du champ de charge d'espace :

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{E_1}{\tau} = \frac{E_{sc}}{\tau} \frac{E_r^* E_s}{2I} \quad (III.1),$$

où τ est la constante de temps d'établissement du champ de charge d'espace, i.e. la constante de temps d'établissement de l'effet photoréfractif ; I est l'éclairement total, $I = E_r^* E_r + E_s^* E_s = E_r^* E_r$ car le faisceau signal est négligeable devant le faisceau de référence ; E_{sc} est le champ de charge d'espace qui est, rappelons le, un paramètre intrinsèque du matériau, indépendant de la modulation des franges donnée par le terme d'interférence $E_r^* E_s$, à partir du moment où cette modulation est petite devant 1.

Si nous négligeons l'influence de l'émission thermique devant celle de la photo-excitation, nous obtenons que $1/\tau$ est proportionnel à I alors que E_{sc} est indépendant de I . Rappelons enfin que, dans le cas général que nous considérons, E_{sc} et $1/\tau$ sont des paramètres complexes (cf. chapitre II, équations II.14 et II.15), alors que, dans le cas particulier où l'effet photoréfractif est régi par un phénomène de diffusion sans champ externe appliqué, $1/\tau$ est réel et E_{sc} est imaginaire pur.

Rappelons maintenant les équations de propagation des faisceaux signal et de référence (cf. chapitre II, équations II.30, II.31 et II.32) :

$$\frac{\partial E_r}{\partial x} = \frac{2\gamma}{E_{sc}} E_r^* E_s - \frac{\alpha}{2} E_r \quad (III.2),$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial x} = \frac{2\gamma}{E_{sc}} E_r E_r^* - \frac{\alpha}{2} E_s \quad (III.3),$$

où γ est le gain de couplage photoréfractif en amplitude et α est le coefficient d'absorption en intensité.

Nous nous intéressons à la transmission dans le cristal du faisceau signal modulé E_s . Nous allons donc maintenant réécrire ces trois équations différentielles sous la forme d'une équation aux dérivées partielles régissant la transmission de E_s à travers le cristal. Nous rappelons ici le cadre de cette résolution, c'est à dire ce que nous avons négligé et ce dont nous avons tenu compte :

1.- Le faisceau de référence n'est pas temporellement modulé (une éventuelle modulation de phase présente sur ce faisceau pourra facilement être transférée au faisceau signal puisque c'est la différence de phase entre les deux faisceaux qui est importante).

2.- Nous négligeons l'atténuation du faisceau de référence due au couplage, i.e. nous considérons que nous sommes dans un régime de gain photoréfractif faible et de rapport référence à signal fort.

3.- On tient compte de l'atténuation du faisceau de référence due à l'absorption dans le cristal.

4.- Au temps $t=0$, i.e. avant que le faisceau signal ne soit modulé, nous sommes dans un état stationnaire avec un réseau écrit dans le cristal. En d'autres termes, nous considérons que les deux faisceaux sont envoyés dans le cristal avant l'instant $t=0$ et qu'ils ont donc pu inscrire un hologramme de phase. Notons que la résolution du système sans hologramme de phase à $t=0$ peut être faite de la même manière comme nous le verrons par la suite.

Les points 2 et 3 permettent une simplification de l'équation (III.2) qui devient :

$$\frac{\partial E_r}{\partial x} = -\frac{\alpha}{2} E_r \quad (\text{III.4}).$$

Elle est donc immédiatement résolue indépendamment du temps :

$$E_r(x) = E_{r0} e^{-\frac{\alpha}{2}x}. \quad (\text{III.5}).$$

Cela nous donne finalement l'éclairement total dans le cristal :

$$I(x) = E_r E_r^* + E_s E_s^* = E_r E_r^* = I_0 e^{-\alpha x} \quad (\text{III.6}),$$

où $I_0 = |E_{r0}|^2$ est l'éclairement du faisceau de référence à l'entrée du cristal.

On exprime par cette dernière équation que l'éclairement total diminue au cours de la propagation à travers le cristal. Ainsi, la constante de temps τ augmente-t-elle au cours

de cette propagation (l'effet photoréfractif est plus lent à la sortie du cristal qu'à son entrée). Comme $1/\tau$ est proportionnel à I , on peut écrire :

$$1/\tau = e^{-\alpha x} / \tau_0 \quad (\text{III.7}),$$

où τ_0 est la constante de temps photoréfractive à l'entrée du cristal (à $x=0$), correspondant à l'éclairement I_0 .

En dérivant l'équation (III.3) par rapport au temps t et en remplaçant $\partial E_1 / \partial t$ par l'expression donnée dans l'équation (III.1) nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 E_s}{\partial t \partial x} = \frac{\gamma E_r E_r^*}{\tau I} E_s - \frac{2\gamma}{E_{sc} \tau} E_1 E_r - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial E_s}{\partial t} \quad (\text{III.8}).$$

On extrait alors $E_1 E_r$ de l'équation (III.3) ce qui nous donne finalement une équation aux dérivées partielles régissant $E_s(x, t)$:

$$\boxed{\frac{\partial^2 E_s}{\partial t \partial x} = \frac{E_s e^{-\alpha x}}{\tau_0} \left(\gamma - \frac{\alpha}{2} \right) - \frac{e^{-\alpha x}}{\tau_0} \frac{\partial E_s}{\partial x} - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial E_s}{\partial t}} \quad (\text{III.9}).$$

Le point 4 nous donne la condition initiale du problème. À $t=0$, un réseau est écrit dans le cristal et est à l'état stationnaire, nous pouvons écrire :

$$E_s(x, 0) = E_s(0, 0) e^{-\frac{\alpha}{2} x} e^{\gamma x} \quad (\text{III.10}).$$

Au temps $t=0^+$, nous appliquons une modulation temporelle déterminée (en amplitude et/ou en phase) au faisceau signal $E_s(0, t)$ à l'entrée du cristal, ce qui est la condition de bord du problème. Nous cherchons alors à déterminer l'expression $E_s(x, t)$ après une propagation du faisceau sur une distance x dans le cristal.

Le problème est donc entièrement posé sous la forme d'une équation aux dérivées partielles avec ses conditions initiale et de bord. Nous allons maintenant le résoudre.

2- Résolution de l'équation de transfert.

a- Première résolution.

L'équation (III.9) se résout en utilisant la technique de la transformée de Laplace. En effet, nous avons préféré cette technique à la transformée de Fourier [59,60] parce

qu'elle est mieux adaptée à l'étude du signal causal auquel nous avons affaire. Le calcul est présenté en Annexe 3. Nous obtenons ainsi :

$$E_s(x, t) = e^{-\frac{\alpha x}{2}} e^{\gamma x} \left[E_s(0, 0) + \int_0^t \left(\tau_0 \frac{\partial E_s}{\partial t}(0, T) + E_s(0, T) - E_s(0, 0) \right) H(x, t - T) dT \right] \quad (\text{III.11}).$$

$$H(x, t) = \frac{e^{-\gamma x}}{\tau_0} e^{-\frac{t}{\tau_0}} {}_1F_1 \left(\frac{\gamma}{\alpha}, 1, \left(\frac{e^{\alpha x} - 1}{e^{\alpha x}} \right) \frac{t}{\tau_0} \right) \quad (\text{III.12}),$$

où ${}_1F_1(\alpha, \beta, z)$ est une fonction hypergéométrique confluyente [61].

Il va ainsi être possible de calculer $E_s(x, t)$ en utilisant les relations (III.11) et (III.12) [62]. Nous avons donc établi une expression analytique de la transmission d'un signal dépendant du temps à travers un cristal photoréfractif absorbant dans une configuration de mélange deux ondes.

Si l'on veut étudier le cas où il n'y a pas de réseau inscrit au départ, il faut légèrement modifier les conditions initiales et considérer qu'il n'y a pas de réseau à l'instant $t=0$, soit :

$$E_s(x, 0) = E_s(0, 0) e^{-\alpha x/2} \quad (\text{III.13}).$$

Ce calcul est détaillé dans l'annexe 3. Nous obtenons :

$$E_s(x, t) = e^{-\frac{\alpha x}{2}} e^{\gamma x} \left[\tau_0 E_s(0, 0) H(x, t) + \int_0^t \left(\tau_0 \frac{\partial E_s}{\partial t}(0, T) + E_s(0, T) \right) H(x, t - T) dT \right] \quad (\text{III.14}),$$

où $H(x, t)$ reste la même fonction.

Nous montrons également dans l'annexe 3 que le modèle, sans tenir compte de l'absorption, développé dans la référence [53] est un cas particulier de notre modèle où la

fonction hypergéométrique confluyente incluse dans la fonction H se simplifie en une fonction de Bessel d'ordre 0.

b- Simplification des expressions obtenues.

Un des inconvénients des expressions (III.11) et (III.14) est l'intervention dans le calcul de $\partial E_s / \partial T$. Pour simplifier ces expressions, nous faisons donc ici une simple intégration par partie :

$$\int_0^t \frac{\partial E_s}{\partial T}(0, T) H(x, t - T) dT = E_s(0, t) H(x, 0) - E_s(0, t) + \int_0^t E_s(0, T) \frac{\partial H}{\partial T}(x, t - T) dT \quad (\text{III.15}).$$

Sachant que :

$$\bullet H(x, 0) = \frac{e^{-\gamma x}}{\tau_0} \quad (\text{III.16}),$$

$$\bullet \frac{\partial H}{\partial T}(x, t) = \frac{-1}{\tau_0} H(x, t) + \frac{e^{-\gamma x} e^{-\gamma \tau_0}}{\tau_0} \frac{\gamma e^{\alpha x} - 1}{\alpha e^{\alpha x}} \frac{\partial {}_1F_1}{\partial T} \left(\frac{\gamma}{\alpha}, 1, \frac{e^{\alpha x} - 1}{e^{\alpha x}} \frac{t}{\tau_0} \right) \quad (\text{III.17}),$$

$$\bullet \frac{\partial {}_1F_1}{\partial z}(a, b, z) = \frac{a}{b} {}_1F_1(a + 1, b + 1, z) \quad [61] \quad (\text{III.18}),$$

on obtient dans le cas où il n'y a pas de réseau au départ (III.38),

$$E_s(x, t) = e^{-\alpha x / 2} \left[E_s(0, t) + \int_0^t E_s(0, T) G(x, t - T) dT \right] \quad (\text{III.19}),$$

avec :

$$G(x, t) = \frac{e^{-\gamma \tau_0}}{\tau_0} \frac{\gamma e^{\alpha x} - 1}{\alpha e^{\alpha x}} {}_1F_1 \left(\frac{\gamma + \alpha}{\alpha}, 2, \frac{e^{\alpha x} - 1}{e^{\alpha x}} \frac{t}{\tau_0} \right) \quad (\text{III.20}).$$

La différence entre la relation (III.14) obtenue sans réseau au départ et la relation (III.11) obtenue avec un réseau est légère puisque pour passer de la première relation à la deuxième, il faut remplacer les termes en $E_s(0, t)$ par $E_s(0, t) - E_s(0, 0)$ et ajouter le champ de départ $e^{-\alpha x / 2} e^{\gamma x} E_s(0, 0)$. On déduit donc de la relation (III.45), l'expression du champ en présence d'un réseau au départ :

$$E_s(x, t) = e^{-\alpha x/2} \left[e^{\gamma x} E_s(0, 0) + (E_s(0, t) - E_s(0, 0)) + \int_0^t (E_s(0, T) - E_s(0, 0)) G(x, t - T) dT \right] \quad (\text{III.21}).$$

Les solutions obtenues (III.19 et 21) sont maintenant présentées sous la forme d'équations de filtrage. Il n'est pas possible de présenter la solution de la référence [53] sous cette forme sans passer par le formalisme des fonctions hypergéométriques confluentes.

Nous avons ici résolu un système d'équation aux dérivées partielles couplées en le transformant en un calcul de "convolution" avec une seule variable t . L'expression obtenue est compliquée même si il est facile de l'utiliser pour faire des calculs numériques, la fonction ${}_1F_1$ étant parfaitement connue des logiciels de calculs modernes.

Nous allons maintenant appliquer ce modèle à deux exemples dont l'un concerne celui qui nous intéresse principalement, c'est à dire la détection d'un signal rapidement modulé en phase.

3- Cinétique d'établissement du mélange deux ondes.

Un premier exemple intéressant d'utilisation de notre formalisme est la détermination de la cinétique de construction du mélange deux ondes en présence d'absorption. L'absorption crée, en effet, un continuum de constantes de temps à travers le cristal à cause de la baisse d'éclairement. Notre objectif est donc de déterminer quelle est la cinétique de l'ensemble. Nous nous limitons dans ce paragraphe au cas du régime de diffusion, soit pour des valeurs réelles de γ et de τ .

a- Mise en place du formalisme.

Pour résoudre ce problème, nous utilisons l'expression (III.19) pour une fonction $\begin{cases} t < 0, & E_s(0, t) = 0 \\ t \geq 0, & E_s(0, t) = E_s(0, 0) \end{cases}$. Nous obtenons donc :

$$\begin{aligned} E_s(x, t) &= e^{-\alpha x/2} E_s(0, 0) \left[1 + \int_0^t G(x, t - T) dT \right] \\ &= e^{-\alpha x/2} E_s(0, 0) \left[1 + \int_0^t G(x, T) dT \right] \end{aligned} \quad (\text{III.22}).$$

Nous représentons, sur la figure III.2, la fonction $G(x, t)$ pour des valeurs caractéristiques des paramètres. Notons que nous avons choisi un temps de réponse de 1

seconde par commodité. En effet, le choix du temps de réponse ne joue pas sur la forme de la courbe. On voit que la prise en compte l'absorption ralentit la cinétique d'établissement de l'effet photoréfractif car la fonction G décroît plus lentement que l'autre.

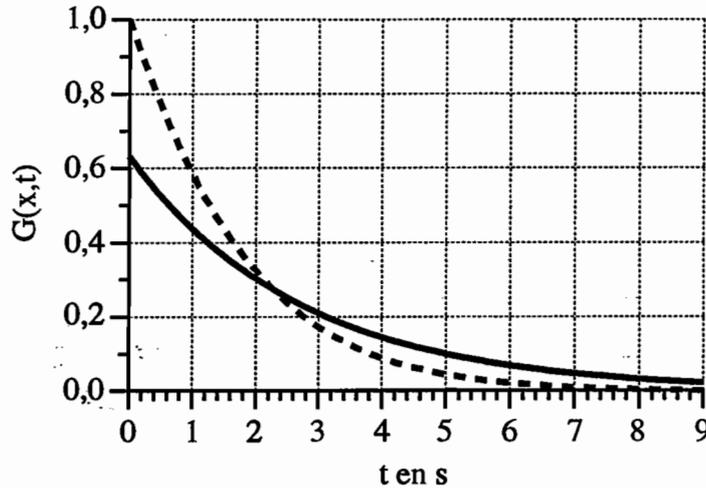


Figure III.2 : Représentation de la fonction G pour $\tau_0=1s$, $x=1\text{ cm}$, $\gamma=1\text{ cm}^{-1}$ et $\alpha=1\text{ cm}^{-1}$ (courbe en traits pleins) ou $\alpha=0$ (courbe en traits pointillés).

b- Remarque essentielle.

Il est très instructif de noter, dans le cas de l'étude de l'établissement du gain qui précède, qu'au bout d'un temps infini, le gain photoréfractif sera établi. Connaissant la valeur de l'amplification en régime stationnaire, on a,

$$\begin{aligned} \lim_{t \rightarrow \infty} E_s(x,t) &= e^{-\alpha x/2} E_s(0,0) \left[1 + \int_0^\infty G(x,T) dT \right] \\ &= e^{-\alpha x/2} E_s(0,0) e^{\gamma x} \end{aligned} \tag{III.23}$$

On déduit :

$$\int_0^\infty G(x,T) dT \equiv e^{\gamma x} - 1 \tag{III.24}$$

ce qui permet de comprendre la signification physique de l'intégrale de la fonction G .

c- Étude numérique.

Pour comparer les cinétiques d'établissement de l'effet sous diverses conditions, nous définissons une fonction intensité normalisée $N_s(x,t)$ qui vaut zéro quand il n'y a pas de réseau inscrit (à $t=0$) et qui vaut 1 à l'état stationnaire (quand $t \rightarrow \infty$) :

$$N_s(x, t) = \frac{I_s(x, t) - I_s(x, 0)}{I_s(x, t \rightarrow \infty) - I_s(x, 0)} = \frac{\left| 1 + \int_0^t G(x, T) dT \right|^2 - 1}{\left| 1 + \int_0^\infty G(x, T) dT \right|^2 - 1} \quad (\text{III.25}).$$

$$= \frac{\left| 1 + \int_0^t G(x, T) dT \right|^2 - 1}{e^{2\gamma e(\gamma)x} - 1}$$

À partir de l'expression analytique (III.22), nous calculons numériquement la dépendance temporelle de $N_s(x, t)$, pour un cristal de gain en intensité $\Gamma=0,3 \text{ cm}^{-1}$, d'épaisseur $x=1 \text{ cm}$ et de constante de temps $\tau_0=1 \text{ s}$ et pour différentes valeurs de l'absorption comprises entre 0 et 1 cm^{-1} . Les résultats sont montrés sur la figure III.3.

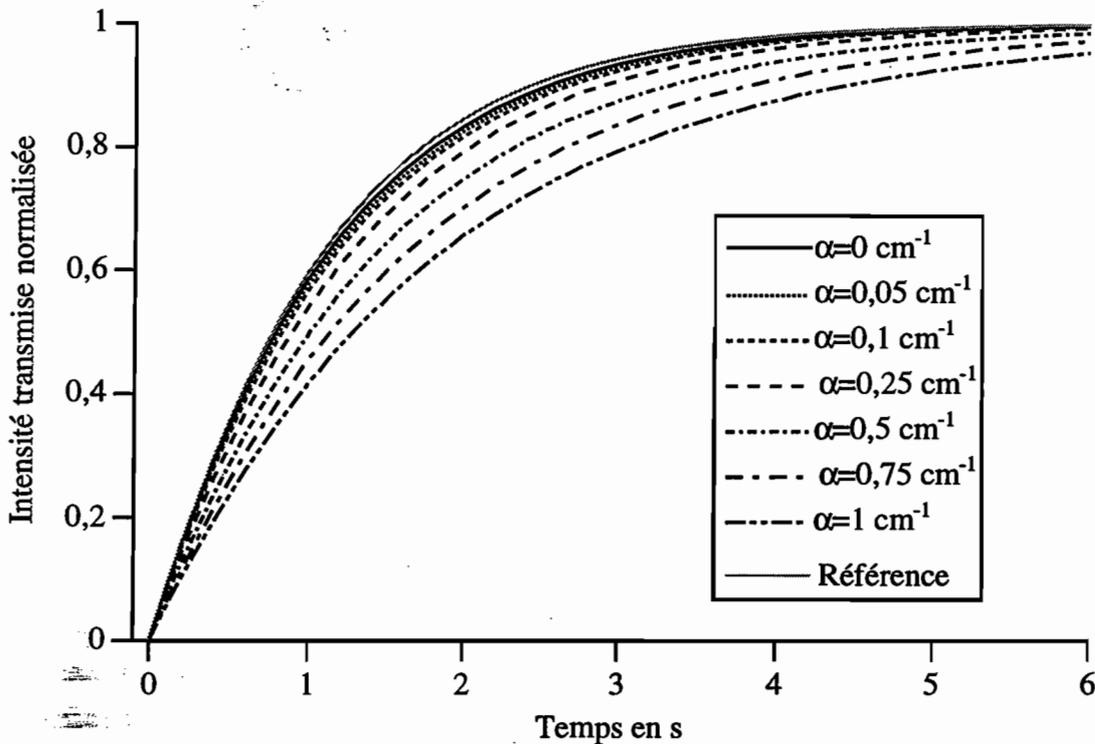


Figure III.3 : Construction du gain photoréfractif dans le régime de diffusion pour différentes valeurs de l'absorption du cristal comprises entre 0 et 1 cm^{-1} ($\Gamma=0,3 \text{ cm}^{-1}$, $x=1 \text{ cm}$ et $\tau_0=1 \text{ s}$). Les conditions à l'entrée du cristal sont les mêmes pour toutes les courbes. La courbe en trait clair correspond à la cinétique d'établissement de l'intensité normalisée dans le cas où la cinétique de construction du réseau suit une loi exponentielle de constante de temps τ_0 .

Remarquons ici que nous n'avons pas lié dans nos simulations l'absorption à l'effet photoréfractif alors que la constante de temps d'établissement du champ de charge d'espace dépend directement de l'absorption dans le cristal à travers les paramètres α_n et α_p utilisés (cf. chapitre II, A-1-a). Nous voulons ici uniquement montrer l'influence de

l'absorption sur la cinétique du mélange d'onde et avons donc considéré une même constante de temps dans tous les cas même si dans un cas réel, changer l'absorption va changer le temps de construction du champ de charge d'espace.

Comme on s'y attendait, on vérifie sur ces courbes, que, plus le cristal est absorbant, plus la construction du mélange d'ondes est lente. Ces courbes sont très proches de courbes exponentielles de constantes de temps τ qui suivent la loi :

$$\tau(\alpha) = e^{\frac{\alpha}{2}} \tau(\alpha = 0) \quad (\text{III.26}),$$

ce qui correspond à prendre comme constante de temps celle obtenue au milieu du cristal, résultat empirique qui est intuitivement parfaitement logique.

Nous remarquons aussi sur la courbe correspondant à $\alpha=0$ que la cinétique d'établissement est légèrement plus lente que celle qui serait prévue dans le cas où la cinétique de construction du réseau suit une loi exponentielle de constante de temps τ_0 . Cela a déjà été vu [58] et signifie simplement que la construction du champ de charge d'espace est plus longue dans le cas du couplage positif présenté que dans le cas où il n'y en a pas (quand par exemple $r_{\text{eff}}=0$). Ce résultat peut s'expliquer très simplement : quand on travaille en couplage d'onde positif, la modulation du réseau d'illumination augmente au cours de la traversée dans le cristal puisqu'elle est proportionnelle à l'amplitude du faisceau signal ($m \cong 2(\hat{e}_s \cdot \hat{e}_r^*)E_s / E_r$). Si bien que la modulation du champ de charge d'espace pour atteindre l'état stationnaire ($E_1 = mE_{sc}$) s'accroît progressivement. La constante de temps d'établissement du couplage est donc plus lente que celle de l'effet photoréfractif.

Ce ralentissement de la cinétique quand on augmente le gain de couplage est clairement mis en évidence sur la figure III.4 où nous avons calculé l'intensité normalisée du faisceau signal transmis pour différentes valeurs du gain photoréfractif comprises entre -2 et +2cm⁻¹.

On peut faire deux remarques sur ces courbes. D'abord, les courbes obtenues gardent un comportement exponentiel pour de faibles valeurs du gain et elles présentent alors des temps de montée qui sont proches de τ_0 . Or les mesures de temps de réponse par couplage d'onde que nous avons faites (cf. chapitre II) ont généralement été effectuées sur des échantillons présentant de fortes absorptions et de faibles gains et épaisseurs. Dans ces conditions, on peut considérer raisonnablement que le temps de réponse mesuré est égal au temps de réponse de l'effet photoréfractif τ_0 .

Nous remarquons ensuite que pour de fortes valeurs du gain, il y a une grande différence entre le temps d'établissement du couplage en atténuation et en amplification. On observe ainsi un temps d'établissement (à $1/e$) 5 fois plus grand en atténuation qu'en amplification pour un module du gain égal à 2 cm^{-1} .

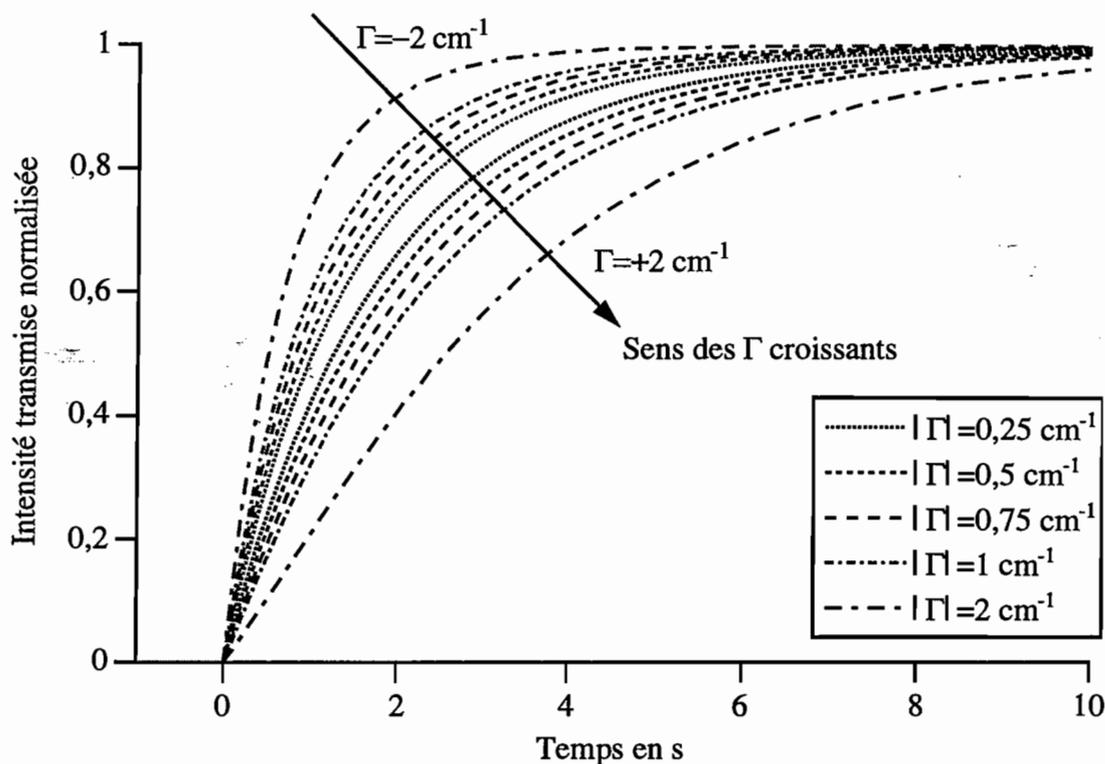


Figure III.4 : Construction du gain photoréfractif dans le régime de diffusion pour différentes valeurs du gain comprises entre -2 et $+2 \text{ cm}^{-1}$. L'intensité du signal à la sortie du cristal est normalisée à 0 pour $t=0$ et à 1 à l'état stationnaire. L'absorption est $\alpha = 1 \text{ cm}^{-1}$ (les autres paramètres sont les mêmes que pour la figure 2). Les conditions à l'entrée du cristal sont les mêmes pour toutes les courbes.

d- Étude analytique dans deux cas particuliers.

Notre modèle permet d'obtenir des solutions exactes dans un certain nombre de cas particuliers, ce qui n'était pas le cas du modèle sans absorption [53]. Nous traitons ici deux de ces cas.

- Cas $\gamma = \alpha$ (amplification).

On utilise la relation [61] :

$${}_1F_1(a, a, z) = e^z \quad (\text{III.27}).$$

D'où :

$$G(x, t) = \frac{e^{-t/\tau_0 e^{\alpha x}} e^{\alpha x} - 1}{\tau_0 e^{\alpha x}} \quad (\text{III.28}),$$

$$\text{et } E_s(x, t) = E_s(x, 0) \left[1 + (e^{\alpha x} - 1) (1 - e^{-t/\tau_0 e^{\alpha x}}) \right] \quad (\text{III.29}).$$

On voit ici clairement que la cinétique de construction de E_s suit une loi exponentielle de constante de temps $\tau = \tau_0 e^{\alpha x} = \tau_0 e^{(\alpha+\gamma)x/2}$. L'intensité normalisée du signal est en sortie du cristal :

$$N_s(x, t) = \left[1 - \frac{2e^{\alpha x}}{e^{\alpha x} + 1} e^{-t/\tau_0 e^{\alpha x}} + \frac{e^{\alpha x} - 1}{e^{\alpha x} + 1} e^{-2t/\tau_0 e^{\alpha x}} \right] \quad (\text{III.30}).$$

Ici, pour de faibles valeurs de $\alpha x = \gamma x$ ($e^{\alpha x} \approx 1$), on obtient $N_s(x, t) = 1 - e^{-t/\tau_0}$ et pour de fortes valeurs de $\alpha x = \gamma x$ ($e^{\alpha x} \gg 1$), $N_s(x, t) = \left[1 - 2e^{-t/\tau_0 e^{\alpha x}} + e^{-2t/\tau_0 e^{\alpha x}} \right]$.

• Cas $\gamma = -\alpha$ (atténuation).

On utilise la relation [61] :

$${}_1F_1(0, a, z) = 1 \quad (\text{III.31}).$$

D'où :

$$G(x, t) = -\frac{e^{-t/\tau_0} e^{\alpha x} - 1}{\tau_0 e^{\alpha x}} \quad (\text{III.32}),$$

$$\text{et } E_s(x, t) = E_s(x, 0) \left[1 + (e^{-\alpha x} - 1) (1 - e^{-t/\tau_0}) \right] \quad (\text{III.33}).$$

On voit ici clairement que la cinétique de construction de E_s suit une loi exponentielle de constante de temps $\tau = \tau_0 = \tau_0 e^{(\alpha+\gamma)x/2}$. L'intensité normalisée du signal est en sortie du cristal :

$$N_s(x, t) = \left[1 - \frac{2e^{-\alpha x}}{e^{-\alpha x} + 1} e^{-t/\tau_0} + \frac{e^{-\alpha x} - 1}{e^{-\alpha x} + 1} e^{-2t/\tau_0} \right] \quad (\text{III.34}).$$

Pour de faibles valeurs de $\alpha x = -\gamma x$, on obtient $N_s(x, t) = 1 - e^{-t/\tau_0}$ et pour de fortes valeurs de $\alpha x = -\gamma x$, $N_s(x, t) = 1 - e^{-2t/\tau_0}$.

On conclut donc que les cinétiques des deux cas sont similaires lorsque αx est petit et que l'écart apparaît quand αx augmente. D'autres cas particuliers peuvent être établis analytiquement. Nous pensons notamment au cas $\gamma = \pm\alpha$, profitant des relations [61] :

$${}_1F_1(1-n, 2, z) = \frac{(n-1)!}{2} L_{n-1}^{(1)}(z) \quad (\text{III.35}),$$

où $L_{n-1}^{(1)}$ est un polynôme de Laguerre, et

$${}_1F_1(1+n, 2, z) = e^z {}_1F_1(1-n, 2, -z) \quad (\text{III.36}).$$

L'utilisation de ces cas particuliers pourra permettre de faciliter l'interprétation des courbes qui étaient obtenue jusqu'alors grâce à des méthodes numériques.

4- Détection d'un signal rapidement modulé en phase.

Passons maintenant au cas qui nous intéresse, i.e. la détection d'un signal rapidement modulé en phase [24,63,64].

Montrons tout d'abord que les expressions obtenues en présence d'un réseau au départ (III.21) ou en son absence (III.19) sont équivalentes pour t grand devant τ_0 . L'expression (III.21) peut être présentée sous la forme :

$$E_s(x, t) = e^{-\alpha x/2} \left\{ \left[e^{\gamma x} - 1 - \int_0^t G(x, T) dT \right] E_s(0, 0) + E_s(0, t) + \int_0^t E_s(0, T) G(x, t-T) dT \right\} \quad (\text{III.37}).$$

Il est raisonnable de considérer que t est infini. On peut donc utiliser la relation (III.24), si bien que le terme proportionnel à $E_s(0, 0)$ disparaît et que l'on retrouve la relation (III.19).

Ainsi, si on fait une mesure au bout d'un temps t grand devant le temps de réponse du cristal photoréfractif, les conditions initiales n'interviennent plus. Cela prouve que les démarches qui consistent soit à écrire le réseau puis à moduler la phase d'un des faisceaux, soit à écrire le réseau pendant que l'on module la phase d'un des faisceaux, vont aboutir à la même mesure au bout d'un temps t grand devant τ_0 . Ce résultat est très intuitif mais il devait être démontré.

Considérons maintenant un signal $E_s(0, t)$ qui est modulé sur une échelle de temps très courte par rapport au temps de réponse de l'effet photoréfractif τ_0 . Nous décomposons ce signal en sa partie moyenne, \bar{E}_s , et en sa partie modulée, $\Delta E_s(0, t)$.

En travaillant au bout d'un temps t grand devant le temps de réponse du cristal photoréfractif, on obtient :

$$E_s(x, t) = e^{-\alpha x/2} \left[E_s(0, t) + \int_0^t \bar{E}_s G(x, t - T) dT + \int_0^t \Delta E_s(0, T) G(x, t - T) dT \right] \quad (\text{III.38}).$$

• Les fluctuations du signal étant très rapides devant τ_0 , c'est à dire devant celles de G , on peut écrire :

$$\int_0^t \Delta E_s(0, T) G(x, t - T) dT \cong 0 \quad (\text{III.39}).$$

• De plus, comme $t \gg \tau_0$:

$$\int_0^t \bar{E}_s G(x, t - T) dT \cong \bar{E}_s \int_0^\infty G(x, t - T) dT = (e^{\gamma x} - 1) \bar{E}_s \quad (\text{III.40}).$$

On obtient donc finalement [57] :

$$E_s(x, t) = e^{-\alpha x/2} \left[E_s(0, t) + (e^{\gamma x} - 1) \bar{E}_s \right] \quad (\text{III.41}).$$

\bar{E}_s va rendre compte, en particulier, de l'effacement par brouillage du réseau photoréfractif lorsque l'on a une modulation de phase de forte amplitude.

Expérimentalement, nous nous intéressons à l'intensité du faisceau signal à la sortie du cristal. Elle est donnée par :

$$I_s(x, t) = e^{-\alpha x} \left[|e^{\gamma x} - 1|^2 \bar{E}_s \bar{E}_s^* + |E_s(0, t)|^2 + 2 \Re \left((e^{\gamma x} - 1)^* \bar{E}_s^* E_s(0, t) \right) \right] \quad (\text{III.42}).$$

Considérons maintenant un faisceau signal d'entrée d'amplitude E_s qui est strictement modulé en phase suivant une sinusoïde d'amplitude φ et de fréquence f :

$$E_s(0, t) = E_s e^{i\varphi(t)} = E_s e^{i\varphi \sin(2\pi f t)} \quad (\text{III.43}).$$

• La valeur moyenne de $E_s(0, t)$ est :

$$\bar{E}_s = f \int_0^{1/f} E_s e^{i\varphi \sin(2\pi f t)} dt = J_0(\varphi) E_s \quad (\text{III.44}),$$

où $J_0(n)$ est une fonction de Bessel d'ordre 0 (n).

• Nous écrivons le gain photoréfractif en amplitude $\gamma = \gamma' + i\gamma''$ (cf. chapitre II, page 44). En accord avec ces notations, le signal transmis est :

$$I_s(x, t) = e^{-\alpha x} I_s \left\{ 1 + [e^{2\gamma'x} + 1 - 2e^{\gamma'x} \cos \gamma''x] J_0^2(\varphi) + 2J_0(\varphi)(e^{\gamma'x} \cos \gamma''x - 1) \cos(\varphi \sin 2\pi ft) - 2J_0(\varphi)e^{\gamma'x} \sin \gamma''x \sin(\varphi \sin 2\pi ft) \right\} \quad (\text{III.45})$$

soit, en reprenant les expressions (I.4) et (I.5) du chapitre I donnant le développement de $\cos(\varphi \sin 2\pi ft)$ et de $\sin(\varphi \sin 2\pi ft)$ en séries de Fourier :

$$I_s(x, t) = e^{-\alpha x} I_s \left\{ 1 + [e^{2\gamma'x} - 1] J_0^2(\varphi) + 2(e^{\gamma'x} \cos \gamma''x - 1) \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} J_0(\varphi) J_{2n}(\varphi) \cos(2n 2\pi ft) \right] - 2e^{\gamma'x} \sin \gamma''x \left[2 \sum_{n=0}^{\infty} J_0(\varphi) J_{2n+1}(\varphi) \sin((2n+1) 2\pi ft) \right] \right\} \quad (\text{III.46})$$

On voit que le signal détecté de fréquence $p \cdot 2\pi ft$ ($p > 0$) est proportionnel à $4J_0(\varphi)J_p(\varphi)$. On voit aussi que la partie continue du signal détecté est liée à $J_0^2(\varphi)$. Nous représentons les fonctions $J_0^2(\varphi)$, $4J_0(\varphi)J_1(\varphi)$ (réponse linéaire) et $4J_0(\varphi)J_2(\varphi)$

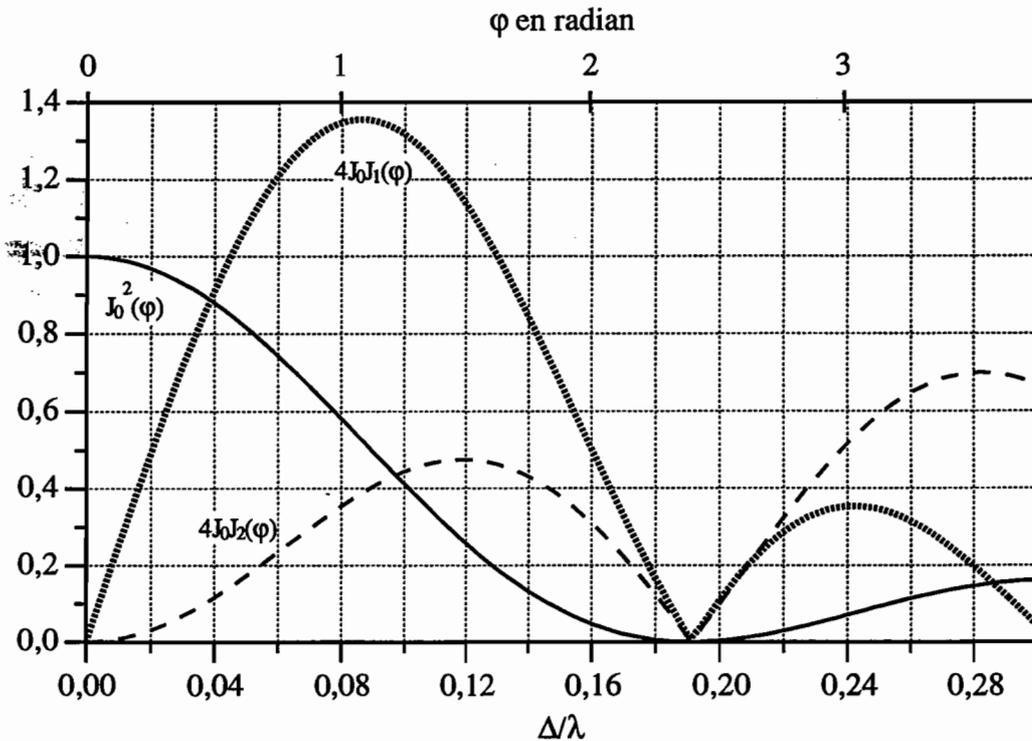


Figure III.5: Représentation des fonctions $J_0 J_n$.

(réponse quadratique) en fonction de $\varphi = 4\pi\Delta / \lambda$ et de Δ/λ (Δ est l'amplitude du déplacement qui entraîne une modulation de phase d'amplitude φ) sur la figure III.5. Dans le cas de vibrations d'amplitude inférieure à 10 nm à $\lambda=1,06 \mu\text{m}$, c'est à dire pour $\Delta/\lambda < 0,01$, l'apport de la détection quadratique et de celles des ordres supérieurs est négligeable, et l'effacement du réseau pourra lui aussi être négligé.

Dans ce cas, on peut donner des valeurs approchées des fonctions de Bessel :

$$J_0^2(\varphi) \cong 1 \quad (\text{III.47}),$$

$$4J_0(\varphi)J_1(\varphi) \cong 2\varphi \quad (\text{III.48}),$$

$$4J_0(\varphi)J_{n>1}(\varphi) \cong 0 \quad (\text{III.49}).$$

L'expression (III.46) se simplifie donc sous la forme :

$$I_s(x, t) = e^{-\alpha x} I_s \{ e^{2\gamma x} - 2e^{\gamma x} \sin \gamma'' x \varphi(t) \} \quad (\text{III.50}).$$

On constate qu'une détection linéaire sera ici possible uniquement si la partie imaginaire de γ est non nulle. Cela signifie qu'en présence d'un réseau photoréfractif déphasé de $\pi/2$, ce terme disparaît et que la partie modulée du signal détecté est quadratique et donc de très faible amplitude.

Présentons maintenant une autre manière de voir les choses et de se ramener aux interféromètres classiques présentés au premier chapitre. Lorsque l'on a affaire à un gain réel pur, ce qui est le cas du régime de diffusion, le diffracté du faisceau de référence et le faisceau signal interfèrent soit constructivement soit destructivement et nous obtenons une détection quadratique proportionnelle au carré de la modulation de phase. Or nous avons vu dans le chapitre I (B.1.a-) que les techniques de détection homodyne linéaires étaient optimales lorsque le faisceau signal et l'oscillateur local sont en quadrature. Deux types de méthodes sont envisagées.

Les premières consistent à ajouter un déphasage supplémentaire de $\pi/2$ entre la partie transmise du signal et la partie diffractée de la référence. Une solution consiste à utiliser un montage sensible à la polarisation qui réalise un mélange en quadrature comme le propose la référence [24,25]. Une autre solution pourrait consister à introduire brusquement au début de la mesure, qui est supposée courte, un déphasage supplémentaire de $\pi/2$ sur le faisceau de référence, par exemple, et donc à déphaser de $\pi/2$ l'oscillateur local qui provient de la diffraction sur un réseau considéré comme fixe à ces échelles de temps [65].

La deuxième méthode consiste, comme le suggère l'expression (III.50), à trouver un matériau pour lequel le réseau d'indice n n'est pas déphasé de $\pi/2$ par rapport au réseau d'illumination. Ce sera le cas de matériaux photoréfractifs semi-conducteurs sous champ électrique externe appliqué. C'est cette dernière solution que nous avons choisie de mettre en oeuvre parce qu'elle a le mérite de la simplicité. Par la suite, une recherche bibliographique nous a montré que cette idée avait déjà été proposée [23]. Nous détaillerons les techniques sensibles à la polarisation dans le chapitre IV.

Conclusion : Cas d'ondes déformées.

Nous avons donc établi un modèle analytique qui résout le transfert d'énergie d'un mélange d'onde dans un matériau absorbant et dans le cas d'ondes planes. On peut le généraliser à des ondes tavelées. En effet, le formalisme que nous avons utilisé est linéaire. Or, une onde tavelée peut être considérée comme une somme d'ondes planes. Chacune de ces ondes planes va interagir avec l'onde de référence de la même façon.

Cependant, chacune de ces ondes planes va aussi pouvoir être couplée avec les autres ondes planes du faisceau tavelé, ce qui complique énormément le calcul. L'influence de ces réseaux couplés reste toutefois faible puisque leur taux de modulation est négligeable devant les autres.

Finalement, la seule contrainte est qu'il faudra séparer angulairement les faisceaux signal et de références pour que les contributions des réseaux qu'ils construisent ensemble restent en phase. Cela revient à dire qu'il faudra qu'il y ait plusieurs franges dans chaque tavelure.

B- Étude théorique de la partie imaginaire de γ .

Nous avons vu, dans le paragraphe précédent, que la sensibilité de notre technique était liée à la partie imaginaire du gain photoréfractif en amplitude. Or, il se trouve que ce terme a été moins étudié que la partie réelle du gain liée au couplage. On peut même dire que tout est généralement fait pour que ce paramètre soit nul puisque l'on considère, souvent à raison, que l'un des attraits majeur de l'effet photoréfractif est le déphasage de $\pi/2$ du réseau d'indice. Nous allons donc étudier les propriétés de ce gain imaginaire en fonction du taux de compétition électron-trou.

Rappelons que, en régime de diffusion, une forte compétition électron-trou ($\xi_0=0$) peut complètement annuler le champ de charge d'espace et donc le gain photoréfractif.

