



Développement d'une nouvelle méthode d'amplification et optimisation des amplificateurs photo réfractifs d'images : application a la déflexion de faisceaux

Pierre Mathey

► To cite this version:

Pierre Mathey. Développement d'une nouvelle méthode d'amplification et optimisation des amplificateurs photo réfractifs d'images : application a la déflexion de faisceaux. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1992. Français. NNT: . pastel-00714198

HAL Id: pastel-00714198

<https://pastel.hal.science/pastel-00714198>

Submitted on 3 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.

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre MATHEY

DÉVELOPPEMENT D'UNE NOUVELLE MÉTHODE D'AMPLIFICATION
ET OPTIMISATION DES AMPLIFICATEURS PHOTORÉFRACTIFS
D'IMAGES : APPLICATION À LA DÉFLEXION DE FAISCEAUX.

soutenue le 24 avril 1992 devant la commission d'examen

MM. S. LOWENTHAL	PRÉSIDENT
P. GRAVEY	Rapporteur
J.C. LAUNAY	
G. PAULIAT	
G. ROOSEN	
T. TSCHUDI	Rapporteur

Remerciements

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée dirigé par Monsieur Christian Imbert. Je le remercie de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je suis sensible à l'honneur que me font Messieurs les membres du jury en acceptant de lire et de juger ce travail : Monsieur le Professeur Serge Lowenthal qui a accepté avec gentillesse d'être le Président de ce jury ; Monsieur Philippe Gravey et Monsieur le Professeur Théo Tschudi qui ont accepté d'en être les rapporteurs ; Monsieur Jean-Claude Launay ; Monsieur Gilles Pauliat, Monsieur Gérald Roosen.

Je suis profondément touché par la confiance et la disponibilité que m'a accordé Monsieur Roosen tout au long de ces deux années et demie.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Pauliat qui m'a constamment apporté de précieux conseils et le soutien nécessaire à la bonne conduite de mes travaux. Grâce à sa patience et ses compétences, une grande partie de cette thèse a pu être menée à bien. Gilles a toujours su me communiquer son enthousiasme, sa motivation et son goût pour la recherche.

C'est avec gentillesse que Monsieur Chauvineau m'a accueilli dans son groupe et que Madame Valliergue m'a enseigné l'utilisation de la cloche à vide lors de la réalisation d'une matrice de microlentilles de grande distance focale. Je lui en suis profondément reconnaissant.

Merci à toutes les personnes du groupe d'Optique Non-Linéaire dirigé par Alain Brun. Toute ma sympathie va aux personnes de notre groupe qui ne m'ont jamais refusé leurs conseils, leurs encouragements en toute occasion et qui m'ont permis de travailler dans une ambiance amicale.

Je remercie Monsieur Daniel Rytz, responsable du laboratoire d'optoélectronique de la société SANDOZ pour avoir effectué le polissage du cristal de Titanate de Baryum.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur Villing et Monsieur Aide pour leurs conseils sur l'application des hautes tensions et à propos de l'enrobage des cristaux.

Toute ma gratitude va au personnel de l'atelier de la mécanique et de l'atelier du verre qui a effectué le polissage des cristaux et m'a fait profiter de ses compétences lors de la réalisation de la cellule contenant la matrice de microlentilles.

Mes remerciements s'adressent également au CNET pour le financement des travaux portant sur le sous-système de déflexion.

Je ne saurai oublier la gentillesse et l'amitié que m'ont témoigné Véronique Dentan, Dominique Morichère, Valérie Philippart, Anne Le Faou, Aline Stelmach, Philippe Delaye, Loïc Mager, Frédéric Bignon, Zouheir Sekkat.

Les qualificatifs sont bien faibles pour remercier Nelly Bonavent qui a assuré la frappe de ce manuscrit avec une grande gentillesse et une patience hors du commun.

ABSTRACT

This dissertation deals with the optimisation of photorefractive amplifiers using two wave mixing and their application to image intensification and beam steering.

First, we show that applying pulsed periodic electric fields to photorefractive sillenite crystals enhance the energy transfer between two waves. We give a qualitative explanation for this enhancement. Our theoretical analysis demonstrates that this new amplification technique leads to larger gains than those obtained with all conventional amplification methods. Because this new technique does not allow to simultaneously amplify all the spatial frequencies of high resolution images, we study image amplification with the usual techniques. We conclude about the optimal shape of the electric field to be used and the kind of the doping to reach the best image amplification with high resolutions.

Next, we build a system which deflects an optical beam in a chosen direction with a good signal to noise ratio. To compensate for the optical losses, a Barium Titanate crystal is used as an amplifier. We characterise each component of the set-up and particularly an array of microlenses and the photorefractive crystal. We study the optical aberrations, examine and explain the mechanisms of optical noise and show how to reduce them.

Finally, we compare image amplifications, the resolutions and signal to noise ratios we get in various $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystals and a BaTiO_3 sample.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION GÉNÉRALE1

PREMIÈRE PARTIE5

Introduction.7

❶ - Présentation de l'effet photoréfractif.8

1. Propriétés générales.8

2. Modèle théorique.9

a) Cinétique du champ de charge d'espace. 10

b) Couplage d'onde et gain dans un matériau photoréfractif..... 12

❷ - Les techniques classiques d'amplification et leur limite commune. 13

❸ - Résonance sous champs alternatifs sinusoïdaux et pulsés périodiques. 16

1. Résonance en champ sinusoïdal. 16

a) Principe..... 16

b) Montage expérimental et résultats..... 18

c) Discussion..... 21

2. Optimisation du phénomène de résonance par l'application de champs pulsés périodiques..... 22

a) Principe..... 22

b) Analyse théorique. 23

c) Etude expérimentale..... 30

d) Conclusion. 32

❹ - Amplification d'images. 33

1. Influence de l'effet piézoélectrique sur l'effet électrooptique..... 33

a) Analyse de la déformation. 34

b) Champs électriques internes uniformes. 35

c) Champs électriques internes modulés spatialement. 35

i) Calcul de la constante diélectrique effective 37

ii) Coefficient électrooptique effectif 38

2.	Dépendance du champ de charge d'espace avec les directions du vecteur réseau et du champ électrique.	40
3.	Mesure de l'uniformité de l'amplification.....	45
	a) Montage expérimental.	45
	b) Résultats.	46
	c) Conclusion.	48
4.	Etude de la résolution d'images sous champ sinusoïdal et carré dans le BGO:Fe.....	48
	a) Résultats en champ alternatif carré.....	49
	b) Résultats en champ alternatif sinusoïdal.	51
	i) Résolution selon θ sur le pic de résonance pour chaque fréquence	53
	ii) Résolution selon l'angle φ à fréquence donnée	54
5.	Amplification d'images dans des cristaux de BGO:Nd et BGO:Cu.....	55
	a) Montage.	55
	b) Résultats.....	58
1.	Etude avec un cristal de BGO dopé néodyme.	58
2.	Etude avec des cristaux dopés en cuivre.	60
	a) Présentation des échantillons.	60
	b) Densité de pièges.....	60
	c) Analyse du bruit.....	62
	d) Amplification sous champ appliqué.....	64
	e) Amplification d'images.....	65
	f) Conclusion.....	66
Conclusion.....		67
ANNEXE 1 - Expressions du champ de charge d'espace à l'état stationnaire.		69
1.	Champ appliqué constant.....	71
2.	Champ continu avec réseau mobile.....	72
3.	Champ alternatif carré.....	73
4.	Champ alternatif sinusoïdal.	74
ANNEXE 2 - Paramètres physiques des échantillons.....		75
BIBLIOGRAPHIE.....		81

DEUXIÈME PARTIE 87
Introduction. 89**❶ - Présentation du système de déflexion.** 92

1. Principe. 92

2. Fonctionnement. 93

3. Cahier des charges. 94

❷ - Contraste de la matrice d'obturateurs. 96**❸ - Le cristal photoréfractif amplificateur.** 98

1. Choix du cristal. 98

2. Présentation de l'échantillon. 99

a) Etude du poli des faces. 100

i) Analyse du poli des faces. 100

ii) Qualité du front d'onde 104

b) Analyse du bruit optique. 105

i) Bruit dû à la coma photoréfractive. 105

ii) Bruit optique dû aux oscillations 107

c) Gain photoréfractif dans le titanate de baryum. 114

i) Rappel théorique. 114

ii) Expérience 117

iii) Point de fonctionnement du cristal. 118

❹ - La matrice de microlentilles. 119

1. Choix et généralités sur la matrice. 119

2. Caractérisation de la matrice. 121

a) Montage expérimental. 121

b) Mesures des distances focales. 124

c) Etude des défauts de phase par ombroscopie. 124

d) Etude interférométrique. 128

3. Réalisation d'une matrice de microlentilles de grande distance focale. 133

⑤ - Calcul et choix des autres éléments du système de déflection.....	137
1. La lentille L_3	137
2. Le système d'éclairage.....	139
3. Dimensions du cristal amplificateur.....	139
⑥ - Montage et caractérisation du système de déflection.....	140
Conclusion.....	142
ANNEXE 1 - Paramètres du cristal de titanate de baryum.....	143
ANNEXE 2 - Pertes de couplage dans une fibre monomode dues aux aberrations des faisceaux d'écriture.....	147
1. Source des aberrations.....	149
2. Ecriture d'une figure d'interférence avec des faisceaux aberrants.....	149
3. Pertes de couplage dans la fibre monomode.....	150
4. Pertes de couplage et aberrations de phase locale.....	152
ANNEXE 3 - Défaut de planéité tolérable pour les faces de l'échantillon de titanate de baryum.....	153
BIBLIOGRAPHIE.....	157

TROISIÈME PARTIE161**Introduction.**163**❶ - Amplification d'images dans le titanate de baryum.**.....163

1. Montage expérimental.....163

2. Résultats164

**❷ - Amplification d'images dans un cristal de BGO sans
champ appliqué.**.....169**❸ - Amplification d'images dans des cristaux de BGO:Cu et
BGO:Nd sous champs carrés.**.....173**❹ - Etude comparative. Applications.**.....175**Conclusion.**.....176**BIBLIOGRAPHIE.**.....177**CONCLUSION GÉNÉRALE**181

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Une caractéristique intéressante de la lumière vient du fait que deux faisceaux lumineux peuvent se croiser sans échanger d'énergie. Ceci présente un avantage pour les lignes utilisées dans les dispositifs de télécommunication optique.

Néanmoins, dans la conception de systèmes d'amplification et de déflexion, il est nécessaire de faire interagir ces signaux dans des matériaux non-linéaires comme les cristaux photoréfractifs. Ces matériaux possèdent l'avantage d'être efficaces à de faibles intensités lumineuses (quelques milliwatts par centimètre carré) et d'être sensibles sur une gamme de longueurs d'onde allant du bleu à l'infrarouge.

Les performances des matériaux photoréfractifs à coefficients électrooptiques faibles sont considérablement améliorées lorsqu'en particulier un champ alternatif leur est appliqué.

Dans la première partie de cette étude, nous montrons l'avantage de l'utilisation des champs alternatifs dans des cristaux photoréfractifs de la famille des sillénites. Nous étudions tout d'abord un phénomène original de résonance dans les courbes d'amplification d'un échantillon de $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ dopé en Fer en fonction de la fréquence du champ sinusoïdal qui lui est appliqué. A partir de cette résonance, nous développons une nouvelle technique d'amplification en appliquant des champs pulsés périodiques et en travaillant dans des conditions expérimentales nouvelles par rapport à celles menées auparavant. Nous obtenons des amplifications de 1000 alors que les techniques classiques permettent d'atteindre, toutes choses égales par ailleurs, des amplifications de 5. Ces résultats justifient notre interprétation phénoménologique que nous avons donnée du phénomène de résonance et confirment l'influence de la valeur du dopage en Fer tant sur la mobilité que sur le temps de recombinaison des électrons qui interviennent dans notre effet. Parallèlement à ces expériences, nous étudions théoriquement ce nouveau phénomène d'amplification. La suite de la première partie est consacrée à l'obtention d'amplifications d'images avec de hautes résolutions. Nous démontrons du point de vue théorique l'influence de l'effet piézoélectrique sur l'effet électrooptique. L'intérêt de cette étude est de décrire correctement les variations du facteur d'amplification dans les deux directions d'une image. Nous étudions également les conséquences sur le facteur d'amplification d'un désalignement du champ électrique appliqué par rapport à la direction cristallographique [001]. Ceci nous permettra de rendre compte d'un défaut de taille présent dans nos échantillons. Expérimentalement, nous nous attachons en premier lieu à l'étude de l'uniformité de l'amplification. Les cristaux employés sont des échantillons de $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ dopés en Cu et Nd. Nous présentons ensuite des amplifications d'images et nous chiffrons les résolutions atteintes avec nos échantillons. De ceci nous concluons quant à la nature du champ appliqué et du cristal à utiliser pour obtenir les performances les meilleures.

Dans la deuxième partie de ce mémoire nous étudions un système de déflexion d'un faisceau dans une direction choisie parmi 1024 possibles. Cette étude est effectuée pour le Centre National d'Etudes des Télécommunications de Lannion. Notre dispositif s'inscrit dans un ensemble destiné à l'interconnexion de deux matrices de fibres optiques. Les faisceaux infrarouges issus des fibres optiques sont défléchis par des réseaux inscrits sur les cellules d'un plan de commutation thermoplastique. Ce sont le pas et l'orientation de chaque réseau qui définissent la direction de diffraction du faisceau infrarouge. Le système de déflexion permet d'inscrire par l'interférence d'un faisceau de référence ($\lambda = 514 \text{ nm}$) avec un faisceau de direction choisie le réseau de caractéristiques souhaitées. Une matrice d'obturateurs utilisée dans ce système sélectionne une direction d'adressage. Un cristal amplificateur photoréfractif de titanate de baryum permet de compenser les pertes du système. L'étude de cet échantillon porte sur les conditions optimales pour avoir un bon rapport signal à bruit et une bonne amplification. Nous nous attachons à caractériser un autre élément du système : une matrice de microlentilles. Nous caractérisons en particulier son état de surface, ses aberrations et nous réalisons une cellule permettant d'augmenter la distance focale de la matrice de microlentilles. Un élément optique avec de telles caractéristiques (diamètre pupillaire égal à 1,1 mm, distance focale de 13 mm) n'est pas disponible couramment. Toutes les caractéristiques des éléments entrant dans la réalisation du système sont calculées.

La troisième partie de cette thèse est une étude comparative des performances (amplification, résolution) de cristaux photoréfractifs tels que $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ dopé en cuivre. Pour chaque échantillon, nous nous attachons à analyser le bruit présent dans ces amplificateurs, à en comprendre l'origine (diffusion, réflexions multiples, oscillations). Les résolutions atteintes avec chacun de ces échantillons sont présentées.

PREMIÈRE PARTIE

INTRODUCTION.

La première partie de ce mémoire concerne l'amplification d'un faisceau faible par un faisceau fort en utilisant le phénomène de mélange à deux ondes dans des cristaux photoréfractifs. Les cristaux utilisés appartiennent à la famille des sillénites. Des champs alternatifs de formes carrées, sinusoïdales ou pulsées sont appliqués aux échantillons pour renforcer l'amplification.

Au premier chapitre, nous rappelons les propriétés de l'effet photoréfractif ainsi que le modèle théorique qui a été adopté pour rendre compte des phénomènes étudiés. Nous y présentons, en particulier, l'équation différentielle complète du second ordre dont le champ de charge d'espace est solution.

Le deuxième chapitre dresse la liste des techniques d'amplification couramment employées pour améliorer le mélange à deux ondes dans les cristaux photoréfractifs. Nous montrons que toutes ces techniques présentent une limite commune.

Au troisième chapitre, nous décrivons une résonance du gain en fonction de la fréquence du champ sinusoïdal appliqué à un échantillon de BGO:Fe. L'originalité de cette étude réside dans les conditions expérimentales : nos fréquences spatiales du réseau photoinduit et les fréquences du champ électrique n'appartiennent pas aux domaines jusqu'à présent explorés. L'interprétation et l'action du champ sinusoïdal sont nouvelles et seront confirmées par l'expérience. Les gains obtenus dans nos conditions sont supérieurs à ceux atteints avec des champs carrés ou sinusoïdaux lorsqu'ils sont employés dans les conditions classiques d'utilisation. La suite du troisième chapitre concerne l'optimisation du phénomène de résonance par l'application d'une nouvelle catégorie de champs : les champs pulsés périodiques. On montrera alors théoriquement que cette technique permet de dépasser la limite des techniques classiques d'amplification. Pour cela, l'équation différentielle du second ordre dont le champ de charge d'espace est solution a été entièrement résolue. La partie expérimentale permettra de confirmer l'interprétation du phénomène de résonance.

Le but du quatrième chapitre est d'amplifier une image avec une haute résolution. Nous débutons par une étude théorique sur l'influence de l'effet piézoélectrique sur l'effet électrooptique afin de déterminer les coefficients électrooptiques exacts à employer pour l'étude de l'amplification et de la résolution dans les deux directions de l'image. Nous nous intéressons aussi à l'effet sur l'amplification d'un défaut de coupe du cristal induisant une inclinaison de la direction du champ appliqué par rapport à l'axe [001]. La partie expérimentale commence par

l'étude de l'uniformité de l'amplification dans l'échantillon sous champs carrés ou sinusoïdaux. Elle se poursuit par l'amplification et l'analyse de la résolution la meilleure. Des amplifications d'images ainsi que les résolutions atteintes seront alors présentées dans des cristaux de BGO:Nd et BGO:Cu.

❶ - PRÉSENTATION DE L'EFFET PHOTORÉFRACTIF.

1. Propriétés générales.

L'effet photoréfractif a été découvert en 1966 par Ashkin et al. aux laboratoires Bell lors d'expériences d'optique non-linéaire (doublement de fréquence) dans des cristaux de LiNbO_3 et LiTaO_3 . Ils remarquèrent en effet une lente altération photoinduite du front d'onde des faisceaux se propageant dans ces cristaux. Ce phénomène induit une dérive des performances des doubleurs optiques. Il fut donc appelé "dommage optique". On s'aperçut plus tard de son intérêt pour réaliser des dispositifs optiques non-linéaires. Lorsqu'il est utilisé pour ces réalisations, il prend alors le nom d'effet photoréfractif. Cet effet est présent dans des cristaux ferroélectriques tels que LiNbO_3 , LiTaO_3 , KNbO_3 , BaTiO_3 , dans des cristaux paraélectriques comme $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO), dans certains semi-conducteurs tels que GaAs, InP [1].

Un cristal photoréfractif possède deux propriétés importantes :

- ❖ Il est photoconducteur : illuminé dans sa bande de transparence, des électrons (ou des trous) sont excités, à partir de niveaux donneurs situés dans la bande interdite, vers la bande de conduction (ou de valence). De cette photoexcitation des porteurs de charge à partir d'une figure d'interférence, il résulte une modulation spatiale de la densité des porteurs de charge et des niveaux donneurs. Sous l'effet de la diffusion et d'un éventuel champ électrique, ces porteurs libres migrent avant de se recombiner dans les niveaux situés dans la bande interdite. Il se crée ainsi un réseau de charge d'espace lié au réseau d'ions.
- ❖ Il est électrooptique. Le champ électrique associé au réseau de charge d'espace appelé champ de charge d'espace engendre par effet électrooptique un réseau d'indice de réfraction.

Les principales caractéristiques du phénomène sont les suivantes.

- ◊ Sa sensibilité à l'énergie reçue et non à la puissance crête. On peut utiliser cet effet dans des expériences d'optique non-linéaire avec des lasers continus et de faible puissance.
- ◊ Il est non local. La modulation d'indice est déphasée par rapport au réseau d'illumination. Nous montrerons que cela permet un transfert d'énergie entre deux faisceaux cohérents par couplage d'onde. Le sens du transfert est indépendant des intensités respectives des faisceaux mais dépend de la direction de propagation et des polarisations des ondes par rapport aux axes cristallographiques.
- ◊ Sa réversibilité. Un réseau inscrit dans le matériau est effacé par une illumination uniforme.
- ◊ Son effet mémoire. Le cristal étant isolant ou semi-isolant dans le noir, la distribution de charges est figée et un réseau construit persiste. Cette durée de mémorisation est fonction du temps de relaxation diélectrique du cristal. Elle peut aller de quelques microsecondes pour les semi-conducteurs jusqu'à plusieurs années pour les isolants.

Ces propriétés confèrent à ces matériaux un intérêt particulier en ce qui concerne leurs applications pour le contrôle holographique de matériaux en temps réel [2], le stockage optique de l'information [3], les fonctions logiques [4-6], les cavités auto-oscillantes [7-10], l'amplification optique [1].

2. Modèle théorique.

Le modèle d'évolution temporelle du champ de charge d'espace rendant compte des résultats présentés dans ce mémoire est le modèle de transport de bande avec le développement proposé par Kukhtarev [11]. Nous étendrons ce développement au second ordre pour rendre compte des résultats obtenus sur des cristaux de BGO. Le phénomène de couplage à deux ondes sera ensuite décrit.

a) *Cinétique du champ de charge d'espace.*

Suivant les matériaux, différentes hypothèses doivent être retenues pour décrire l'évolution temporelle du champ de charge d'espace. Nous prenons ici celles qui s'appliquent aux cristaux de sillénites que nous avons employés. Le modèle adopté ne fait donc intervenir qu'un seul type de porteurs de charge libres, les électrons, excités à partir de centres ionisables situés dans la bande interdite du matériau. Nous noterons n la densité d'électrons libres, $N_D - N_D^i$ celle des centres ionisables où N_D est la densité de ces centres. L'existence des centres ionisés N_D^i en l'absence d'illumination est due à la présence de pièges de densité N_A au voisinage de la bande de valence. Sans illumination, on a $N_D^i = N_A$ (neutralité électrique). Les centres de densité N_A n'interviennent pas dans l'effet photoréfractif.

L'équation de génération des donneurs ionisés s'écrit :

$$\frac{\partial N_D^i}{\partial t} = sI (N_D - N_D^i) - \gamma_R n N_D^i \quad (1)$$

s étant la section efficace de photoionisation des centres, I l'intensité lumineuse définie comme la puissance par unité de surface et γ_R le taux de recombinaison des électrons dans la bande de conduction.

Les électrons dans la bande de conduction peuvent se recombiner dans les centres N_D^i avec une constante de temps :

$$\tau_R = \frac{1}{\gamma_R N_D^i}. \quad (2)$$

Sous l'effet d'un champ électrique $\vec{E}$ et par diffusion, les charges migrent. Suivant la loi d'Ohm, l'équation de transport est :

$$\vec{j} = e n \mu \vec{E} + \mu k_B T \vec{\text{grad}} n \quad (3)$$

μ et e sont les valeurs absolues de la mobilité et de la charge de l'électron, k_B est la constante de Boltzmann, T la température absolue. Le champ électrique $\vec{E}$ est la somme d'un éventuel champ appliqué dont la valeur interne est $\vec{E}_0$ et du champ de charge d'espace $\vec{E}_{sc}$. L'effet photovoltaïque [1] est négligé car très faible dans les matériaux auxquels nous nous intéressons expérimentalement.

L'équation de conservation de la charge s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\text{div } \vec{j}}{e} + \frac{\partial N_D^i}{\partial t} \quad (4)$$

et l'équation de Poisson :

$$\epsilon_0 \text{ div } (\epsilon^s \vec{E}) = -e (n + N_A - N_D^i) \quad (5)$$

ϵ_0 est la permittivité du vide, ϵ^s est la constante diélectrique statique du matériau.

Le cristal sera dorénavant supposé être illuminé par une figure d'interférence de taux de modulation m et de vecteur d'onde $\vec{K}$ (le pas est $\Lambda = \frac{2\pi}{K}$), de plus $\vec{E}_0$ est dans la direction de $\vec{K}$. Lorsque le taux de modulation est faible devant 1, les équations (1) à (5) sont linéarisables. Les grandeurs N_D^i , n , j , E peuvent être développées au premier ordre en fréquences spatiales et en m sous la forme :

$$A(y, t) = A_0(t) + \frac{I}{2} [A_1(t) e^{jKy} + c.c.] \quad (6)$$

où y est la coordonnée selon la direction du vecteur réseau.

Les conditions expérimentales seront telles que toutes les grandeurs non modulées spatialement $A_0(t)$ seront indépendantes du temps sauf $\vec{E}_0$. L'illumination sera faible ce qui a pour conséquence que peu de charges seront excitées: $n_0(t)$ sera très petit devant $N_{D0}^i(t)$. On obtient alors :

$$n_1(t) = -n_0 \left(E_1(t) + \frac{\epsilon_0 \epsilon^s}{e \mu n_0} \frac{\partial E_1}{\partial t} \right) \frac{I}{E_0 + j E_D} \quad (7)$$

pour la distribution de charges libres.

$E_D = \frac{k_B T K}{e}$ est le champ de diffusion.

L'équation (7) sera utile au paragraphe 3.2.b. où sera étudiée l'influence du réseau électronique.

L'équation d'évolution du champ de charge d'espace est [12] :

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial^2 E_I(t)}{\partial t^2} + \frac{\partial E_I}{\partial t} \left[\frac{1}{\tau_{DI}} + \frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_D} - jK\mu \frac{E_0(t)}{E_0 + j E_D} - \frac{dE_0(t)}{dt} \frac{1}{E_0 + j E_D} \right] \\
 & + E_I(t) \left[\frac{1}{\tau_R \tau_{DI}} + \frac{1}{\tau_I \tau_D} - jK \frac{\mu E_0(t)}{\tau_I} - \frac{1}{\tau_{DI}} \frac{dE_0(t)}{dt} \frac{1}{E_0(t) + j E_D} \right] \\
 & = -\frac{m}{\tau_R \tau_{DI}} (E_0(t) + j E_D)
 \end{aligned} \quad (8)$$

avec :

$$\begin{aligned}
 \tau_R &= \frac{1}{\gamma_R N_A} & : \text{constante de temps de recombinaison.} \\
 \tau_{DI} &= \frac{\epsilon_0 \epsilon^s}{e \mu n_0} & : \text{constante de temps de relaxation diélectrique.} \\
 \tau_I &= \frac{1}{s I + \gamma_R n_0} \\
 \tau_D &= \frac{e}{k_B \mu T K^2} & : \text{constante de temps de diffusion.}
 \end{aligned}$$

L'équation (8) montre que $E_I(t)$ est complexe donc que le champ de charge d'espace est $E_{sc} = Re(E_I e^{jKy})$ et qu'il est déphasé par rapport au réseau d'illumination. Ce déphasage est la cause du couplage d'onde décrit dans le paragraphe suivant.

b) Couplage d'onde et gain dans un matériau photoréfractif.

Le couplage résulte de l'autodiffraction de deux ondes d'intensité I_1 et I_2 sur un réseau dynamique créé dans le cristal par leur figure d'interférence. Ces deux ondes interfèrent de façon cohérente et, à la sortie du cristal, leurs intensités, solutions des équations d'onde couplées [13], [14] ont pour valeur :

$$I_{1,2}(z) = \frac{I(0) e^{-\alpha z / \cos \beta}}{1 + \frac{I_{2,1}(0)}{I_{1,2}(0)} e^{\mp Gz / \cos \beta}} \quad (9)$$

où $I(0) = I_1(0) + I_2(0)$ est l'intensité incidente totale, α est le coefficient d'absorption, G est appelé le gain photoréfractif par unité de longueur, z est l'abscisse le long de la bissectrice aux deux faisceaux dont les angles de réfraction sont β et $-\beta$.

Nous voyons qu'il y a redistribution d'énergie entre les deux faisceaux. Celle-ci est fonction du rapport des intensités incidentes au cristal et le sens du transfert dépend du signe de G . Dans cette répartition d'énergie, l'illumination totale incidente sur le cristal n'intervient pas.

L'expression du gain photoréfractif de mélange à deux ondes par unité de longueur est [1] :

$$G = \frac{\pi}{n\lambda} r_{\text{eff}} \frac{|E_1|}{m} \sin \psi \quad (10)$$

λ est la longueur d'onde dans le vide,

n est l'indice de réfraction,

ψ est le déphasage du champ de charge d'espace par rapport à la figure d'interférence,

r_{eff} est le coefficient électrooptique effectif que nous préciserons par la suite au paragraphe 4.1.

Lorsque deux faisceaux dont un d'intensité très faible devant l'autre interagissent, le facteur d'amplification Γ ou gain relatif du faisceau faible a pour expression :

$$\Gamma = e^{G\ell} = \frac{\text{Intensité transmise du faisceau faible amplifié}}{\text{Intensité transmise du faisceau faible non amplifié}} \quad (11)$$

$\ell = \frac{z}{\cos \beta}$ est la longueur d'interaction de ces deux faisceaux.

Plusieurs techniques sont employées pour augmenter G : application d'un champ extérieur électrique soit continu, soit alternatif, action d'un réseau mobile, résonance en intensité. La suite de ce premier chapitre est consacrée à l'étude de l'amplification Γ et de la résolution en fonction de la nature du champ appliqué. Nous commençons par une étude comparative des techniques d'amplification du mélange à deux ondes et nous montrons leur limitation.

② - LES TECHNIQUES CLASSIQUES D'AMPLIFICATION ET LEUR LIMITE COMMUNE.

L'expression du gain de couplage (équation 10) montre qu'il est proportionnel au coefficient électrooptique et à la partie imaginaire du champ de charge d'espace c'est-à-dire à la

composante $|E_I| \sin \psi$ déphasée de $\pm \pi/2$ par rapport au réseau d'illumination. Plusieurs techniques [15-19] ont jusqu'à présent été développées dans le but d'augmenter cette composante et donc le gain dans les matériaux à coefficient électrooptique faible.

- ⇒ L'application d'un champ électrique continu permet d'augmenter le module du champ de charge d'espace mais tend à le remettre en phase avec le réseau d'illumination. Cet inconvénient peut être contourné à condition d'appliquer des champs E_0 très forts afin

que $E_0 \gg E_q$ auquel cas $|E_I| = E_q$ et $\psi = \frac{\pi}{2}$. E_q est le champ de saturation, c'est le champ de charge d'espace maximal qui pourrait être induit dans un matériau photoréfractif si toutes les charges étaient complètement redistribuées dans les pièges :

$$E_q = \frac{eAN_A}{2\pi \epsilon_0 \epsilon^s}.$$

- ⇒ L'introduction sur un des faisceaux d'un faible décalage en fréquence (par exemple par effet Doppler sur un miroir mobile) combinée à l'application d'un champ continu permet au déphasage de rester égal à $\pm \pi/2$ et à l'amplitude du champ de charge d'espace d'être rehaussée. Cette méthode est résonante et nécessite d'optimiser le pas, l'intensité et le décalage en fréquence pour chaque valeur du champ appliqué. L'amplification de l'onde sonde est uniforme pour une gamme d'incidences des faisceaux assez faible.
- ⇒ L'emploi de champs appliqués alternatifs carrés renforce le champ de charge d'espace en le gardant purement imaginaire. Les amplifications atteintes sont égales à celles obtenues avec la technique précédente et elles présentent l'avantage de ne pas être résonantes. L'amplification est uniforme pour une gamme importante d'incidences des faisceaux. L'application d'un champ sinusoïdal bien que moins efficace renforce également le gain.
- ⇒ La méthode résonante en intensité où cette dernière est optimisée pour égaliser le taux d'émission optique des trous et le taux d'émission thermique des électrons dans les matériaux comme InP:Fe ou ceux présentant cet effet.

Les expressions théoriques du champ de charge d'espace pour les trois premiers cas sont rappelées en annexe 1. Sur la figure 1, les courbes de gain en fonction du pas du réseau photoinduit dans un cristal de BSO illustrent que les trois techniques admettent la même limite :

le champ de charge d'espace maximum photoinduit ne peut dépasser la valeur mE_q . Le gain, proportionnel à E_1/m est donc borné par une quantité proportionnelle à E_q même pour des champs appliqués très forts. Ce résultat est aussi valable pour la méthode résonante en intensité employée dans l'InP:Fe.

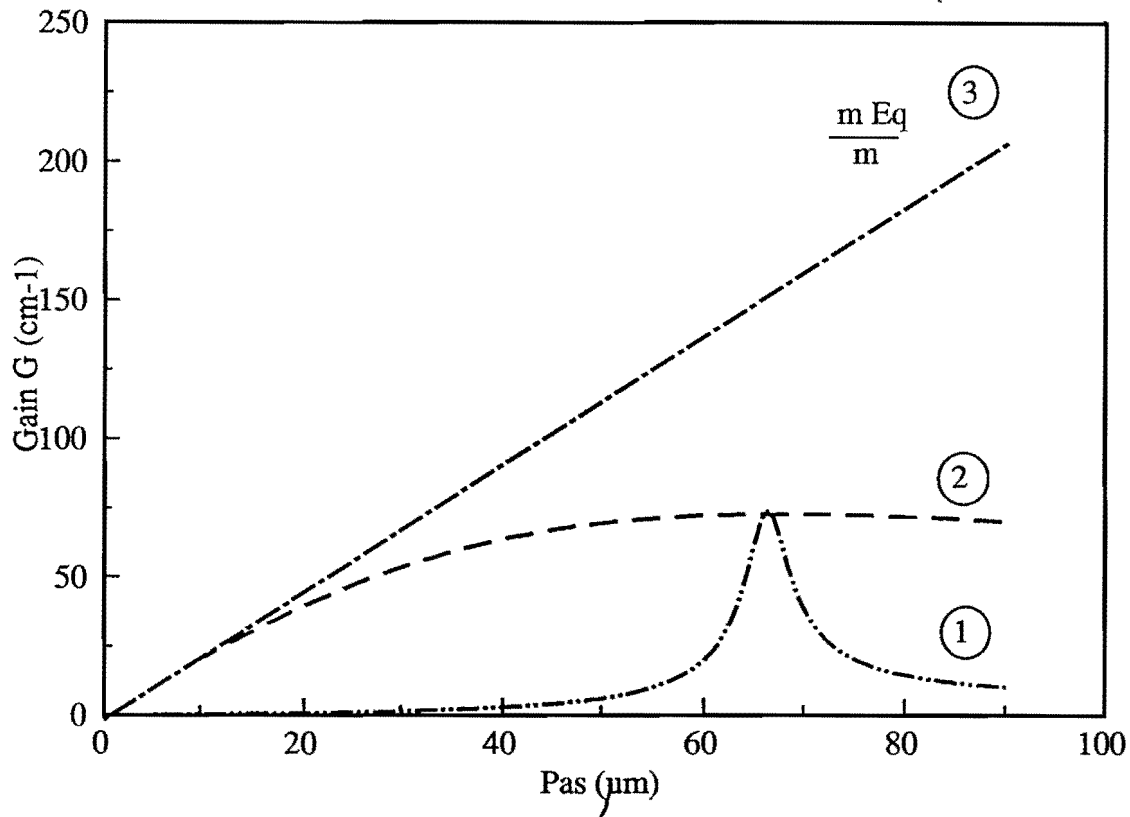


Fig. 1 : Courbes théoriques de gain en fonction du pas du réseau photoinduit dans un cristal de BSO obtenues avec les techniques d'amplification suivantes : réseau mobile (courbe 1, $E_0=10 \text{ kV/cm}$, $v = 68 \mu\text{m/s}$: vitesse de déplacement de la figure d'interférence), champ carré (courbe 2, $E_0 = 10 \text{ kV/cm}$). La droite 3 est leur limite commune due au champ de saturation ($E_0 \gg E_q$).

Le chapitre suivant propose une nouvelle méthode résonante en fréquence permettant de s'affranchir de cette limite. Nous étudions d'abord une résonance dans l'amplification sous champ sinusoïdal employé dans des conditions telles que les performances atteintes sont supérieures à celles obtenues avec les conditions habituelles [17]. Nous optimiserons ensuite cette méthode avec des champs pulsés périodiques.

③ - RÉSONANCE SOUS CHAMPS ALTERNATIFS SINUSOÏDAUX ET PULSÉS PÉRIODIQUES.

1. Résonance en champ sinusoïdal.

a) Principe.

Dans notre laboratoire, des résonances du gain par mélange à deux ondes ont été observées dans un cristal de BGO:Fe (17 ppm) pour certaines fréquences du champ sinusoïdal [20]. Dans ces expériences, le pas du réseau était fixé à $\Lambda = 61 \mu\text{m}$ et la fréquence du champ variait de 2 kHz à 15 kHz. Le gain alors obtenu valait $1,4 \text{ cm}^{-1}$ sur le pic de résonance correspondant à la fréquence de 10 kHz. Ce gain dépasse celui sous champ carré à valeur crête égale de champ appliqué. Ce phénomène ne peut être expliqué par l'étude menée dans la réf.17. Un champ carré ou sinusoïdal tel qu'il est employé dans cette référence déplace les électrons excités de plusieurs franges à partir des franges brillantes et les laisse se recombinaison ou diffuser indifféremment dans les régions sombres ou brillantes de la figure d'interférence avant que ces électrons soient à nouveau excités. Ce mécanisme se produit parce que la période T du champ appliqué est très grande devant le temps de recombinaison des électrons ($T \gg \tau_R$). Les auteurs employaient des cristaux de BTO, les pas du réseau allaient de $2,5 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$, les périodes des champs électriques étant telles que $\tau_R \ll T \ll \tau_g$ (τ_g est la constante de temps de construction du réseau photoréfractif). Dans ces conditions, le champ carré donne des amplifications plus importantes qu'un champ sinusoïdal.

Dans notre étude, les fréquences des champs électriques aussi bien que les fréquences spatiales des réseaux n'appartiennent pas aux mêmes domaines que ceux jusqu'à présent explorés. Le phénomène physique est lui aussi différent. Dans nos expériences, l'effet du champ sinusoïdal peut être décrit en considérant un champ sinusoïdal comme une succession temporelle où le champ est soit nul, soit constant (fig. 2).

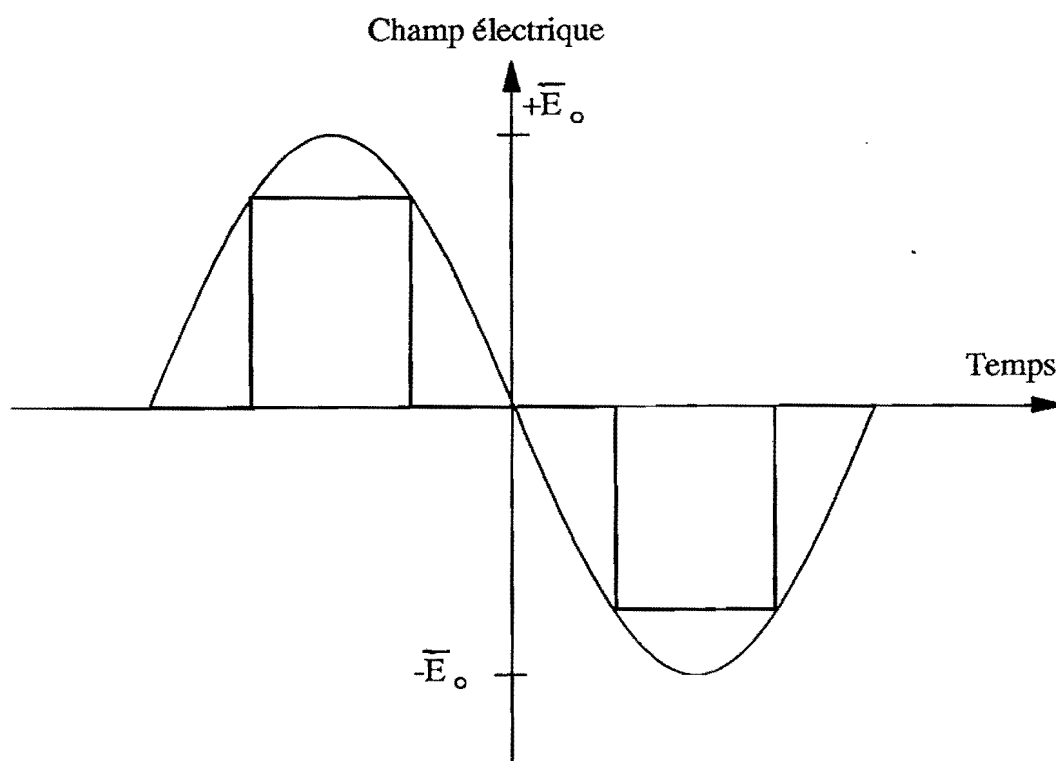


Fig. 2 : Découpage d'une sinusoïde en une succession temporelle d'intervalles où le champ est soit nul, soit égal à $\pm E_0$. Cette description permet de décrire le phénomène de résonance sous champ sinusoïdal.

Lorsque le champ est nul ou très proche de zéro, un réseau d'électrons est excité, se construit en phase avec la figure d'interférence. Lorsque le champ est proche de sa valeur maximale le réseau est déplacé d'une longueur d . Si cette longueur est égale à un nombre impair de demi-interfranges du réseau photoinduit, les charges photoexcitées depuis les franges brillantes se recombinent principalement dans les franges sombres. Le champ de charge d'espace est ainsi augmenté et le déphasage entre le réseau de charge d'espace et le réseau d'indice vaut $\pi/2$. Ceci accroît l'efficacité du mélange à deux ondes.

Nous pouvons donc prévoir que la résonance apparaît si les conditions suivantes sont vérifiées :

- ◊ Les charges doivent migrer sous l'action du champ d'un nombre impair de demi-interfranges :

$$d = (2n + 1) \frac{\Lambda}{2} \approx \mu \int_0^{T/2} \bar{E}_0 \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right) dt = \frac{T}{\pi} \mu \bar{E}_0 \quad (12)$$

- ⇒ avant que les charges aient parcouru cette distance, le réseau des porteurs de charges ne doit pas se relaxer et les charges ne doivent ni se recombiner, ni diffuser :

$$T < \tau_{DI}, \tau_R, \tau_D . \quad (13)$$

b) Montage expérimental et résultats.

Le dispositif expérimental est représenté figure 3. Le faisceau issu d'un laser argon Ar^+ polarisé verticalement ($\lambda = 514 \text{ nm}$) est partagé en un faisceau pompe (son intensité incidente est $I_p = 5,26 \text{ mW/cm}^2$) et un faisceau sonde (son intensité incidente est $I_s = 36,8 \text{ } \mu\text{W/cm}^2$). La pompe arrive en incidence normale sur le cristal. La sonde, après traversée d'une lentille cylindrique (distance focale = 150 mm) acquiert une structure d'onde convergente dont le point de focalisation se situe après le cristal. Chaque composante de l'onde sonde interfère avec le faisceau pompe, l'angle entre le faisceau pompe et les différentes incidences du faisceau sonde sera noté θ . Plusieurs réseaux d'illumination de pas différents s'inscrivent ainsi dans le cristal qui, comme nous le verrons au paragraphe 4.3 est homogène. Après amplification, toutes les composantes de l'onde convergente issues du cristal sont recueillies sur une barrette linéaire de 1024 photodiodes placée dans le plan focal d'une lentille sphérique (distance focale = 150 mm). Ce dispositif possède l'avantage d'étudier directement la répartition de l'amplification en fonction des angles d'incidence des faisceaux sondes constituant l'onde cylindrique. La lame séparatrice L.S. laisse passer le faisceau pompe qui arrive sous incidence normale sur le cristal et renvoie le faisceau sonde sous des incidences très faibles : des pas du réseau photoinduit très grands (jusqu'à environ 50 μm) peuvent ainsi être obtenus. La lame L.S. est prismatique pour éviter les franges dues à une lame à faces parallèles.

A cause de la diffusion présente sur notre montage, le signal a une structure granuleuse (speckle). Celle-ci est éliminée au niveau de la détection par un filtre dont la fréquence de coupure est 5 kHz tandis que la fréquence d'échantillonnage de la barrette est 1 kHz. Chaque mesure du facteur d'amplification s'effectue avec un ordinateur et consiste en :

- ⇒ l'acquisition du bruit, les faisceaux pompe et sonde sont coupés : $I(\theta, \text{ni sonde, ni pompe})$;
- ⇒ l'acquisition de la sonde sans la pompe et sans champ appliqué : $I(\theta, \text{sonde, sans pompe})$;

- l'acquisition de la pompe sans la sonde avec champ appliqué : $I(\theta, \text{sans sonde, pompe})$;
- l'acquisition du faisceau sonde amplifié : $I(\theta, \text{sonde, pompe})$.

Le facteur d'amplification Γ est alors calculé avec :

$$\Gamma(\theta) = \frac{I(\theta, \text{sonde, pompe}) - I(\theta, \text{sans sonde, pompe})}{I(\theta, \text{sonde, sans pompe}) - I(\theta, \text{ni sonde, ni pompe})} \quad (14)$$

Afin de s'affranchir des variations temporelles du gain (vibrations, fluctuations du laser...), nous moyennons les courbes $I(\theta)$ sur dix acquisitions. La courbe ainsi obtenue reste bruitée. Ce bruit résulte d'un artefact de calcul. La lumière diffusée par la pompe ($I(\theta, \text{sans sonde, pompe})$) s'additionne en effet en amplitude avec le signal sonde amplifié ($I(\theta, \text{sonde, pompe})$) alors que nous n'avons pu le soustraire qu'en intensité (formule(14)). Pour éliminer ce bruit, la courbe d'amplification est ensuite lissée (le lissage porte sur les quatre points les plus proches d'un point donné).

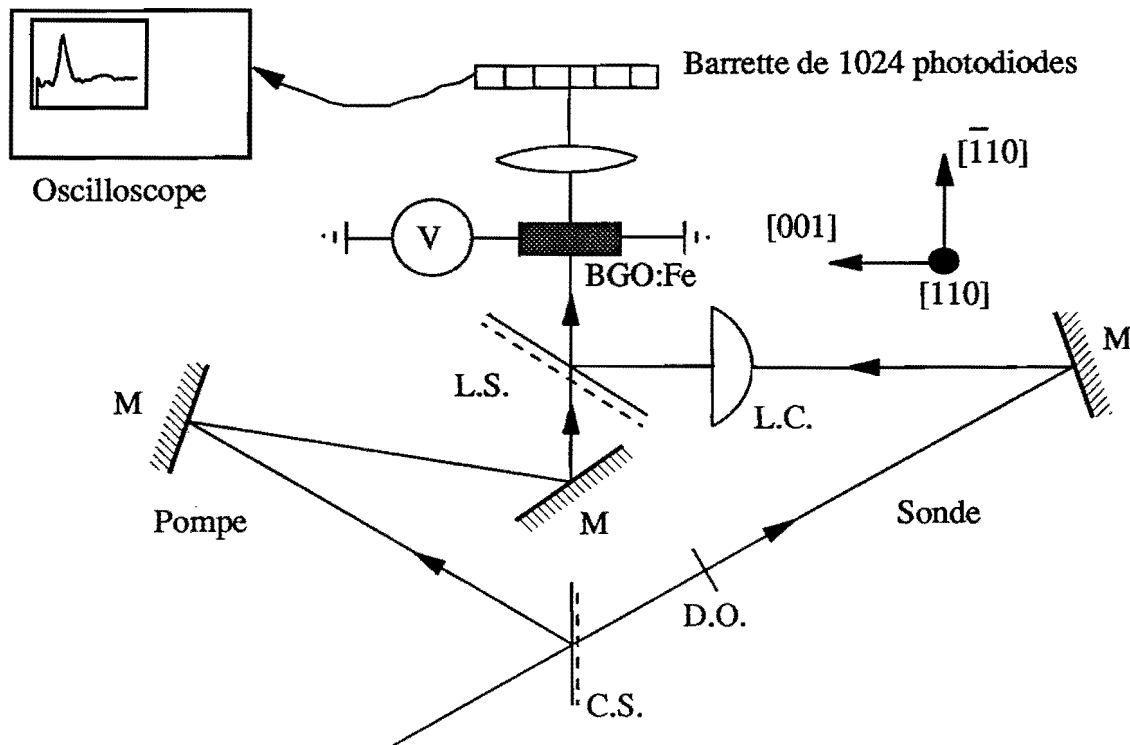


Fig. 3 : Montage expérimental pour l'étude du facteur d'amplification en fonction de l'angle entre les faisceaux sondes et la pompe. M : miroir, L.S. : lame séparatrice prismatique, C.S. : cube séparateur, L.C. : lentille cylindrique, D.O. : densité optique, V : tension appliquée.

Comme la fréquence de coupure de notre alimentation est de quelques kilohertz, nous avons utilisé un cristal de BGO fortement dopé en Fer (50 ppm). En effet, des travaux précédents dans notre équipe [20] ont montré qu'en augmentant le dopage en Fer, le temps de recombinaison des porteurs de charge augmente et leur mobilité diminue, de telle sorte que la période T nécessaire pour atteindre une résonance est plus grande pour les cristaux dopés et plus facile à obtenir (voir équation (12)). Nos cristaux ont été synthétisés spécialement pour répondre à ces critères à l'Université de Bordeaux I au Laboratoire de Chimie du Solide par l'équipe de J.C. Launay.

La figure 4 montre les acquisitions du facteur d'amplification telles qu'elles ont été décrites précédemment. D'une courbe à l'autre, la fréquence du champ varie et couvre le domaine 2 kHz - 11 kHz. Le champ appliqué est tel que $\bar{E}_0 = 3,75$ kV/cm.