Rappelons aussi que nous avons défini un gain photoréfractif en amplitude $\gamma = \gamma' + i\gamma''$ et que nous appelons γ' , le gain réel et γ'' , le gain imaginaire. Nous allons ici montrer que l'application d'un champ électrique élimine cet inconvénient. Pour ce faire, nous commençons par une approche intuitive.

1- Approche intuitive.

Considérons donc une distribution d'éclairement I dans un cristal photoréfractif :

$$I(y) = \bar{I}(1 + m \sin ky) \tag{III.51}$$

En absence de compétition électron-trou, il y a, en régime de diffusion, un réseau de charge local. Ce réseau induit un réseau de champ de charge d'espace déphasé de $\pi/2$ (Figure III.6A). Si nous appliquons un champ électrique externe continu, ce réseau de charge est partiellement délocalisé d'une phase φ et nous obtenons ainsi un réseau de champ de charge d'espace, E , partiellement relocalisé (Figure III.6B) :

$$E(y) = \bar{E} \cos(ky + \varphi) = \bar{E}(\cos \varphi \cos ky - \sin \varphi \sin ky) \tag{III.52}$$

Ce champ peut être écrit comme la somme d'un champ en phase avec le réseau d'illumination (E_{local}) et d'un champ en quadrature ($E_{\text{non-local}}$). Les gains en amplitude γ' et γ'' sont proportionnels à ces champs :

$$\gamma' \propto \bar{E} \cos \varphi \text{ et } \gamma'' \propto -\bar{E} \sin \varphi \tag{III.53 et 54}$$

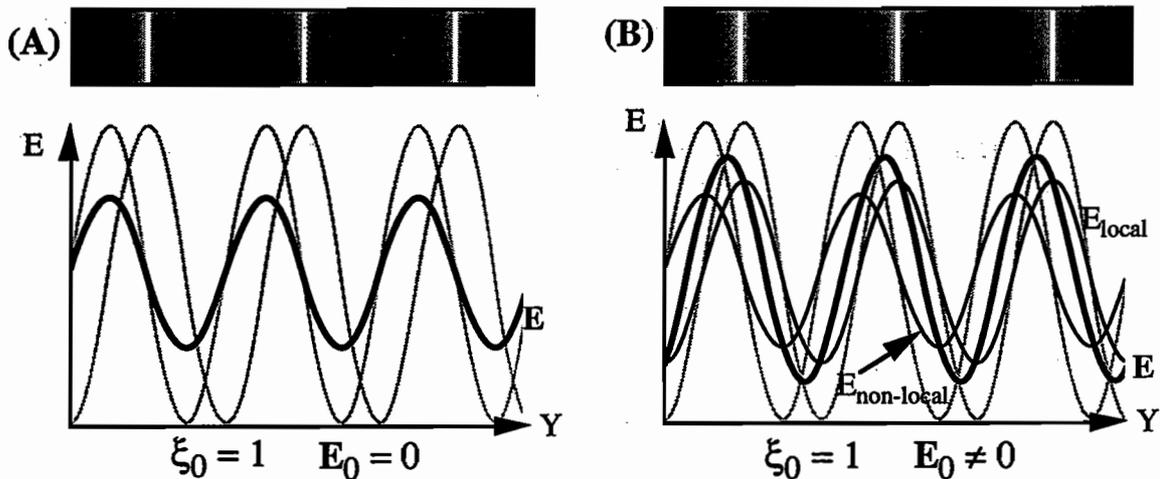


Figure III.6 : illustration de l'approche intuitive : cas sans compétition électron trou. On voit que l'application d'un champ électrique au cristal va avoir tendance à relocaliser le réseau de champ de charge d'espace. Les courbes en grisé représentent respectivement une sinusoïde locale et déphasée de $\pi/2$: elles servent de points de repère. L'allure de la figure d'illumination est représentée au dessus des graphes.

Dans le cas d'une compétition électron trou parfaite il n'y a pas de réseau de charge dans le régime de diffusion et donc pas de gain photoréfractif. On peut considérer en fait qu'il y a deux réseaux de charge opposés en phase et de même amplitude, E_n et E_p , et donc de somme nulle (Figure III.7A) :

$$E_n(y) = \frac{\bar{E}}{2} \cos(ky) \text{ et } E_p(y) = \frac{\bar{E}}{2} \cos(ky + \pi) \quad (\text{III.55 et 56}).$$

Si nous appliquons un champ électrique continu à ce cristal, les électrons et les trous libres vont se déplacer dans des sens opposés dans leurs bandes respectives. Les deux réseaux de charge vont donc être déphasés de φ et de $-\varphi$ (Figure III.7B) :

$$E_n(y) = \frac{\bar{E}}{2} \cos(ky + \varphi) \text{ et } E_p(y) = \frac{\bar{E}}{2} \cos(ky - \varphi + \pi) \quad (\text{III.57 et 58}).$$

Le réseau de champ présent dans le cristal est donc :

$$\begin{aligned} E(y) &= \frac{\bar{E}}{2} (\cos(ky + \varphi) + \cos(ky - \varphi + \pi)) \\ &= -\bar{E} \sin \varphi \sin ky \end{aligned} \quad (\text{III.59})$$

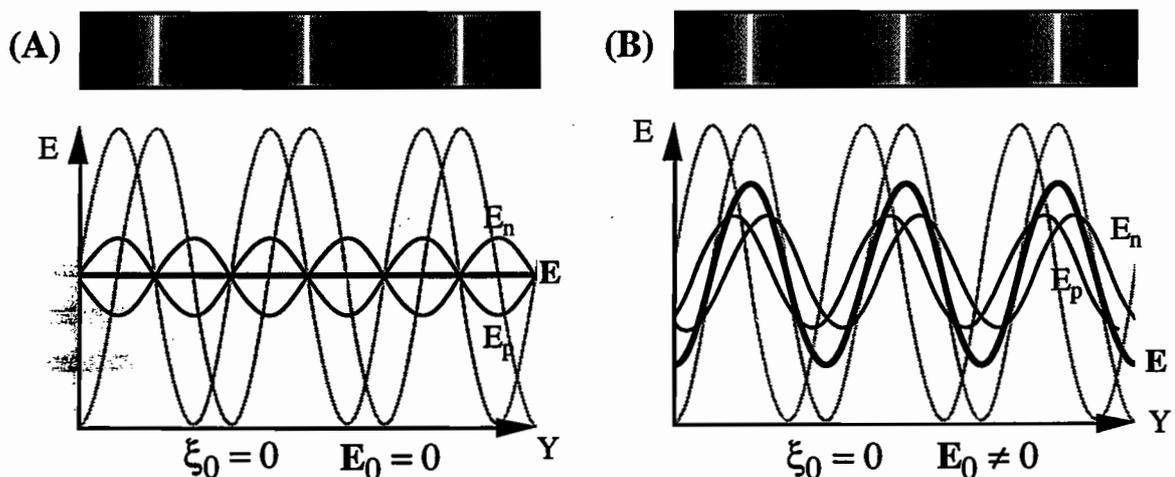


Figure III.7 : illustration de l'approche intuitive : cas d'une compétition électron-trou parfaite. On voit que le champ de charge d'espace est non nul en présence d'un champ externe et qu'il est local. On voit aussi que la partie locale du champ de charge d'espace dans ce cas est la même que dans le cas sans compétition électron-trou (Figure III.6). Les courbes en grisé représentent respectivement une sinusoïde locale et déphasée de $\pi/2$: elles servent de points de repère. L'allure de la figure d'illumination est représentée au dessus des graphes.

Ainsi, dans le cas d'une compétition électron-trou parfaite, le champ de charge d'espace, en présence d'un champ appliqué, est local. On obtient donc un gain en amplitude de partie réelle nulle et de partie imaginaire égale à celle du cas où il n'y a pas de compétition électron-trou :

$$\gamma' = 0 \text{ et } \gamma'' \propto -\bar{E} \sin \varphi \quad (\text{III.60 et 61})$$

Généralisons cette approche intuitive au cas d'une compétition électron-trou de coefficient ξ_0 . Rappelons ici que le taux de compétition électron-trou ξ_0 a été défini comme :

$$\xi_0 = \frac{\alpha_n - \alpha_p}{\alpha_n + \alpha_p} \quad (\text{III.62}).$$

En tenant le même raisonnement que précédemment, on obtient :

$$E_n(y) = \left(\frac{1 + \xi_0}{2} \right) \bar{E} \cos(ky + \varphi) \text{ et } E_p(y) = \left(\frac{1 - \xi_0}{2} \right) \bar{E} \cos(ky - \varphi + \pi) \quad (\text{III.63 et 64}).$$

D'où :

$$\begin{aligned} E(y) &= \frac{\bar{E}}{2} \left((1 + \xi_0) \cos(ky + \varphi) + (1 - \xi_0) \cos(ky - \varphi + \pi) \right) \\ &= \bar{E} (\xi_0 \cos \varphi \cos ky - \sin \varphi \sin ky) \end{aligned} \quad (\text{III.65}).$$

Soit :

$$\gamma' \propto \xi_0 \bar{E} \cos \varphi \text{ et } \gamma'' \propto -\bar{E} \sin \varphi \quad (\text{III.66 et 67}).$$

Nous vérifions bien avec ce modèle simplifié que le gain réel est proportionnel au taux de compétition électron-trou mais nous constatons, avec surprise, que le gain imaginaire n'en dépend pas. Ce premier résultat nous a conduit à étudier plus rigoureusement le problème à l'aide d'un modèle à deux types de porteurs et un seul type de pièges.

2- Approche rigoureuse.

Nous reprendrons ici exactement la même démarche, c'est à dire l'étude du cas sans compétition, puis du cas où la compétition est parfaite et enfin le cas général.

Le gain photoréfractif en amplitude se calcule à l'aide des expressions (II.14, 15 et 32) proposées dans le chapitre II :

$$\gamma = -\frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}} k_B T}{\lambda \cos \theta} e \left[\frac{\alpha_n}{\kappa_n^2} \frac{k - iV}{k(k - iV) / \kappa_n^2 + 1} - \frac{\alpha_p}{\kappa_p^2} \frac{k + iV}{k(k + iV) / \kappa_p^2 + 1} \right] \quad (\text{III.68}).$$

$$\left[\frac{A_n \alpha_n}{\kappa_n^2} \left(\frac{k(k - iV) / \kappa_n^2 + 1}{k(k - iV) / \kappa_n^2 + 1} \right) + \frac{A_p \alpha_p}{\kappa_p^2} \left(\frac{k(k + iV) / \kappa_p^2 + 1}{k(k + iV) / \kappa_p^2 + 1} \right) \right]$$

où $V = eE_0/k_B T$, c'est à dire que V (en μm^{-1}) $\approx 4E_0$ (en $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$) (pour $T \approx 300\text{K}$).

Nous substituons donc dans l'équation (III.68) α_n et α_p par :

$$\alpha_n = \left(\frac{1 + \xi_0}{2} \right) \alpha \quad \text{et} \quad \alpha_p = \left(\frac{1 - \xi_0}{2} \right) \alpha \quad (\text{III.69 et III.70}).$$

Nous utilisons ici ξ_0 parce qu'il nous permet d'utiliser un seul paramètre au lieu des deux composantes d'absorption, le paramètre α s'éliminant dans l'expression (III.68). Nous avons vu dans le chapitre précédent que ce taux pouvait être déterminé expérimentalement par une mesure du gain photoréfractif en fonction du pas du réseau pour des valeurs du pas grandes devant les longueurs de diffusion des électrons et des trous.

a- Cas sans compétition électron-trou.

Considérons d'abord le cas où il n'y a pas de compétition électron trou, i.e. le cas où $\xi_0 = \pm 1$. Nous obtenons pour la partie imaginaire du gain :

$$\gamma'' = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}} k_B T}{\lambda \cos \theta} e V \frac{k_0^4}{(k_0^2 + k^2)^2 + k^2 V^2}. \quad (\text{III.71}).$$

Quand on sera dans des conditions telles que :

(i) $k^2 / k_0^2 \ll 1$, c'est à dire pour des pas de réseaux grands devant la longueur d'écran de Debye;

(ii) $k^2 V^2 / k_0^4 \ll 1$, c'est à dire pour des valeurs limitées du champ électrique externe appliqué;

nous obtiendrons un effet local important proportionnel au champ externe E_0 :

$$\boxed{\gamma'' = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}} E_0}{\lambda \cos \theta}} \quad (\text{III.72}),$$

b- Cas où la compétition électron-trou est parfaite.

Considérons maintenant le cas où $\xi_0=0$. Si les conditions (i) et (ii) sont vérifiées ainsi que la condition (iii), qui est toujours vérifiée dans les cristaux que nous utilisons :

$$(iii) \quad \bar{\kappa}^2/k_0^2 \ll 1 ,$$

nous obtenons :

$$\gamma'' = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}} E_0}{\lambda \cos \theta} \frac{\bar{\kappa}^4 k_0^4}{(k_0^2 \bar{\kappa}^2 + k^2 (k_0^2 + V^2))^2} \quad (III.73),$$

$$\text{où } \bar{\kappa}^2 = (\kappa_n^2 + \kappa_p^2) / 2 \quad (III.74).$$

Ce résultat sera identique à celui où $\xi_0 = \pm 1$ (III.72) quand la quatrième condition qui suit sera vérifiée,

$$(iv) \quad k^2 (k_0^2 + V^2) \ll k_0^2 \bar{\kappa}^2.$$

Ainsi, pour une valeur du nombre d'onde suffisamment faible, le gain photoréfractif local est le même qu'il y ait compétition électron-trou parfaite où qu'il n'y ait pas de compétition, ce qui confirme le résultat surprenant que nous avons pressenti.

Cette condition est, contrairement aux autres, plus difficile à réaliser : dans les cristaux que nous utilisons, nous avons obtenu typiquement $k_0 \approx 20 \mu\text{m}^{-1}$, nous appliquons des champs électriques inférieurs à 10 kV.cm^{-1} ce qui correspond à $V < 40 \mu\text{m}^{-1}$ et nous supposons que $\bar{\kappa}$ est plus petit où de l'ordre de $1 \mu\text{m}^{-1}$. Nous pouvons ainsi facilement vérifier les trois premières conditions en choisissant k de l'ordre de $1 \mu\text{m}^{-1}$. La quatrième condition sera vérifiée pour des valeurs de k beaucoup plus faibles.

c- Cas général.

Considérons maintenant ξ_0 comme une variable. En vérifiant les trois premières conditions et en considérant que V n'est pas négligeable devant k , ce qui signifie pour $k=1 \mu\text{m}^{-1}$ que le champ appliqué n'est pas négligeable devant 250 V.cm^{-1} , nous obtenons :

$$\gamma'' = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}} E_0}{\lambda \cos \theta} \left\{ 1 - \frac{(1 - \xi_0^2) k^2 [k_0^4 (k^2 + \bar{\kappa}^2) + 2k_0^2 V^2 \bar{\kappa}^2 + 2V^4 k^2]}{k_0^4 [(k^2 + \bar{\kappa}^2 - \xi_0 \sigma_{\kappa^2})^2 + \xi_0^2 V^2 k^2]} \right\} \quad (III.75),$$

$$\text{où } \sigma_{\kappa^2} = (\kappa_n^2 - \kappa_p^2) / 2.$$

Le terme, $(k^2 + \bar{k}^2 - \xi_0 \sigma_{k^2})^2 + \xi_0^2 V^2 k^2$, est le point clé de la relation (III.75). En effet, dans le cas où $(k^2 + \bar{k}^2 - \xi_0 \sigma_{k^2})^2$ est petit devant $V^2 k^2$, nous vérifierons donc une cinquième condition dès que ξ_0^2 dépassera une valeur faible :

$$(v) \quad \xi_0^2 \gg (k^2 + \bar{k}^2 - \xi_0 \sigma_{k^2})^2 / V^2 k^2.$$

Nous retrouvons le même résultat que sans la compétition électron-trou. Le calcul ci après montre que ce résultat est déduit de la relation (III.75) après avoir pris en compte la condition (v) puis en réappliquant les conditions (ii), (iii) et en dernier lieu de nouveau la condition (v).

$$|\gamma''| = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}} E_0}{\lambda \cos \theta} \left\{ 1 - \frac{(1 - \xi_0^2)}{\xi_0^2} \left(\frac{k^2 + \bar{k}^2}{V^2} + \frac{2\bar{k}^2}{k_0^2} + \frac{2k^2 V^2}{k_0^4} \right) \right\} = \frac{\pi n_0^3 r_{\text{eff}} E_0}{\lambda \cos \theta} \left\{ 1 - \frac{(1 - \xi_0^2)(k^2 + \bar{k}^2)}{\xi_0^2 V^2} \right\}$$

$$\begin{array}{ccc} \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ \cong 0(\text{iii}) & \cong 0(\text{ii}) & \cong 0(\text{v}) \end{array}$$

Ainsi, pour résumer, quand les conditions (i-iii,v) sont vérifiées, le gain imaginaire pur vérifiera l'expression (III.72), c'est à dire qu'il sera indépendant de la densité effective de piège, de la compétition électron trou et du nombre d'onde du réseau.

d- Simulations numériques.

Tous ce que l'on vient de dire peut être illustré au moyen de simulations numériques utilisant directement l'expression (III.68) avec différents jeux de paramètres. Ces simulations sont présentées sur la figure III.8. On y a tracé $\gamma''(\xi_0)/\gamma''(\xi_0 = 1)$ en fonction du champ électrique appliqué et en utilisant des paramètres ayant des valeurs correspondant typiquement à celles que nous avons mesurées dans nos cristaux de CdTe:V.

Les résultats obtenus sont très significatifs. Pour une plage de champs appliqués dont la valeur dépend de ξ_0 , on constate que la compétition électron-trou :

- n'est pas préjudiciable lorsque $\xi_0=0,5$.
- n'entraîne qu'une atténuation du gain local d'un facteur 2 lorsque $\xi_0=0,1$.
- entraîne une réduction du gain qui dépend fortement des longueurs de diffusion lorsque $\xi_0=0$.

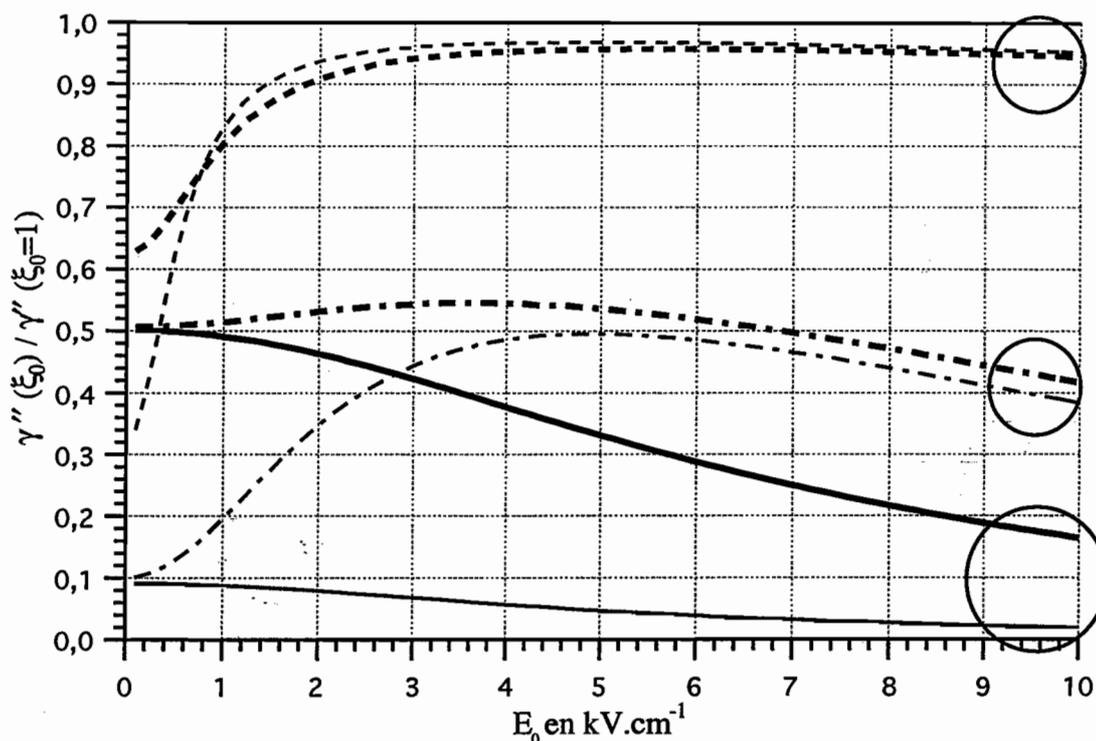


Figure III.8 : $\gamma''(\xi_0)/\gamma''(\xi_0 = 1)$ en fonction du champ électrique externe appliqué pour $k=1 \mu\text{m}^{-1}$, $k_0^2=384 \mu\text{m}^{-2}$. Les courbes en pointillés correspondent à $\xi_0=0,5$, les courbes hachées à $\xi_0=0,1$ et les courbes en trait plein à $\xi_0=0$. Les courbes en traits épais correspondent à $\kappa_n^2=\kappa_p^2=1 \mu\text{m}^{-2}$ tandis que celles en traits minces correspondent à $\kappa_n^2=\kappa_p^2=0,1 \mu\text{m}^{-2}$. Par soucis de clarté, les cercles associent les courbes correspondant à une même valeur de ξ_0 .

Pendant, nous avons montré dans le chapitre précédent que nos cristaux contenaient au moins deux types de pièges. Nous avons donc vérifié en utilisant les modèles existants [28,51] que les conclusions que nous avons tirées sont conservées dans le cas de ce modèle à deux pièges.

Nous pouvons donc conclure que le phénomène de compétition électron-trou est peu préjudiciable au fonctionnement d'un senseur photoréfractif d'ultrasons sous champ externe appliqué alors qu'elle serait catastrophique pour un système fonctionnant en régime de diffusion. Cela apporte ainsi un avantage supplémentaire à notre solution.

Dans la partie suivante, nous présentons la réalisation du senseur et l'étude de son fonctionnement.

C- Réalisation et étude d'un senseur photoréfractif d'ultrasons sous champ électrique appliqué.

Nous présentons dans cette partie les performances d'un senseur d'ultrasons utilisant la technique sous champ appliqué. L'optimisation du montage et l'étude de vibrations ultrasonores générées par laser sont étudiées à la fin de ce chapitre (III.E-).

1- Présentation du montage utilisé.

a- Description du montage.

Le schéma du montage réalisé est présenté sur la figure III.9. Pour simuler les petits déplacements de la cible, nous avons modulé la phase du faisceau signal à l'aide d'une cellule de Pockels ou d'un transducteur piézo-électrique sur lequel est fixé un miroir.

Nous avons simulé la forme du front d'onde du faisceau signal tavelé à l'aide d'un diffuseur par transmission. Un système afocal forme l'image du diffuseur sur le cristal et une lentille forme l'image du cristal sur le détecteur. L'étendue du faisceau collecté par le détecteur est ici de $0,1 \text{ mm}^2 \cdot \text{sr}$. Nous avons également réalisé des expériences où la forme du front d'onde était déformée après avoir traversé une fibre multimode, simulant ainsi un moyen de transport des faisceaux adapté à un environnement industriel.

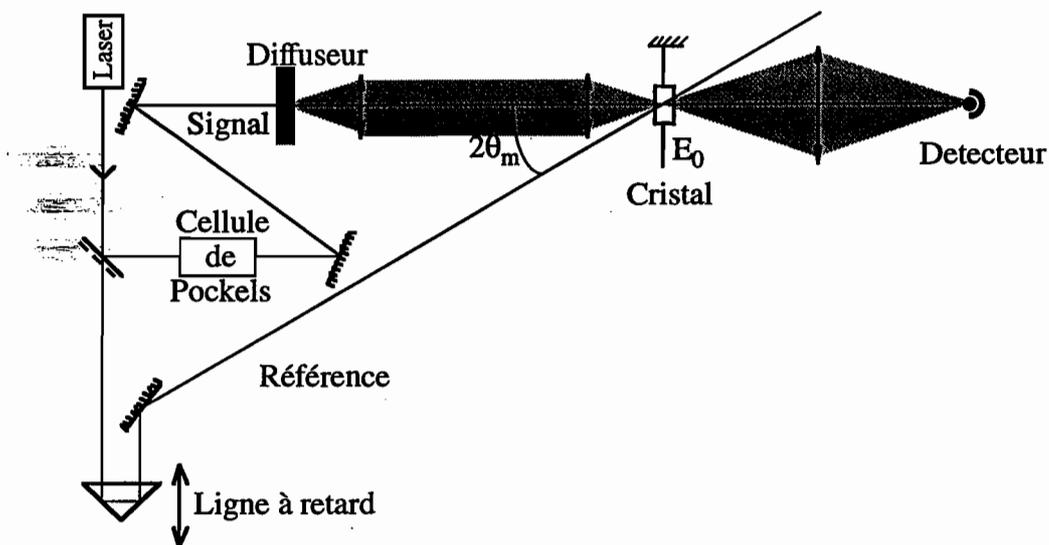


Figure III.9: Schéma du montage.

Le détecteur que nous avons développé utilise une photodiode en InGaAs. Sa bande passante est de 1 MHz. Le bruit de son électronique est suffisamment faible pour que le bruit de photon devienne dominant pour des flux incidents de quelques dizaines de

microWatts (cela n'est valable que dans le cas de la diode à 1,55 μm car les fluctuations du laser à 1,06 μm ne sont pas limitées par le bruit de photon dans le domaine de fréquence de la mesure).

Pour faire une mesure du gain local, il est nécessaire de déterminer l'amplitude du déphasage induit à l'aide d'une méthode classique.

b- Calibration de la modulation de phase du faisceau signal.

Pour calibrer le déphasage que l'on applique, on fait interférer le signal issu de la cellule de Pockels, E_s , avec un signal de référence, E_r , dans un montage de détection homodyne classique. On note φ_0 le déphasage moyen entre les deux faisceaux et $\Delta\varphi = \sqrt{2}\varphi_{\text{RMS}} \sin(2\pi ft)$ celui appliqué par la cellule de Pockels. Le déphasage que l'on veut mesurer est φ_{RMS} qui est l'écart quadratique moyen de $\Delta\varphi$. On note enfin r le taux de recouvrement des faisceaux au niveau du détecteur, c'est à dire la fraction détectée qui interfère. L'intensité détectée, I , est :

$$\begin{aligned} I &= r(E_s + E_r)(E_s^* + E_r^*) + (1-r)(E_s E_s^* + E_r E_r^*) \\ &= I_s + I_r + 2r\sqrt{I_s I_r} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) \end{aligned} \quad (\text{III.76}).$$

Comme le déphasage introduit par la Pockels est petit devant $\pi/2$, on en déduit :

$$I = I_s + I_r + 2r\sqrt{I_s I_r} \cos(\varphi_0) - 2r\sqrt{I_s I_r} \sin(\varphi_0)\Delta\varphi \quad (\text{III.77}).$$

Il est possible de jouer précisément sur φ_0 en plaçant une lame à faces planes et parallèles montée sur une platine de rotation dans la trajectoire du faisceau de référence par exemple. On mesure le signal continu pour $\varphi_0 = 0$ et $\varphi_0 = \pi$ et l'écart quadratique moyen du signal détecté pour $\varphi_0 = \pi/2$. On obtient ainsi trois données que l'on note respectivement I_{max} , I_{min} et $\Delta I_{\text{classique}}$:

$$I_{\text{max}} = I_s + I_r + 2r\sqrt{I_s I_r} \quad (\text{III.78}),$$

$$I_{\text{min}} = I_s + I_r - 2r\sqrt{I_s I_r} \quad (\text{III.79}),$$

$$\Delta I_{\text{classique}} = 2r\sqrt{I_s I_r} \varphi_{\text{RMS}} \quad (\text{III.80}).$$

On en déduit ainsi la valeur de φ_{RMS} :

$$\varphi_{\text{RMS}} = \frac{2\Delta I_{\text{classique}}}{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}} \quad (\text{III.81}).$$

Avec la cellule de Pockels utilisée et pour un champ appliqué de 20 V (crête à crête), nous mesurons un écart quadratique moyen du déphasage égal à 24 mrad, ce qui correspond à un écart quadratique moyen de déplacement de 20 nm à 1,06 μm (soit une amplitude de déplacement de 28 nm, suffisamment faible pour que les relations (III.47-49) restent valables). Il est nécessaire d'avoir un déphasage à la fois très petit devant $\pi/2$ et suffisamment grand pour faire des mesures avec des rapports signal à bruit importants. La valeur de déphasage obtenue est bien adaptée au premier critère et le rapport signal à bruit que nous obtenons est toujours suffisant.

c- Mesure du gain photoréfractif en amplitude.

Une fois le déphasage calibré, on caractérise notre senseur photoréfractif. Pour cela, on envoie sur le cristal photoréfractif, caractérisé par son épaisseur x et son absorption α , les deux faisceaux. L'intensité du faisceau modulé par la cellule de Pockels est à la sortie du cristal :

$$I_s(x, t) = e^{-\alpha x} I_s(0, 0) \left[e^{2\gamma' x} + 2e^{\gamma' x} \sin(\gamma'' x) \times \Delta\varphi(t) \right] \quad (\text{III.82}).$$

Sans appliquer de déphasage, on mesure I_0 , le signal sans référence, et \bar{I} le signal continu en sa présence. Puis on mesure $\Delta I_{\text{photoréfractif}}$, l'écart quadratique moyen du signal obtenu en appliquant le déphasage, en présence de la référence :

$$I_0 = e^{-\alpha x} I_s(0, 0) \quad (\text{III.83}),$$

$$\bar{I} = e^{-\alpha x} e^{2\gamma' x} I_s(0, 0) \quad (\text{III.84}),$$

$$\Delta I_{\text{photoréfractif}} = 2e^{-\alpha x} e^{\gamma' x} I_s(0, 0) \sin(\gamma'' x) \varphi_{\text{RMS}} \quad (\text{III.85}).$$

On en déduit les valeurs de γ' et $\sin \gamma'' x$:

$$\gamma' = \ln(\bar{I} / I_0) / 2x \quad (\text{III.86}),$$

$$\sin(\gamma'' x) = \frac{1}{2} \frac{\Delta I_{\text{photoréfractif}}}{\sqrt{\bar{I} \cdot I_0}} \frac{1}{\varphi_{\text{RMS}}} \quad (\text{III.87}).$$

Remarquons que la mesure nous donne la valeur de $\sin(\gamma'' x)$ et non celle de γ'' . Comme notre but est de calibrer la sensibilité de notre technique, c'est bien $\sin(\gamma'' x)$ qui nous intéresse. Cependant, il pourrait être utile de connaître la valeur du gain local en fonction du champ électrique externe dans une optique de caractérisation du matériau. Dans ce cas, la mesure présente des dégénérescences dues à la non bijectivité de la

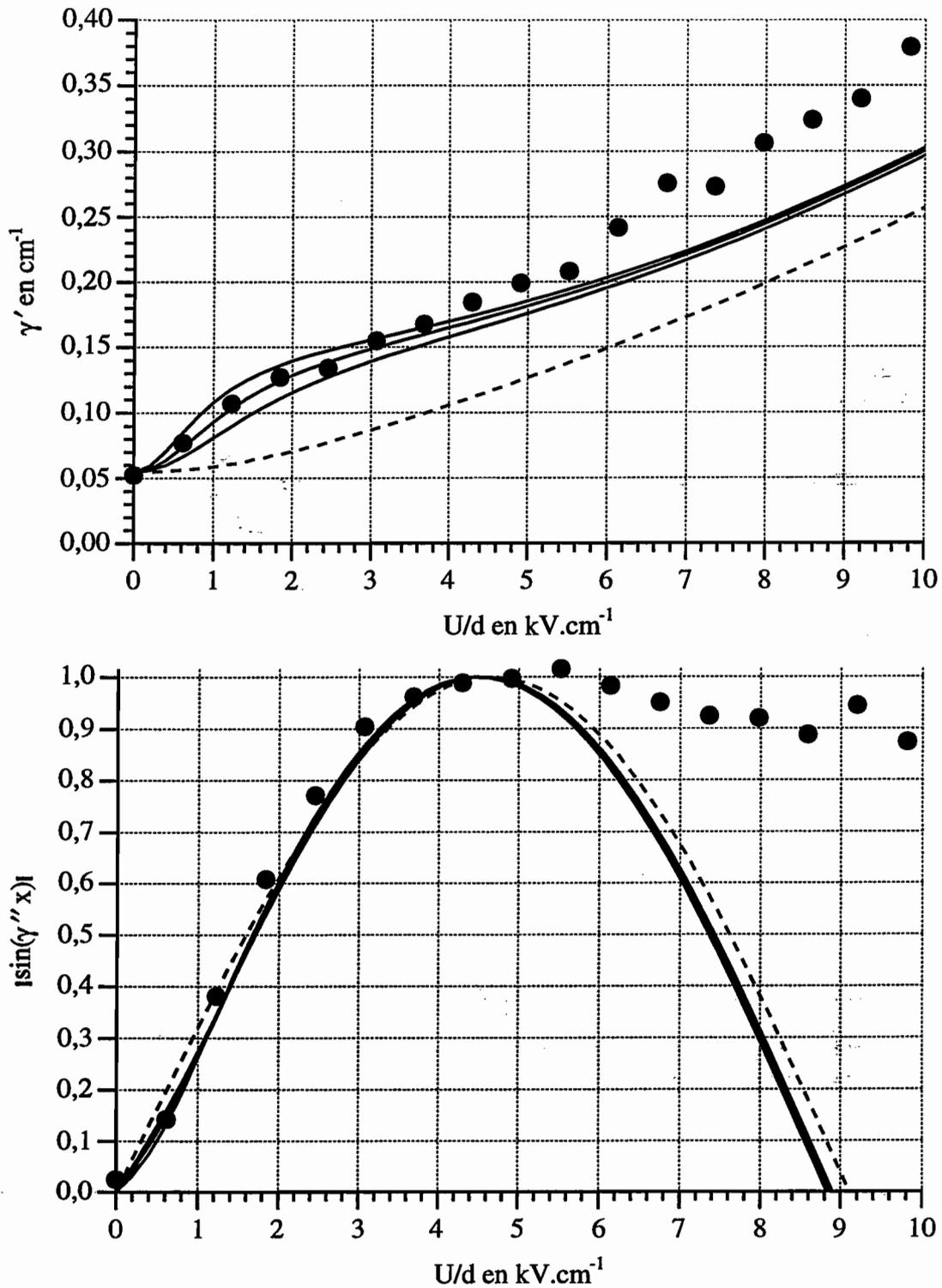


Figure III.11 et 12 : Mesures (cercles pleins) de γ' (en haut) et de $\sin(\gamma'x)$ (en bas) en fonction de U/d faites sur le B.V-4T3.9 à $1,06 \mu\text{m}$. Les courbes théoriques correspondent à un écrantage d'un facteur 0,5 : pour les trois courbes pleines, $\kappa_n^2 = \kappa_p^2 = \bar{\kappa}^2 = 0,1; 0,5; 1\mu\text{m}^{-2}$, et pour la courbe en pointillée, $\kappa_n^2 = \kappa_p^2 = \bar{\kappa}^2 = 5\mu\text{m}^{-2}$.

Les mesures que nous avons présentées (figure III.11 et 12) ont été réalisées dans le seul régime d'amplification. Nous avons également fait une mesure en parallèle en régime d'atténuation. Les résultats obtenus, présentés sur la figure III.13, montrent de manière éloquent que le passage d'un régime à l'autre n'a pas d'influence sur le gain imaginaire. Notons que l'on observe des différences étranges pour la partie réelle du gain. Ces différences ne sont pas gênantes pour le senseur (voir paragraphe 3).

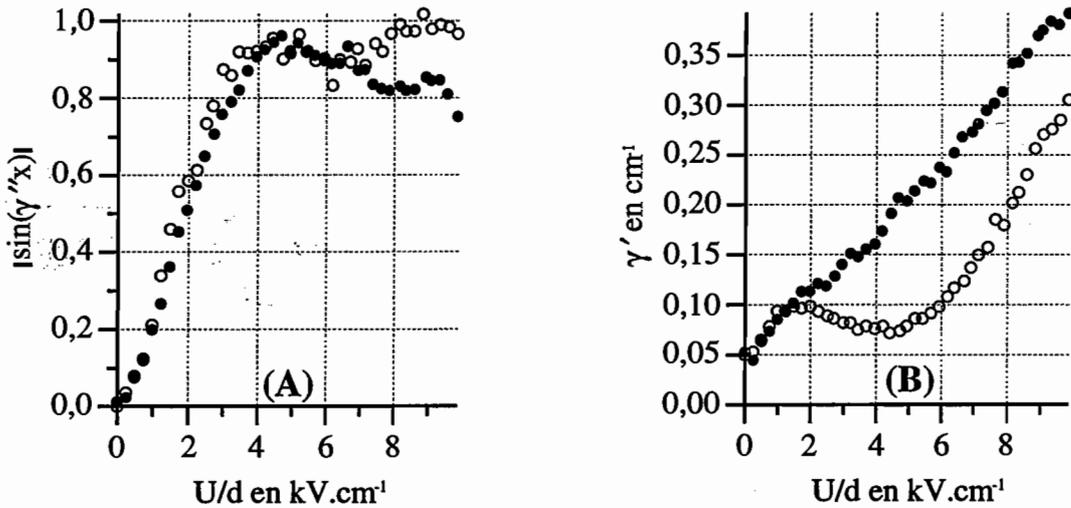


Figure III.13 : Mesures de $\sin(\gamma''x)$ (A) et de γ' (B) en fonction de U/d faites sur le B.V-4T3.9 à $1,06 \mu\text{m}$ en régime d'amplification (cercles pleins) et d'atténuation (cercles vides).

b- Mesures faites avec l'échantillon B.V-4T6-11/1.

Rappelons que cet échantillon a une épaisseur de 1 cm et qu'il est moins ouvert que le précédent avec des faces d'entrées faisant seulement 4 mm par 4 mm. Un de ses atouts est que nous n'avons jamais observé la moindre défaillance au cours des expériences sous forts champs électriques que nous avons menées. Ce cristal est d'ailleurs encore utilisé dans nos expériences actuelles. Nous avons donc pu faire une mesure aux trois longueurs d'onde et comparer les résultats obtenus.

Nous avons observé de forts effets aux trois longueurs d'onde. La figure III.14 représente les valeurs du module de $\sin(\gamma''x)$ pour des champs appliqués allant jusqu'à 10 kV.cm^{-1} . Nous constatons que la courbe à $1,06 \mu\text{m}$ atteint un maximum proche de 1 pour des champs de l'ordre de 9 kV.cm^{-1} . À $1,55 \mu\text{m}$, le champ maximum appliqué n'est pas suffisant pour que l'on atteigne $\sin(\gamma''x) = 1$ mais nous avons tout de même mesuré des valeurs de $\sin(\gamma''x)$ de l'ordre de 0,6. À $1,32 \mu\text{m}$, on observe une saturation de la courbe à partir de 6 kV.cm^{-1} et nous mesurons une valeur maximale de $\sin(\gamma''x)$ égale à

0,65 (cette saturation est en accord avec l'étude du gain imaginaire en fonction du taux de compétition électron-trou comme on peut le voir sur la figure III.8). Notons que ces dernières mesures sont beaucoup moins précises qu'aux deux premières longueurs d'onde. Il faut en effet ici rappeler que la source utilisée comporte deux raies, ce qui oblige une optimisation de la différence de marche entre les deux faisceaux. Cette optimisation est délicate et, d'autre part, imprécise. En effet, les fluctuations d'intensité de cette source sont très importantes (de l'ordre de quelques pour-cent), ce qui rend le signal détecté extrêmement bruité. Il est possible de faire une moyenne sur quelques mesures pour améliorer la précision mais cela est beaucoup plus délicat à mettre en oeuvre pendant l'optimisation de la différence de marche entre les faisceaux.

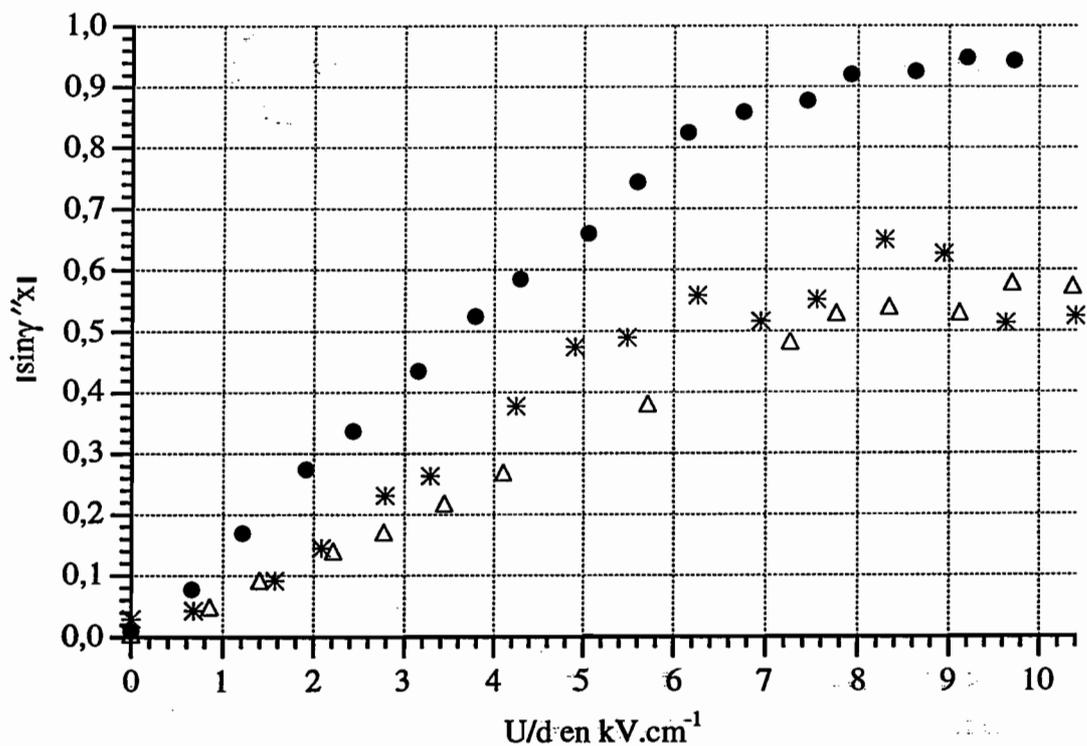


Figure III.14 : Mesures de $\sin(\gamma''x)$ en fonction de U/d faites sur le B.V-4T6.11/1 à $1,06 \mu\text{m}$ (ronds pleins), $1,32 \mu\text{m}$ (étoiles) et $1,55 \mu\text{m}$ (triangles vides).

Ces résultats bruts nécessitent une correction. En effet, on a vu que le gain γ'' était inversement proportionnel à λ (expression III.72), ce qui explique que les courbes aient des pentes différentes selon la longueur d'onde même si γ'' est indépendant de ξ_0 . Pour corriger cet effet, nous représentons sur la figure III.15, le produit $\lambda\gamma''$ en fonction du champ. On constate que les trois séries de points obtenus sont assez bien corrélées même si les mesures faites à $1,06 \mu\text{m}$ sont au-dessus des autres et que l'écart se creuse à partir de $6 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$. Il est donc raisonnable de conclure que l'on mesure bien des effets similaires aux trois longueurs d'onde malgré de fortes variations du paramètre ξ_0 ($0,6$; $0,1$ et $-0,6$ à $1,06$; $1,32$ et $1,55 \mu\text{m}$).

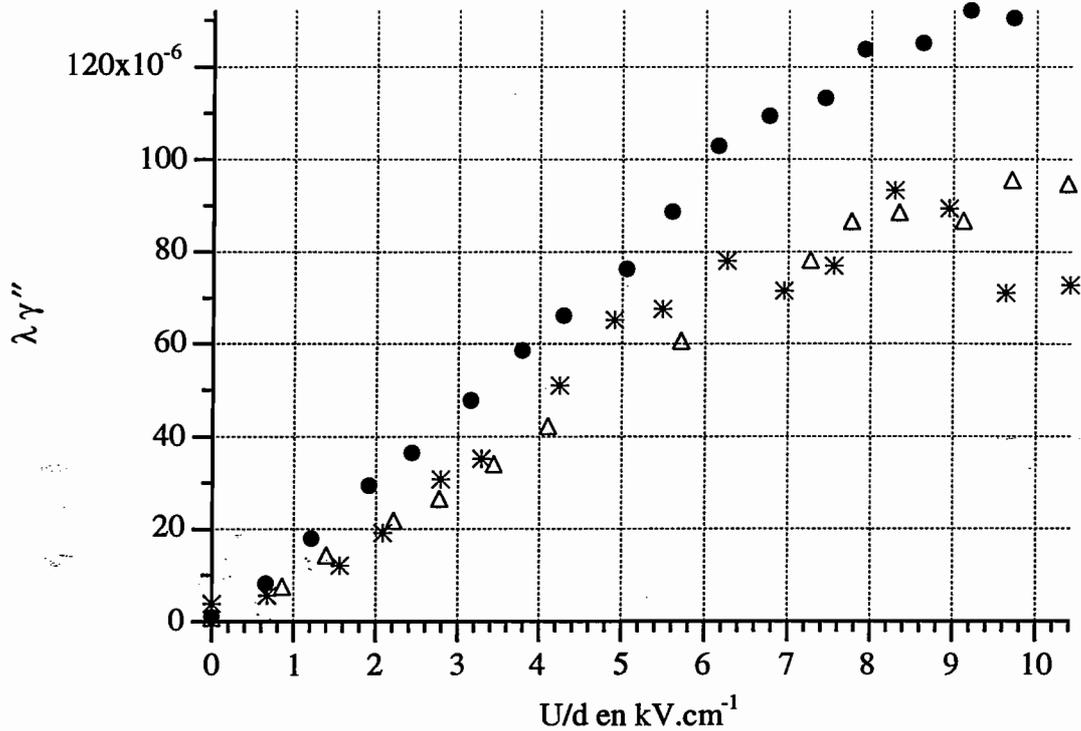


Figure III.15 : Représentation de $\lambda \gamma''$ en fonction de U/d pour le B.V-4T6.11/1 à $1,06 \mu\text{m}$ (cercle pleins), $1,32 \mu\text{m}$ (étoiles) et $1,55 \mu\text{m}$ (triangles vides).

3- Sensibilité expérimentale de la mesure.

Rappelons la relation (III.50) que nous avons obtenue à la fin de la partie A,

$$I_s(x, t) = e^{-\alpha x} I_s \{ e^{2\gamma' x} - 2e^{\gamma' x} \sin \gamma'' x \varphi(t) \}$$

On s'intéresse à la sensibilité de notre mesure et on se place dans le cas où le bruit de l'électronique et les fluctuations du laser sont négligeables devant le bruit de photon. Rappelons que c'est dans ce cas que nous avons comparé les différents interféromètres existants dans le chapitre I parce que c'est là que l'on pourra atteindre les meilleurs rapports signal à bruit. En reprenant le formalisme introduit dans ce chapitre, on calcule alors que la détection limite relative de la technique :

$$\delta_{\text{rel}} = \frac{e^{\alpha x/2}}{\sin \gamma'' x} \quad (\text{III.88}).$$

Pour le cas optimal, $\sin \gamma'' x = 1$ et $\alpha x = 0$, la détection limite relative est égale à 1. La sensibilité optimale du système atteint donc la sensibilité optimale d'une technique

interférométrique. Nous constatons aussi que le gain de couplage n'a pas d'importance, c'est à dire que l'on peut aussi bien travailler en régime d'amplification qu'en régime d'atténuation (la limite de détection n'est pas calculée en référence au signal détecté mais à celui envoyé sur le cristal photoréfractif). Cependant, si on se place en régime d'atténuation, le niveau du bruit de photon va baisser. Il y aura donc fatalement un niveau de perte à partir duquel le bruit de photon sera inférieur au bruit de l'électronique de détection.

Parallèlement aux mesures de gain photoréfractif en fonction du champ que nous avons présentées dans le paragraphe III.B.2.b-, nous avons réalisé une mesure du rapport signal à bruit. Nous présentons les résultats obtenus avec l'échantillon B23.3 (la mesure a été effectuée avant que l'on reçoive les échantillons B.V-4T3 et B.V-4T6) [27]. Notons que la longueur de cet échantillon est seulement de 0,18 cm, ce qui est faible. Cette mesure a été réalisée à l'aide de la diode laser à 1,55 μm . Dans la bande passante de notre détecteur ($\Delta f = 1,33\text{MHz}$), le flux émis par cette source est limité par le bruit de photon. Ce n'est pas le cas pour la source à 1,06 μm qui présente dans cette bande un bruit d'émission supérieur au bruit de photon (signalé dans la notice d'utilisation du laser).

Pour un champ appliqué $U/d = 8\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, un déplacement d'écart quadratique moyen 2,1 nm et un flux incident de 25 μW , nous avons mesuré :

- un rapport signal à bruit de 16, ce qui signifie que la limite de détection est :

$$\delta_{\text{lim}} = \frac{2,1}{16} \text{ nm} \sqrt{\frac{25 \cdot 10^{-6} \text{ W}}{1,33 \cdot 10^6 \text{ Hz}}} = 5,8 \cdot 10^{-7} \text{ nm} \sqrt{\frac{\text{W}}{\text{Hz}}} \quad (\text{III.89}),$$

Connaissant l'efficacité quantique du détecteur utilisé ($\eta = 0,76$), cette mesure permet de déduire (voir les expressions I.14 et I.15, page 12) une limite de détection relative qui vaut $\delta_{\text{rel}} = 16$.

- un gain imaginaire pur de valeur $\gamma'' = 0,36\text{ cm}^{-1}$. Connaissant l'absorption du cristal, $\alpha = 1,27\text{ cm}^{-1}$, on en déduit (III.88) une limite de détection relative qui vaut $\delta_{\text{rel}} = 17$.

Les résultats obtenus à l'issue de ces deux mesures sont très proches, ce qui prouve que l'on est limité par le bruit de photon dans cette expérience.

À partir des mesures de $\sin(\gamma''x)$, nous pouvons maintenant calculer les limites de détection que les échantillons de grandes dimensions que nous avons étudiés en III.B.2.b- nous permettent d'atteindre. Nous présentons ces performances dans les tableaux (III.1, III.2 et III.3). Nous présentons également des résultats concernant l'échantillon B.V-4T3.6 qui est un cristal issu du même lingot que le B.V-4T3.9. Notons

aussi que les cristaux que nous avons utilisés n'étaient pas traités anti-reflet, ce qui ajoutait 40% de pertes. La limite de détection que nous présentons est corrigée de ces pertes parce que nous considérons que dans les applications futures, les cristaux seront traités anti-reflet.

C'est avec l'échantillon B.V-4T3.6 que nous obtenons la meilleure performance avec une détection limite relative de 1,6. Ce résultat est obtenu à 1,55 μm où l'absorption est très faible. Nous remarquons également que les limites obtenues avec le B.V-4T6.11/1 sont à peu près égales à 2 pour les trois longueurs d'onde.

B.V-4T3.9	$\lambda=1,06 \mu\text{m}$
$\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	1,09
x (cm)	2
$\sin \gamma''x$	1
$E_0 \text{ (kV.cm}^{-1}\text{)}$	4 à 5
δ_{rel}	3

Tableau III.1 : Sensibilité obtenue à 1,06 μm avec l'échantillon B.V-4T3.9.

B.V-4T3.6	$\lambda=1,06 \mu\text{m}$	$\lambda=1,55 \mu\text{m}$
$\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	1,09	0,24
x (cm)	1,7	1,7
$\sin \gamma''x$	1	0,75
$E_0 \text{ (kV.cm}^{-1}\text{)}$	8	7,5
δ_{rel}	2,5	1,6

Tableau III.2 : Sensibilités obtenues à 1,06 et 1,55 μm avec l'échantillon B.V-4T3.6.

B.V-4T6.11/1	$\lambda=1,06 \mu\text{m}$	$\lambda=1,32 \mu\text{m}$	$\lambda=1,55 \mu\text{m}$
$\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	1,57	0,41	0,30
x (cm)	1	1	1
$\sin \gamma''x$	1	0,65	0,6
$E_0 \text{ (kV.cm}^{-1}\text{)}$	8-10	8	8-10
δ_{rel}	2,2	1,9	1,9

Tableau III.3 : Sensibilités obtenues aux trois longueurs d'onde avec le B.V-4T3.6.

Pour finir, nous représentons sur la figure III.16 les performances théoriques accessibles avec notre senseur d'ultrasons en fonction de $\gamma''x$ et pour différentes valeurs du paramètre α / γ'' . Nous avons placé nos points expérimentaux optimaux pour chaque longueur d'onde et la limite optimale des techniques d'interférométrie à retard, montrant

ainsi qu'elle est dépassée par nos mesures expérimentales. Nous avons aussi placé, sur cette figure, le premier résultat que nous avons obtenu avec le cristal B.23.3 à $1,55 \mu\text{m}$ [27]. La très nette amélioration entre ce point et ceux qui ont suivi est due en grande partie à l'augmentation de la dimension des cristaux et à l'amélioration de leur qualité optique (suppression de l'absorption résiduelle).

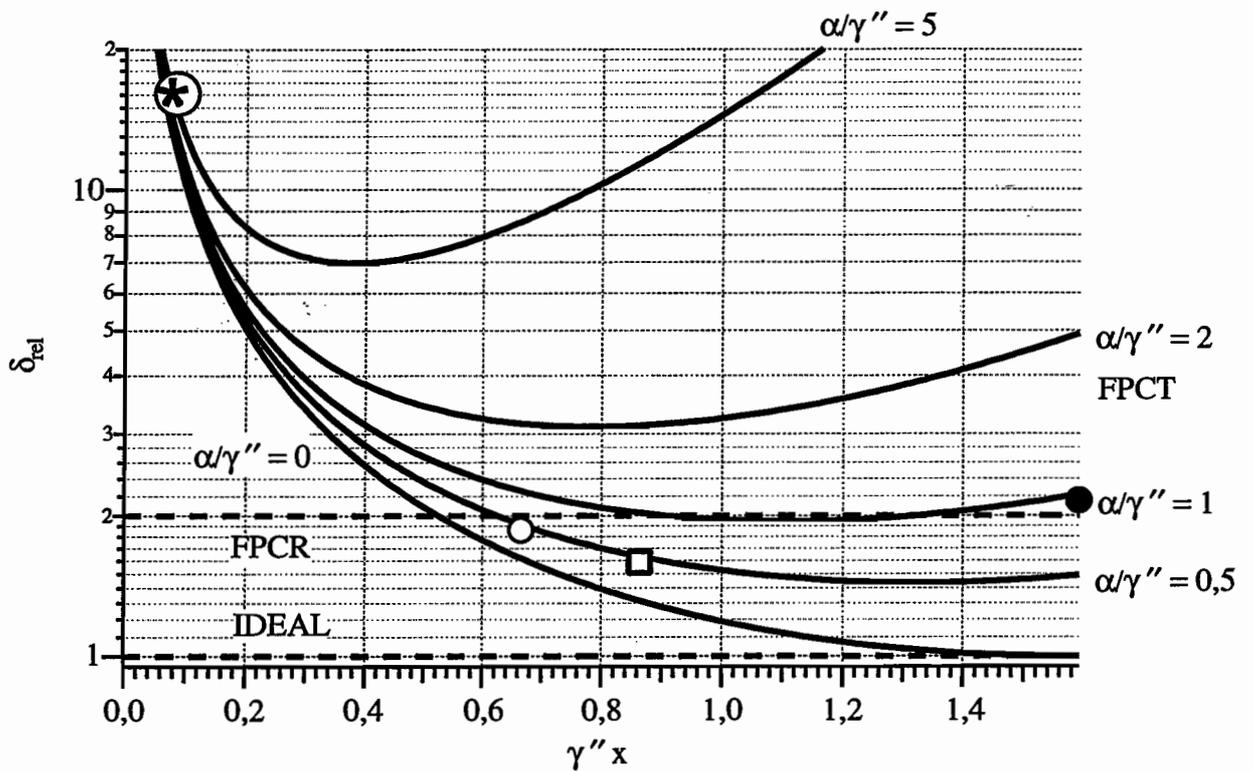


Figure III.16 : Représentation de la détection limite relative en fonction de $\gamma'' x$ pour différentes valeurs de α/γ'' (courbes en traits pleins). Comparaison avec la limite de détection relative optimale du Fabry-Perot Confocal en Réflexion (FPCR) et le cas idéal (IDEAL) (droites pointillées). Représentation des meilleures performances expérimentales obtenues avec notre technique à $1,06 \mu\text{m}$ (Cercle plein, B.V-4T6.11/1), $1,32 \mu\text{m}$ (Cercle vide, B.V-4T6.11/1) et $1,55 \mu\text{m}$ (Carré vide, B.V-4T3.6). Représentation du premier point expérimental obtenu avec le B23.3 à $1,55 \mu\text{m}$ (Cercle contenant une étoile).

D- Étude de la transmission d'un signal modulé en phase en fonction de sa fréquence.

Dans la partie précédente, nous avons étudié des signaux très rapidement modulés en phase par rapport au temps de réponse de l'effet photoréfractif et nous donc considéré que le réseau d'indice inscrit dans le matériau était dans un état stationnaire. Cela sera toujours valable pour les vibrations ultrasonores que nous voulons détecter. Cependant, nous avons vu dans le premier chapitre qu'à ces vibrations ultrasonores pouvaient s'ajouter des vibrations parasites de fréquences typiquement inférieures à 10 kHz. Nous étudions donc ici comment le senseur s'adapte à ces vibrations en reprenant une analyse dynamique de l'effet photoréfractif.

1- Étude de la cinétique d'établissement sous champ.

L'introduction d'un champ électrique externe va modifier la cinétique d'établissement du gain photoréfractif et va donc jouer sur la réponse en fréquence du senseur photoréfractif d'ultrasons. Nous tiendrons aussi compte dans nos simulations de l'absorption du cristal grâce au modèle que nous avons développé. Remarquons que cette généralisation ne complique pas les calculs numériques puisque le logiciel de calcul que nous utilisons connaît aussi bien les fonctions de Bessel que les fonctions hypergéométriques confluentes. Nous utiliserons donc l'expression (III.22).

a- Expérience.

Commençons cette étude par une simple expérience de cinétique d'établissement de l'effet photoréfractif sous champ appliqué. L'échantillon utilisé est le B.V-4T3.9. Nous mesurons ici l'évolution du signal transmis, sans lui appliquer de modulation de phase, quand le champ électrique externe passe brusquement de 0 à 10 kV.cm^{-1} à $t=0$. Notons ici que cette mesure, comme celles qui ont été présentées à la partie C, sont effectuées pour un angle moyen entre les faisceau de 10° , correspondant à un nombre d'onde de $1 \mu\text{m}^{-1}$ à $\lambda=1,06 \mu\text{m}$. Toutes les mesures qui suivent seront faites dans les mêmes conditions et tous les calculs seront faits pour cette valeur du nombre d'onde. Le gain sans champ appliqué étant très faible, il est raisonnable de considérer qu'il n'y a pas de réseau à $t=0$ et que la courbe obtenue représente la cinétique d'établissement du gain. Nous faisons cette mesure en régime d'atténuation et en régime de gain (Figure III.17). Remarquons qu'en régime d'amplification il y a, en régime transitoire, des amplifications

du signal telles qu'il est nécessaire de réduire l'éclairement du faisceau signal pour que le rapport référence à signal satisfasse toujours à la condition de non atténuation de la référence. On constate sur ces courbes que la cinétique de construction de l'effet est beaucoup plus rapide en régime d'atténuation qu'en régime d'amplification. Cette mesure confirme l'étude théorique présentée dans la partie A dans le seul régime de diffusion. Le temps de réponse étant relié à la fréquence de coupure de la séparatrice, cette dernière sera plus haute en atténuation qu'en amplification. Cela peut constituer un avantage de la configuration d'atténuation puisque l'on a vu que la sensibilité du système était la même dans les deux régimes.

D'autre part, cette mesure est une bonne illustration de la nature oscillatoire de la cinétique d'établissement due à un temps de réponse complexe [31]. Nous allons maintenant passer à un développement théorique de notre modèle de cinétique (cf III.A.5.b) dans le cas où le temps de réponse et le gain en amplitude ont des valeurs complexes.

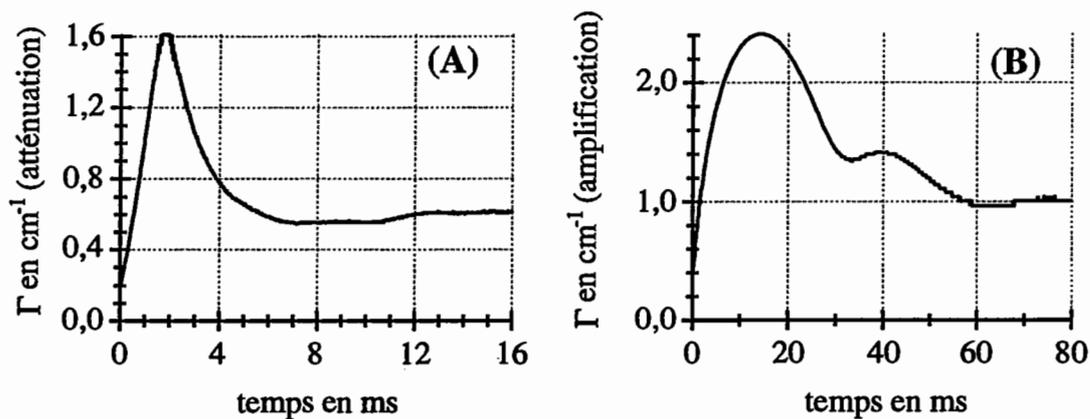


Figure III.17: Cinétiques d'établissement de l'effet photoréfractif sur l'échantillon B.V-4T3.9 suite à l'application d'un champ électrique de 10 kV.cm^{-1} , obtenues en régime d'atténuation (A) et d'amplification (B). Le gain Γ est ici défini par la relation $I_s(x, t) = I_s(x, 0)e^{\Gamma(t)x}$.

b- Étude théorique de la cinétique d'établissement du couplage d'onde photoréfractif.

Quatre paramètres sont à prendre en compte. Ce sont les parties réelles et imaginaires du temps de réponse τ_0 et du gain γ . En s'inspirant des notations utilisées pour le gain, on écrit $\tau_0 = \tau'_0 + i\tau''_0$. Intéressons-nous d'abord aux signes de ces quatre paramètres. Sur les 16 possibilités différentes, nous allons montrer qu'il faut en retenir seulement 4. Il n'existe que deux moyens pour jouer sur ces signes : passer d'un régime d'amplification à un régime d'atténuation, ce qui va changer les signes de γ' et de γ'' , ou

retourner le sens du signe du champ externe, ce qui va changer les signes de γ'' et de τ_0'' . Partant d'une configuration donnée, il y a donc seulement 4 possibilités qui se présentent comme suit (Tableau III.4) :

	V>0	V<0
$r_{\text{eff}} > 0$	$\gamma^{(1)} = \gamma'^{(1)} + i\gamma''^{(1)}$ $\tau_0^{(1)} = \tau_0'^{(1)} + i\tau_0''^{(1)}$	$\gamma^{(2)} = \gamma'^{(1)} - i\gamma''^{(1)}$ $\tau_0^{(2)} = \tau_0'^{(1)} - i\tau_0''^{(1)}$
$r_{\text{eff}} < 0$	$\gamma^{(3)} = -\gamma'^{(1)} - i\gamma''^{(1)}$ $\tau_0^{(3)} = \tau_0'^{(1)} + i\tau_0''^{(1)}$	$\gamma^{(4)} = -\gamma'^{(1)} + i\gamma''^{(1)}$ $\tau_0^{(4)} = \tau_0'^{(1)} - i\tau_0''^{(1)}$

Tableau III.4: Présentation des 4 possibilités.

De plus, quelle que soit la configuration utilisée, la partie réelle du temps de réponse sera toujours positive. Enfin, en reprenant les expressions du gain (III.68) et du temps de réponse (II.12), on peut montrer que le produit $\gamma'\gamma''\tau_0''$ est toujours positif. Cela signifie que le changement de signe de ces paramètres s'effectue uniquement par paire. Les quatre possibilités sont donc indépendantes du cristal et de la configuration choisie :

- A $\tau_0'^{(A)} > 0, \tau_0''^{(A)} > 0, \gamma'^{(A)} > 0, \gamma''^{(A)} > 0$
- B $\tau_0'^{(B)} > 0, \tau_0''^{(B)} > 0, \gamma'^{(B)} < 0, \gamma''^{(B)} < 0$
- C $\tau_0'^{(C)} > 0, \tau_0''^{(C)} < 0, \gamma'^{(C)} > 0, \gamma''^{(C)} < 0$
- D $\tau_0'^{(D)} > 0, \tau_0''^{(D)} < 0, \gamma'^{(D)} < 0, \gamma''^{(D)} > 0$

Une comparaison entre une simulation avec des paramètres autorisés et avec des paramètres interdits donne une explication plus intuitive. Nous avons représenté, sur la figure III.18, deux courbes de cinétique d'établissement de l'intensité normalisée sous un champ appliqué E_0 de 1 kV.cm^{-1} . Rappelons que l'intensité normalisée, N , définie en (III.51) (cf. III.A.5.c-) vaut zéro à l'instant initial et 1 à l'état stationnaire, que l'on soit en régime d'amplification ou d'atténuation. Une intensité normalisée négative signifie, qu'à l'instant considéré, le gain en intensité est inversé par rapport à l'état stationnaire. De même, une intensité normalisée supérieure à 1 signifie, qu'à l'instant considéré, le gain en intensité dépasse celui obtenu à l'état stationnaire. La première courbe en trait plein reproduit une cinétique d'atténuation calculée à partir des paramètres mesurés dans le B.V-4T3.9 et en considérant $\kappa_n^2 = \kappa_p^2 = 0,5 \mu\text{m}^{-2}$. La deuxième courbe, représentée en pointillée, est calculée pour une valeur opposée de γ'' mais en laissant les autres paramètres tels quels, c'est à dire en changeant le signe de $\gamma'\gamma''\tau_0''$. Cette deuxième courbe est donc mathématiquement envisageable mais physiquement impossible.

Les courbes obtenues ont toutes les deux un transitoire oscillant mais, sur la première, l'établissement des pertes a lieu dès le départ ($N(t=0^+) > 0$) alors que sur la deuxième, on passe d'abord par un régime transitoire de gain ($N(t=0^+) < 0$). Cette figure traduit ainsi de manière plus intuitive la condition $\gamma' \gamma'' \tau_0'' > 0$ qui signifie que l'établissement du gain ne peut pas débuter par un transitoire à contre courant.

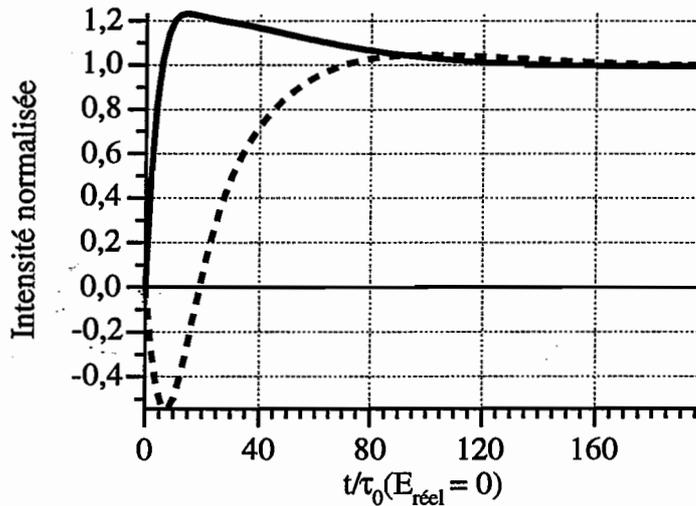


Figure III.18 : Calcul de la cinétique d'établissement sous champ dans un cas réel (trait plein) et dans un cas physiquement impossible (trait pointillé).

En tenant compte de ces incompatibilités, nous représentons, sur les figures III.19 et III.20, les courbes de cinétique d'atténuation et d'amplification pour des champs allant de 0 à 3 kV.cm⁻¹ en reprenant les mêmes données que pour la figure précédente. On constate que l'établissement en régime d'amplification est beaucoup plus perturbé et beaucoup plus lent, ce qui correspond aux mesures que nous avons effectuées. Nous représentons également en encart les mesures effectuées pour $U/d=10\text{kV.cm}^{-1}$ que nous avons déjà présentées sur la figure III.15 mais qui sont ici mises sous la forme d'une intensité normalisée. On constate que la forme de la première arche est à peu près fidèle à la théorie mais que l'amortissement est expérimentalement plus rapide que prévu.

En conclusion, cette étude de la cinétique d'établissement sous champ est difficile. En effet, les temps de calcul nécessaires à ces simulations freinent toute interactivité. Nous n'avons pas cherché ici à ajuster nos courbes théoriques en fonction des points expérimentaux. Nous avons simplement voulu montrer que sous champ, comme en régime de diffusion, les cinétiques obtenues en atténuation étaient beaucoup plus rapides que celles obtenues en amplification. Cela devrait avoir une conséquence sur la réponse en fréquence du senseur, ce que nous allons montrer maintenant.

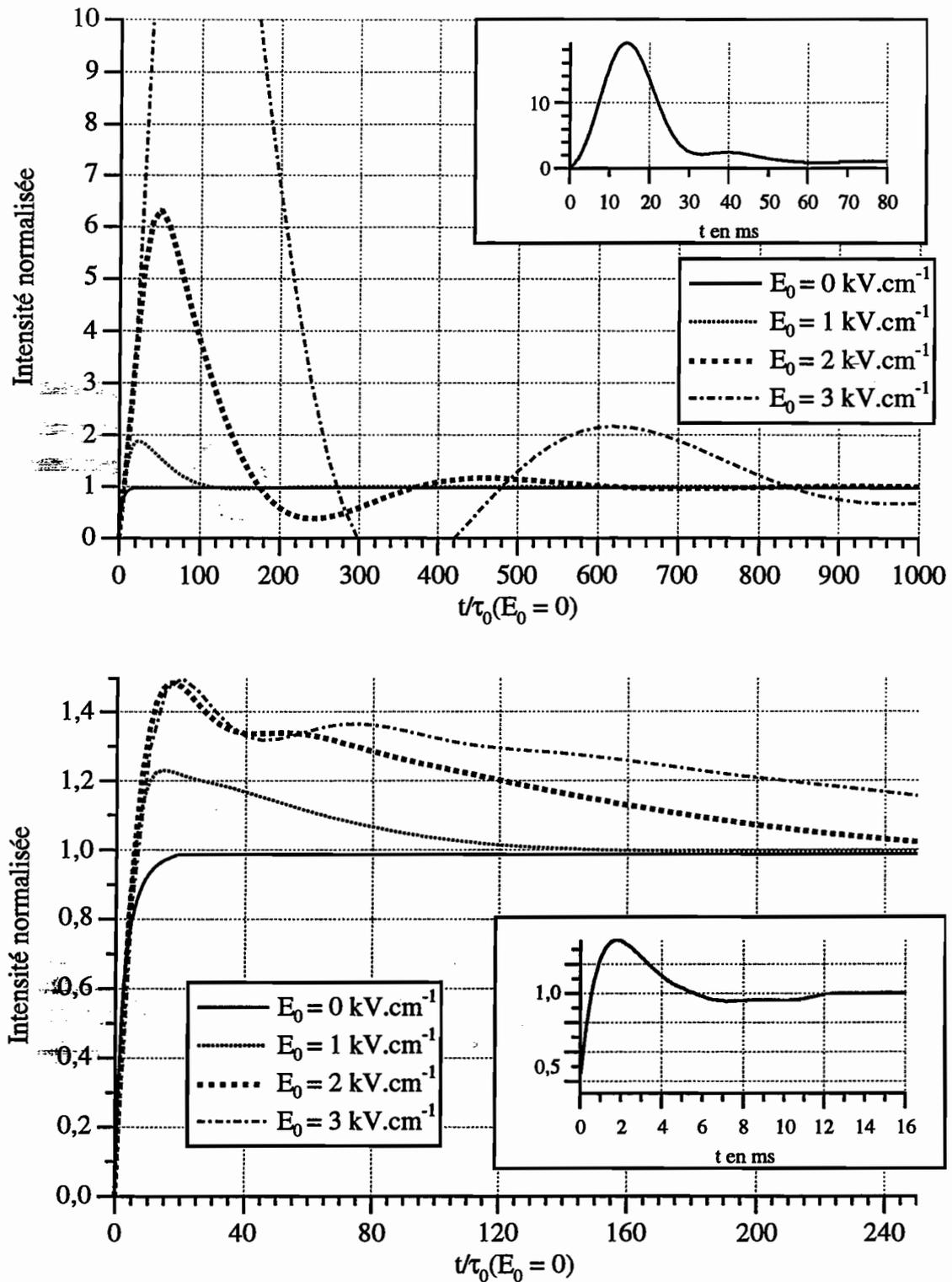


Figure III.19 et 20 : Cinétiques d'établissement normalisées de l'effet photoréfractif en régime d'amplification (en haut) et d'atténuation (en bas) calculées pour des champs appliqués allant de 0 à 3 kV.cm^{-1} . Les courbes en encart sont celles obtenues expérimentalement pour $U/d = 10 \text{ kV.cm}^{-1}$.

2- Étude de la réponse en fréquence du senseur.

a- Étude théorique.

Nous rappelons ici l'expression (III.21) établie dans le cas où le réseau est inscrit à l'instant $t=0$:

$$E_s(x,t) = e^{-\alpha x/2} \left[e^{\gamma x} E_s(0,0) + (E_s(0,t) - E_s(0,0)) + \int_0^t (E_s(0,T) - E_s(0,0)) G(x,t-T) dT \right]$$

Avant de présenter les résultats obtenus, soulignons que notre formalisme peut être normalisé temporellement par rapport au module du temps de réponse. Nous présenterons ainsi des courbes théoriques en fonction de la fréquence normalisée $f \cdot |\tau_0|$.

Nous avons calculé l'allure de l'intensité détectée pour différentes valeurs de la fréquence normalisée (Figure III.21) en fonction du temps normalisé $f \cdot t$. La durée de ce calcul est d'autant plus longue que l'on travaille sur des fréquences faibles. C'est

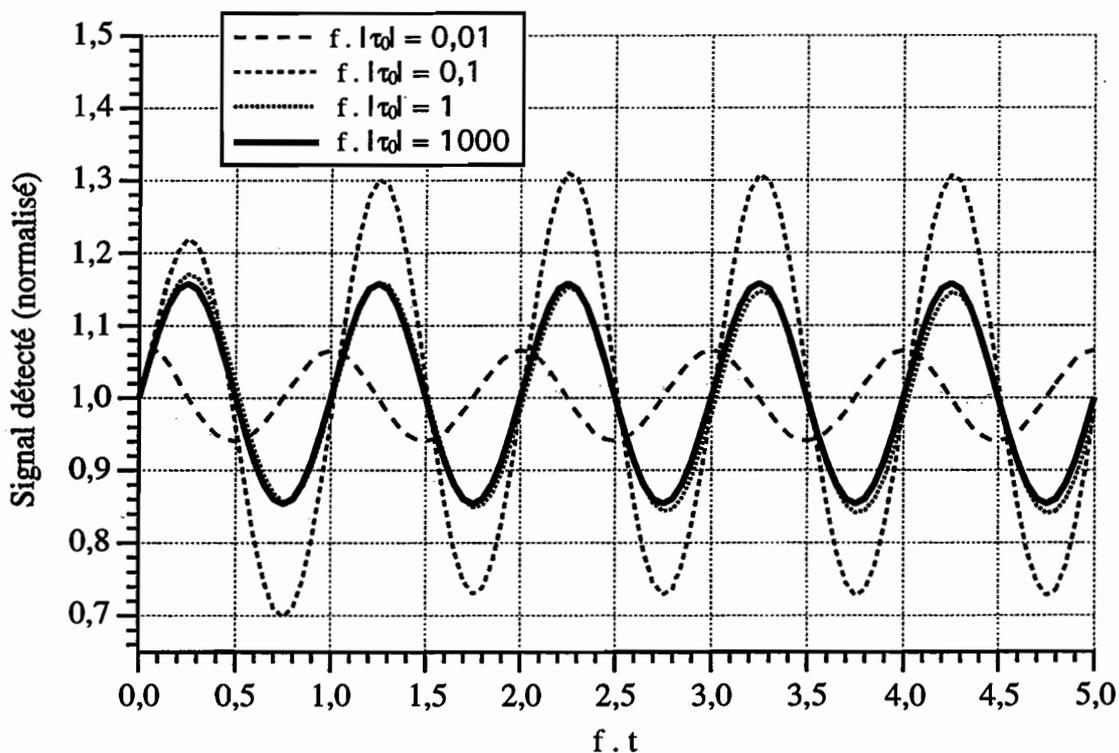


Figure III.21 : Calcul de l'intensité détectée à la sortie du cristal pour différentes valeurs de la fréquence. Les paramètres de gain, d'absorption et de longueur utilisés pour ce calcul sont ceux obtenus pour le B.V-4T3.9 pour $U/d=4 \text{ kV.cm}^{-1}$ et pour une phase du temps de réponse égale à 0,7 radian.

pourquoi nous avons limité les basses fréquences à $0,01 \cdot |\tau_0|$. On constate bien une atténuation de la réponse à cette fréquence et un déphasage. D'autre part, on constate que la réponse pour une fréquence normalisée de $1 \cdot |\tau_0|$ correspond à celle obtenue à hautes fréquences ($1000 \cdot |\tau_0|$). Enfin, la réponse calculée pour une fréquence normalisée $0,1 \cdot |\tau_0|$ est plus forte qu'aux très hautes fréquences. Nous discuterons plus en détail de ce phénomène avec notre deuxième technique de simulation.

Sur toutes ces courbes, on constate que la partie modulée de l'intensité détectée atteint une allure sinusoïdale de même fréquence que la modulation de phase et d'amplitude stationnaire au bout d'un temps normalisé inférieur à 1. On constate même que la réponse atteint instantanément cette amplitude stationnaire pour des fréquences normalisées supérieures à $1 \cdot |\tau_0|$. Nous allons proposer une technique de calcul beaucoup plus rapide qui tient compte de cette observation.

On suppose donc que pour $t > 1/f$, l'intensité détectée suit la relation :

$$I_s(x, t) = m + p \sin(2\pi ft + \varphi) \quad (\text{III.90}),$$

où m et p sont positifs. On cherche à calculer simplement p en fonction de f . Il suffit de trois points de mesure pour connaître p . En effet :

$$I_s(x, k/f) = m + p \sin \varphi = u \quad (\text{III.91}),$$

$$I_s(x, (k + 1/4)/f) = m + p \cos \varphi = v \quad (\text{III.92}),$$

$$I_s(x, (k + 1/2)/f) = m - p \sin \varphi = w \quad (\text{III.93}),$$

k étant un nombre entier.

On obtient donc :

$$p = \sqrt{\frac{u^2 + 2v^2 + w^2 - 2uv - 2vw}{2}} \quad (\text{III.94}).$$

Plus la valeur de k choisie est grande, plus la durée du calcul est longue mais plus il est fidèle. Après quelques essais, il s'est avéré que $k=1$ était suffisant pour faire des simulations utilisant des paramètres tirés de nos expériences. Par précaution, nous avons choisi $k=3$. Ainsi, comme le calcul pour chaque fréquence d'excitation est fortement accéléré, on va pouvoir calculer des courbes de réponse en fréquence ayant une bonne résolution. Typiquement la durée de calcul d'une courbe est comprise entre 1 et 2 heures.

Nous présentons ici quatre courbes (Figure III.22) calculées avec les paramètres du cristal B.V-4T3.9 pour la valeur de U/d qui nous a permis d'obtenir $\sin(\gamma''x) = 1$ à l'état stationnaire. Ces quatre courbes correspondent aux quatre possibilités qui sont présentées (en jouant sur le signe du champ et sur le signe de r_{eff}) dans le tableau III.5.

	V	-V
amplification	A $\tau_0 = \tau_0 e^{0,7i}$ $\gamma = 0,15 + 0,8i$	C $\tau_0 = \tau_0 e^{-0,7i}$ $\gamma = 0,15 - 0,8i$
atténuation	B $\tau_0 = \tau_0 e^{0,7i}$ $\gamma = -0,15 - 0,8i$	D $\tau_0 = \tau_0 e^{-0,7i}$ $\gamma = -0,15 + 0,8i$

Tableau III.5 : Présentation des paramètres de gain et de constante de temps utilisés pour le calcul de la réponse en fréquence. Les valeurs du gain en amplitude correspondent à celles qui ont été mesurées avec l'échantillon B.V-4T3.9 pour $U/d=4kV.cm^{-1}$ (Figure III.9 et III.10). L'ordre de grandeur de la phase du temps de réponse a été choisi en se référant à l'expression (II.14).

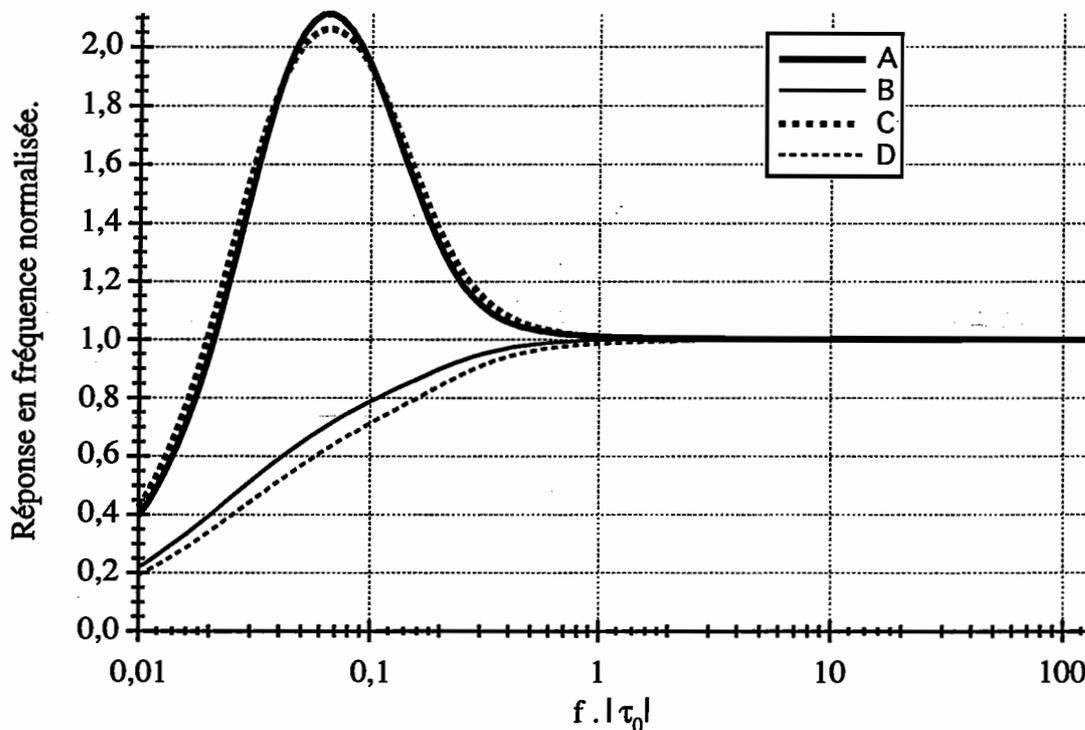


Figure III.22 : Représentation des réponses en fréquence dans les cas A, B, C et D. Les courbes sont normalisées par rapport à l'amplitude des signaux de très haute fréquence.

Tout d'abord, on constate que ces courbes sont des filtres passe-haut comme l'analyse aux très hautes et très basses fréquences le prévoyait. Le point marquant de ces courbes est surtout la présence d'une suroscillation, déjà entrevue sur la figure III.21, dans les deux simulations en régime d'amplification et leur absence en régime d'atténuation. Cette observation n'est pas étonnante au vu des courbes de cinétiques d'établissement que nous venons de présenter. En effet, la cinétique du régime d'amplification présentant un comportement oscillatoire très marqué, il est logique qu'un phénomène suroscillant se produise si on module la phase du faisceau signal suivant la même fréquence. Il est aussi compréhensible que cette suroscillation ne soit pas observée en régime d'atténuation vu que sa cinétique d'établissement est moins oscillante. Enfin, le dernier point notable est la très faible influence du sens du champ électrique sur les courbes.

Dans ces simulations, le seul paramètre qui ne correspond pas à une mesure est la phase du temps de réponse, que nous noterons φ_τ . Celle ci peut être déduite de l'expression (II.14) mais comme les longueurs de diffusion ne sont pas connues, la précision de ce calcul est mauvaise. C'est pourquoi, nous avons aussi réalisé une série de simulations pour différentes valeurs de φ_τ . Les résultats obtenus sont présentés sur les figures III.23 et III.24.

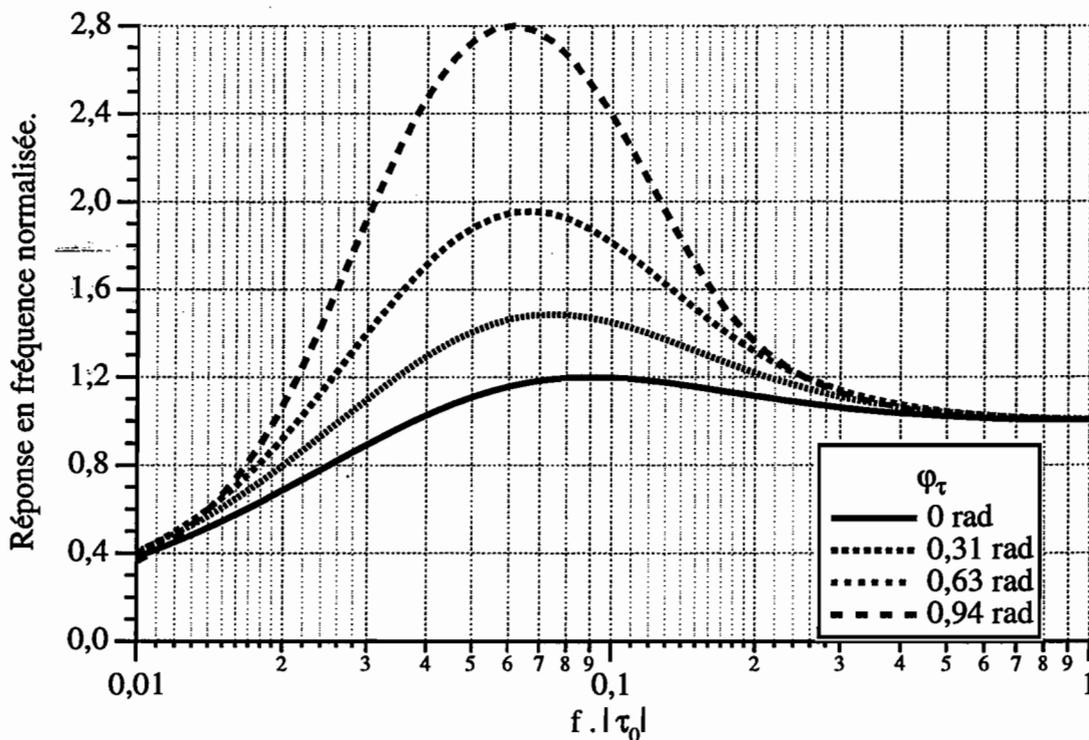


Figure III.23 : Étude théorique de la réponse en fréquence en fonction de φ_τ en régime d'amplification.