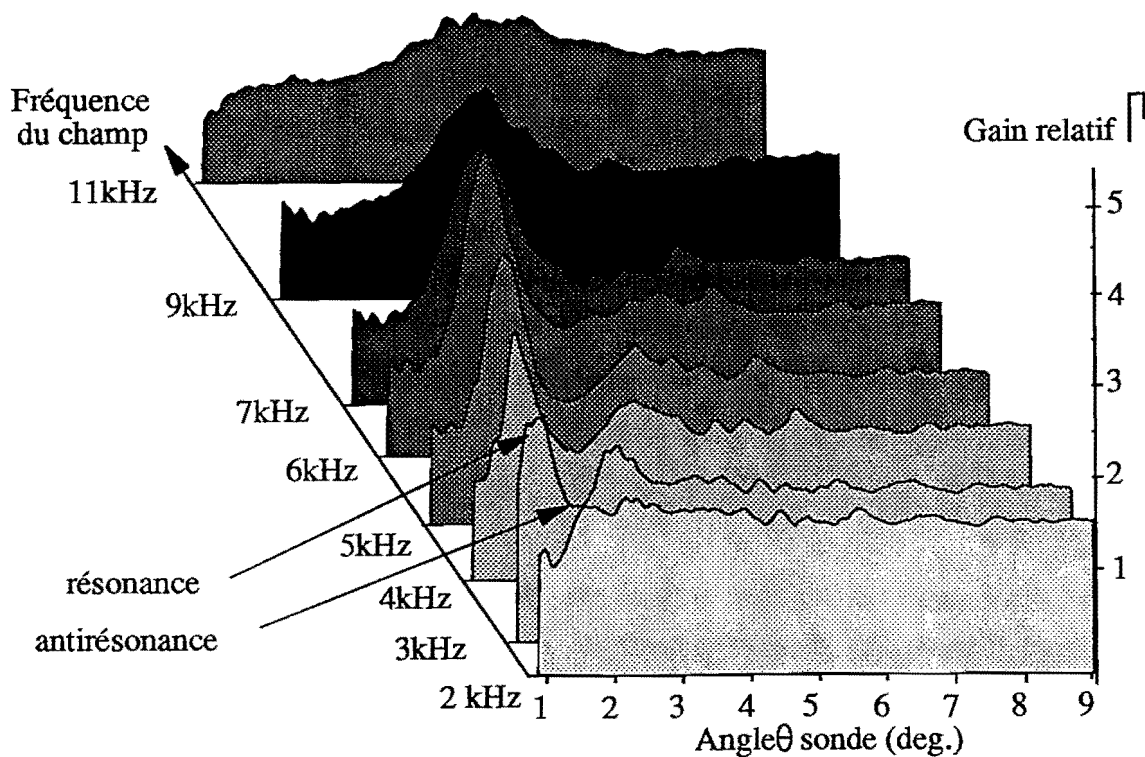


Fig. 4 : Déplacement du pic de résonance dans les courbes du facteur d'amplification Γ en fonction de l'angle θ entre les faisceaux sonde et pompe lorsque la fréquence du champ sinusoïdal ($\bar{E}_0 = 3,75$ kV/cm) varie.

Nous voyons sur ces courbes que la valeur du pas pour laquelle se produit la résonance varie avec la période du champ sinusoïdal appliqué. Ceci est bien en accord avec la relation (12). Sur chaque antirésonance observée, les charges migrent d'un nombre entier de franges :

$$d = 2n \left(\frac{\Lambda}{2} \right).$$

Le tableau 1 montre les positions expérimentales et théoriques du pic de résonance. La différence entre les valeurs théoriques et expérimentales vient du fait que la relation (12) est une formule approchée.

Le gain le plus élevé est de $1,53 \text{ cm}^{-1}$ pour une fréquence du champ électrique de 6 kHz. Hors résonance, le gain est plus faible, il vaut $0,5 \text{ cm}^{-1}$.

$f \text{ (kHz)}$	3	4	5	6	7	8	9
$\theta_{rés/th} \text{ (deg.)}$	0°50'	1°07'	1°24'	1°40'	1°58'	2°16'	2°31'
$\theta_{rés/exp} \text{ (deg.)}$	1°10'	1°28'	1°56'	2°18'	2°45'	3°15'	3°20'
$\Gamma_{rés}$	2,5	2,7	3	3,3	2,7	2,5	2
$G \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	1,17	1,27	1,41	1,53	1,27	1,17	0,88

Tableau 1 : Positions théoriques et expérimentales des pics de résonance en fonction de la fréquence du champ sinusoïdal ($\bar{E}_0 = 3,75 \text{ kV/cm}$). Le facteur d'amplification et le gain G (la longueur d'interaction vaut 7,9 mm) sont donnés pour chaque fréquence.

c) Discussion.

Nous venons de mettre en évidence un pic de résonance dans la courbe de gain de notre cristal lorsqu'un champ sinusoïdal lui est appliqué. Ce pic de résonance se produit pour des pas variables en fonction de la fréquence du champ. Ce phénomène ne peut être décrit par l'étude théorique effectuée jusqu'à présent par différents auteurs [17] [21], basée sur l'équation différentielle de E_I limitée au premier ordre. Leur approche ne permet pas en particulier de mettre en évidence la dépendance du gain en fonction de la fréquence du champ appliqué comme il est rappelé annexe 1. Vis-à-vis de notre expérience, leur domaine d'étude se limite à des pas où le gain que nous obtenons vaut $0,5 \text{ cm}^{-1}$ c'est-à-dire en dehors de la résonance.

L'approche et le principe physique de nos expériences qui ont été décrits au début de ce paragraphe sont justifiés par l'expérience et permettent de prédire correctement l'existence (relation (13)) et la position de la résonance (relation (12)).

Nous allons dans le paragraphe suivant nous attacher à optimiser l'allure temporelle du champ électrique afin de tirer profit au maximum du phénomène de résonance et augmenter le gain.

2. Optimisation du phénomène de résonance par l'application de champs pulsés périodiques.

a) Principe.

Nous envisageons maintenant une autre catégorie de champs alternatifs : les champs pulsés symétriques ou asymétriques dont les allures sont présentées figure 5. A l'aide de tels champs, nous pourrions ajuster indépendamment les durées T_0 et T_1 (ce qui était impossible avec le modèle du champ sinusoïdal figure 2) afin de rehausser à nouveau le gain.

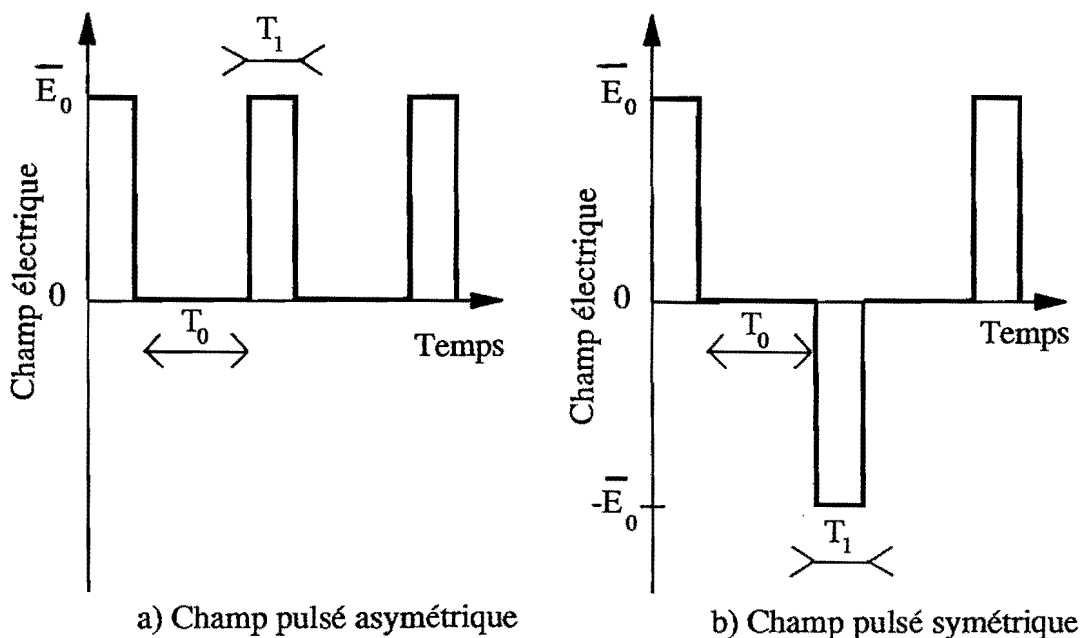


Fig. 5 : Allures temporelles d'un champ pulsé asymétrique a) et d'un champ pulsé symétrique b) employés pour augmenter le couplage à deux ondes.

Comme précédemment lorsque nous avons exposé le principe d'un champ sinusoïdal, l'effet de ces champs se décrit de la façon suivante : pendant la durée T_0 où aucun champ ne s'applique au cristal, le réseau de porteurs de charges est excité, il y a diffusion et recombinaison partielles. Durant T_1 , ce réseau de charges est déplacé par un champ E_0 constant dont le rôle est de forcer les charges excitées à migrer rapidement depuis les franges brillantes dans les franges sombres. A l'intervalle de temps T_0 suivant, ces charges sont repiégées et le processus recommence. Nous pourrions ainsi redistribuer toutes les charges dans les pièges et nous affranchir du facteur limitatif $m E_q$ des autres techniques ainsi que le confirmera notre analyse théorique. De la même manière que pour le champ sinusoïdal, nous pouvons prévoir qu'il y aura résonance lorsque nous déplacerons à l'aide du champ les charges d'une demi-interfrange $\Lambda_r/2$:

$$\frac{\Lambda_r}{2} = \mu \bar{E}_0 T_1 \quad (15)$$

Pour que le processus soit efficace durant le déplacement des charges, le réseau de charges ne doit pas se relaxer et les charges ne doivent ni diffuser, ni se recombiner :

$$T_1 < \tau_{DI}, \tau_R, \tau_D \quad (16)$$

De plus, le réseau photoréfractif ne doit pas s'effacer pendant la durée T_0 d'où :

$$T_0 < \tau_s \quad (17)$$

L'analyse théorique développée au paragraphe suivant va nous permettre de retrouver ces trois conditions et de simuler les courbes de gain lorsque les champs appliqués sont pulsés périodiques.

b) Analyse théorique.

Pour mener à bien une étude complète permettant de décrire le phénomène de résonance sous champs pulsés périodiques, il faut résoudre l'équation différentielle (8) du second ordre dont le champ de charge d'espace complexe est solution. L'équation différentielle au premier ordre (annexe 1) ne peut pas être utilisée car elle suppose qu'il y a toujours équilibre entre le réseau d'ions et le réseau électronique. L'équation (8) peut être mise sous la forme :

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} + \left(\frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_b} \right) \frac{\partial E_i}{\partial t} + \frac{1}{\tau_a} \frac{1}{\tau_b} (E_i - E_{sc}) = 0 \quad (18)$$

où E_{sc} est le champ de charge d'espace à l'état stationnaire lorsqu'un champ constant est appliqué.

τ_a , τ_b sont deux constantes complexes. En tenant compte des valeurs des paramètres de nos cristaux et sous faible illumination, nous négligeons $\frac{I}{\tau_l}$ et $\frac{I}{\tau_{DI}}$ devant $\frac{I}{\tau_D}$.

τ_a et τ_b se déduisent alors de :

$$\frac{I}{\tau_a} + \frac{I}{\tau_b} = \frac{I}{\tau_R} + \frac{I}{\tau_{DI}} + \frac{I}{\tau_D} - j \mu E_0 K \quad (19)$$

et :

$$\begin{aligned} \frac{I}{\tau_b} = \frac{I}{\tau_{DI}} \left(\frac{K_{diff}}{K_{Debye}} \right)^2 \frac{(K^2 + K_{Debye}^2)(K^2 + K_{diff}^2) + \left(K E_0 \frac{e}{k_B T} \right)^2}{(K^2 + K_{diff}^2)^2 + \left(K E_0 \frac{e}{k_B T} \right)^2} \\ + \frac{I}{j \tau_{DI}} \left(\frac{K_{diff}}{K_{Debye}} \right)^2 \frac{(K^2 - K_{Debye}^2) \left(K E_0 \frac{e}{k_B T} \right)}{(K^2 + K_{diff}^2)^2 + \left(K E_0 \frac{e}{k_B T} \right)^2} \end{aligned} \quad (20)$$

avec :

$$K_{diff} = \sqrt{\frac{e}{\mu \tau_R k_B T}} = K \sqrt{\frac{\tau_D}{\tau_R}} : \text{inverse de la longueur de diffusion des électrons dans}$$

la bande de conduction.

$$K_{Debye} = \sqrt{\frac{N_A e^2}{\epsilon_0 \epsilon^s k_B T}} = K \sqrt{\frac{\tau_l \tau_D}{\tau_R \tau_{DI}}} : \text{inverse de la longueur d'écran de Debye.}$$

Sous faible illumination de telle sorte que $|\tau_b| \gg |\tau_a|$, on a :

$$\frac{I}{\tau_a} = -j 2\pi \nu_E + \frac{I}{\tau_R} + \frac{I}{\tau_{DI}} + \frac{I}{\tau_D} \quad (21)$$

avec : $\frac{I}{v_E} = \frac{\Lambda}{\mu \bar{E}_0} = 2\pi \tau_E.$

Dans ce cas, la constante de temps du réseau photoréfractif est définie par :

$$Re \left(\frac{I}{\tau_b} \right) = \frac{I}{\tau_g} . \quad (22)$$

Les expressions (19) et (20) donnant τ_a et τ_b ne sont valables que sur des intervalles de temps où le champ appliqué E_0 est constant. Dans le cas contraire, les expressions de τ_a et τ_b s'écrivent en fonction de $\partial E_0 / \partial t$ ce que beaucoup d'auteurs négligent [17], [21]. Sur chaque durée T_0 et T_1 d'un champ pulsé périodique, le champ appliqué est égal à 0 ou $\pm \bar{E}_0$ si bien que les expressions (19) et (20) sont vraies et la cinétique du phénomène est :

$$E_I(t) = A \exp \left(-\frac{t}{\tau_a} \right) + B \exp \left(-\frac{t}{\tau_b} \right) + E_{sc} \quad (23)$$

où A et B sont deux constantes complexes d'intégration et où les valeurs de τ_a , τ_b et E_{sc} dépendent de la valeur du champ dans l'intervalle de temps que nous considérons.

Pour déterminer A et B , nous écrivons deux équations de continuité entre les intervalles de temps T_0 et T_1 . Lors du basculement du champ, deux grandeurs demeurent inchangées : le réseau des porteurs de charge ou réseau électronique E^{el} et le réseau ionique inscrit dans les pièges profonds : $E^{ion} = E_I - E^{el}$.

Avec la loi de Poisson (5),

$$E^{el} = j \frac{n_I e}{\epsilon_0 \epsilon^s K} \quad (24)$$

où n_I est donnée par l'équation (7).

Alors en combinant (7), (23) et (24) :

$$E^{el} = R \left[A \left(1 - \frac{\tau_{DI}}{\tau_a} \right) \exp \left(\frac{-t}{\tau_a} \right) + B \left(1 - \frac{\tau_{DI}}{\tau_b} \right) \exp \left(\frac{-t}{\tau_b} \right) + E_{sc} \right] \quad (25)$$

avec :

$$R = - \left(\frac{\tau_{DI}}{\tau_D} + j \frac{\tau_{DI}}{\tau_E} \right)^{-1} \quad (26)$$

qui est le rapport du champ électronique sur le champ total à l'état stationnaire.

La différence entre E_I et E^{el} nous fournit l'expression de E^{ion} :

$$E^{ion} = A \left[1 - R \left(1 - \frac{\tau_{DI}}{\tau_a} \right) \right] \exp \left(\frac{-t}{\tau_a} \right) + B \left[1 - R \left(1 - \frac{\tau_{DI}}{\tau_b} \right) \right] \exp \left(\frac{-t}{\tau_b} \right) + E_{sc}(1 - R). \quad (27)$$

Nous pouvons maintenant calculer aussi bien l'établissement de E_I que sa valeur à l'état stationnaire. L'étude de la cinétique se fait par récurrence en partant des conditions initiales $E^d = E_I = 0$ et pas à pas nous déterminons les valeurs A^i et B^i prises par A et B sur chaque intervalle T_i avec les équations (25), (27) et les conditions de continuité. Les temps de calcul sont longs car T_0 et T_I sont beaucoup plus courts que la constante de temps de construction du réseau photoréfractif ce qui nécessite un grand nombre d'itérations pour atteindre l'état stationnaire.

L'état stationnaire peut se calculer plus rapidement en écrivant une relation de périodicité entre les dates $t = 0$ et $t = 2 T_0 + 2 T_I$ (période du champ électrique). Nous obtenons ainsi un système linéaire de huit équations à quatre inconnues complexes A^i et B^i que nous résolvons numériquement.

Les résultats des programmes de calcul ont été vérifiés en simulant un champ continu (cas particulier d'un champ pulsé asymétrique où $T_0 = 0$) et un champ carré (champ symétrique avec $T_0 = 0, T_I = T$). Pour ces deux derniers types de champs, les calculs développés dans la littérature sont exacts, la seule hypothèse étant celle de l'enveloppe lentement variable

($\frac{\partial^2 E_I}{\partial t^2} = 0$). Dans les deux cas, les résultats concordent avec les courbes tracées à partir des relations données en annexe 1.

Nous vérifions que la valeur du gain à l'état stationnaire donnée par l'étude de cinétique est égale à celle obtenue avec la méthode précédente, ceci pour un champ pulsé asymétrique. Pour un champ pulsé symétrique, le calcul donnant l'état stationnaire diverge pour des valeurs de T_0 plus petites que celles mentionnées. Néanmoins, avec de telles valeurs, l'étude de la cinétique montre que le gain croît sans atteindre de saturation. Expérimentalement, ceci n'est pas possible car dès que le gain croît, le taux de modulation m ne devient plus négligeable comme dans notre développement théorique.

Enfin, la résolution de l'équation différentielle au premier ordre pour le champ de charge d'espace effectuée en intégrant sur une période de champ pulsé (symétrique ou asymétrique) ne permet pas de mettre en évidence l'existence du pic de résonance ni son déplacement en fonction de T_I .

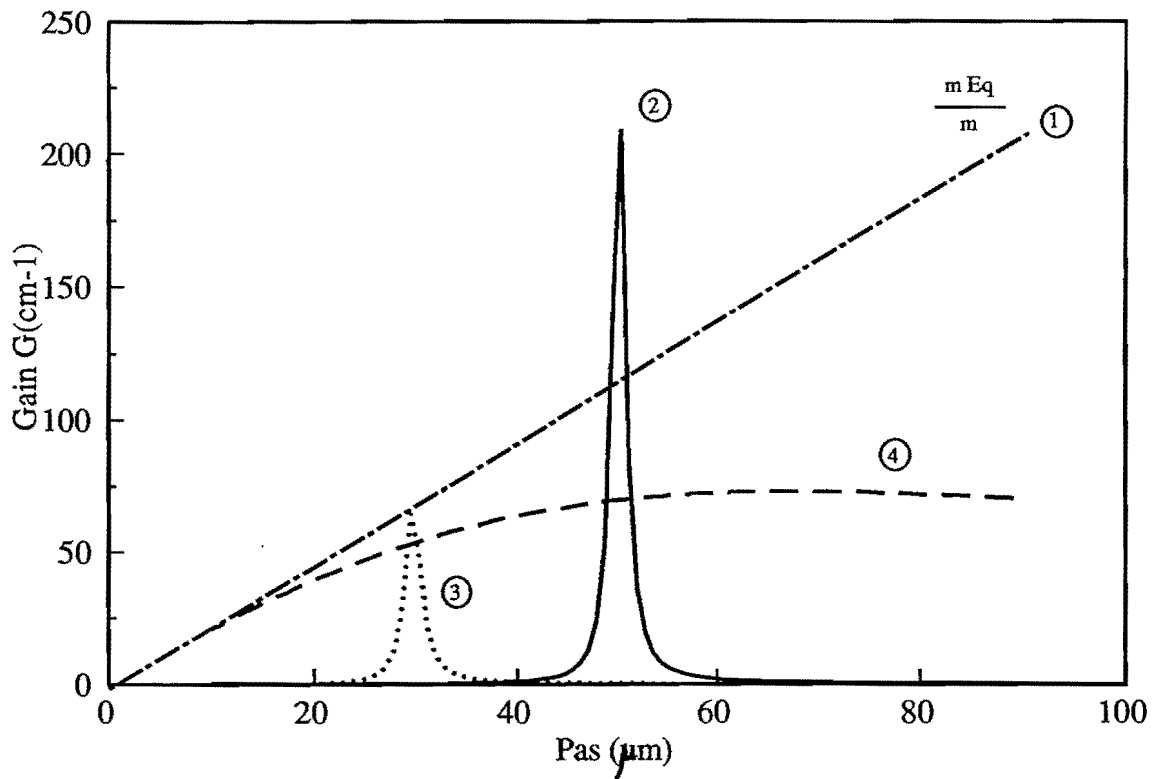


Fig. 6 : Gain théorique en fonction du pas du réseau dans un cristal de BSO. La droite 1 est la limite des techniques classiques d'amplification ($\bar{E}_0 \gg E_q$). La courbe 2 est obtenue en simulant un champ pulsé symétrique ($\bar{E}_0 = 500 \text{ V/cm}$, $T_I = 8 \mu\text{s}$, $T_0 = 1,877 \mu\text{s}$), la courbe 3 en simulant un autre champ pulsé symétrique ($\bar{E}_0 = 500 \text{ V/cm}$, $T_I = 4 \mu\text{s}$, $T_0 = 7,17 \mu\text{s}$). La courbe 4 est le gain sous un champ carré $\bar{E}_0 = 10 \text{ kV/cm}$ de fréquence 2 kHz .

Sur la figure 6 sont tracées les courbes de gain avec les paramètres d'un cristal de BSO donnés en annexe 2. La droite 1 représente le gain maximum atteint avec les techniques classiques d'amplification et avec de très grands champs $E_0 \gg E_q$. Les courbes 2 et 3 s'obtiennent en simulant un champ pulsé symétrique $\bar{E}_0 = 500$ V/cm, $T_I = 8$ μ s, $T_0 = 1,877$ μ s pour la première, $T_I = 4$ μ s, $T_0 = 7,17$ μ s pour la seconde. Changer T_I déplace bien la position Λ du pic de résonance conformément à la relation (15) et l'existence du pic est bien soumise à la loi (16).

A la résonance, le gain dépasse le maximum atteint avec les autres techniques : pour $\Lambda_r = 50$ μ m, le gain est supérieur à 200 cm^{-1} alors que les autres méthodes donnent au maximum et avec de très grands champs à ce même pas, $G = 80$ cm^{-1} . A titre de comparaison, une courbe de gain théorique sous champ carré (courbe 4) mais d'amplitude vingt fois plus élevée (10 kV/cm) donne un gain du même ordre de grandeur et à 30 μ m un gain inférieur à 50 cm^{-1} .

Avec les paramètres du BGO:Fe, dopé 50 ppm (annexe 2), sous un champ pulsé symétrique $\bar{E}_0 = 7,5$ kV/cm, $T_0 = 1,051$ ms et $T_I = 50$ μ s, la résonance se situe à $\Lambda_r = 53$ μ m, le gain est alors de 42 cm^{-1} (figure 7). Avec ce cristal et dans les conditions choisies, $\tau_E = 1$ ms, $\tau_R = 1,2$ ms, $\tau_D = 3$ ms, $\tau_{DI} = 5,7$ ms : la relation (16) est vérifiée. A ce pas et pour cette amplitude de champ, le gain limité par la densité de pièges mN_A est 11 cm^{-1} . L'emploi de champ pulsé symétrique permet donc de dépasser cette limite.

Toujours avec les paramètres du BGO:Fe, avec un champ pulsé asymétrique d'amplitude $\bar{E}_0 = 7,5$ kV/cm, $T_0 = 100$ μ s, $T_I = 50$ μ s nous prédisons la position du pic de résonance pour $\Lambda_r = 33,3$ μ m et $G = 6,3$ cm^{-1} . Avec $T_0 = 90$ μ s, $T_I = 60$ μ s, nous calculons $\Lambda_r = 40$ μ m et $G = 7$ cm^{-1} (figure 8).

Les valeurs des gains sont inférieures à celles obtenues avec des champs pulsés symétriques : les simulations portant sur l'étude de l'amplification sous champs pulsés asymétriques nous ont montré que cette technique est limitée par E_q .

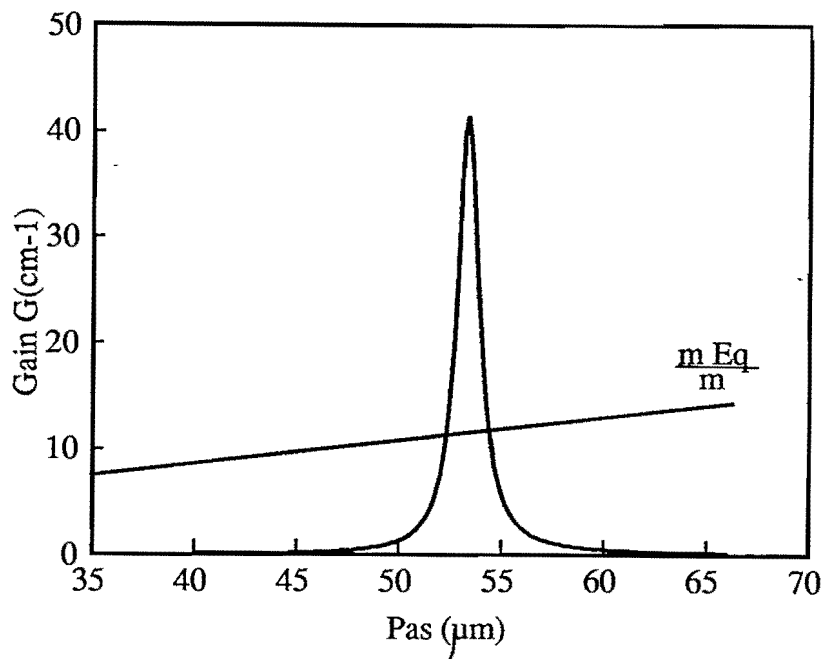


Fig. 7 : La courbe représente le gain théorique en fonction du pas dans un cristal de BGO:Fe soumis à un champ pulsé symétrique $\bar{E}_0 = 7,5$ kV/cm, $T_0 = 1,051$ ms, $T_I = 50$ μ s. La droite donne le gain maximum des techniques usuelles d'amplification (avec $\bar{E}_0 \gg E_q$).

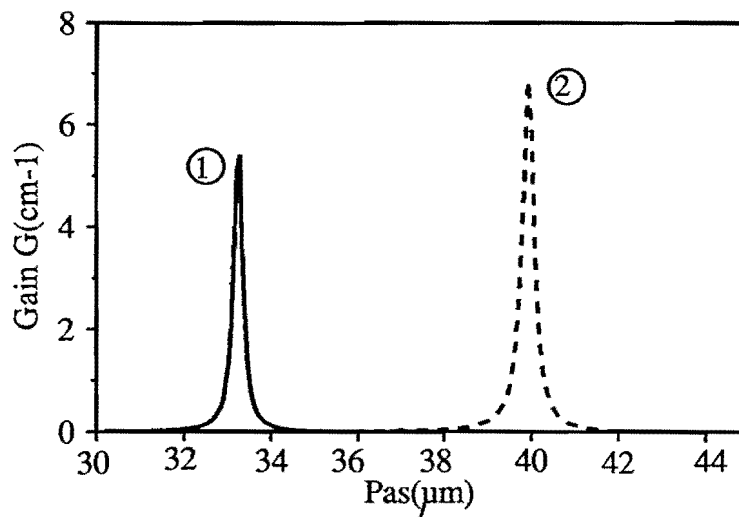


Fig. 8 : Gain théorique par mélange à deux ondes dans un cristal de BGO:Fe auquel est appliqué un champ pulsé asymétrique $\bar{E}_0 = 7,5$ kV/cm, $T_0 = 100$ μ s, $T_I = 50$ μ s (courbe 1), et avec $T_0 = 90$ μ s, $T_I = 60$ μ s (courbe 2).

c) Etude expérimentale.

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est identique à celui décrit au paragraphe ③.1.b. Maintenant, un champ pulsé est appliqué au même échantillon de BGO:Fe choisi en raison de ses caractéristiques. Les intensités incidentes de la pompe et de la sonde sont $I_p = 5,26 \text{ mW/cm}^2$ et $I_s = 36,8 \text{ } \mu\text{W/cm}^2$. Les valeurs des paramètres expérimentaux sont celles qui ont été prises pour les simulations précédentes.

Un champ pulsé périodique asymétrique définit par $\bar{E}_0 = 7,5 \text{ kV/cm}$, $T_0 = 100 \text{ } \mu\text{s}$, $T_I = 50 \text{ } \mu\text{s}$ donne la courbe d'amplification en trait plein (figure 9). Nous voyons un pic de résonance à $\lambda_r = 30 \text{ } \mu\text{m}$ (ce qui est très proche de la valeur prédite) pour lequel $G = 1,58 \text{ cm}^{-1}$ ($\Gamma = 3,3$). Avec $T_0 = 90 \text{ } \mu\text{s}$, $T_I = 60 \text{ } \mu\text{s}$ et toujours $\bar{E}_0 = 7,5 \text{ kV/cm}$, nous obtenons la courbe d'amplification en pointillés figure 9.

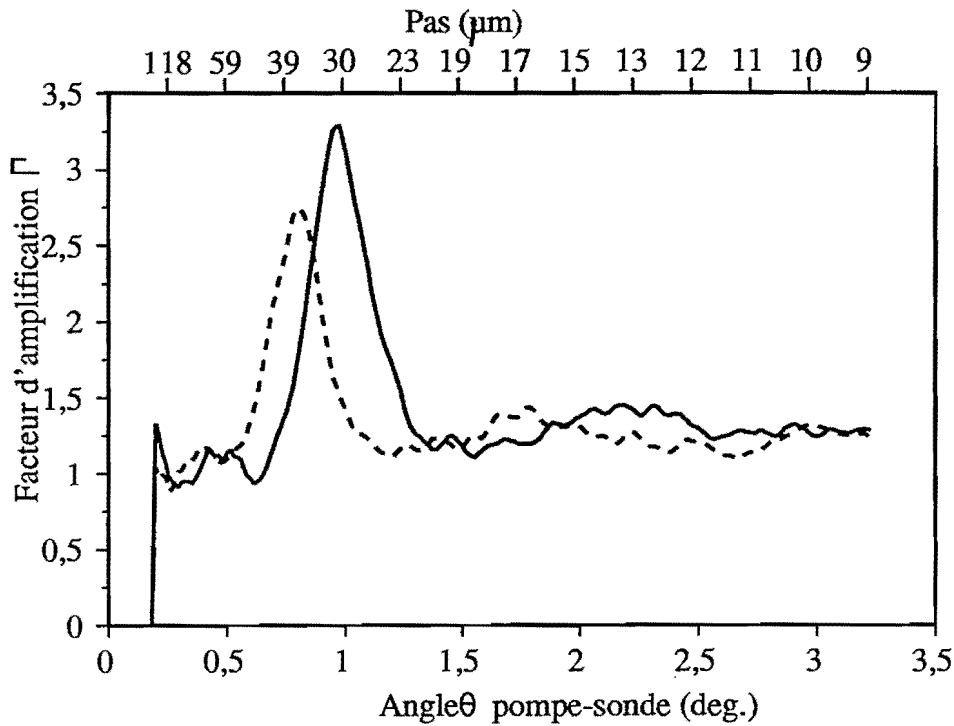


Fig. 9 : Facteur d'amplification Γ expérimental en fonction de l'angle θ pompe-sonde. Le champ appliqué est pulsé asymétrique ($\bar{E}_0 = 7,5 \text{ kV/cm}$). Pour la courbe en trait plein, $T_0 = 100 \text{ } \mu\text{s}$, $T_I = 50 \text{ } \mu\text{s}$, pour la courbe en pointillés, $T_0 = 90 \text{ } \mu\text{s}$, $T_I = 60 \text{ } \mu\text{s}$.

Comme nous l'avions prévu, réduire T_I déplace le pic de résonance vers des pas plus petits. Ici pour $\Lambda_r = 37 \mu\text{m}$, la valeur théorique est de $40 \mu\text{m}$. Cependant le gain maximum ($1,5 \text{ cm}^{-1}$) est inférieur à celui prédit ($5,3 \text{ cm}^{-1}$). Les raisons suivantes peuvent expliquer cette différence :

- ◊ le temps de montée de notre alimentation (figure 10) est $10 \mu\text{s}$ ce qui n'est pas négligeable par rapport à T_I ($50 \mu\text{s}$), si bien que la forme temporelle du champ appliqué diffère du cas idéal (figure 5).

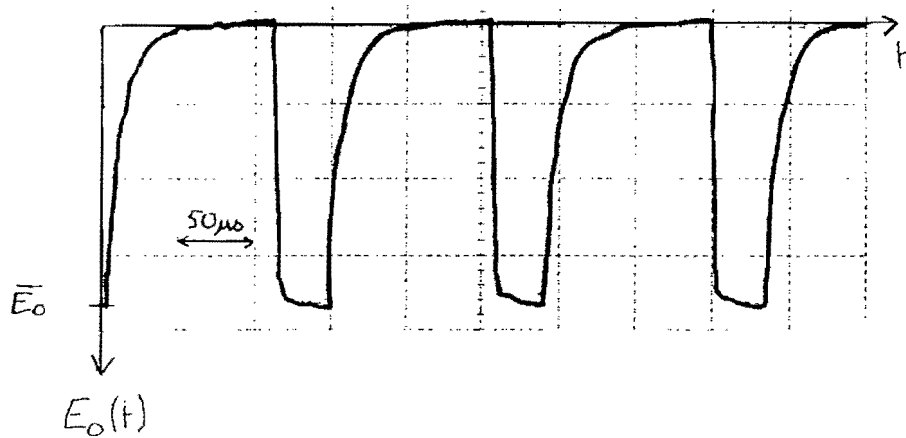


Fig. 10 : Allure temporelle du champ pulsé asymétrique ($\bar{E}_0 = 7,5 \text{ kV/cm}$) tel qu'il est appliqué au BGO:Fe lors de la mesure du facteur d'amplification figure 9.

- ◊ la fréquence spatiale de résonance dépend de la valeur de la mobilité qui peut fluctuer de 40 % d'un point à un autre dans le cristal [22], il est ainsi impossible de satisfaire la condition (15) simultanément en tout point du cristal .

- ◊ le couplage entre les différentes ondes planes formant le faisceau sonde convergent et la pompe abaisse la valeur du maximum du gain par rapport à celle calculée pour deux ondes planes, ceci est équivalent à un phénomène de couplage à N ondes [23].

Pour cette dernière raison, nous avons ôté la lentille cylindrique afin de mesurer le gain lorsqu'un seul pas de réseau photoinduit est présent. A l'aide d'un champ pulsé symétrique ($\bar{E}_0 = 7,5$ kV/cm) et en optimisant l'allure du champ, nous avons obtenu un facteur d'amplification $\Gamma = 1000$ ($G = 8,8$ cm⁻¹). Cette valeur correspond à une augmentation significative du gain comparé au facteur d'amplification de 5 ($G = 2$ cm⁻¹) obtenu sur le même échantillon avec un champ carré ou $\Gamma = 65$ ($G = 5,4$ cm⁻¹) sur un pic de résonance en champ sinusoïdal avec pour ces deux derniers champs $\bar{E}_0 = 7,5$ kV/cm.

d) Conclusion.

En conclusion, nous avons démontré théoriquement que l'emploi de champs pulsés symétriques permet de dépasser la valeur $m E_q$ du champ de charge d'espace. Le gain étant proportionnel à $m E_q/m$ (équation 10), pour de faibles taux de modulation, nous obtenons expérimentalement des gains plus élevés qu'avec les méthodes classiques [15-19] ou même sur une résonance d'un champ sinusoïdal [20].

De plus, l'étude théorique et expérimentale nous a permis de valider l'approche décrivant le mécanisme physique découlant de l'application de champs pulsés symétriques ou asymétriques : les relations (15) (16) (17) permettant de prévoir les positions des pics de résonance et leurs conditions d'existence sont vérifiées.

Cette technique d'amplification présente une résonance en fonction du pas du réseau induit et est donc mal appropriée pour l'amplification de toutes les fréquences spatiales présentes dans une image. Elle peut par contre servir à l'amplification de faisceaux. Le cristal amplificateur utilisé pouvant être comme lors de notre étude un échantillon de BGO:Fe ou un échantillon de BTO dont les caractéristiques sont similaires (cf. annexe 2). Les champs pulsés asymétriques conduisent à des gains moins importants mais présentent l'avantage de pouvoir s'appliquer à des matériaux ferroélectriques car ils évitent les problèmes de renversement de polarisation des domaines cristallins lorsque le champ alternatif change de signe, comme c'est le cas des champs carrés ou sinusoïdaux. Par exemple, les caractéristiques photoréfractives du niobate de potassium (KNbO₃) réduit données en annexe 2 sont comparables à celles de notre BGO:Fe. Par conséquent, la résonance devrait être facilement observée dans de tels cristaux.

Dans le chapitre suivant, nous allons nous consacrer à l'amplification d'images. Pour cela, nous allons déterminer la nature du champ appliqué conduisant à l'amplification la meilleure et à la résolution la plus grande.

④ - AMPLIFICATION D'IMAGES.

Nous présentons maintenant une application pratique du mélange à deux ondes dans des cristaux de sillénites soumis à un champ électrique alternatif : des amplifications d'images. L'étude commence par une partie théorique. Nous allons déterminer la dépendance du gain en fonction de la direction de propagation des faisceaux par rapport aux axes cristallographiques. Nous commençons par calculer le coefficient électrooptique effectif et nous montrerons qu'il est important de prendre en compte l'effet piézoélectrique. Nous déterminons ensuite l'expression du champ de charge d'espace à l'état stationnaire en fonction des orientations du vecteur réseau et du champ électrique appliqué. Cette étude tient compte d'un éventuel défaut de coupe de nos cristaux, la coupe des échantillons n'étant effectuée qu'avec une précision de quelques degrés. Notre partie expérimentale débute par l'étude de la topographie du gain dans un cristal de BGO:Fe afin de voir si l'échantillon est homogène et si l'application du champ est uniforme. Ensuite, on s'intéresse à la résolution offerte par le cristal amplificateur puis nous présenterons une amplification d'images dans des cristaux de BGO:Nd et de BGO:Cu.

1. Influence de l'effet piézoélectrique sur l'effet électrooptique.

L'effet piézoélectrique [24] est présent dans un cristal photoréfractif car il est non-centrosymétrique. Le champ de charge d'espace provoque des déformations qui par l'effet électrooptique provoque un changement d'indice. Par exemple, Stepanov et al. [25] ont montré l'influence de l'effet piézoélectrique sur les variations d'indice dans des cristaux à symétrie cubique. Cependant, les coefficients électrooptiques et diélectriques déterminés pour la plupart des matériaux photoréfractifs concernent des cristaux libres ou contraints auxquels ont été appliqués des champs électriques uniformes. Les valeurs de ces coefficients ne peuvent pas par conséquent être utilisées directement lorsque des champs électriques modulés spatialement tels que ceux induits par effet photoréfractif sont présents dans les matériaux. Nous allons dans ce paragraphe montrer que les déformations induites par un champ électrique modulé spatialement diffèrent de celles induites par un champ uniforme. Nous démontrons que les coefficients diélectriques et électrooptiques effectifs qui doivent être utilisés ne sont ni les coefficients

contraints, ni les coefficients libres mais qu'ils peuvent être calculés à partir de ces derniers [26-27] .

a) Analyse de la déformation.

Dans un cristal piézoélectrique, un champ électrique interne $\underline{E}$ modifie la contrainte $\underline{\sigma}$, la déformation $\underline{\delta}$ et l'induction $\underline{D}$. Nous choisissons deux ensembles de variables indépendantes [24]. Dans la suite, nous utiliserons $(\underline{\sigma}, \underline{E})$ et $(\underline{\delta}, \underline{E})$. Avec les conventions d'Einstein, nous avons :

$$\delta_{ij} = s_{ijkl} \sigma_{kl} + d_{kij} E_k, \quad (28.a)$$

$$D_i = d_{ijk} \sigma_{jk} + \epsilon_0 \epsilon_{ij}^{\sigma=0} E_j, \quad (28.b)$$

ou :

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \delta_{kl} - e_{kij} E_k, \quad (29.a)$$

$$D_i = e_{ijk} \delta_{jk} + \epsilon_0 \epsilon_{ij}^{\delta=0} E_j, \quad (29.b)$$

où δ_{ij} , σ_{ij} , E_i et D_i sont les composantes du tenseur des déformations, du tenseur des contraintes, du champ électrique et de l'induction ;

s_{ijkl} et c_{ijkl} sont les composantes des tenseurs d'élasticité et de rigidité ;

e_{ijk} et d_{ijk} sont les composantes des tenseurs piézoélectriques ;

$\epsilon_{ij}^{\delta=0}$ et $\epsilon_{ij}^{\sigma=0}$ sont les composantes des tenseurs diélectrique relatif statique contraints et libres.

Les équations (28) et (29) sont équivalentes.

L'effet d'un champ électrique $\underline{E}$ interne et de la déformation $\underline{\delta}$ sur l'imperméabilité est donné par la variation $\Delta\eta_{ij}$ du tenseur d'imperméabilité :

$$\Delta\eta_{ij} = r_{ijk}^{\delta=0} E_k + p_{ijkl}^{E=0} \delta_{kl}, \quad (30)$$

où $r_{ijk}^{\delta=0}$ sont les composantes du tenseur électrooptique contraint

et $p_{ijkl}^{E=0}$ les composantes du tenseur élasto-optique.

Les équations (28) à (30) sont valables pour des champs électriques uniformes ou modulés spatialement. Nous allons successivement examiner ces deux cas.

b) Champs électriques internes uniformes.

Nous supposons ici qu'une tension constante est appliquée à l'échantillon et y induit un champ interne uniforme. Si d est l'espace entre les électrodes, le module du champ interne est V/d et il est perpendiculaire aux électrodes. Nous supposons également que la contrainte et la déformation sont uniformes si bien que leurs valeurs dans le cristal sont égales à celles aux limites de l'échantillon.

Si le cristal est libre ($\sigma_{ij} = 0$), sa déformation est donnée par l'équation (28.a). En reportant dans l'équation (29.b) et en identifiant avec l'équation (28.b), on obtient :

$$\varepsilon_{ij}^{\sigma=0} = \varepsilon_{ij}^{\delta=0} + e_{ikl} d_{kl} / \varepsilon_0 \quad . \quad (31)$$

De la même manière, on obtient l'expression pour les coefficients électrooptiques libres $r_{ijk}^{\sigma=0}$ avec l'équation (30) :

$$r_{ijk}^{\sigma=0} = r_{ijk}^{\delta=0} + p_{ijlm} d_{lm} \quad . \quad (32)$$

Nous voyons avec ces deux dernières relations que six directions de déformation sont impossibles dans les cristaux appartenant au groupe de symétrie 23 comme le BSO ou le BGO car certaines composantes des tenseurs sont nulles. On peut calculer les différences entre les coefficients libres et contraints avec les valeurs des coefficients donnés en annexe 2.

Pour le BGO :

$$\varepsilon_I^{\sigma=0} - \varepsilon_I^{\delta=0} = 4,3$$

$$r_{41}^{\sigma=0} - r_{41}^{\delta=0} = 0,34 \text{ pm} / \text{V}.$$

c) Champs électriques internes modulés spatialement.

L'analyse précédente ne s'applique plus lorsque le champ électrique n'est pas uniforme. Les équations (28) et (29) ne servent plus à déterminer la déformation en chaque point du cristal. Elles donnent uniquement des relations entre $\underline{\delta}$, $\underline{\sigma}$, $\underline{E}$ et $\underline{D}$. Pour compléter les

relations (28) et (29), le premier principe de la dynamique [28] donne lorsque le matériau est en équilibre :

$$F_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (33)$$

F_i sont les composantes des forces par unité de volume dues aux contraintes. Les valeurs de σ_{ij} sur les faces du cristal sont données par les conditions aux limites.

L'équation (33) est vraie quand la constante de temps de l'effet photoréfractif τ_g est plus grande que la constante de temps des vibrations mécaniques dans le matériau. Si V_s est la vitesse du son, cette dernière condition s'écrit :

$$\tau_g \gg \Lambda / V_s. \quad (34)$$

Ceci est vérifié dans la plupart des expériences car V_s étant de l'ordre de quelques kilomètres par seconde et Λ , le pas du réseau photoinduit de l'ordre du micron, τ_g devra être supérieur à la nanoseconde.

Pour déterminer les valeurs de σ_{ij} dans le cristal, nous supposons celui-ci quasi infini (ses dimensions sont plus grandes que le pas Λ du réseau). Dans les cristaux minces, les déformations en surface devront être prises en compte [29].

Pour les cristaux infinis, le vecteur réseau, parallèle au champ électrique, est un axe de symétrie pour la déformation. Nous effectuons les calculs dans un repère dont l'axe x' est parallèle au champ électrique. Toutes les composantes dans ce nouveau repère seront repérées par un "prime". Les dérivées des composantes de la contrainte par rapport à y' et z' s'annulent, si bien que l'équation (33) s'écrit :

$$\frac{\partial \sigma'_{x'x'}}{\partial x'} = 0. \quad (35)$$

Cette équation montre que la partie modulée spatialement de $\sigma_{x'x'}$, induite par le champ de charge d'espace s'annule. De l'équation (29), nous déduisons que la seule composante non nulle de la contrainte est $\delta'_{x'x'}$:

$$\begin{cases} \delta'_{x'x'} = \frac{e'_{x'x'x'}}{c'_{x'x'x'x'}} \\ \delta'_{x'y'} = \delta'_{x'z'} = \delta'_{y'z'} = \delta'_{y'y'} = \delta'_{z'z'} = 0 \end{cases} \quad (36)$$

Si a_i sont les cosinus directeurs de $\underline{E}$ dans les axes cristallographiques, alors $\delta'_{x'x'}$ s'exprime en fonction des composantes des tenseurs piézoélectriques et de rigidité :

$$\delta'_{x'x'} = HE \quad (37)$$

avec :

$$H = \frac{\sum_{i,j,k=1} a_i a_j a_k e_{ijk}}{\sum_{l,m,n,o=1} a_l a_m a_n a_o c_{lmno}} , \quad (38)$$

E est le module de $\underline{E}$.

Les composantes de la déformation s'expriment dans le repère cristallographique par :

$$\delta_{ij} = a_i a_j HE. \quad (39)$$

Cette équation démontre qu'un réseau photoréfractif qui donne un champ électrique non-uniforme donne des composantes de déformation non nulles alors qu'elles sont nulles dans le cas d'un champ électrique uniforme.

i) Calcul de la constante diélectrique effective.

Nous déterminons ici les composantes du tenseur diélectrique relatif ϵ^{pr} à prendre en compte lorsque le champ électrique est modulé spatialement comme c'est le cas pour l'effet photoréfractif.

En reportant l'équation (39) dans l'équation (29.b), nous obtenons :

$$\epsilon_{ij}^{pr} = \epsilon_{ij}^{\delta=0} + e_{ijk} a_k \frac{H}{\epsilon_o} . \quad (40)$$

La loi de Poisson qui relie le réseau modulé de charge et le vecteur déplacement électrique permet de définir la constante diélectrique statique photoréfractive effective ϵ_{eff}^{pr} :

$$\text{div}(\epsilon^{pr} \underline{E}) = \epsilon_{eff}^{pr} \text{div} \underline{E} . \quad (41)$$

Des équations (40) et (41), nous obtenons :

$$\epsilon_{eff}^{pr} = a_i \left(\epsilon_{ij}^{\delta=0} + e_{ijk} a_k \frac{H}{\epsilon_o} \right) a_j . \quad (42)$$

ii) Coefficient électrooptique effectif.

Dans les axes cristallographiques, le couplage de deux ondes optiques incidentes sur un cristal est lié au tenseur diélectrique non-linéaire par :

$$\Delta \varepsilon_{ij}^{\omega} = -n_i^2 n_j^2 \left(\frac{\Delta \eta_{ij}}{\varepsilon_o} \right) \quad (43)$$

où $n_i^2 = 1 / \varepsilon_{ij}^{\omega}$ sont les carrés des indices optiques de réfraction.

Si v_i, w_i sont les composantes des vecteurs polarisation des deux ondes optiques, le gain est proportionnel au coefficient électrooptique r_{eff}^{pr} :

$$r_{eff}^{pr} = -v_i^* \frac{\varepsilon_o \Delta \varepsilon_{ij}}{E} w_j \quad , \quad (44)$$

que nous pouvons réécrire en utilisant les équations (30) et (39) :

$$r_{eff}^{pr} = -v_i^* \left(r_{ijk}^{\delta=0} + p_{ijkl} a_l H \right) a_k w_j n_i^2 n_j^2 \quad , \quad (45)$$

l'astérisque désignant la conjugaison complexe.

Les équations (42) et (45) montrent que les constantes nécessaires pour une description correcte de l'effet photoréfractif ne sont ni les constantes libres, ni les constantes contraintes. D'après l'équation (35), le cristal est en réalité libre le long de l'axe x' du champ quelles que soient les forces extérieures, les autres composantes de la contrainte étant nulles. Ce résultat est différent lorsqu'un champ uniforme est induit dans le matériau. L'équation (45) montre qu'un champ modulé spatialement engendre un coefficient r_{eff}^{pr} non nul, ceci pour des directions du champ et des polarisations données pour lesquelles il n'y a pas de changement d'indice avec un champ uniforme (équation (42)).