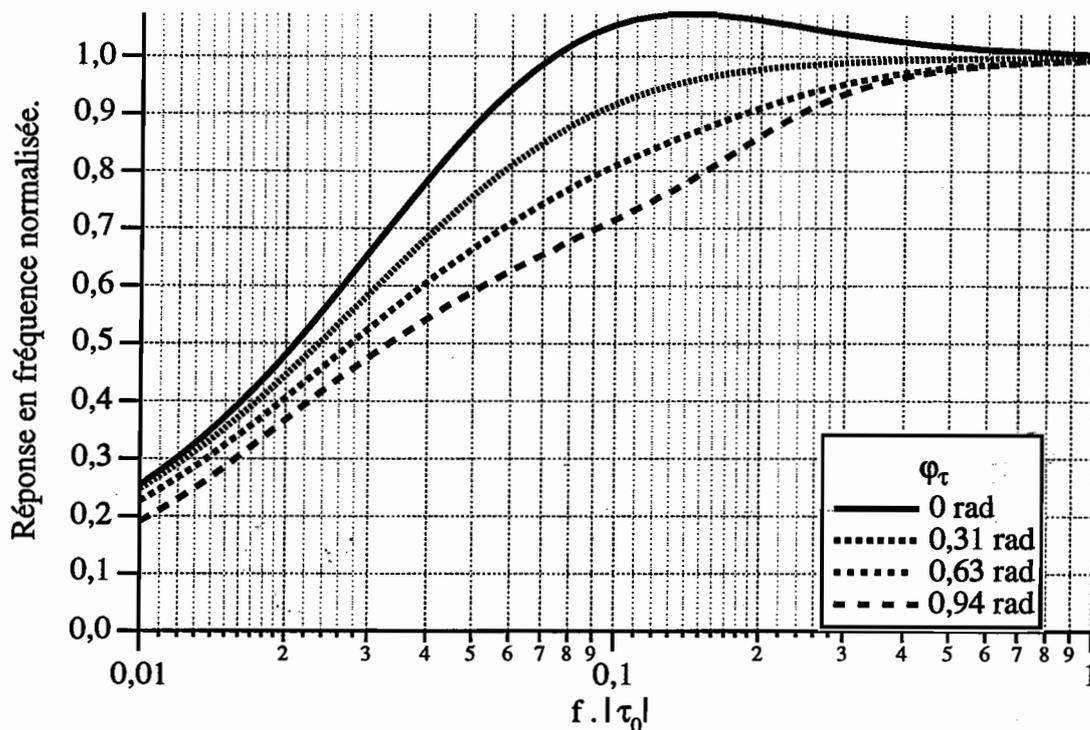


Figure III.24: Étude théorique de la réponse en fréquence en fonction de φ_τ en régime d'atténuation.

On définit la fréquence de coupure basse, comme la fréquence de la modulation de phase du faisceau signal jusqu'à laquelle le senseur s'adapte. On s'aperçoit que l'évolution des courbes obtenues en régimes d'amplification et d'atténuation est opposée. En amplification, plus φ_τ est fort, plus la hauteur de la suroscillation est grande et plus la fréquence de coupure est basse. Tandis qu'en atténuation, quand φ_τ augmente, la fréquence de coupure augmente et la faible suroscillation observée lorsque φ_τ est nul tend à s'inverser.

b- Étude expérimentale.

La mesure a donc été réalisée avec le B.V-4T3.9. Les conditions expérimentales correspondent aux paramètres utilisés dans nos simulations. Les résultats obtenus, présentés sur la figure III.25, sont proches des prédictions théoriques :

- On observe une nette suroscillation en régime d'amplification à une fréquence de 60 Hz. Le maximum de cette suroscillation est 2,4 fois plus haut que la réponse aux très hautes fréquences. On n'observe pas de suroscillation en atténuation. Un point expérimental pourrait accrédi-ter la thèse d'une sous-oscillation dans ce régime mais il s'agit plus probablement d'une erreur de mesure.

- La fréquence de coupure basse à mi hauteur du régime "stationnaire" est environ quatre fois plus haute en atténuation ($\approx 40\text{Hz}$) qu'en amplification ($\approx 10\text{Hz}$).

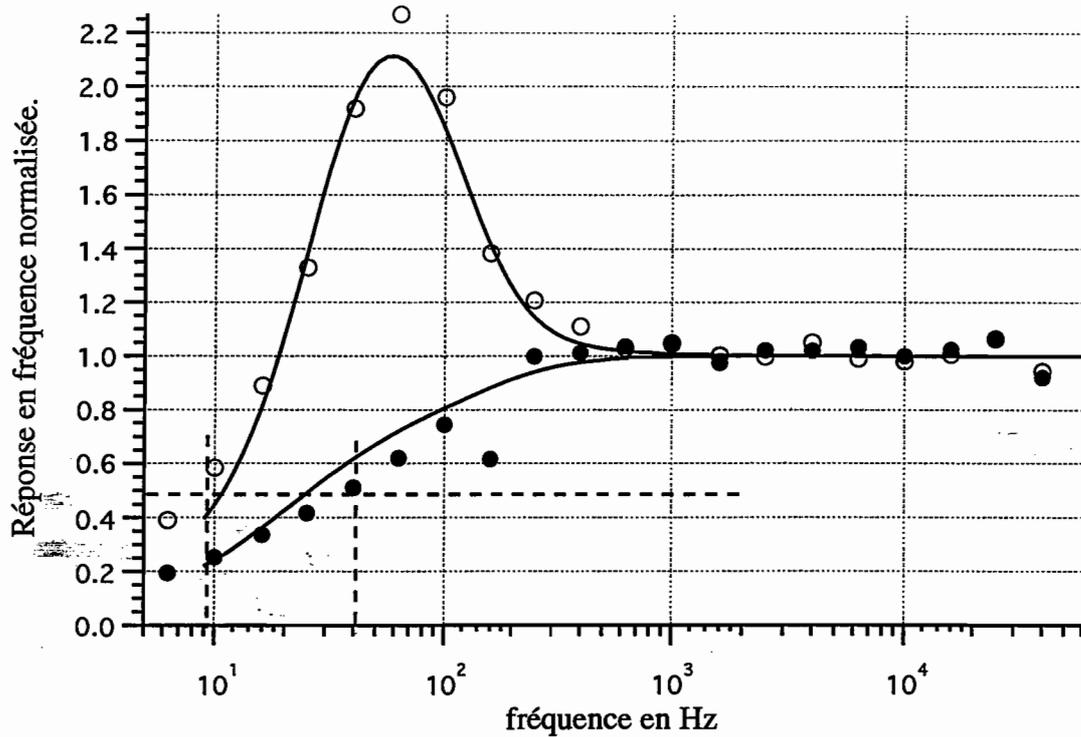


Figure III.25 : Mesure de la réponse en fréquence dans les régimes d'amplification (Cercles vides) et d'atténuation (Cercles pleins) pour $U/d = 4 \text{ kV.cm}^{-1}$. Les courbes théoriques sont ajustées pour un module du temps de réponse égal à 1,1 ms et pour une phase du temps de réponse de 0,7 radian.

- L'éclairement du faisceau de référence à l'entrée du cristal est de 22 mW.cm^{-2} (nous avons corrigé l'éclairement incident mesuré des pertes dues à la première réflexion) et les courbes théoriques sont ajustées pour un module du temps de réponse égal à 1,1 ms. La fluence d'écriture du réseau d'indice dans le cristal est donc ici de $24 \text{ } \mu\text{J.cm}^{-2}$. Avec des conditions d'éclairements 25 fois plus importantes, c'est à dire pour des éclairements de l'ordre de $0,5 \text{ W.cm}^{-2}$, on devrait pouvoir couper les fréquences en dessous de 1 kHz. Ce résultat est donc très satisfaisant.

- Les courbes théoriques qui sont le mieux ajustées avec l'expérience du point de vue de la taille de la suroscillation sont celles qui ont été calculées pour $\varphi_\tau = 0,7$ radian. Il faut ici noter que le calcul utilisant l'expression (II.14) en supposant que $\kappa_n^2 = \kappa_p^2 = 0,5 \mu\text{m}^{-2}$ donnerait en fait pour cette valeur du champ (compte tenu de l'écrantage) $\varphi_\tau = 1,2$ radians. Aussi la taille de la suroscillation observée est-t-elle moins importante que celle que l'on aurait pu s'y attendre. Cette observation concorde avec les différences de comportement observées pour la cinétique d'établissement du gain photoréfractif où la théorie prévoyait une suroscillation plus importante que celle observée.

En conclusion, il est donc envisageable de travailler en atténuation plutôt qu'en amplification pour que le réseau d'indice s'adapte plus vite. Ce régime permet aussi d'éviter une suroscillation qui pourrait amplifier les bruits à basses fréquences. Rappelons que la sensibilité de la technique est la même dans les deux régimes à partir du moment où le bruit du signal détecté est dominé par le bruit de photon.

E- Réalisation d'un prototype.

Les performances obtenues avec notre montage, tant du point de vue de la sensibilité aux petits déplacements que de la vitesse d'adaptation aux perturbations, nous ont naturellement conduits à la réalisation d'un prototype plus évolué (Figure III.26) qui présente les caractéristiques suivantes :

- Son encombrement a été optimisé de manière à ce qu'il tienne sur un plateau de 30 par 60 cm². Il est donc très facilement transportable.
- Le nombre de composants optiques a été limité au maximum. Le montage comprend ainsi :
 - un laser YAG pompé par diode émettant 100 mW à 1,06 μm ;
 - un système composé d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation afin de pouvoir séparer le faisceau en un signal et une référence tout en contrôlant leurs flux relatifs ;
 - quatre miroirs pour le transport des faisceaux ;
 - deux lames demi-onde pour contrôler la polarisation des faisceaux ;
 - une lentille afin de collecter le faisceau diffusant réfléchi par la pièce mécanique testée et de le faire passer à travers le cristal photoréfractif ;
 - un système composé d'une lentille et d'un objectif de microscope afin d'envoyer tout le faisceau signal transmis par le cristal dans le détecteur.
- Le cristal photoréfractif utilisé est le B.V-4T6.11/1 ou le B.V-4T3.9 ou 4T3.6.
- L'alimentation haute tension n'est pas placée sur le plateau.

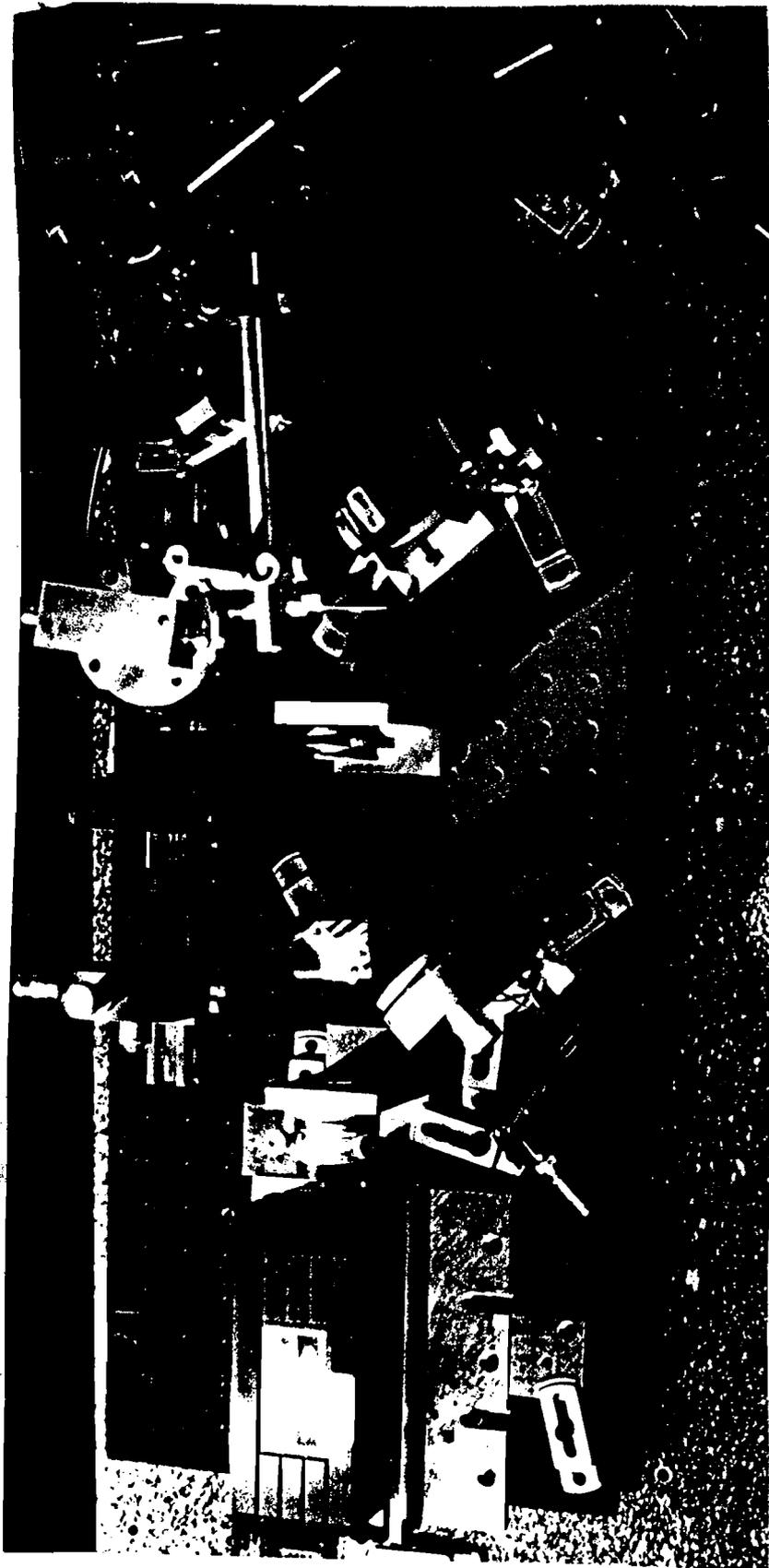


Figure IV.26 : Photographie du prototype de laboratoire.

Nous avons engendré des vibrations ultrasonores dans la pièce testée à l'aide d'un laser Yag nanoseconde. La bande passante de détection des mesures effectuées est de 20 MHz. Les vibrations détectées sur la face opposée à la génération sont présentées ci après sur sur une pièce en aluminium (Figure III.27) et sur une pièce composite noire (Figure III.28). Comme notre détecteur n'était pas blindé, un fort signal parasite est visible sur la partie gauche de ces enregistrements. Sur la partie droite, on distingue très bien la première réflexion de l'onde ultrasonore sur la pièce en aluminium et des signaux à basses fréquences dans la pièce composite.

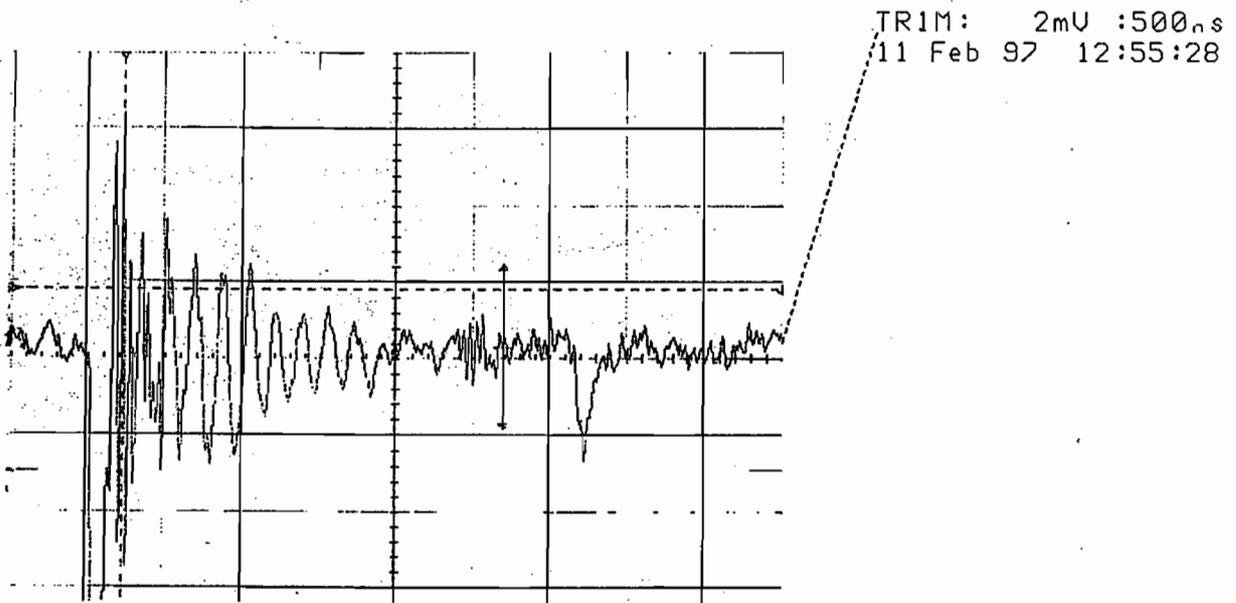


Figure III.27 : Vibrations détectées sur une pièce en aluminium.

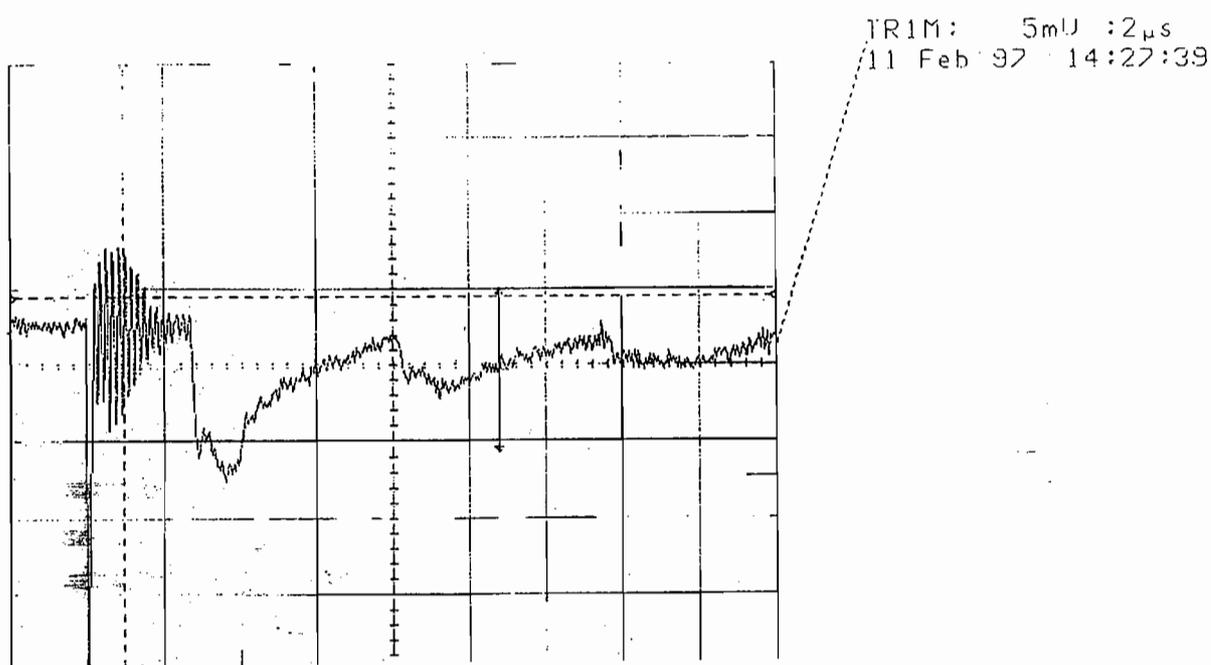


Figure III.28 : Vibrations détectées sur une pièce composite.

Une mesure effectuée avec un détecteur blindé a ensuite été réalisée sur une pièce en céramique non polie (Figure III.29). Nous présentons trois courbes obtenues en faisant une moyenne sur un certain nombre de mesures et en faisant l'analyse sur deux points de la céramique. On observe un premier pic de transmission ($t \approx 8 \mu\text{s}$) suivi d'autres signaux caractéristiques.

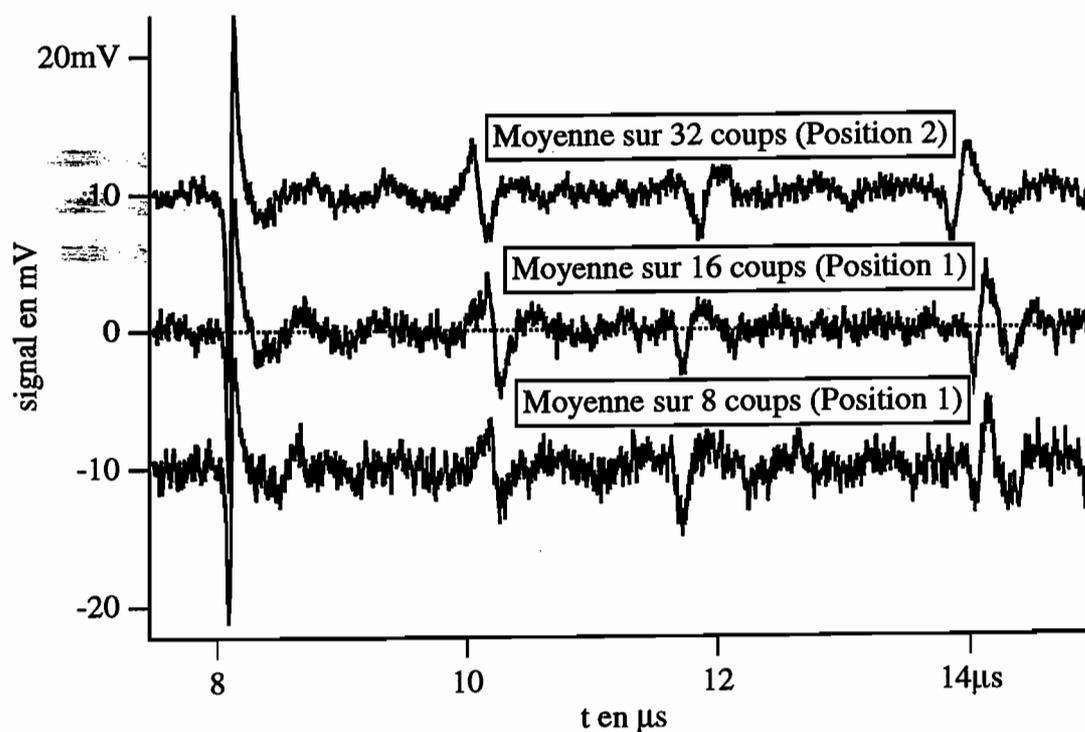


Figure III.29 : Vibrations détectées sur une pièce en céramique.

Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord mis en place un modèle qui tient compte de l'absorption dans l'étude de la dynamique du couplage d'ondes photoréfractif. Nous avons ensuite montré que la prise en compte de l'absorption permettait d'obtenir des solutions plus simples ayant la forme d'une équation de filtrage. Puis, nous avons appliqué cette étude à la détection de la modulation de phase d'un faisceau. L'application d'un champ électrique continu au cristal s'est avéré une technique intéressante pour obtenir des résultats performants. Nous avons constaté dans ce cas que le paramètre à optimiser pour améliorer la sensibilité était $\sin(\gamma''x)$. Nous avons alors montré que la compétition électron-trou avait une influence négligeable sur la partie imaginaire du gain photoréfractif en amplitude.

Nous avons alors réalisé un premier senseur photoréfractif et nous avons étudié son fonctionnement. Nous avons mesuré de très bonnes sensibilités à $1,06 \mu\text{m}$ ($\delta_{\text{rel}}=2,2$); $1,32 \mu\text{m}$ ($\delta_{\text{rel}}=1,9$) et $1,55 \mu\text{m}$ ($\delta_{\text{rel}}=1,6$) alors qu'à $1,32 \mu\text{m}$, on est proche d'une compétition électron trou parfaite. Par ailleurs, nous avons montré que les sensibilités de mesure de petits déplacements obtenues en régimes d'amplification et d'atténuation étaient les mêmes.

Nous avons ensuite étudié la réponse de notre système en fonction de la fréquence de modulation de phase. Nous avons constaté que le régime d'atténuation était avantageux parce qu'il permettait une réponse du cristal plus rapide et parce qu'il évitait un phénomène de suroscillation qui risquerait d'amplifier les vibrations parasites de basses fréquences. Cependant nous avons aussi noté qu'il était important de vérifier que le signal détecté en régime d'atténuation était suffisant pour que l'on ne soit pas limité par le bruit de photons.

Enfin, nous avons présenté un premier prototype de taille réduite et utilisant peu de composant optique. Nous avons réalisé avec ce système quelques mesures de vibrations ultrasonores engendrées sur des pièces mécaniques par laser.

Dans le cadre d'une collaboration IOTA-IMI (Industrial Materials Institute, Québec), des expériences faites sur ces cristaux pour de forts éclaircissements (100 W/cm^2) et sous un champ électrique pulsé ont permis d'obtenir des fréquences de coupure basses égales à quelques dizaines de kiloHertz.

Nous allons présenter dans le chapitre suivant des techniques alternatives de détection des vibrations, toujours basées sur le mélange d'ondes.

IV Comparaison entre différentes configurations de mesure des ultrasons par mélange deux ondes photoréfractif.

Nous avons proposé, dans le chapitre III, une technique de mesure des ultrasons par mélange deux ondes consistant à appliquer un champ électrique au cristal photoréfractif pour mettre en quadrature l'oscillateur local et le faisceau signal transmis. Nous allons voir ici que cette mise en quadrature, nécessaire à l'obtention d'une détection linéaire, peut être obtenue en mélange deux ondes par d'autres moyens. Nous montrerons les spécificités de ces autres méthodes et, profitant de notre étude sous champ, nous essaierons de voir si ces techniques peuvent bénéficier de l'application d'un champ électrique continu. Ces deux aspects nous conduiront tout naturellement vers une solution originale adaptée à des faisceaux dépolarisés et nous présenterons une expérience validant cette idée. Enfin, nous ferons un rapide bilan.

A- Présentation d'une technique différentielle.

On veut déphaser de $\pi/2$ l'oscillateur local par rapport au signal transmis sans appliquer de champ. Jusqu'à présent, l'oscillateur local et le signal transmis n'ont pas d'existences distinctes : nous avons seulement montré, à l'aide d'un formalisme mathématique, que le faisceau à la sortie du cristal pouvait être vu comme l'addition d'un oscillateur local non modulé et d'un signal transmis. Il n'est donc pas possible de déphaser, comme dans les techniques passives, ces deux faisceaux à l'aide d'une ligne à retard. Au lieu d'appliquer un champ électrique au cristal pour jouer sur ce déphasage, nous avons évoqué (cf. III.A.4-page 105), l'idée d'appliquer brusquement un déphasage de $\pi/2$ au faisceau de référence au début de la mesure, supposant que cette dernière restait très courte devant le temps de réponse du cristal photoréfractif, ou celle d'utiliser un montage sensible à la polarisation. C'est cette deuxième solution que nous allons maintenant étudier. En effet, si les polarisations de l'oscillateur local et du signal transmis sont orthogonales, on pourra aisément retarder de $\pi/2$ l'un des deux faisceaux par rapport à l'autre à l'aide d'une simple lame quart d'onde ou plus généralement d'un retard

variable à l'aide d'un compensateur de Babinet-Soleil. L'idée consiste ensuite à mélanger les deux faisceaux grâce à un polariseur orienté à 45° des directions des polarisations. Si on se limite à ce simple polariseur, on va perdre un facteur 2 en intensité et donc un facteur $\sqrt{2}$ en sensibilité. C'est pourquoi on utilise en fait un cube séparateur de polarisation afin d'envoyer sur deux détecteurs les signaux issus des deux directions de polarisation. La somme des intensités détectées par les deux détecteurs sera, pour de simple raisons de conservation de l'énergie, égale à l'intensité, constante, du faisceau signal avant le cube. Les parties modulées détectées seront donc en opposition de phase et la valeur moyenne des deux signaux détectés sera la même. Ainsi, on voit bien intuitivement qu'en faisant la différence entre ces deux signaux, on obtiendra un signal de valeur moyenne nulle et dont l'amplitude de modulation sera la somme des amplitudes de modulation des deux signaux de départ. C'est à dire que l'on réalise ainsi un système de détection différentielle qui présente l'avantage, comme on l'a vu au chapitre I (B.1.b-page 11), de s'affranchir des fluctuations d'intensité du laser.

1- Configuration isotrope.

Le problème qui se pose maintenant est de trouver un moyen pour que l'oscillateur local soit polarisé orthogonalement au faisceau signal transmis. Une première idée consiste à travailler en configuration isotrope [24,25], configuration où l'oscillateur local est polarisé dans la même direction que les faisceaux d'écriture. Prenons, comme exemple, la configuration de couplage classique (vecteurs réseaux

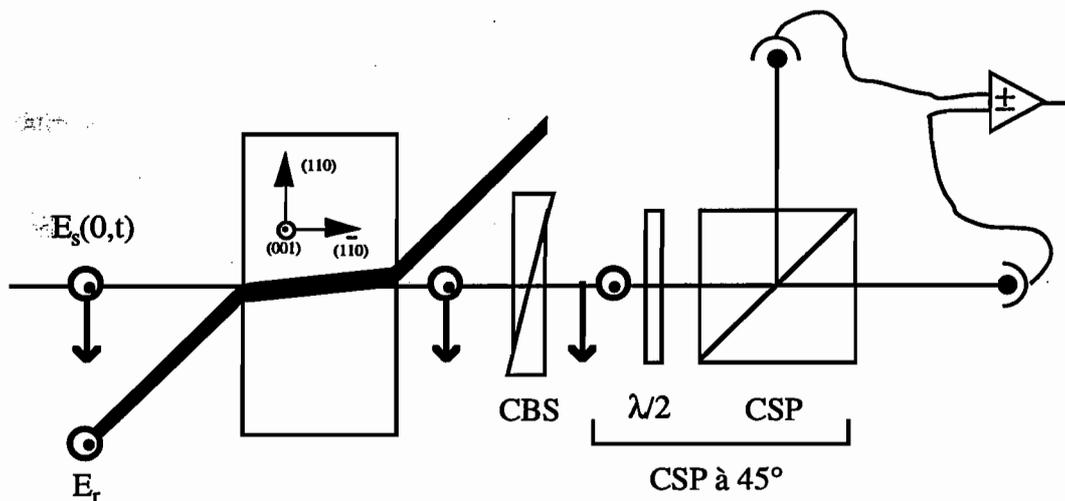


Figure IV.1 : Représentation schématique de la technique. Le faisceau signal est polarisé à 45° . À la sortie du cristal, il passe par un compensateur de Babinet-Soleil (CBS) puis par un cube séparateur de polarisation à 45° , composé d'une lame demi-onde ($\lambda/2$) et d'un cube séparateur de polarisation (CSP).

suivant (001) et polarisations d'écriture du réseau suivant (110)). On polarise le faisceau signal à 45° de la direction verticale et le faisceau de référence verticalement. La composante verticale du faisceau signal participe à l'écriture du réseau, ce qui crée ainsi un oscillateur local ayant la même polarisation. Sa composante horizontale est transmise sans changement. On a ainsi un signal et un oscillateur local polarisés orthogonalement (Figure IV.1). Il est très important de remarquer que la modulation du réseau n'est pas atténuée par la composante horizontale du signal parce que l'éclairement du faisceau de référence est grand devant celui du faisceau signal.

Nous notons ici E_{sv} l'amplitude de la composante du faisceau signal polarisée verticalement et E_{sh} sa composante polarisée horizontalement. De plus, nous considérons ici que nous sommes en régime de diffusion. Nous utiliserons donc le gain photoréfractif en intensité, $\Gamma = 2\gamma$, afin de se replacer dans le contexte des références [24,25]. À la sortie du cristal, on aura (cf III.A.4- page 103) :

$$E_{sv}(x, t) = e^{-\alpha x/2} \left[E_{sv}(0, t) + (e^{\Gamma x/2} - 1) \bar{E}_{sv} \right] \quad (\text{IV.1}),$$

$$\text{et} \quad E_{sh}(x, t) = E_{sh}(0, t) e^{-\alpha x/2} \quad (\text{IV.2}).$$

On ajoute un déphasage supplémentaire φ_0 à la direction de polarisation horizontale à l'aide du compensateur de Babinet-Soleil. Sachant que le faisceau signal est polarisé à 45° de la verticale et qu'il est modulé en phase à des fréquences très rapides devant le temps de réponse du cristal photoréfractif et sur des amplitudes très faibles devant $\pi/2$, on obtient :

$$E_{sh}(0, t) = E_{sv}(0, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} E_s(0, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} E_s(0, 0) e^{i\varphi(t)} \cong \frac{1}{\sqrt{2}} E_s(0, 0) (1 + i\varphi(t)) \quad (\text{IV.3}),$$

$$\text{et} \quad \bar{E}_{sv} \cong \frac{1}{\sqrt{2}} E_s(0, 0) \quad (\text{IV.4}).$$

Après son passage dans le compensateur, le faisceau est décomposé en sa partie polarisée à +45° et sa partie polarisée à -45°. Ces deux composantes sont envoyées vers deux détecteurs 1 et 2. Les amplitudes sur chaque voie sont :

$$E_{s1}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-\alpha x/2} \left[E_{sh}(0, t) e^{i\varphi_0} + E_{sv}(0, t) + (e^{\Gamma x/2} - 1) \bar{E}_{sv} \right] \quad (\text{IV.5}),$$

$$\text{et} \quad E_{s2}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-\alpha x/2} \left[-E_{sh}(0, t) e^{i\varphi_0} + E_{sv}(0, t) + (e^{\Gamma x/2} - 1) \bar{E}_{sv} \right] \quad (\text{IV.6}).$$

On en déduit donc l'intensité, $I_{s1}(x,t)$ et $I_{s2}(x,t)$, envoyée sur les détecteurs 1 et 2 à l'aide des relations (IV.3-6). On obtient :

$$I_{s1}(x,t) = \frac{I_s(0,0)}{2} e^{-\alpha x} \left[\frac{1+e^{\Gamma x}}{2} + \cos \varphi_0 e^{\Gamma x/2} - \sin \varphi_0 (e^{\Gamma x/2} - 1 + \cos \varphi_0) \varphi(t) \right] \quad (\text{IV.7}),$$

$$\text{et } I_{s2}(x,t) = \frac{I_s(0,0)}{2} e^{-\alpha x} \left[\frac{1+e^{\Gamma x}}{2} - \cos \varphi_0 e^{\Gamma x/2} + \sin \varphi_0 (e^{\Gamma x/2} - 1 - \cos \varphi_0) \varphi(t) \right] \quad (\text{IV.8}).$$

Nous notons $\bar{I}_{s1}(x)$ et $\bar{I}_{s2}(x)$ les valeurs moyennes de ces intensités et $\Delta I_{s1}(x,t)$ et $\Delta I_{s2}(x,t)$ leurs composantes modulées. On fait la différence des deux signaux à l'aide d'un amplificateur différentiel :

$$I_{s1}(x,t) - I_{s2}(x,t) = I_s(0,0) e^{-\alpha x} \left[\cos \varphi_0 e^{\Gamma x/2} - \sin \varphi_0 (e^{\Gamma x/2} - 1) \varphi(t) \right] \quad (\text{IV.9}).$$

La partie modulée de ce signal est $\Delta I_s(x,t)$:

$$\Delta I_s(x,t) = \Delta I_{s1}(x,t) - \Delta I_{s2}(x,t) = -I_s(0,0) e^{-\alpha x} \sin \varphi_0 (e^{\Gamma x/2} - 1) \varphi(t) \quad (\text{IV.10}).$$

Il est maintenant important de déterminer le bruit de ce signal différence. Pour cela, il faudra distinguer deux types de bruits :

- Intéressons nous d'abord à des phénomènes de "bruits" corrélés : les fluctuations d'intensité du laser continu ou l'enveloppe de l'impulsion dans le cas où on travaille en régime impulsionnel. Ces phénomènes sont gênants et peuvent donc être assimilés à des bruits même si cela est abusif. Les fluctuations détectées par le signal différence seront donc égales à la différence des fluctuations détectées par les deux voies. Comme les différentes techniques que nous présenterons ne seront pas toujours parfaitement différentielles, nous définissons une fonction F_{parasite} :

$$F_{\text{parasite}}(x) = \frac{|\bar{I}_{s1}(x) - \bar{I}_{s2}(x)|}{\bar{I}_{s1}(x) + \bar{I}_{s2}(x)} \quad (\text{IV.11}).$$

Cette fonction prend une valeur comprise entre 0 et 1 qui caractérise l'insensibilité aux phénomènes corrélés. Lorsque $F_{\text{parasite}} = 1$ ($\bar{I}_{s1}(x) = 0$ ou $\bar{I}_{s2}(x) = 0$), la détection n'est plus du tout différentielle et les bruits corrélés ne sont donc pas corrigés alors que lorsque $F_{\text{parasite}} = 0$ ($\bar{I}_{s1}(x) = \bar{I}_{s2}(x)$), la détection est parfaitement différentielle et les bruits corrélés sont éliminés. Dans le cas qui nous intéresse ici, on a :

$$F_{\text{parasite}}(x) = \frac{2e^{\Gamma x/2}}{1+e^{\Gamma x}} |\cos \varphi_0| \quad (\text{IV.12})$$

• Les bruits de photon des deux signaux détectés sont décorrélés. En effet, le bruit de photon peut être vu comme une irrégularité aléatoire dans le débit des photons. Statistiquement, le cube séparateur décompose le faisceau incident en deux voies égales mais l'irrégularité du débit de photon dans ces deux voies n'est malheureusement pas corrélée. Dans ce cas, il faut ajouter les variances des bruits des deux voies pour obtenir le bruit de la différence. Ainsi, en notant b_{s1} , b_{s2} et b_s les bruits de photons dans les deux voies et le bruit de la différence, on obtient, $b_{s1} \propto \sqrt{\bar{I}_{s1}}$, $b_{s2} \propto \sqrt{\bar{I}_{s2}}$ et $b_s = \sqrt{b_{s1}^2 + b_{s2}^2} \propto \sqrt{\bar{I}_{s1} + \bar{I}_{s2}}$. On pourra donc dire que le "bruit de photon" du signal différence est équivalent au bruit de photon de $\bar{I}_{s1}(x) + \bar{I}_{s2}(x)$, c'est à dire au bruit de photon qui serait détecté avant le cube séparateur de polarisation. Cette remarque est valable pour toute source de bruit non corrélée. La constitution du bruit de la partie continue du signal différence est donc la même que sur :

$$\bar{I}_s(x, t) = \bar{I}_{s1}(x, t) + \bar{I}_{s2}(x, t) = I_s(0, 0)e^{-\alpha x} \left(\frac{e^{\Gamma x} + 1}{2} \right) \quad (IV.13).$$

L'intérêt de l'utilisation de l'équation (IV.13) est que l'on peut alors reprendre le même raisonnement que celui fait en III.C.3- (page 124) pour calculer la limite de détection relative en remplaçant l'expression (III.50 page 105) par :

$$I_s(x, t) = \bar{I}_s(x, t) + \Delta I_s(x, t) \quad (IV.14).$$

On obtient ainsi une détection limite relative égale à :

$$\delta_{rel} = e^{\alpha x/2} \frac{\sqrt{2(1 + e^{\Gamma x})}}{|e^{\Gamma x/2} - 1|} |\sin \varphi_0| \quad (IV.15).$$

On constate ici très facilement que la solution optimale consiste à régler le compensateur de Babinet-Soleil de telle sorte que $|\sin \varphi_0| = 1$, ce qui revient à l'utiliser comme une lame quart d'onde. En effet, dans ce cas, la détection limite relative est optimale et les bruits corrélés sont éliminés ($F_{parasite} = 0$).

La meilleure limite de détection relative accessible est obtenue pour une absorption nulle et pour une valeur infinie du gain et vaut $\sqrt{2}$ (IV.15). Cette technique est donc moins avantageuse du point de vue de la sensibilité que la technique de détection directe sans champ puisque nous obtenions une limite de détection relative égale à 1 pour une absorption nulle et pour une valeur finie du gain imaginaire. La perte en sensibilité de cette technique est due à la décomposition du faisceau signal en deux, une partie servant à écrire le réseau et ainsi à créer l'oscillateur local tandis que seule l'autre partie est mise en

quadrature avec ce dernier. Or dans la technique sous champ que nous avons étudié, il n'y avait pas de distinction entre ces deux fonctions. Cela revient donc à utiliser un signal deux fois plus faible, d'où une atténuation d'un facteur $\sqrt{2}$ de la sensibilité optimale accessible. Nous allons voir que cet inconvénient a été éliminé dans la technique suivante, qui utilise mieux le faisceau signal.

Avant de passer à cette autre configuration, on peut estimer les performances que l'on obtiendrait avec nos échantillons. En travaillant avec les valeurs de gain optimales mesurées, c'est à dire dans un échantillon de type B.V4-T3.9, nous mesurons environ $\Gamma=0,7 \text{ cm}^{-1}$ à $\lambda=1,06 \text{ }\mu\text{m}$ et $\Gamma=0,35 \text{ cm}^{-1}$ à $\lambda=1,55 \text{ }\mu\text{m}$. Compte tenu des absorptions présentes dans le cristal (Tableau II.4 page 87), on peut calculer la longueur du cristal pour laquelle la détection est optimale en se limitant à des cristaux de 2 cm de longueur. Soit une limite de détection relative de 9,1 à 1,06 μm pour un cristal de 1,6 cm de long et de 6,7 à 1,55 μm pour un cristal de 2 cm de long. On pourrait améliorer la performance à 1,55 μm en augmentant la longueur des échantillons mais cela n'est pas réaliste. La qualité de ces résultats est inférieure d'un facteur 5 à celle que nous avons obtenu avec notre technique.

2- Configuration anisotrope.

Nous avons évoqué au chapitre II les configurations de diffraction anisotrope. Ce sont des configurations pour lesquelles le faisceau diffracté a une polarisation orthogonale aux faisceaux incidents. Elle réalise donc exactement ce que nous recherchions, c'est à dire un oscillateur local et un signal transmis polarisés orthogonalement [25].

Afin de nous rattacher aux relations données en II.A.5.b- (page 47) et en particulier à l'expression (II.46), considérons par exemple le cas où le vecteur réseau est suivant (110) et les polarisations des faisceaux incidents suivant (001). En reprenant les mêmes notations que dans cette partie du chapitre II, on obtient :

$$\hat{e}_s A(\hat{k}) \hat{e}_r = \sin(\psi_r + \psi_s) \cos\theta \quad (\text{IV.16}).$$

On voit bien sur cette relation que si les faisceaux d'écriture sont polarisés verticalement ($\psi_s = 0$) alors le diffracté sera polarisé horizontalement ($\psi_r = \pi/2$) et réciproquement.

Commençons par une analyse sans moduler la phase du faisceau signal. On polarise verticalement les faisceaux signal et référence incidents. En faisant

l'approximation de non atténuation de la référence et comme il n'y a pas de couplage, on obtient :

$$E_{sv}(x) = E_s(0)e^{-\alpha x/2} \text{ et } E_{rv}(x) = E_r(0)e^{-\alpha x/2} \quad (\text{IV.17-18}).$$

Le faisceau de référence diffracte dans la direction du faisceau signal transmis et donne naissance à un faisceau signal polarisé horizontalement. L'équation de couplage s'écrit simplement :

$$\frac{\partial E_{sh}}{\partial x} = \frac{\Gamma}{2} E_{sv} - \frac{\alpha}{2} E_{sh} \quad (\text{IV.19}).$$

On obtient ainsi :

$$E_{sh}(x) = \frac{\Gamma x}{2} E_s(0) e^{-\alpha x/2} \quad (\text{IV.20}).$$

Maintenant, nous modulons, très faiblement et à une fréquence très élevée, la phase du faisceau signal incident, et nous ajoutons un retard φ_0 sur les faisceaux polarisés horizontalement à l'aide d'un compensateur de Babinet :

$$E_s(0,t) = E_s(0,0)(1 + i\varphi(t)) \text{ et } \bar{E}_s = E_s(0,0) \quad (\text{IV.21-22}),$$

$$E_{sv}(x,t) = E_s(0,0) e^{-\alpha x/2} (1 + i\varphi(t)) \quad (\text{IV.23}),$$

$$\text{et } E_{sh}(x,t) = \frac{\Gamma x}{2} \bar{E}_s e^{i\varphi_0 - \alpha x/2} = \frac{\Gamma x}{2} E_s(0,0) e^{i\varphi_0 - \alpha x/2} \quad (\text{IV.24}).$$

Comme pour la configuration isotrope, on décompose les polarisations à l'aide d'un cube séparateur de polarisation à 45° . On suit donc exactement le même raisonnement et on utilise les mêmes notations. On obtient ainsi :

$$\bar{I}_s(x) = \left[1 + \left(\frac{\Gamma x}{2} \right)^2 \right] I_s(0,0) e^{-\alpha x} \text{ et } F_{\text{parasite}}(x) = \frac{2|\Gamma|x}{1 + \left(\frac{\Gamma x}{2} \right)^2} |\cos \varphi_0| \quad (\text{IV.25-26}),$$

$$\Delta I_s(x,t) = -\Gamma x \sin \varphi_0 I_s(0,0) e^{-\alpha x} \varphi(t) \quad (\text{IV.27}),$$

$$\text{soit } \delta_{\text{rel}} = e^{\alpha x/2} \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{\Gamma x}{2} \right)^2}}{\frac{|\Gamma|x}{2}} |\sin \varphi_0| \quad (\text{IV.28}).$$

On constate donc que le déphasage qu'il faudra appliquer avec le compensateur de Babinet est encore égal à $\pi/2$ puisque dans ce cas, on optimise la limite de détection relative et on rend la détection parfaitement différentielle. En atteignant un gain infini et une absorption nulle, on pourrait ici obtenir une limite de détection relative égale à 1. On ne perd donc pas ici un facteur $\sqrt{2}$ comme dans la configuration isotrope.

La figure IV.2 compare les limites de détection relatives des techniques isotrope et anisotrope. On voit que cette dernière permet une amélioration des performances comprise entre $\sqrt{2}$ et 2. Pour un gain photoréfractif en intensité égal à $0,7 \text{ cm}^{-1}$ pour $\lambda=1,06 \text{ }\mu\text{m}$ et à $0,35 \text{ cm}^{-1}$ pour $\lambda=1,55 \text{ }\mu\text{m}$, on obtiendrait ainsi une limite de détection relative de $4,9$ à $1,06 \text{ }\mu\text{m}$ pour un cristal de longueur optimale égale à $1,5 \text{ cm}$ et de $3,4$ à $1,55 \text{ }\mu\text{m}$ pour un cristal de 2 cm de long. Notre technique sous champ nous a permis d'accéder expérimentalement à des sensibilités de 2 à 2,5 fois meilleures.

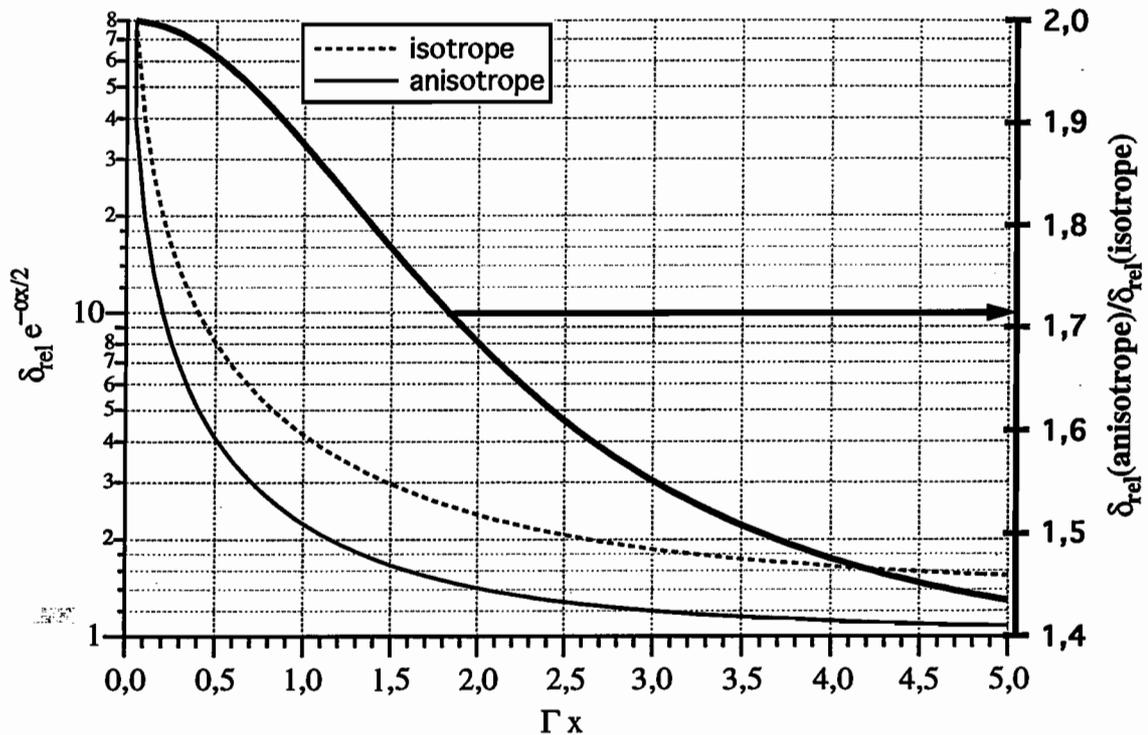


Figure IV.2: Comparaison entre les sensibilités obtenues en configurations isotrope et anisotrope. Les courbes en trait fins représentent les limites de détection relatives affranchies des pertes par absorption. La courbe en gras représente le rapport entre les limites de détection relatives dans les deux cas qui varie entre 2 et $\sqrt{2}$.

Nous allons donc maintenant voir si l'application d'un champ électrique améliore les performances de la technique anisotrope.

3- Configuration anisotrope sous champ électrique.

Nous allons maintenant présenter une approche générale qui tient compte d'un éventuel champ électrique appliqué [66] le long du vecteur réseau. Le problème est que lorsque l'on applique un champ électrique au cristal, il n'est plus isotrope. Jusque là, cela n'avait pas posé de difficulté car nous avons toujours travaillé (chapitre III) avec un faisceau polarisé le long des axes propres du cristal, c'est à dire avec des faisceaux polarisés suivant un vecteur propre de $A(\hat{k})$. Ici, nous n'allons pas être dans ce cas puisque les vecteurs propres vont correspondre à $\psi = \pm 45^\circ$. Il va donc falloir considérer que le cristal se comporte en plus comme une lame à retard dont les lignes neutres sont suivant ces vecteurs propres.

Afin de résoudre le problème, nous allons étudier la propagation dans le cristal des ondes suivant les axes propres du cristal. Nous noterons désormais p et q les directions de ces axes (Figure IV.3).

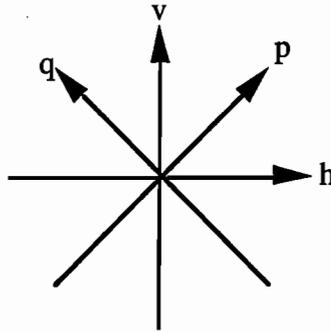


Figure IV.3 : Représentation des directions p et q par rapport aux directions v et h.

a- Calcul du couplage d'ondes en régime stationnaire.

On décompose le champ des ondes incidentes E_s et E_r qui sont polarisées verticalement, suivant le système d'axes p et q en $E_{s(r)p}$ et $E_{s(r)q}$. On a :

$$E_{s(r)p} = \frac{\sqrt{2}}{2}(E_{s(r)v} + E_{s(r)h}) \text{ et } E_{s(r)q} = \frac{\sqrt{2}}{2}(E_{s(r)v} - E_{s(r)h}) \quad (\text{IV.29-30}),$$

$$\left. \begin{array}{l} E_{s(r)v}(x=0) = E_{s(r)}(0) \\ E_{s(r)h}(0) = 0 \end{array} \right\} \Leftrightarrow E_{s(r)p}(0) = E_{s(r)q}(0) = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{s(r)}(0) \quad (\text{IV.31}).$$

On se place comme d'habitude sous la condition de non-atténuation de la pompe, ce qui se traduit, en rajoutant ici un déphasage supplémentaire sur l'axe p, par :

$$E_{rp}(x) = E_{rp}(0)e^{(i\beta_E - \alpha/2)x} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_r(0)e^{(i\beta_E - \alpha/2)x} \quad (\text{IV.32}),$$

$$E_{rq}(x) = E_{rp}(0)e^{-\alpha x/2} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_r(0)e^{-\alpha x/2} \quad (\text{IV.33}),$$

où $\beta_E = 2\pi \frac{\Delta n}{\lambda} = 2\pi \frac{n_0^3 r_{41} E_0}{\lambda}$ est le déphasage linéique entre les deux directions de polarisation. Pour un champ appliqué, $E_0 = 2 \text{ kV.cm}^{-1}$, on obtient à $1,06 \mu\text{m}$, $\beta_E = 1,46 \text{ rad.cm}^{-1}$, c'est à dire qu'un cristal d'épaisseur égale à 1cm se comporte comme une lame demi-onde. Ne pas tenir compte de ce déphasage serait donc une erreur très grossière.

Les deux équations de couplage des ondes signal avec la référence s'écrivent :

$$\frac{\partial E_{sp}}{\partial x} = +\frac{\gamma}{2} m E_{rp} + \left(i\beta_E - \frac{\alpha}{2} \right) E_{sp} \quad (\text{IV.34}),$$

$$\frac{\partial E_{sq}}{\partial x} = -\frac{\gamma}{2} m E_{rq} - \frac{\alpha}{2} E_{sq} \quad (\text{IV.35}),$$

$$\text{avec, } m = \frac{2E_{rp}^* E_{sp} + 2E_{rq}^* E_{sq}}{I_r + I_s} \cong \frac{\sqrt{2}(E_{sp} e^{-i\beta_E x} + E_{sq})}{E_r(0)e^{-\alpha x/2}} \quad (\text{IV.36}).$$

Les figures d'illumination écrites par les faisceaux polarisés suivant p et q ont la même structure et la même phase (La biréfringence induite par la tension appliquée n'est pas suffisante pour détruire cette concordance et donc la condition de Bragg). Si bien que la figure d'illumination écrite suivant p contribue aussi à la diffraction des faisceaux polarisés suivant q et réciproquement. C'est ce qu'exprime l'expression (IV.36). Notons que nous avons repris ici le gain photoréfractif en amplitude, γ , car nous ne sommes plus en régime de diffusion. Remplaçons maintenant m dans les équations (IV.34-35) par sa valeur donnée dans (IV.36) :

$$\frac{\partial E_{sp}}{\partial x} = +\frac{\gamma}{2} (E_{sp} + E_{sq} e^{i\beta_E x}) + \left(i\beta_E - \frac{\alpha}{2} \right) E_{sp} \quad (\text{IV.37}),$$

$$\frac{\partial E_{sq}}{\partial x} = -\frac{\gamma}{2} (E_{sp} e^{-i\beta_E x} + E_{sq}) - \frac{\alpha}{2} E_{sq} \quad (\text{IV.38}).$$

Ces deux équations couplées sont très simples à résoudre. Il suffit de faire les changements de variable $E_{sp}(x) = F_p(x)e^{(i\beta_E - \alpha/2)x}$ et $E_{sq}(x) = F_q(x)e^{-\alpha x/2}$ pour obtenir :

$$\frac{\partial F_p}{\partial x} = -\frac{\partial F_q}{\partial x} = \frac{\gamma}{2}(F_p + F_q) \quad (\text{IV.39}),$$

qui se résout immédiatement et donne , avec $F_p(0) = F_q(0) = E_s(0)/\sqrt{2}$:

$$E_{sp}(x) = \frac{\sqrt{2}}{2} E_s(0)(1 + \gamma x)e^{(i\beta_E - \alpha/2)x} \quad (\text{IV.40}),$$

$$E_{sq}(x) = \frac{\sqrt{2}}{2} E_s(0)(1 - \gamma x)e^{(-\alpha/2)x} \quad (\text{IV.41}).$$

On constate, sur les équations obtenues, que la biréfringence et l'effet photoréfractif sont indépendants, l'effet de la biréfringence ressemblant à celui de l'absorption. Le système est donc équivalent à considérer le mélange d'ondes dans un matériau isotrope de gain γ et ensuite à faire passer le faisceau dans une lame à retard dont les lignes neutres sont suivant les directions p et q. Ainsi, avant cette lame à retard, on aurait :

$$E_{sv}(x) = E_s(0)e^{(-\alpha/2)x} \quad (\text{IV.42}),$$

$$E_{sh}(x) = \gamma x E_s(0)e^{(-\alpha/2)x} \quad (\text{IV.43}).$$

On reconnaît ici les relations (IV.23) et (IV.24) obtenues en configuration de diffraction anisotrope sans champ appliqué. Nous reprenons maintenant le cas d'un faisceau signal rapidement modulé en phase.

b- Retour au senseur.

La phase du faisceau signal est modulée temporellement :

$$E_s(0, t) = e^{i\varphi(t)} E_s(0, 0) \cong (1 + i\varphi(t)) E_s(0, 0)$$

Cette variation est vue par le faisceau transmis mais pas par la partie diffractée issue du faisceau de référence. Si bien que les relations (IV.40) et (IV.41) deviennent :

$$E_{sp}(x, t) = \frac{\sqrt{2}}{2} E_s(0, 0)(1 + i\varphi(t) + \gamma x)e^{(i\beta_E - \alpha/2)x} \quad (\text{IV.44})$$

$$E_{sq}(x, t) = \frac{\sqrt{2}}{2} E_s(0, 0)(1 + i\varphi(t) - \gamma x)e^{(-\alpha/2)x} \quad (\text{IV.45})$$

Pour ne pas être dérangé par le déphasage supplémentaire induit sur l'axe p , une solution consiste à utiliser deux compensateurs de Babinet (Figure IV.4). Le premier a ses lignes neutres suivant les directions p et q et compense le déphasage Pockels introduit par le cristal. Le deuxième, comme dans les cas précédents, a ses lignes neutres suivant les directions horizontale et verticale et introduit un déphasage supplémentaire φ_0 sur le faisceau polarisé horizontalement. Puis on décompose les composantes suivant p et q à l'aide d'un cube séparateur de polarisation à 45° . En reprenant les mêmes notations que précédemment, on obtient ainsi :

$$\bar{I}_s(x) = I_s(0,0)e^{-\alpha x} (1 + |\gamma|^2 x^2) \quad \text{et} \quad F_{\text{parasite}}(x) = \frac{2|\gamma|x}{1 + |\gamma|^2 x^2} \cos(\varphi_0 + \varphi_\gamma) \quad (\text{IV.46-47}),$$

$$\Delta I_s(x,t) = -2I_s(0,0)e^{-\alpha x} |\gamma|x \sin(\varphi_0 + \varphi_\gamma) \varphi(t) \quad (\text{IV.48}),$$

$$\delta_{\text{rel}} = e^{\alpha x/2} \frac{\sqrt{1 + |\gamma|^2 x^2}}{|\gamma|x} \left| \sin(\varphi_0 + \varphi_\gamma) \right| \quad (\text{IV.49}).$$

où l'on note $\gamma = |\gamma|e^{i\varphi_\gamma}$. On règle donc le deuxième compensateur de telle sorte que $|\sin(\varphi_0 + \varphi_\gamma)| = 1$, ce qui, comme d'habitude, élimine les fluctuations d'intensité et optimise la limite de détection relative. Il est intéressant de constater que le premier Babinet compense l'effet de biréfringence introduit par la lame alors que le deuxième sert à mettre en quadrature l'oscillateur local et le signal transmis. La détection limite relative obtenue est une généralisation du cas proposé en régime de diffusion. L'intérêt est qu'on remplace dans le formalisme Γ par $2|\gamma|$. Or, l'application d'un champ électrique continu va augmenter de manière significative les modules de gain accessibles.

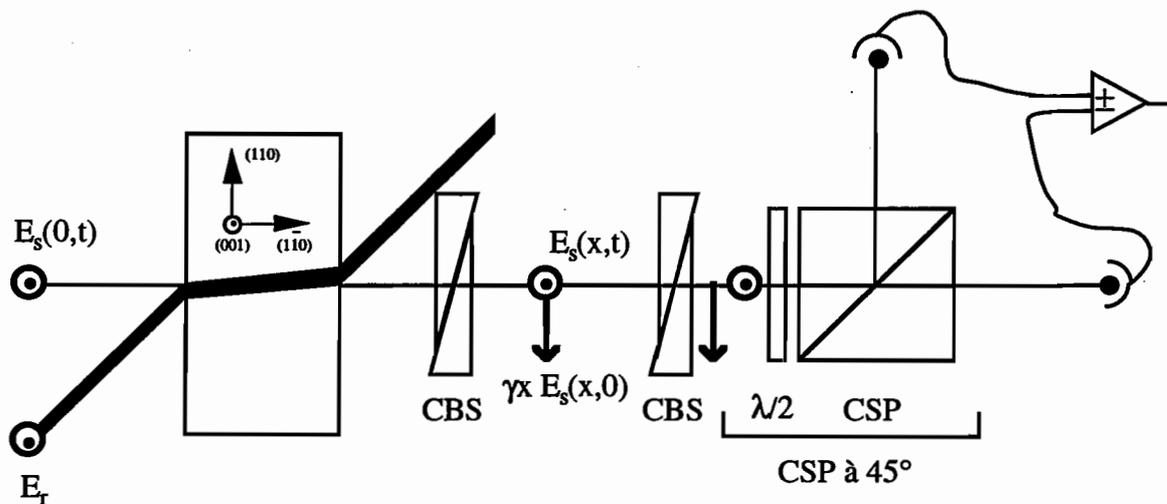


Figure IV.4 : Solution utilisant la configuration anisotrope et deux compensateurs de Babinet-Soleil.

Avec les paramètres expérimentaux du B.V-4T3.9 (en tenant compte entre autre de l'écrantage d'un facteur 0,5 du champ), nous atteignons à 1,06 μm pour $U/d=4 \text{ kV.cm}^{-1}$ une valeur de $|\gamma| \approx |\gamma''| = 0,8 \text{ cm}^{-1}$ soit plus de deux fois la valeur obtenue en diffusion. La limite de détection relative devrait alors être égale à 2,8 pour un cristal de longueur optimale égale à 1 cm. De même, un calcul avec les paramètres expérimentaux du B.V-4T6.11/1 nous donne à la même longueur d'onde et pour $U/d=8-10 \text{ kV.cm}^{-1}$, une détection limite relative de 2,6 pour une longueur optimale du cristal égale à 0,7 cm. Cette technique est donc attrayante. En effet, elle devrait nous permettre de nous rapprocher des sensibilités obtenues pour la simple technique sous champ tout en apportant l'avantage d'une détection différentielle. Toutefois, certains pourraient rétorquer que l'utilisation de deux compensateurs de Babinet n'est pas très souple. Nous allons donc maintenant montrer qu'avec la technique sous champ, on peut se passer des deux compensateurs.

En effet, si on enlève les deux compensateurs mais qu'on laisse le cube séparateur de polarisation à 45° , chaque détecteur va recevoir des ondes propres. On ne sera donc pas gêné par l'anisotropie du cristal. D'autre part, comme un champ externe est appliqué, l'oscillateur local ne va plus être en phase avec le signal transmis. Cela revient donc à reprendre le raisonnement fait dans le chapitre III et à l'appliquer parallèlement à chacune des vibrations selon les deux axes propres. Les ondes reçues par chaque détecteur sont donc respectivement E_{sp} et E_{sq} . (donnés dans les expressions IV.44 et 45). On obtient donc ici :

$$\bar{I}_s(x) = I_s(0,0)e^{-\alpha x} (1 + |\gamma|^2 x^2) \text{ et } F_{\text{parasite}} = \frac{2|\gamma'|x}{1 + |\gamma|^2 x^2} \quad (\text{IV.50-51}),$$

$$\Delta I_s(x,t) = -2I_s(0,0)e^{-\alpha x} \gamma'' x \varphi(t) \quad (\text{IV.52}),$$

$$\text{soit } \delta_{\text{rel}} = e^{-\alpha x/2} \frac{\sqrt{1 + |\gamma|^2 x^2}}{|\gamma''|x} \quad (\text{IV.53}).$$

On constate donc que les performances du système dans le cas d'un gain imaginaire pur sont les mêmes avec ou sans compensateur. Or, dans toutes les expériences sous champ que nous avons menées, la partie imaginaire du gain dominait la partie réelle. Si bien qu'il est raisonnable de considérer que $|\gamma''| \approx |\gamma|$. Cela signifie donc que les sensibilités que l'on devrait obtenir avec ou sans compensateur seraient presque égales. Il est donc préférable de ne pas en utiliser. Notons cependant que cette détection n'est pas parfaitement différentielle mais que l'on obtiendrait, avec le B.V-4T3.9 pour $U/d = 4 \text{ kV.cm}^{-1}$, $F_{\text{parasite}} \approx 0,17$, ce qui signifie que les fluctuations d'intensité seront

atténuées d'un facteur environ égal à 6. On pourra même les éliminer en jouant très légèrement sur la "balance" des gains électroniques des deux signaux détectés.

Cette dernière technique est donc très intéressante parce qu'elle allie les avantages de la technique sous champ électrique développée au chapitre III (indépendance du coefficient électron-trou, pas de compensateur de Babinet, accession à des détectivités maximales) et de la détection différentielle. Nous allons maintenant proposer une solution dérivée qui est, en plus, adaptée à des faisceaux non polarisés.

B- Présentation d'une technique insensible à la polarisation.

1- Mise en place théorique.

Un inconvénient d'une solution photoréfractive est sa sensibilité à la polarisation due premièrement au phénomène d'interférence et deuxièmement à l'effet électro-optique. Sur une cible diffusante, le faisceau sera relativement peu dépolarisé et on aura alors assez facilement des faisceaux polarisés sans pertes supplémentaires d'énergie. Par contre, si on utilise des fibres multimodes pour transporter les faisceaux, ces derniers seront entièrement dépolarisés. Une solution consiste à les polariser de nouveau mais présente l'inconvénient d'éliminer la moitié du signal utile. Une deuxième solution consiste à utiliser deux cristaux, l'un pour les polarisations horizontales et l'autre pour les polarisations verticales [67]. Nous allons maintenant présenter une troisième solution qui ne requiert qu'un seul cristal et qui évitera la perte de la moitié du signal.

Nous considérons ici un faisceau issu d'une fibre multimode qui est donc dépolarisé et qui a une structure tavelée. En fait, chaque tavelure sera polarisée mais cette polarisation sera totalement aléatoire et différera d'un grain à l'autre. Dans ce cas, on pourra toujours décomposer le faisceau en deux images de polarisations orthogonales parfaitement décorréelées, c'est à dire que si l'on fait passer le faisceau par un cube séparateur de polarisation, nous allons récupérer deux images décorréelées. Nous envoyons ici des faisceaux signal et référence issus de deux fibres multimodes, et donc entièrement dépolarisés, sur un cristal photoréfractif. On enregistre ainsi deux hologrammes décorrélés d'images polarisées orthogonalement. Il faut remarquer que jusqu'ici nous avons travaillé avec une onde de référence plane mais que l'on peut aussi travailler sans aucun problème avec une onde de référence tavelée. La méthode que nous proposons pour traiter les deux hologrammes inscrits s'articule sur trois idées :

• La première idée est que l'on va pouvoir traiter indépendamment ces deux images à la sortie du cristal à l'aide d'un cube séparateur de polarisation. C'est en fait l'orientation de ce cube qui va déterminer les deux images que l'on va traiter indépendamment.

• La deuxième idée consiste à choisir la configuration du cristal qui apporte un gain maximal pour les deux hologrammes enregistrés. Le cas optimal consiste à travailler avec des images polarisés suivant les lignes neutres du cristal et à choisir ces lignes neutres de telles sorte qu'elles soient associées aux valeurs propres +1 et -1. Nous allons donc nous placer dans la même configuration que pour la configuration de diffraction anisotrope avec toujours le même cube séparateur de polarisation à 45°.

• La troisième idée consiste à appliquer un champ électrique au cristal. En effet, nous avons montré qu'il était possible de traiter séparément les ondes polarisées orthogonalement. Chacune de ces ondes contient à la fois un oscillateur local et un signal transmis. Cela écarte donc l'utilisation d'un compensateur de Babinet. Il sera donc nécessaire d'appliquer un champ électrique pour réaliser le déphasage de $\pi/2$ entre les images transmises et les oscillateurs locaux associés. Comme nous allons travailler avec les images polarisées suivant les lignes neutres, l'effet de biréfringence introduit par le champ électrique ne jouera pas. Nous ne l'introduirons donc pas dans le formalisme qui suit.

Du fait de la décorrélation des deux images, les équations de couplage proposées dans le cas précédent (IV.34-35) deviennent :

$$\frac{\partial E_{sp}}{\partial x} = +\frac{\gamma}{2} m_p E_{rp} - \frac{\alpha}{2} E_{sp} \quad (\text{IV.54}),$$

$$\frac{\partial E_{sq}}{\partial x} = -\frac{\gamma}{2} m_q E_{rq} - \frac{\alpha}{2} E_{sq} \quad (\text{IV.55}),$$

$$\text{avec, } m_{p(q)} \equiv \frac{2E_{p(q)}^* E_{sp(q)}}{I_r} \quad (\text{IV.56}).$$

Contrairement au cas précédent (IV.36), les figures d'illumination écrites par les faisceaux polarisés suivant p et q n'ont pas la même structure. Un faisceau polarisé suivant p ne peut donc pas relire l'hologramme écrit par les faisceaux polarisés suivant q et réciproquement. Il faut donc ici séparer la modulation des figures polarisées suivant p et q. C'est ce qu'exprime l'expression (IV.56). D'après la condition de non atténuation des faisceaux de référence dans le cristal et parce que le faisceau de référence est parfaitement dépolarisé, on obtient $I_{rp} = I_{rq} = I_r / 2$. Les équations de couplages deviennent donc simplement :

$$\frac{\partial E_{sp}}{\partial x} = +\frac{\gamma - \alpha}{2} E_{sp} \text{ et } \frac{\partial E_{sq}}{\partial x} = \frac{-\gamma - \alpha}{2} E_{sq} \quad (\text{IV.57-58}).$$

Tout se passe donc comme si on réalisait simultanément deux mélanges d'ondes parfaitement décorrélés. On constate seulement que le gain de ces deux couplages est divisé par deux par rapport au cas où il n'y a qu'une seule image. Ce résultat classique est d'ailleurs largement utilisé pour le stockage d'image [68].

Dans le cas d'un faisceau signal faiblement et rapidement modulé en phase, on obtient donc en reprenant l'expression (III.50) sur chacune des sorties du cube séparateur de polarisation à 45° :

$$I_{sp} = e^{-\alpha x} I_{sp}(0,0) \left[e^{\gamma'x} - 2e^{\frac{\gamma'x}{2}} \sin\left(\frac{\gamma''x}{2}\right) \varphi(t) \right] \quad (\text{IV.59}),$$

$$I_{sq} = e^{-\alpha x} I_{sq}(0,0) \left[e^{-\gamma'x} + 2e^{-\frac{\gamma'x}{2}} \sin\left(\frac{\gamma''x}{2}\right) \varphi(t) \right] \quad (\text{IV.60}).$$

En reprenant le formalisme présenté dans le cas de la configuration isotrope et en utilisant le fait que $I_{sp}(0,0) = I_{sq}(0,0) = I_s(0,0) / 2$, nous obtenons finalement :

$$\bar{I}_s(x) = e^{-\alpha x} I_s(0,0) \text{ch}(\gamma'x) \text{ et } F_{\text{parasite}}(x) = |\text{th}(\gamma'x)| \quad (\text{IV.61-62}),$$

$$\Delta I_s(x,t) = -2e^{-\alpha x} I_s(0,0) \text{ch}\left(\frac{\gamma'x}{2}\right) \sin\left(\frac{\gamma''x}{2}\right) \varphi(t) \quad (\text{IV.63}),$$

$$\delta_{\text{rel}} = e^{\alpha x/2} \frac{\sqrt{1 + \text{th}^2 \frac{\gamma'x}{2}}}{\sin \frac{\gamma''x}{2}} \quad (\text{IV.64}).$$

Le cas idéal ($\delta_{\text{rel}} = 1$) sera donc ici atteint pour une absorption nulle et pour $\gamma x = i\pi$. On constate que la partie réelle du gain est défavorable à la détection limite relative et à la qualité de la détection différentielle. Si l'on reprend nos résultats obtenus pour $U/d = 4 \text{ kV.cm}^{-1}$ dans le B.V-4T3.9, on obtient théoriquement $F_{\text{parasite}} = 0,29$ et $\delta_{\text{rel}} = 4,3$. Nous notons ici que la perte de sensibilité due à la présence d'un gain réel est théoriquement de l'ordre de 1% et est donc négligeable. Nous notons aussi qu'en utilisant des techniques adaptées à des faisceaux polarisés, la nécessaire repolarisation des faisceaux nous ferait perdre un facteur $\sqrt{2}$ en limite de détection.

Contrairement aux autres techniques présentées dans la partie A et qui ont été étudiées dans d'autres laboratoires, cette technique est originale. Nous allons donc

maintenant l'étudier expérimentalement. Le gain photoréfractif étant divisé par deux, nous avons donc choisi notre échantillon le plus épais, c'est à dire le B.V-4T3.9.

2- Étude expérimentale.

Nous avons donc mis en place le montage suivant (Figure IV.5). Le faisceau est séparé en deux par une lame séparatrice. Le faisceau transmis est la référence. L'autre faisceau est modulé en phase par une cellule de Pockels. Ces deux faisceaux sont injectés dans des fibres multimodes de 30 m de long puis sont mélangés dans le cristal photoréfractif (B.V-4T3.9). À la sortie du cristal, les composantes du faisceau signal polarisées suivant p et q sont séparées et envoyées sur deux détecteurs identiques. La différence entre les deux signaux électroniques est faite directement sur oscilloscope.

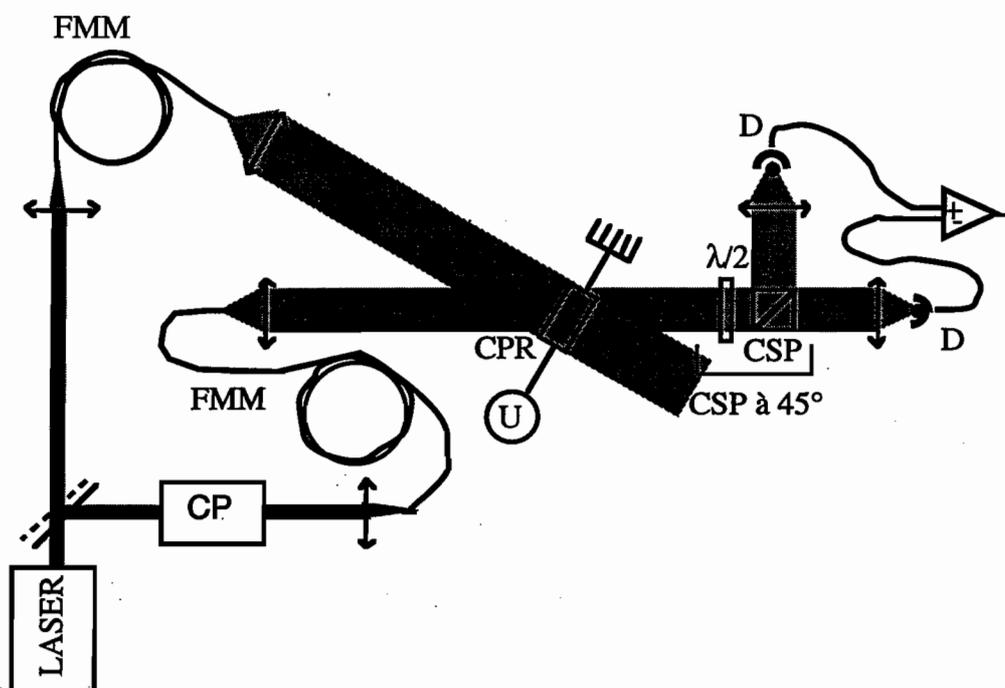


Figure IV.5 : Montage de vérification de la méthode fonctionnant avec des faisceaux dépolarisés. Le montage comporte une cellule de Pockels (CP), des fibres multimodes (FMM), une lame demi-onde ($\lambda/2$), un cube séparateur de polarisation (CSP). Une tension U est appliquée au cristal photoréfractif (CPR). Le faisceau signal est reçu par deux détecteurs (D) identiques.

- Une première expérience a été faite afin de voir si notre système différentiel éliminait les fluctuations d'intensités du laser. Nous avons pour cela utilisé un laser émettant 10 mW à $1,06 \mu\text{m}$ qui présentait de fortes fluctuations d'intensité. Nous avons alors envoyé ce faisceau dans notre système et égalisé le niveau continu des sorties des

deux détecteurs. En faisant la différence entre ces deux signaux, nous avons observé une atténuation d'un facteur 10 du bruit.

- Nous mesurons \bar{I}_s et ΔI_s en fonction de la tension appliquée au cristal dans deux cas. Dans le premier, on travaille avec les faisceaux dépolarisés. Dans le deuxième cas on rajoute deux polariseurs devant les faisceaux signal et référence qui transmettent la polarisation verticale, c'est à dire que l'on se place en configuration de diffraction anisotrope. Pour comparer ces deux mesures, on représente sur la figure IV.6, leurs détections limites relatives en fonction de U/d , en se référant au flux du signal à la sortie de la fibre avant une éventuelle polarisation et en corrigeant le résultat obtenu des pertes par réflexions dans le cristal.

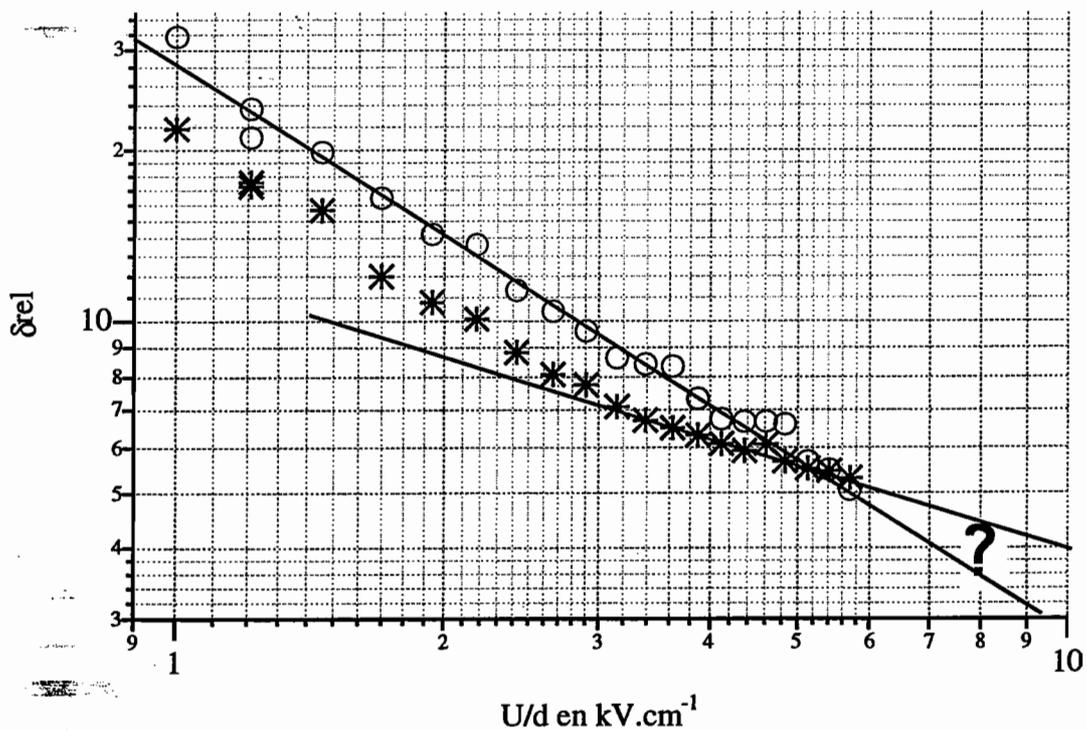


Figure IV.6 : Mesure de δ_{rel} en fonction de U/d avec des faisceaux dépolarisés (Cercles vides) et en configuration anisotrope (Étoiles). Les droites représentées montrent que l'on atteint une saturation en configuration anisotrope mais pas en configuration adaptée aux faisceaux dépolarisés.

- Nous observons une sensibilité meilleure en configuration anisotrope tant que U/d est inférieur à 5 kV.cm^{-1} . Les résultats sont similaires à partir de 4 kV.cm^{-1} . Cette similitude de performance est à l'avantage de la technique avec faisceaux dépolarisés puisqu'elle ne nécessite pas de polariseurs.

- La courbe obtenue avec les faisceaux dépolarisés présente un comportement linéaire alors que celle obtenue en configuration anisotrope sature vers $U/d=4 \text{ kV.cm}^{-1}$. Les performances de la technique en faisceaux dépolarisés commencent ainsi visiblement à dépasser celles de la technique anisotrope pour des valeurs de U/d supérieures à 5 kV.cm^{-1} . Malheureusement, ces expériences ont été réalisées après les premiers problèmes sous champ appliqué observés sur le B.V-4T3.9. Il n'a donc pas été possible de pousser le champ au delà. Or, pour que l'effet soit nettement plus sensible en faisceaux dépolarisés, il aurait fallu pouvoir atteindre des valeurs de U/d de l'ordre de 8 kV.cm^{-1} . Nous avons donc arrêté ici ces expériences. Une interrogation subsiste donc quant au réel avantage de la configuration dépolarisée. Ces expériences seront prochainement reprises avec d'autres cristaux.

- Nous avons mesuré une détection limite relative de 5 dans les deux cas pour le champ maximum appliqué. Si on veut comparer cette valeur avec celles qui ont été proposées jusqu'ici, il faut la diviser par $\sqrt{2}$ car dans les cas précédents nous avons toujours considéré que les faisceaux étaient polarisés, soit considérer qu'elle vaut $5/\sqrt{2} = 3,5$.

- Enfin, nous notons que ces expériences nous permettent de montrer expérimentalement que notre système fonctionne aussi lorsque les deux faisceaux sont tavelés.

En conclusion, nous avons présenté ici une configuration adaptée à des faisceaux dépolarisés provenant de fibres multimodes. Nous avons montré qu'il était théoriquement possible d'atteindre avec cette configuration une limite de détection optimale pour $\gamma\chi = i\pi$. Nous avons alors mis en oeuvre un montage de démonstration qui nous a permis de confirmer l'existence d'un effet avec des faisceaux dépolarisés. Il n'a malheureusement pas été possible de dépasser un champ de 6 kV.cm^{-1} dans notre échantillon et nous n'avons donc pas pu démontrer expérimentalement que cette technique pouvait donner de meilleures performances qu'en repolarisant les faisceaux à la sortie des fibres. Toutefois, nous avons pu montrer que nous arrivions aux mêmes performances.

C- Conclusion : comparaison des différentes techniques.

1- Application d'un champ électrique ?

Nous allons ici faire un bilan des différentes techniques présentées. Le critère dominant qui sépare ces techniques en deux classes peut s'énoncer sous la forme d'une

question : **est-t-il raisonnable d'appliquer un champ électrique au cristal ?**
 Nous pensons personnellement que les avantages apportés par le champ sont déterminants :

- Nous avons vu au chapitre III que la partie imaginaire du gain photoréfractif était pratiquement indépendante du taux de compétition électrons-trous dans les cristaux (voir Figure III.15 page 124). Cela permet de travailler, avec un même cristal, sur une large plage de longueurs d'onde comprise entre 1,06 et 1,55 μm .

- L'application d'un champ électrique va revenir à mettre automatiquement en quadrature les faisceaux signal et référence. Elle évite ainsi l'utilisation d'un compensateur de Babinet-Soleil.

- Ensuite, nous avons vu que cette mise en quadrature sans passer par un codage en polarisation permet la réalisation d'une technique différentielle adaptée à des faisceaux dépolarisés.

- Enfin, l'application d'un champ électrique va nous permettre d'accéder à un module du gain plus fort, ce qui nous fait gagner en sensibilité un facteur compris entre 2 et 2,5 par rapport à la technique en diffraction anisotrope sans champ. Un gain supplémentaire d'un facteur $\sqrt{2}$, dans le cas de faisceaux dépolarisés, est envisageable mais n'a pas pu être totalement démontré. Cette amélioration de la sensibilité permet de proposer des techniques photoréfractives plus sensibles que les techniques d'interférométrie à retard.

Cependant, deux points sont à mettre au passif d'une technique sous champ :

- L'application du champ nous oblige à travailler à grand pas (θ faible). Cet inconvénient restera mineur tant que les ouvertures des faisceaux resteront inférieures à 10° au niveau du cristal puisque nous avons expérimentalement observé qu'il suffisait que les faisceaux référence et signal soient séparés pour que la technique soit insensible aux tavelures.

- L'application d'un champ électrique élevé risque d'endommager le cristal. C'est ainsi que les performances de l'échantillon B.V.4T3.9 ont été sérieusement revues à la baisse. Deux objections peuvent être opposées à cet argument. D'une part, l'endommagement du B.V-4T3.9 s'est produit à fort champ électrique ($U/d > 10\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$) alors que les performances optimales ont été observées pour $U/d = 4\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$. D'autre part, aucun faux pas ne s'est encore produit avec l'échantillon B.V-4T3.6 alors que nous l'avons beaucoup fait travailler à forts champs. Malgré ces deux objections, des procédures sont à envisager si l'on veut appliquer un champ électrique important sous de fortes illuminations du cristal. En effet, l'endommagement sous champ peut être dû à un échauffement excessif. Une solution pourrait être de contrôler la température du cristal à

l'aide d'un élément Peltier ou bien d'appliquer un champ pulsé dans le cas où l'on utilise un laser impulsionnel.

Si l'on considère, malgré tout ce qu'elle apporte, que l'application d'un champ électrique est intolérable, il apparaît que la solution la plus avantageuse pour le moment est celle qui utilise la diffraction anisotrope.

2- Comparaison des techniques sous champ.

Les trois solutions qu'il faut retenir si on applique un champ électrique sont :

- La technique développée au chapitre III. Elle présente deux avantages non négligeables :

- c'est la technique qui donne les meilleures sensibilités.
- c'est la technique la plus simple à mettre en oeuvre.

- La technique utilisant la diffraction anisotrope. Elle apporte l'avantage d'une détection différentielle sans perdre beaucoup du point de vue de la sensibilité. Elle va nécessiter l'addition d'un cube séparateur de polarisation et d'un deuxième détecteur. L'électronique devra tenir compte des déphasages entre les signaux, ce qui deviendra critique pour les vibrations ultrasonores de très hautes fréquences (quelques centaines de MHz).

- La technique adaptée à des faisceaux dépolarisés. Cette technique est envisager dans le cas où l'on utilise un transport des faisceaux par fibre. Comme pour la diffraction anisotrope, elle présente l'avantage d'être différentielle et l'inconvénient du cube séparateur de polarisation et du deuxième détecteur. D'autre part, elle ne sera intéressante que pour de forts champs appliqués.



Conclusion.

Dans cette thèse, nous avons montré qu'un senseur d'ultrasons à base de cristaux photoréfractifs de CdTe:V pourra remplacer avantageusement les techniques d'interférométrie à retard, adaptées à des fronts d'ondes tavelés mais ne présentant pas une réponse en fréquence plate, qui dominent actuellement. En effet, l'adaptativité du matériau photoréfractif va permettre de réaliser des systèmes qui vont s'adapter à la forme du front d'onde des faisceaux, aux dérèglages éventuels du montage et aux basses fréquences parasites tout en présentant une réponse plate pour les hautes fréquences. Le but principal a alors été de réaliser des systèmes photoréfractifs compétitifs du point de vue de la sensibilité aux petits déplacements.