Nous avons vérifié expérimentalement ce résultat par une expérience de mélange à deux ondes dans un cristal de BGO. Le pas du réseau est $\Lambda = 1 \mu\text{m}$. Ce réseau est inscrit dans le cristal par l'interférence de deux faisceaux issus d'une source laser Argon ($\lambda = 514 \text{ nm}$). Les valeurs expérimentales du gain par mélange à deux ondes (proportionnel à r_{eff}^{pr}) en fonction de l'angle ω du vecteur réseau par rapport à l'axe $[001]$, sont reportées sur la courbe 1 de la figure 11. Sur cette figure, nous avons également tracé à titre de comparaison le coefficient r_{eff}^{pr} calculé

en supposant un champ uniforme et en utilisant soit les coefficients libres (courbe 2), soit les coefficients contraints (courbe 3).

Nous voyons que pour décrire correctement la variation du gain, nous devons prendre en compte l'effet piézoélectrique dans l'effet électrooptique.

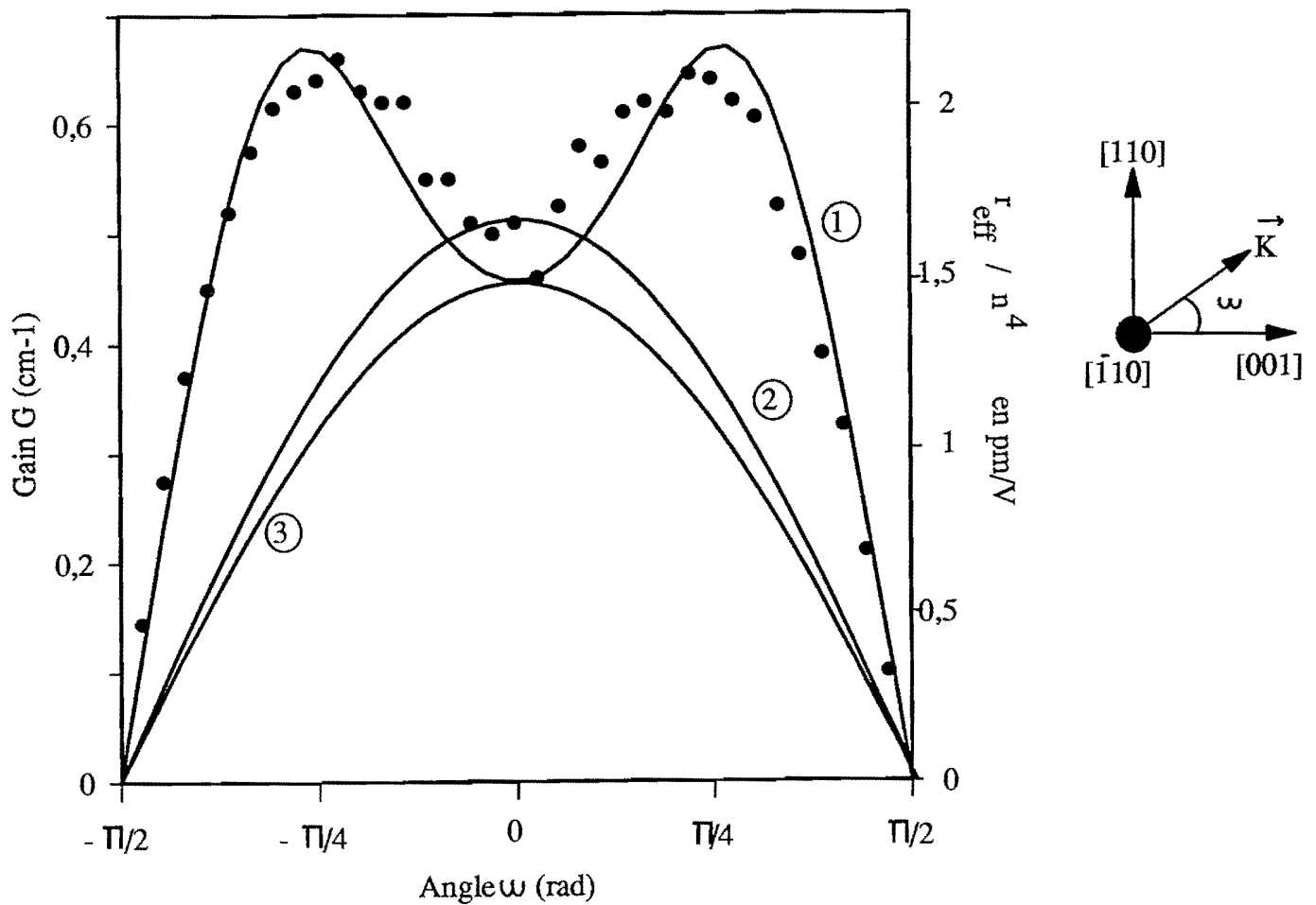


Fig. 11 : Les points représentent le gain expérimental de mélange à deux ondes. La courbe 1 est issue du calcul théorique du coefficient r_{eff}^{pr} tenant compte de l'effet piézoélectrique. La courbe 2 est tracée en supposant le champ uniforme et le cristal libre, la courbe 3 en supposant le champ uniforme et le cristal contraint.

2. Dépendance du champ de charge d'espace avec les directions du vecteur réseau et du champ électrique.

Contrairement à l'étude menée dans le paragraphe 1.2, nous devons maintenant considérer le cas où le vecteur réseau n'est plus parallèle au champ appliqué. De plus, afin de prendre en compte un éventuel défaut de coupe du cristal, le champ appliqué étant perpendiculaire aux faces cristal, il ne s'aligne plus exactement selon $[001]$ c'est-à-dire suivant l'axe cristallographique $\hat{k}'$ (figure 12).

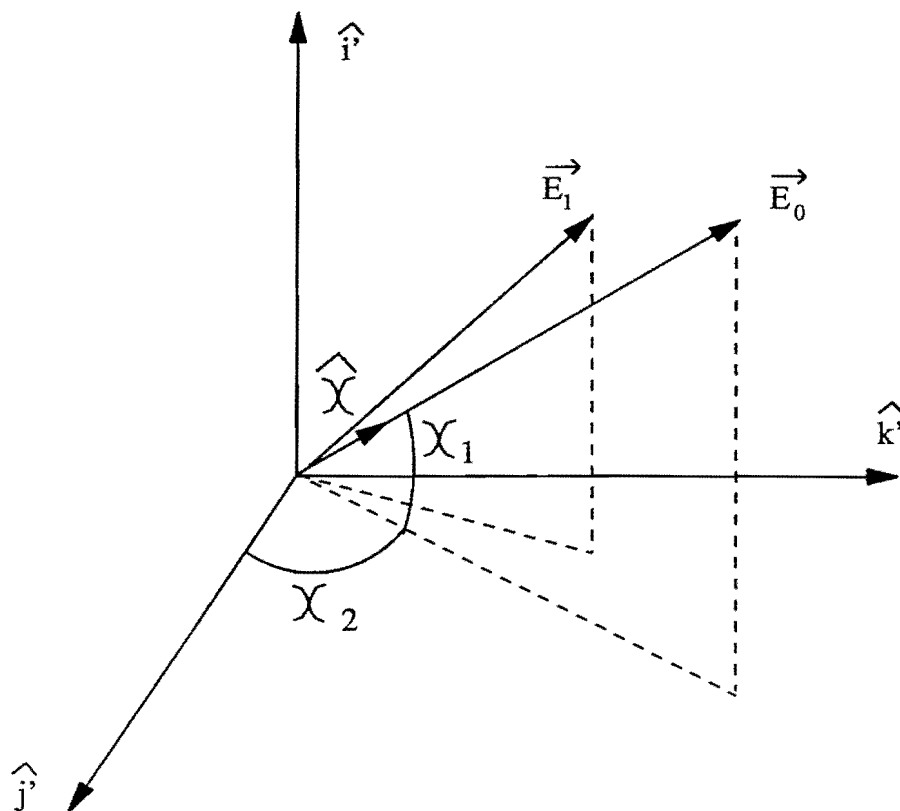


Fig. 12 : Direction du champ appliqué $\vec{E}_0$ par rapport au repère $(\hat{i}', \hat{j}', \hat{k}')$.

$\hat{i}'$, $\hat{j}'$, $\hat{k}'$ sont les vecteurs directeurs unitaires dont les composantes par rapport au repère cristallographique sont respectivement $(1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$, $(-1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)$ et $(0,0,1)$. $\hat{\chi}$ est le vecteur unitaire dans la direction de $\vec{E}_0$, χ_1 et χ_2 sont les angles dus au défaut de coupe (dans le cas d'un cristal correctement taillé, $\chi_1 = 0$, $\chi_2 = \pi/2$). $\vec{E}_l$ est perpendiculaire aux surfaces équipotentiels et donc aux strates du réseau c'est-à-dire suivant $\vec{K}$.

L'équation, dont $|\vec{E}_l|$ est solution, s'obtient à partir des quatre équations du modèle de transport de bande avec le développement de Kukhtarev en envisageant pour toutes les grandeurs vectorielles trois composantes suivant le repère $(\hat{i}', \hat{j}', \hat{k}')$. La résolution se conduit de manière analogue à celle effectuée dans le cas où les grandeurs ont une seule composante. Nous obtenons :

$$n_l = \frac{-\varepsilon_0 \varepsilon^s \left[\vec{K} \cdot \frac{d\vec{E}_l}{dt} + \frac{1}{\tau_{DI}} \vec{K} \cdot \vec{E}_l \right]}{e \mu \left[j E_D |\vec{K}| + \vec{K} \cdot \vec{E}_0 \right]} \quad (46)$$

et l'équation différentielle du second ordre pour $\vec{E}_l$:

$$\begin{aligned} & \vec{K} \cdot \frac{d^2 \vec{E}_l}{dt^2} + \vec{K} \cdot \frac{d\vec{E}_l}{dt^2} \left[\frac{1}{\tau_{DI}} + \frac{1}{\tau_l} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_D} - j\mu \vec{K} \cdot \vec{E}_0 - \vec{K} \cdot \frac{d\vec{E}_0}{dt} \frac{1}{\vec{K} \cdot \vec{E}_0 + jE_D |\vec{K}|} \right] \\ & + \vec{K} \cdot \vec{E}_l \left[\frac{1}{\tau_R \tau_{DI}} + \frac{1}{\tau_D \tau_l} - j\mu \frac{\vec{K} \cdot \vec{E}_0}{\tau_l} - \frac{1}{\tau_{DI}} \vec{K} \cdot \frac{d\vec{E}_0}{dt} \frac{1}{\vec{K} \cdot \vec{E}_0 + jE_D |\vec{K}|} \right] \\ & = -m \frac{(\vec{K} \cdot \vec{E}_0 + jE_D |\vec{K}|)}{\tau_R \tau_{DI}}. \end{aligned} \quad (47)$$

Ceci revient à remplacer $\vec{E}_0$ dans l'équation (8) par sa projection $\vec{E}_0 \cdot \frac{\vec{K}}{|\vec{K}|}$.

A l'état stationnaire et pour un champ E_0 constant :

$$|\vec{E}_I|^2 = mE_q^2 \frac{[\hat{K} \cdot \vec{E}_0]^2 + E_D^2}{[\hat{K} \cdot \vec{E}_0]^2 + (E_D + E_q)^2} \quad (48)$$

avec $\vec{E}_0 = E_0 \hat{k}'$ et $\hat{K} = \frac{\Lambda}{2\pi} \vec{K}$.

Pour un champ carré appliqué, l'expression de E_I obtenue au premier ordre est :

$$E_I = jm \frac{E_D \left(1 + \frac{E_D}{E_M} + \frac{(\hat{K} \cdot \vec{E}_0)^2}{E_D E_M} \right)}{\left(1 + \frac{E_D}{E_M} \right) \left(1 + \frac{E_D}{E_q} \right) + \frac{(\hat{K} \cdot \vec{E}_0)^2}{E_q E_M}} \quad (49)$$

avec : $E_M = \frac{I}{\mu \tau_R K}$.

Si le faisceau pompe arrive en incidence normale (suivant $\hat{j}'$) comme dans nos expériences, et si θ et φ déterminent l'orientation du faisceau sonde (figure 13) :

$$|\vec{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{2} \sqrt{1 - \cos \varphi \cos \theta} \quad (50)$$

$$\hat{K} \cdot \hat{\chi} = \frac{K_x \chi_x + K_y \chi_y + K_z \chi_z}{|\vec{K}|} \quad (51)$$

d'où :

$$\begin{aligned} \hat{K} \cdot \vec{E}_0 = \hat{K} \cdot \hat{\chi} E_0 = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \cos \varphi \cos \theta}} \frac{\sqrt{2}}{2} [-\sin \varphi \sin \chi_1 + (1 - \cos \varphi \cos \theta) \cos \chi_1 \cos \chi_2 \\ - \cos \varphi \sin \theta \cos \chi_1 \sin \chi_2] \end{aligned} \quad (52)$$

Ce qui nous permet en reportant dans l'équation (49) de calculer la variation de E_i en fonction de l'orientation du champ électrique appliqué et du vecteur réseau.

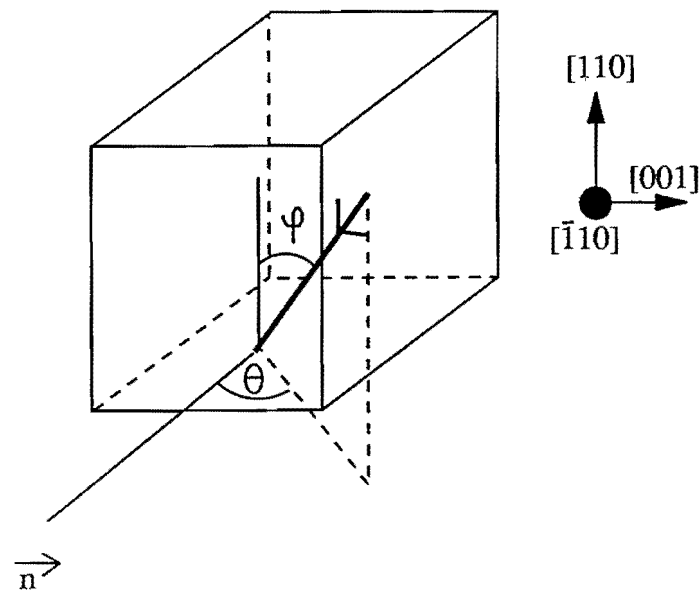


Fig. 13 : Définition de l'incidence d'un faisceau par rapport à la normale à la face d'entrée du cristal : θ est l'angle dans le plan (110), ϕ est dans le plan (001).

Sur la figure 14 sont superposées deux courbes de gain en fonction de φ pour $\theta = 2^\circ 50'$ tracées avec les paramètres du BGO:Fe sous champ carré $\bar{E}_0 = 3,75 \text{ kV/cm}$. La courbe en tirets est obtenue lorsque $\chi_1 = 0$, $\chi_2 = \pi/2$ et montre l'influence de l'effet piézoélectrique. Si $\chi_1 = 5^\circ$, $\chi_2 = 85^\circ$, alors la courbe en trait plein présente une dissymétrie : c'est l'effet dû à un défaut de coupe de l'échantillon. Le gain ne sera pas uniforme et la résolution baissera,

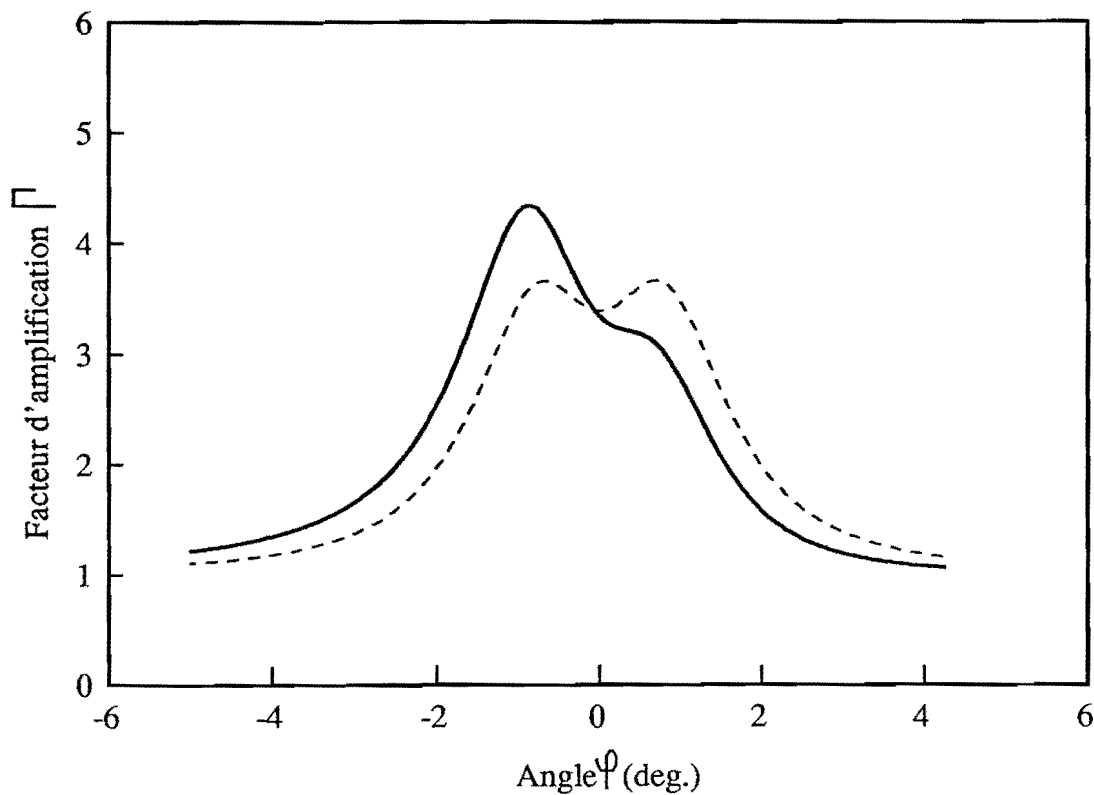


Fig. 14 : Courbes théoriques du facteur d'amplification Γ en fonction de l'angle φ d'incidence du faisceau sonde ($\theta = 2^\circ 50'$) dans un cristal de BGO:Fe sous champ carré ($\bar{E}_0 = 3,75 \text{ kV/cm}$). La courbe en pointillés est obtenue pour un échantillon parfaitement taillé ($\chi_1 = 0$, $\chi_2 = \pi/2$) et décrit l'effet piézoélectrique. La courbe en trait plein simule un défaut de coupe $\chi_1 = 5^\circ$, $\chi_2 = 85^\circ$.

3. Mesure de l'uniformité de l'amplification.

Nous nous intéressons ici à la topographie du gain dans un cristal soumis à un champ électrique alternatif afin de connaître la répartition spatiale de l'amplification et sa variation en fonction de la forme du champ appliqué.

a) Montage expérimental.

La figure 15 représente le montage expérimental permettant cette étude. Un faisceau lumineux à la longueur d'onde $\lambda = 514$ nm issu d'une source laser Argon, polarisé verticalement, se sépare en un faisceau fort (la pompe) d'intensité I_p et un faisceau faible (la sonde) d'intensité I_s . Les deux faisceaux ont une structure d'onde plane. Ils traversent un cristal de BGO:Fe (le dopage est 50 ppm) auquel est appliqué un champ alternatif. Dans notre expérience, l'amplitude du champ est $\bar{E}_0 = 3,75$ kV/cm, les intensités incidentes valent $I_p = 5,26$ mW/cm² et $I_s = 36,8$ μ W/cm², le pas du réseau photoinduit est 26 μ m. Cette valeur est obtenue en faisant passer le faisceau pompe au travers de la lame séparatrice L.S. et qui arrive sous incidence quasi normale sur le cristal. Le faisceau sonde se réfléchit sur cette séparatrice et est ainsi incident sur le cristal avec un angle très faible par rapport à la pompe. La lame L.S. est prismatique pour éviter les franges d'interférence venant d'une lame à faces parallèles.

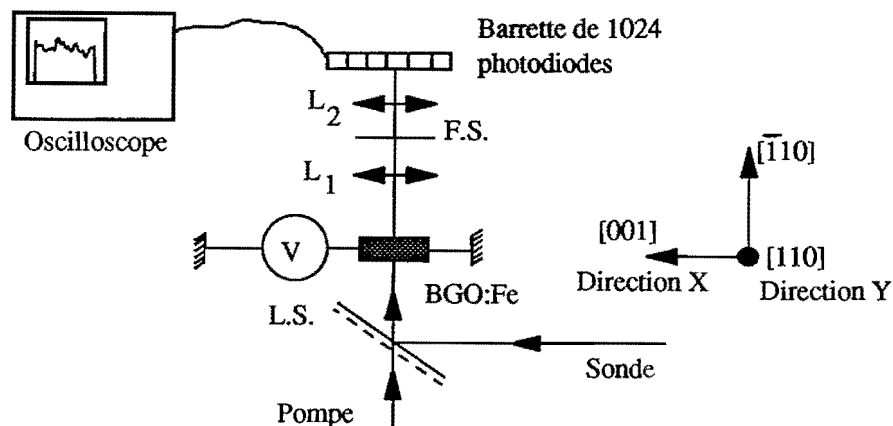


Fig. 15 : Dispositif expérimental permettant de dresser des cartes de gain.

L.S. : lame séparatrice prismatique.

F.S. : filtrage spatial.

Un filtrage spatial, destiné à éliminer la pompe en sortie du cristal est composé d'une lentille L_1 de distance focale 150 mm et d'un trou. La lentille L_2 (distance focale 100 mm) forme l'image de la face de sortie du cristal dans un plan où est placée une barrette linéaire de 1024 photodiodes recueillant le faisceau sonde amplifié. La barrette est verticale (suivant la direction $[110]$). Par des translations successives de la barrette suivant l'axe X , nous effectuons des coupes verticales de l'image de la face de sortie du cristal et établissons ainsi des cartes du facteur d'amplification. Chaque coupe du facteur d'amplification est calculée à partir de différentes acquisitions de la façon décrite précédemment au paragraphe ③.1.b.

b) Résultats.

Lorsque le champ appliqué est carré avec par exemple, une fréquence de 1,9 kHz, la carte de gain figure 16 met en évidence un gain relatif caractérisé par de faibles fluctuations (de l'ordre de 10 %) autour de la valeur $\Gamma = 4$ ($G = 1,8 \text{ cm}^{-1}$), ceci sur toute la hauteur du cristal et pour chaque coupe. Ce résultat est valable quelle que soit la fréquence du champ. L'allure plus tourmentée de la coupe $x = 4 \text{ mm}$ est due à la présence très proche de l'électrode. Les fluctuations des coupes peuvent s'expliquer par l'absence de traitement anti-reflet sur les faces du cristal ce qui n'empêche pas les réflexions multiples à l'intérieur de l'échantillon comme nous le verrons dans la troisième partie au paragraphe ①.2.

Pour un champ sinusoïdal, des coupes effectuées de manière identique, à fréquence donnée, présentent une allure similaire.

La figure 17 montre la répartition de l'amplification dans la coupe $x = 2 \text{ mm}$ (au milieu du cristal) pour des fréquences du champ sinusoïdal allant de 2 kHz à 10 kHz. Pour chaque fréquence, le gain relatif est uniforme et sa valeur est fonction de la fréquence du champ ainsi que précédemment décrit (cf. paragraphe ③.1).

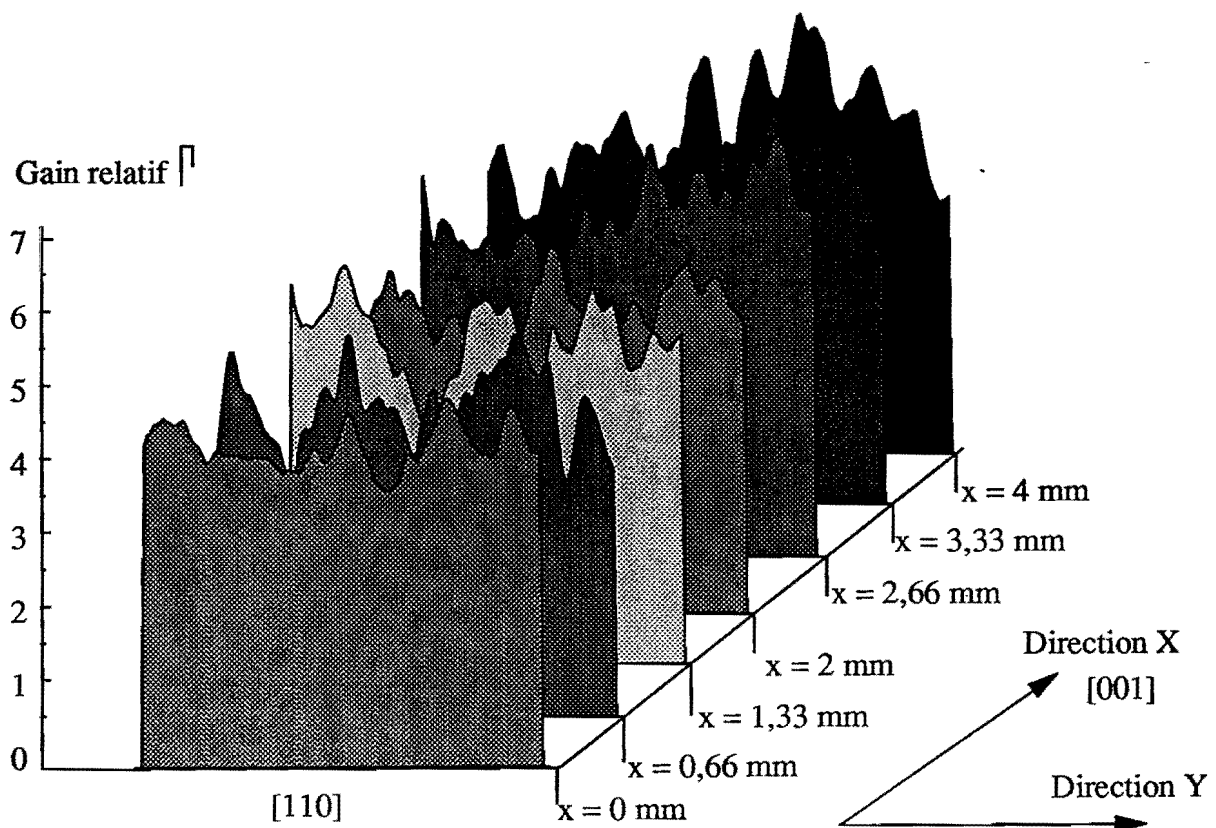


Fig. 16 : Carte de gain relatif Γ lorsque le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 3,75 \text{ kV/cm}$, fréquence $f = 1,9 \text{ kHz}$). Chaque courbe correspond à la répartition spatiale du gain Γ suivant l'axe [110] du cristal. Les coupes sont effectuées dans la direction [001].

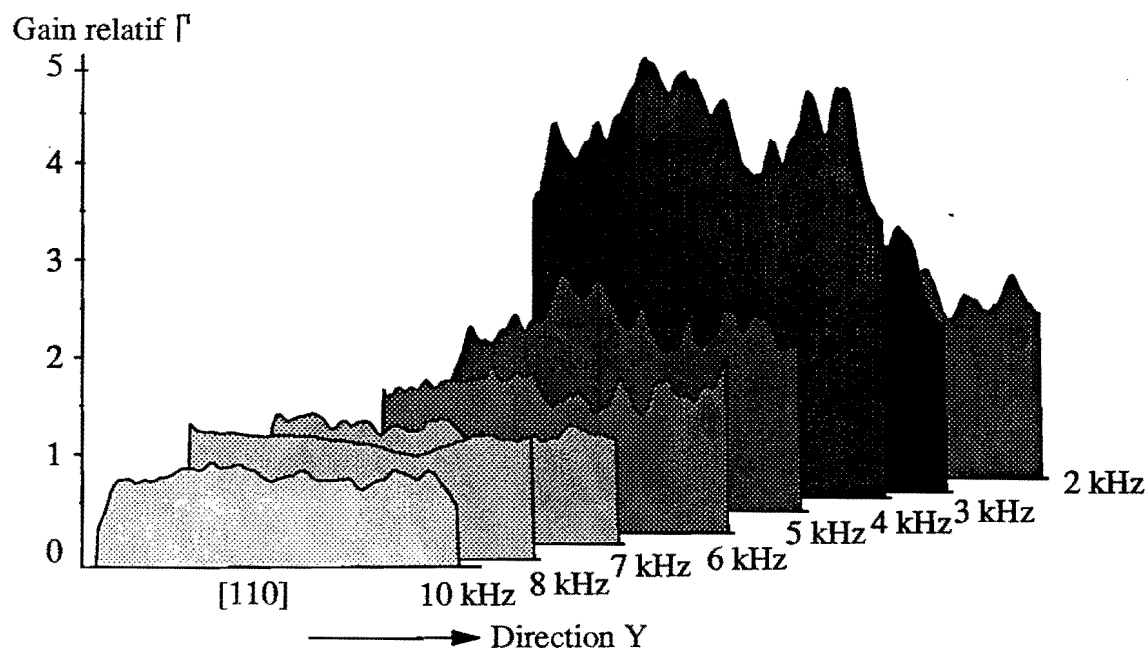


Fig. 17 : Répartition spatiale du gain relatif Γ suivant l'axe $[110]$ pour différentes fréquences d'un champ sinusoïdal ($\bar{E}_0 = 3,75 \text{ kV/cm}$) et pour la même coupe $x = 2 \text{ mm}$.

c) Conclusion.

En conclusion, l'amplification dans le cristal de BGO:Fe est uniforme quelles que soient la forme et la fréquence du champ électrique. Ceci prouve en particulier que l'échantillon est homogène et que le champ s'applique uniformément. Nous allons maintenant mener une étude analogue en ce qui concerne la résolution.

4. Etude de la résolution d'images sous champ sinusoïdal et carré dans le BGO:Fe.

Dans le but d'amplifier une image, nous étudions le gain suivant deux directions d'incidence θ et φ (figure 13) du faisceau sonde par rapport à la normale à la face d'entrée du

cristal. L'étude est menée d'abord en fonction de l'angle θ pour un angle $\varphi = 0$ puis pour un angle θ donné, selon l'angle φ (figure 13).

Les critères que nous cherchons à satisfaire sont une amplification la plus importante possible avec la résolution la meilleure. Cette dernière est définie par :

$$\mathcal{R}_{\theta,\varphi} = \mathcal{R}_{\theta} \times \mathcal{R}_{\varphi} = \frac{\delta\theta}{\Delta\theta} \frac{\delta\varphi}{\Delta\varphi}. \quad (53)$$

Le critère de Rayleigh pour des ondes planes donne $\Delta\theta = \frac{\lambda}{a}$, $\Delta\varphi = \frac{\lambda}{b}$,

a et b sont les dimensions de l'échantillon respectivement selon [001] et [110].

$\delta\theta$, $\delta\varphi$ sont les largeurs à mi-hauteur des courbes d'amplification Γ établies suivant les directions θ et φ .

Pour mesurer l'amplification Γ en fonction de l'angle θ , le montage est celui décrit précédemment (paragraphe 3.1.b), une génératrice de la lentille cylindrique étant parallèle à [110]. L'amplification Γ selon l'angle φ pour un angle θ donné s'obtient en pivotant la lentille cylindrique de 90° afin d'amener sa génératrice parallèle à [001]. Après traversée de la lentille cylindrique, le faisceau sonde est convergent, son point de focalisation est après le cristal. Par interférence avec le faisceau pompe, plusieurs réseaux de pas différents s'inscrivent en différents points dans le matériau. La comparaison entre les valeurs du facteur d'amplification pour ces différents pas induits est justifiée car nous venons de voir dans le paragraphe précédent que le gain ne dépend pas de l'endroit où on se place dans le cristal. Notre échantillon est un BGO:Fe (dopage 50 ppm) dont les dimensions sont $a = 4$ mm, $b = 6,5$ mm, la longueur d'interaction est 7,9 mm. L'amplitude des champs appliqués est $\bar{E}_o = 3,75$ kV/cm, le faisceau pompe est en incidence normale.

a) Résultats en champ alternatif carré.

Les intensités I_p et I_s des faisceaux incidents pompe et sonde valent $I_p = 5,26$ mW/cm² et $I_s = 36,8$ μ W/cm². L'amplification Γ à $\varphi = \text{constante}$ est uniforme et vaut $\Gamma \approx 4$ ($G \approx 1,7$ cm⁻¹) sur une plage angulaire $\delta\theta > 3^\circ$ autour de $\theta = 2^\circ$. On a donc $\mathcal{R}_{\theta} > 407$ pl pour un échantillon de 4 mm soit 102 pl/mm.

La figure 18 présente la répartition de l'amplification en fonction de l'angle φ pour plusieurs angles θ . Toutes les courbes présentent une remontée de part et d'autre de la valeur $\varphi = 0$: ceci est dû à l'effet piézoélectrique, la dissymétrie du phénomène venant d'un défaut de taille du cristal. Au maximum de ces courbes, nous avons $\Gamma = 5$ ($G = 2 \text{ cm}^{-1}$).

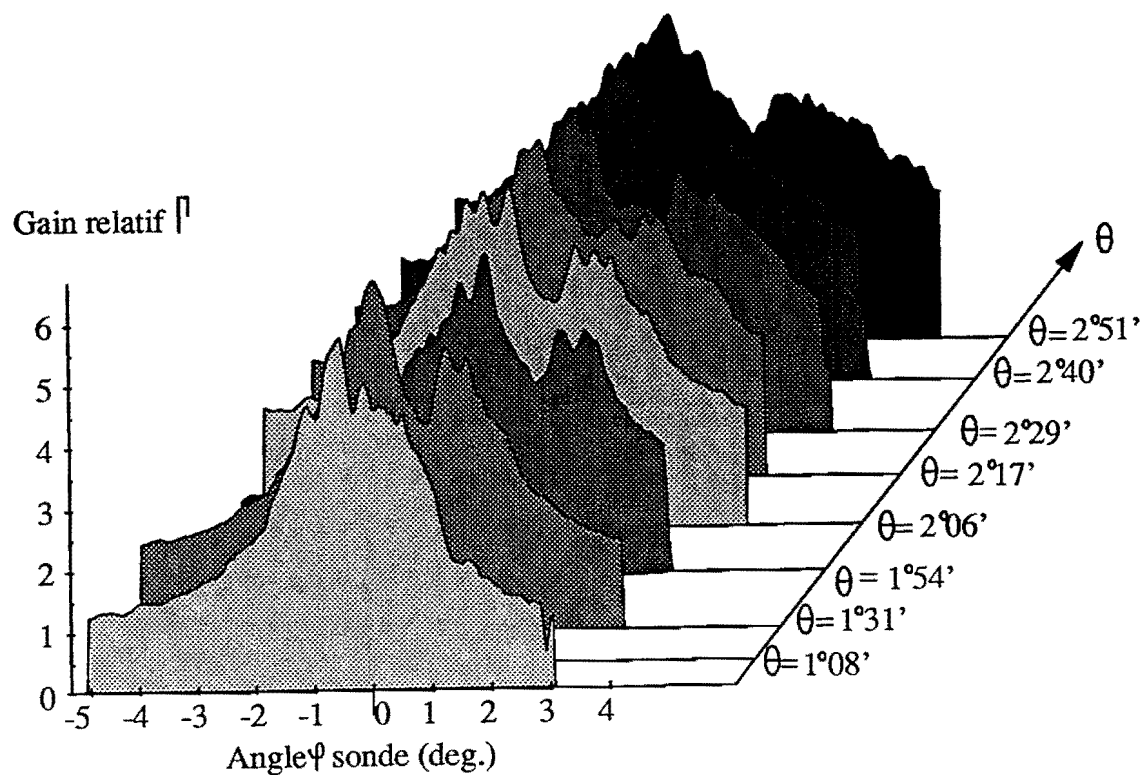


Fig. 18 : Facteur d'amplification Γ en fonction de l'incidence φ du faisceau sonde pour plusieurs incidences θ fixées. L'échantillon de BGO:Fe est soumis à un champ carré $\bar{E}_0 = 3,75 \text{ kV/cm}$ de fréquence 2 kHz.

Les valeurs des résolutions $\mathcal{R}_\varphi$ sont regroupées dans le tableau 2.

θ (deg.)	1°08'	1°31'	1°54'	2°06'	2°17'	2°29'	2°40'	2°51'	3°05'
$\delta\varphi$ (deg.)	3°	3°49'	4°28'	4°45'	5°17'	5°38'	6°21'	7°14'	7°56'
$\mathcal{R}_\varphi/b$ (pl/mm)	102	129	152	161	179	190	215	246	270

Tableau 2

b) Résultats en champ alternatif sinusoïdal.

Les intensités incidentes I_p et I_s et l'amplitude du champ électrique restent les mêmes, la fréquence du champ est de 7 kHz. Sur le pic de résonance, le facteur d'amplification est $\Gamma = 3$ soit $G = 1,27 \text{ cm}^{-1}$ (figure 19). Les courbes d'amplification dans la direction φ (figure 20), pour une valeur de θ fixée correspondant sur la figure 19 à une ligne en pointillés, montrent qu'en dehors de la résonance c'est-à-dire pour $1°08' < \theta < 2°05'$, l'amplification est faible. Dès que θ prend des valeurs supérieures à $2°17'$ et jusqu'à $3°14'$, l'amplification $\Gamma(\varphi)$ augmente rapidement et devient maximum pour $\theta = 2°40'$, valeur pour laquelle nous sommes au sommet du pic de résonance de la courbe $\Gamma(\theta)$. Pour $\theta > 3°26'$, l'amplification $\Gamma(\varphi)$ redevient faible, puisque nous ne nous situons plus à des incidences θ correspondant au pic de résonance $\Gamma(\varphi)$.

Ces courbes $\Gamma(\theta)$ mettent elles aussi en évidence l'influence de l'effet piézoélectrique (remontée du gain de part et d'autre de la valeur $\varphi = 0$) et l'effet du défaut de taille de notre échantillon (dissymétrie des courbes).

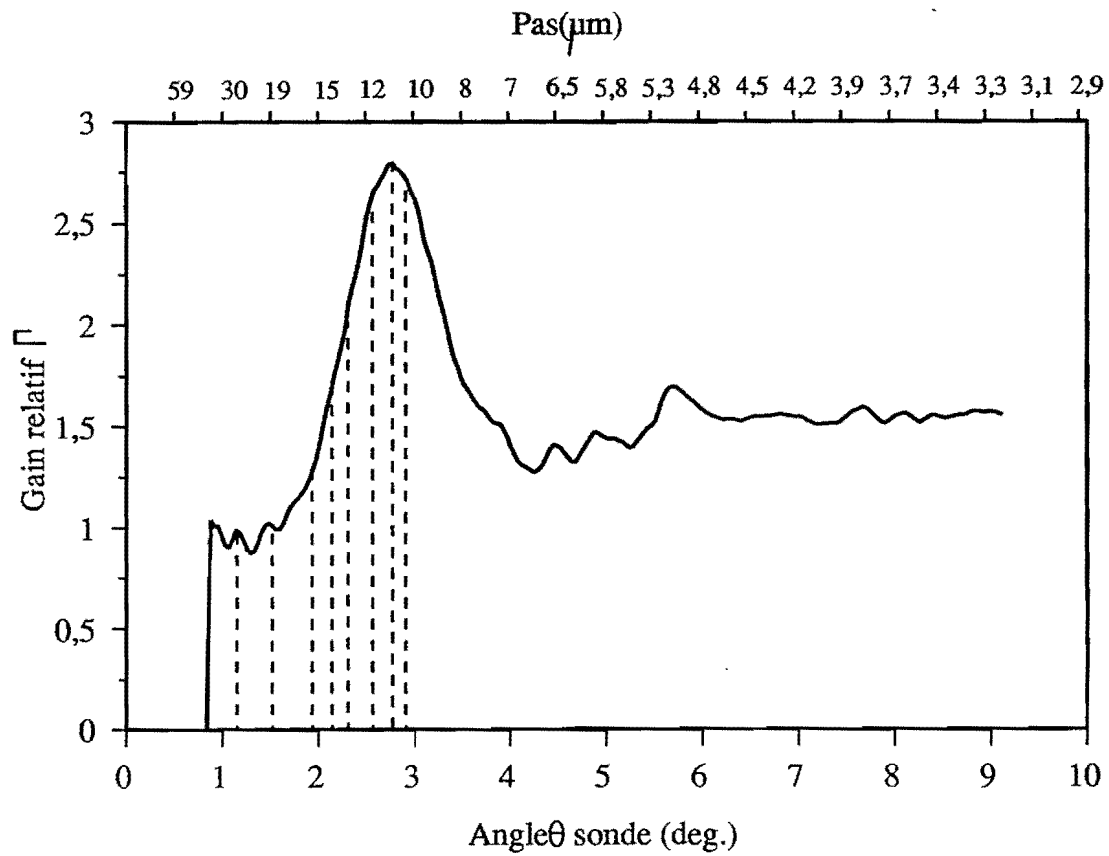


Fig. 19 : Localisation sur la courbe d'amplification des différents angles d'incidence θ du faisceau sonde pour lesquels a été effectuée l'étude de l'amplification en fonction de l'angle φ (fig. 20). Le champ appliqué est sinusoïdal ($\bar{E}_0 = 3,75 \text{ kV/cm}$), sa fréquence est 7 kHz.

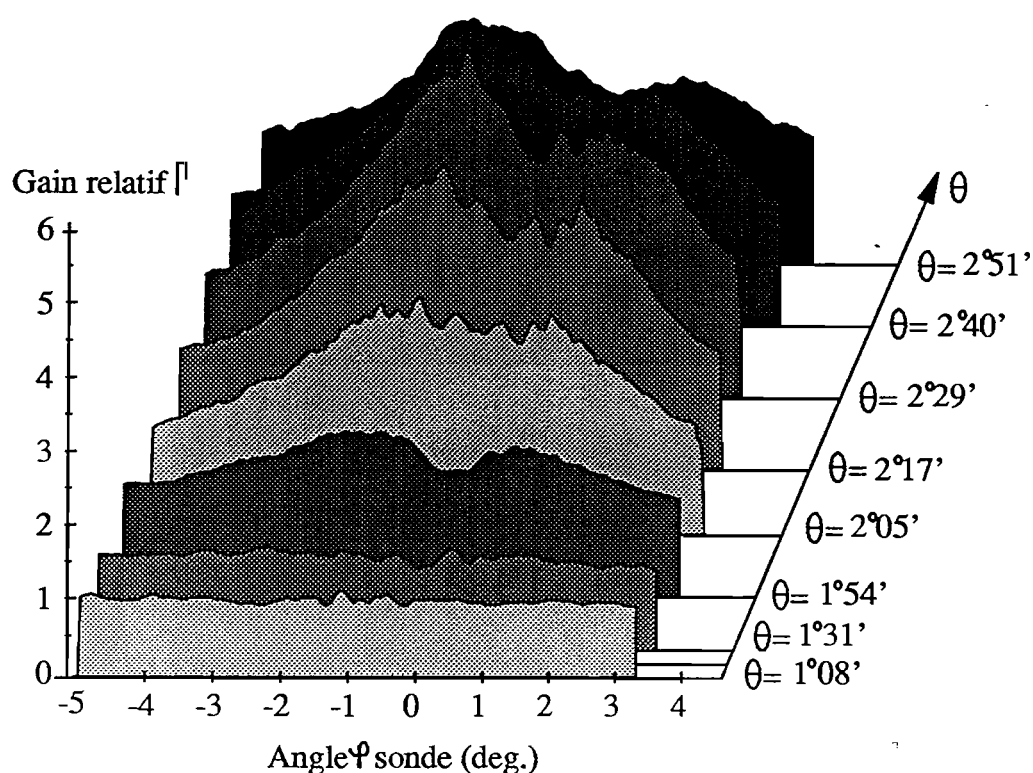


Fig. 20 : Facteur d'amplification Γ en fonction de l'incidence φ du faisceau sonde pour plusieurs incidences θ fixées. L'échantillon de BGO:Fe est soumis à un champ alternatif sinusoïdal $\bar{E}_0 = 3,75$ kV/cm et de fréquence $f = 7$ kHz.

Nous pouvons maintenant donner les valeurs des résolutions selon l'angle θ sur le pic de résonance en fonction de la fréquence puis selon l'angle φ à fréquence donnée :

- i) Résolution selon θ sur le pic de résonance pour chaque fréquence.

f (kHz)	3	4	5	6	7
$\delta\theta$ (deg.)	0°49'	1°20'	1°04'	1°06'	2°02'
$\mathcal{P}_\theta / a$ (pl/mm)	27	45	36	38	69
Γ	2,5	2,7	3	3,3	2,7
G (cm ⁻¹)	1,17	1,27	1,41	1,53	1,27

Tableau 3

Ce tableau montre que la résolution varie avec la fréquence du champ. Les pas pour lesquels il y a résonance sont donnés par :

$$\Lambda_r = \frac{2}{(2n+1)} \mu E_0 \frac{T}{\pi}, \quad (54)$$

et les pas pour lesquels il y a antirésonance par :

$$\Lambda_{ar} = \frac{2}{2n} \mu E_0 \frac{T}{\pi}. \quad (55)$$

L'écart entre l'antirésonance $n = 1$ et la résonance $n = 0$ est :

$$\Delta\Lambda = |\Lambda_{ar} - \Lambda_r| = \mu E_0 \frac{T}{\pi} = \frac{\mu E_0}{\pi f} \quad (56)$$

$$\delta\theta \propto \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda_r^2} = \frac{1}{\Lambda_r} \quad (57)$$

Cette dernière relation montre que si la fréquence f du champ sinusoïdal augmente, l'écart $\Delta\Lambda$ diminue. Par conséquent, l'écart angulaire $\delta\theta$ augmentera et il en sera de même pour la résolution, ceci à valeur d'amplification constante.

En comparant $\mathcal{R}_\theta$ et $\Gamma(\theta)$ aux fréquences de 4 kHz et 7 kHz pour lesquelles $\Gamma=2,7$ (Tableau 3), nous voyons bien qu'il est préférable, pour un facteur d'amplification donné, d'appliquer la fréquence la plus haute possible afin d'atteindre la meilleure résolution.

ii) Résolution selon l'angle φ à fréquence donnée.

Des courbes $\Gamma(\varphi)$, à la fréquence de 7 kHz, nous tirons les résolutions $\mathcal{R}_\varphi$ présentées dans le tableau 4.

θ (deg.)	1°08'	1°31'	1°54'	2°06'	2°17'	2°29'	2°40'	2°51'
$\delta\varphi$ (deg.)	8°	8°	8°	8°	8°	2°52'	6°10'	8°
$\mathcal{R}_\varphi/b$ (pl/mm)	271	271	271	271	271	97	210	271

Tableau 4

Une résolution égale à $\mathcal{R}_\theta \times \mathcal{R}_\varphi / (ab) = 69 \times 97 \text{ (pl/mm)}^2$ est atteinte sur le pic de résonance à 7 kHz où l'amplification vaut au maximum 4. Le facteur d'amplification Γ peut être augmenté en appliquant des champs plus élevés. Par exemple, avec un champ sinusoïdal tel que $\bar{E}_0 = 7,5 \text{ kV/cm}$, $f = 5 \text{ kHz}$, on a $\Gamma = 65$ mais alors $\mathcal{R}_\theta/a = 7,5 \text{ pl/mm}$. Avec un champ pulsé asymétrique tel que $\bar{E}_0 = 7,5 \text{ kV/cm}$, $T_0 = 100 \text{ }\mu\text{s}$, $T_1 = 50 \text{ }\mu\text{s}$ (figure 9), $\Gamma = 3,5$ et $\mathcal{R}_\theta/b = 13 \text{ pl/mm}$.

Les champs carrés permettent d'obtenir une plus grande résolution. Nous les emploierons pour obtenir une amplification uniforme sur une plage angulaire très large en vue d'amplifier une image.

5. Amplification d'images dans des cristaux de BGO:Nd et BGO:Cu.

Le BGO:Fe est en particulier caractérisé par sa faible mobilité et son temps de recombinaison élevé permettant d'atteindre aisément le phénomène de résonance sous champs sinusoïdaux ou pulsés. Comme nous appliquons des champs carrés pour amplifier une image, nous employons par la suite des cristaux de BGO:Nd et BGO:Cu. Les cristaux de BGO:Cu possèdent l'avantage de présenter une densité de pièges $N_A > 10^{22} \text{ m}^{-3}$ plus élevées que les cristaux de BGO:Nd. En effet, des valeurs N_A élevées sont intéressantes car lorsque le pas du réseau photoinduit est petit (c'est comme nous le verrons le domaine où il est préférable de se placer pour obtenir la meilleure résolution) le gain est limité par E_q (figure 1), c'est-à-dire une quantité proportionnelle à la densité de pièges.

a) Montage.

Le dispositif mis en oeuvre est représenté figure 21. Nous formons l'image de l'objet dans le cristal à l'aide d'un système afocal constitué de deux doublets de distances focales f_1, f_2 . L'image de l'objet amplifié est formée sur une caméra CCD par un autre système afocal constitué de deux doublets de distances focales f_3, f_4 . Le filtrage spatial sert à éliminer le bruit dû à la diffusion du faisceau pompe.

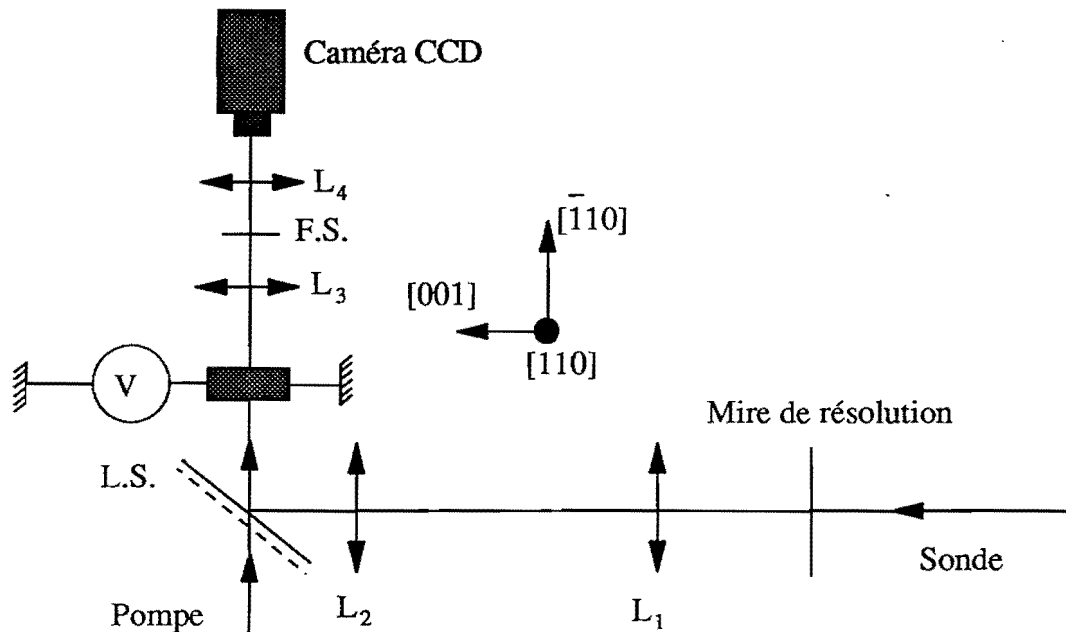


Fig. 21 : Dispositif expérimental pour amplifier des images. L.S. : lame séparatrice prismatique, F.S. : filtrage spatial.

L'image d'une mire de résolution type USAF après traversée du système optique complet y compris le cristal amplificateur, le faisceau pompe étant coupé et le filtrage spatial ôté est donnée figure 22. Nous avons employé des lentilles de distances focales $f_1 = f_2 = 120$ mm, $f_3 = 60$ mm, $f_4 = 310$ mm. Nous atteignons la même résolution de 114 pl/mm avec et sans échantillon. Ceci signifie que la qualité de nos cristaux ne constitue pas une limite.

Nous avons enrobé le cristal dans un gel de silicone (Rhodorsil RTV) afin d'éviter les problèmes de claquage lorsque de hautes tensions sont appliquées (± 8 kV). Les fils permettant d'appliquer la tension sont collés avec une résine EPOTEK 417 à charge d'argent et à très grande conductivité électrique. Cette résine constitue aussi les électrodes. Des fenêtres traitées antireflet ($R < 0,4\%$ à 514 nm sous incidence normale, $R < 1\%$ à 514 nm sous une incidence de 45°), de planéité $\lambda/2$, sont collées sur les faces $(\bar{1}10)$ d'entrée du cristal. La colle utilisée est une résine époxyde (NOA 63) polymérisable aux rayonnements ultraviolets. Le traitement antireflet a pour but de minimiser les réflexions multiples à l'intérieur du cristal. Ces réflexions peuvent engendrer des oscillations dont nous parlerons dans la troisième partie, au

paragraphe ①.2. Elles sont sources de bruit et d'une diminution de l'amplification. La température du cristal est mesurée à l'aide d'une sonde de platine afin de contrôler et d'éviter un échauffement trop important du cristal amplificateur dû à l'effet Joule venant du photocourant. La cellule contenant le cristal enrobé est représentée figure 23.

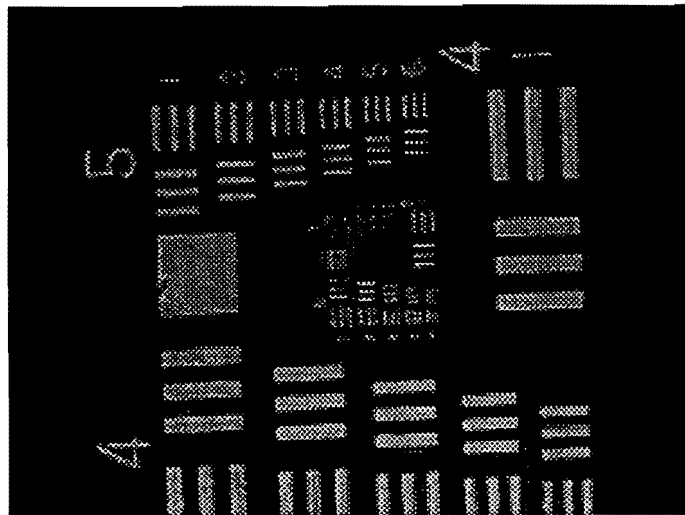


Fig. 22 : Image d'une mire de résolution type USAF lorsque le faisceau pompe est coupé et le filtrage spatial F.S. ôté.

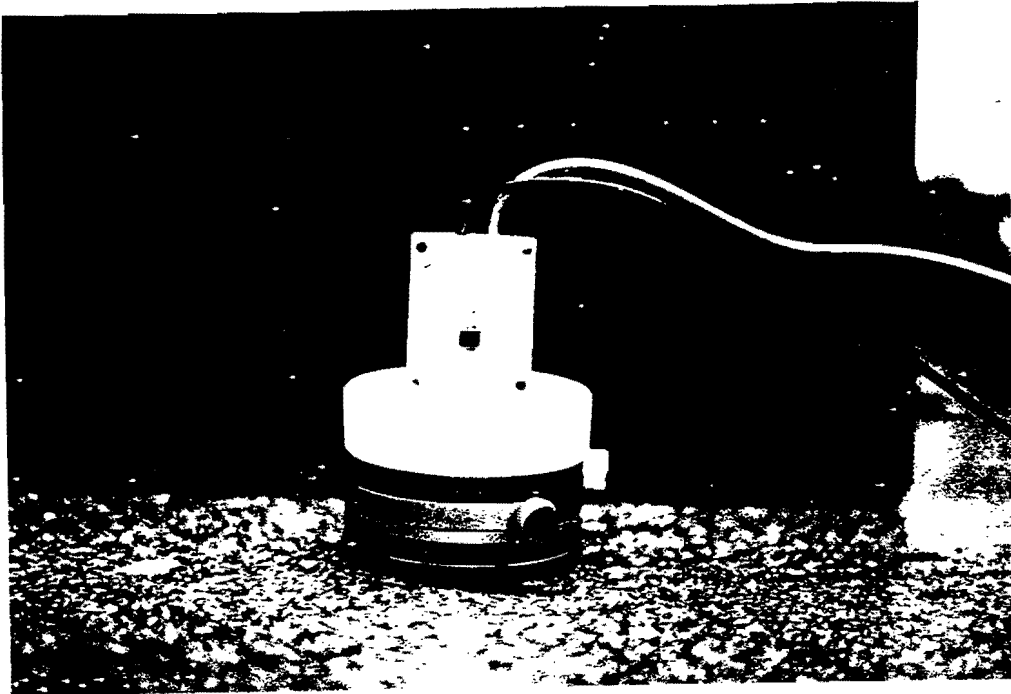


Fig. 23 : Photographie de la cellule contenant le cristal enrobé.

b) Résultats.

1. Etude avec un cristal de BGO dopé néodyme.

Avec le cristal de BGO:Nd, le pas du réseau étant $\Lambda = 35 \mu\text{m}$ (c'est le pas où l'amplification est la plus grande), le champ étant de forme carrée ($\bar{E}_0 = \pm 10 \text{ kV/cm}$) de fréquence 2 kHz, le facteur d'amplification est $\Gamma = 8$ ($G = 4,4 \text{ cm}^{-1}$). L'image non-amplifiée est montrée figure 24, celle amplifiée figure 25. Dans cette expérience, $f_1 = f_2 = f_3 = 120 \text{ mm}$, $f_4 = 200 \text{ mm}$. La résolution atteinte est 14 pl/mm.

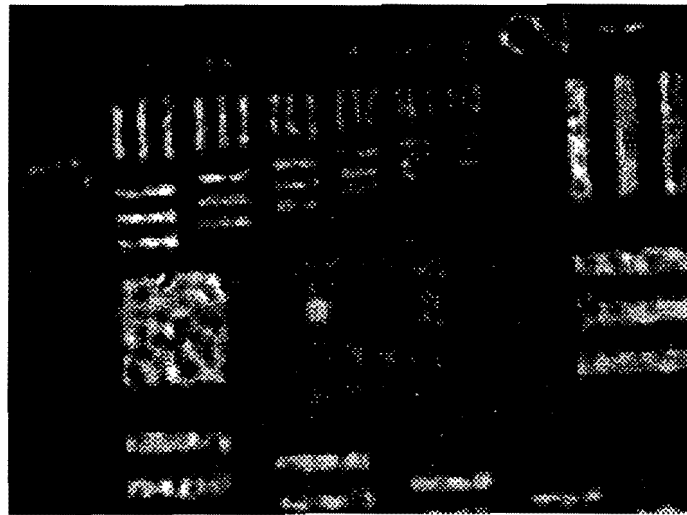


Fig. 24 : Image non-amplifiée de la mire de résolution USAF constituant le faisceau sonde après traversée d'un cristal de BGO:Nd.



Fig. 25 : Image amplifiée x 8 de la mire figure 24 par mélange à deux ondes dans un cristal BGO:Nd. Le champ appliqué est un champ carré $\bar{E}_0 = 10 \text{ kV/cm}$, de fréquence 2 kHz.

La limite du montage vient du filtrage spatial destiné à éliminer le bruit du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde car il coupe des fréquences spatiales dans le spectre de l'image. Pour pouvoir ôter le filtrage spatial tout en conservant un bon rapport signal à bruit, il faut augmenter l'angle entre les faisceaux pompe et sonde. Une telle disposition avec le cristal de BGO:Nd s'accompagne d'une baisse de l'amplification. Pour éviter cet inconvénient, nous avons employé des cristaux dopés en cuivre (BGO:Cu) qui permettent de travailler à plus petits pas.

2. Etude avec des cristaux dopés en cuivre.

a) Présentation des échantillons.

Nous disposons de deux échantillons de BGO dopés en cuivre et vanadium. Ces cristaux, BGO 87-R et BGO 90-R, ont été synthétisés à l'Université de Bordeaux I au Laboratoire de Chimie du Solide par l'équipe de J.C. Launay. Dans ces cristaux, les fractions molaires en cuivre et vanadium dans le bain sont identiques. Elles valent 10 % pour le BGO 87-R et 1,1 % pour le BGO 90-R. Le cuivre est dans le site pseudo-octaédrique du Bi^{3+} , il augmente la densité de pièges N_A . Le vanadium est dans le site du germanium, il augmente la qualité mécanique du cristal.

b) Densité de pièges.

En vue de caractériser ces échantillons et en particulier de déterminer la densité de pièges N_A suivant la valeur du dopage en cuivre, nous avons étudié le gain par mélange à deux ondes sans champ appliqué en fonction du pas du réseau photoinduit. Les courbes sont tracées figure 26 pour le BGO 87-R et figure 27 pour le BGO 90-R.

Nous en déduisons que la densité de pièges est $N_A = 2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ pour le BGO 87-R et $N_A = 3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ pour le BGO 90-R. Le dopage en cuivre augmente la valeur de N_A par rapport à ce que nous avons mesuré dans les cristaux de BGO:Fe et BGO:Nd, ce qui est intéressant car à petits pas, le gain sous champ appliqué est limité par E_q , c'est-à-dire une quantité proportionnelle à la densité de pièges.

Les gains par unité de longueur au maximum des courbes valent $G = 0,8 \text{ cm}^{-1}$ à $\Lambda = 0,5 \text{ }\mu\text{m}$ pour le BGO 87-R et $G = 0,9 \text{ cm}^{-1}$ à $\Lambda = 0,4 \text{ }\mu\text{m}$ pour le BGO 90-R. Les valeurs

des gains sont donc augmentées par rapport à celles présentées par des critaux non-dopés en cuivre.

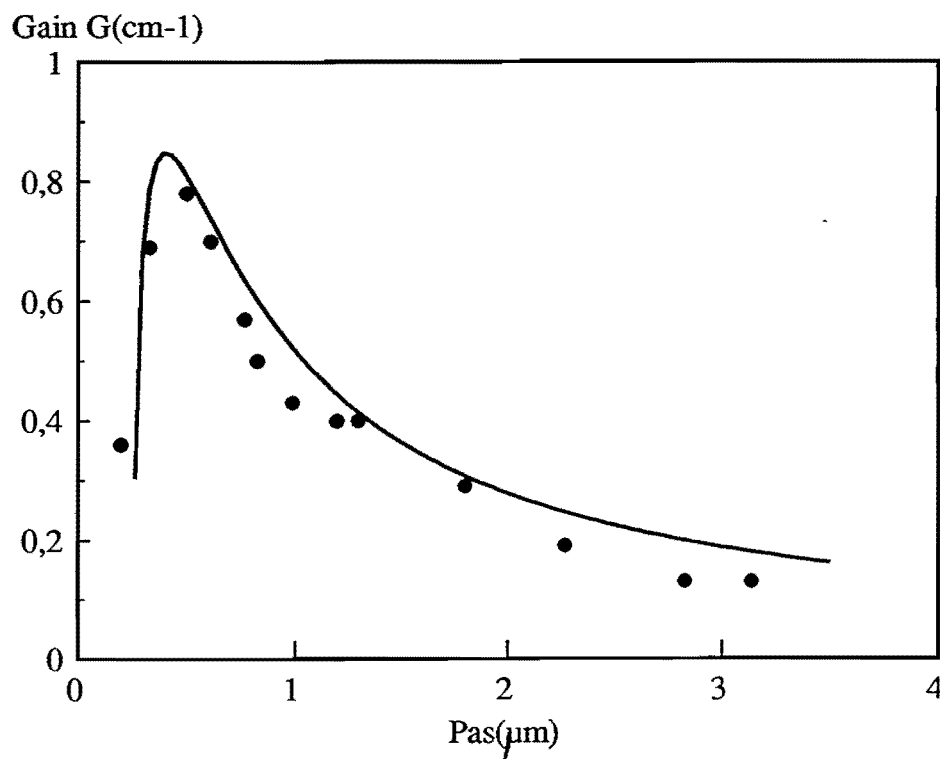


Fig. 26 : Courbe de gain sans champ appliqué du BGO 87-R.

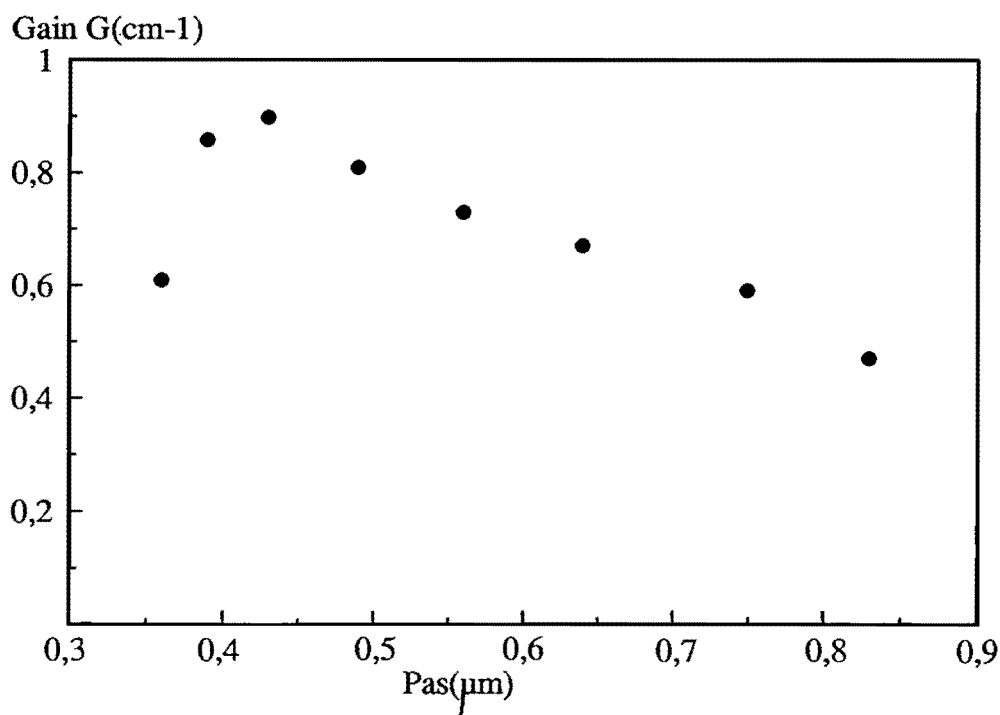


Fig. 27 : Courbe de gain sans champ appliqué du BGO 90-R.

c) Analyse du bruit.

L'abaissement du rapport signal à bruit vient principalement de la diffusion du faisceau pompe (par des stries ou des inclusions au sein du matériau) en direction du faisceau sonde. Pour étudier la diffusion, nous avons utilisé le même montage que celui figure 21. L'angle entre la pompe et la sonde est 7° . Le faisceau sonde est coupé et seule est recueillie sur la caméra CCD la diffusion du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde. Les acquisitions figure 28 pour le BGO 87-R et figure 29 pour le BGO 90-R montrent une face de chacun de ces échantillons. Nous y notons la présence de nombreuses stries responsables d'une importante diffusion. En volume, nous n'avons observé la présence d'aucun défaut notable. En coupant horizontalement cette image (figure 29.a), nous obtenons la courbe en traits pointillés figure 29.b. Elle représente l'intensité du bruit du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde. Nous pouvons comparer ce signal avec celui du faisceau sonde seul (courbe en trait plein, figure 29.b), ce dernier a été acquis en atténuant le faisceau sonde d'un facteur 10.

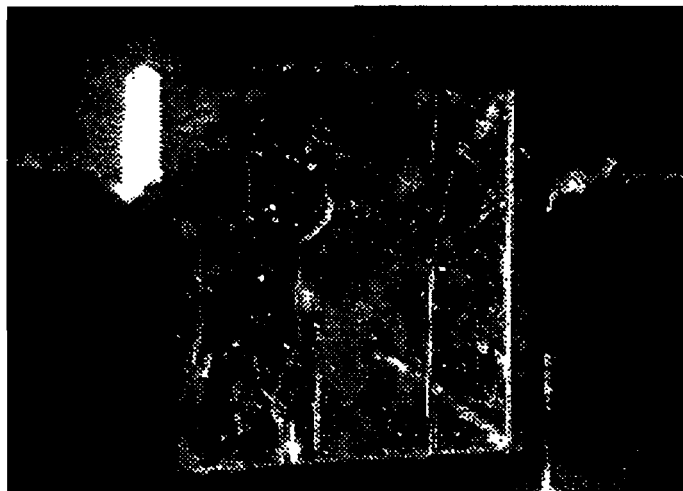
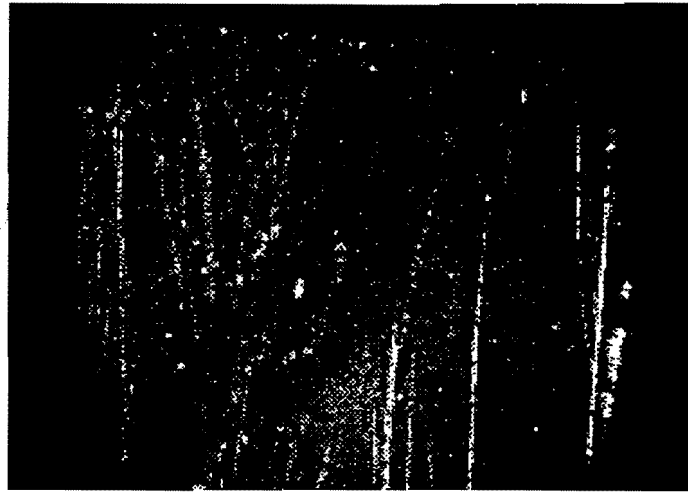


Fig. 28 : Image de la face du BGO 87-R illustrant la diffusion du faisceau pompe due aux rayures en surface.

a)



b)

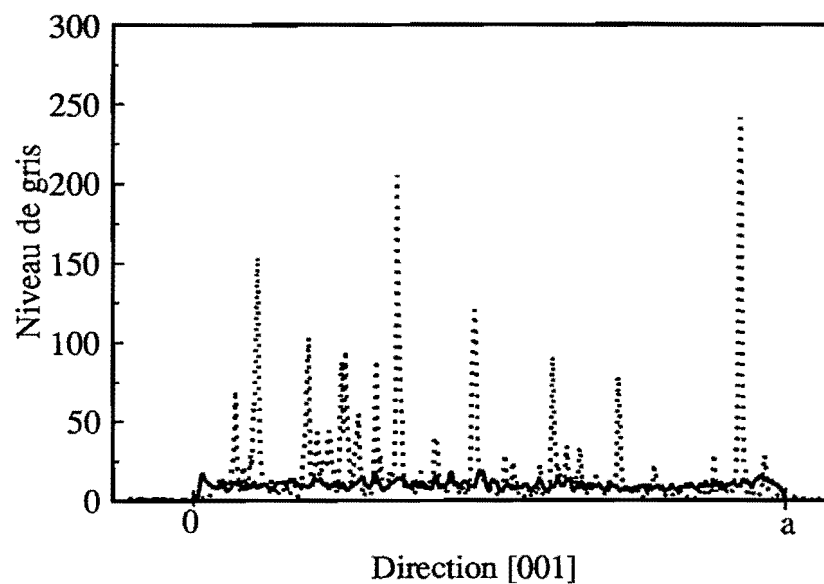


Fig. 29 : a) Image d'une des faces du BGO 90-R décrivant la diffusion du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde. L'intensité du faisceau pompe est dix fois supérieure à celle du faisceau pompe utilisée figure 28.

b) En trait plein figure une coupe horizontale du faisceau sonde seul et en traits pontillés, une coupe horizontale effectuée au même niveau que la précédente dans la figure 29.a.

L'image de la face du BGO 90-R a été obtenue avec une intensité de la pompe dix fois plus forte que celle avec laquelle a été acquise l'image de la face du BGO 87-R. Ceci signifie que la diffusion venant du BGO 90-R est plus faible que celle du BGO 87-R. Par conséquent, le rapport signal à bruit avec le BGO 90-R est meilleur que celui obtenu avec le BGO 87-R.

d) Amplification sous champ appliqué.

L'application d'un champ au BGO 90-R ne permet pas d'intensifier le couplage à deux ondes. Nous n'avons pas pu en trouver la raison. Nous ne nous intéresserons dans la suite qu'au BGO 87-R.

En appliquant un champ carré ($\bar{E}_0 = 18,7 \text{ kV/cm}$, $f = 2 \text{ kHz}$), les intensités pompe et sonde incidentes valant $I_p = 7 \text{ mW/cm}^2$ et $I_s = 18 \text{ } \mu\text{W/cm}^2$, le maximum de gain est $G = 7 \text{ cm}^{-1}$ à $\Lambda = 6 \text{ } \mu\text{m}$ (figure 30) c'est-à-dire pour un angle entre la pompe et la sonde de 5° . La largeur angulaire à mi-hauteur de la courbe de gain est plus importante que dans le BGO:Nd. Nous pourrions donc obtenir une bonne amplification d'image avec une résolution améliorée.

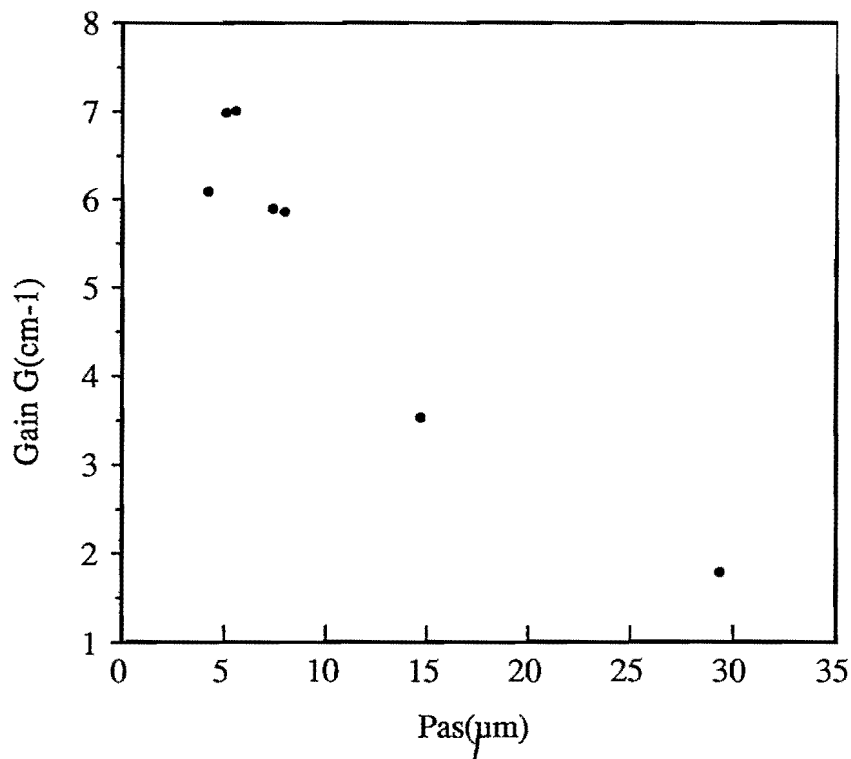


Fig. 30 : Courbe de gain en fonction du pas du réseau dans le cristal BGO 87-R. Le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 18,7 \text{ kV/cm}$, $f = 2 \text{ kHz}$).

e) Amplification d'images.

L'image à amplifier est la mire de résolution utilisée dans les expériences menées avec le cristal de BGO:Nd. Nous nous sommes placés dans une configuration définie par un pas de réseau photoinduit $\Lambda = 4,2 \mu\text{m}$ ($\theta = 3^\circ 30'$), le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 18,7 \text{ kV/cm}$, $f = 400 \text{ Hz}$), les intensités incidentes des faisceaux pompe et sonde sont $I_p = 7 \text{ mW/cm}^2$, $I_s = 18 \mu\text{W/cm}^2$. Le facteur d'amplification obtenu dans ces conditions est $\Gamma = 15$ ($G = 8,5 \text{ cm}^{-1}$). L'image de la mire est formée dans le cristal par une paire de doublets de distances focales $f_1 = 60 \text{ mm}$ et $f_2 = 200 \text{ mm}$. Les images non-amplifiée et amplifiée (x 15) sont présentées figure 31 et figure 32.

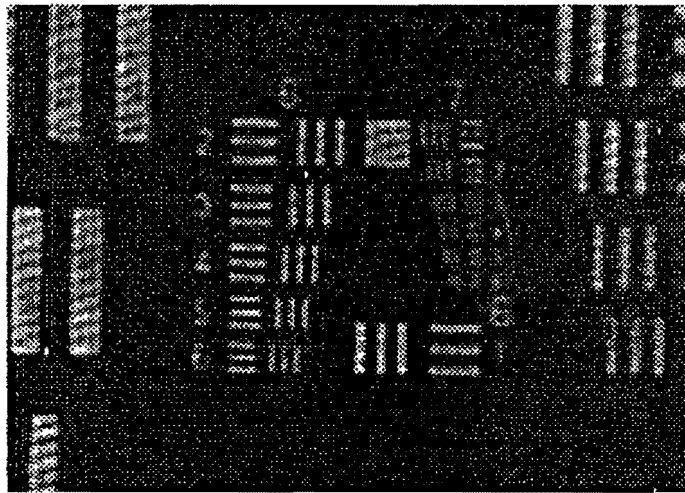


Fig. 31 : Image non-amplifiée d'une mire de résolution placée sur le faisceau sonde après traversée du BGO 87-R.

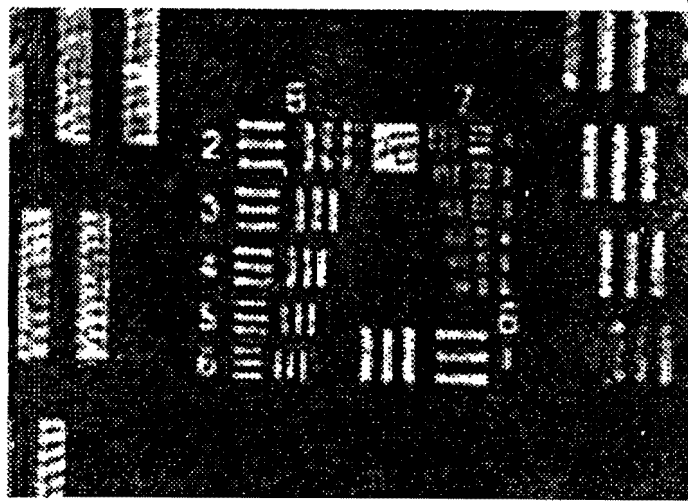


Fig. 32 : Image amplifiée $\times 15$ de la mire figure 31. Le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 18,7$ kV/cm, $f = 400$ Hz).

La résolution atteinte est 34 pl/mm avec un facteur d'amplification $\Gamma = 15$, c'est-à-dire supérieure à celle obtenue avec le BGO:Nd pour un facteur d'amplification plus faible ($\Gamma = 8$). L'amélioration de la résolution vient d'une densité plus élevée de centres N_A ce qui permet de travailler à pas photoinduits plus faibles.

f) Conclusion.

Nous venons de voir que le dopage en cuivre dans les échantillons de BGO s'accompagne de nombreuses conséquences :

- ◊ cet élément induit des tensions dans la maille du cristal dont la structure se fragilise. Un cristal de BGO uniquement dopé en cuivre (la fraction molaire dans le bain est 3,3%) n'a pas pu être utilisé car il y a des inhomogénéités au sein du matériau et les tensions internes de l'échantillon ont provoqué des éclats sur les faces lors de son polissage.

- ◇ en ajoutant du vanadium, les contraintes sont réduites, la croissance du cristal en est favorisée et la diffusion est fortement diminuée.
- ◇ le dopage en cuivre augmente la densité de pièges N_A ce qui permet d'obtenir des amplifications plus importantes que dans les cristaux non dopés. Ceci s'accompagne d'une augmentation de la résolution.

CONCLUSION.

Un phénomène de résonance a été étudié dans les courbes de gain d'un cristal de BGO:Fe lorsqu'un champ sinusoïdal lui était appliqué. Nous en avons donné le principe du mécanisme physique en soulignant sa différence vis-à-vis des études menées jusqu'à présent. La justesse de l'interprétation a été confirmée tant du point de vue théorique qu'expérimental lorsque nous avons optimisé le phénomène de résonance par l'application de champs pulsés périodiques. Pour la première fois à notre connaissance nous avons développé une technique d'amplification permettant de dépasser la limite commune aux autres techniques.

Ensuite, nous avons étudié l'amplification et la résolution d'images dans des cristaux de BGO:Fe, BGO:Nd, BGO:Cu. L'influence de l'effet piézoélectrique sur l'effet électrooptique nous a permis de décrire correctement la variation de l'amplification dans les deux directions d'un plan contenant l'image à amplifier. De plus, des simulations prenant en compte un défaut de taille du cristal ont réussi à expliquer l'asymétrie de certaines courbes de gain. L'étude expérimentale du gain et de la résolution nous a amené à utiliser des champs carrés pour obtenir les meilleures amplifications accompagnées de bonnes résolutions. D'une étude comparative portant sur trois types de cristaux, nous avons déduit la nature de l'échantillon optimal à utiliser pour des amplifications d'images.

Dans la troisième partie, nous présenterons des amplifications d'images avec d'autres cristaux dont un cristal de BGO utilisé sans champ appliqué.

ANNEXE 1

*Expressions du champ de charge d'espace
à l'état stationnaire.*

Le champ de charge d'espace est solution de l'équation différentielle (cf. paragraphe 1.2.a):

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 E_I(t)}{\partial t^2} + \frac{\partial E_I}{\partial t} \left[\frac{1}{\tau_{DI}} + \frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_D} - jK\mu E_0(t) - \frac{dE_0(t)}{dt} \frac{1}{E_0 + j E_D} \right] \\
 + E_I(t) \left[\frac{1}{\tau_R \tau_{DI}} + \frac{1}{\tau_I \tau_D} - jK \frac{\mu E_0(t)}{\tau_I} - \frac{1}{\tau_{DI}} \frac{dE_0(t)}{dt} \frac{1}{E_0(t) + j E_D} \right] \\
 = -\frac{m}{\tau_R \tau_{DI}} (E_0(t) + j E_D)
 \end{aligned} \quad (E.1)$$

1. Champ appliqué constant.

Dans ce cas, $E_0(t) = E_0$ et à l'état stationnaire $d/dt = 0$, ce qui donne pour E_I :

$$E_I = -mE_0 \frac{\frac{1}{\tau_{DI}\tau_R} + j\frac{\tau_E}{\tau_D\tau_{DI}\tau_R}}{-\frac{j}{\tau_E\tau_I} + \frac{1}{\tau_D\tau_I} + \frac{1}{\tau_R\tau_{DI}}} = \frac{-m(E_0 + jE_D) \left(1 + \frac{E_D}{E_q} + j\frac{E_0}{E_q} \right)}{\left(1 + \frac{E_D}{E_q} \right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_q} \right)^2} = m E_{sc} e^{j\psi}$$

E_{sc} est le module du champ de charge d'espace.

D'où :

$$\text{Im } E_I = mE_{sc} \sin \psi = -mE_D \frac{1 + \frac{E_D}{E_q} + \frac{E_0^2}{E_q E_D}}{\left(1 + \frac{E_D}{E_q} \right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_q} \right)^2}.$$

Si $E_0 = 0$, alors $\psi = -\pi/2$ et $E_I = -mE_q \frac{E_D}{E_D + E_q}$.

ψ est le déphasage entre le réseau d'illumination et le réseau de charge d'espace. Pour des pas grands, $E_I \approx -m E_D$: le champ de charge d'espace reste faible.

Si $E_0 \neq 0$, $\psi \neq -\pi/2$: le champ continu tend à remettre en phase le champ de charge d'espace et le réseau d'illumination sauf si E_0 est très élevé.

2. Champ continu avec réseau mobile.

Sous faible illumination, les approximations $\frac{I}{\tau_{DI}} \ll \frac{I}{\tau_D}$, $\frac{I}{\tau_I} \ll \frac{I}{\tau_D}$, l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable $\frac{\partial^2 E_I}{\partial t^2} = 0$ et la relation $\frac{\partial E_0}{\partial t} = 0$ permettent de ramener l'équation (E.1) à une équation du premier ordre :

$$\frac{dE_I}{dt} + \frac{I}{\tau_b} E_I = mE_{sc}. \quad (\text{E.2})$$

L'équation (E.2) est celle d'un système linéaire avec un terme forcé. Si $\frac{I}{\tau_b}$ est complexe, la réponse est pseudo-périodique ce qui signifie qu'un terme d'oscillation forcée à la fréquence adéquate permettra de rehausser l'interaction : c'est ce que produira une figure d'interférence se déplaçant à la vitesse v .

La solution (E.2) est :

$$\text{Im } E_I = -m \frac{E_M^2}{E_0} \frac{A_I + b}{(c - b)^2 + (B_I + bf)^2}$$

avec :

$$A_I = \frac{E_0}{E_q} + \frac{E_D}{E_0} \left(1 + \frac{E_D}{E_q} \right),$$

$$B_I = \frac{E_M}{E_q},$$

$$b = K \vee \tau_{DI},$$

$$c = \frac{E_M}{E_0} \left(1 + \frac{E_D}{E_q} \right),$$

$$f = \frac{E_D}{E_0} + \frac{E_M}{E_0}.$$

$Im E_I$ est optimale pour la vitesse :

$$v_{opt} = \frac{I}{\tau_D K} \left[-\frac{E_0}{E_q} \mp \left(1 + \left(\frac{E_0}{E_M} \right)^2 \right) \left(1 + \left(\frac{E_0^2}{E_q E_M} \right)^2 \right) \right]$$

Si E_D est négligeable et $E_0 \gg E_M$:

$$v_{opt} = \frac{I}{\tau_D K} \left(\frac{E_M}{E_0} \right)$$

et alors, $Im E_I|_{v=v_{opt}} = m \frac{E_0^2 E_q}{E_q E_M + E_0^2}$ et $Re E_I|_{v_{opt}} = 0$.

$Im E_I|_{v=v_{opt}}$ sera maximum pour $E_0^2 = E_q E_M$ c'est-à-dire pour un vecteur réseau

$$K_{opt} = \frac{I}{E_0} \sqrt{\frac{e N_A}{\mu \tau_R \epsilon_0 \epsilon^s}}.$$

3. Champ alternatif carré.

L'équation à intégrer est identique à (E.2). Elle est résolue en faisant l'hypothèse de

l'enveloppe lentement variable $\left(\frac{d^2 E_I}{dt^2} = 0 \right)$ et qu'un état périodique est atteint ce qui signifie :

$$\int_0^T \left(m E_{sc} - \frac{I}{\tau_b} E_I \right) dt = 0$$

Tout calcul fait, $E_I = -jm \frac{E_D \left(1 + \frac{E_D}{E_M} + \frac{E_0^2}{E_D E_M} \right)}{\left(1 + \frac{E_D}{E_M} \right) \left(1 + \frac{E_D}{E_q} \right) + 1 + \frac{E_0^2}{E_q E_M}}$. Le champ de charge d'espace

est purement imaginaire.

4. Champ alternatif sinusoïdal.

Tous les calculs développés à l'heure actuelle prennent comme point de départ l'équation (E.2) obtenue en annulant les termes $\frac{dE_0(t)}{dt}$ ce qui est justifié pour un champ continu ou sur chaque demi-période d'un champ carré, mais ceci n'est plus exact pour un champ sinusoïdal quelconque sauf si $\tau_R \ll T < \tau_g$: l'électron voit alors un champ constant. Une telle démarche conduit à :

$$E_I = -jm E_q \frac{\left[\left(I + \frac{E_D}{E_M} \right)^2 + \left(\frac{E_0}{E_M} \right)^2 \right]^{1/2} - I}{\sqrt{\left(I + \frac{E_D}{E_M} \right)^2 + \frac{E_0^2}{E_M^2} + \left(I + \frac{E_D}{E_q} \right) \left(\frac{E_q}{E_M} \right) - \left(I + \frac{E_D}{E_M} \right)}}$$

ANNEXE 2

Paramètres physiques des échantillons.

Les grandeurs suivies d'une * ont été mesurées dans notre laboratoire.

BGO:Fe

Paramètres Physiques	Valeur	Source
N_A (m ⁻³)	10 ²¹ *	Par une expérience de mélange à deux ondes
μ (m ² /(V.s))	0,44 10 ⁻⁶ *	[20]
τ_R (μs)	1 200*	[20]
n à $\lambda = 514$ nm	2,56	[31]
ϵ^S	48	[32]
r_{41} (pm/V)	3,4	[33]

BGO:Nd

Paramètres Physiques	Valeur	Source
N_A (m ⁻³)	10 ²¹ *	[12]
α (cm ⁻¹) à 514 nm	1,1*	[12]
$\mu\tau_R$ (m ² /V)	2,1 10 ⁻¹⁰ *	[12]
τ_R (μs)	50 à 60*	[12]
n à $\lambda = 514$ nm	2,56	[31]
r_{41} (pm/V)	3,4	[33]

BSO

Paramètres Physiques	Valeur	Source
N_A (m ⁻³)	10 ²²	Valeur généralement admise
μ (m ² /(V.s))	36 10 ⁻⁶	Valeur généralement admise
ϵ^S	56	Valeur généralement admise
n à $\lambda = 514$ nm	2,56	[31]
r_{41} (pm/V)	4,4	[34]
τ_R (μs)	10	Valeur généralement admise

BGO:Cu (87-R)

Paramètres Physiques	Valeur	Source
N_A (m ⁻³)	10 ²² *	Par une expérience de mélange à deux ondes [1]
μ (m ² /(V.s))	5 10 ⁻⁶ *	Par mesure de la longueur de diffusion
τ_R (μs)	400*	Par l'étude du photocourant
α (cm ⁻¹) à 514 nm	6*	
n à $\lambda = 514$ nm	2,56	[31]
α (cm ⁻¹) à 1,06 μm	0,18*	
ϵ^s	48	[32]

KNbO₃ réduit

Paramètres Physiques	Valeur	Source
N_A (m ⁻³)	3,2 10 ²¹	[35]
μ (m ² /(V.s))	0,6 10 ⁻⁶	[35]
ϵ_1^s	16	[36]
ϵ_2^s	1 000	
ϵ_3^s	55	
n_1 à $\lambda = 514$ nm	2,28	[37]
n_2 à $\lambda = 514$ nm	2,33	
n_3 à $\lambda = 514$ nm	2,17	
τ_R	qqs ms	[35]

BTO

Paramètres Physiques	Valeur	Source
N_A (m ⁻³)	10 ²² *	Par une expérience de mélange à deux ondes [1]
α (cm ⁻¹) à $\lambda = 580$ nm	5,9*	
μ (m ² /(V.s))	0,46 10 ⁻⁶ *	Par l'étude du photocourant
τ_R (μs)	160*	Par l'étude du photocourant
n à $\lambda = 514$ nm	2,63*	Méthode du Duc de Chaulmes
α (cm ⁻¹) à $\lambda = 1,06\mu\text{m}$	0,15*	
ϵ^s	47	[9]
r_{41} (pm/V)	5,75	[10]

BGO (groupe de symétrie 23)

Nature du tenseur	Valeur des coefficients	Source
Tenseur de rigidité $c_{ij} = c_{ji}$	unité : 10^{10} N/m ² $c_{11} = c_{22} = c_{33} = 12,8$ $c_{12} = c_{13} = c_{23} = 3,05$ $c_{44} = c_{55} = c_{66} = 2,55$	[30]
Tenseur des constantes diélectriques relatives libres. $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$	$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 48$	[32]
Tenseur piézoélectrique $e_{ij} = e_{ji}$	unité : C/m ² $e_{14} = e_{15} = e_{36} = 0,98$	[30]
Tenseur électrooptique $r_{ij} = r_{ji}$	unité : pm/V $r_{41} = r_{52} = r_{63} = 3,6$	[33]
Tenseur élastooptique $p_{ij} \neq p_{ji}$	$p_{11} = p_{22} = p_{33} = 0,12$ $p_{12} = p_{13} = p_{23}$ $p_{21} = p_{31} = p_{32}$ $p_{12} + p_{13} = 0,19$ $p_{44} = p_{55} = p_{66} = 0,01$	[25]

Pour toutes les quantités tensorielles, les paires d'indices i, j et k, l (i, j, k et l variant de 1 à 3) se contractent en m et n qui prennent alors les valeurs de 1 à 6 suivant les conventions : $11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 23 \rightarrow 4, 32 \rightarrow 4, 13 \rightarrow 5, 31 \rightarrow 5, 23 \rightarrow 6, 32 \rightarrow 6$.

A l'exception des tenseurs s et d , il n'y a pas de facteur de proportionnalité entre les notations contractées et les notations entières. Quels que soient i, j, k ou l , on a :

$$c_{ijkl} = c_{mn}, p_{ijkl} = p_{mn}, e_{ikl} = e_{im},$$

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_m, r_{ijk} = r_{mk}.$$

BIBLIOGRAPHIE

-
- [1] P. GÜNTER and J.P. HUIGNARD
"Photorefractive materials and their applications I, II"
Topics in Applied Physics, vol.61 et 62 (Springer, Berlin 1989).
- [2] J.P. HUIGNARD and A. MARRAKCHI
"Two-wave mixing and energy transfer in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals: application to image amplification and vibration analysis"
Opt. Lett., **6**, 622 (1981).
- [3] F.H. MOK, M.C. TACKITT, and H.M. STOLL
"Storage of 500 high-resolution holograms in a LiNbO_3 crystal"
Opt. Lett., **16**, 605 (1991).
- [4] Y. FAJMAN, C.C. GUEST, S.L. LEE
"Optical digital logic operations by two beam coupling in photorefractive material"
Appl. Opt., **25**, 1598 (1986).
- [5] L.J. CHENG and G. GHEEN
"Matrix-vector multiplication in thin photorefractive GaAs crystals"
Appl. Opt., **27**, 4236 (1988).
- [6] S.K. KWONG, G.A. RAKULJIC, A. YARIV
"Real-time image subtraction and "exclusive or" operation using a self-pumped phase conjugate mirror"
Appl. Phys. Lett., **48**, 201 (1986).
- [7] J. FEINBERG, R.W. HELLWARTH
"Phase conjugating mirror with continuous-wave gain"
Opt. Lett., **5**, 519 (1980).
- [8] T. KOBIALKA, A. HERDEN, T. TSCHUDI
"Spatial chaos in a phase-conjugate ring-resonator during self oscillation"
Ferroelectrics, **92**, 189 (1989).
- [9] H. RAJENBACH, J.P. HUIGNARD
"Self-induced coherent oscillations with photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ amplifiers"
Opt. Lett., **10**, 137 (1985).
- [10] P. YEH
"Theory of unidirectional photorefractive ring oscillators"
JOSA B, **2**, 1924 (1985).
- [11] 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).
- [12] C. BESSON
"Effet photoréfractif dans l'oxyde de Bismuth Germanium ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) : détermination des paramètres du matériau, intensification de l'effet photoréfractif par un champ alternatif et amplification d'ondes optiques"
Thèse de 3^{ème} Cycle de l'Université de Paris XI, n° d'ordre 898 (1989).
- [13] H. KOLGENIK
"Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings"
Bell System Technical Journal., **48**, 2909 (1969).

-
- [14] V. KONDILENKO, V. MARKOV, S. ODULOV and M. SOSKIN
"Diffraction of coupled waves and determination of phase mismatch between holographic grating and fringe pattern"
Optica Acta, **26**, 239 (1979).
- [15] N.V. KUKHTAREV, V.B. MARKOV, S.G. ODULOV, M.S. SOSKIN and V.L. VINETSKII
"Holographic Storage in Electrooptic Crystals. II. Beam coupling-Light Amplification"
Ferroelectrics, **22**, p. 961 (1979).
- [16] J.P. HUIGNARD and A. MARRAKCHI
"Coherent signal beam amplification in two-wave mixing experiments with photorefractive $Bi_{12}SiO_{20}$ crystals"
Optics Comm., **53**, 249 (1981).
- [17] S.I. STEPANOV and M.P. PETROV
"Efficient unstationnary holographic recording in photorefractive crystals under an external alternating electric field"
Optics Comm., **53**, 292 (1985).
- [18] G. PICOLI, P. GRAVEY, C. OZKUL and V. VIEUX
"Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive $InP:Fe$: A new mechanism of resonance"
J. Appl. Phys., **66** (8), 3798 (1989).
- [19] D.T.H. LIU, L.J. CHENG, A.E. CHIOU and P. YEH
"Two-beam coupling gain in undoped GaAs with applied D.C. electric field and moving grating"
Optics Comm., **72**, 3842 (1989).
- [20] G. PAULIAT, A. VILLING, J.C. LAUNAY and G. ROOSEN
"Optical measurements of charge-carrier mobilities in photorefractive sillenite crystals"
JOSA B., **7** (8), 1481 (1990).
- [21] K. WALSH, A.K. POWELL, C. STACE and T.J. HALL
"Techniques for the enhancement of space-charge fields in photorefractive materials"
JOSA B, **7**, n° 3, 288 (1990).
- [22] J.P. PARTANEN, J.M.C. JONATHAN and R.W. HELLWARTH
"Direct determination of electron mobility in photorefractive $Bi_{12}SiO_{20}$ by a holographic time of flight technique"
Appl. Phys. Lett., **57** (23), 2404 (1990).
- [23] M. SEGEV, Y. OPHIR and B. FISHER
"Nonlinear multi two-wave mixing, the fanning process and its bleaching in photorefractive media"
Optics Comm., **77**, 265 (1990).
- [24] J.F. NYE
"Physical properties of crystals"
Clarendon, Oxford (1957).
- [25] S.I. STEPANOV, S.M. SHANDAROV, and N.D. KHAT'KOV
"Photoelastic contribution to the photorefractive effect in cubic crystals"
Sov. Phys. Solid State, **29**, 1754 (1987).