Pour atteindre cet objectif, un travail de collaboration avec un laboratoire de cristallogénèse (3AR) a permis la synthèse de cristaux de CdTe:V optimisés tant du point de vue de leurs dimensions (avec des cristaux de volumes de l'ordre du centimètre cube), de leur qualité optique (avec des cristaux monocristallins qui ne présentent pas de pertes par diffusion) que de leurs propriétés photoréfractives (avec une densité effective de pièges suffisante). Par ailleurs, un travail de collaboration avec des laboratoires de caractérisation spectroscopique a permis la mise en évidence d'un niveau de piège de type V^{2+}/V^{3+} dans les cristaux. Ces informations sur le niveau de piège sont importantes pour la réalisation de cristaux aux propriétés reproductibles.

Parallèlement, nous avons mis en place un modèle qui tient compte de l'absorption pour le calcul de la dynamique de l'effet photoréfractif. À l'aide de ce modèle, nous avons étudié le couplage entre un faisceau de référence et un faisceau signal modulé en phase. Nous avons alors constaté que l'application d'un champ électrique permettait très simplement d'obtenir une détection linéaire performante des vibrations. Dans ce cas, les performances du système sont presque indépendantes de la compétition électrons-trous et l'utilisation du régime d'atténuation évite la présence d'une suroscillation sur la courbe de réponse en fréquence.

Nous avons vérifié ces deux points expérimentalement à l'aide des cristaux optimisés dont nous disposons. Nous avons alors obtenu des limites de détection relatives de l'ordre de 2 à $\lambda=1,06$; 1,32 et 1,55 μm (nous avons même atteint 1,6 pour cette dernière longueur d'onde) alors que la compétition électrons-trous varie énormément

entre ces trois longueurs d'onde. Notons que les sensibilités obtenues expérimentalement sont meilleures que la sensibilité optimale d'un Fabry-Pérot Confocal. Nous avons également observé la présence d'une suroscillation en régime d'amplification et son absence en régime d'atténuation. Dans ce dernier cas, nous avons mesuré une fréquence de coupure basse à mi-hauteur de 40 Hz pour un éclairage du cristal de l'ordre de 20 mW.cm⁻², ce qui signifie qu'il sera possible de s'affranchir des fréquences parasites inférieures au kHz pour des éclairages du cristal supérieurs à 0,5 W.cm⁻².

Toutes ces mesures ont été réalisées en simulant une modulation de phase à l'aide d'une cellule de Pockels ou d'une cale piézo-électrique. Nous avons également présenté un prototype de laboratoire avec lequel nous avons pu faire récemment quelques mesures de vibrations ultrasonores engendrées par laser dans une pièce mécanique.

Nous avons enfin montré qu'en ajoutant un cube séparateur de polarisation et un détecteur au premier montage étudié, une technique de détection différentielle fonctionne et que son extension au cas de faisceaux dépolarisés, au cours d'un transport par fibres multimodes, était également envisageable.

Certains points critiques restent à étudier afin d'optimiser le senseur :

- Afin que la technique sous champ électrique soit viable, il faut comprendre et maîtriser les problèmes de claquages.
- Il faut poursuivre les mesures de vibrations ultrasonores engendrées par laser.

Enfin, le passage d'une analyse ponctuelle à un traitement multicanal est envisagé. Il permettrait soit l'analyse simultanée des vibrations sur plusieurs points de la surface (par exemple sur une ligne) et donc un contrôle plus rapide, soit le passage à des applications d'interférométrie holographique bidimensionnelles.

Annexe 1 Densité effective de pièges dépendante de la longueur d'onde : explication par la présence de deux types de pièges.

Nous avons vu dans le chapitre II (D.6-) que l'addition d'un point contre-propageant lors de la mesure de la variation du gain photoréfractif en fonction du pas du réseau apporte une amélioration importante sur la précision de la détermination de la densité effective de pièges. Cela nous a permis de montrer que cette dernière variait avec la longueur d'onde dans l'échantillon B23.3. Ce nouveau fait expérimental ne peut être expliqué par les modèles habituels de l'effet photoréfractif. La prise en compte de deux pièges différents, couplés chacun aux deux bandes de valence et de conduction, autorise une redistribution de charges entre les pièges qui peut expliquer la variation de densité effective de pièges avec la longueur d'onde.

En utilisant le modèle développé [28], nous avons établi une expression de la variation du gain avec le pas du réseau qui a la même forme que celle donnée par le modèle à un seul type de piège (II.61). Nous avons établi de nouvelles expressions du coefficient de compétition électrons-trous, ξ_0 , et de l'inverse du carré de la longueur d'écran de Debye, k_0^2 , avec deux pièges présents. En utilisant ces expressions, nous avons montré qu'il était possible d'expliquer nos résultats expérimentaux avec ce modèle à deux pièges en utilisant un jeu de paramètres parfaitement plausible. Ce jeu de paramètres correspond à deux défauts qui sont assez similaires, ce qui montre que ces deux défauts n'ont pas besoin d'être complètement différents pour expliquer nos résultats.

Cette étude est détaillée dans un article [51] que nous avons reproduit dans les pages suivantes.



ELSEVIER

15 January 1997

OPTICS
COMMUNICATIONS

Optics Communications 134 (1997) 580–590

Full length article

Wavelength dependent effective trap density in CdTe: evidence for the presence of two photorefractive species

Ph. Delaye ^a, L.A. de Montmorillon ^a, I. Biaggio ^a, J.C. Launay ^b, G. Roosen ^{a,1}

^a Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Unité de Recherche Associée 14 au Centre National de la Recherche Scientifique, Bât. 503, Centre Scientifique d'Orsay, B.P. 147, 91403 Orsay Cedex, France

^b 3-AR Action Aquitaine de Recherche en Apesanteur, B.P. 11, 33165 Saint Médard en Jalles Cedex, France and Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux, Avenue du Docteur A. Schweitzer, 33608 Pessac Cedex, France

Received 10 June 1996; accepted 2 August 1996

Abstract

An accurate determination of the effective trap density in CdTe:V is performed using both counter-propagating (small grating spacing) and co-propagating (large grating spacing) two-wave mixing. This enhanced precision allows to show a variation of the effective trap density with wavelength. We show that such a change is explained when two traps both coupled to the conduction and the valence bands are present. New theoretical expressions for the electron–hole competition coefficient and Debye screening length are derived and used.

1. Introduction

Photorefractive semiconductors like CdTe are characterized by a low dielectric constant compared to other photorefractive materials like sillenites or ferroelectrics. This point added to the fact that these materials are sensitive in the infrared region of the spectra leads to the point that even with a low effective trap density N_{eff} (around 10^{15} cm^{-3}), the optimum grating vector (corresponding to $k = k_0$, with k_0 the inverse of the Debye screening length) cannot be obtained with co-propagating beams. In other words, the photorefractive gain is mostly dominated by the diffusion field in most of the experiments. Then the use of curves of variation of the photorefractive gain with the grating spacing leads to a great uncertainty on the exact value of the effective trap density (compared to the good accuracy of the electron–hole competition coefficient determined in these experiments). In order to decrease this uncertainty, we include in our measurement a value of two-wave mixing gain obtained in a counter-propagating geometry. With this new experiment we not only deduce a more accurate value of the effective trap density, but also find that N_{eff} is different for 1.06 and 1.55 μm . In order to explain this wavelength dependence we use the photorefractive model with two photoactive traps developed by Bashaw et al. [1], and show that this model can perfectly explain this variation of N_{eff} with wavelength.

¹ E-mail: gerald.roosen@iota.u-psud.fr.

2. Experimental study

The determination of the photorefractive parameters (electron–hole competition coefficient ξ_0 and effective trap density N_{eff}) can be easily performed through a measurement of the photorefractive two-beam coupling energy transfer gain Γ as a function of the grating spacing Λ (or as a function of the grating wave number $k = 2\pi/\Lambda$) [2]. For s-polarized beams the expression of the gain according to the model with one defect coupled to both bands, when considering that the electron–hole competition factor is independent of the grating spacing, as usually admitted in semiconductors (diffusion length much longer than the grating spacing), is [3,4]

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3 r_{\text{eff}} k_B T}{\lambda \cos \theta} \frac{\xi_0 k}{e(1 + k^2/k_0^2)}, \quad (1)$$

with $k_0^2 = (e^2/\epsilon k_B T)N_{\text{eff}}$. θ is the half angle between the beams inside the crystal. The linear refractive index of the material is n_0 , r_{eff} is the effective electro-optic coefficient that depends on the crystal and the beam polarization orientations [5] and ϵ is the dielectric constant. All these parameters are known from the literature.

In most of the cases, the experiments are performed with two beams which are co-propagating with a small angle between them, leading to values of k that are smaller than k_0 . We can then very often work with a simplified expression:

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3 r_{\text{eff}} k_B T}{\lambda \cos \theta} \frac{k}{e} \xi_0, \quad (2)$$

where the influence of k_0 has disappeared. We can thus see that the experiments generally allow an accurate determination of the electron–hole competition coefficient ξ_0 , whereas the k_0 influence appears only through perturbations to the linear variation of Γ with k . Unless a great number of experimental points are used, the study of the variation of the photorefractive gain with the grating spacing gives only a poor estimation of the effective trap density present in the photorefractive material.

A solution is to have a measurement of the gain with a large value of k . This is only possible in photorefractive semiconductors like CdTe by performing measurements with counterpropagating beams. These counterpropagating points generally lead to values of k such that we have k greater than k_0 , which allows to pass the maximum of the gain as a function of k , giving a better determination of this maximum.

It is possible to get a feeling of the parameter accuracy that can be obtained from Eq. (1) and a given data set using a simple and general approach [6]. It consists of simulating a data set by using the theoretical function and a random number generator which imitates the known error distribution of each data point. Simulation of many data sets and many fits gives a statistically valid way to estimate the error of the parameters. Using function (1) with $\xi_0 = 1$ and $k_0^2 = 200$, a set of data points at $k = 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 4, 5$, and assuming a Gaussian 5% error distribution for each data point, one can generate a large number of data sets and fit Eq. (1) every time. From the distribution of (ξ_0, k_0^2) values obtained over all the fits, one can estimate the confidence intervals for the parameters ξ_0 and k_0^2 . The result for 90% confidence intervals is $\xi_0 = [0.95, 1.05]$ and $k_0^2 = [100, 900]$. Using a data set $k = 1, 2, 3, 4, 5, 22$, which contains less data points but one point at large k , the same procedure delivers, for the 90% confidence intervals, $\xi_0 = [0.96, 1.04]$ and $k_0^2 = [174, 230]$. In this example, the expected accuracy increase on the value of k_0^2 by the addition of a data point measured with counter-propagating beams, is evident.

The above estimation, although mathematical, is very close to the experimental practice, as we will see now on an experimental example.

The CdTe:V sample we used, named B23-3, was already characterized through beam coupling measurements in the co-propagating geometry [7]. The main results obtained in this geometry were:
 – at $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}^{-2} < k_0^2 < 300 \mu\text{m}^{-2}$ (with a mean value of $\bar{k}_0^2 = 166 \mu\text{m}^{-2}$), and $0.78 < \xi_0 < 0.93$ (with a mean value of $\bar{\xi}_0 = 0.84$),

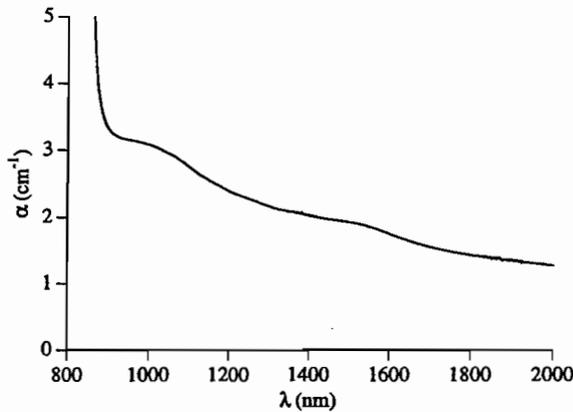


Fig. 1. Room temperature absorption spectra of sample B23.

– at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}^{-2} < k_0^2$ (with a mean value of $\bar{k}_0^2 = 109 \mu\text{m}^{-2}$), and $-0.94 < \xi_0 < -0.71$ (with a mean value of $\bar{\xi}_0 = -0.82$).

– at $\lambda = 1.32 \mu\text{m}$ the gain is zero which means that the electron–hole competition is strong, we have then $\xi_0 \approx 0$ and \bar{k}_0^2 is indeterminate.

The measured sign of the electron–hole competition says that the dominant carriers are electrons at $1.06 \mu\text{m}$ and holes at $1.55 \mu\text{m}$ [7]. We see on these results that the precision on the determination of ξ_0 is good whereas k_0^2 is quite indeterminate.

To these results we can add transmission measurements that give us the absorption of the crystal (Fig. 1). The crystal absorption spectrum exhibits classical features with two absorption bands centered at 1 and $1.5 \mu\text{m}$ (Fig. 1). As for some of the other samples we studied, we see a background absorption [7,8]. This background absorption is assumed to be due to scattering centers and is supposed not to participate in the photorefractive effect. In the following, when saying that results are corrected from absorption background, we mean that we consider the crystal absorption to be zero at $\lambda = 2 \mu\text{m}$. These corrected values of absorption are: $\alpha = 1.6 \text{ cm}^{-1}$ at $1.06 \mu\text{m}$, $\alpha = 0.85 \text{ cm}^{-1}$ at $1.32 \mu\text{m}$ and $\alpha = 0.58 \text{ cm}^{-1}$ at $1.55 \mu\text{m}$.

One interest of the B23-3 crystal is its cut. Indeed, it is cut with a $[111]$ polished face, the (111) direction along the beam propagation direction whereas the other faces are $[110]$ and $[1\bar{1}2]$, with the $[1\bar{1}0]$ plane as plane of incidence. In this configuration the effective electro-optic coefficient is non-zero in both the co- and counter-propagating geometries which facilitates the measurement. The effective electro-optic coefficient is $r_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{2}{3}} r_{41}$ in the co-propagating geometry and $r_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{3}} r_{41}$ in the counter-propagating geometry. With this configuration we can then easily add to our co-propagating points, already presented, a counter-propagating

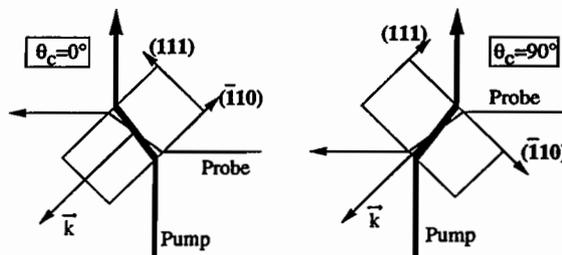


Fig. 2. Configuration used for the comparison of the sign of the gain at large grating spacing (co-propagating geometry, $\theta_c = 0^\circ$) and at small grating spacing (counter-propagating geometry, $\theta_c = 90^\circ$). The arrows indicate the directions of the grating wave vectors k in the two geometries.

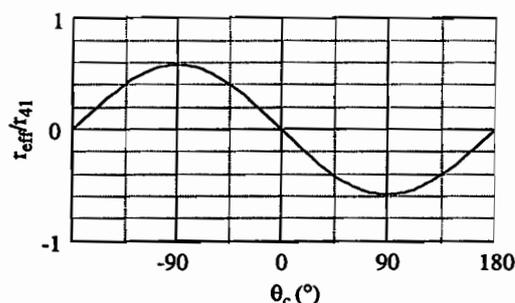


Fig. 3. Value of the effective electro-optic coefficient as a function of the angle of rotation of the crystal. The beams are s-polarized.

point. Nevertheless if the absolute value of the gain is immediately obtained, care has to be taken in order to determine the sign of the gain compared to the co-propagating case, i.e. to see if the majority carrier is the same at large and small grating spacings.

In order to measure the sign of the photorefractive gain we change the set-up to allow to go directly from one geometry to the other one changing a minimum of parameters (Fig. 2). We choose an angle between the two beams of 90° outside the crystal. A simple rotation of 90° of the crystal allows us to go from a co-propagating to a counter-propagating geometry. The crystal orientation is chosen with still [111] as the polished face, but with now the [112] plane as the plane of incidence. The value of the effective electro-optic coefficient is presented in Fig. 3 for s-polarizations. With s-polarized beams and co-propagating beams with $\theta_c = 0$, we have a gain that is zero. When turning the crystal a little, from this position, a small photorefractive gain with a certain sign appears (as r_{eff} becomes different from zero). If we now continue to rotate the crystal until $\theta_c = 90^\circ$ (i.e. counter-propagating geometry) the sign of the effective electro-optic coefficient stays the same and so does the gain if the majority carrier for the photorefractive effect remains alike. Using this experiment at both wavelengths, at which gain was measured, we confirm that the sign of the majority carriers is the same whatever the grating spacing. We can now place the counter-propagating points on the experimental curves of variation of the photorefractive gain as a function of k (Fig. 4), after correction of the different value of the effective electro-optic coefficient in the two geometries.

We fit the data with the theoretical expression (1). These adjustments are conducted with the same value of $r_{41} = 5.5 \text{ pm V}^{-1}$ [9,10] for the two wavelengths and a refractive index $n_0 = 2.82$ at $1.06 \mu\text{m}$ and $n_0 = 2.74$ at

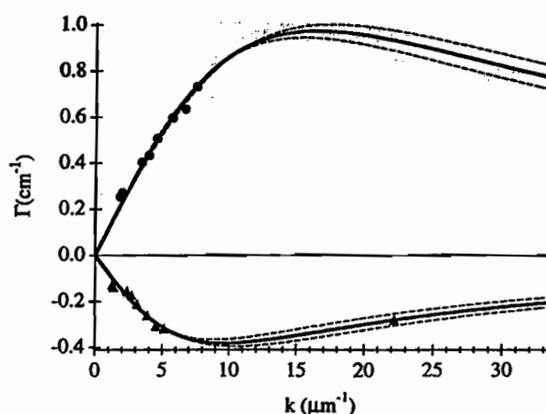


Fig. 4. Experimental photorefractive gain as a function of the grating spacing at wavelengths $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ (\bullet) and $1.55 \mu\text{m}$ (\blacktriangle) for CdTe sample B23. Solid lines are the best theoretical adjustments. The dashed lines represent the adjustment with $\sigma = 2\sigma_{\text{min}}$. The photorefractive gain at $1.32 \mu\text{m}$ is nearly zero.

1.55 μm [11]. Using $r_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{2}{3}} r_{41}$, we determine $\xi_0 = 0.80 \pm 0.03$ at 1.06 μm and $\xi_0 = -0.81 \pm 0.03$ at 1.55 μm , and $k_0^2 = (262 \pm 30) \mu\text{m}^{-2}$ at 1.06 μm and $k_0^2 = (96 \pm 13) \mu\text{m}^{-2}$ at 1.55 μm . We see easily that the accuracy for k_0^2 is much better than the one determined with the co-propagating points only. With the dielectric constant $\varepsilon = 10.3$, one obtains an effective trap density $N_{\text{eff}} = (3.8 \pm 0.5) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ at 1.06 μm and $N_{\text{eff}} = (1.4 \pm 0.2) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ at 1.55 μm .

Due to the fact that the counter-propagating point brings us a higher precision in the determination of the effective trap density, we can note on these results that the effective trap density varies with the wavelength. Although this fact had already been observed in BaTiO₃ crystals [12] it has never been really explained. We will now give indications for a possible origin of this variation of the effective trap density with wavelength.

3. The two traps model

The model for the photorefractive effect had several evolutions since the model developed by Kukhtarev et al. [3] that takes into account a single defect coupled to only one of the transport bands. It had rapidly been necessary to take into account two types of carriers [4] to explain some of the experimental results. Again, new results that do not fit the theory, force to add to the model with one defect coupled with the two bands, another defect coupled to one of the bands [13,14].

One major characteristic of all these models is that with the assumption that the diffusion length of the carriers is much longer than the grating spacing (what is generally true in semiconductors) the expression of the gain can always be reduced to an expression like Eq. (1) with only the expression of ξ_0 and k_0^2 that varies from one model to another [3,4,13,14]. Moreover, if we look at the different models in detail we can see that in all these models (in the limit of low illuminations, which corresponds to the regime generally used in experiments in semiconductors) the different concentrations of the defect species are constant with the wavelength and, more important, the value of k_0^2 is the same whatever the wavelength used. It means that none of these photorefractive models can explain our experimental results that show clearly such a variation.

Recently a new evolution of the photorefractive model appeared [1], which takes into account two deep defects both coupled to both conduction and valence bands. The model established analytical expressions for the space charge field and showed that wavelength dependent charge redistribution between the two defects was possible. Such a charge redistribution can explain the variation of the effective trap density we observed.

Before looking at this, we simplify the expressions derived in Ref. [1]. First we limit ourselves to the case of the variation of the steady state space charge field with the grating spacing in the case where no external electric field is applied. Secondly we rewrite the expression found in Ref. [1], using the approximation of large diffusion lengths classically used in semiconductors, to show that the expression of the gain can be reduced to an expression of the form of Eq. (1) with new expressions for ξ_0 and k_0^2 that we derive. In every step of the calculations we compare the numerical results obtained with our expressions to the ones obtained without approximation with the general expressions of Ref. [1] (after correction of typographical errors in Eq. (45) of Ref. [1]) to validate our expressions and our results.

3.1. Derivation of the expressions

We consider two traps (Fig. 5), with total concentrations N_T and M_T , present under two states of charges with ionized parts N and M and neutral parts $N_T - N$ and $M_T - M$ respectively. At each state we associate parameters for optical (S) and thermal (β) generation of carriers and recombination (γ) in the deep traps. The superscript (N and M) deals with the two different traps, whereas the subscript (n and p) deals with the two

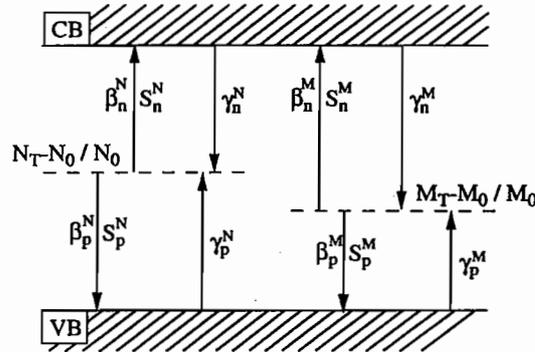


Fig. 5. Energy diagram with two defects in total concentrations N_T and M_T both coupled to both the valence and the conduction band.

kinds of carriers (for example, S_p^N represents the hole photoionization cross-section from the ionized state of the N trap). The different material equations that allow the calculation of the space charge field are [1]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} &= (\beta_n^N + S_n^N I)(N_T - N) - \gamma_n^N nN - (\beta_p^N + S_p^N I)N + \gamma_p^N p(N_T - N), \\ \frac{\partial M}{\partial t} &= (\beta_n^M + S_n^M I)(M_T - M) - \gamma_n^M nM - (\beta_p^M + S_p^M I)M + \gamma_p^M p(M_T - M), \\ j_n &= en\mu_n E + \mu_n k_B T \frac{\partial n}{\partial x}, \quad j_p = ep\mu_p E - \mu_p k_B T \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} + (\beta_n^N + S_n^N I)(N_T - N) - \gamma_n^N nN + (\beta_n^M + S_n^M I)(M_T - M) - \gamma_n^M nM, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} + (\beta_p^N + S_p^N I)N - \gamma_p^N p(N_T - N) + (\beta_p^M + S_p^M I)M - \gamma_p^M p(M_T - M), \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= -\frac{e}{\epsilon} ((N_T - N) + (M_T - M) + (N_D - N_A) \pm n - p), \end{aligned} \quad (3)$$

where n and p are the free carriers concentrations, j_n and j_p are the electron and hole current densities and E is the space charge field. N_D and N_A are the donor and acceptor concentrations, which compensation gives the semi-insulating nature of the material. We limit ourselves to a one-dimension problem with an illumination I given by a sinusoidal illumination pattern $I = I_0(1 + \text{Re}(me^{ikz}))$ of grating wave number k and modulation m .

We solve these equations in steady state, without applied electric field, in a classical way by linearizing the different quantities [1,3,4], with a non-modulated part (with subscript 0) and a space modulated component with the same grating spacing as the illumination (with subscript 1). The zeroth order is given in Appendix A and allows to calculate the non-modulated concentration of the different species that will be used in the first order expressions. The resolution of the first order system equation in order to obtain the modulated space charge field is long and tedious but does not present any mathematical difficulties. Under the assumption that the free carrier grating concentrations are much smaller than the one of gratings in the deep traps ($n_1, p_1 \ll N_1, M_1$), we obtain the expression for modulated space charge field E_1 :

$$E_1 = -i \left(mk \frac{k_B T}{e} \right) \frac{\text{NUM}}{\text{DENOM}}, \quad (4)$$

where

$$\begin{aligned} \text{NUM} &= k^2 [(\alpha_n^N - \alpha_p^N)Z^M + (\alpha_n^M - \alpha_p^M)Z^N] + (Z^M - Z^N) [(\alpha_n^N \kappa_n^{M^2} - \alpha_n^M \kappa_n^{N^2}) - (\alpha_p^N \kappa_p^{M^2} - \alpha_p^M \kappa_p^{N^2})] \\ &\quad - \kappa_n^2 (\alpha_p^N Z^M + \alpha_p^M Z^N) + \kappa_p^2 (\alpha_n^N Z^M + \alpha_n^M Z^N) + \frac{\epsilon k_B T}{e^2 I_0} (X_n^M - X_n^N) [\kappa_n^{M^2} (\alpha_n^N - \alpha_p^N) \\ &\quad - \kappa_n^{N^2} (\alpha_n^M - \alpha_p^M)] + \frac{\epsilon k_B T}{e^2 I_0} (X_p^M - X_p^N) [\kappa_p^{M^2} (\alpha_n^N - \alpha_p^N) - \kappa_p^{N^2} (\alpha_n^M - \alpha_p^M)], \\ \text{DENOM} &= (k^2 + \kappa_n^2)(k^2 + \kappa_p^2)Z^M Z^N + (k^2 + \kappa_p^2) \left(\frac{\epsilon k_B T}{e^2 I_0} \right) [Z^N \kappa_n^{M^2} X_n^M + Z^M \kappa_n^{N^2} X_n^N] \\ &\quad + (k^2 + \kappa_n^2) \left(\frac{\epsilon k_B T}{e^2 I_0} \right) [Z^N \kappa_p^{M^2} X_p^M + Z^M \kappa_p^{N^2} X_p^N] \\ &\quad + \left(\frac{\epsilon k_B T}{e^2 I_0} \right)^2 (X_n^N X_p^M - X_p^N X_n^M) (\kappa_n^{N^2} \kappa_p^{M^2} - \kappa_p^{N^2} \kappa_n^{M^2}), \end{aligned}$$

with the following notations that are used classically in the space charge field expressions [4]:

$$\begin{aligned} \alpha_n^N &= S_n^N (N_T - N_0) \quad \text{and} \quad \alpha_p^N = S_p^N N_0, \\ k_{0N}^2 &= \frac{e^2}{\epsilon k_B T} \frac{N_0 (N_T - N_0)}{N_T}, \\ \kappa_n^{N^2} &= \frac{e}{k_B T} \frac{\gamma_n^N N_0}{\mu_n} \quad \text{and} \quad \kappa_p^{N^2} = \frac{e}{k_B T} \frac{\gamma_p^N (N_T - N_0)}{\mu_p}, \\ A_n^N &= \frac{(\beta_n^N + S_n^N I_0)}{S_n^N I_0} \quad \text{and} \quad A_p^N = \frac{(\beta_p^N + S_p^N I_0)}{S_p^N I_0}, \end{aligned}$$

and the same expressions for the M defect.

The model also uses specific parameters:

$$\begin{aligned} X_n^N &= \frac{n_0 e \mu_n}{\epsilon} - (\beta_n^N + S_n^N I_0) - \gamma_n^N n_0 \quad \text{and} \quad X_p^N = \frac{p_0 e \mu_p}{\epsilon} - (\beta_p^N + S_p^N I_0) - \gamma_p^N p_0, \\ X_n^M &= \frac{n_0 e \mu_n}{\epsilon} - (\beta_n^M + S_n^M I_0) - \gamma_n^M n_0 \quad \text{and} \quad X_p^M = \frac{p_0 e \mu_p}{\epsilon} - (\beta_p^M + S_p^M I_0) - \gamma_p^M p_0, \\ \kappa_n^2 &= \kappa_n^{N^2} + \kappa_n^{M^2} \quad \text{and} \quad \kappa_p^2 = \kappa_p^{N^2} + \kappa_p^{M^2}, \\ Y_n &= \frac{A_n^N \alpha_n^N + A_n^M \alpha_n^M}{\kappa_n^2} \quad \text{and} \quad Y_p = \frac{A_p^N \alpha_p^N + A_p^M \alpha_p^M}{\kappa_p^2}, \\ Z^N &= \frac{A_n^N \alpha_n^N + \kappa_p^{N^2} Y_p}{k_{0N}^2} \quad \text{and} \quad Z^M = \frac{A_n^M \alpha_n^M + \kappa_p^{M^2} Y_p}{k_{0M}^2}. \end{aligned}$$

To these definitions we can add some relations between the parameters, relations that are given in Appendix B.

Even if not in a factorized form, we can nevertheless note that the space charge field, Eq. (4), has the form found in previous models, i.e. the diffusion field $E_d = k k_B T / e$ multiplied by a rational function with a numerator that is a polynomial of degree 1 in k^2 and a denominator that is a polynomial of degree 2 in k^2 .

In order to simplify this expression we will now make further approximations. The first one which is classical in semiconductor materials is that the Debye screening length is much smaller than the diffusion length, according to our notations it will correspond to $k_{0N}^2, k_{0M}^2 \gg \kappa_n^2, \kappa_p^2$. Under this approximation we have

$$X_n^N = X_n^M = \frac{e^2 I_0}{\varepsilon k_B T} Y_n \quad \text{and} \quad X_p^N = X_p^M = \frac{e^2 I_0}{\varepsilon k_B T} Y_p. \quad (5)$$

The second approximation is linked to the experimental set-up we use and to the range of grating spacings on which we make the experiments, we thus have $k^2 \gg \kappa_n^2, \kappa_p^2$, i.e. a grating spacing much smaller than the diffusion length of carriers.

Under all these approximations we can rewrite the photorefractive space charge field as

$$E_1 = -i \left(m \frac{k_B T}{e} \right) \frac{\xi_0 k}{1 + k^2/k_0^2}, \quad (6)$$

with

$$k_0^2 = k_{0N}^2 \left(\frac{Y_n \kappa_n^{N^2} + Y_p \kappa_p^{N^2}}{A_n^N \alpha_n^N + Y_p \kappa_p^{N^2}} \right) + k_{0M}^2 \left(\frac{Y_n \kappa_n^{M^2} + Y_p \kappa_p^{M^2}}{A_n^M \alpha_n^M + Y_p \kappa_p^{M^2}} \right)$$

and

$$\xi_0 = \frac{1}{k_0^2} \left[k_{0N}^2 \left(\frac{\alpha_n^N - \alpha_p^N}{A_n^N \alpha_n^N + Y_p \kappa_p^{N^2}} \right) + k_{0M}^2 \left(\frac{\alpha_n^M - \alpha_p^M}{A_n^M \alpha_n^M + Y_p \kappa_p^{M^2}} \right) \right].$$

The photorefractive gain is then written in the form of Eq. (1) with new expressions of ξ_0 and k_0^2 . This explains why we could adjust our experimental results with Eq. (1) but found different values for N_{eff} when changing wavelength (see experimental part). We can always define an apparent ‘electron–hole’ competition coefficient and an apparent Debye screening length, that will characterize the strength of the photorefractive effect. It can be easily shown from Eq. (6) that the results of the previous models [4,13,14] can be deduced from this model taking the right values of generation and recombination parameters.

3.2. Adjustment to the experimental results

To see whether this two photoactive traps model explains our experimental results, we look for a set of parameters that will give us theoretical values of ξ_0 and k_0^2 equal to the ones we found experimentally. To these two photorefractive parameters, we add the absorption of the crystal, $\alpha = \alpha_n^N + \alpha_p^N + \alpha_n^M + \alpha_p^M$. So we have six experimental parameters, corresponding to the two values of the wavelengths 1.06 and 1.55 μm (as well as for 1.32 μm for ξ_0 and α). The free parameters of the calculations are all the coefficients for photoionization, thermal emission, recombination of carriers and concentration of the defects, with the condition that between 1.06 and 1.55 μm we only change the wavelength dependent coefficients, i.e. the photoionization cross-sections. Moreover as in our experiments we did not see, for our sample, any illumination dependent effect in the conditions of illumination used, i.e. from 1 to 100 mW cm^{-2} , we will also verify that the parameters we find will not vary with illumination.

The set of parameters we found is shown in Table 1. It allows us to calculate exactly the experimental parameters, without any peculiar problem. The set of parameters we determined is certainly not unique as the adjustment is performed with eleven free parameters (we have illumination conditions where the thermal emission is negligible and thermal emission coefficients are only taken small and non-zero) which is a lot. Complementary experiments should be performed in order to get more information on the characteristics of the two defects, but this is not the goal of this study.

Table 1
Parameters used for the adjustment of the experimental results with the theoretical expression; N_0 and M_0 are calculated with the zeroth order equations

	λ (μm)		
	1.064	1.32	1.55
N_T (cm^{-3})		10^{16}	
M_T (cm^{-3})		1.2×10^{16}	
$N_D - N_A$ (cm^{-3})		1.2×10^{16}	
N_0 (cm^{-3})	7.65×10^{15}	8.23×10^{15}	9.19×10^{15}
M_0 (cm^{-3})	2.35×10^{15}	1.67×10^{15}	8.12×10^{14}
S_n^N (cm^2)	1.11×10^{-16}	2.55×10^{-17}	1.03×10^{-18}
S_n^M (cm^2)	1.34×10^{-16}	2.26×10^{-17}	8.77×10^{-19}
S_p^N (cm^2)	3.70×10^{-18}	6.33×10^{-17}	5.91×10^{-17}
S_p^M (cm^2)	1.85×10^{-17}	2.58×10^{-17}	3.46×10^{-17}
γ_n^N ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)		1.79×10^{-9}	
γ_p^N ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)		2.39×10^{-8}	
γ_n^M ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)		3.92×10^{-7}	
γ_p^M ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)		1.25×10^{-9}	
β_n^N (s^{-1})		0.00248	
β_p^N (s^{-1})		0.000182	
β_n^M (s^{-1})		0.00458	
β_p^M (s^{-1})		0.000144	
k_0^2 (μm^{-2})	260	–	98
α (cm^{-1})	1.64	0.85	0.58
ξ_0	0.79	0	–0.81

Here again we note that a complete calculation with the model of Bashaw et al. [1] using the parameters we found, gives the same theoretical curves (in the range where the approximations that we have done are justified, i.e. at large values of k).

The two defects we have taken have thermal emission coefficients that are low, which implies that the defects are both close to the mid-gap where the Fermi level is located [14]. Thus these two defects are different from the one found responsible for the diminution of the photorefractive gain under AC field [15,16]. Indeed it was shown that the reduction of the gain under AC field is due to a defect with a thermal emission coefficient around 10^3 – 10^4 s^{-1} , very different from the one we found.

4. Conclusion

The measurements we performed on our CdTe:V sample show that the effective trap density was a wavelength dependent parameter in this sample. This new observation cannot be explained by the usual models of the photorefractive effect. Only a model that takes into account two traps coupled to the two bands allows charge redistribution that can explain this variation of the effective trap density with wavelength. Using the model developed by Bashaw et al. [1], we derived an expression for the variation of the gain with grating spacing that has the same form than the one given by previous models. We established the new expressions for the electron–hole competition coefficient ξ_0 and the Debye screening length (inverse square root of k_0^2) with the two traps. Using these expressions we showed that it is possible to explain our experimental results with this two defect model using a set of parameters that is plausible. At this point of the study it is impossible to identify these defects and even to determine their parameters. Other experiments should be performed to have a set of parameters that can be determined unambiguously.

These experiments, as well as other studies [17], show the importance of the inclusion of a counter-propagating point in the measurement of the photorefractive gain as a function of the grating spacing, as it brings a

considerable improvement of the accuracy in the determination of the Debye screening length. This is not only true from the point of view of the material characterization, but also for the application of photorefractive crystals as this parameter is important for the value of the gain in the counter-propagating geometry or for experiments under applied electric field.

Acknowledgements

Support for this work by DRET (grant # 94-063) is gratefully acknowledged.

Appendix A

Under the condition of small concentration of free carriers ($n_0, p_0 \ll N_D - N_A, N_T - N_0, M_T - M_0$) the different non-spatially modulated concentrations are solutions of a four equation system:

$$N_0 + M_0 = N_T + M_T + N_A - N_D, \quad n_0 = \frac{(\beta_n^N + S_n^N I_0)(N_T - N_0) + (\beta_n^M + S_n^M I_0)(M_T - M_0)}{\gamma_n^N N_0 + \gamma_n^M M_0},$$

$$p_0 = \frac{(\beta_p^N + S_p^N I_0)N_0 + (\beta_p^M + S_p^M I_0)M_0}{\gamma_p^N (N_T - N_0) + \gamma_p^M (M_T - M_0)}, \quad N_0 = N_T \frac{(\beta_n^N + S_n^N I_0) + \gamma_p^N p_0}{(\beta_n^N + S_n^N I_0) + \gamma_n^N n_0 + (\beta_p^N + S_p^N I_0) + \gamma_p^N p_0}.$$

(A.1)

The system can easily be reduced to a third order equation that gives N_0 , which then gives n_0, p_0 and M_0 . We have three solutions, but only one satisfies the conditions $0 \leq N_0 \leq N_T, 0 \leq M_0 \leq M_T, n_0 \geq 0$ and $p_0 \geq 0$. We numerically solve the system to have the non-modulated concentrations that will be used for the first order solutions.

Appendix B

With the zeroth order equations we write relations between the different parameters that appear in the expressions of the space charge field. We have:

$$k_{0N}^2 Z^N = A_n^N \alpha_n^N + \kappa_p^{N^2} Y_p = A_p^N \alpha_p^N + \kappa_n^{N^2} Y_n, \quad k_{0M}^2 Z^M = A_n^M \alpha_n^M + \kappa_p^{M^2} Y_p = A_p^M \alpha_p^M + \kappa_n^{M^2} Y_n, \quad (B.1)$$

$$p_0 = \frac{eI_0}{\mu_p k_B T} Y_p, \quad n_0 = \frac{eI_0}{\mu_n k_B T} Y_n. \quad (B.2)$$

We can also rewrite:

$$X_n^N = \frac{e^2 I_0}{\epsilon k_B T} \left[Y_n \left(1 - \frac{\kappa_n^{N^2} (N_T - N_0)}{k_{0N}^2 N_T} \right) - \frac{A_n^N \alpha_n^N N_0}{k_{0N}^2 N_T} \right],$$

$$X_p^N = \frac{e^2 I_0}{\epsilon k_B T} \left[Y_p \left(1 - \frac{\kappa_p^{N^2} N_0}{k_{0N}^2 N_T} \right) - \frac{A_p^N \alpha_p^N (N_T - N_0)}{k_{0N}^2 N_T} \right], \quad (B.3)$$

with the same relation for the defect M. These relations are used to show that the expressions for ξ_0 and k_0^2 are symmetrical when exchanging N and M on one hand and n and p on the other hand, a point that is not evidently seen on the expressions.

References

- [1] M.C. Bashaw, M. Jeganathan and L. Hesselink, *J. Opt. Soc. Am. B* 11 (1994) 1743.
- [2] M.B. Klein and G.C. Valley, *J. Appl. Phys.* 57 (1985) 4901.
- [3] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin and V.L. Vinetskii, *Ferroelectrics* 22 (1979) 949, 961.
- [4] F.P. Strohkendl, J.M.C. Jonathan and R.W. Hellwarth, *Optics Lett.* 11 (1986) 312.
- [5] J.C. Fabre, J.M.C. Jonathan and G. Roosen, *Optics Commun.* 65 (1988) 257.
- [6] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky and W.T. Vetterling, *Numerical Recipes – the Art of Scientific Computing*, 2nd Edition (Cambridge University Press, 1992).
- [7] L.A. de Montmorillon, Ph. Delaye, J.C. Launay and G. Roosen, *Optics Mater.* 4 (1995) 233.
- [8] J.C. Launay, V. Mazoyer, M. Tapiero, J.P. Zielinger, Z. Guellil, Ph. Delaye and G. Roosen, *Appl. Phys. A* 55 (1993) 33.
- [9] A. Partovi, J. Millerd, E.M. Garmire, M. Ziari, W.H. Steier, S.B. Trivedi and M.B. Klein, *Appl. Phys. Lett.* 57 (1990) 846.
- [10] D.B. Chenault, R.A. Chipman and S.Y. Liu, *Appl. Optics* 33 (1994) 7382.
- [11] D.T.F. Marple, *J. Appl. Phys.* 35 (1964) 539.
- [12] J. Zhang, S.X. Dou, H. Gao, Y. Zhu and P. Ye, *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995) 458.
- [13] P. Tayebati, *J. Opt. Soc. Am. B* 9 (1992) 415.
- [14] Ph. Delaye, H.J. von Bardeleben and G. Roosen, *Appl. Phys. A* 59 (1994) 357.
- [15] J.Y. Moisan, N. Wolffer, O. Moine, P. Gravey, G. Martel, A. Aoudia, R. Repka, Y. Marfaing and R. Triboulet, *J. Opt. Soc. Am. B* 11 (1994) 1655.
- [16] I. Biaggio and G. Roosen, Influence of shallow traps on the enhancement of the photorefractive grating amplitude by a high frequency alternating electric field: a probabilistic analysis, *J. Opt. Soc. Am. B.* 13, N° 10, Special issue on Photorefractive Materials (October 1996) to be published.
- [17] K. Shcherbin, A. Shumeljuk, S. Odoulov, P. Fochuk and G. Brost, Relaxation of photorefractive gratings in Cadmium Telluride crystals, *SPIE Vol.* 2795 (1996) 236.

Annexe 2 Corrélations entre les propriétés microscopiques et la réponse photoréfractive du CdTe:V.

Nous avons reproduit ici un article écrit en commun [48] par tous les laboratoires du consortium qui explique plus en détail les techniques spectroscopiques développées et les résultats obtenus par les différents laboratoires.

Correlations between microscopic properties and the photorefractive response for vanadium-doped CdTe

L. A. de Montmorillon, Ph. Delaye, and G. Roosen

Institut d'Optique, Unité de Recherche Associée 14 au Centre National de la Recherche Scientifique, Bât. 503, Centre Scientifique d'Orsay, B.P. 147, 91403 Orsay Cedex, France

H. Bou Rjeily, F. Ramaz, and B. Briat

Laboratoire d'Optique Physique, Unités propres de Recherche A0005 du Centre National de la Recherche Scientifique, École Supérieure de Physique et Chimie Industrielle, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France

J. G. Gies, J. P. Zielinger, and M. Tapiero

Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg, Unité mixte 380046, Centre National de la Recherche Scientifique, Université Louis Pasteur, Ecole Européenne des Hautes Etudes des Industries Chimiques de Strasbourg, Groupe d'Optique Nonlinéaire et d'Optoélectronique, 23 rue du Loess, F-67037 Strasbourg Cedex, France

H. J. von Bardeleben

Groupe de Physique des Solides, Unité de Recherche Associée 17 au Centre National de la Recherche Scientifique, Université Paris 6 et 7, 2 Place Jussieu, 75231 Paris Cedex 05, France

T. Arnoux and J. C. Launay

Action Aquitaine de Recherche en Apesanteur, B.P. 11, 33165 Saint Médard en Jalles Cedex, France, and Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux, Av. du docteur A. Schweitzer, 33608 Pessac Cedex, France

Received February 12, 1996; revised manuscript received April 26, 1996

We present a summary of the experimental results, the attempts of interpretation at the present stage, and the conclusions of coupled investigations on semi-insulating, *n*-type and *p*-type vanadium-doped CdTe crystals. Combining electron paramagnetic resonance and magnetic circular dichroism permits the monitoring and the quantitative assessment of $[V^{2+}]$ and $[V^{3+}]$ defect concentrations. Photoabsorption results are presented and are discussed in terms of photoionization processes at various wavelengths. The temperature and the spectral dependence of the steady-state photoconductivity are carefully studied in the near infrared. The results are discussed in terms of electronic transitions for the two vanadium charge states. Finally, the photorefractive performances of the semi-insulating sample are analyzed in a two-beam-coupling experiment and are correlated to the properties of the V^{2+}/V^{3+} donor states to derive photoionization cross sections. © 1996 Optical Society of America.