-
- [26] G. PAULIAT, P. MATHEY, and G. ROOSEN
"Influence of piezoelectricity on the photorefractive effect"
 JOSA B, **8**, 1942 (1991).
 - [27] G. PAULIAT, P. MATHEY, and G. ROOSEN
"Breaking of the electrooptic and dielectric tensor symmetries by space charge electric fields"
 Technical Digest on Photorefractive Materials, Effects, and Devices (Optical Society of America, Washington, D.C.), **14**, 240 (1991).
 - [28] L.D. LANDAU et E.M. LIFCHITZ
"Théorie de l'élasticité"
 Mir, Moscou(1967).
 - [29] A.M. BLIZNETZOV, M.P. PETROV, and A.V. KHOMENKO
"Photoinduced piezoelectric phase modulation of light by crystals"
 Ferroelectrics, **69**, 253 (1986).
 - [30] A.J. SLOBODNIK,Jr., and J.C. SETHARES
"Elastic, piezoelectric, and dielectric constants of $Bi_{12}GeO_{20}$ "
 J. Appl. Phys., **43**, 247 (1972).
 - [31] S.L. HOU, R.B. LAUER and R.E. ALDRICH
"Transport processes of photoinduced carriers in $Bi_{12}SiO_{20}$ "
 J. Appl. Phys., **44**, 2652 (1973).
 - [32] F. MARSAUD
"Croissance par la méthode Czochralski de monocristaux de $Bi_{12}SiO_{20}$ purs et dopés. Caractérisations physico-chimiques et optimisation de ses propriétés photoréfractives"
 Thèse de 3^{ème} Cycle de l'Université de Bordeaux I, n° d'ordre 155 (1987).
 - [33] V.P. LENZO, E.G. SPENCER and A.A. BALLMANN
"Optical Activity and Electrooptic Effect in Bismuth Germanium Oxide ($Bi_{12}GeO_{20}$)"
 Appl. Optics, **56**, 1688 (1966).
 - [34] A.R. TANGUAY Jr.
"The Czochralski growth and optical properties of bismuth-silicon-oxide"
 Dissertation, Yale University (1977).
 - [35] I. BIAGGIO, M. ZGONIK, and P. GÜNTER
"Time resolved investigation of photorefractive gratings in $KNbO_3$ "
 Technical Digest of the Topical Meeting on Photorefractive materials, effects and devices II, Aussois, France, **187** (1990).
 - [36] E. WIESENDANGER
"Dielectric, Mechanical and Optical properties of orthorombic $KNbO_3$ "
 Ferroelectrics, **6**, 263 (1974).
 - [37] P. GÜNTER
"Electro-optical properties of $KNbO_3$ "
 Opt. Comm., **11**, 285 (1974).
 - [38] J.P. WILDE, L. HESSELINK, S.H. Mc CAHON, M.B. KLEIN, D. RYTZ and B.A. WECHSLER
"Measurement of electro-optic and electro-gyratory effect in $Bi_{12}TiO_{20}$ "
 J. Appl. Phys., **67**, 2245 (1990).

-
- [39] A.J. FOX and T.M. BURTON
"Electro-optic effects in the optically active compounds $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{40}\text{Ge}_2\text{O}_{63}$ "
Appl. Phys. Lett., **27**, 360 (1975).
- [40] P. MATHEY, G. PAULIAT, J.C. LAUNAY and G. ROOSEN
"Overcoming the trap density limitation in photorefractive two-beam coupling by applying pulsed electric fields"
Optics Comm., **82**, 101 (1991).
- [41] P. MATHEY, J.C. LAUNAY, G. PAULIAT and G. ROOSEN
"Novel technique for efficient wave mixing in photorefractive materials"
Rolf-Jürgen Ahlers, Theo T. Tschudi, Editors, Proc. SPIE 1500, 26 (1991).

DEUXIÈME PARTIE

INTRODUCTION.

La deuxième partie de ce mémoire concerne la conception et l'étude d'un système de déflexion d'un faisceau vers une direction choisie parmi $N^2 = 1024$ directions possibles. Ce système s'intègre dans un dispositif d'adressage de faisceaux lumineux pour le marquage d'un plan de commutation holographique (figure 1). On désire inscrire un réseau dans chaque cellule élémentaire du plan de commutation, celui-ci étant constitué de N^2 cellules juxtaposées. L'écriture des cellules est séquentielle, la lecture s'effectuant en parallèle.

Le but est de relier chacune des fibres optiques (i, j) d'une matrice d'émission à une autre fibre (i', j') appartenant à une matrice de réception, la situation étant reconfigurable. Ce dispositif devra apporter une réponse au développement des réseaux de télécommunication optique large bande (> 100 Mbits/s).

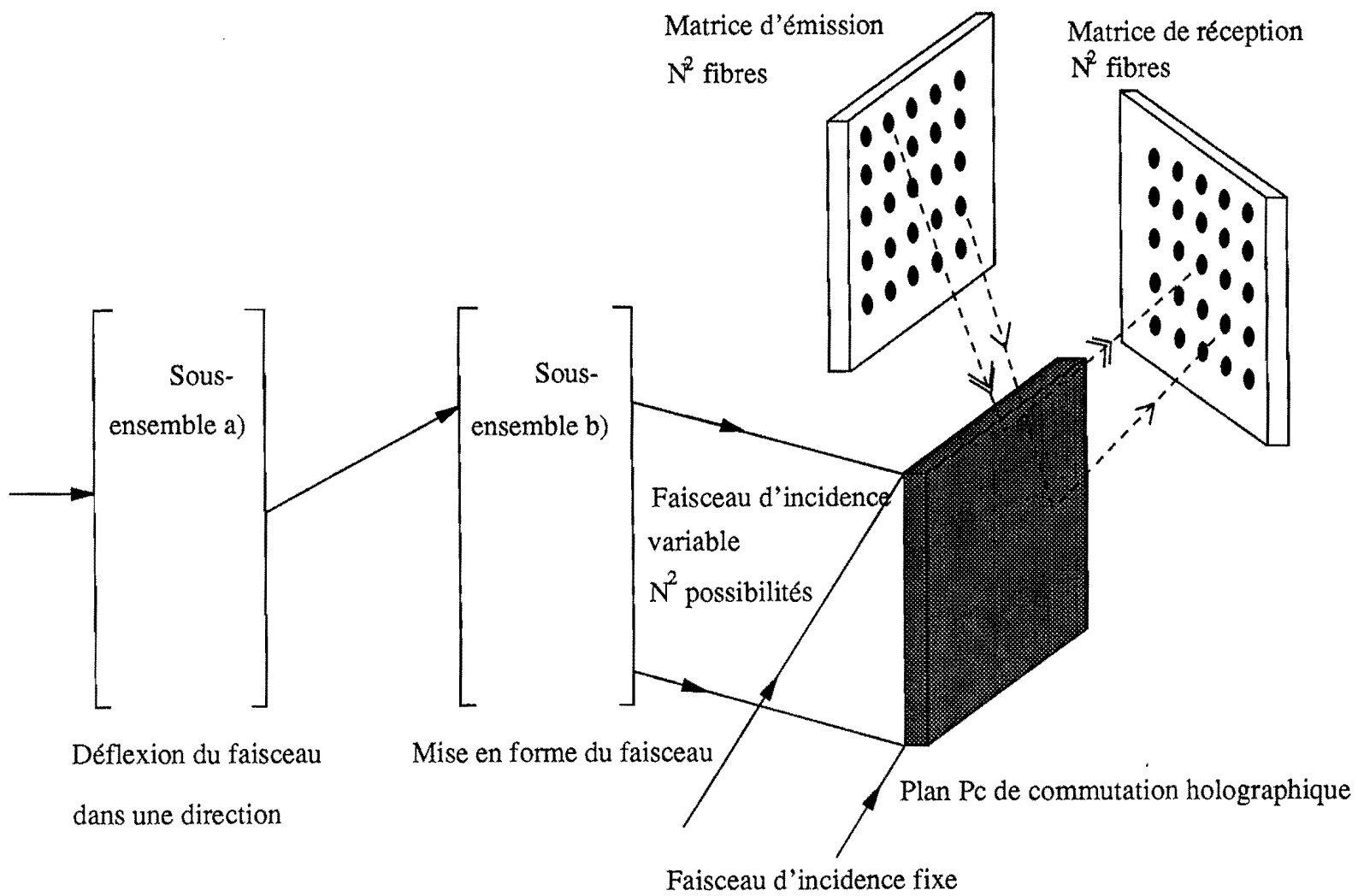
Les circuits électroniques à haute intégration restent limités par des problèmes technologiques liés à l'augmentation du débit numérique. A l'opposé, les solutions optiques basées sur les autocommutateurs holographiques présentent de nombreux avantages [1][2] :

- ◊ absence de diaphonie ;
- ◊ très grande bande passante liée à l'utilisation d'un système de déflexion passif ;
- ◊ continuité de support avec le réseau de télécommunication optique ;
- ◊ point de commutation non dissipatif une fois l'opération d'écriture effectuée ;
- ◊ possibilités d'interconnecter un grand nombre d'entrées-sorties.

Les paramètres à vérifier par le système de déflexion seront précisés au paragraphe 1.3. Les faisceaux infrarouges issus des fibres optiques sont défléchis par des réseaux inscrits dans chacune des cellules élémentaires d'un plan de commutation P_c qui peut être un plan photothermoplastique [3] ou un cristal de BSO [4] . Le pas et l'orientation de chaque réseau définissent la direction de diffraction du faisceau infrarouge et donc la fibre de réception (i', j') qui est sélectionnée.

L'inscription des réseaux dans le plan de commutation holographique P_c s'effectue à la longueur d'onde de 514 nm en faisant interférer un faisceau d'incidence fixe et un deuxième d'incidence variable. Ce dernier est issu d'un système de déflexion (sous-ensemble a)) qui défléchit un faisceau dans une direction donnée (c'est elle qui déterminera le pas et l'orientation du réseau inscrit dans la cellule élémentaire) choisie parmi N^2 possibles. Ensuite, le faisceau traverse un système de mise en forme (sous-ensemble b)) où il acquiert une

Fig. 1 : Vue schématique de l'ensemble du dispositif de commutation.



section et une incidence compatibles avec la géométrie de l'ensemble. En effet, le plan de commutation holographique, de dimensions $E \times E = 10 \times 10 \text{ cm}^2$, est le conjugué optique au travers du sous-ensemble b), d'un plan objet P de dimensions $A \times A$ qui sera de l'ordre de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Les angles d'émergence des faisceaux issus de ces deux sous-systèmes sont compris dans des angles d'incidence de quelques degrés carrés. Le dispositif optique devra donc avoir un grandissement transversal $G = E/A \approx 20$ et un rapport de convergence $1/\gamma$ de l'ordre de l'unité. La relation de Lagrange-Helmholtz stipule que pour un système optique centré et pour deux milieux d'indices optiques identiques on a $G\gamma = 1$. Ceci impose que le système de mise en forme des faisceaux soit un dispositif optique hors axe.

Dans ce qui suit, seule l'étude du système de déflexion sera abordée. Le premier chapitre présente ce système. Nous y exposons son principe de fonctionnement et les solutions envisagées pour le réaliser. Les paramètres à respecter et qui constituent le cahier des charges fourni par le CNET Lannion y sont précisés.

Ensuite, au deuxième chapitre, nous nous intéressons à l'un des éléments du système de déflexion : la matrice d'obturateurs.

Le troisième chapitre est consacré au second élément important du système de déflexion : un amplificateur photoréfractif. Nous étudions le poli des faces du cristal, les limitations du rapport signal à bruit apportées par la diffusion du cristal sont analysées en étudiant les phénomènes de coma photoréfractive (ou "beam fanning") et les auto-oscillations dans le cristal. Nous optimisons le rapport signal à bruit en remédiant à ces différentes sources de bruit. Le gain fourni par notre amplificateur est ensuite mesuré.

Le quatrième chapitre présente un autre élément important du système : la matrice de microlentilles. Nous avons caractérisé l'état de surface des microlentilles, mesuré leur distance focale, mis en évidence leurs défauts de phase par ombroscopie puis mesuré les aberrations par une méthode interférométrique. La distance focale des microlentilles disponibles commercialement étant trop petite, nous avons réalisé une cellule contenant la matrice et un liquide d'indice.

Le cinquième chapitre expose le calcul des autres éléments du système.

Le sixième et dernier chapitre décrit la réalisation du système de déflexion et en donne les caractéristiques.

❶ - PRÉSENTATION DU SYSTÈME DE DÉFLEXION.

1. Principe.

La solution proposée ici est inspirée du montage de la réf. [5] mais avec des différences importantes qui seront précisées par la suite. Notre système comporte une matrice de N^2 obturateurs suivie d'un amplificateur optique photoréfractif. Le système est schématisé sur la figure 2.

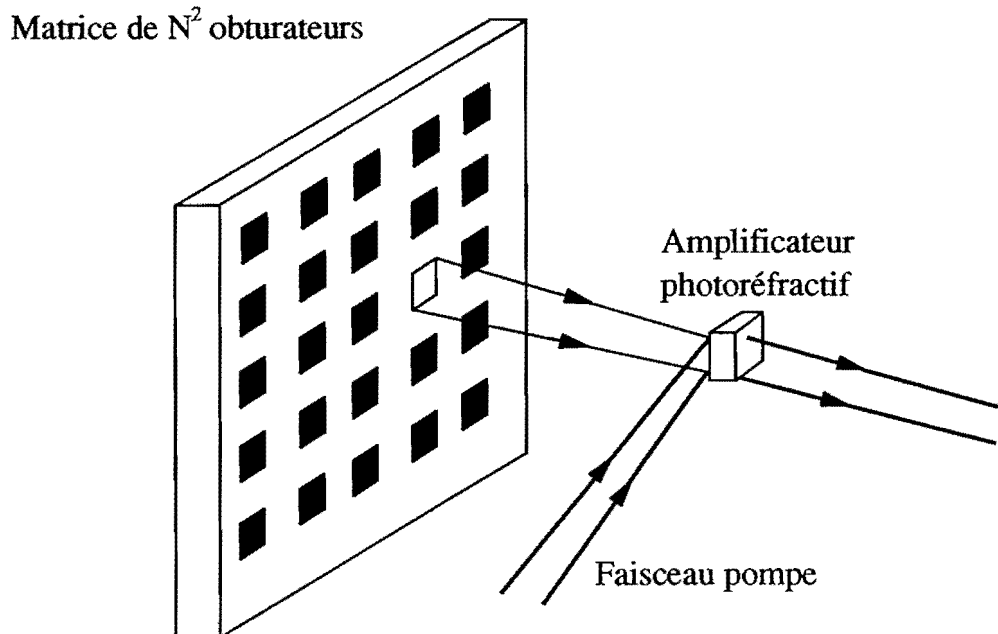


Fig. 2 : Principe du déflecteur photoréfractif. L'obturateur ouvert laisse passer un faisceau de faible intensité amplifié par le faisceau pompe au travers du cristal photoréfractif.

Le faisceau lumineux à défléchir est divisé en deux parties. La première illumine une matrice de N^2 obturateurs. L'ouverture d'un de ceux-ci laisse passer un pinceau lumineux de faible puissance et de direction prédéterminée. De façon à compenser les pertes du faisceau issu de la matrice d'obturateurs, un dispositif de mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif est utilisé (l'onde pompe est fournie par la deuxième partie du faisceau lumineux). Si le transfert d'énergie est suffisant, on pourra considérer que le faisceau faible est défléchi dans la direction

sélectionnée par l'ouverture de l'obturateur. La qualité principale de ce système réside dans sa fidélité d'adressage. Mais il présente a priori un faible rapport signal sur bruit. Les deux origines du bruit vont être successivement examinées : le mauvais contraste possible de la matrice d'obturateurs et le bruit amené par le cristal. Nous verrons plus loin comment y remédier.

2. Fonctionnement.

Le schéma de principe du sous-ensemble de déflection est dessiné figure 3. Le système doit fournir dans le plan P un faisceau cylindrique de section $A \times A$ adressable dans un angle solide $\Delta\Theta_1 \times \Delta\Phi_1$. Le faisceau laser est étendu par un système afocal comprenant les deux lentilles L_1 et L_2 . Une matrice de microlentilles ℓ' focalise chacun des faisceaux en $N^2 = 1024$ "points sources" dans son plan focal P_3 qui est aussi le plan focal objet de la lentille L_3 . Le cristal amplificateur est dans le plan focal image de L_3 de sorte que tous les faisceaux issus des microlentilles s'y superposent. Le chemin optique entre la source laser et le cristal photoréfractif est indépendant du chemin traversé ce qui permettra d'utiliser une source laser de faible longueur de cohérence à la différence du système décrit dans la réf. [5].

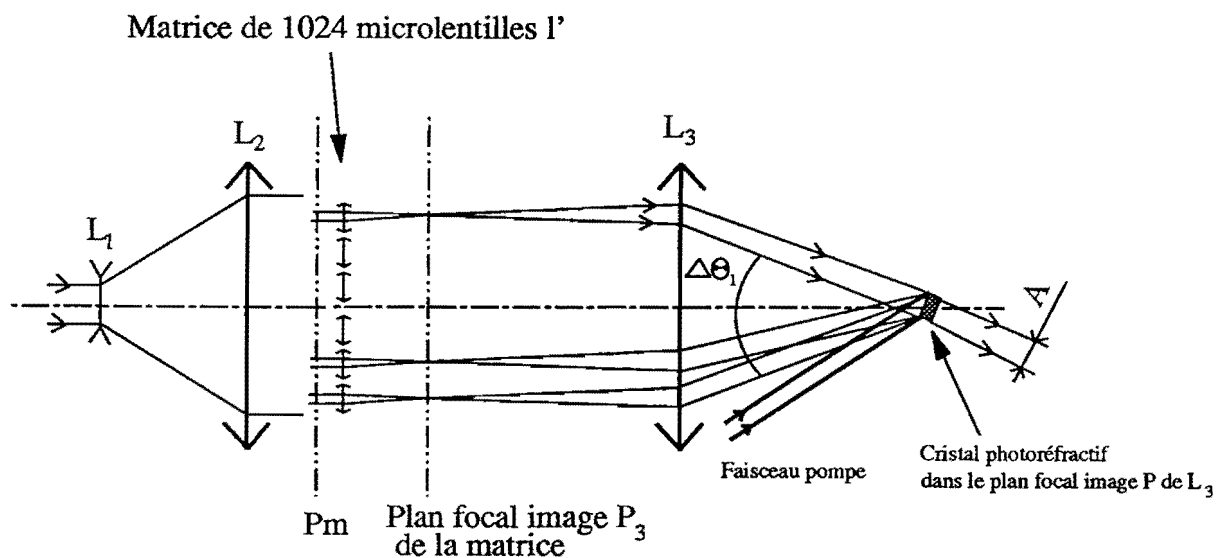


Fig. 3 : Schéma de principe du sous-ensemble de déflection. Le plan focal objet de la lentille L_3 est confondu en P_3 avec le plan focal image des microlentilles ℓ' . La matrice d'obturateurs est dans le plan focal objet P_m des microlentilles. Le cristal est dans le plan focal image de L_3 .

3. Cahier des charges.

Le cahier des charges nous fournit les spécifications suivantes :

a) Le plan de commutation est un photothermoplastique [3] de dimensions $100 \times 100 \text{ mm}^2$, sa sensibilité est comprise entre 50 et $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ à la longueur d'onde de 633 nm [3]. A 514 nm, longueur d'onde que nous utiliserons, la sensibilité est meilleure. Les temps de pose seront d'environ 10 à 50 ms et le rapport des intensités entre les deux faisceaux d'écriture de l'ordre de 2 à 3 au maximum. Les fréquences spatiales des réseaux de diffraction seront supérieures ou de l'ordre de 200 traits/mm et s'étaleront jusqu'à 350 traits/mm.

b) Si les faisceaux d'écriture ont un front d'onde non parfait, ceci induira sur le faisceau diffracté des aberrations qui vont diminuer le coefficient de couplage dans la fibre réceptrice monomode. Les pertes de couplage doivent être inférieures à 1,5 dB ce qui correspond à un coefficient c de couplage (rapport de la puissance injectée dans la fibre réceptrice sur la puissance incidente) :

$$c \geq c_0 = 71\%. \quad (1)$$

Cette valeur peut être reliée à l'écart quadratique moyen de la phase aberrante sur une cellule élémentaire par :

$$c = 1 - \sigma_\phi^2. \quad (2)$$

Le calcul dont est issue cette relation est détaillé en annexe 2. Nous voyons donc que les pertes de couplage ne doivent pas excéder 30 %.

Le défaut de planéité tolérable des faces du cristal sera défini plus loin. Cette valeur a elle aussi été fixée en fonction des pertes de couplage tolérables dans les fibres monomodes.

c) Au niveau du plan de commutation, le faisceau d'écriture doit avoir des angles d'incidence θ_i et ϕ_i compris dans des intervalles $\Delta\theta_i$ et $\Delta\phi_i$ d'environ 9° . Ces angles sont définis figure 4. Par hypothèse, le plan de commutation holographique est confondu avec le plan XOY du trièdre OXYZ.

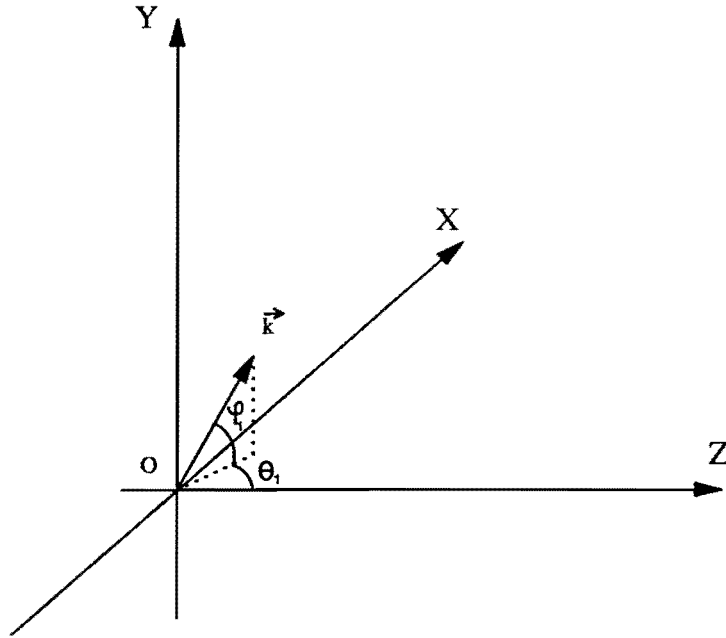


Fig. 4 : Définition des angles du vecteur d'onde $\vec{k}$ par rapport au repère $XOYZ$. Le plan de commutation P_c est parallèle à OXY .

Etant donné que nous devons adresser N^2 directions différentes, θ_l et φ_l prendront les valeurs discrètes suivantes :

$$\begin{cases} \theta_l^n = -\frac{\Delta\theta_l}{2} + (n-1) \delta\theta_l \\ \varphi_l^m = -\frac{\Delta\varphi_l}{2} + (m-1) \delta\varphi_l \end{cases} \quad (3)$$

n et m variant de 1 à N ,

avec :

$$\begin{cases} \delta\theta_l = \frac{\Delta\theta_l}{(N-1)} \\ \delta\varphi_l = \frac{\Delta\varphi_l}{(N-1)} \end{cases} \quad (4)$$

A la sortie du cristal, les angles caractérisant la direction du faisceau seront notés Θ_j^n et Φ_j^m et seront définis de manière similaire à celle utilisée pour θ_j et φ_j . Ces angles sont également compris dans des plages $\Delta\Theta_j^n$ et $\Delta\Phi_j^m$ de quelques degrés.

d) Le système de déflexion devra être caractérisé par un bon rapport signal sur bruit. Une source de bruit est le contraste limité de la matrice d'obturateurs. Nous allons maintenant en étudier ses caractéristiques et ses conséquences.

② - CONTRASTE DE LA MATRICE D'OBTURATEURS.

Pour étudier l'influence du contraste de la matrice d'obturateurs sur le bruit r (rapport de la puissance lumineuse défléchie dans la direction Θ_j^n , Φ_j^m lorsque seul l'obturateur n, m est ouvert, à la puissance défléchie dans la même direction, cet obturateur étant fermé et un seul autre ouvert), nous supposons que nous avons un mélange à N^2+1 ondes planes se superposant spatialement dans le cristal.

Soient $I_p(0)$ l'intensité du faisceau pompe à l'entrée du cristal, $I_{n,m}(0) = I_0$ celle du faisceau sonde lorsque l'obturateur n, m est ouvert, $\mathcal{C}$ le contraste de la matrice d'obturateurs. Alors les intensités des faisceaux que laissent passer les obturateurs fermés sont :

$$I_{i,j}(0) = \frac{I_0}{\mathcal{C}}. \quad (5)$$

Le transfert d'énergie entre les ondes sondes est négligeable. Les équations d'évolution de l'intensité lumineuse en fonction de la coordonnée z suivant la direction de propagation s'écrivent en étendant à N ondes le formalisme indiqué dans la première partie (paragraphe ①.2.b) .

$$\begin{cases} \frac{\partial I_{i,j}(z)}{\partial z} = -\alpha I_{i,j}(z) + G \frac{I_{i,j}(z) I_p(z)}{I_p(z) + \sum_{k,\ell=1}^N I_{k,\ell}(z)} \\ \frac{\partial I_p(z)}{\partial z} = -\alpha I_p(z) - G \frac{I_{i,j}(z) I_p(z)}{I_p(z) + \sum_{k,\ell=1}^N I_{k,\ell}(z)} \end{cases} \quad (6)$$

G est le gain de couplage photoréfractif entre un faisceau sonde et le faisceau pompe, α est l'absorption du cristal.

La résolution de ce système aboutit à :

$$\begin{cases} I_{i,j}(z) = I_{i,j}(0) \frac{I_p(0) + \sum_{k,\ell=1}^N I_{k,\ell}(0)}{\sum_{k,\ell=1}^N I_{k,\ell}(0) + I_p(0)} e^{-\alpha z} \\ I_p(z) = I_p(0) \frac{I_p(0) + \sum_{k,\ell=1}^N I_{k,\ell}(0)}{\sum_{k,\ell=1}^N I_{k,\ell}(0) + I_p(0)} e^{-\alpha z} \end{cases} \quad (7)$$

Nous voyons ainsi que lorsqu'un faisceau d'intensité non négligeable $I_{n,m}$ est mélangé avec le faisceau pompe, il y a saturation du gain photoréfractif pour les faisceaux sondes et la diffusion. Le système (7) peut se réécrire sous la forme :

$$I_{i,j}(z) = I_{i,j}(0) f \left(I_p, \sum_{k,\ell=1}^N I_{k,\ell}(0) \right). \quad (8)$$

Le facteur d'amplification f est donc identique pour tous les faisceaux sondes lorsque toutes les ondes se recouvrent spatialement dans le cristal. Cette configuration pour l'utilisation du cristal amplificateur constitue une originalité vis-à-vis de la solution proposée dans la réf.[5] qui donnerait une amplification privilégiée du bruit par rapport au signal. En effet, dans le cas où les ondes sont totalement séparées (N mélanges à deux ondes), on retrouve le résultat :

$$I_{i,j}(z) = I_{i,j}(0) \frac{I_p(0) + I_{i,j}(0)}{I_{i,j}(0) + I_p(0)} e^{-\alpha z}. \quad (9)$$

Cette dernière relation montre que si les faisceaux ne se superposent pas exactement, alors c'est le faisceau de plus faible intensité qui est le plus amplifié, ceci à cause de la saturation de l'effet photoréfractif. Le contraste $\mathcal{C}'$ vu au travers du cristal amplificateur est alors inférieur au contraste $\mathcal{C}$ obtenu lorsque les faisceaux se recouvrent totalement. Le système de déflexion devra donc assurer un bon recouvrement des faisceaux. Ceci constitue une nouveauté vis-à-vis de l'étude menée par les auteurs de la réf. [5]. Pour réduire la diaphonie et augmenter l'efficacité de diffraction, nous écrivons un réseau dans le film photothermoplastique avec un taux de modulation aussi élevé que possible. Nous imposons que la puissance du faisceau

correspondant à l'obturateur ouvert soit supérieure à la somme des puissances des faisceaux transmis par les obturateurs fermés :

$$I_o \geq (N^2 - 1) \frac{I_o}{\mathcal{C}} \quad (10)$$

avec : $N^2 = 1024$, $\mathcal{C} \approx (N^2 - 1) \approx 1000$.

Dans ces conditions, l'efficacité de diffraction de chaque réseau inscrit par les faisceaux transmis par les obturateurs fermés est un millionième de l'efficacité du réseau inscrit par le faisceau que laisse passer l'obturateur ouvert : la diaphonie sera absente.

Des contrastes $\mathcal{C} \approx 1000$ sont obtenus sur des matrices d'obturateurs disponibles commercialement. Les spécifications annoncées par la société SEMETEX sont un contraste de 68 000 : 1, transmission $t = 18 \%$, pour des matrices carrées (5 x 5, 48 x 48, 128 x 128 éléments), adressables électroniquement. Un tel élément est compatible avec notre application.

③ - LE CRISTAL PHOTORÉFRACTIF AMPLIFICATEUR.

1. Choix du cristal.

De la puissance nécessaire du faisceau d'écriture 1 sur le plan de commutation, nous allons déduire le facteur d'amplification minimum que doit présenter le cristal. La sensibilité maximale du support photothermoplastique est $s = 50 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, le temps de pose doit être au plus égal à $\tau = 50 \text{ ms}$, la surface du plan de commutation est $E \times E = 10 \times 10 \text{ cm}^2$. Alors chacun des deux faisceaux d'écriture devra avoir une puissance :

$$\mathcal{P}_i \geq \frac{1}{2} \frac{s E^2}{\tau} \quad (11)$$

soit : $\mathcal{P}_i \geq 50 \text{ mW}$.

Les pertes induites par le système de déflexion viennent :

- ◇ de la faible transmission t (18 %) de la matrice d'obturateurs ;
- ◇ de la division de la puissance totale par le nombre de directions d'adressage ;
- ◇ de la présence de diaphragmes qui induisent des pertes par transmission p_g . Ces pertes p_g dépendent de la nature des composants utilisés.

Elles sont principalement dues au diaphragme constitué par la matrice d'obturateurs. Nous verrons au chapitre ④, lorsque nous nous intéresserons à la matrice de microlentilles, que la taille a' des faisceaux au niveau des microlentilles doit être égale à la dimension des pixels de la matrice d'obturateurs et le pas p' des microlentilles doit être égal au pas des obturateurs. D'après les spécifications de la Société SEMETEX, on a :

$$a'/p' = 0,76. \quad (12)$$

Les pertes p_g du sous-ensemble de déflexion valent donc $p_g = (a'/p')^2$ soit $p_g \approx 0,57$.

Si la puissance totale disponible à l'entrée du système est $\mathcal{P}_0 = 2W$, le facteur d'amplification f doit être :

$$f \geq \frac{1}{p_g} \frac{N^2}{t} \frac{\mathcal{P}_1}{\mathcal{P}_0} \quad (13)$$

$$\text{soit :} \quad f \geq \frac{140}{p_g} \quad (14)$$

$$\text{avec :} \quad p_g \approx 0,57, \quad f \geq 250.$$

Délivrer un faisceau de puissance supérieure à 50 mW avec des facteurs d'amplification f supérieurs à 250 nécessite un cristal possédant un coefficient électrooptique élevé pour que l'amplification par mélange à deux ondes s'effectue sans champ appliqué afin d'éviter l'échauffement du cristal. Par exemple, dans un cristal de BGO de dimensions $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$, et si la puissance lumineuse vaut 50 mW, la puissance à dissiper lorsqu'on applique un champ carré $\bar{E}_0 = \pm 10 \text{ kV/cm}$ est 24 W. Nous avons donc choisi le titanate de baryum.

2. Présentation de l'échantillon.

Dans une gamme de températures comprises entre 5°C et 120°C , le titanate de baryum est ferroélectrique : il possède une polarisation spontanée dirigée suivant l'axe $\hat{c}$ [001]. Dans cette gamme de température, sa maille est quadratique, son groupe est $4mm$. Le cristal est biréfringent, l'axe optique est dirigé selon $\hat{c}$. La forme de la maille change avec la température. Si celle-ci est supérieure à 120°C , le cristal n'a pas de polarisation spontanée, il est alors à symétrie cubique, son groupe est $m\bar{3}m$.

Lors du passage en phase quadratique, la probabilité d'avoir la polarisation spontanée sur l'un des axes est la même pour tous. Le cristal est alors divisé en domaines. Pour le rendre monodomaine, on élève la température au voisinage de T_c tout en appliquant une différence de

potentiel entre deux faces opposées. Les domaines s'orientent tous parallèlement au champ appliqué et conservent cette orientation lors du refroidissement.

L'échantillon dont nous disposons a été synthétisé à l'Institut de Physique de l'Académie des Sciences de Pékin. Ses dimensions sont $a \times b \times c = 3,63 \times 5,24 \times 5,22 \text{ mm}^3$.

Des mesures de réflectivités, menées en Chine, lorsque le cristal fonctionne en tant que miroir à conjugaison de phase autopompé [7], ont donné des coefficients de réflexion supérieurs à 50 % pour des angles d'incidence et des positions du faisceau optimisés.

a) Etude du poli des faces.

Dans notre système, on forme l'image de la face de sortie du cristal sur le plan de commutation photothermoplastique. Ainsi, toutes les variations de phase dues au cristal amplificateur se retrouveront sur ce plan de commutation : il est donc important de connaître la valeur du poli des faces de notre échantillon. Le défaut p_0 de planéité tolérable est $p_0 = 0,8$. Son calcul est détaillé dans l'annexe 3.

i) Analyse du poli des faces.

Le montage dessiné figure 5 représente un interféromètre à décalage : le faisceau incident réfléchi par la face arrière du cristal interfère avec le faisceau réfléchi sur la face avant. On forme l'image des franges d'interférence se produisant sur la face avant du cristal au moyen de la lentille L (distance focale 100 mm) sur une caméra CCD.

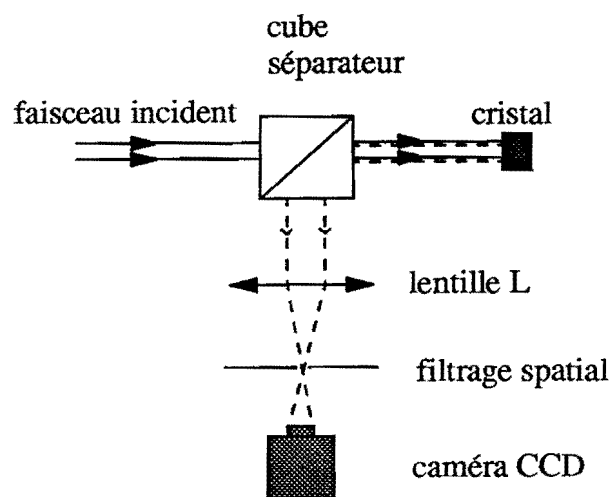


Fig. 5 : Montage expérimental pour l'étude du poli des faces.

Cette méthode mesure le double des variations du chemin optique que verra le faisceau à amplifier lors de sa traversée du cristal (dans l'interféromètre à décalage, l'onde réfléchie sur la face arrière effectue un aller-retour dans le cristal). Cette expérience permet d'étudier la variation du chemin optique dû au défaut de planéité des faces du cristal et à la variation d'indice au sein du matériau.

Les images des faces a , b , c perpendiculaires aux axes $\hat{a}$, $\hat{b}$, $\hat{c}$ sont reproduites figures 6.a, 6.b, 6.c, les faces a ou b étant celles sur lesquelles le faisceau sera incident.

La structure en anneaux de la figure 6.a prouve que les deux faces a ne sont pas parallèles et qu'elles sont bombées. Effectivement, le faisceau transmis par ces faces est focalisé à une distance d'environ deux mètres. Les faces b présentent un phénomène identique. La figure d'interférence des faces c (figure 6.c) montre qu'elles forment un coin très prononcé : l'agrandissement ($\times 20$) de l'interférogramme révèle (figure 6.d) des franges dont le pas est d'environ $10\text{ }\mu\text{m}$ ce qui correspond pour le coin à un angle entre les deux faces de $1,5^\circ$. Sur le haut du cristal, des lignes sombres horizontales (figure 6.c), observées aussi sur les faces a (figure 6.a), proviennent du basculement d'anciens domaines cristallins lors de la polarisation du cristal. Ce ne sont pas des fissures dans le matériau car au microscope, aucun défaut intérieur tel que bulles, impuretés n'a été observé. Entre polariseur et analyseur croisés, l'extinction parfaite prouve qu'il n'y a pas de contraintes sauf légèrement suivant l'axe $\hat{c}$ qui est l'axe de tirage.

Le poli du cristal tel qu'il est fourni par l'Institut de Physique de Pékin n'est pas satisfaisant car :

- ◊ il est très éloigné de la valeur $p_0 = 0,5$ requise (annexe 3) ce qui signifie que la phase du faisceau transmis par le cristal ne sera pas uniforme. Tous ses défauts se reporteront sur le plan de commutation holographique et par voie de conséquence, les faisceaux infrarouges défléchis deviendront aberrants ce qui augmentera les pertes par couplage dans les fibres réceptrices ;
- ◊ la distance focale de la lentille formée par le cristal (la face d'entrée) n'est pas négligeable devant les distances focales des autres éléments du système. De plus cette lentille est source d'aberrations qui constitueront une gêne dans la réalisation d'un filtrage spatial efficace sur le faisceau amplifié. Ce filtrage est destiné à améliorer le rapport signal à bruit de l'amplificateur.

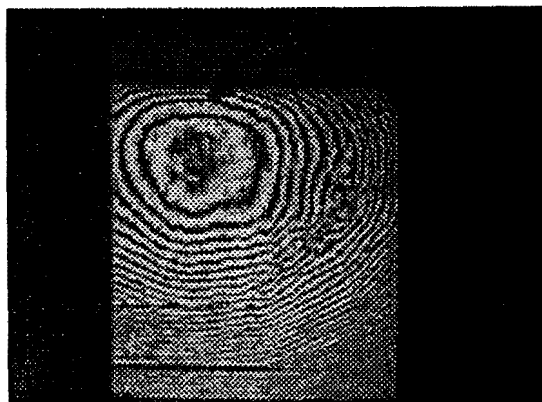


Fig.6a : face a

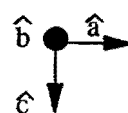
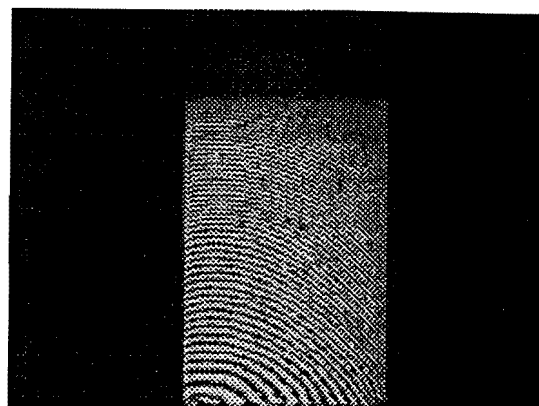
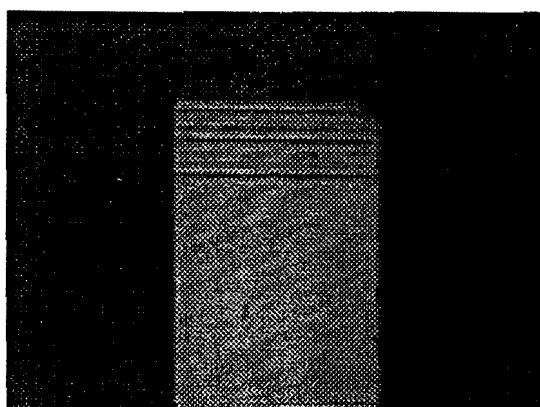


Fig.6b : face b



Agrandissement
x 20
→

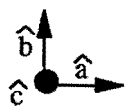
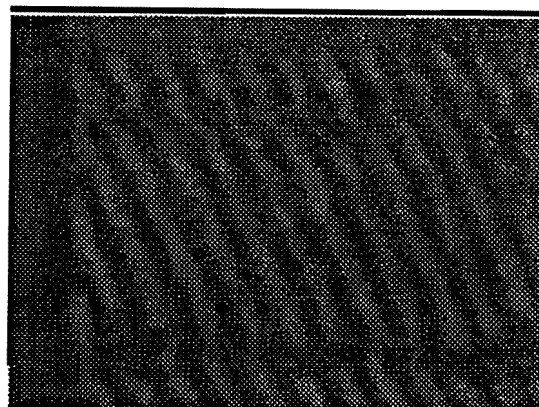


Fig.6c : face c



Fig.6d : face c

Fig. 6 : Interférogrammes des faces du cristal obtenus avec l'interféromètre à décalage. Les faces *a* et *b* sont bombées (structure d'anneaux des figures 6.a et 6.b), les faces *c* forment un coin (figure 6.c).

Le repolissage des deux faces a s'avère nécessaire. Une telle opération est délicate car le collage de l'échantillon doit s'effectuer avec une rampe de température modérée afin d'éviter les chocs thermiques sources de dépolarisation de l'échantillon. La société SANDOZ a effectué cette tâche. La figure 7 montre l'état du poli d'une des faces. L'altitude z de la face en fonction des coordonnées x et y , y est représentée. L'amplitude maximale des variations de la cote z est de 70 nm. Le poli est donc de $0,11 \lambda$ à 633 nm soit un poli de $\lambda/8$ à 514 nm. Le critère pour le défaut de planéité $p_0 = 0,5$ est largement atteint. Les défauts de surface du cristal seront par la suite négligés.

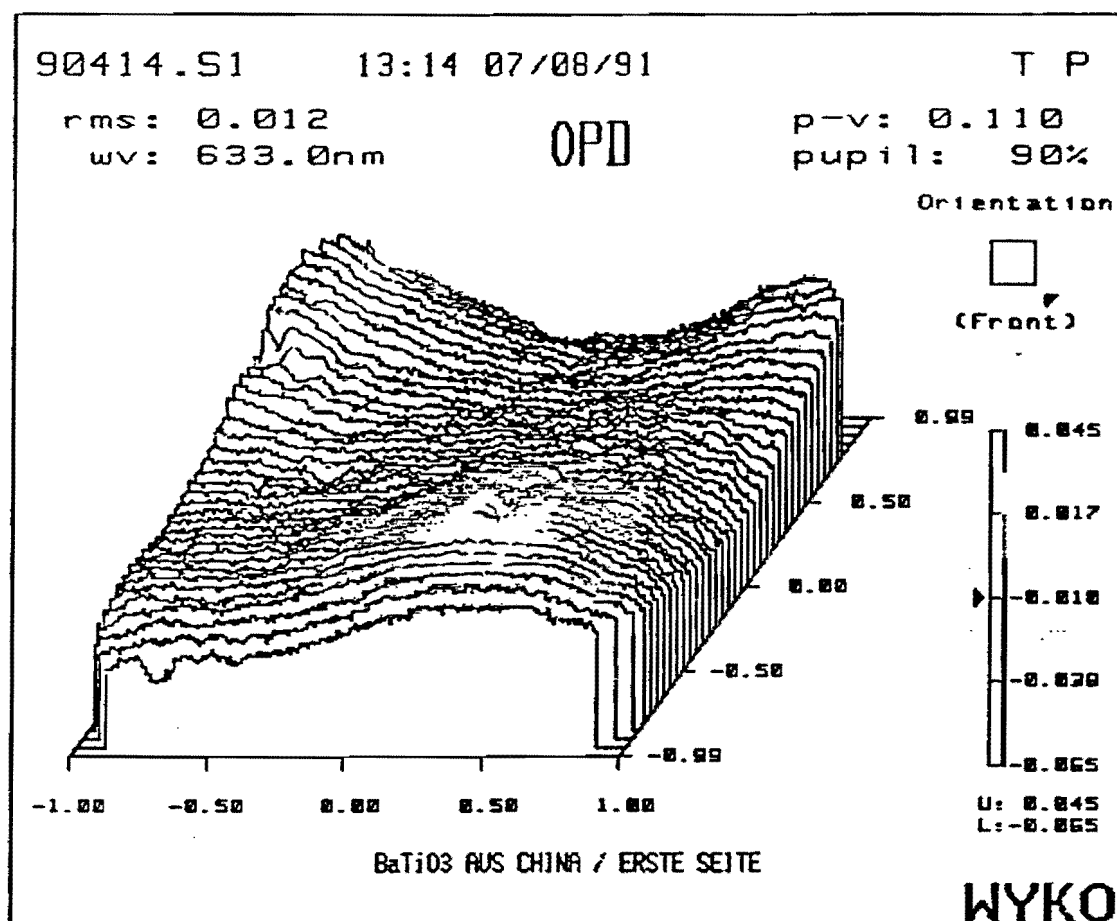


Fig. 7 : Etat du poli d'une des faces du cristal repolié par la société SANDOZ. L'altitude z de la face est représentée en fonction des coordonnées spatiales x et y , l'amplitude des variations de z est 70 nm.

ii) Qualité du front d'onde.

Les variations de phase de l'onde transmise par le cristal ne sont pas seulement causées par l'état de polissage des faces mais aussi par des inhomogénéités dans le volume du matériau.

Pour examiner la qualité du front d'onde transmis par le cristal amplificateur, nous plaçons celui-ci dans un des bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder. On enregistre ainsi la figure d'interférence entre l'onde transmise par le cristal et une onde plane de référence. L'interférogramme du cristal (coin d'air et mise au point sur la surface du cristal) est représenté figure 8. Nous voyons que la phase n'est pas uniforme. A partir de tels interférogrammes, nous avons déduit les pertes de couplage. Pour les coefficients q_x, q_y définis en annexe 2, on trouve $q_x, q_y \leq 0,14$ soit $\sigma_\phi^2 \leq 0,13$. Cette valeur est compatible avec notre application. Les mesures ont été effectuées sur une pupille de $5 \times 5 \text{ mm}^2$.

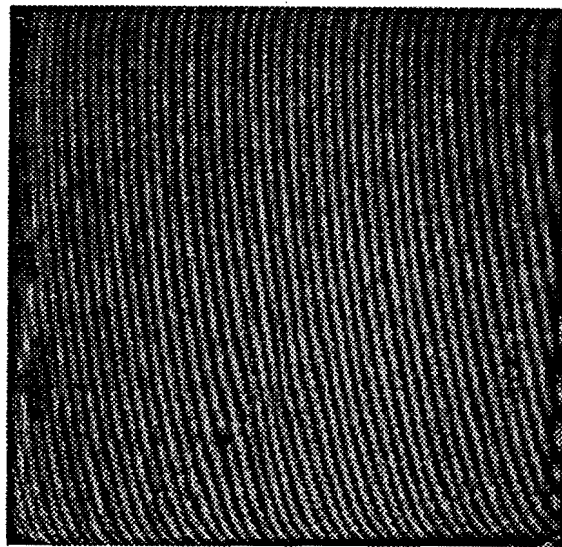


Fig. 8 : Interférogramme entre une onde plane de référence et le front d'onde transmis par le cristal photoréfractif. La mise au point est effectuée sur une face du cristal dont la surface montrée ici correspond à la face totale du cristal ($5,2 \times 5,2 \text{ mm}^2$).

b) Analyse du bruit optique.

Lors des premières expériences de mélange à deux ondes effectuées avec des faisceaux polarisés extraordinairement (cette polarisation, comme nous le verrons dans la suite, est celle avec laquelle l'amplification est la plus grande), un bruit plus important que prévu a été mesuré. Le bruit s'explique par la présence de deux phénomènes :

- ◊ la coma photoréfractive ou "beam fanning" [8].
- ◊ la construction d'oscillations à l'intérieur du cristal [9].

i) Bruit dû à la coma photoréfractive.

Lorsqu'un faisceau de forte intensité polarisé extraordinairement traverse le cristal, on observe la formation d'une figure en forme de pétales (figure 9).



Fig. 9 : Photographie des lobes de "beam-fanning" dans un cristal photoréfractif.

Ce phénomène est absent lorsque l'onde incidente est polarisée ordinairement. Ceci prouve qu'il est d'origine photoréfractive et qu'il est en rapport avec le phénomène de couplage d'ondes. La première interprétation est due à Feinberg [8] et le phénomène a été baptisé "beam-fanning". Par effet photoréfractif, la structure d'intensité gaussienne du faisceau modifie l'indice de réfraction ce qui dévie le faisceau. Cependant, si une telle variation de l'indice existait, elle devrait également être responsable d'une déviation d'un faisceau sonde incident, ce qui n'est pas le cas dans nos conditions expérimentales. De plus, selon cette interprétation, l'intensité dans la coma devrait être uniforme. Or elle est très granuleuse ("speckle").

Nous proposons une autre explication de ce phénomène également donnée par d'autres auteurs [6][10]. Notre cristal permettant des amplifications très grandes ($\Gamma > 1000$), une diffusion même très faible du faisceau incident serait à l'origine de la coma photoréfractive. Ceci est illustré par la figure 10.

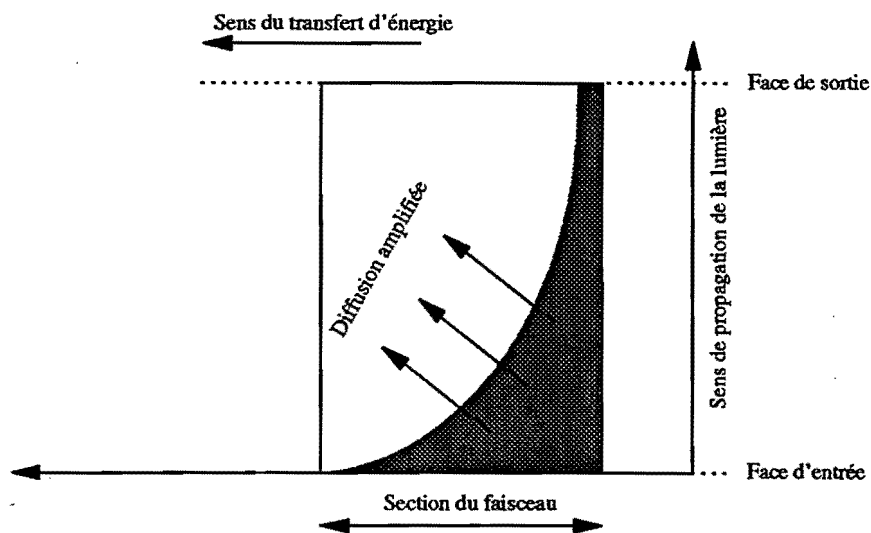


Fig. 10 : Evolution de l'intensité lumineuse d'un faisceau au cours de sa propagation dans un cristal photoréfractif.

Le transfert d'énergie entre le faisceau incident et un faisceau diffusé s'effectue toujours dans la même direction. La diffusion du faisceau incident ne peut donc s'amplifier qu'au détriment de la partie du faisceau qui se trouve dans la direction du transfert d'énergie. La lumière diffusée dans l'autre sens recède son énergie au faisceau incident. C'est ce qui explique la forme en croissant de lune acquise par la section du faisceau transmis [6] [11].

De nombreuses techniques pour éliminer la coma ont été proposées. La première [12], implique une rotation lente du cristal autour d'un axe perpendiculaire au plan d'incidence des faisceaux. La figure d'interférence construite à partir des faisceaux diffusés se déplace angulairement plus rapidement que les franges du réseau photoinduit créé par l'interférence des faisceaux pompe et sonde : le gain par mélange à deux ondes reste important tandis que le bruit est fortement diminué. Ceci implique un déplacement mécanique ce qui dans notre système introduirait un changement de phase du faisceau transmis. Par conséquent, cette méthode ne peut être employée.

Une autre solution consiste à relire par une impulsion de durée plus courte (quelques millisecondes) que la durée d'établissement de la coma un réseau photoréfractif [13]. Les intensités des faisceaux pompe et sonde utilisées pour l'écriture sont égales ce qui est inintéressant pour notre étude.

On peut aussi songer à travailler à plusieurs longueurs d'onde [14]. Nous ne pouvons pas employer cette technique à cause de la longueur de cohérence nécessaire au niveau du plan de commutation. Le cristal amplificateur peut aussi être incliné dans un plan perpendiculaire au plan d'incidence des faisceaux [15] mais ceci s'accompagne d'une diminution de l'amplification.

Dans la configuration que nous utilisons, tous les faisceaux sont confondus, ce qui réduit la coma : si nous revenons à l'équation (7), on voit que lorsqu'un faisceau d'intensité non négligeable $I_{m,n}$ est mélangé avec le faisceau pompe, le facteur d'amplification f arrive à saturation simultanément pour les faisceaux sondes et la diffusion ce qui diminue la coma. On parle alors de blanchiment à saturation de la coma. Ce phénomène a été observé dans la référence [6].

ii) Bruit optique dû aux oscillations.

Pour étudier cette deuxième source de bruit, nous utilisons le montage figure 11. Un faisceau lumineux issu d'une source laser à la longueur d'onde de 514 nm, polarisé

extraordinairement, arrive faiblement focalisé et sous l'incidence moyenne i_i sur le cristal. Pour diminuer les constantes de temps du phénomène, on augmente la densité de puissance dans l'échantillon en focalisant le faisceau avec une lentille L de distance focale 200 mm. Les faisceaux transmis et diffusés arrivent sur un écran dépoli dont l'image est formée au moyen d'une lentille L_2 de distance focale 50 mm sur l'écran d'une caméra CCD.

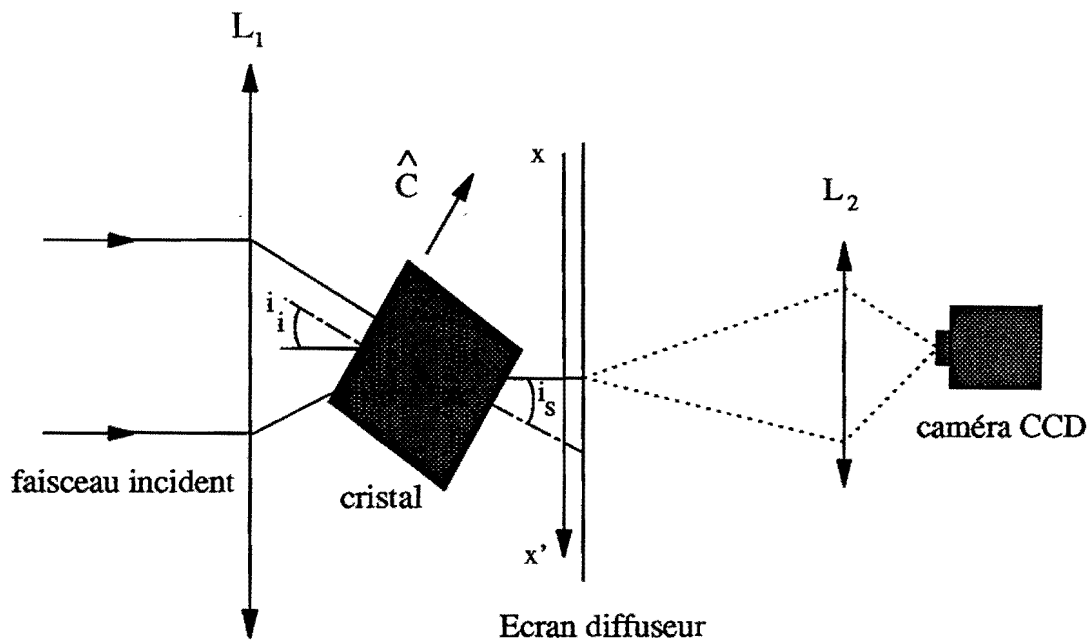


Fig. 11 : Dispositif expérimental utilisé lors de l'analyse du bruit.

Les figures 12.a à 12.d reproduisent une succession temporelle d'images pour un angle d'incidence $i_i = 36^\circ$. Les courbes figures 12.e à 12.h présentées à leur côté sont des coupes horizontales des images passant par les maxima d'intensité. L'image 12.a, acquise juste après l'illumination du cristal par le faisceau incident montre que le bruit n'est pas encore établi : seul le faisceau transmis est visible. Sur les images suivantes, figures 12.b et 12.c, un faisceau secondaire commence à se construire au détriment de l'énergie du faisceau transmis. Une fois le régime stationnaire atteint, la majeure partie de l'énergie du faisceau incident se retrouve dans le faisceau secondaire (figures 12.d et 12.h).

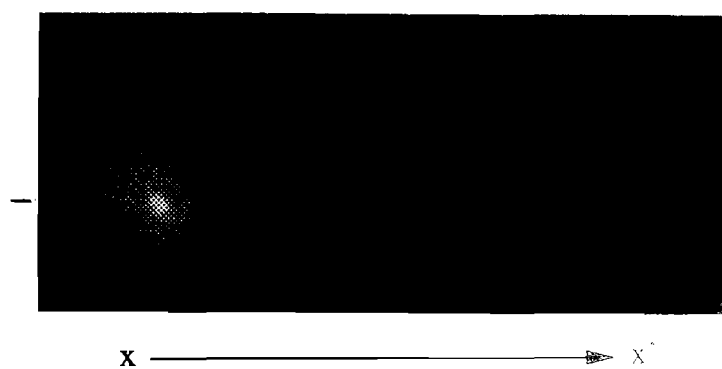


Fig. 12a

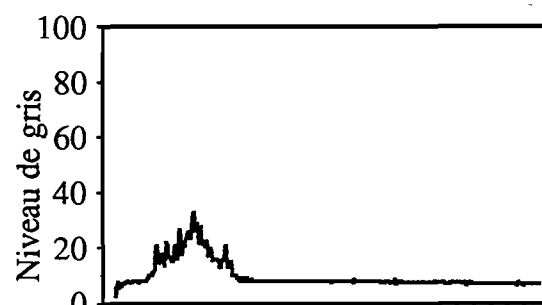


Fig. 12e

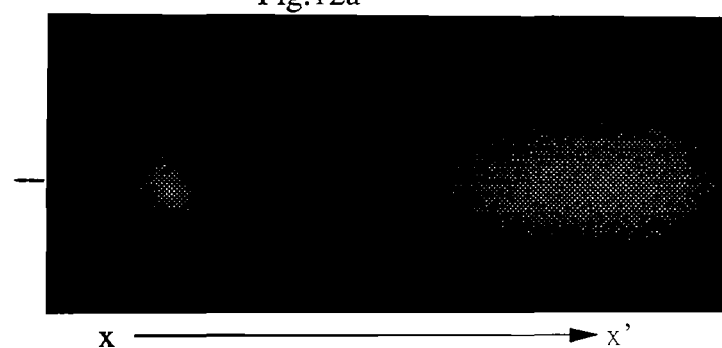


Fig. 12b

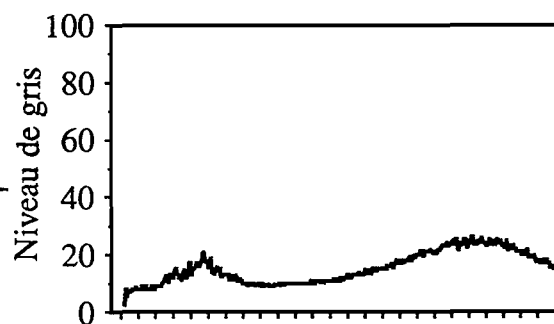


Fig. 12f

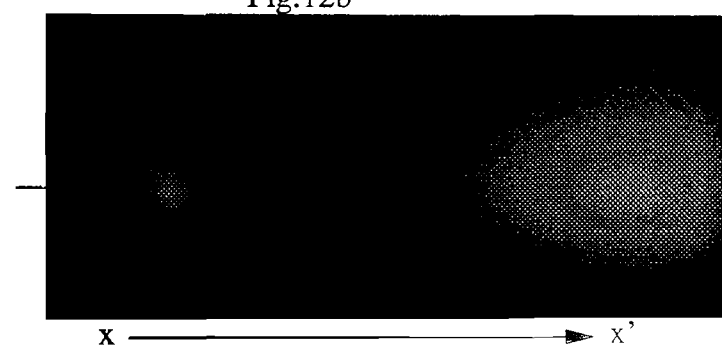


Fig. 12c

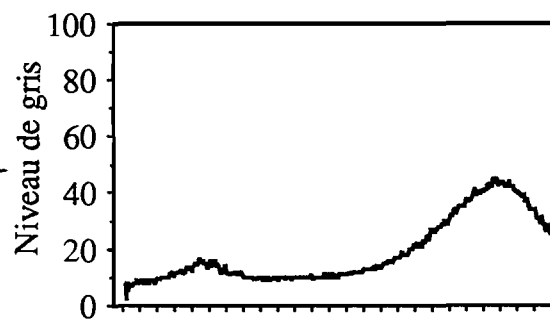


Fig. 12g



Fig. 12d

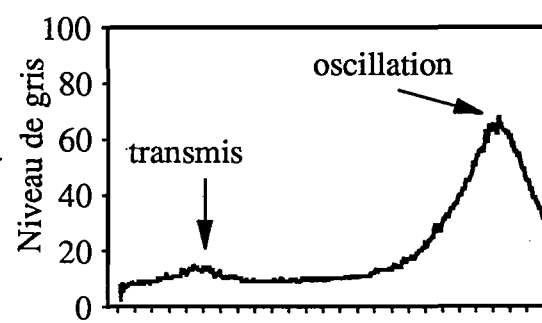


Fig. 12h

Fig. 12 : Construction temporelle de l'oscillation.

Dans ce phénomène, qui a déjà été observé dans des cristaux de LiNbO_3 [9], le cristal se comporte de la même manière qu'une cavité optique résonante limitée par les deux miroirs que constituent les faces d'entrée et de sortie du cristal amplificateur. Le facteur d'amplification donné par le cristal est très important en polarisation extraordinaire (l'oscillation n'apparaît pas lorsque l'étude est menée en polarisation ordinaire). Il compense les pertes optiques de la cavité dues aux coefficients de réflexion des faces du cristal et son absorption. Une oscillation s'établit donc dans cette cavité et est observée à sa sortie.

Pour confirmer cette interprétation, nous avons vérifié que le second faisceau émerge toujours perpendiculairement aux faces de l'échantillon quelle que soit l'incidence i_i du faisceau initial. Pour cela, nous tournons le cristal en gardant la direction du faisceau incident fixe. Les positions angulaires i_s du faisceau secondaire par rapport au faisceau transmis portées en fonction de l'angle i_i dont est tourné le cristal s'alignent sur une droite de pente 1 (figure 13).

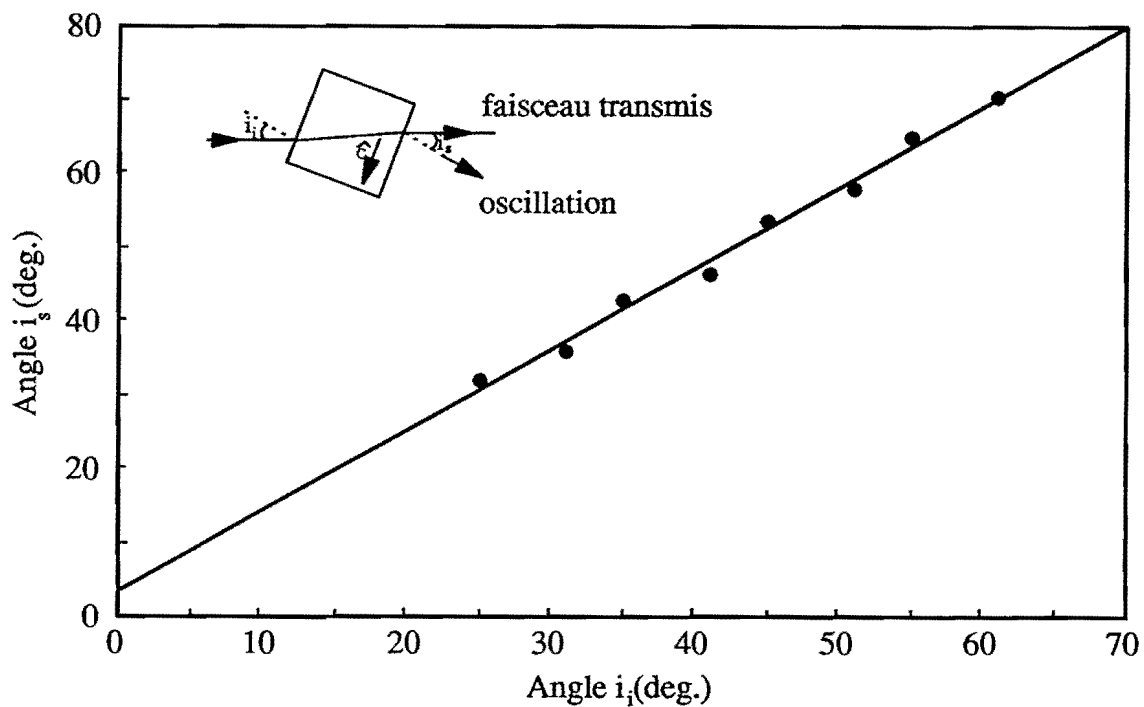


Fig. 13 : Déplacement i_s de l'oscillation en fonction de l'inclinaison i_i du cristal plongé dans l'air.

Pour confirmer l'origine des oscillations par réflexion sur les faces du cristal, nous immergeons le cristal dans une cuve remplie de glycérine ($n = 1,5$). Ceci permet de diminuer le coefficient de réflexion sur les faces de l'échantillon. Nous observons alors une baisse de la puissance du faisceau secondaire. Les points des mesures de l'angle i_s en fonction de i_i forment aussi une droite (figure 14) : les oscillations s'établissent à nouveau par réflexion sur les faces de l'échantillon (le coefficient de réflexion cristal-glycérine vaut environ 6 %) et non par réflexion sur les faces de la cuve (le coefficient de réflexion est d'environ 4 %).

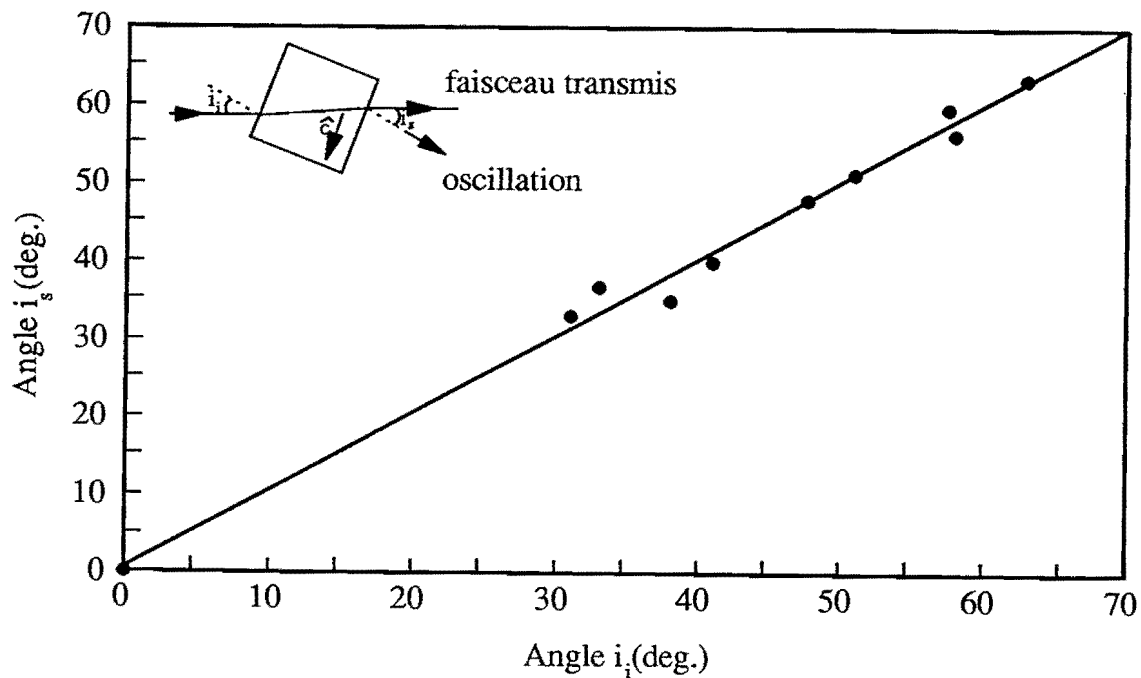


Fig. 14 : Déplacement i_s de l'oscillation en fonction de l'inclinaison i_i du cristal immergé dans de la glycérine.

Pour éliminer complètement ces oscillations, il suffit que la cavité résonante ait un produit "gain x pertes" inférieur à 1. Ceci peut être obtenu de deux manières :

- ⇨ en collant l'échantillon entre deux lames de verre traitées antireflet. Le produit "gain x pertes" de la cavité s'écrit :

$$\gamma \left(\frac{n_e - n}{n_e + n} \right)^4 e^{-2\alpha \ell} \quad (15)$$

où : n_e est l'indice extraordinaire de l'amplificateur,
 $\alpha = 0,7 \text{ cm}^{-1}$ est son coefficient d'absorption,
 ℓ est la longueur de l'échantillon,
 n est l'indice des lames et de la colle,
 γ est le facteur d'amplification de l'oscillation.

Nous verrons plus loin (troisième partie, paragraphe 1.2), que ce facteur d'amplification est égal à :

$$\gamma = \Gamma^2 \gamma_{\text{retour}} \quad (16)$$

où : Γ est le facteur d'amplification du faisceau transmis,
 γ_{retour} est le facteur d'amplification du faisceau contre propageant.

La polarisation du faisceau est contenue dans le plan d'incidence, c'est-à-dire extraordinaire.

En prenant un facteur d'amplification $\gamma = 10^6$, nous déterminons l'indice optique des lames et de la colle pour éviter l'oscillation. Celui-ci devra être supérieur ou de l'ordre de 1,6 pour éviter l'apparition de l'oscillation. Les valeurs de l'indice des colles optiques disponibles ($n \leq 1,55$) ne permettent pas de diminuer suffisamment les réflexions sur les faces du cristal et donc d'éliminer l'oscillation à moins de réduire le gain photoréfractif.

- ⇨ en appliquant un traitement antireflet sur les deux faces de l'échantillon. Le produit "gain x pertes" de la cavité a pour expression :

$$\gamma^2 R^2 e^{-2\alpha \ell} \quad (17)$$

R est le coefficient de réflexion en intensité du traitement antireflet, les polarisations sont toujours contenues dans le plan d'incidence (polarisations extraordinaires).

La condition "*gain x pertes*" < 1 donne :

$$R < \frac{e^{\alpha}}{\sqrt{\gamma}}. \quad (18)$$

En prenant toujours pour l'oscillation un facteur d'amplification γ égal à 10^6 , nous déterminons la valeur maximale du coefficient de réflexion résiduelle du traitement antireflet : 4 %.

L'application du traitement antireflet a été confiée à la société VIRGO Optics. Elle possède l'expérience des cristaux photoréfractifs ferroélectriques et elle peut les traiter antireflet à température modérée afin de préserver leur caractère monodomaine. La courbe de réflexion en fonction de l'angle d'incidence (figure 15) montre que le coefficient de réflexion à 514 nm est de 1 pour 1000 pour une incidence normale qui est la direction selon laquelle s'établissent les oscillations. Nous avons effectivement vérifié que les oscillations ont disparu.

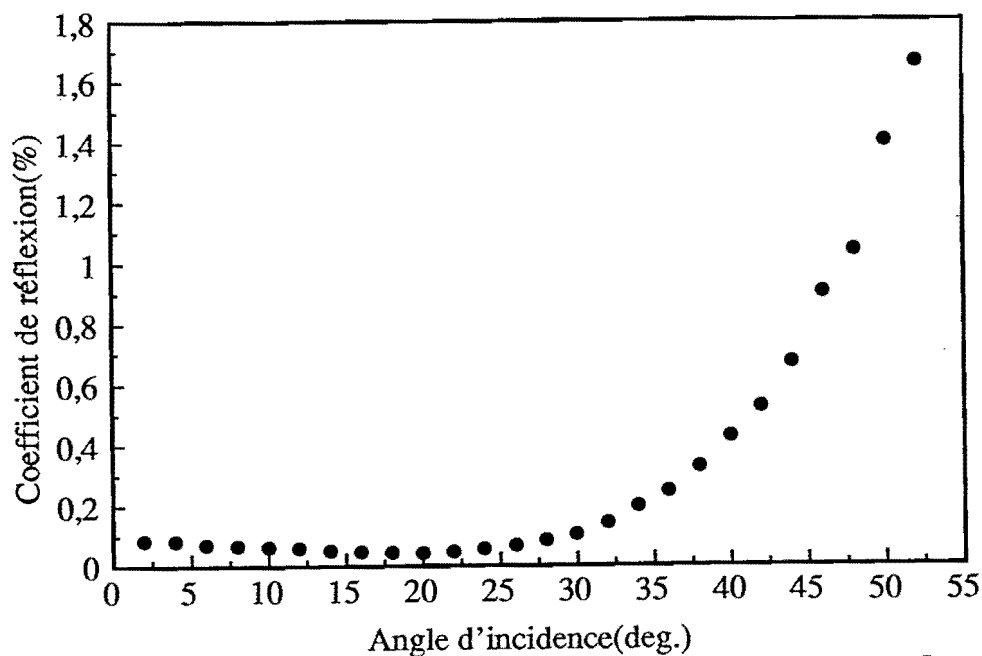


Fig. 15 : Courbe de réflexion en fonction de l'angle d'incidence sur les faces traitées du cristal photoréfractif.

c) Gain photoréfractif dans le titanate de baryum.

i) Rappel théorique.

Les expressions du coefficient électrooptique effectif selon la polarisation des ondes sonde et pompe dont les angles de réfraction sont α_1 et α_2 valent [7] :

◇ pour des faisceaux polarisés ordinairement :

$$r_{eff} = n_o^4 r_{13} \cos\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right) \quad (19)$$

où n_o est l'indice ordinaire du cristal.

◇ pour des faisceaux polarisés extraordinairement :

$$\begin{aligned} r_{eff} = & n_e^2 n_o^2 r_{42} \sin\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right) \sin(\alpha_1 + \alpha_2) + n_o^4 r_{13} \cos\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right) \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \\ & + n_e^4 r_{33} \cos\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right) \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \end{aligned} \quad (20)$$

où r_{13} , r_{42} , r_{33} sont les coefficients électrooptiques.

Le gain par mélange à deux ondes en polarisation extraordinaire, par unité de longueur, est :

$$G = \frac{\pi}{n_e \lambda} r_{eff} E_{sc} \left(\frac{\cos(\alpha_1 + \alpha_2)}{\cos\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right)} \right) \quad (21)$$

avec :

$$E_{sc} = \frac{E_D E_q}{E_D + E_q} \quad (22)$$

où E_D est le champ de diffusion,
 E_q est le champ de saturation,

$K = \frac{4\pi n_e}{\lambda} \sin\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right) = \frac{2\pi}{\Lambda}$ est le vecteur réseau défini dans la première partie au paragraphe 1.2.a.

Dans la relation (21), nous avons inclu le facteur d'obliquité $\frac{1}{\cos\beta} = \frac{1}{\cos\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right)}$, contrairement à la définition utilisée dans la première partie (équation 10).

Le coefficient électrooptique le plus important est r_{42} . Il intervient dans l'expression de r_{eff} en polarisation extraordinaire (équation 20), c'est donc dans cette configuration que nous nous placerons.

Un réseau de courbes théoriques de gain en mélange à deux ondes pour des polarisations extraordinaires (figure 16) représente la variation du gain en fonction de l'angle de réfraction du faisceau sonde pour un angle de réfraction du faisceau pompe fixé.

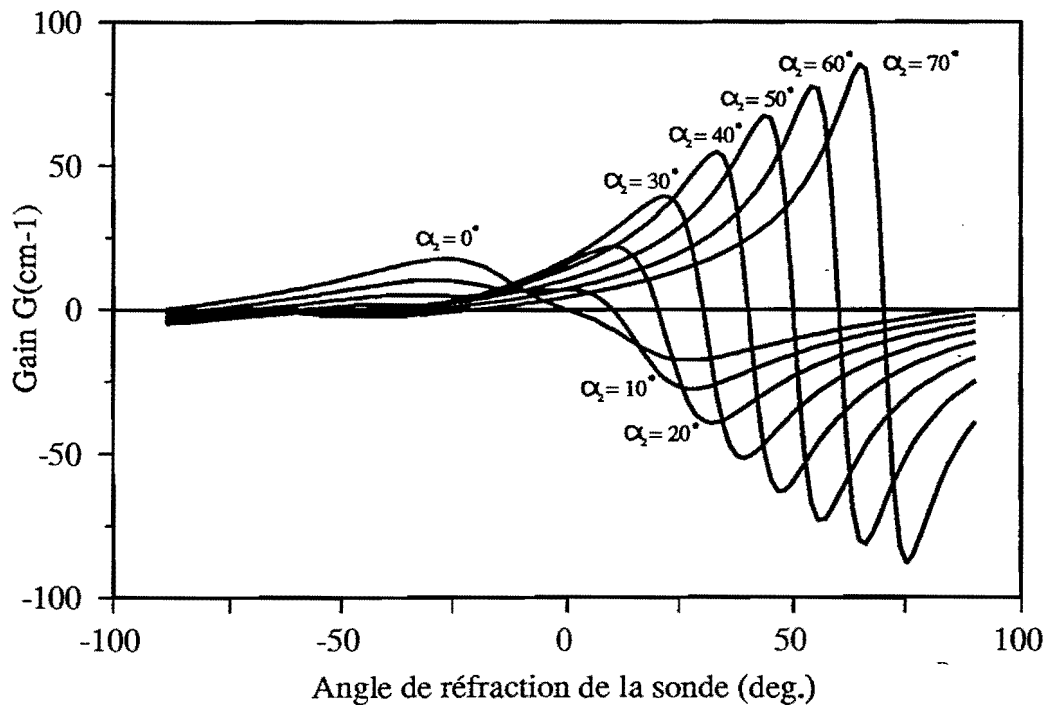


Fig. 16 : Gain en polarisation extraordinaire pour des angles de réfraction du faisceau pompe compris entre 0° et 70° .

Pour ces courbes, la valeur du paramètre N_A , défini dans la première partie au chapitre ① est prise égale à 10^{22} m^{-3} . Les facteurs d'amplification requis ($f \geq 250$ conformément avec la valeur précédente déduite de l'équation (14)) imposent, en tenant compte de l'absorption, des gains photoréfractifs $G \geq 15 \text{ cm}^{-1}$ ou $G \geq 11 \text{ cm}^{-1}$ suivant que l'axe d'interaction des faisceaux est $\hat{a}$ (longueur 3,63 mm) ou $\hat{b}$ (longueur 5,24 mm). Nous avons choisi, en fonction de ces critères, de vérifier la courbe théorique correspondant à un angle de réfraction de 20° , valeur pour laquelle le gain prévisible est de 20 cm^{-1} .

Sur le réseau de courbes théoriques (figure 16), nous voyons que le maximum du gain se situe à un angle de réfraction du faisceau sonde inférieur de 5° à 8° à l'angle de réfraction du faisceau pompe. C'est ce que nous observons lors de l'établissement du faisceau conjugué à un faisceau incident de forte intensité focalisé dans le cristal (figure 17). Le cristal fonctionne en miroir à conjugaison de phase auto-pompé. Le faisceau incident 1 entre par le sommet gauche du cristal. Le faisceau 2 est réfléchi deux fois dans le coin du cristal et donne le faisceau 3' qui rencontre le faisceau 1 en sens inverse. Les faisceaux 1-2-3 engendrent un mélange à quatre ondes dans la zone d'interaction A de même que les faisceaux 1, 2' et 3' dans la région B. Le faisceau 4 est le conjugué du faisceau 1 et il sort du cristal le long de la direction 1. Ce phénomène s'établit de lui-même car les amplifications dans notre échantillon sont très importantes. Nous avons remarqué que le conjugué en phase apparaît plus facilement une fois le cristal poli et traité antireflet : il y a compétition entre le phénomène qui donne naissance à l'oscillation décrite auparavant et le phénomène qui permet au conjugué en phase de s'établir.

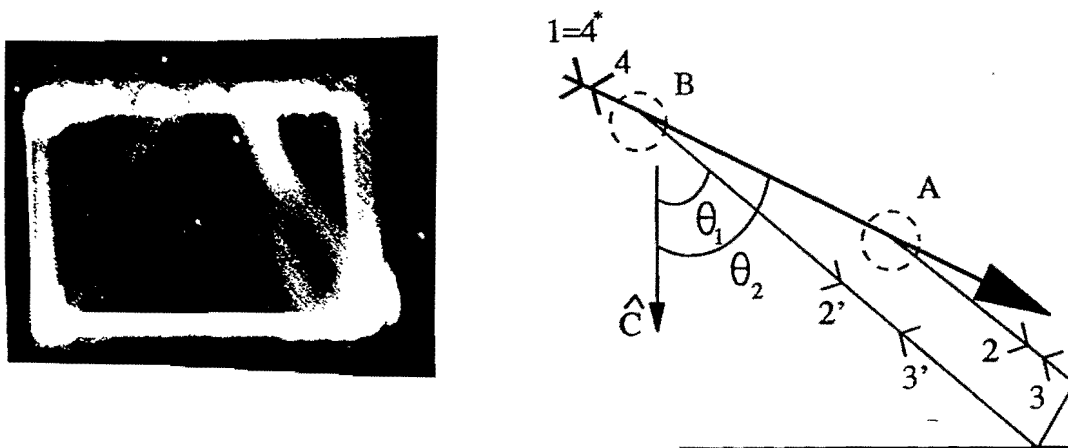


Fig. 17 : Photographie des trajets de faisceaux dans le titanate de baryum lors de l'établissement du conjugué en phase.

ii) Expérience.

Les mesures de gain photoréfractif ont été effectuées pour un rapport d'intensité entre les faisceaux pompe et sonde de 8 000 et pour une intensité de la pompe $I_p = 80 \text{ mW/cm}^2$. Les résultats sont reportés en cercles pleins sur la figure 18 où est retracée la courbe théorique correspondante pour laquelle la valeur de N_A est toujours 10^{22} m^{-3} .

Des gains $G - \alpha = 20 \text{ cm}^{-1}$ c'est-à-dire des facteurs d'amplification nette de 1 800 sur une plage angulaire (plage de variation de l'angle d'incidence du faisceau sonde) supérieure à 10° montrent que le titanate de baryum répond bien aux critères fixés pour l'amplification (les gains requis sont de 15 cm^{-1} sur une plage angulaire $\Delta\theta_i$ de quelques degrés).

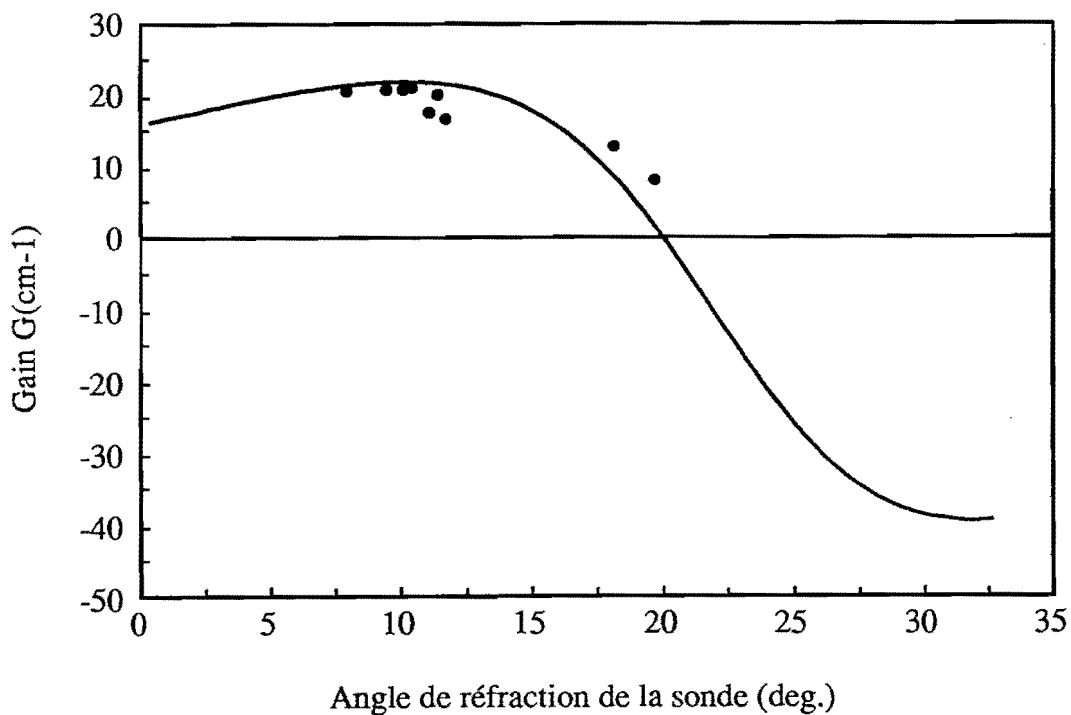


Fig. 18 : Courbe de gain pour un angle de réfraction de la pompe de 20° .

Un rapport signal à bruit R' de l'amplificateur, défini par :

$$R' = \frac{\text{signal détecté en présence du faisceau sonde amplifié}}{\text{signal détecté en absence du faisceau sonde}} \quad (23)$$

ne prend pas en compte le blanchiment de la coma photoréfractive (équation (7)) et minore donc la valeur du rapport signal à bruit r défini au chapitre 2.

La valeur de R' a été mesurée expérimentalement sur un faisceau sonde amplifié de section circulaire de diamètre 1 mm, après traversée d'un filtrage spatial. Ce filtrage, constitué d'un objectif de microscope x 10 et d'un trou de diamètre 30 μm permet de ne recueillir que la lumière diffusée dans la direction du faisceau sonde. Nous avons obtenu $R' = 1000$.

Dans ces mesures, le traitement antireflet destiné à éliminer les oscillations n'était pas encore appliqué. Le cristal était placé dans une cuve remplie de glycérine destinée à atténuer le phénomène d'oscillation comme expliqué précédemment. Une fois l'échantillon poli et traité, un gain photoréfractif $G = 22 \text{ cm}^{-1}$ correspondant à une amplification de la sonde d'un facteur 3 000 a été mesuré. En tenant compte de l'absorption ($\alpha = 0,7 \text{ cm}^{-1}$), le facteur d'amplification nette est de l'ordre de 2 300. Le rapport signal à bruit R' mesuré vaut 2 100. Les objectifs nécessaires à la bonne amplification d'un faisceau choisi parmi $N^2 = 1024$ directions sont donc accessibles.

iii) Point de fonctionnement du cristal.

Pour augmenter le rapport signal à bruit, il faut que le faisceau sonde soit plus amplifié que la lumière diffusée. Il faut donc placer le faisceau sonde sous un angle d'incidence égal à l'angle maximum de la courbe de gain. Des résultats précédents, le point de fonctionnement du cristal amplificateur sera défini par un angle d'incidence du faisceau sonde de 25° et celui du faisceau pompe de 55° . Avec ces deux paramètres, le facteur d'amplification nette en fonction de l'angle d'incidence varie selon la courbe représentée figure 19. Nous voyons que l'intensité amplifiée ne varie pas de plus d'un facteur 2 (conformément aux spécifications du CNET) sur une plage angulaire $\Delta\theta_i = 16^\circ$.

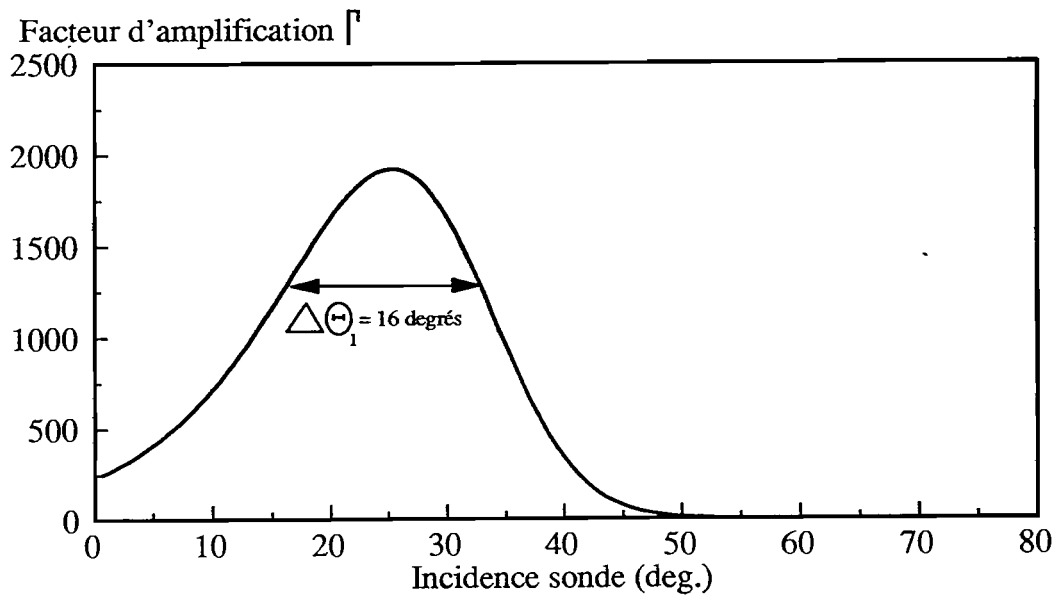


Fig. 19 : Amplification nette dans le cristal de BaTiO_3 lorsque le faisceau pompe arrive sous une incidence de 55° .

④ - LA MATRICE DE MICROLENTILLES.

1. Choix et généralités sur la matrice.

Les conditions que doivent remplir les microlentilles sont les suivantes :

- i) elles ne doivent pas diaphragmer les faisceaux incidents c'est-à-dire que la taille a' des faisceaux au niveau des microlentilles doit être égale à la dimension des pixels de la matrice d'obturateurs ;
- ii) le pas p' des microlentilles doit être égal au pas des obturateurs.

Nous avons choisi une matrice d'obturateurs telle que (relation (12)):

$$\frac{a'}{p'} = 0,76.$$

Si on désigne par (figure 20) :

- ◊ $A \times A$ les dimensions de la pupille du cristal situé dans le plan P ;

- ◇ f' la distance focale des microlentilles ;
- ◇ $\Delta\Theta_i$ l'intervalle angulaire dans lequel se situe l'angle Θ_i à la sortie du plan P , Θ_i étant défini de façon analogue à θ_i au paragraphe 1.3.c. (figure 4) ;
- ◇ $\delta\Theta_i$ l'incrément angulaire dont varie Θ_i selon la direction d'adressage désirée.

Alors la géométrie du montage (figure 20) relie ces quantités par les relations :

$$p' = \delta\Theta_i F_3 = \frac{\Delta\Theta_i}{(N-1)} F_3, \quad (24)$$

$$\frac{a'}{f'} = \frac{A}{F_3}. \quad (25)$$

Les matrices de microlentilles sont achetées à la société Aeroflex, leur désignation est MRP 110. Leur procédé de fabrication consiste en l'injection de plexiglas dans un moule. Ces matrices sont formées de 53×53 microlentilles épaisses, carrées, disposées suivant un pas $p' = 1,09$ mm, l'espace mort e entre les lentilles est inférieur à $8 \mu\text{m}$, le rayon de courbure ρ vaut 1,58 mm, l'épaisseur de la matrice est 5,18 mm, sa matière est le méthacrylate de méthyl d'indice $n_m = 1,493$ à la longueur d'onde $\lambda = 514$ nm.

Matrice de 1024 microlentilles l'

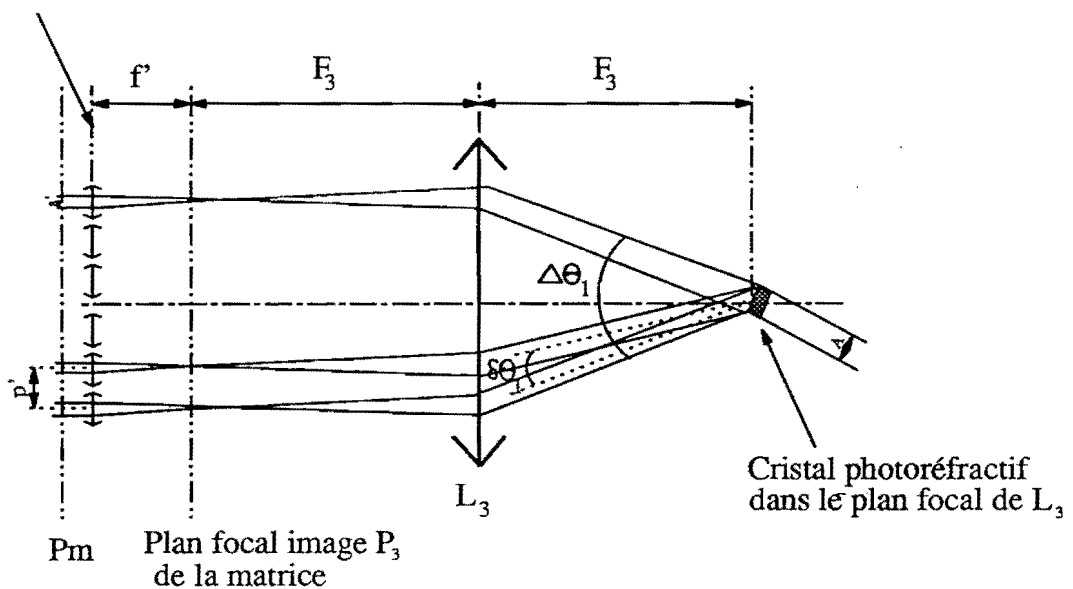


Fig. 20 : Schéma du système de déflexion détaillant la géométrie du système.

La distance focale d'une microlentille est 3,2 mm. Or de l'équation (25) nous calculons la distance focale nécessaire à la réalisation du système soit $f' = 20,5$ mm. Pour atteindre cette valeur avec la matrice de microlentilles dont nous disposons, nous l'immergerons dans un liquide dont l'indice sera $n_{liq} = 1,41$ à la longueur d'onde $\lambda = 514$ nm.

La matrice d'obturateurs sera placée dans le plan focal image de la matrice de microlentilles.

2. Caractérisation de la matrice.

Dans cette partie, on s'intéresse à la caractérisation expérimentale des microlentilles et on recherche les causes d'aberrations possibles telles que les aberrations géométriques et les autres sources d'aberrations dues aux défauts de moulage des microlentilles. Ces aberrations seront mesurées sur la matrice non-immergée car elles sont plus importantes et donc plus faciles à

visualiser. La phase aberrante de la matrice immergée est réduite d'un facteur $\frac{(n_m - n_{air})}{(n_m - n_{liq})} \approx 4$ par rapport à la phase aberrante de la matrice non-immergée et nous verrons que les aberrations de celle-ci sont négligeables.

Nous allons examiner l'état de surface des microlentilles, mesurer leur distance focale, étudier les aberrations par ombroscopie et les mesurer par interférométrie.

Pour repérer chacune des microlentilles, nous attachons à la matrice un repère permettant de désigner chaque élément par un couple d'indice $(i, j) = (\text{ligne}, \text{colonne})$.

a) Montage expérimental.

Le montage (figure 21) utilise un faisceau parallèle venant d'une source laser Argon (longueur d'onde $\lambda = 514$ nm). Ce faisceau éclaire la face bombée des microlentilles. Le faisceau issu d'une microlentille est sélectionné avec un trou de diamètre 1 mm placé derrière la microlentille. L'image de la face avant de cette microlentille est formée sur une caméra CCD avec un objectif de microscope x 10.

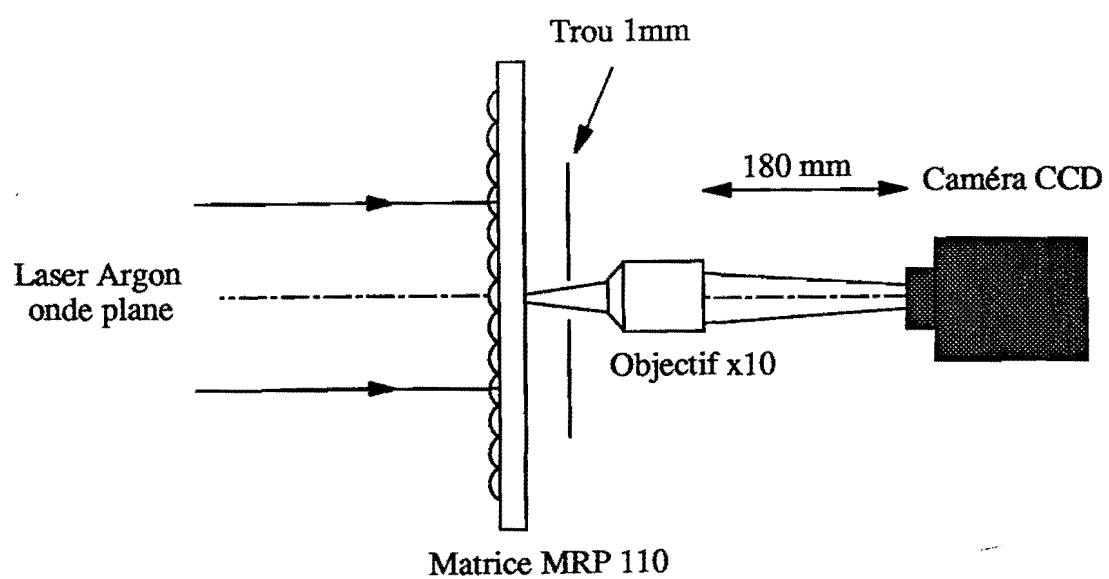


Fig. 21 : Montage expérimental utilisé pour étudier l'état de surface des microlentilles.

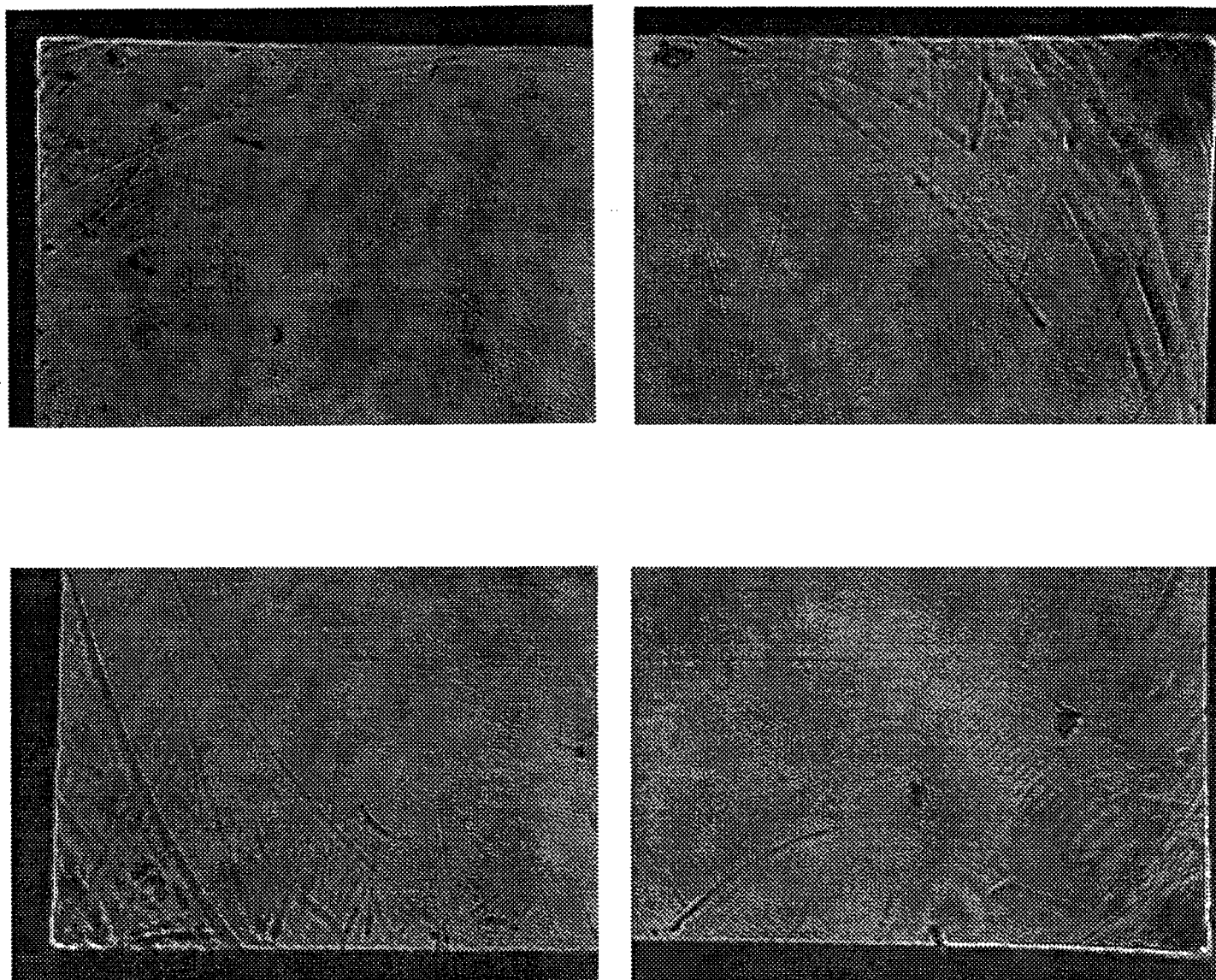


Fig. 22 : Etat de surface des quatre coins de la microlentille (21,17). Chaque image correspond à environ $0,6 \times 0,4 \text{ mm}^2$.