1. INTRODUCTION

We have shown in a recent paper¹ that the combination of different measurements permits a good simulation of the photorefractive properties of GaAs crystals. We used electron paramagnetic resonance (EPR) measurements to determine the EL2⁺ concentration and absorption measurements to determine the total EL2 concentration and took the photoionization cross sections in the literature to calculate the expected photorefractive gain of our sample at different wavelengths and to compare it with the experimental data. The results were found to be consistent, confirming that the EL2 defect was the deep defect responsible for the photorefractive effect in GaAs and that the photorefractive model of one defect coupled to

both conduction and valence bands explained well the photorefractive performances in this material.

In this paper we use a similar approach for another photorefractive material, vanadium-doped cadmium telluride (CdTe:V). This photorefractive material is presently the object of great interest as a promising candidate for a use in metrology systems and optical telecommunication networks in the wavelength range from 1 to 1.55 μm . Beyond the control of imperfections and residual impurities, one of the problems is to learn which factors control the concentrations of V^{2+} and V^{3+} ions in CdTe:V. To this end it is important to be able to determine the thermal and the optical signatures of both ions and their respective roles as absorption, trapping, or recombination centers, as well as their respective concentrations. To

Table 1. Electrical Characteristics of the Different Samples Studied in the PC Experiments^a

Sample	Type	Nature	Dark Resistivity (Ω cm) at Room Temperature	Activation Energy (eV)
L825	Intrinsic	Undoped CdTe Starting material	10^8	0.76
B23	<i>n</i>	CdTe:V	1×10^{10}	0.75
B28	<i>p</i>	As-codoped CdTe:V	3×10^9	0.74
B19	<i>n</i>	Cl-codoped CdTe:V	6×10^8	0.51

^aL825 is an undoped CdTe crystal used as a reference sample.

see the V^{2+} (V^{3+}) charge state independently, codoping with Cl (As) transforming semi-insulating CdTe:V into *n*-(*p*-) type crystals is used. Table 1 indicates some of the properties of these crystals. We perform in these CdTe:V samples different optical, electrical, and photorefractive (in the semi-insulating one) measurements that give us information about deep defects and their optical properties. Then the determined parameters are combined, allowing us to identify the deep level involved in the photorefractive effect.

Section 2 deals with an EPR study of the different crystals. The EPR results have allowed us to determine the Fermi-level position and the corresponding V configurations in the codoped samples, to measure quantitatively the V^{3+} defect concentrations²⁻⁷ and to test the directly photoinduced variations of the V^{3+} charge state in the semi-insulating (B23) sample. Section 3 deals with a magneto-optical study of the different crystals. This includes magnetic circular dichroism (MCD) and optical absorption spectroscopy. By use of EPR for the quantitative assessment of $[V^{3+}]$ in at least one sample, MCD provides both $[V^{3+}]$ and $[V^{2+}]$. Linked to this, photoabsorption data give information about the photogeneration of carriers from the identified deep levels. Section 4 concerns photoconductivity (PC) studies. We measure the temperature dependence of the steady-state PC gain at the intrinsic maximum (band-to-band excitation), as well as the steady-state spectral response of PC at constant photon flux for varying temperatures of as low as 81 K. Section 5 deals with detailed photorefractive measurements on sample B23. Section 6 is a general discussion concerning the correlations among all our results to provide information about spectroscopic assignments, charge-transfer processes, or photoionization cross sections. The paper ends with a brief summary.

2. ELECTRON PARAMAGNETIC RESONANCE STUDIES

To associate the different optical absorption bands with the particular charge states of the V donor we prepared donor, Cl (B19), and acceptor, As (B28), codoped samples. As the V donor introduces a deep level at $\sim E_c - 0.8$ eV, the EPR observation of the neutral shallow donor Cl^0 with a level at $E_c - 0.02$ eV or the deep ionized donor Fe^{3+} (residual contamination) with a level at $E_v + 0.35$ eV allows us to conclude whether the V donor is completely in the V^{2+} or the V^{3+} charge state. Figure 1 shows the EPR spectra of the B19, the B23, and the B28

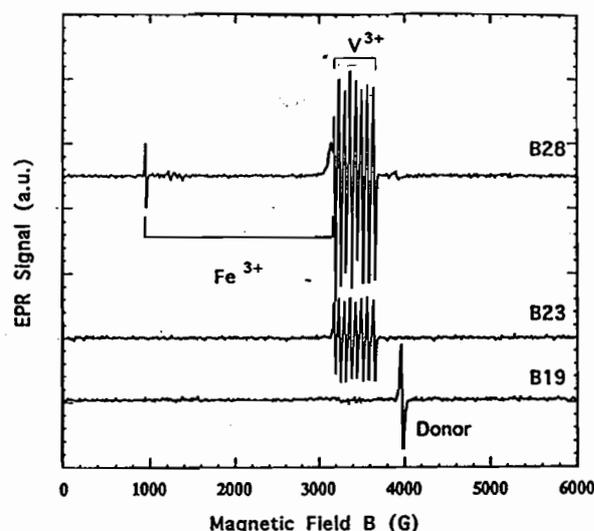


Fig. 1. EPR spectra of the three samples B19, B23, and B28 at $T = 4$ K and $B \parallel [100]$. In the *n*-type (B19) codoped sample only the donor resonance is seen, in B23 we observe only the V^{3+} spectrum (no V^{2+}), and in the *p*-type codoped sample B28 both V^{3+} and Fe^{3+} (Fe contamination) is observed.

samples. In sample B19 only the spectrum of the Cl effective mass donor with a g factor $g \sim 1.7$ is observed. In this sample the V donor is in the V^{2+} charge state. Even though this state is equally paramagnetic, the corresponding EPR spectrum is not observed; this has been attributed to the strain sensitivity of the orbital triplet ground state. Sample B19 is used below to identify the V^{2+} -related absorption bands; in contrast, in the acceptor (As) codoped sample (B28), we observe in thermal equilibrium the Fe^{3+} resonance, which allows us to situate the Fermi-level below $E_v + 0.35$ eV and thus below the V donor level. Sample B28 is used below for identification of the V^{3+} -related optical absorption bands.

For the modeling of the photorefractive properties of sample B23 the absolute V^{3+} concentration is required; it has been determined by comparison with a spin-standard sample.

The photoionization of the V donor in sample B23 can also be directly studied by EPR by means of the associated changes in the V^{3+} concentration. We tested the influence of an optical excitation at the two relevant wavelengths of 1.06 and 1.4 μ m. As shown in Fig. 2, a 1.06- μ m excitation increases the V^{3+} concentration, whereas the 1.4- μ m excitation is associated with a decrease of the V^{3+} concentration. From this result we can

qualitatively conclude that the associated photoionization cross sections for electrons (S_n) and holes (S_p) are $S_n > S_p$ at 1.06 μm and $S_n < S_p$ at 1.4 μm .

3. MAGNETO-OPTICAL AND OPTICAL ABSORPTION STUDIES

A. Magnetic Circular Dichroism

MCD is the differential absorption ($\Delta\alpha$ in cm^{-1}) for left (σ_+) and right (σ_-) circularly polarized lights propagating along the direction of an applied magnetic field B (typically 2.5 T). The MCD signal contains, in general, a diamagnetic as well as a paramagnetic part, but the former

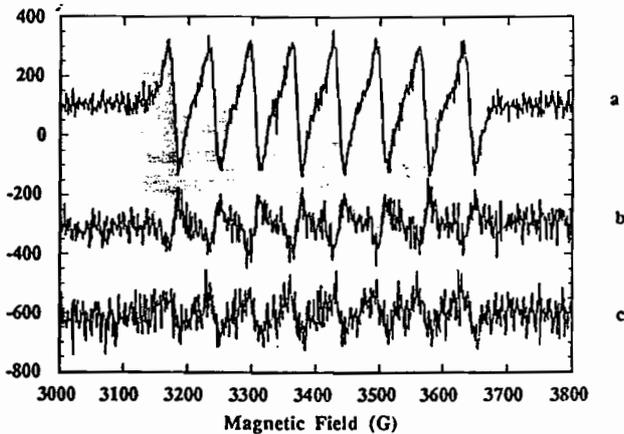


Fig. 2. (a) EPR spectrum of sample B23 at thermal equilibrium at $T = 4$ K. (b), (c) Difference spectra (spectrum under photoexcitation minus spectrum in thermal equilibrium). At 1.4 μm (b), we thus observe a decrease in the V^{3+} intensity; at 1.06 μm (c), an increase, always compared with the thermal equilibrium value. Typical excitation intensities are $10 \mu\text{W cm}^{-2}$, and the spectrum intensity achieves an equilibrium value after typically a few minutes.

can safely be ignored in our case because the bands are broad, and we conduct our work at $T \leq 4.2$ K. In the case of, e.g., V^{3+} (with a 3A_2 ground state), the paramagnetic terms are proportional to $(n_- - n_+)/n_0$, where n_+ , n_- , and n_0 stand for the Boltzmann populations of the $m_s = \pm 1$ and the $m_s = 0$ substates.

In a recent paper⁸ we demonstrated that this technique permits the simultaneous monitoring at $T \leq 4.2$ K of the two paramagnetic species [V^{2+}] and [V^{3+}] in CdTe:V crystals. It was further used in the case of Zn-Cd alloys⁹ to show that V^{3+} was present in them, although EPR failed to detect it directly.

Figure 3 shows additional results for our reference crystal B23 (semi-insulating) as well as for n -type (B19) and p -type (B28) samples. Following our former research,⁸ the various MCD features are referred to as P_1, P_2, \dots, P_5 (or 1..5 for short). Band P_1 is associated with the major MCD band peaking at ~ 1.17 eV (9500 cm^{-1}). As expected, samples B19 and B28 indeed present a completely different behavior. Below 1.05 eV [Fig. 3(a)] the former shows only P_2 , whereas the latter presents two major bands, P_3 and P_4 , and a relatively sharp negative peak, P_5 . A Gaussian analysis actually strongly suggests the presence of an additional broad component, P_6 , on the high-energy side of P_4 . We assigned⁸ P_5 to the $^3A_2 \rightarrow ^1E$ spin-forbidden band of V^{3+} on the basis of its sharpness and negative MCD. It is quite remarkable (Fig. 3) that the MCD spectra of samples B19 (multiplied by 1.4) and B23 superimpose each other in the regions of bands P_1 and P_2 . This confirms our earlier findings⁸ with two other crystals (B16 and B21), and we assign both bands to V^{2+} .

The low-energy MCD of sample B23 is clearly (Fig. 3) a linear combination of those of the two model compounds. The relative strength of P_4 (and P_3) in B28 and B23 is found to be 6 [Fig. 3(a)], in perfect agreement with EPR (Fig. 1), which gives $[V^{3+}] = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ for B23 and $[V^{3+}] = 35 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ for B28.⁴ Concerning the calibration of the MCD P_2 band related to V^{2+} , we have

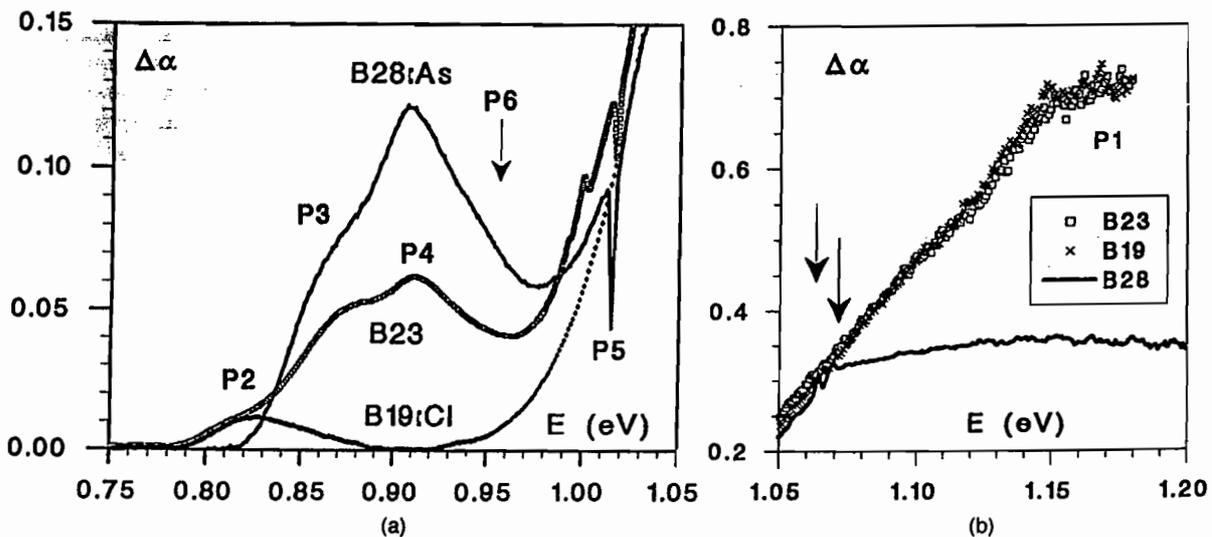


Fig. 3. MCD spectra of samples B28 (codoped As), B19 (codoped C2), and B23 under a magnetic field of 2.5 T at 1.4 K. $\Delta\alpha$ is expressed in inverse centimeters: (a) low-energy region, (b) high-energy region. The ordinate scales apply to sample B23. For comparison, $\Delta\alpha$ for B19 was multiplied by 1.4, whereas $\Delta\alpha$ for B28 was divided by 3 (see text for discussion).

Table 2. Determination of $[V^{3+}]$ and $[V^{2+}]$ in the Five Crystals Investigated^a

Sample	$[V^{3+}]_{\text{EPR}}$	$[V^{3+}]_{\text{MCD}}$	$[V^{2+}]_{\text{MCD}}$	$R = [V^{2+}]_{\text{MCD}}/[V^{3+}]_{\text{MCD}}$
B16	7	7	3.5	0.5
B19	0	~0	3.2	
B20		~0	4.9	
B21		14	18	1.3
B23	6	6	4.7	0.8
B28	35	35	0	

^aThe calibration of $[V^{3+}]$ from the MCD follows the EPR measurement on sample B28. That of $[V^{2+}]$ results from a conjugation of MCD measurements on bands P_1 and P_2 as well as photo-MCD data on sample B21. Sample B20 was doped with cadmium chloride. The common unit is 10^{15} at cm^{-3} .

proposed⁸ a procedure that rests upon the assumption that the photoconversion process in semi-insulating crystals concerns essentially the V^{2+}/V^{3+} state. We have performed photo-MCD measurements at 1.4 K on a sample (B21) for which bands P_2 and P_4 are of relatively similar strength. We found that a 15-min illumination at $1.06 \mu\text{m}$ with a Nd:YAG laser (10 mW) increases the strength of bands P_4 and P_3 by $8\% \pm 0.4\%$, whereas it decreases that of P_2 by $6\% \pm 2\%$. It is then a simple matter to establish⁸ that the ratio of the relative change of the MCD for P_4 on the one hand to that for P_2 on the other is equal to $R = [V^{2+}]/[V^{3+}] = 1.3 \pm 0.4$. Because $[V^{3+}] = 14 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ for this sample, one therefore finds that $[V^{2+}] = 18 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. MCD provides us with the relative strength of band P_2 for samples B21 and B23; we were thus able to estimate $[V^{2+}] \approx 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ($R \approx 0.8$) for sample B23. We also performed a photo-MCD experiment on B23. It showed a 10% increase of P_3 - P_4 under an illumination at $1.06 \mu\text{m}$. Unfortunately, we could not reliably estimate the relative change of P_2 because the expected absolute change is only twice the noise level and because bands P_2 and P_3 overlap slightly [compare B19 and B28 in Fig. 3(a)]. Table 2 presents our overall concentrations results for six crystals investigated in the course of this study or of our previous study.⁸ Our model is predictive, and Fig. 4 shows the MCD spectra expected in the low-energy region for various R ratios. Although the absolute scale obviously depends on $[V^{2+}] + [V^{3+}]$, the shape (at 1.4 K) rests solely on R .

We note that band P_5 for B23 is preceded [Fig. 3(a)] by two weak positive MCD features at 8020 cm^{-1} (0.994 eV) and 8080 cm^{-1} (1.002 eV). Whether they are associated with spin-forbidden lines of V^{2+} or are origin lines for spin-allowed transitions is presently unknown. We have of course verified that the nominally undoped crystal (L825) did not show any of the features $P_1 \dots P_6$ discussed here.

In the higher-energy region [Fig. 3(b)], one may wonder whether band P_1 is present to a certain extent for sample B28. With normalization of the MCD spectra of B28 and B23 for bands P_3 - P_4 , it is seen that the MCD of B28 at 1.17 eV is only 25% of the intensity of band P_1 . Furthermore, the MCD shape is very different for the two materials, and B28 shows two additional MCD lines [see ar-

rows in Fig. 3(b)]. We confirm therefore that B28 contains either none or a negligible amount of V^{2+} . The MCD features at higher energies are presumably related to arsenic.

B. Absorption and Photoabsorption

Our measurements were performed on a Cary 05E spectrometer. For photoabsorption experiments, the crystal at thermal equilibrium is cooled down to 80 K in a cold finger cryostat and a first spectrum (called *init*) is taken. The crystal is then illuminated 10 min *in situ* (nothing moves) with the spectrometer at a wavelength λ_1 , and a second spectrum " λ_1 " is taken immediately after the illumination is switched off. The procedure is repeated for several decreasing illuminating wavelengths $\lambda_2 \dots$. We interest ourselves in differences (noted " $\lambda_1 - \text{init}$ " or " $\lambda_n - \lambda_{n-1}$ ") between successive spectra. Finally, the illumination at $1.55 \mu\text{m}$ is repeated at the end of the experiment.

Figure 5 shows the absorption spectrum at 80 K of sample B23 as well as those for the two model compounds B19 and B28. This figure confirms that these last two spectra do represent two extreme situations that bear no resemblance to each other. Band 5 is too weak to be detected in optical absorption, but bands 2-4 are clearly observed. We note that band 6 (approximately 0.96 eV), which seemed to be necessary to understand the MCD spectrum of sample B28, is now clearly seen in its absorption spectrum. Cooling the crystals from room temperature to liquid-nitrogen or liquid-helium temperature results in a very clear blue shift of at least 40 meV (300 cm^{-1}) and in a noticeable sharpening of the major absorption components, thus revealing an important role of phonon broadening. We note that the absorption spectrum of B23 is qualitatively similar to that reported in Refs. 6, 8, and 10.

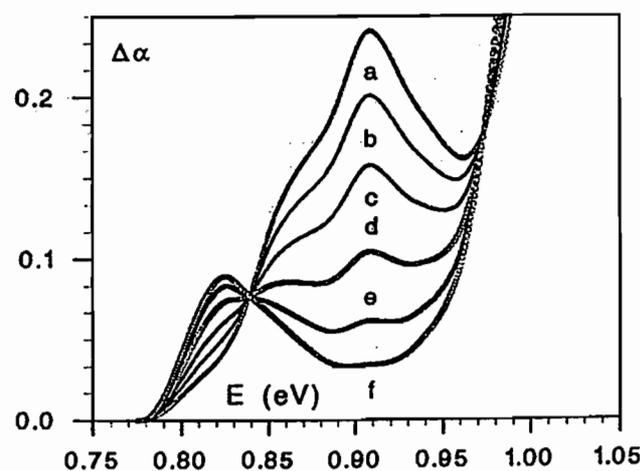


Fig. 4. Predicted MCD spectra at 1.4 K and under 2.5 T according to the ratio R of $[V^{2+}]$ and $[V^{3+}]$. We arbitrarily assumed a total vanadium concentration T of 35 (unit, 10^{15} cm^{-3}). From top to bottom at 0.91 eV, the various curves stand for values of R : (a) 0.5, (b) 0.8, (c) 1.3, (d) 2.5, (e) 5, and (f) 10. We computed these by combining those for B19 ($[V^{2+}] = 3.2$) and B28 ($[V^{3+}] = 35$) with the weighting factors $(T/3.2) * R/(1 + R)$ and $(T/35)/(1 + R)$, respectively.

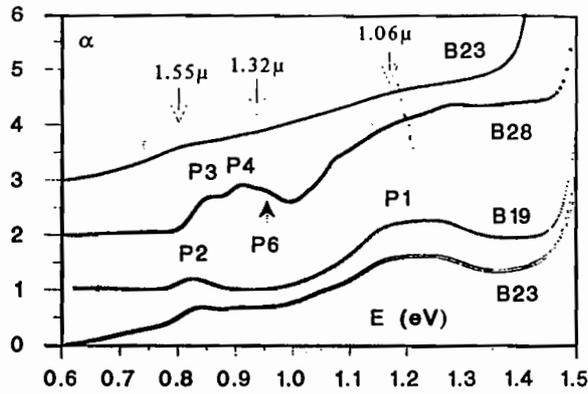


Fig. 5. Absorption spectra of samples B28, B19, and B23 at 80 K (three lower curves) and B23 at room temperature (upper curve). α is expressed in inverse centimeters. For clarity, the residual absorption at 0.6 eV was subtracted from each of the curves; they were then translated by 1 cm^{-1} from one another at the same energy. The numbering of the various features is the same as that shown in Fig. 1. Note that, although taken from the same ingot, the B19 sample used for absorption is of a much better quality (no scattering) than that examined in our earlier study.⁸

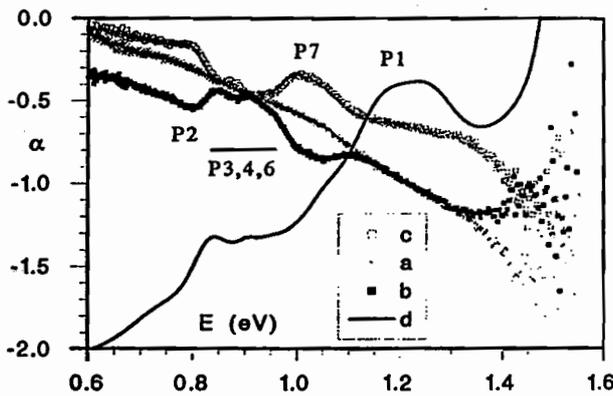


Fig. 6. Photoabsorption results for sample B23 at 80 K. Spectrum a stands for the difference of absorbance (multiplied by 20, "1.32 - init" (see Subsection 3.B for explanation). Spectrum b deals with "1.06 - 1.32," whereas spectrum c is associated with "1.55b - 1.06." The absorption spectrum (shifted by -2 cm^{-1}) is also given (d) for comparison.

Absorption spectra in the low-energy region could in principle be analyzed in a fashion similar to MCD spectra analysis. This is, however, very difficult because the absorption features eventually superimpose over an energy-dependent background, which is presumably due in part to scattering. Beyond its sensitivity, an additional advantage of MCD over absorption is that $\Delta\alpha/\alpha$ is much stronger for bands P_3 - P_4 than for band P_2 , with the former thus sometimes being hardly resolved in the absorption spectrum.^{6,10-12}

Figure 6 shows photoabsorption data (on sample B23), for the first time to our knowledge. Illumination was of course carried out with those wavelengths used for photorefractive¹³ or photo-EPR experiments.² The difference spectra "1.55a - init" and "1.32 - 1.55" [see Fig. 6(a)] show essentially a monotonic behavior. By con-

trast, a further illumination at $1.06 \mu\text{m}$ leads to a significant increase of bands P_3 , P_4 (but also P_6) and a decrease of band P_2 [Fig. 6(b)]. Our results also indicate that component P_7 (0.98-1.10 eV), which is seen in our absorption spectrum at 80 K [Fig. 6(d)] as well as in that at 6 K (Ref. 12), behaves like band P_2 in this process and is therefore probably correlated with the presence of V^{2+} . A further illumination at $1.55 \mu\text{m}$ ["1.55b - 1.06" in Fig. 6(c)] reverses the situation. These data are in excellent agreement with the experimentally observed dominance (see Sections 2 and 5) of hole carriers at $1.55 \mu\text{m}$ and electron carriers at $1.06 \mu\text{m}$. Somewhat surprisingly, illumination has no marked effect on band P_1 .

4. PHOTOCONDUCTIVITY STUDIES

Concerning the experimental point of view, particular care was devoted to providing the samples with closely spaced (1-2 mm) stable ohmic contacts and to achieve preliminary electrical and photoelectrical characterization. Two kinds of measurements, among those that were performed, are presented here: (i) temperature dependence of steady-state PC gain at the intrinsic maximum (band-to-band excitation) and (ii) steady-state spectral response of the PC at constant photon flux, for varying temperature.

A. Dependence of the Intrinsic Photoconductivity Gain on Temperature

We obtained the temperature dependence of the photocurrent by plotting the saturation value of the PC of the sample under continuous monochromatic illumination. The maximum intrinsic (band-to-band) PC near the absorption edge occurs for the wavelength $\lambda = \lambda_{\text{max}}$, corresponding to an absorption constant, $\alpha_{\text{max}} \sim 1/d$, where d is the thickness of the specimen.¹⁴ During the temperature scan, λ_{max} was continually adjusted to achieve the maximum photoresponse, so that the optical generation rate of photocarriers $\alpha_{\text{max}}\Phi_0 = \Phi_0/d$ (where Φ_0 is the incident photon flux) is temperature independent.

The general equation expressing the PC,¹⁴ from a phenomenological point of view, is

$$i_{\text{ph}} = AEq(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)\alpha\Phi_0, \quad (1)$$

where i_{ph} is the steady-state photocurrent; q , the electronic charge; A , a constant depending on the geometry of the sample; E , the electric field; α , the absorption coefficient; and Φ_0 , the incident photon flux, corrected for reflection losses. Here μ_n , μ_p denote, as usual, the drift mobilities of the free photoelectrons and photoholes, respectively, and τ_n and τ_p denote their lifetimes, respectively.

It is convenient to consider the intrinsic PC in terms of a gain G , which is defined as the number of charge carriers passing between the electrodes for each photon absorbed per second.¹⁵ This can be written in the form

$$i_{\text{ph}} = qAEG\alpha\Phi_0 \quad (2)$$

if one wants to express the PC gain independent of the experimental conditions (size of the sample, electric field).

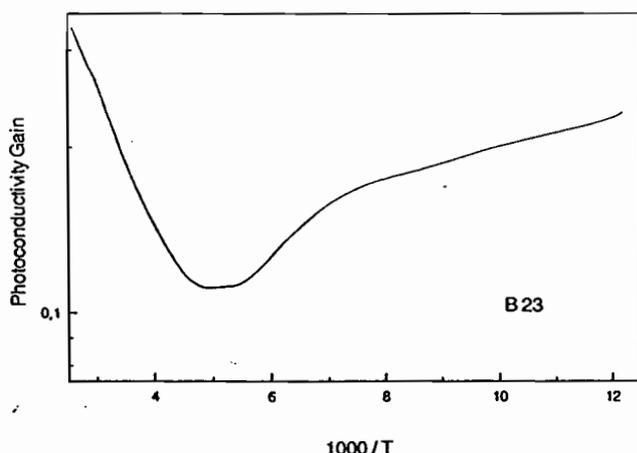


Fig. 7. Thermal dependence of the PC gain for sample B23. The ordinate unit is arbitrary.

The gain G , which can also be considered as a kind of photosensitivity,¹⁵ is a crucial parameter and is found to be equal, at room temperature, to ~ 0.35 for sample B23. Comparison of Eqs. (1) and (2) shows that

$$G = \mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p \quad (3)$$

and depicts a material property in terms of the $\mu\tau$ product.

It appears that the thermal variation of PC gives the temperature dependence of the product $\mu\tau$.

Figure 7, obtained for specimen B23, shows that the gain increases fairly exponentially with $1/T$ (with two activation energies of approximately 20 and 5 meV for measurements roughly below 180 K, which is close to the Debye temperature [158 K (Ref. 16)]. If one assumes that the variation of the gain in this temperature range is due mainly to the lifetime; with that of the mobility being considered negligible, then these activation energies may correspond to acoustic phonons (~ 5 meV) and to optical phonons (~ 20 meV), in agreement with the values found in Ref. 17.

Above 200 K, in contrast, a decrease is observed when $1/T$ increases, with an activation energy of 63 meV. This may be explained by the fact that in this range of temperature the V^{2+}/V^{3+} levels empty, making the recombination centers less active and permitting the increase of the free-electron lifetime.

It is noteworthy that the variation of the PC gain varies moderately with temperature, less than a factor of 4, and modulates, as is shown below, the spectral responses at temperatures higher than 180 K.

B. Spectral Response of Steady-State Photoconductivity at Room Temperature

The steady-state PC spectra were measured at ~ 300 K for samples B23 (CdTe:V), B28 (CdTe:V, As), and B19 (CdTe:V, Cl), as well as for the undoped specimen L825. The curves shown in Fig. 8, as well as those that are presented from here on, were normalized versus the photon flux, which was approximately constant (between 5×10^{12} and 3×10^{13} $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

The first noteworthy point is the sharpness of the peak corresponding to intrinsic PC. This is due to the steepness of the fundamental absorption edge of CdTe owing to the direct band-gap character of the optical transition. The strong decrease on the high-energy side of the spectrum indicates strong surface recombination.

The second point to note is the fact that the undoped crystal shows only the sharp peak at ~ 1.5 eV. Thus, independent of MCD, PC measurements tell us that the bands between 0.7 and 1.4 eV, observed for doped crystals, are really correlated with the presence of vanadium. Quite naturally, these bands bear a close resemblance to those found in the absorption spectra.^{3,6,18}

A final point, of great interest, is that sample B19, which contains essentially V^{2+} , shows only a weak PC at room temperature in a spectral region (at ~ 0.8 eV), where B28 (V^{3+}) gives a large signal. The PC band at lower energies in Fig. 8 must therefore be labeled P_3 to maintain consistency with our MCD assignment to V^{3+} (Fig. 3). The largest contribution to the PC of B19 is found to occur above 1.0 eV and to extend to as high as 1.4 eV, in good agreement with our assignment⁸ of the spectral features in this region to the photoionization of V^{2+} . Finally, the shift of band P_3 from 0.82 eV in Fig. 8 to 0.87 eV in Fig. 3 is thought to be related to the blue shift observed in absorption upon cooling. A small difference in calibration may also exist among the monochromators used in the different laboratories.

C. Spectral Response of Steady-State Photoconductivity at Variable Temperature

Detailed steady-state PC measurements were carried out for a series of temperatures on the semi-insulating sample B23. For clarity only three spectra are shown in Fig. 9. The modification of the intrinsic spectrum results from the temperature dependence of the band gap and of the PC gain G . We found a linear shift of its maximum of approximately 0.46 meV/K, in good agreement with that of the literature.¹⁹ A similar figure was found in the

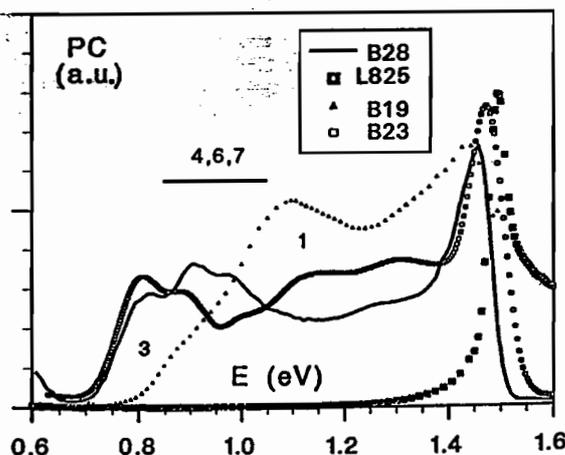


Fig. 8. Steady-state PC spectra at room temperature of Cl-codoped (B19), As-codoped (B28), and semi-insulating (B23) CdTe:V crystals. The spectrum of an undoped sample (L825) is also shown for comparison. Because the various spectra were taken between 290 and 320 K, one can observe a slight shift of the maximum of intrinsic PC.

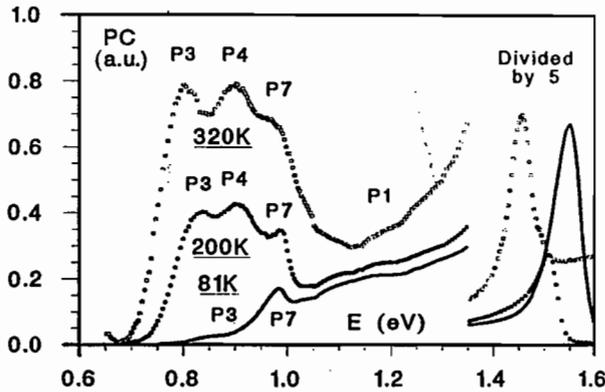


Fig. 9. Temperature dependence of the normalized steady-state PC for sample B23. Note that PC for $E \geq 1.35$ eV was divided by 5, so as to magnify the low-energy and highly structured sections.

course of similar measurements on other samples. Comparison of spectrum labeled 320 K with that of B23 of Fig. 8, obtained at 294 K, shows that the shift in energy of the maximum, of approximately 10 meV, indeed corresponds to that predicted by the law just mentioned. For energies higher than the band gap we can observe that the surface recombination is less important at 320 K than at room temperature. Here also, the magnitude of the maximum follows the temperature dependence of G , shown in Fig. 7. G is minimum at 200 K and is about 2 times higher at room and liquid-nitrogen temperatures, in agreement with our previous findings.

As for the temperature dependence of the extrinsic part in the most interesting low-energy region, the labeling of the resolved features follows that used for MCD (Fig. 3) and absorption (Figs. 5 and 6). The decrease of their magnitude between 320 and 200 K follows roughly that of the gain. Below 200 K, however, the change is drastic, and band P_3 has almost vanished at 81 K. Its width does not appear to vary significantly, and its height was found to follow $\exp(-W/k_B T)$, with $W \sim 30$ meV. Band P_3 also suffers a clearly observable linear energy shift of 0.23 meV/K, i.e., exactly half that of the band gap. In contrast with the above results, the positions of bands P_7 and P_4 (Fig. 9) are temperature independent. At 81 K, band P_4 occurs as a weak shoulder between P_3 and P_7 .

5. PHOTOREFRACTIVE MEASUREMENTS

A. Experimental Arrangement

Photorefractive performances of sample B23 are analyzed in a two-beam-coupling experiment. The measurement of the strength of the photorefractive energy transfer gain from a pump beam toward a probe beam (from which we deduce the photorefractive gain Γ) as a function of the grating spacing provides two important parameters of the photorefractive effect: the electron-hole competition coefficient ξ_0 , and the inverse of the Debye screening length k_0 (i.e., the effective trap density N_{eff}).²⁰ The expression of the gain with the grating spacing Λ (or grating wave number $k = 2\pi/\Lambda$), when one considers that the electron-hole competition factor is independent of the

grating spacing, as is usually assumed in semiconductors, is^{21,22}

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3 r_{\text{eff}} k_B T}{\lambda \cos \theta} \frac{\xi_0 k}{e (1 + (k^2/k_0^2))}, \quad (4)$$

with $k_0^2 = [e^2/(\epsilon k_B T)] N_{\text{eff}}$. θ is the half-angle between the beams inside the crystal; n_0 , the linear refractive index of the material; r_{eff} , the effective electro-optic coefficient that depends on the crystal and the beam polarization orientations,²³ and ϵ , the dielectric constant. All these parameters are known from the literature.

The two experimentally determined parameters (ξ_0 and N_{eff}) depend on the deep-level characteristics through the well-known expressions²²

$$N_{\text{eff}} = \frac{[V^{2+}][V^{3+}]}{[V^{2+}] + [V^{3+}]}, \quad \xi_0 = \frac{S_n[V^{2+}] - S_p[V^{3+}]}{S_n[V^{2+}] + S_p[V^{3+}]},$$

to which we add the linear absorption of the crystals $\alpha = S_n[V^{2+}] + S_p[V^{3+}]$. We consider here the optical generation of electrons and holes from V^{2+} and V^{3+} , respectively, with photoionization cross sections S_n and S_p .

The measurements are performed at the three wavelengths of 1.06 μm (1.17 eV), 1.32 μm (0.94 eV), and 1.55 μm (0.8 eV), given by two diode-pumped Nd:YAG lasers and a laser diode, respectively. The photorefractive gain is verified to be saturated with respect to the illumination for each wavelength. The absence of absorption gratings is checked by use of the symmetry properties of photorefractive gain. We measure the energy-transfer direction and then the sign of ξ_0 for the different wavelengths. By a direct measure of both the sign of the Pockels effect and the photorefractive gain relative to a fixed reference direction,²⁴ we determine that electrons are the majority carriers ($\xi_0 > 0$) at 1.06 μm , as was already measured on two other CdTe samples in previous studies.^{25,26}

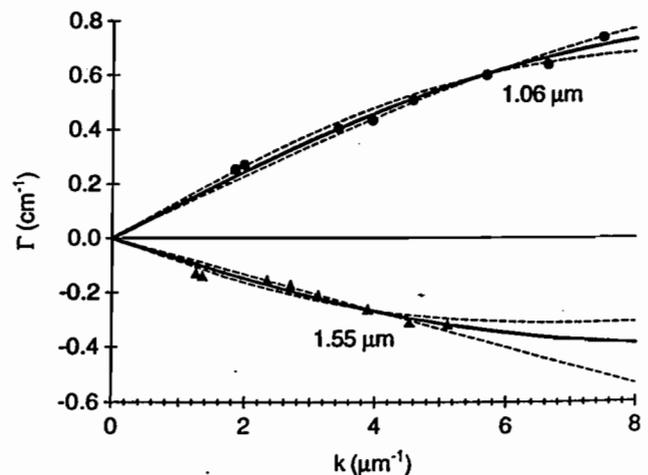


Fig. 10. Experimental photorefractive gain as a function of the grating spacing at wavelengths $\lambda = 1.06$ μm (\bullet) and 1.55 μm (\blacktriangle) for CdTe sample B23. The solid curves denote the best theoretical adjustments. The dashed curves represent the adjustment with $\sigma = 2\sigma_{\text{min}}$. The photorefractive gain at 1.32 μm is nearly zero.

The CdTe:V sample (B23) is cut with a [111] face, (111) direction along the beam propagation direction. Other faces were [110], i.e., (110) direction along the beam polarization and [11 $\bar{2}$], i.e., (11 $\bar{2}$) direction along the grating wave vector. With this geometry, the effective electro-optic coefficient is $r_{\text{eff}} = \sqrt{2/3}r_{41}$.

B. Experimental Results

Variation of the measured photorefractive gain Γ_m with the grating spacing is shown in Fig. 10. A high photorefractive gain (with opposite sign) is measured at 1.06 and 1.55 μm , whereas it is nearly zero at 1.32 μm . The adjustment of the experimental points by the theoretical curve gives us the two parameters ξ_0 and N_{eff} (except for $\lambda = 1.32 \mu\text{m}$, where we have only $\xi_0 \approx 0$). These adjustments are conducted with the same value of $r_{41} = 5.5 \text{ pm V}^{-1}$ (Refs. 18 and 27) for the three wavelengths and a refractive index of $n_0(\lambda = 1.06 \mu\text{m}) = 2.82$ and $n_0(\lambda = 1.55 \mu\text{m}) = 2.74$.²⁷ To obtain an estimate of the accuracy, we define the quadratic error between the experimental points $\Gamma_m(k_i)$ (at grating wave number k_i) and the theoretical value $\Gamma(k_i)$ as

$$\sigma^2(k_0, \xi_0) = \sum_i [\Gamma_m(k_i) - \Gamma(k_i)]^2. \quad (5)$$

We calculate the $\xi_0 = f(k_0)$ that minimize σ for a fixed k_0 . We also calculate the minimum σ parameter, obtained for $\bar{\xi}_0$ and \bar{k}_0 and denoted σ_{min} . We consider that k_0 is within the uncertainty domain when $\sigma[k_0, f(k_0)]$ is less than $2\sigma_{\text{min}}$. We find that

At 1.06 μm , $\bar{k}_0^2 = 166 \mu\text{m}^{-2}$ and $\bar{\xi}_0 = 0.84$, with $100 < k_0^2 < 300 \mu\text{m}^{-2}$ (which gives an uncertainty of 100%), and $0.78 < \xi_0 < 0.93$ (which gives an uncertainty of 18%);

At 1.55 μm , $\bar{k}_0^2 = 109 \mu\text{m}^{-2}$ and $\bar{\xi}_0 = -0.82$, with $50 \mu\text{m}^{-2} < k_0^2$ (no upper limit of the value of k_0^2 can be determined), and $-0.94 < \xi_0 < -0.71$ (which gives an uncertainty of 28%).

We can see that if the electron-hole competition is strong at 1.32 μm ($\xi_0 \approx 0$), giving full compensation, it is rather low at 1.06 μm , where dominant carriers are electrons, and at 1.55 μm , where dominant carriers are holes. We note that the photorefractive measurements are consistent with the photoabsorption ones.

6. GENERAL DISCUSSION

A. Spectroscopic Assignments

We recall that the spectral distribution of the photocurrent $I_{\text{ph}}(h\nu)$ in the extrinsic region is given by the sum of the overall possible transitions (including crystal-field transitions $d \rightarrow d^*$ with subsequent thermally stimulated $d^* \rightarrow \text{CB}$ transitions, where CB denotes conduction band) involving a certain number of impurity levels:

$$i_{\text{ph}}(h\nu) = qAE\Phi_0 \sum_i N_i [f_i S_{ni}(h\nu) \mu_n \tau_n + (1 - f_i) S_{pi}(h\nu) \mu_p \tau_p], \quad (6)$$

where N_i are the concentrations of the levels, f_i is the occupation rate of the i th level; $S_{ni}(h\nu)$ and $S_{pi}(h\nu)$ are the

photoionization cross sections of transitions from the i th level to the conduction band and from the valence band to level i . Here also A is a constant, depending on the geometry of the sample, and E is the applied electric field. Equation (4) derives from the fact that the optical emission rate is $e_o^n(h\nu) = S_o^n(h\nu) \Phi_o(h\nu)$ and from the basic equation $dn/dt = e_o^n N_i f_i$.¹⁴

The detailed assignment of the absorption spectrum of CdTe:V is still controversial. For example, the strongest absorption features above 1 eV were alternatively assigned without very convincing justification to V^{2+} (Refs. 3 and 11) or to V^{3+} (Ref. 6), whereas the weakest ones below 1 eV were assigned exclusively to V^{2+} (Ref. 3) or to both V^{2+} and V^{3+} (Ref. 11). As we show here, the measured spectrum obviously depends on the relative amounts of V^{2+} and V^{3+} in the investigated specimen. We found band P_2 in the same position in the low-temperature MCD (1.4 K, Fig. 3) and in the absorption (80 K, Fig. 5) spectra of sample B19 (basically V^{2+}). Furthermore, the band is absent in the room-temperature PC spectrum in the same sample (Fig. 8). We therefore confirm our earlier assignment⁵ of P_2 to a transition having a dominant internal character [${}^4A_2({}^4F)$ excited state]. By contrast, band P_7 (Fig. 6), which is correlated with V^{2+} in view of the photoabsorption but which also shows up as a relatively sharp feature in the PC spectrum at liquid-nitrogen temperature (Fig. 9), is assigned to a transition to an excited state [${}^4T_1({}^4P)$], which is resonant with the conduction band.^{3,28} These attributions for the spin-allowed bands of V^{2+} appear to be a clear confirmation of the previous ones.¹⁰

Band P_1 , which occurs at ~ 1.15 eV in the MCD and absorption spectra of B19 and B23, is absent (or at best too weak to be detected) in those of B28. The same situation appears to hold in the case of PC (Fig. 8), and we therefore confirm our initial⁸ assignment of the band to the photoionization of V^{2+} with an optical threshold at ~ 0.95 eV. Admittedly, however, one very puzzling and yet unexplained point is the absence of a clear photochromism for this band when crystal B23 is illuminated at either 1.55 or 1.06 μm . We also note that our interpretation for P_1 differs from those given in Refs. 5 and 29, whose authors prefer the alternative assignment to the photoneutralization of V^{3+} in view of the luminescence excitation spectrum of their crystals. At least part of those authors' arguments, however, is based on the fact that the stable existence of V^{2+} was doubtful at the time, a fact that is now contradicted by MCD in the case of our semi-insulating or n -type samples.