La figure 22 montre les quatre coins de la microlentille. Il y a des rayures d'épaisseur très inférieure à $1/32^{\circ}$ de la microlentille (dimension d'une cellule élémentaire) ce qui ne constitue pas un problème. Il y a aussi des "cratères" probablement formés lors du démoulage de la matrice. Leurs dimensions vont jusqu'à $40\text{ }\mu\text{m}$, leur profondeur est de l'ordre du micromètre (cet ordre de grandeur a été déterminé à partir de l'étude interférométrique décrite plus loin). Les franges parallèles qui apparaissent sur les images viennent de la lame de verre de protection mise sur l'écran de la caméra CCD. L'état de surface est meilleur au centre que sur les bords ce qui est satisfaisant, les faisceaux tombant sur chaque microlentille de dimension $1,1 \times 1,1\text{ mm}^2$ ayant une section de $0,55 \times 0,55\text{ mm}^2$. Les "cratères" se situant dans cette section sont beaucoup plus petits et leur présence n'affecte pas les interférogrammes.

b) Mesures des distances focales.

En éclairant les microlentilles avec un faisceau cylindrique par la face bombée, on forme l'image de la face bombée sur la caméra CCD. Ensuite, en déplaçant de la même quantité l'objectif du microscope et la caméra, on forme l'image du foyer sur l'écran CCD. La valeur du déplacement est la distance entre l'image de la face bombée des microlentilles, vue au travers de ces microlentilles, et le foyer des microlentilles : c'est la distance focale f' . Nous avons effectué cette mesure pour plusieurs microlentilles. Le tableau suivant résume les résultats.

(i,j)	(18,3)	(47,34)	(34,50)	(40,42)	(19,44)	(4,50)	(36,43)	(16,42)
f' (mm)	3,20	3,18	3,17	3,21	3,20	3,20	3,20	3,18

En moyenne, nous déterminons $f' = 3,19\text{ mm}$. Les fluctuations autour de cette valeur sont comprises dans les incertitudes de mesure.

c) Etude des défauts de phase par ombroscopie.

L'expérience décrite figure 23 permet d'observer les défauts de phase des microlentilles. Nous éclairons, toujours en lumière parallèle avec une source laser Argon ($\lambda = 514\text{ nm}$), la matrice de microlentilles. Une microlentille est sélectionnée à l'aide d'un trou de diamètre 1 mm placé derrière la microlentille. La répartition d'éclairement transmis s'observe par projection conique avec un écran situé à 150 mm de la matrice. On forme l'image de l'écran sur la matrice de CCD.

Avec cette expérience, on visualise sous forme de variation d'éclairement les variations locales de la phase par rapport à la variation moyenne. Les variations lentes telles que les aberrations sphériques n'apparaissent pas.

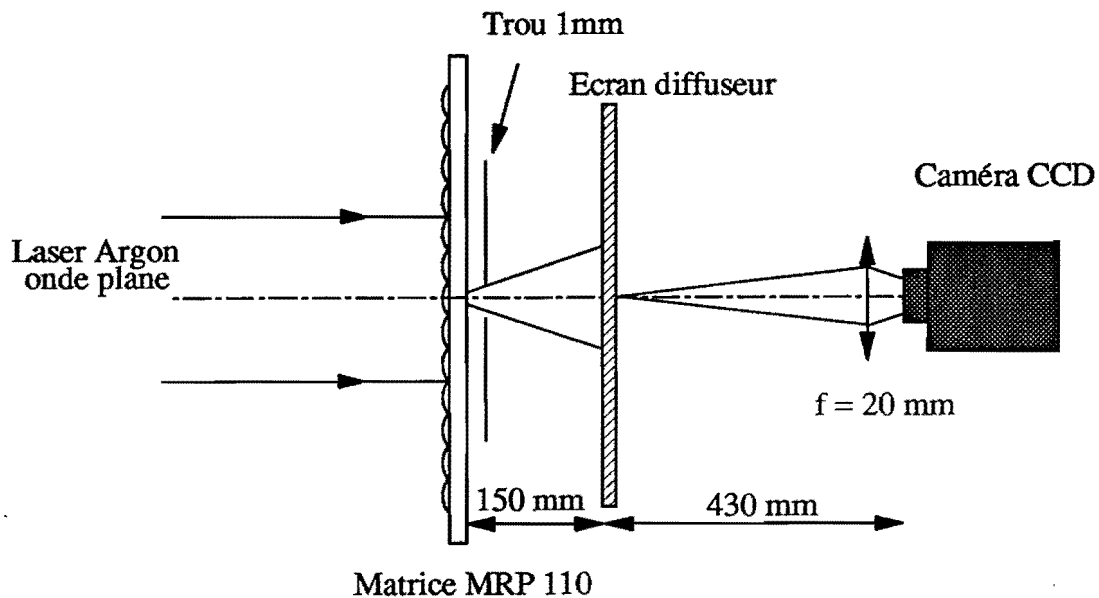


Fig. 23 : Dispositif pour l'étude par ombroscopie des défauts de phase des microlentilles.

Toutes les microlentilles (figures 24 et 25) présentent des défauts de phase :

- la figure d'ombroscopie des microlentilles (37, 13), (33, 27), (21, 17) est traversée par une ligne sombre à mi-hauteur. L'étude interférométrique que nous développons dans la suite a permis d'estimer que la variation de phase responsable de la ligne noire est inférieure ou de l'ordre de $\lambda/10$ et qu'elle est donc négligeable pour notre application.
- des microlentilles telles que (6, 38), (11, 42), (19, 44), (6, 20) présentent des défauts plus importants. Lorsqu'ils se trouvent seulement sur le bord, étant donné la dimension de la pupille que nous utiliserons ($0,55 \times 0,55 \text{ mm}^2$), ils ne constituent pas un obstacle mais s'ils se localisent au voisinage du centre de la microlentille, alors l'utilisation de celle-ci n'est pas envisageable.
- toutes les microlentilles ne présentent pas exactement la symétrie attendue par projection conique : certaines figures sont allongées suivant une diagonale.

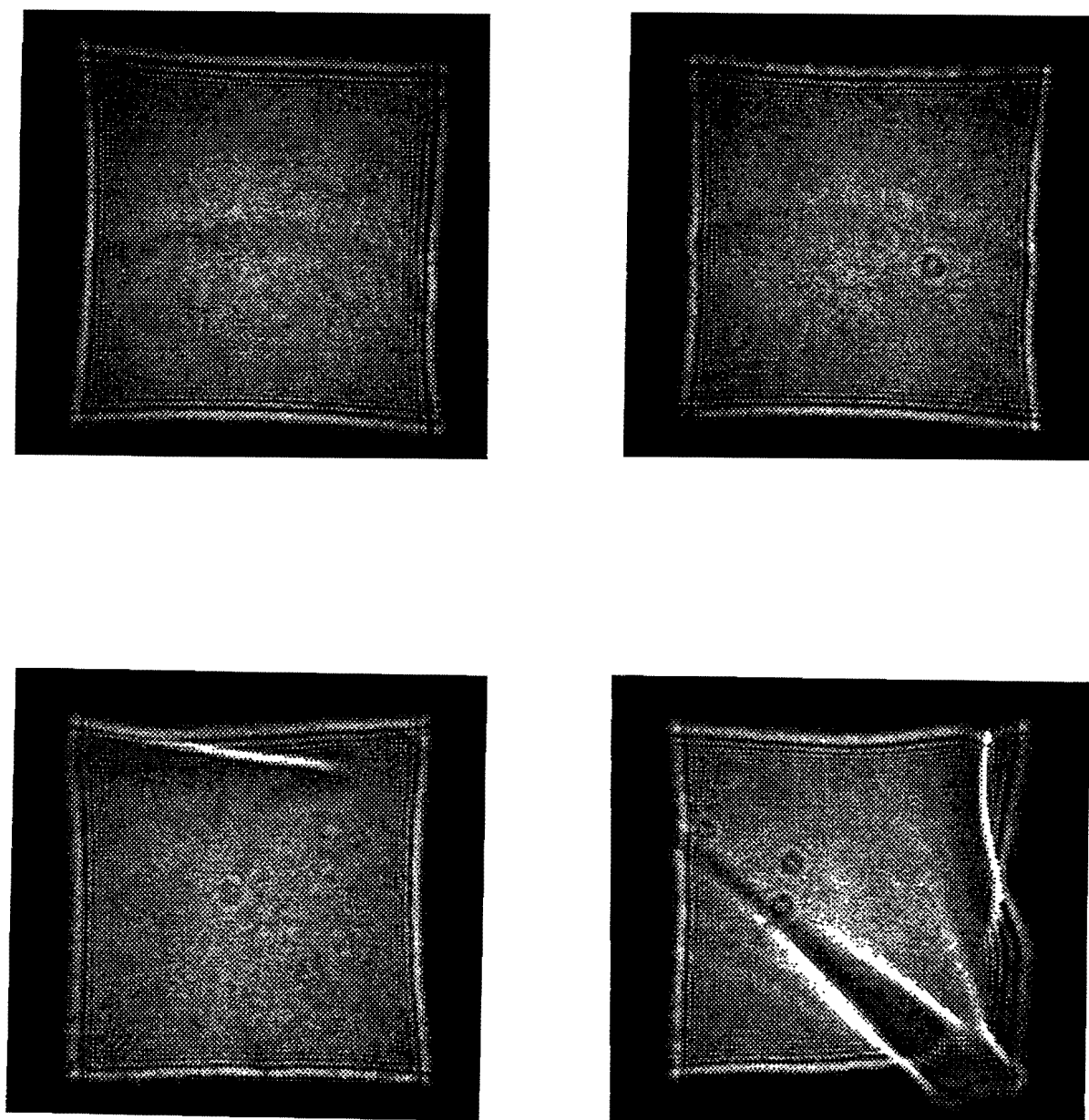


Fig. 24 : Projections coniques des microlentilles (37, 13), (33, 27), (21, 17), (6, 38)
(de gauche à droite et de bas en haut).

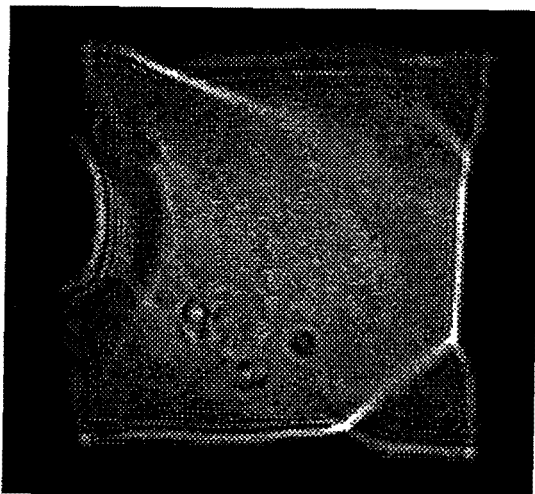
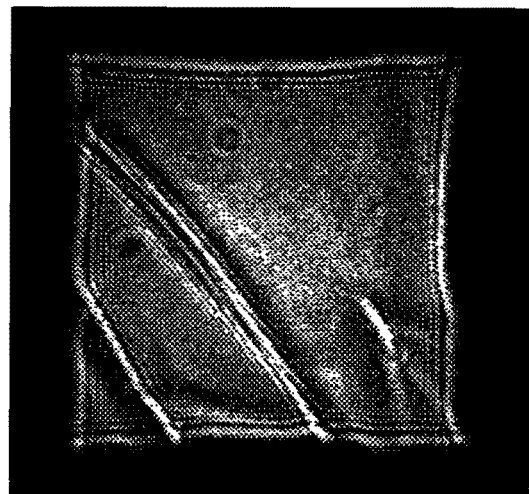
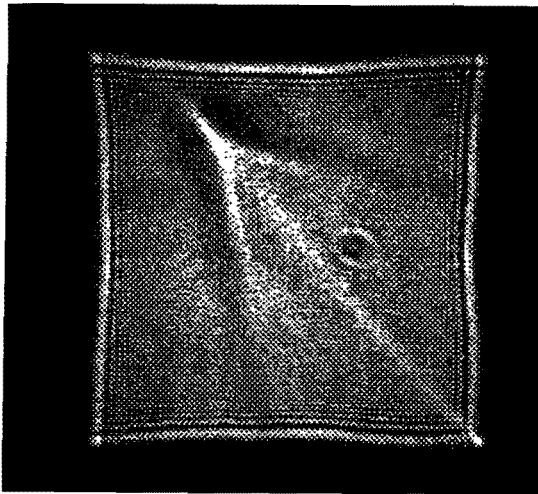


Fig. 25 : Projections coniques des microlentilles (11, 42), (19, 44), (6, 20) (de gauche à droite et de bas en haut).

L'observation de plusieurs de ces microlentilles met en évidence la localisation des microlentilles inutilisables : elles sont sur un coin de la matrice (figure 26).

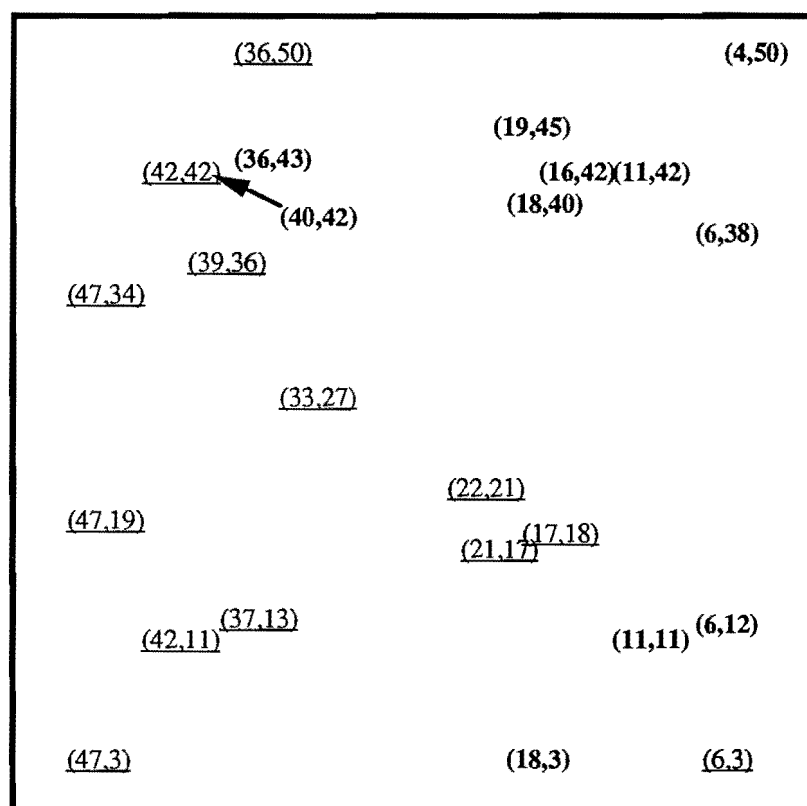


Fig. 26 : Qualité optique de quelques microlentilles. Les coordonnées $(\underline{i}, \underline{j})$ soulignées correspondent à des microlentilles utilisables pour notre application.

d) Etude interférométrique.

Un interféromètre de Mach-Zehnder, représenté figure 27, a été utilisé pour obtenir des interférogrammes des microlentilles. Une onde plane ($\lambda = 514 \text{ nm}$) est séparée en une onde plane de référence et une onde éclairant la matrice. A la sortie de la matrice, l'onde sphérique venant d'une seule microlentille est sélectionnée par un trou de diamètre 1 mm. Comme la distance focale des microlentilles est faible, on change la divergence du faisceau avec un objectif de microscope car sinon les interférogrammes posséderaient beaucoup trop d'anneaux et il faudrait aussi placer la caméra CCD très près de la lame séparatrice prismatique ce qui d'un point de vue pratique était impossible. On forme l'image de la face bombée des microlentilles sur la caméra CCD avec le même objectif de microscope. Les deux faisceaux issus des deux bras interfèrent à l'aide d'une lame prismatique. Les anneaux sont observés sur la face bombée de la microlentille.

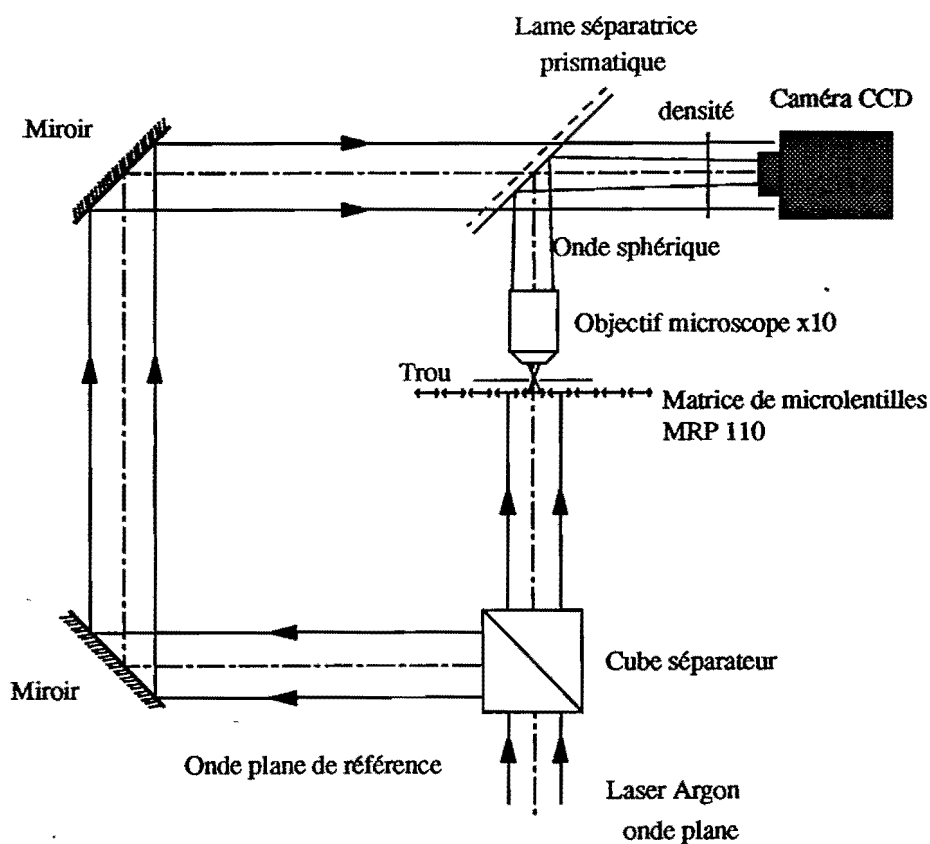


Fig. 27 : Interféromètre de Mach-Zehnder employé pour l'enregistrement des interférogrammes des microlentilles.

Pour la microlentille (21, 17), ces anneaux sont présentés figure 28.

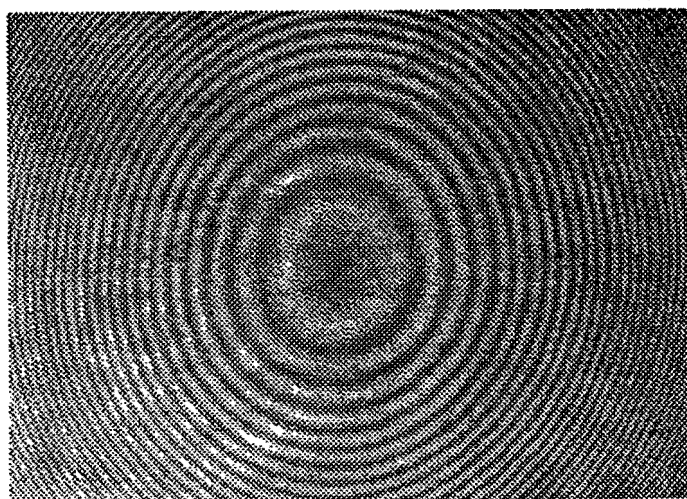


Fig. 28 : Interférogramme du centre ($\approx 0,6 \times 0,4 \text{ mm}^2$) de la microlentille (21, 17).

L'ellipticité des anneaux met en évidence de l'astigmatisme (les échelles horizontales et verticales sont égales). Pour chiffrer les aberrations, ces interférogrammes sont coupés selon des lignes horizontales et verticales passant par le centre des anneaux. Les positions $R(p)$ des minima en fonction de l'ordre d'interférence permettent, en négligeant les aberrations sphériques et en supposant la lentille parfaite, de tracer :

$$R(p) = \sqrt{p_1} \sqrt{p - p_2}. \quad (26)$$

Une éventuelle erreur dans la détermination de la position du centre des anneaux peut être évitée si on trace :

$$R(p) - R(1) = \sqrt{p_1} \left(\sqrt{p - p_2} - \sqrt{1 - p_2} \right). \quad (27)$$

Pour la microlentille (21, 17) quatre courbes correspondant à cette relation sont présentées figure 29. La courbe en trait plein correspond à la formule obtenue par régression sur les paramètres p_1 et p_2 avec la méthode des moindres carrés. Les différences entre les valeurs expérimentales et théoriques sont comprises dans les incertitudes de mesure c'est-à-dire 1 pixel de caméra ce qui correspond à un écart de $0,2 \lambda$ pour un rayon de 300 pixels :

$$\frac{\delta x}{\lambda} = \frac{2R_{exp}}{p_1} (R_{exp} - R_{th}). \quad (28)$$

Le côté de la pupille que l'on utilisera correspond à 0,55 mm soit environ 2×223 pixels.

Le défaut de phase qui traverse la microlentille (21,17) de part en part (ligne sombre figure 24) est donc inférieur ou de l'ordre de $0,2 \lambda$ et de l'ordre de $0,2 \lambda/4$ pour la matrice immergée : il est négligeable.

De plus, avec les courbes figure 29 on montre que la courbure (fonction du coefficient p_1) de la microlentille dépend de l'orientation de la coupe. La courbure moyenne de cette microlentille est donnée par la moyenne des coefficients $1/p_1$ soit ici $\bar{p}_1 = 2868$. L'écart aberrant dû à l'astigmatisme entre la surface de la microlentille et la surface optimale est donc pour chaque coupe donné par :

$$\frac{\delta x}{\lambda} = R^2 \left(\frac{1}{\bar{p}_1} - \frac{1}{p_1} \right). \quad (29)$$

La surface d'une cellule élémentaire correspond à $\Delta R \approx 10$ pixels. Le coefficient q_x (relation (13) annexe 2) se calcule avec la relation (29) :

$$\Delta \left(\frac{\delta x}{\lambda} \right) = 2R \Delta R \left(\frac{1}{\bar{p}_1} - \frac{1}{p_1} \right). \quad (30)$$

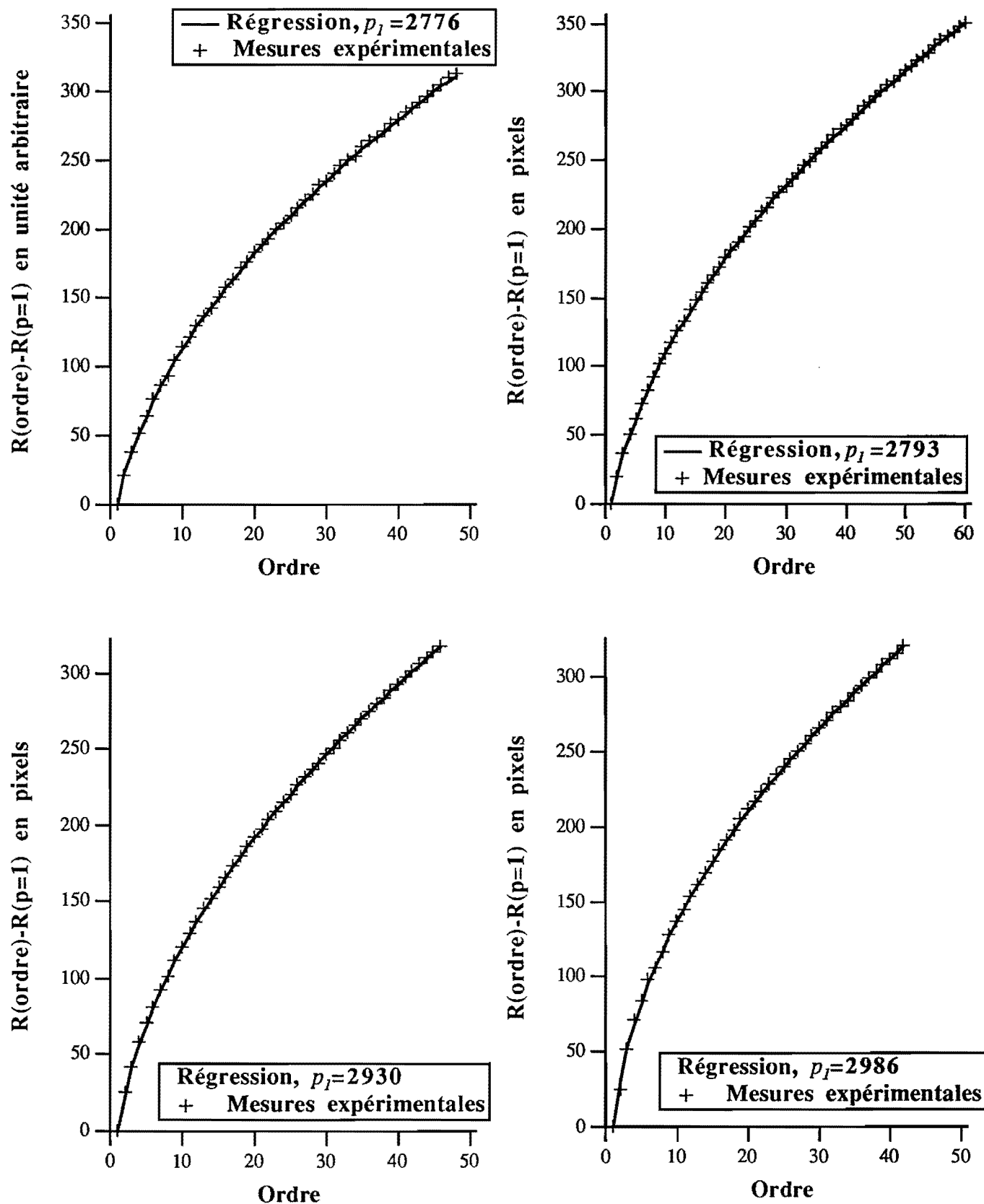


Fig. 29 : Rayon des anneaux en fonction de l'ordre d'interférence. 300 pixels correspondent à environ 0,37 mm.

On obtient alors, pour une cellule élémentaire se situant au bord de la pupille ($R=223\sqrt{2}$) $q_x \approx 0,07$ soit pour la matrice immergée $q_x \approx 0,02$. Les pertes engendrées par cette variation de phase valent $\sigma_\phi^2 \approx 0,001$ (formule (13) annexe 2) ce qui est négligeable.

Notons que toutes les microlentilles ne présentent pas un tel astigmatisme. Comme le montre l'interférogramme figure 30, il y a des microlentilles dont les interférogrammes donnent des anneaux parfaitement circulaires.

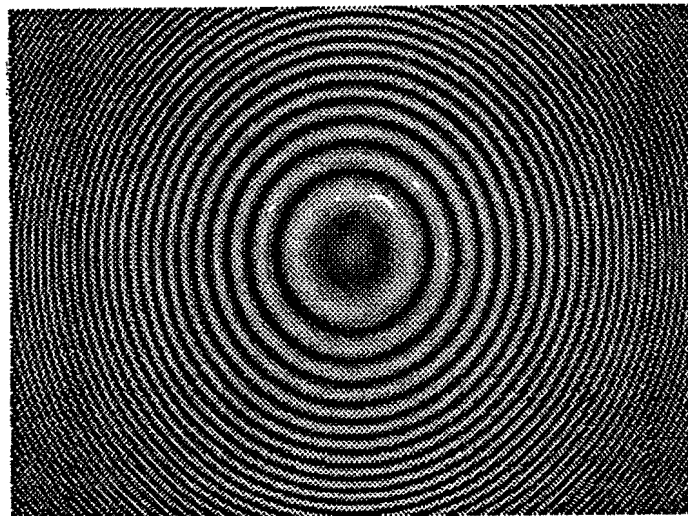
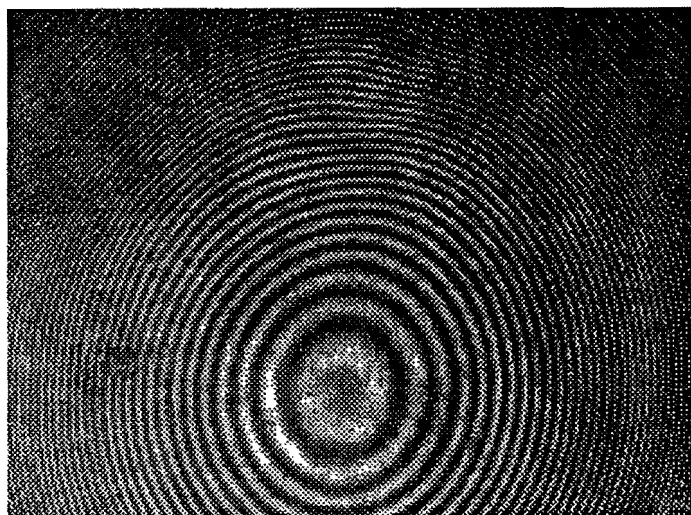
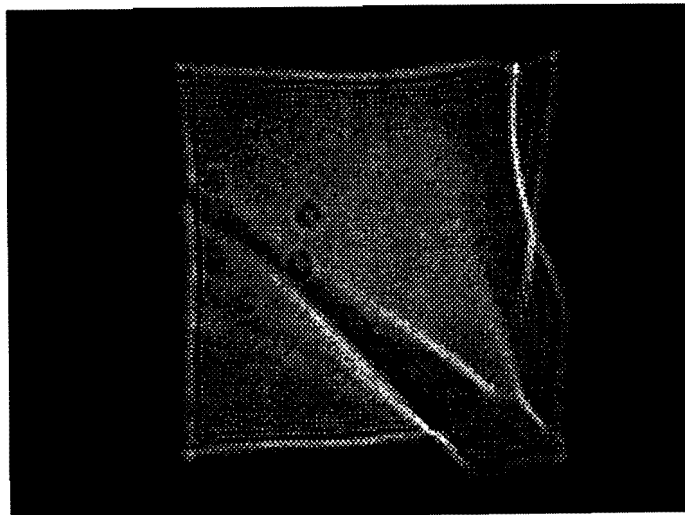


Fig. 30 : Interférogramme du centre d'une microlentille qui ne présente pas d'astigmatisme.

Le même type de mesures, mené sur des microlentilles dont les figures d'ombroscopie par exemple (6, 38), figure 24, révèlent des défauts importants (figure 31), donne des aberrations supérieures à λ sur la surface d'une cellule élémentaire (soit environ $17 \times 17 \mu\text{m}^2$). Les pertes de couplage introduites au niveau de la cellule seront trop importantes pour que ce type de microlentilles soit utilisable pour notre application.



a)



b)

Fig. 31 : a) Interférogramme du centre ($\approx 0,6 \times 0,4 \text{ mm}^2$) de la microlentille (6,38) à comparer avec sa figure d'ombroscopie figure 24 rappelée en b). A cause des systèmes de projection différents utilisés pour les deux montages, le coin supérieur droit de l'une correspond au coin inférieur droit de l'autre.

3. Réalisation d'une matrice de microlentilles de grande distance focale.

Nous allons décrire la mise en oeuvre d'une cellule (figure 32) constituée de la matrice MRP 110 et d'une lame de verre (type "float") à l'intérieur de laquelle sera introduit un liquide d'indice afin d'augmenter la distance focale de la matrice.

Le choix du liquide d'indice est guidé par les conditions suivantes :

- ◊ il doit être peu volatil pour permettre le remplissage de la cellule sous vide (les mélanges alcool-eau sont donc à rejeter) ;

- ◊ il ne doit pas attaquer le méthacrylate de méthyl constituant la matrice : les produits à base de solvants tel que l'acétone sont à proscrire ;
- ◊ il doit présenter une bonne stabilité dans le temps : les mélanges de produits du fait des problèmes d'inhomogénéité ne peuvent pas convenir.

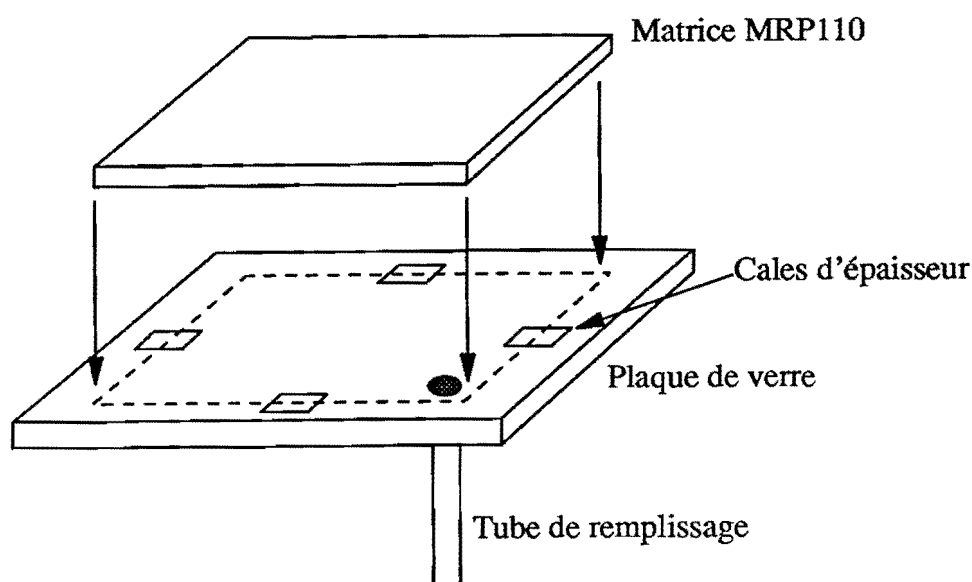


Fig. 32 : Schéma de la cellule mise en oeuvre pour augmenter la distance focale des microlentilles.

Les quatre cales en verre d'épaisseur $500\ \mu\text{m}$ sont collées avec une résine (NOA 63) polymérisable aux ultraviolets. Une colle de viscosité élevée (EPOTEK 731) scelle la cellule. Le procédé de remplissage s'inspire de celui utilisé pour remplir les écrans de cristaux liquides (figure 33) : le bécet étant en position basse (le tube de remplissage de la cellule ne trempe pas dans le liquide d'indice), un vide primaire est établi dans la cloche. La cloche et la cellule étant vidées de leur air, le bécet est remonté et nous effectuons une rentrée d'air. Le liquide d'indice remplit peu à peu la cellule. Le tube d'entrée du liquide sera finalement scellé.

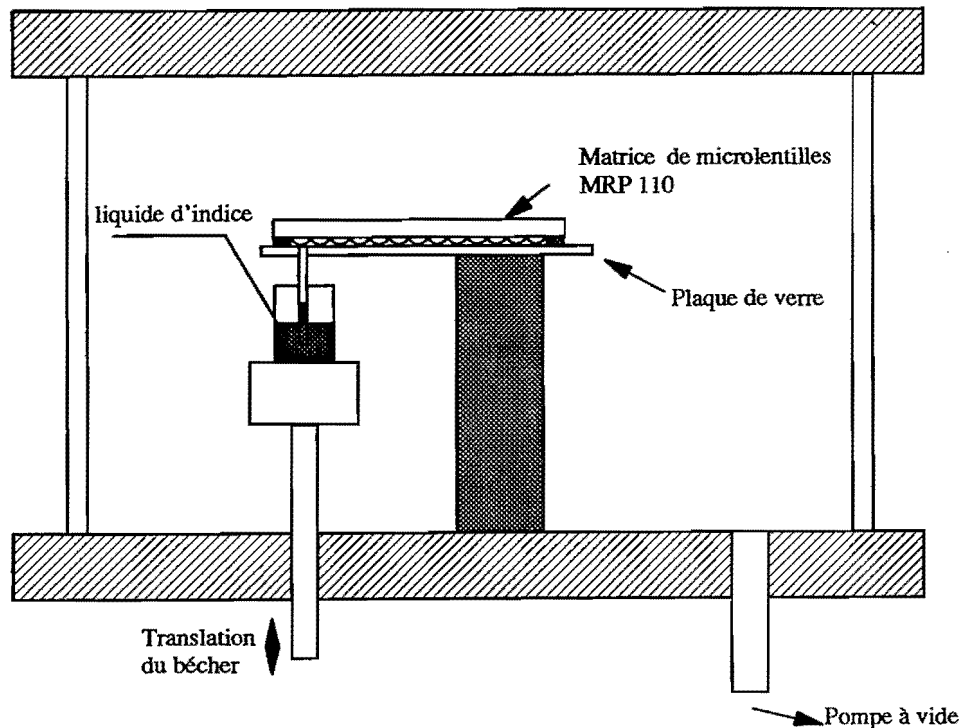


Fig. 33 : Remplissage sous vide de la cellule par le liquide d'indice.

Nous avons retenu deux produits répondant aux critères énumérés ci-dessus.

Le premier est une résine polymérisable sous rayonnement ultraviolet (résine optique Norland NOA 63). Lors du remplissage de la cellule, quelques bulles apparaissent au sein de la résine. Ces bulles, constituées de vapeur saturante du produit, se résorbent totalement en moins de 24 h. La cellule est alors insolée sous rayonnement ultraviolet. La polymérisation complète de la résine après exposition a lieu dans un délai de 3 à 4 semaines. Le problème posé par l'utilisation de cette résine vient de sa rétraction lors de sa polymérisation. Après une semaine, un début de décollement entre la résine et le méthyl méthacrylate est apparu sur les bords de la cellule. Après un mois, le décollement a évolué jusqu'à atteindre le centre de la cellule rendant

l'utilisation de celle-ci impossible. Cette première cellule a été insolée en une seule fois durant 4 minutes.

Une deuxième cellule a été construite et l'insolation s'est effectuée en plusieurs étapes :

- ▷ 40 s le premier jour ;
- ▷ 30 s trois jours après ;
- ▷ 30 s après un délai de six jours supplémentaires.

Le produit polymérisé s'est alors très peu rétracté, seul un léger décollement est apparu sur les bords. Avec une méthode similaire à celle décrite au paragraphe 4.2.b, la distance focale mesurée est $f' \approx -36,5 \pm 1$ mm. L'indice de la résine après polymérisation et pour une longueur d'onde de 514 nm vaut donc 1,54. Cette valeur est calculée à partir du rayon de courbure du dioptré de la microlentille immergée et en fonction de l'indice du méthyl méthacrylate. Elle ne correspond pas à la valeur donnée par le fabricant (1,56 mais à une longueur d'onde indéterminée). La matrice de microlentilles est bien divergente, ce à quoi on pouvait s'attendre avec l'emploi de cette résine ($n_{liq} = 1,56$) mais la distance focale obtenue est éloignée de celle souhaitée (-20,5 mm). De plus, il est impossible de placer la matrice d'obturateurs dans le plan focal objet de la matrice de microlentilles lorsque celle-ci possède une distance focale négative. Enfin, compte tenu des possibilités d'évolution ultérieure du collage, nous avons décidé d'employer un autre produit.

Ce deuxième produit est une résine époxyde (EPOTEK 328) d'indice voisin de 1,41 mais à une longueur d'onde indéterminée, polymérisable à chaud. Le problème vient des bulles d'air intégrées à la résine lors du mélange avec son durcisseur. Le mélange étant très visqueux à température ambiante, les bulles ne disparaissent pas totalement sous vide. Les bulles qui restent dans la cellule augmentent de volume lors de la polymérisation à chaud ($\approx 100^\circ\text{C}$) ce qui repousse en grande partie le produit hors de la cellule. L'utilisation de la part A seule (son indice vaut 1,38 mais toujours pour une longueur d'onde indéterminée) de cette résine a donné des résultats satisfaisants en ce qui concerne l'homogénéité de la matrice de microlentilles : les bulles sont absentes, les distances focales sont identiques pour toutes les microlentilles : $f' = 13 \pm 0,2$ mm, les fluctuations de cette valeur étant comprises dans les incertitudes de mesures. De plus, cette matrice est stable après fabrication. C'est cette matrice que nous utiliserons par la suite (figure 34).

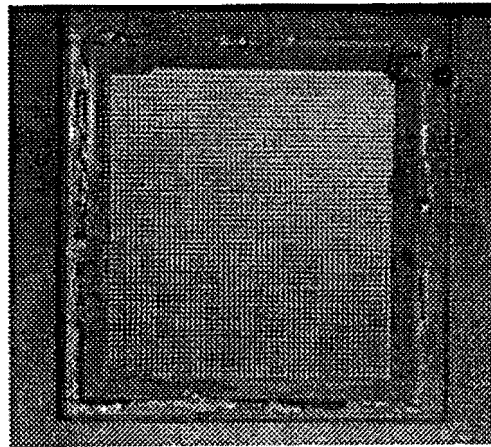


Fig. 34 : Photographie de la cellule constituant la matrice de microlentilles de grande distance focale.

⑥ - CALCUL ET CHOIX DES AUTRES ÉLÉMENTS DU SYSTÈME DE DÉFLEXION.

1. La lentille L_3 .

Le plan focal objet de la lentille L_3 est confondu en P_3 avec le plan focal image de la matrice de microlentilles ℓ' (figure 3). Le cristal amplificateur est dans le plan focal image de L_3 . Tout faisceau issu de la matrice de microlentilles et choisi parmi les N^2 faisceaux possibles doit passer au travers de la lentille L_3 et éclairer le cristal amplificateur. Ceci impose pour le diamètre ϕ_3 de L_3 la condition :

$$\phi_3 \geq 55 \text{ mm} . \quad (31)$$

De plus, les caractéristiques du sous-ensemble de mise en forme imposent pour la valeur de la distance focale de L_3 , $F_3 = 185 \text{ mm}$. Une telle lentille est très ouverte et n'est pas disponible commercialement. Nous avons choisi une association doublet-ménisque, l'utilisation du ménisque présentant l'avantage de ne pas introduire de nouvelles aberrations sphériques ou de la coma. En ajustant la distance d entre le plan principal objet P^m du ménisque et le plan principal image P^s du doublet (figure 35), nous pourrions obtenir $F_3 = 185 \text{ mm}$.

Nous avons choisi un doublet de distance focale $F_3^s = 310$ mm, de diamètre $\phi_3^s = 80$ mm associée à un ménisque de distance focale $F_3^m = 400$ mm, de diamètre $\phi_3^m = 50$ mm. La distance focale optimale d'une telle association est $F_3^{opt} = 177$ mm ce qui est peu éloigné de la valeur désirée $F_3 = 185$ mm.

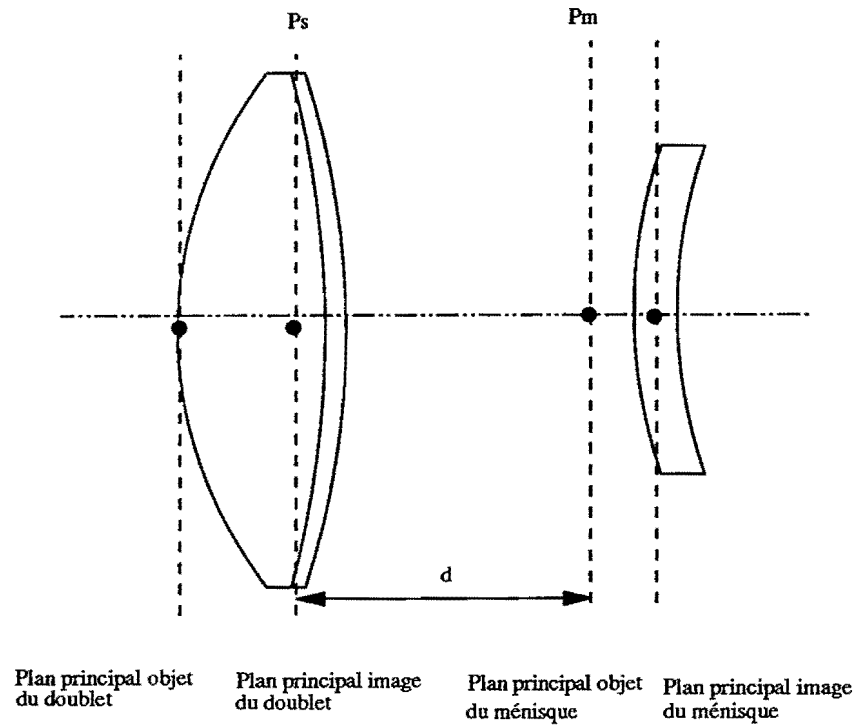


Fig. 35 : Positions des plans principaux P^m et P^s du ménisque et du doublet utilisés pour constituer un ensemble de distance focale $F_3 = 185$ mm.

Cette distance focale sera atteinte si la distance d entre les plans principaux P^m et P^s du ménisque et du doublet est telle que :

$$F_3 = \frac{F_3^s F_3^m}{F_3^s + F_3^m - d} \quad (32)$$

ce qui donne $d = 40$ mm. Cette valeur sera ajustée à l'aide d'une platine micrométrique.

2. Le système d'éclairage.

Un système afocal constitué d'une lentille divergente L_1 et d'une lentille convergente L_2 permet d'éclairer la matrice de microlentilles. Le faisceau incident sur la lentille L_1 traverse préalablement un filtrage spatial à l'issue duquel le diamètre du faisceau est $\phi_e = 10$ mm. A la sortie du système d'éclairage, le faisceau doit avoir un diamètre minimal $\phi_s = 55$ mm.

Un doublet de distance focale $F_1 = -50$ mm et de diamètre $\phi_1 = 18$ mm constitue L_1 . Un autre doublet est choisi pour la lentille L_2 . Sa distance focale est $F_2 = 310$ mm, son diamètre $\phi_2 = 80$ mm. Le grandissement de ce système afocal est $F_2/F_1 = -6,2$ et par conséquent $\phi_s = \phi_e F_2/F_1 = 62$ mm. Nous pourrions ainsi éclairer un carré de 32×32 microlentilles espacées de $p = 1,1$ mm.

3. Dimensions du cristal amplificateur.

La section du faisceau traversant le cristal est $A \times A$. Sa valeur est imposée par les paramètres du sous-ensemble de mise en forme et la distance focale F_3 de la lentille L_3 . On doit avoir $A \times A = 2,9 \times 2,9$ mm². Le point de fonctionnement (paragraphe 2.c) du cristal a été choisi de façon à ce que celui-ci soit incliné de 25° sur l'axe, le faisceau pompe arrivant sous un angle d'incidence de 55° (figure 36). Avec la relation (24), on a $\Delta\theta_i = 10,6^\circ$ donc θ_i (angle d'incidence de la sonde) varie de $\theta_i^{\min} = 19,7^\circ$ à $\theta_i^{\max} = 30,3^\circ$. Pour que le faisceau pompe soit recouvert à l'intérieur du cristal quelle que soit l'incidence du faisceau sonde, il faut que la face d'entrée de l'échantillon ait des dimensions supérieures à (figure 36):

$$D_u = \frac{A}{\cos 19,7^\circ} + a (\tan 20^\circ - \tan 8^\circ) \quad (33)$$

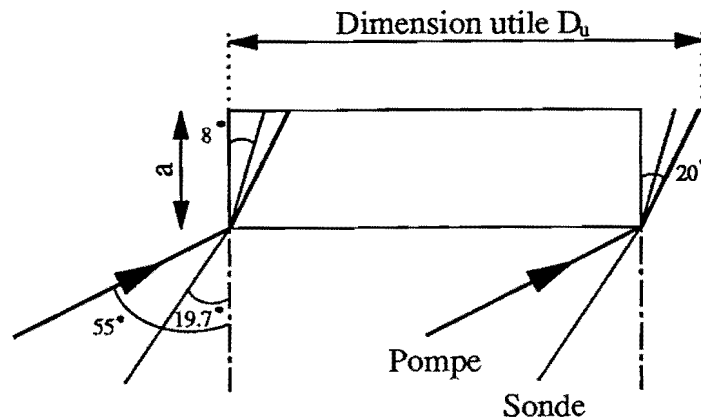


Fig. 36 : Trajet du faisceau pompe et du faisceau sonde dans le cristal amplificateur.