Our low-energy MCD results for B28 (bands P_3 , P_4 , and P_6) bear a very close resemblance to those found for V^{3+} , when it was substituted for Ga in GaAs (Ref. 30), and were assigned to the ${}^3A_2 \rightarrow {}^3T_1$ internal transition. The same assignment was also proposed in Refs. 5 and 29 in view of the ${}^3T_2 \rightarrow {}^3A_2$ luminescence band (threshold at ~ 0.54 eV) and its excitation spectrum. As compared with GaAs, the crystal-field parameter Dq is smaller in the case of CdTe because the 3T_1 state appears to be below 1E (located by MCD). Although consistent with Tanabe-Sugano diagrams,³¹ the assignment of the three MCD features to a purely internal transition is not completely satisfying. In the case of pure d orbitals for

the d^2 configuration, theory predicts³² a negative MCD for the spin-forbidden line (as observed) and an S-shaped MCD (due to spin-orbit coupling) for the spin-allowed transition. This is indeed the situation that results for the isoelectronic d^2 ions Mn^{5+} (Ref. 32) and Ti^{2+} (Ref. 6) in tetrahedral symmetry. At this stage, we stress that the considered internal transition corresponds to a transfer of an electron from the vanadiumlike e orbital to the t_2 orbital, which strongly hybridizes with the host. The ligand-field picture is therefore not fully appropriate. An explanation of the different behavior of V^{3+} and Ti^{2+} requires theoretical research.

The blue shift (half that of the band gap) of P_3 under cooling implies its assignment to the $VB \rightarrow d^2$ charge-transfer process where VB denotes valence band. The complex temperature dependence of PC, however, is not yet understood.

In summary, the occurrence of two complementary processes in the P_3 - P_6 region are proposed: (i) photoneutralization of V^{3+} leading to hole conductivity and (ii) crystal-field transition (${}^3A_2 \rightarrow {}^3T_1$) of V^{3+} , with subsequent thermally stimulated ${}^3T_1 \leftrightarrow CB$ transfers (electron conductivity).

B. Photoionization Cross Sections

The insertion of vanadium in CdTe creates a deep level that corresponds to the two charge states V^{2+}/V^{3+} . These two charge states are responsible for the absorption and, as shown in the PC measurements, for the photogeneration of charge carriers at room temperature. The latter condition is a necessary one if the defect is to be the source of the photorefractive effect. The concentration in the two vanadium species is given by the EPR experiment and by the MCD measurements described in Sections 2 and 3. The EPR experiment gives us $[V^{3+}] \sim 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, whereas the MCD allows us to determine $[V^{2+}] \sim 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (Table 2).

The use of these two values gives, for the effective trap density, $N_{\text{eff}} \sim 2.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, from which we deduce $k_0^2 \sim 200 \mu\text{m}^{-2}$, which corresponds to the experimental values.

Now, from ξ_0 and considering that the value of the absorption α (Fig. 5), corrected from a constant background absorption, is due only to a process that creates electrons and holes from a single defect under two charge states (V^{2+}/V^{3+} here), we deduce the two products $\alpha_n = S_n[V^{2+}]$ and $\alpha_p = S_p[V^{3+}]$ for each wavelength [using $\alpha_n = (\alpha/2)(1 + \xi_0)$ and $\alpha_p = (\alpha/2)(1 - \xi_0)$]. These values, together with the concentrations given in Table 2 above, allow us to calculate the photoionization cross sections. The ratio of electron and hole absorptions (α_n/α_p), and thus the ratio of the photoionization cross section, is given by the electron-hole competition coefficient only, whereas the absolute value of cross sections is determined by the value of the absorption α of the crystal.

We then deduce the following:

At $1.06 \mu\text{m}$: ($\alpha = 1.6 \text{ cm}^{-1}$), $S_n \sim 2.9 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $S_p \sim 2.2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$;

At $1.32 \mu\text{m}$: ($\alpha = 0.85 \text{ cm}^{-1}$), $S_n \sim 8.6 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$, $S_p \sim 7.2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$;

At $1.55 \mu\text{m}$: ($\alpha = 0.58 \text{ cm}^{-1}$), $S_n \sim 1.1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$, $S_p \sim 8.8 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$.

The trends of these results correspond to the ones previously published.³³ We have a monotonic decrease of S_n with increasing wavelength, whereas S_p shows a maximum in the 1.3 - 1.5 - μm region of the spectra, as already observed. The orders of magnitude for these cross sections are also kept, compared with the ones given in Ref. 33. The assumption that we use in our interpretation of the experimental results, that all of the absorption contributes to charge generation, is perhaps not totally warranted because of inadequate correction of the background or because of the presence of internal transitions. For example, our experimental data were processed assuming a constant background of absorption (considering the crystal absorption to be zero at $\lambda = 2 \mu\text{m}$) for ease of use. Nevertheless, even if this assumption is not totally warranted, the results remain qualitatively the same; only the exact values of cross sections vary, and the features and the ratio of the photoionization cross sections remain the same.

7. CONCLUSION

In summary, we have performed a large number of spectroscopic experiments as well as photorefractive measurements in CdTe:V crystals with the goal of identifying the defect responsible for the photorefractive effect. We have extended earlier MCD studies and have further illustrated the use of the technique to monitor $[V^{2+}]$ and $[V^{3+}]$ simultaneously. Photoabsorption results are reported, for the first time to our knowledge. They confirm MCD and photo-MCD assignments. Furthermore, they indicate the existence of new features at $\sim 0.95 \text{ eV}$ (band P_6 , V^{3+} related) and 1 eV (band P_7 , V^{2+} related).

The spectral response of the steady-state PC of CdTe:V has been determined for n -type (Cl-doped), p -type (As-doped), and semi-insulating (sample B23) V-doped crystals and has been compared with that of an undoped one. These results confirm that vanadium is indeed the dominant carrier donor. They are consistent with MCD, which shows no noticeable feature for the undoped sample. Most of the bands found in MCD and absorption (except P_2) were found to be responsible for the generation of free carriers, a necessary condition for them to have an influence on the photorefractive effect. The thermal dependence of PC has also been measured for sample B23. The position of the various bands at 81 K correlates well with MCD (1.4 K) and absorption (80 K) results. Although their temperature dependence (shift, intensity) is not fully understood, it indicates that internal ($d \rightarrow d^*$) transitions are presumably followed by a subsequent thermally stimulated $d^* \rightarrow CB$ transfer.

The semi-insulating CdTe sample B23 has also been the object of a detailed photorefractive investigation. It demonstrates the predominance of hole carriers at $1.55 \mu\text{m}$ and electron carriers at $1.06 \mu\text{m}$, in excellent agreement with the photoabsorption results. Electron-hole competition is very strong at $1.32 \mu\text{m}$, leading to a complete cancellation of ξ_0 (corresponding to equal generation

of electrons and holes, $\alpha_n = \alpha_p$). The measured effective trap density was found to be in accord with the $[V^{2+}]$ and the $[V^{3+}]$ concentrations determined by MCD and EPR. Using the measured room-temperature absorption coefficient at each wavelength and the $[V^{2+}]$ and the $[V^{3+}]$ concentrations determined by MCD and EPR, we have also estimated the associated photoionization cross sections at the three studied wavelengths and have found them to be consistent with those published previously. Moreover, the self-consistency of our results gives very strong support to the correctness of our concentration determinations.

In sum, although it is well established that CdTe crystals may contain a large variety of defects,³⁴ it appears that most of our present physical results can be understood under the assumption that the photoconversion processes in V-doped crystals predominantly concern the V^{2+}/V^{3+} state. A few experimental facts remain unexplained. This condition applies, in particular, to the absence of a clear change of the absorption above 1 eV for our semi-insulating crystal when it was submitted to an illumination at 1.55 or 1.06 μm . This suggests competing processes and requires additional research. It follows from earlier theoretical considerations^{35,36} and recent³⁷ experimental studies on ZnTe:V that the existence of the acceptor level V^{2+}/V^{3+} relatively close (≈ 0.4 eV) to the conduction band cannot be completely ruled out.

ACKNOWLEDGMENTS

Support for this research by Direction des Recherches Études et Techniques (grant number 94-063) is gratefully acknowledged. We are also indebted to one of the referees for his very stimulating criticism of our manuscript.

REFERENCES

1. Ph. Delaye, L. A. de Montmorillon, H. J. von Bardeleben, and G. Roosen, "Photorefractive wave mixing in undoped liquid encapsulated Czochralski GaAs at 1.5 μm : validation of photorefractive modeling," *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2640 (1994).
2. H. J. von Bardeleben, J. C. Launay, and V. Mazoyer, "Defects in photorefractive CdTe:V: an electron paramagnetic resonance study," *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1140 (1993).
3. R. Schwartz, M. Ziari, and S. Trivedi, "Electron paramagnetic resonance and an optical investigation of photorefractive vanadium-doped CdTe," *Phys. Rev. B* **49**, 5274 (1994).
4. H. J. von Bardeleben, V. Mazoyer, X. Launay, and J. C. Launay, "A comparative electron paramagnetic resonance study of vanadium in *n*-type, semi-insulating and *p*-type CdTe," *Semicond. Sci. Technol.* **10**, 163 (1995).
5. H. J. Schultz and J. Kreissl, "Optical and EPR properties of V and Ti ions in CdTe," *Opt. Mater.* **4**, 202 (1995).
6. P. Christmann, H. C. Alt, D. M. Hofmann, B. K. Meyer, J. Kreissl, R. Schwarz, and K. W. Benz, "Optically detected magnetic resonance investigations on titanium and vanadium ions in CdTe," *Opt. Mater.* **4**, 210 (1995).
7. B. Lambert, M. Gauneau, G. Grandpierre, M. Schoisswohl, H. J. von Bardeleben, J. C. Launay, V. Mazoyer, A. Aoudia, E. Rzepka, Y. Marfaing, and R. Triboulet, "Effective trap concentration in photorefractive CdTe:V and ZnCdTe:V crystals," *Opt. Mater.* **4**, 265 (1995).
8. B. Briat, F. Ramaz, A. Hamri, H. J. von Bardeleben, J. C. Launay, and V. Mazoyer, "Monitoring of V^{2+} and V^{3+} in vanadium-doped CdTe: a combined magnetic circular dichroism and electron paramagnetic resonance approach," *Semicond. Sci. Technol.* **10**, 1629 (1995).
9. H. J. von Bardeleben, C. Miesner, J. Monge, B. Briat, J. C. Launay, and X. Launay, "An electron paramagnetic resonance and magneto-optical study of vanadium in Zn_{1-x}Cd_xTe:V," *Semicond. Sci. Technol.* **10**, 1 (1995).
10. P. A. Slodowy and J. M. Baranowski, "Absorption spectra of Ti(d^2), V(d^3), and Cr(d^4) ions in CdTe," *Phys. Status Solidi B* **49**, 499 (1972).
11. A. Aoudia, E. Rzepka, A. Lusson, A. Thomson-Carli, D. Schneider, Y. Marfaing, and R. Triboulet, "Crystal growth and characterization of CdTe doped with transition metal elements," *Opt. Mater.* **4**, 241 (1995).
12. E. Rzepka, Y. Marfaing, M. Cuniot, and R. Triboulet, "Deep centres for optical processing in CdTe," *Mater. Sci. Eng. B* **16**, 262 (1993).
13. L. A. de Montmorillon, Ph. Delaye, J. C. Launay, and G. Roosen, "Comparative study of CdTe and GaAs photorefractive performances from 1 μm to 1.55 μm ," *Opt. Mater.* **4**, 233 (1995).
14. J. P. Zielinger and M. Tapiero, "Assessment of deep levels in photorefractive materials by transient photoelectric methods," *J. Phys. (Paris) III* **3**, 1327 (1993).
15. R. H. Bube, *Electronic Properties of Crystalline Solids* (Academic, New York, 1974).
16. J. Jouglar, C. Hetroit, P. L. Vuillermoz, and R. Triboulet, "Influence of growth parameters on CdTe low temperature thermal conductivity," *J. Appl. Phys.* **51**, 3171 (1980).
17. M. S. Kushwaha and S. S. Kushwaha, "Lattice dynamics of ZnTe, CdTe, GaP, and InP," *Can. J. Phys.* **58**, 351 (1980).
18. A. Partovi, J. Millerd, E. M. Garmire, M. Ziari, W. H. Steier, S. B. Trivedi, and M. B. Klein, "Photorefractivity at 1.5 μm in CdTe:V," *Appl. Phys. Lett.* **57**, 846 (1990).
19. A. Muranevich, M. Roitberg, and E. Finkman, "Growth of CdTe single crystals," *J. Cryst. Growth* **64**, 285 (1983).
20. M. B. Klein and G. C. Valley, "Beam coupling in BaTiO₃ at 442 nm," *J. Appl. Phys.* **57**, 4901 (1985).
21. N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state," *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979); "Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling-light amplification," **22**, 961 (1979).
22. F. P. Strohkendl, J. M. C. Jonathan, and R. W. Hellwarth, "Hole-electron competition in photorefractive gratings," *Opt. Lett.* **11**, 312 (1986).
23. J. C. Fabre, J. M. C. Jonathan, and G. Roosen, "43m photorefractive materials in energy transfer experiments," *Opt. Commun.* **65**, 257 (1988).
24. G. Pauliat, M. Allain, J. C. Launay, and G. Roosen, "Optical evidence of a photorefractive effect due to holes in Bi₁₂GeO₂₀ crystals," *Opt. Commun.* **61**, 321 (1987).
25. Ph. Delaye, F. Bignon, G. Roosen, M. Tapiero, J. P. Zielinger, Z. Guellil, J. C. Launay, and V. Mazoyer, "Spectroscopic and photorefractive investigation of vanadium-doped cadmium telluride," *Nonlinear Opt.* **5**, 103 (1993).
26. J. C. Launay, V. Mazoyer, M. Tapiero, J. P. Zielinger, Z. Guellil, Ph. Delaye, and G. Roosen, "Growth, spectroscopic and photorefractive investigation of vanadium-doped cadmium telluride," *Appl. Phys. A* **55**, 33 (1993).
27. D. T. F. Marple, "Refractive index of ZnSe, ZnTe and CdTe," *J. Appl. Phys.* **35**, 539 (1964).
28. E. Rzepka, A. Aoudia, M. Cuniot, A. Lusson, Y. Marfaing, R. Triboulet, G. Brémond, G. Marrakchi, K. Cherkaoui, M. C. Busch, J. M. Koebel, M. Hage-Ali, P. Siffert, J. Y. Moisan, P. Gravey, N. Wolffer, and O. Moine, "Optical and thermal spectroscopy of vanadium-doped CdTe and related photorefractive effect," *J. Cryst. Growth* **138**, 244 (1994).
29. P. Peka, M. U. Lehr, H. J. Schulz, R. Schwarz, and K. W. Benz, "Energy levels of vanadium ions in CdTe," *Appl. Phys. A* **58**, 447 (1994).
30. A. Görger, B. K. Meyer, J. M. Spaeth, and A. M. Hennel, "Identification of spin, charge states and optical transitions of vanadium impurities in GaAs," *Semicond. Sci. Technol.* **3**, 832 (1988).

31. S. Sugano, Y. Tanabe, and H. Kamimura, *Multiplets of Transition Metal Ions in Crystals* (Academic, New York, 1970).
32. F. Ramaz, A. Hamri, B. Briat, V. Topa, and G. Mitroaica, "Magnetic circular dichroism and absorption study of photochromism in Mn-doped $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$," *Radiat. Eff. Defects Solids* **136**, 1009 (1995).
33. G. Bremond, A. Zerrai, G. Marrakchi, A. Aoudia, Y. Marfaing, R. Triboulet, M. C. Bush, J. M. Koebbel, M. Hage-Ali, P. Siffert, and J. Y. Moisan, "Characterization and identification of the deep levels in V doped CdTe and their relationship with the photorefractive properties," *Opt. Mater.* **4**, 246 (1995).
34. W. Stadler, D. M. Hofmann, H. C. Alt, T. Muschik, B. K. Meyer, E. Weigel, G. Müller-Vogt, M. Salk, E. Rupp, and K. W. Benz, "Optical investigations of defects in $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$," *Phys. Rev. B* **51**, 10619 (1995).
35. V. I. Sokolov, "Universal trends of changes in the positions of $(0/+)$ and $(0/-)$ levels of 3d impurities in II-VI compounds," *Sov. Phys. Solid State* **29**, 1061 (1987).
36. C. Delerue, "Théorie des ions de transition dans les semi-conducteurs," Thesis (Université des Sciences et Techniques de Lille, France, 1989), p. 123.
37. P. Peka, M. U. Lehr, H. J. Schulz, U. W. Pohl, J. Kreissl, and K. Irmscher, "Vanadium centers in ZnTe crystals. I. Optical properties," *Phys. Rev. B* **53**, 1907 (1996).

Annexe 3 Résolution de l'équation aux dérivées partielles établissant la dynamique de l'effet photoréfractif en présence d'absorption.

1- Rappel de l'équation aux dérivées partielles.

Rappelons que le problème est entièrement posé sous la forme d'une équation aux dérivées partielles (cf. chapitre III, A.1) :

$$\frac{\partial^2 E_s}{\partial t \partial x} = \frac{E_s e^{-\alpha x}}{\tau_0} \left(\gamma - \frac{\alpha}{2} \right) - \frac{e^{-\alpha x}}{\tau_0} \frac{\partial E_s}{\partial x} - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial E_s}{\partial t} \quad (\text{III.9}),$$

avec comme condition initiale du problème,

$$E_s(x, 0) = E_s(0, 0) e^{-\frac{\alpha}{2} x} e^{\gamma x} \quad (\text{III.10}),$$

et comme condition de bord, la modulation temporelle du faisceau signal $E_s(0, t)$.

Tout d'abord, nous faisons un changement de variable, pour simplifier la forme mathématique du problème, en posant :

$$E_s(x, t) = F(x, t) e^{\gamma x} e^{-\frac{\alpha x}{2}} \quad (\text{A3.1}).$$

L'équation aux dérivées partielles qu'il nous faut résoudre devient ainsi:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t \partial x} = -\gamma \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{e^{-\alpha x}}{\tau_0} \frac{\partial F}{\partial x} \quad (\text{A3.2}),$$

avec la condition initiale à $t=0$ qui devient :

$$F(x, 0) = E_s(x, 0) e^{-\gamma x} e^{\alpha x/2} = E_s(0, 0) \quad (\text{A3.3}),$$

ce qui signifie que,

$$\frac{\partial F}{\partial x}(x,0) = 0 \quad (\text{A3.4}).$$

La condition de bord est quant à elle déjà connue :

$$F(0,t) = E_s(0,t) \quad (\text{A3.5}).$$

2- Résolution de l'équation aux dérivées partielles.

L'équation (A3.2) se résout en utilisant la technique de la transformée de Laplace. Nous notons $\tilde{F}(x,s)$ la transformée de Laplace de $F(x,t)$, avec la condition initiale $F(x,0) = E_s(0,0)$, $\frac{\partial F}{\partial x}(x,0) = 0$ et la condition de bord $\tilde{F}(0,s)$ (transformée de Laplace $F(0,t)$) connue. Nous calculons la transformée de Laplace de l'équation (A.3.2) ce qui nous donne (les fonctions qui suivent dépendent de s si elles sont couronnées par un tilde ou de t si elles ne le sont pas) :

$$\left(s + \frac{1}{\tau_0 e^{\alpha x}} \right) \frac{\partial \tilde{F}}{\partial x} = -\gamma s \tilde{F} + \gamma E_s(0,0) \quad (\text{A3.6}),$$

qui est réécrite sous la forme :

$$\frac{\partial \tilde{F}}{\partial x}(x,s) = -\frac{\gamma s \tau_0 e^{\alpha x}}{1 + s \tau_0 e^{\alpha x}} \tilde{F}(x,s) + \frac{\gamma \tau_0 e^{\alpha x}}{1 + s \tau_0 e^{\alpha x}} E_s(0,0) \quad (\text{A3.7}).$$

La solution de cette équation différentielle en x est :

$$\tilde{F}(x,s) = C(s) \left(\frac{1 + s \tau_0}{1 + s \tau_0 e^{\alpha x}} \right)^{\frac{\gamma}{\alpha}} + \frac{E_s(0,0)}{s} \quad (\text{A3.8}).$$

La constante d'intégration $C(s)$ est déterminée par la condition de bord :

$$\tilde{F}(0,s) = C(s) + \frac{E_s(0,0)}{s} = \tilde{E}_s(0,s) \quad (\text{A3.9}).$$

On se ramène à la transformée de Laplace de $E_s(x,t)$:

$$\tilde{E}_s(x,s) = \left[\tilde{E}_s(0,s) - \frac{E_s(0,0)}{s} \right] e^{-\frac{\alpha x}{2}} e^{\gamma x} \left(\frac{1 + s \tau_0}{1 + s \tau_0 e^{\alpha x}} \right)^{\frac{\gamma}{\alpha}} + \frac{E_s(0,0)}{s} e^{-\frac{\alpha x}{2}} e^{\gamma x} \quad (\text{A3.10}).$$

La solution $E_s(x,t)$ est donc la transformée de Laplace inverse de l'expression (A3.11). Pour trouver cette solution, nous considérons tout d'abord la fonction :

$$\tilde{H}(x,s) = \left(\frac{1}{1+s\tau_0} \right) \left(\frac{1+s\tau_0}{1+s\tau_0 e^{\alpha x}} \right)^{\frac{\gamma}{\alpha}} \quad (\text{A3.11}),$$

et nous notons $H(x,t)$ sa transformée de Laplace inverse. La relation (A3.10) devient alors :

$$\tilde{E}_s(x,s) = e^{-\frac{\alpha x}{2}} e^{\gamma x} \left[\left[\tilde{E}_s(0,s) - \frac{E_s(0,0)}{s} \right] (1+s\tau_0) \tilde{H}(x,s) + \frac{E_s(0,0)}{s} \right] \quad (\text{A3.12}),$$

soit :

$$\begin{aligned} \tilde{E}_s(x,s) = e^{-\frac{\alpha x}{2}} e^{\gamma x} & \left\{ \left[\tilde{E}_s(0,s) - \frac{E_s(0,0)}{s} \right] \tilde{H}(x,s) \right. \\ & \left. + \tau_0 \left[s \tilde{E}_s(0,s) - E_s(0,0) \right] \tilde{H}(x,s) + \frac{E_s(0,0)}{s} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A3.13}).$$

Il est possible de déterminer la transformée de Laplace inverse de l'expression (A3.13), en utilisant les propriétés de la transformation de Laplace et en particulier le théorème du produit (ou théorème de Borel) qui est l'équivalent du théorème de convolution utilisé en transformation de Fourier. Il s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{array}{ccc} \text{Espace de Laplace} & & \text{Espace réel} \\ \tilde{F}_1(s)\tilde{F}_2(s) & \leftrightarrow & \int_0^t F_1(T)F_2(t-T)dT \end{array} \quad (\text{A3.14}).$$

Nous obtenons ainsi :

$$\begin{aligned} E_s(x,t) = e^{-\frac{\alpha x}{2}} e^{\gamma x} & \left[E_s(0,0) \right. \\ & \left. + \int_0^t \left(\tau_0 \frac{\partial E_s}{\partial t}(0,T) + E_s(0,T) - E_s(0,0) \right) H(x,t-T) dT \right] \end{aligned} \quad (\text{A3.15}).$$

Nous avons donc obtenu une expression analytique de la transmission du signal modulé à travers le cristal photoréfractif dans une configuration de mélange deux ondes. Il reste maintenant à déterminer $H(x,t)$.

Nous sommes à la recherche de la transformée de Laplace inverse de la fonction $\tilde{H}(s) = \frac{(1+as)^{\lambda-1}}{(1+bs)^\lambda}$. Nous réécrivons cette fonction comme,

$$\tilde{H}(s) = \frac{a^{\lambda-1}}{b^\lambda} \tilde{F}\left(s + \frac{1}{a}\right) \quad (\text{A3.16}),$$

$$\text{où } \tilde{F}(s) = \frac{s^{\lambda-1}}{\left(s - \frac{b-a}{ab}\right)^\lambda}. \quad (\text{A3.17}).$$

La transformée de Laplace inverse de cette dernière fonction est connue dans les tables [69]. Cette fonction est :

$${}_1F_1\left(\lambda, 1, \left(\frac{b-a}{ab}\right)t\right) \quad (\text{A3.18}),$$

où ${}_1F_1(\alpha, \beta, z)$ est une fonction hypergéométrique confluyente [61], fonctions qui sont aussi connue sous le nom de fonctions de Kummer et qui sont parfois notées $M(\alpha, \beta, z)$.

Nous en déduisons donc que la transformée de Laplace inverse de $\tilde{H}(s)$ est :

$$H(t) = \frac{a^{\lambda-1}}{b^\lambda} e^{-\frac{t}{a}} {}_1F_1\left(\lambda, 1, \left(\frac{b-a}{ab}\right)t\right) \quad (\text{A3.19}).$$

Dans notre cas, c'est à dire. $a = \tau_0$, $b = \tau_0 e^{\alpha x}$ et $\lambda = \frac{\gamma}{\alpha}$, nous obtenons donc finalement :

$$H(x, t) = \frac{e^{-\gamma x}}{\tau_0} e^{-\frac{t}{\tau_0}} {}_1F_1\left(\frac{\gamma}{\alpha}, 1, \left(\frac{e^{\alpha x} - 1}{e^{\alpha x}}\right) \frac{t}{\tau_0}\right) \quad (\text{A3.20}).$$

3- Résolution du cas sans réseau initial.

Pour étudier le cas où il n'y a pas de réseau au départ, il suffit de remplacer les conditions initiales par :

$$E_s(x, 0) = E_s(0, 0)e^{-\alpha x/2} \quad (\text{A3.21}).$$

Dans ce cas, il faut légèrement modifier la fonction $F(x, t)$ en la définissant cette fois ci comme :

$$E_s(x, t) = F(x, t) e^{-\frac{\alpha x}{2}} \quad (\text{A3.22}),$$

sous les conditions initiales :

$$F(x, 0) = E_s(0, 0) \text{ et } \frac{\partial F}{\partial x}(x, 0) = 0 \quad (\text{A3.23}).$$

L'équation aux dérivées partielles devient donc :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t \partial x} = \gamma \frac{e^{-\alpha x}}{\tau_0} F - \frac{e^{-\alpha x}}{\tau_0} \frac{\partial F}{\partial x} \quad (\text{A3.24}).$$

En utilisant le même principe de résolution que précédemment, nous obtenons :

$$E_s(x, t) = e^{-\frac{\alpha x}{2}} e^{\gamma x} \left[\tau_0 E_s(0, 0) H(x, t) + \int_0^t \left(\tau_0 \frac{\partial E_s}{\partial t}(0, T) + E_s(0, T) \right) H(x, t - T) dT \right] \quad (\text{A3.25}),$$

où $H(x, t)$ reste la même fonction.

4- Étude du cas où l'absorption tend vers 0.

Quand l'absorption tend vers zéro, le paramètre $a = \frac{\gamma}{\alpha}$ tend vers l'infini. En posant :

$$z = - \left(\frac{e^{\alpha x} - 1}{e^{\alpha x}} \right) \left(\frac{-t\gamma}{\alpha\tau_0} \right) \xrightarrow{\alpha \rightarrow 0} - \frac{\gamma x t}{\tau_0} \quad (\text{A3.26}),$$

la fonction hypergéométrique confluite utilisé dans la relation (A3.20) devient :

$${}_1F_1 \left(\frac{\gamma}{\alpha}, 1, -z \frac{\alpha}{\gamma} \right) \quad (\text{A3.27}).$$

Or, nous savons que [61] :

$$\lim_{a \rightarrow +\infty} {}_1F_1 \left(a, 1, -\frac{z}{a} \right) = J_0(2\sqrt{z}) \quad (\text{A3.28}).$$

Nous en déduisons que :

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} {}_1F_1\left(\frac{\gamma}{\alpha}, 1, \left(\frac{e^{\alpha x} - 1}{e^{\alpha x}}\right) \frac{t}{\tau_0}\right) = J_0\left(2\sqrt{\frac{\gamma x t}{\tau_0}}\right) \quad (\text{A3.29}),$$

soit finalement :

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} H(x, t) = \frac{e^{-x}}{\tau_0} e^{-\frac{t}{\tau_0}} J_0\left(2\sqrt{\frac{\gamma x t}{\tau_0}}\right) \quad (\text{A3.30}).$$

Ainsi, quand α tend vers zéro 0 et quand il n'y a pas de réseau initial, cas étudié dans la référence [53], nous obtenons grâce aux expressions (A3.25) et (A3.30) :

$$E_s(x, t) = E_s(0, 0)K(t) + \int_0^t \left(\frac{\partial E_s}{\partial t}(0, T) + \frac{E_s(0, T)}{\tau_0} \right) K(t - T) dT \quad (\text{A3.31}),$$

$$\text{où } K(t) = e^{-\frac{t}{\tau_0}} J_0\left(2\sqrt{\frac{\gamma x t}{\tau_0}}\right) \quad (\text{A3.32}).$$

Cette expression est bien celle obtenue dans la référence [53] après correction d'une erreur typographique [56]. Ainsi, notre modèle est-t-il une généralisation de celui de Cronin-Golomb au cas réel d'une absorption non négligeable.

Références.

- [1] C.B. Scruby and L.E. Drain, "Laser ultrasonics : techniques and applications", Adam Hilger Editor, Bristol (UK) (1990).
- [2] E.S. Boltz, C.M. Fortunko, M.A. Hamstad and M.C. Renken, "Absolute sensitivity of air light and direct coupled wideband acoustic emission transducers", *Review of Progress in Quantitative Nondestructive evaluation* **14** (1995) 967.
- [3] E.S. Boltz and C.M. Fortunko, "Determination of the absolute sensitivity limit of a piezoelectric displacement transducer", *Review of Progress in Quantitative Nondestructive evaluation* **15** (1996) 939.
- [4] P.S. Avdeev, Y.D. Berezin, Y.P. Gudakovskii, V.R. Muratov, A.G. Murzin and V.A. Fromzel, "Experimental determination of maximum permissible exposure to laser radiation of 1.54 μm wavelength", *Sov. J. Quantum Electron.* **81** (1978) 137.
- [5] E. Tanguy, "Développement d'un laser verre codopé erbium et ytterbium compact à sécurité oculaire pour des applications de télémétrie", Thèse de doctorat de l'université Paris XI Orsay, 1996.
- [6] J.P. Monchalin, "Optical Detection of Ultrasound", *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics and frequency control*, Vol UFFC-33, No 5, 485 (1986).
- [7] J.W. Wagner and J.B. Spicer, "Theoretical noise-limited sensitivity of classical interferometry", *J. Opt. Soc. Am. B* (1987) 1316.
- [8] A.E. Siegman, "The Antenna Properties of Optical Heterodyne Receivers", *Appl. Opt.* **5** (1966) 1588.
- [9] D. Royer, E. Dieulesaint, "Mesures optiques de déplacements d'amplitude de 10^{-4} à 10^2 Å. Application aux ondes élastiques.", *Revue Phys. Appliquée* **24** (1989) 833.
- [10] J.P. Monchalin and J.P. Héon, "Laser Ultrasonic Generation and Optical Detection with a Confocal Fabry-Perot Interferometer", *Mater. Eval.* **44**, 1231 (1986).
- [11] R.J. Dewhurst and Q. Shan, "Modelling of confocal Fabry-Pérot interferometers for the measurement of ultrasound", *Meas. Sci. Technol.* **5** (1994) 655.

-
- [12] LISOR, Détecteur optique d'ultrasons. UltraOptec inc. 27, rue de Lauzon, Boucherville (Québec) J4B 1E7 Canada.
- [13] J.P. Monchalin, J.P. Héon, P. Bouchard and C. Padioleau, "Broadband optical detection of ultrasound by optical sideband stripping with a confocal Fabry-Perot", *Appl. Phys. Lett.* **55** (1989) 1612.
- [14] Q. Shan, C.M. Chen and R.J. Dewhurst, "A conjugate optical confocal Fabry-Pérot interferometer for enhanced ultrasound detection", *Meas. Sci. Technol.* **6** (1995) 921.
- [14a] M.P. Petrov, S.I. Stepanov, A.V. Khomenko, "Photorefractive crystals in coherent optical systems", Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1991).
- [15] M.P. Petrov, I.A. Sokolov, S.I. Stepanov and G.S. Trofimov, "Non-steady-state photo-electromotive-force induced by dynamic gratings in partially compensated photoconductors", *J. Appl. Phys.* **68** (1990) 2216.
- [16] N. Korneev, P. Rodriguez, B. Sanchez and S. Stepanov, "Non-steady-state photoelectromotive-force based GaAs adaptive photodetectors at 632.8 nm", *Optik* **102** (1996) 21.
- [17] M. Paul, B. Betz and W. Arnold, "Interferometric detection of ultrasound at rough surfaces using optical phase conjugation", *Appl. Phys. Lett.* **50** (1987) 1569.
- [18] Y. Matsuda, H. Nakano and S. Nagai, "Optical Detection of Transient Lamb Waves on Rough Surfaces by a Phase-Conjugate Method", *Jpn. Appl. Phys.* **31** (1992) 987.
- [19] L.E. Adams and R.S. Bondurant, "Wide-field-of-view heterodyne receiver using a photorefractive double phase-conjugate mirror", *Opt. Lett.* **16** (1991) 832.
- [20] H. Nakano, Y. Matsuda, S. Shin and S. Nagai, "Optical detection of ultrasound on rough surfaces by a phase-conjugate method" *Ultrasonics* **33** (1995) 261.
- [21] Ph. Delaye, A. Blouin, D. Drolet and J.-P. Monchalin, "Heterodyne detection of ultrasound from rough surfaces using a double phase conjugate mirror" in *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 3251.
- [22] Ph. Delaye, A. Blouin, L.-A. de Montmorillon, I. Biaggio, D. Drolet, J.-P. Monchalin, G. Roosen, "Detection of ultrasonic vibrations on rough surfaces through the photorefractive effect" in European Symposium on "Lasers, Optics and Vision for Productivity in Manufacturing II." (10-14 Juin 1996, Besançon), Proceeding SPIE N°2782-50.

-
- [23] Yu.O. Barmenkov, V.V. Zosimov, N.M. Kozhevnikov, L.M. Lyamshev and S.A. Sergushchenko, "Investigation of small ultrasonic vibrations by optical dynamic holography techniques", *Sov. Phys. Dokl.* **31** (1986) 817.
- [24] R.K. Ing and J.P. Monchalín, "Broadband optical detection of ultrasound by two-wave mixing in a photorefractive crystal", *Appl. Phys. Lett.* **59** (1991) 3233.
- [25] A. Blouin and J.P. Monchalín, "Detection of ultrasonic motion of a scattering surface by two-wave mixing in a photorefractive GaAs crystal", *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) 932.
- [26] T. Honda, T. Yamashita and H. Matsumoto, "Optical measurement of ultrasonic nanometer motion of rough surface by two-wave mixing in Bi₁₂SiO₂₀", *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** (1995) 3737.
- [27] L.-A. de Montmorillon, I. Biaggio, Ph. Delaye, J.C. Launay, G. Roosen, "Eye safe large field of view homodyne detection using a photorefractive CdTe:V crystal", *Optics Commun.* **129** (1996) 293.
- [28] M.C. Bashaw, M. Jeganathan and L. Hesselink, "Theory of two center transport in photorefractive media for low-intensity, continuous-wave illumination in the quasi-steady-state limit", *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (1994) 1743.
- [29] F.P. Strohkendl, J.M.C. Jonathan, R.W. Hellwarth, "Hole-electron competition in photorefractive gratings", *Opt. Lett.* **11** (1986), 312.
- [30] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.G. Soskin, V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state" et "Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling-light amplification", *Ferroelectrics* **22** (1979) 949.
- [31] J.-M.C. Jonathan, R.W. Hellwarth and G. Roosen, "Effect of applied electric field on the buildup and decay of photorefractive gratings", *IEEE J. Quant. El.* **QE-22** (1986) 1936.
- [32] J.C. Fabre, J.M.C. Jonathan and G. Roosen, " $\bar{4}3m$ photorefractive materials in energy transfer experiments", *Optics. Commun.* **65** (1988) 257.
- [33] J.F. Nye, *Physical properties of crystals* (Clarendon, Oxford, 1957) chapitre 13.
- [34] A.J. Strauss, "The physical properties of cadmium telluride", *Rev. Phys. Appl.* **12** (1977) 167.
- [35] P. Maheswaranathan, R.J. Sladek, and U. Debska, "", *Phys. Rev. B* **31** (1985) 7910.

-
- [36] G. Pauliat, P. Mathey and G. Roosen, "Influence of piezoelectricity on the photorefractive effect", *J. Opt. Soc. Am. B* **8** (1991) 1942.
- [37] P. Günter and M. Zgonik, "Clamped-unclamped electro-optic coefficient dilemma in photorefractive phenomena", *Opt. Lett.* **16** (1991) 1826.
- [38] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *Bell. System. Technical Journal* **48** (1969) 2909.
- [39] Y. Belaud, Ph. Delaye, J.-C. Launay and G. Roosen, "Photorefractive response of CdTe:V under ac electric field from 1 to 1.5 μm ", *Optics Commun.* **105** (1994) 204.
- [40] D.T.F Marple, "Refractive index of ZnSe, ZnTe and CdTe", *J. Appl. Phys.* **35** (1964) 539.
- [41] 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** (1990) 846.
- [42] D.B. Chenault, R.A. Chipman and S.Y. Lu, "Electro-optic coefficient spectrum of cadmium telluride", *Appl. Opt.* **33** (1994) 7382.
- [43] K. Zanio, "Semiconductors and semimetals: cadmium telluride", vol. 13 Academic Press (1978).
- [44] M.B. Klein, "Beam coupling in undoped GaAs at 1.06 μm using the photorefractive effect", *Opt. Lett.* **7** (1984) 350.
- [45] M.B. Klein and G.C. Valley, "Beam coupling in BaTiO₃ at 442 nm", *J. Appl. Phys.* **57** (1985) 4901.
- [46] Ph Delaye, "Étude des non-linéarités photoréfractives dans les composés semi-isolant III-V et II-VI : Influence d'une irradiation électronique", manuscrit de thèse (6 Avril 1993, Orsay).
- [47] L.A. de Montmorillon, Ph. Delaye, J.C. Launay and G. Roosen, "Comparative study of CdTe and GaAs photorefractive performances from 1 μm to 1.55 μm ", *Optical Materials Vol. 4* (1995) 233.
- [48] L.A. de Montmorillon, Ph. Delaye, G. Roosen, H. Bou Rjeily, B. Briat, J.G. Gies, J.P. Zielinger, M. Tapiero, H.J. von Bardeleben, T. Arnoux, J.C. Launay, "Correlations between microscopic properties and the photorefractive response for vanadium doped CdTe", *J. Opt. Soc. Am. B* **13** (1996) 2341.
- [49] S.G. Odoulov, K.V. Shcherbin, A.N. Shumelyuk, P.M. Fochuk and O.E. Panchuk, "Electron-hole competition in dynamic hologram recording in Cadmium Telluride", *Digest of Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices* (1993, Kiev) paper FrC03, 293.

-
- [50] K. Shcherbin, A. Shumeljuk, S. Odoulov, P. Fochuk and G. Brost, "Relaxation of photorefractive gratings in cadmium telluride crystals", SPIE v 2795 (1996) pp. 236-243.
- [51] Ph. Delaye, L.-A. de Montmorillon, I. Biaggio, J.-C. Launay and G. Roosen, "Wavelength dependant effective trap density in CdTe: evidence for the presence of two photorefractive species", Optics Commun **134** (1997) 590.
- [52] G. Bremond, A. Zerrai, G. Marrakchi, A. Aoudia, Y. Marfaing, R. Triboulet, M.C. Busch, J.M. Koebbel, M. Hage-Ali, P. Siffert and J.Y. Moisan, "Characterization and identification of the deep levels in V doped CdTe and their relationship with the photorefractive properties", Optical Materials **4** (1995) 246.
- [53] M. Cronin-Golomb, "Analytic solution for photorefractive two beam coupling with time varying signal", Digest of Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effect and Devices I (1987, Washington), papier ThC5, 142.
- [54] G. Hamel de Monchenault and J.P. Huignard, "Two-wave mixing with time-modulated signal in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ theory and application to homodyne wave-front detection", J. Appl. Phys. **63** (1988) 624.
- [55] D.J. Webb and L.Solymar, "Amplification of temporally modulated signal beams by two-wave mixing in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ", J. Opt. Soc. Am. B **7** (1990) 2369.
- [56] L. Boutsikaris and F.M. Davidson, "Two-Wave mixing of time-varying non plane-wave optical fields in photorefractive materials", Appl. Opt. **32** (1993) 1559.
- [57] C.T. Field and F.M. Davidson, "Photorefractive two-wave mixing in the presence of high-speed optical phase modulation", Appl. Opt. **32** (1993) 5285.
- [58] M. Horowitz, D. Kligler and B. Fischer, "Time-dependent behavior of photorefractive two- and four- wave mixing", J. Opt. Soc. Am. B **8** (1991) 2204.
- [59] G.C. Papen B.E.A. Saleh and J.A. Tataronis, "Analysis of transient phase conjugation in photorefractive media", J. Opt. Soc. Am. B **5** (1988) 1763.
- [60] G.C. Papen B.E.A. Saleh and J.A. Tataronis, "Impulse-response function of photorefractive phase conjugation", Opt. Lett. **14** (1989) 287.
- [61] M. Abramowitz and I.A. Stegun, "Handbook of mathematical functions", eds. (Dover, New-York).

-
- [62] P. Delaye, L.A. de Montmorillon and G. Roosen, "Transmission of time modulated optical signals through an absorbing photorefractive crystal", *Optics Commun.* **118** (1995) 154.
- [63] F.M. Davidson, L. Boutsikaris and M. Krainak, "Coherent optical detection through two-wave mixing in photorefractive materials", *Opt. Lett.* **13** (1988) 506.
- [64] S. Breugnot, M. Defour, J.-P. Huignard, "Photorefractive two-wave mixing : complex amplitudes solutions in the case of a weak signal beam", *Optics Commun.* **134** (1997) 599.
- [65] L. Labrunie, G. Pauliat, J.-C. Launay and G. Roosen, "Simultaneous acquisition of $\pi/2$ phase stepped interferograms with a photorefractive BGO crystal : application to real time double pulse holography", *Opt. Lett.* **20** (1995) 7318.
- [66] Ph. Delaye, A. Blouin, D. Drolet, L.-A. de Montmorillon, G. Roosen and J.-P. Monchalin, "Detection of ultrasonic motion of a scattering surface using photorefractive InP:Fe under applied DC field", à paraître dans *J. Opt. Soc. Am. B*.
- [67] R.T.B. James and K. Iizuka, "Polarization insensitive homodyne detection with all optical processing based on the photorefractive effect", *J. Lightwav. Tech.* **11** (1993) 633.
- [68] E.S. Maniloff and K. Johnson, "Maximized photorefractive holographic storage", *J. Appl. Phys.* **70** (1991) 4702.
- [69] V.A. Ditkin and A.P. Prudnikov, "Formulaire pour le calcul opérationnel", (Masson, Paris) Formule (2.3.122).