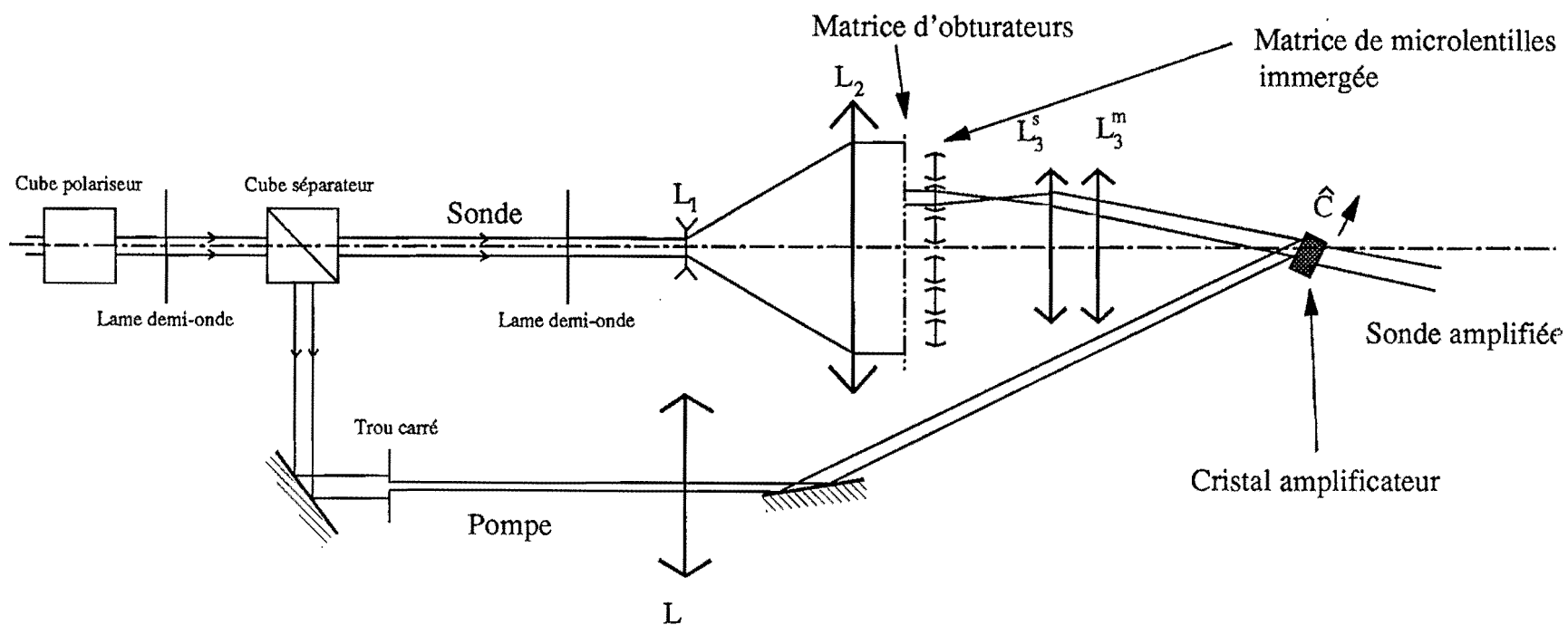
Avec $a = 3,63$ mm, nous trouvons $D_u = 3,9$ mm. L'échantillon dont nous disposons convient donc, les dimensions de la face d'entrée étant $5,22 \times 5,24$ mm², et nous éviterons ainsi que les faisceaux soient diaphragmés ou diffractés par les arêtes du cristal ce qui pourrait être une nouvelle source de bruit causée par les réflexions multiples des faisceaux à l'intérieur du cristal.

⑥ - MONTAGE ET CARACTÉRISATION DU SYSTÈME DE DÉFLEXION.

Les caractéristiques des éléments du système qui ont été étudiés tout au long de cette deuxième partie sont regroupées dans le tableau ci-dessous, le schéma de l'ensemble est présenté figure 37.

Elément	Caractéristiques
Système d'éclairage	Système afocal constitué : - d'un doublet L_1 $F_1 = - 50$ mm $\phi_1 = 18$ mm - d'un doublet L_2 $F_2 = 310$ mm $\phi_2 = 80$ mm Le diamètre du faisceau en sortie est $\phi_s = 62$ mm
Matrice de microlentilles	- Cellule comprenant une matrice de microlentilles MRP 110 dans un liquide d'indice (EPOTEK 328). - La distance focale résultante est $f' \approx 13$ mm. - Les variations de phase dues aux défauts sont de l'ordre de $0,2 \lambda/4$. - Les pertes de couplage engendrées par ces défauts sont inférieures à 1%.
Matrice d'obturateurs	Simulée par un jeu de diapositives dont le contraste est voisin de celui présenté par les matrices SEMETEX .
Lentille L_3	Association doublet ménisque de distance focale résultante $F_3 = 185$ mm. - doublet : $F_3^s = 310$ mm $\phi_3^s = 80$ mm - ménisque : $F_3^m = 400$ mm $\phi_3^m = 50$ mm Distance entre plans principaux : $d = 40$ mm.
Cristal amplificateur	Cristal de titanate de baryum (BaTiO_3). - Dimensions : $a \times b \times c = 3,63 \times 5,24 \times 5,22$ mm³. - Traité antireflet (coefficient de réflexion inférieur à 1 % à la longueur d'onde $\lambda = 514$ nm et sous incidence normale). - Poli de $\lambda/8$ à $\lambda = 514$ nm. - Les pertes de couplage résultant des imperfections cristal sont inférieures à 13 %. - Les ondes incidentes sur le cristal seront polarisées extraordinairement. - L'incidence du faisceau sonde est 25°. - L'incidence du faisceau pompe est 55°. - Au point de fonctionnement choisi, l'intensité du faisceau sonde amplifiée ne varie pas plus d'un facteur 2 à 3 sur une plage angulaire $\Delta\theta_s = 10,6^\circ$. L'amplification nette maximale est 2300. Le rapport signal à bruit vaut 2100.

Fig. 37 : Schéma du système de déflexion



CONCLUSION.

Nous avons conçu et étudié un système de déflexion s'intégrant dans un dispositif d'adressage de faisceaux lumineux pour le marquage d'un plan de commutation holographique destiné à relier deux matrices de fibres optiques. Nous avons montré l'utilité de l'emploi d'un cristal amplificateur de titanate de baryum destiné à compenser les pertes du système. L'analyse des sources de bruit nous a amené à mettre en évidence un phénomène d'oscillation et a montré la nécessité de traiter antireflet les faces des cristaux présentant de grandes amplifications. La qualité du poli des faces de l'échantillon et son influence sur le rapport signal à bruit et les aberrations du front d'onde ont été examinées. La matrice de microlentilles intégrée dans le système a été caractérisée du point de vue des aberrations, de son état de surface et nous avons mesuré la distance focale des microlentilles. Nous avons acquis la technique pour augmenter cette distance focale en concevant une cellule contenant une matrice de microlentilles disponible commercialement et un liquide d'indice. L'élément ainsi réalisé possède des caractéristiques originales (dimension pupillaire faible et grande distance focale). Les aberrations de la matrice non-immersée sont négligeables. Cette matrice sera utilisée dans le sous-ensemble de mise en forme des faisceaux venant à la suite de l'ensemble de déflexion que nous venons d'étudier. Le système complet est destiné à être intégré dans un système d'adressage de faisceaux lumineux pour le marquage d'un plan de commutation holographique.

ANNEXE 1

Paramètres du cristal de titanate de baryum

Les grandeurs suivies d'une * ont été mesurées dans notre laboratoire.

Paramètres physiques	Valeur	Source
N_A (m ⁻³)	10 ²² *	Par une expérience de mélange à deux ondes polarisées ordinairement.
n_o	2,488	[16] [17]
n_e	2,424	
α (cm ⁻¹) à 514 nm	0,7*	
constantes diélectriques libres		[18]
$\epsilon_1 = \epsilon_2$	4000	
ϵ_3	130	
constantes diélectriques libres		[19] [20]
$r_{13}=r_{23}$ (pm/V)	19,5	
r_{33} (pm/V)	97	
r_{42} (pm/V)	1640	

ANNEXE 2

*Pertes de couplage dans une fibre monomode dues
aux aberrations des faisceaux d'écriture*

1. Source des aberrations.

Si les faisceaux d'écriture ($\lambda = 514 \text{ nm}$) présentent des aberrations optiques, celles-ci vont induire d'autres aberrations sur le faisceau diffracté et ceci aura pour conséquence de diminuer le coefficient de couplage dans la fibre réceptrice.

Pour déterminer les pertes de couplage dues aux aberrations des faisceaux d'écriture, les notations de la figure 1 seront utilisées et on supposera que le système d'injection dans la fibre ne présente pas d'aberration.

2. Ecriture d'une figure d'interférence avec des faisceaux aberrants.

Les deux faisceaux d'écriture incidents sur le plan de commutation photothermoplastique présentent des aberrations si bien que nous pouvons écrire les champs $\vec{E}_1$ et $\vec{E}_2$ associés à ces ondes sous la forme :

$$\vec{E}_{1,2}(x, y) = \frac{I}{2} E_{1,2} e^{j \vec{k}_{1,2} \cdot \vec{r}} e^{j \phi_{1,2}(x, y)} \hat{p}_{1,2} + c.c. \quad (1)$$

où $\phi_{1,2}$ est la phase aberrante des faisceaux 1 et 2.

$\hat{p}_{1,2}$ les vecteurs unitaires de polarisation.

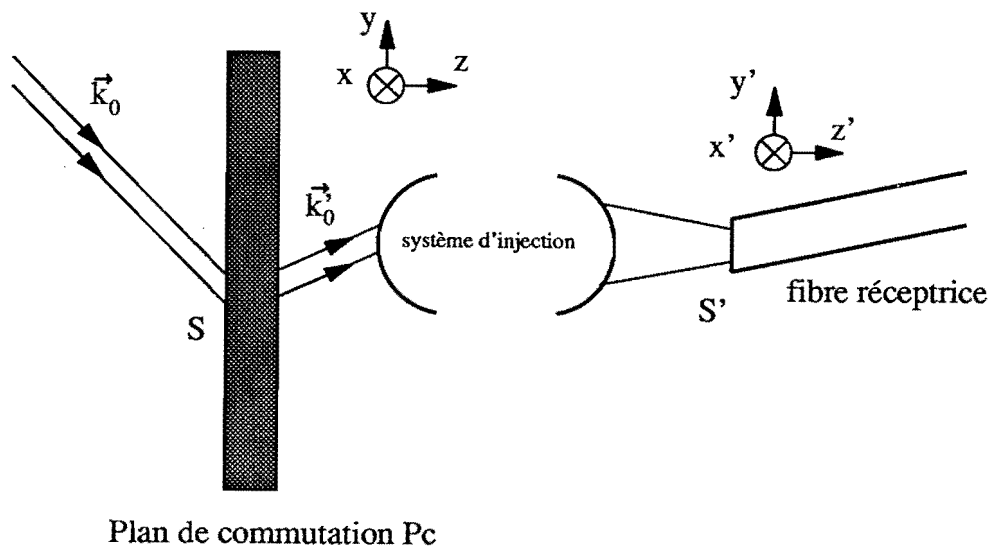


Fig. 1 : Notations utilisées pour l'étude des aberrations et leur conséquence sur le couplage.

L'intensité $I(x,y)$ de la figure d'interférence créée par ces deux faisceaux sera :

$$I(x,y) = I_0 \left[1 + m \cos \left(\left(\vec{k}_2 - \vec{k}_1 \right) \cdot \vec{r} + (\phi_2(x,y) - \phi_1(x,y)) \right) \right] \quad (2)$$

Si un faisceau infrarouge incident sur un tel réseau a un champ électrique :

$$\vec{E}_0(x,y) = \frac{I}{2} E_0 e^{j \vec{k}_0 \cdot \vec{r}} \hat{p}_0 + c.c., \quad (3)$$

il sera diffracté à l'ordre 1 en un faisceau dont le champ électrique est :

$$\vec{E}_d(x,y) = \frac{I}{2} E_d e^{i(\vec{k}_0 + \vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}} e^{i(\phi_2(x,y) - \phi_1(x,y))} \hat{p}'_0 + c.c.. \quad (4)$$

Cette dernière expression montre que la phase aberrante du faisceau diffracté est égale à la différence des phases aberrantes des deux faisceaux d'écriture.

3. Pertes de couplage dans la fibre monomode.

Le modèle adopté est celui des fibres faiblement guidantes [21] applicable aux fibres utilisées en télécommunication. Le couplage dans la fibre est proche de l'optimum ($c \approx 1$) si bien que le faisceau incident est faiblement incliné sur l'axe de la fibre. Le coefficient de couplage en puissance s'écrit :

$$c = \mathcal{N} \left\| \iint_{S'} E_i(x',y') e_i^*(x',y') dS' \right\|^2 \quad (5)$$

où : S' est l'aire de la face de la fibre,

$\mathcal{N}$ est un coefficient de normalisation,

$E_i(x',y')$ est la composante transversale de l'amplitude du champ électrique,

$e_i(x',y')$ est la composante transversale du champ modal.

Le faisceau étant faiblement incliné sur l'axe de la fibre, on peut considérer qu'il est polarisé tangentiellement. A un facteur d'obliquité près, le champ incident s'écrit :

$$\begin{aligned}
\vec{E}_0(x, y) &= \frac{1}{2} E_t(x', y') e^{j\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} \hat{p}_0 + c.c. \\
&= \frac{1}{2} E_{t,0}(x', y') e^{j\phi_0(x', y')} e^{j\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} \hat{p}_0 + c.c.
\end{aligned} \tag{6}$$

avec $\phi_0(x', y')$ phase aberrante du faisceau.

Sans aberration, le coefficient de couplage c serait maximum et égal à 1 : l'amplitude $E_{t,0}(x', y')$ est proportionnelle au champ modal $e_t(x', y')$.

Le coefficient de couplage se réécrit alors :

$$c = \frac{\left\| \iint_{S'} E_{t,0}(x', y') E_{t,0}^*(x', y') dS' \right\|^2}{\left\| \iint_{S'} E_{t,0}(x', y') E_{t,0}^*(x', y') dS' \right\|^2}. \tag{7}$$

D'après le théorème de superposition, ϕ_0 est la somme de la phase aberrante introduite par le plan photothermoplastique et de la phase aberrante introduite par le système d'injection dans la fibre monomode. Pour calculer c , il faudrait connaître cette dernière. Nous allons maintenant la supposer nulle. Dans la relation (7), la surface d'intégration S' est la face d'entrée de la fibre. D'après le théorème de Gouy (conservation de l'écart normal), l'équation (7) s'écrit de façon identique en intégrant sur la surface S d'une cellule élémentaire du plan de photothermoplastique. La phase aberrante $\phi_0(x, y)$ est donc maintenant égale à $(\phi_2(x, y) - \phi_1(x, y))$.

Nous supposons que la structure transversale du faisceau infrarouge est uniforme sur la surface de chacune des N^2 cellules élémentaires du plan de commutation. Le coefficient s'écrit alors :

$$c \approx \frac{\left\| \iint_S e^{j\phi_0(x, y)} dS' \right\|^2}{\Delta S^2} \tag{8}$$

$$\text{ou encore :} \quad c \approx 1 - \sigma_\phi^2 \tag{9}$$

avec σ_ϕ^2 écart quadratique moyen de la phase aberrante sur l'élément de surface ΔS d'une cellule élémentaire.

4. Pertes de couplage et aberrations de phase locale.

La relation (9) précédemment établie montre que les pertes de couplage du faisceau diffracté dans une fibre monomode sont égales au carré de l'écart quadratique moyen σ_ϕ^2 de la phase aberrante sur la surface d'une cellule élémentaire de commutation.

Nous allons maintenant relier ces pertes à la variation locale de la phase aberrante sur une cellule. Le front d'onde est approché par son plan tangent en développant localement la phase aberrante $\phi(x,y)$ au premier ordre par rapport aux coordonnées spatiales x et y . Si x_i et y_i sont les coordonnées spatiales de la cellule (i, j) dans la coupe du front d'onde, au premier ordre, nous avons :

$$\phi(x, y) = \phi(x_i, y_i) + \alpha_x(x - x_i) + \alpha_y(y - y_i). \quad (10)$$

A partir de cette expression, on calcule σ_ϕ^2 :

$$\sigma_\phi^2 = \int_{x_i - \frac{\Delta x}{2}}^{x_i + \frac{\Delta x}{2}} \int_{y_i - \frac{\Delta y}{2}}^{y_i + \frac{\Delta y}{2}} [\alpha_x(x - x_i) + \alpha_y(y - y_i)]^2 \frac{dx}{\Delta x} \frac{dy}{\Delta y}. \quad (11)$$

Comme $\Delta x = \Delta y = \sqrt{\Delta S}$:

$$\sigma_\phi^2 = \frac{\alpha_x^2 + \alpha_y^2}{12} \Delta S. \quad (12)$$

Ainsi, si sur une cellule élémentaire, la phase varie de $2\pi q_x$ selon x et $2\pi q_y$ selon y , alors :

$$\sigma_\phi^2 = (2\pi)^2 \frac{q_x^2 + q_y^2}{12}. \quad (13)$$

Cette formule montre que des variations importantes de la phase $\beta(x_i, y_i)$ sont tolérables et ne diminuent pas beaucoup le couplage tant que les variations locales de phase restent faibles.

ANNEXE 3

***Défaut de planéité tolérable pour les faces de
l'échantillon de titanate de baryum***

La variation de phase introduite par les deux faces de l'échantillon est :

$$\phi_1(x,y) = \frac{2\pi n}{\lambda} [\delta_1(x,y) + \delta_2(x,y)] \leq \frac{4\pi(n-1)}{p} \quad (1)$$

avec : $\delta_{1,2}(x,y) = \lambda p$ les variations d'épaisseur des faces.

$n = 2,4$ l'indice optique du cristal.

Si cette variation de phase est répartie uniformément sur la surface du front d'onde alors l'écart quadratique moyen de la phase aberrante sur une cellule élémentaire ($1/32^2$ de la surface totale) est au plus égal à :

$$\sigma_\phi^2 \leq \sigma_0^2 \approx \frac{5}{24} \left(\frac{4\pi(n-1)}{32p} \right)^2. \quad (2)$$

Avec la relation (9) de l'annexe 2, les pertes de couplage (1-c) dans la fibre monomode sont égales à σ_ϕ^2 . On en déduit que le défaut p_0 de planéité tolérable compte tenu de $c \geq c_0 = 71\%$ est égal à 0,5. C'est ce résultat qui sera utilisé pour définir la qualité nécessaire du poli des faces de notre échantillon pour réduire les aberrations.

BIBLIOGRAPHIE

-
- [1] J. W. GOODMAN, F.I. LEONBERGER, S.Y. YUNG, R.A. ATHALE
"Optical Interconnections for VLSI Systems"
Proceedings of the IEEE, **72**, 850, (1984).
 - [2] M.R. FELDMAN, S.C. ESENER, C.C. GUEST and S.H. LEE
"Comparison between optical and electrical interconnects based on power and speed considerations"
Appl. Opt., **27**, 1742, (1988).
 - [3] J.Y. MOISAN, P. GRAVEY, R. LEVER, L. BONNEL
"Improvement of photothermoplastic devices for their application to optical switching"
Opt. Eng., **25**, 151 (1986).
 - [4] G. PAULIAT, J.P. HERRIAU, A. DELBOULBÉ, G. ROOSEN, J.P. HUIGNARD
"Dynamic beam deflection using photorefractive gratings in Bi₁₂GeO₂₀ crystals"
JOSA B, **3**, 306 (1986).
 - [5] D. RAK, I. LEDOUX and J.P. HUIGNARD
"Two-wave mixing and energy transfer in BaTiO₃. Application to laser beamsteering"
Opt. Comm., **49**, 309 (1984).
 - [6] M. SEGEV, Y. OPHIR, B. FISHER
"Nonlinear multi two-wave mixing, the fanning process and its bleaching in photorefractive media"
Opt. Comm., **77**, 265 (1990).
 - [7] J. FEINBERG
"Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection"
Opt. Lett., **7**, 486 (1982).
 - [8] J. FEINBERG
"Asymmetric self-defocussing of an optical beam from the photorefractive effect"
J.O.S.A., **72**, 46 (1982).
 - [9] S.G. ODOULOV, M.S. SOSKIN
"Lithium niobate laser with frequency-degenerate pumping"
Sov. Phys. JETP Lett., **37**, 289 (1983).
 - [10] R.A. RUPP and F.W. DREES
"Light-Induced Scattering in Photorefractive Crystals"
Appl.phys., **B39**, 223 (1986).
 - [11] S. BOJ
"Mélange d'onde dans un cristal non-linéaire. Etude de l'amplification et de la résolution en vue d'adressage de faisceau optique."
Rapport de stage effectué à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée sous la responsabilité de G. ROOSEN et S. HUARD (1990).
 - [12] H. RAJBENBACH, A. DELBOULBÉ, J.P. HUIGNARD
"Noise suppression in photorefractive image amplifiers"
Opt. Lett., **14**, 1275 (1989).
 - [13] J. JOSEPH, P.K.C. PILLAI and K. SINGH
"A novel way of noise reduction in image amplification by two-beams "
Opt. Comm., **80**, 84 (1990).

-
- [14] W.S. RABINOVICH and B.J. FELDMAN
"Suppression of photorefractive beam fanning using achromatic gratings"
Opt. Lett., **16**, 1481, (1991).
- [15] H. RAJBENBACH, A. DELBOULBÉ and J.P. HUIGNARD
"Low-noise amplification of ultraweak optical wave fronts in photorefractive $Bi_{12}SiO_{20}$ "
Opt. Lett., **16**, 1481, (1991).
- [16] K. Mc DONALD and J. FEINBERG
"Theory of a self-pumped phase conjugator with two coupled interaction regions"
JOSA, **73**, 548 (1983).
- [17] B. FISHER and M. SEGEV
"Photorefractive waveguides and non-linear mode coupling effects"
Appl. Phys. Lett., **54**, 684 (1989).
- [18] A. SCHAEFER, H. SCHMITT and A. DÖRR
"Elastic and piezoelectric coefficients of TSSG barium titanate single crystals"
Ferroelectrics, **69**, 253 (1986).
- [19] A.R. JOHNSTON and J.M. WEIGART
"Determination of the Low-Frequency Linear Electro-Optic Effect in Tetragonal $BaTiO_3$ "
J.O.S.A., **55**, 828 (1965).
- [20] S. DUCHARME, J. FEINBERG and R.R. NEURGAONKAR
"Electrooptic and Piezoelectric Measurements in Photorefractive Barium Titanate and Strontium Barium Niobate"
IEEE J.Q.E., QE-23, 2116 (1987).
- [21] A.W. SNYDER, J.D. LOVE
"Optical waveguide theory"
Ed. Chapman and Hall, Londres (1983).

TROISIÈME PARTIE

INTRODUCTION.

Au cours de cette troisième et dernière partie, nous menons une étude comparative au sujet de l'amplification d'images dans des cristaux appartenant à la famille des sillénites ou des pérovskites. Pour les cristaux de sillénites, nous avons employé des cristaux de BGO sans champ appliqué, des cristaux de BGO dopés en néodyme ou en cuivre auxquels sont appliqués des champs carrés. Pour les cristaux de la famille des pérovskites, nous avons travaillé sans champ appliqué avec un cristal de titanate de baryum (BaTiO_3). Pour chaque échantillon, les amplifications, les rapports signal à bruit et les résolutions obtenues sont présentés.

❶ - AMPLIFICATION D'IMAGES DANS LE TITANATE DE BARYUM.

1. Montage expérimental.

L'échantillon est celui utilisé dans le dispositif de déflexion décrit dans la deuxième partie. Ses dimensions sont $a \times b \times c = 3,63 \times 5,24 \times 5,22 \text{ mm}^3$. Le cristal est dans la configuration suivante : les faisceaux pompe et sonde, polarisés extraordinairement, arrivent respectivement sous des incidences de 55° et 25° . Les intensités incidentes valent, pour la pompe $I_p = 112 \text{ mW/cm}^2$, et pour la sonde $I_s = 7 \mu\text{W/cm}^2$. Le dispositif expérimental est représenté figure 1.

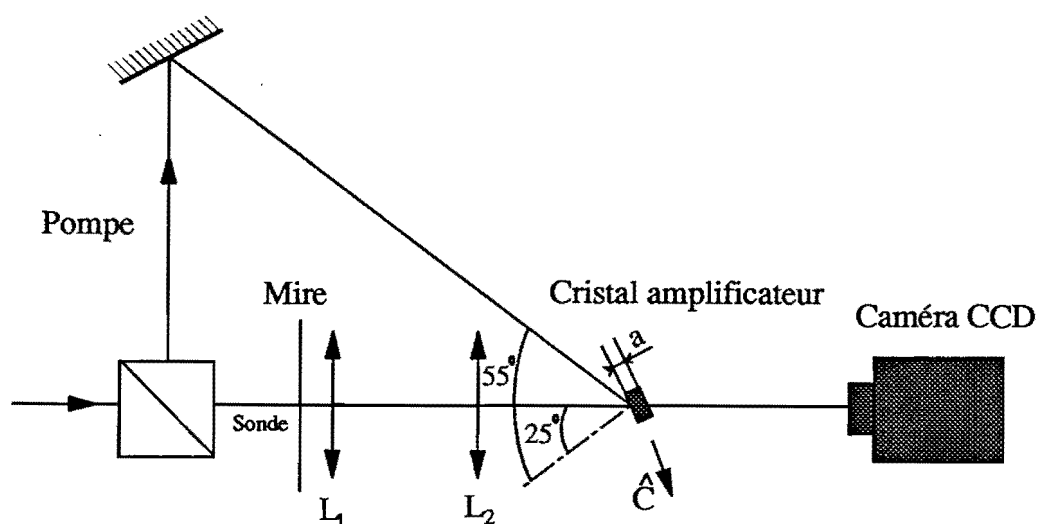


Fig. 1 : Dispositif expérimental pour l'amplification d'images.

Une onde plane à la longueur d'onde $\lambda = 514$ nm éclaire une mire de résolution de type USAF dont on forme l'image dans le cristal par un système afocal constitué de deux doublets L_1 et L_2 de distances focales $f_1 = 200$ mm, $f_2 = 60$ mm. A la diffraction près, le faisceau à la sortie du cristal est donc toujours une onde plane. Tous les pixels de l'image sont donc amplifiés de la même façon. L'image amplifiée de la mire de résolution est ensuite formée sur l'écran de la caméra CCD.

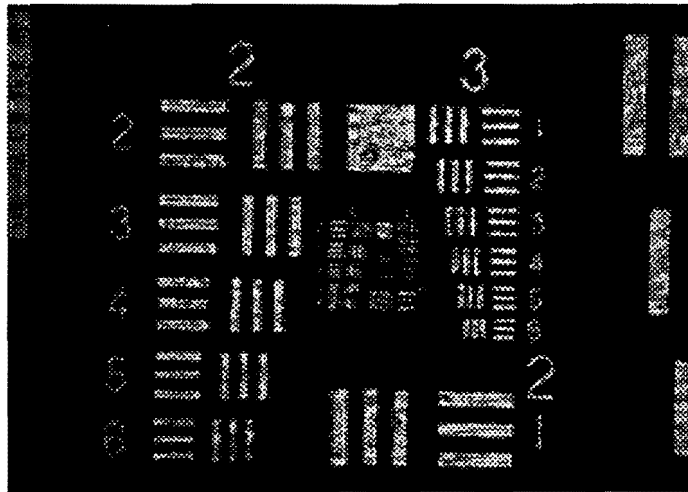
2. Résultats.

Sur la figure 2.a est présentée l'image non-amplifiée de la mire de résolution. La résolution de l'image de 53 pl/mm est limitée par le montage optique. Pour l'acquisition des images amplifiées (figures 2.b et 2.c), une densité optique de 3,3 a été rajoutée devant la caméra CCD afin d'éviter sa saturation. Nous voyons que l'atténuation due à cette densité est largement compensée par l'amplification du faisceau sonde : un facteur d'amplification $\Gamma = 10^{3,3} \approx 2000$ est atteint et ceci sans que la valeur de la résolution (53 pl/mm) n'en soit affectée. Cette valeur est en effet très inférieure à la résolution théorique du cristal qui est de 550 pl/mm (cf première partie, paragraphe 4.4, équation (53) avec $\delta\theta = 16^\circ$ d'après la figure 19 de la deuxième partie).

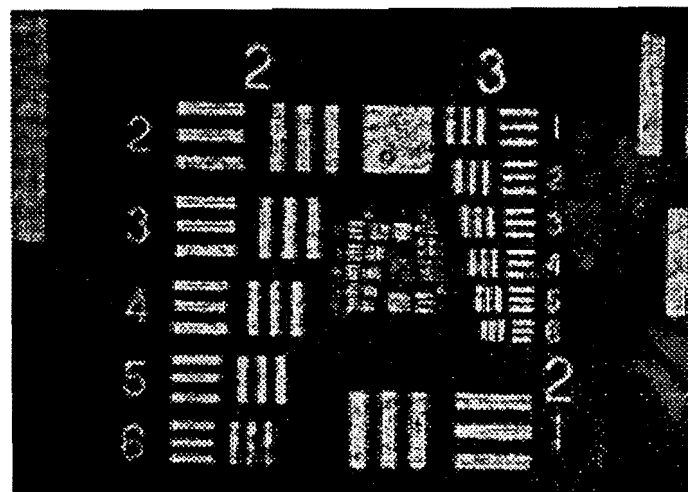
A titre de comparaison, d'autres auteurs avec ce même type de cristal ont obtenu des amplifications $\Gamma = 4000$ avec des résolutions de 40 pl/mm [1] à 250 pl/mm [2]. Le facteur d'amplification plus élevé vient du point de fonctionnement choisi par les auteurs [1] : pompe sous incidence normale, l'angle de réfraction de la sonde valant 30° . Pour obtenir un angle si élevé, le cristal était placé dans une cuve de glycérine.

L'image amplifiée ($\times 2000$) de la figure 2.b a été enregistrée après un délai de quelques secondes avant d'atteindre l'état stationnaire. Ensuite du bruit apparaît dans l'image amplifiée dont le facteur d'amplification est altéré (figure 2.c).

a)



b)



c)

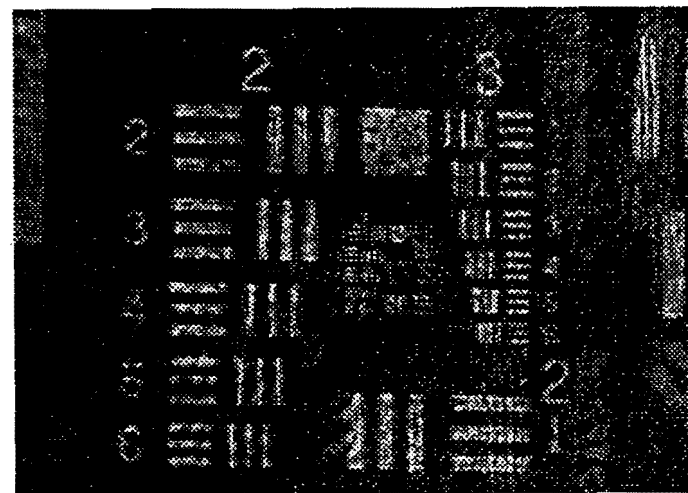


Fig. 2 : a) image non-amplifiée de la mire de résolution type USAF.

b) image amplifiée x 2000. La résolution est 53 pl/mm et sa valeur n'est pas affectée par l'amplification.

c) apparition du bruit dans l'image amplifiée figure 2.b.

Dans la structure du bruit, nous remarquons la présence d'éléments d'une mire fantôme (figure 2.c). Cette dernière mire est de faible intensité et décalée spatialement par rapport à la précédente. Son existence est due aux réflexions parasites résiduelles du faisceau sonde sur les faces avant et arrière du cristal. En effet, si R désigne le coefficient de réflexion en intensité, α le coefficient d'absorption et z la longueur d'interaction, alors l'intensité du signal I_F venant des réflexions parasites et après traversée du cristal est :

$$I_F = [I_S(1-R)^2 e^{Gz-\alpha z}] R^2 e^{-2\alpha z} e^{Gz} e^{G'z}, \quad (1)$$

où $I_S^{amplifiée} = I_S(1-R)^2 e^{Gz-\alpha z}$ est l'intensité du signal amplifié directement transmis et G' est le gain de couplage du réseau par réflexion construit par interférence entre le faisceau pompe et le faisceau sonde après une réflexion (se propageant suivant $z < 0$). Nous avons mesuré $e^{G'z} \approx 10$.

Le rapport bruit à signal dû à ces réflexions s'écrit donc :

$$r = \frac{I_F}{I_S^{amplifiée}} = R^2 e^{-2\alpha z} e^{Gz} e^{G'z}. \quad (2)$$

Ce rapport sera d'autant plus important que le gain G sera élevé. Par exemple, avec les paramètres de notre échantillon et nos conditions expérimentales, nous trouvons : $r \approx 1,2 \%$.

Pour confirmer l'origine de ce bruit, nous avons simulé la cinétique de l'intensité de l'onde sonde amplifiée (figure 3). Les paramètres pour tracer les courbes sont ceux correspondant à notre expérience. La constante de temps photoréfractive τ_g est prise égale à 1 seconde. Sur cette figure, la courbe 1 représente la cinétique de l'intensité du faisceau sonde directement transmis. Nous voyons que l'état stationnaire est atteint en une durée de l'ordre de dix secondes ce que nous avons effectivement observé expérimentalement. La courbe 2 décrit la cinétique de l'intensité du faisceau sonde après réflexion sur les faces avant et arrière du cristal. Sa durée d'établissement est de l'ordre de vingt secondes. Nous avons donc la confirmation du phénomène observé: l'amplification de l'image s'établit d'abord puis les réflexions parasites s'amplifient et donnent naissance à l'image fantôme observée dans l'image amplifiée.

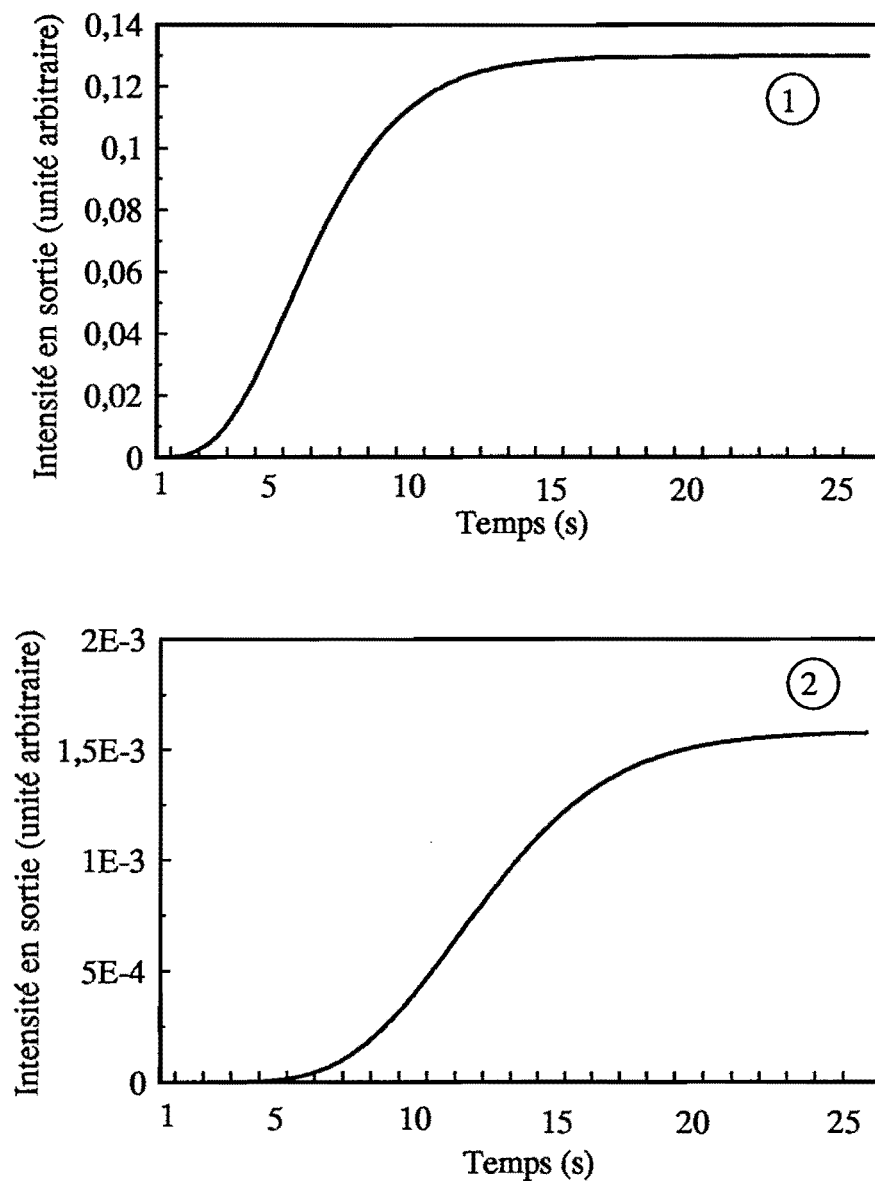


Fig. 3 : Courbes de cinétique des intensités relatives par rapport au faisceau pompe du faisceau sonde directement transmis (courbe 1) et du faisceau sonde après réflexion sur les faces avant et arrière du cristal (courbe 2).

A partir des deux courbes précédentes, nous pouvons tracer la cinétique du rapport *bruit/signal* défini par la relation (2) : cette courbe est présentée figure 4. A l'état stationnaire, nous voyons que ce rapport vaut 1,2%. Cette valeur est inférieure à celle obtenue mesurée à partir de la figure 2.c. Cette différence peut être due à la dégradation du facteur d'amplification à l'état stationnaire une fois la mire fantôme apparue.

Le bruit dû aux réflexions peut être éliminé par une technique similaire à celle employée pour éviter les oscillations dans le cristal [3].

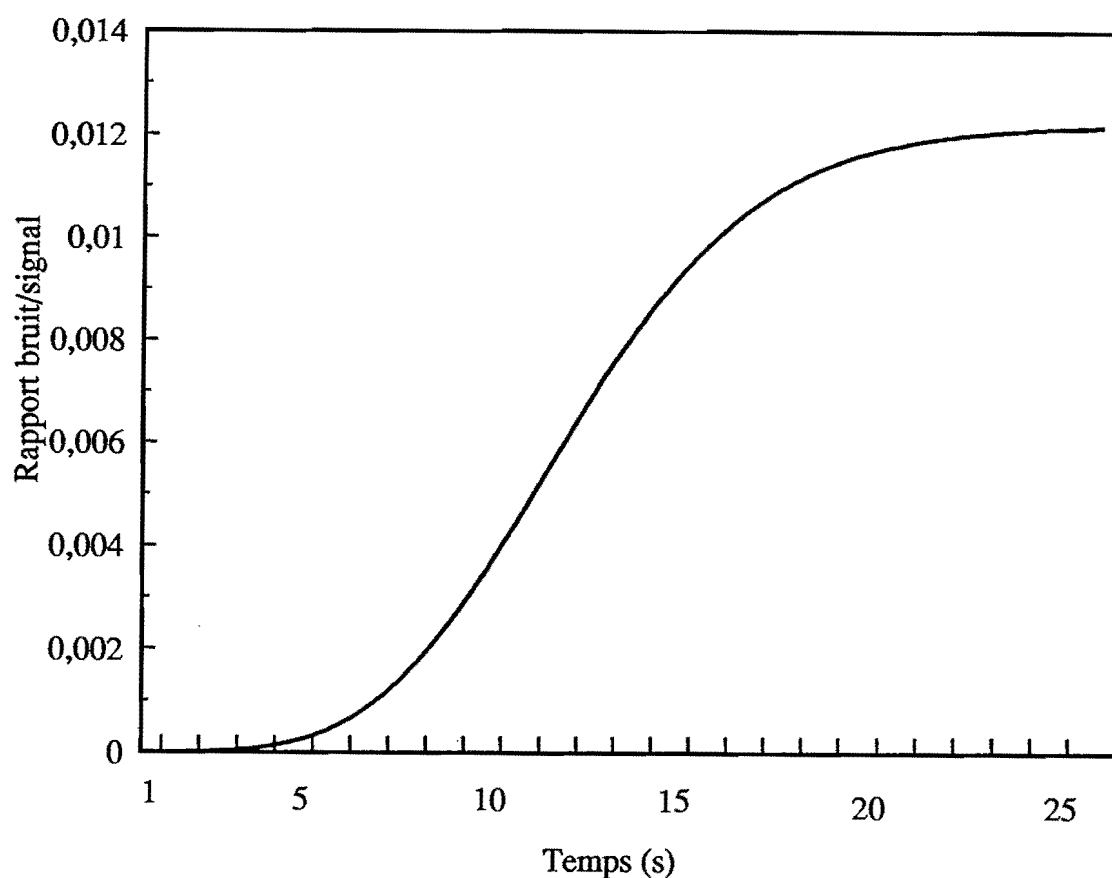


Fig. 4 : Courbe de cinétique du rapport *bruit/signal*.

② - AMPLIFICATION D'IMAGES DANS UN CRISTAL DE BGO SANS CHAMP APPLIQUÉ.

Le montage utilisé est similaire à celui décrit précédemment avec $f_1 = 200$ mm, $f_2 = 60$ mm. Le faisceau sonde arrive sous incidence normale et le faisceau pompe avec un angle d'incidence de 38° . Le pas du réseau est $\Lambda = 0,8$ μm . L'intensité incidente du faisceau sonde est $I_s = 150$ $\mu\text{W}/\text{cm}^2$, celle du faisceau pompe est $I_p = 6$ mW/cm^2 . Le cristal employé est un BGO non dopé, de longueur d'interaction égale à 10 mm. Le facteur d'amplification est $\Gamma = 1,4$.

Les figures 5.a et 5.b montrent les images complètes non-amplifiée et amplifiée d'une mire de résolution. L'image amplifiée n'est pas bruitée et très nette. Les figures 5.c et 5.d ont été obtenues en agrandissant localement les figures 5.a et 5.b. Nous voyons que la résolution atteinte est 66 pl/mm, que l'amplification uniforme en tout point de l'image n'abaisse pas la valeur de la résolution. Cette résolution est limitée par le montage et non pas par l'amplificateur photoréfractif dont la résolution maximale est bien supérieure (≈ 550 pl/mm).

Les figures 5.e et 5.f sont les soustractions des images non-amplifiées aux images amplifiées. Bien que le facteur d'amplification soit faible, ces deux images possèdent un contraste élevé et aucune baisse de résolution n'est observée. Les franges présentes dans ces images viennent des interférences entre l'onde sonde directement transmise et celle issue des réflexions sur les faces avant et arrière de l'échantillon. Ces franges apparaissent plus contrastées sur les images amplifiées que sur les images non-amplifiées car le faisceau qui se réfléchit à l'intérieur du cristal est plus amplifié que le faisceau directement transmis. La soustraction en intensité (figures 5.e et 5.f) renforce donc le contraste de ces franges. Malgré la faible amplification et donc l'excellent rapport signal à bruit en intensité (≈ 50) d'après l'équation (2) avec $R = 19\%$ et $\alpha = 0,5$ cm^{-1}), il s'avère nécessaire de traiter antireflet les faces du cristal afin d'exploiter au mieux la pleine résolution de l'image.

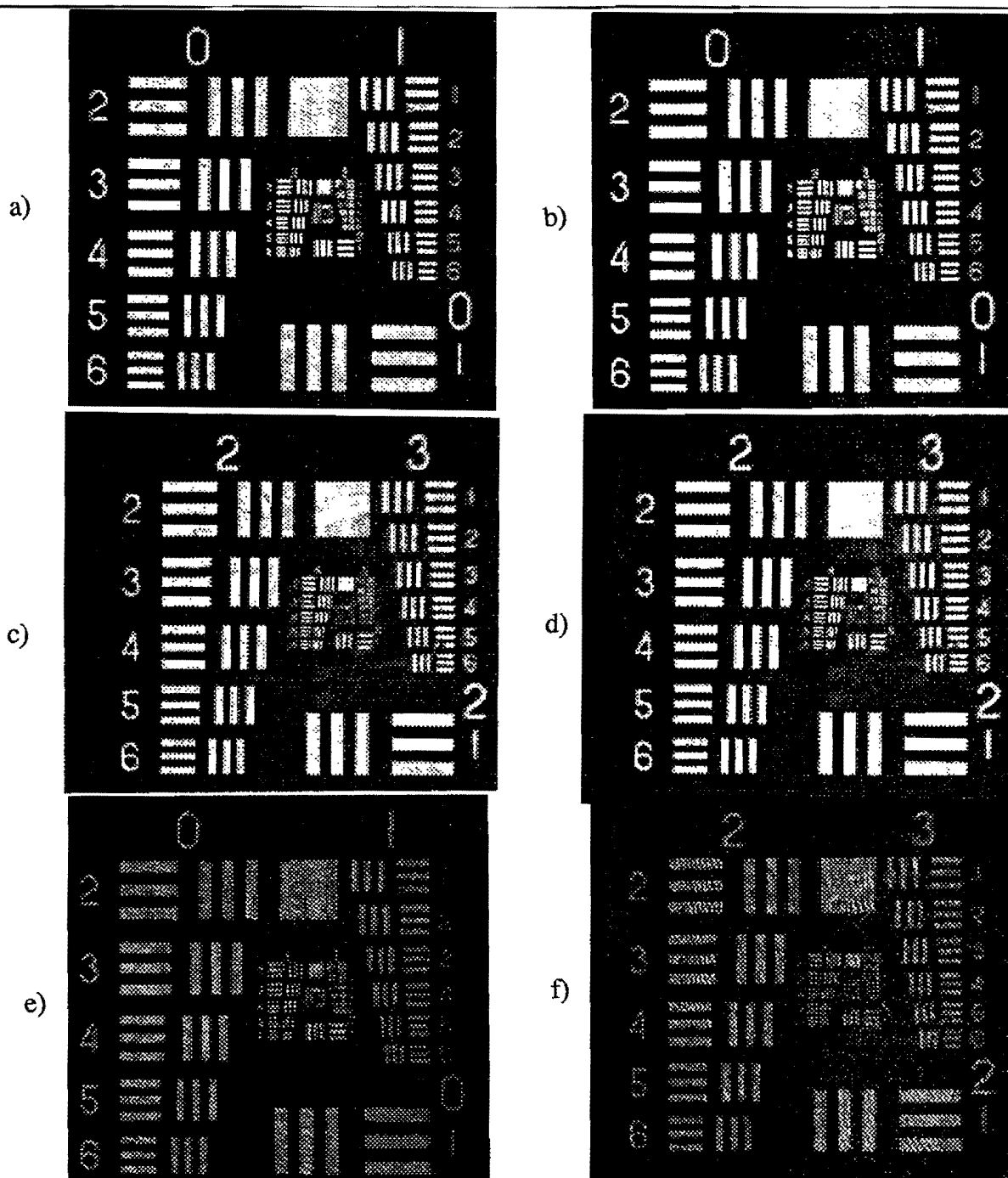


Fig. 5 : a) image non-amplifiée de la mire de résolution type USAF au-travers du cristal de BGO.

b) image amplifiée x 1,4. La résolution atteinte est 66 pl/mm.

c) image agrandie de la partie centrale de la figure 5.a .

d) image agrandie de la partie centrale de la figure 5.b . La résolution est 66 pl/mm.

e) image obtenue en soustrayant les figures 5.b. et 5.a .

f) image obtenue en soustrayant les figures 5.d. et 5.c .

Dans les images amplifiées (figures 5.b et 5.d) nous constatons qu'il y a très peu de diffusion du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde. En effet, le faisceau sonde étant coupé, lorsqu'on fait l'acquisition du faisceau pompe seul, on a le résultat présenté figure 6. Pour obtenir ce résultat, il faut enlever par rapport à l'acquisition de la figure 5.a une densité de 2 et augmenter l'intensité du faisceau lumineux pour obtenir suffisamment de signal sur la caméra CCD.

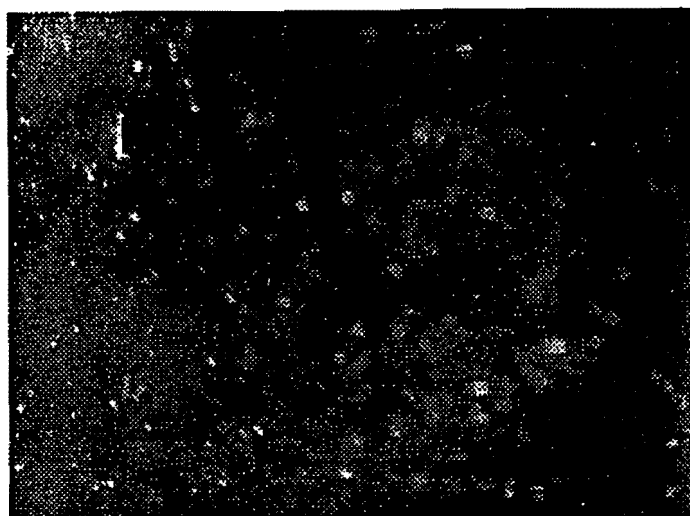


Fig. 6 : Diffusion du faisceau pompe dans la direction de la sonde.

Il y a très peu de diffusion du faisceau pompe dans la direction du faisceau sonde car le poli des faces du cristal est de bonne qualité, il n'y a pas d'inhomogénéités au sein du matériau. La diffusion résiduelle provient de petits éclats lors du polissage.

L'angle très ouvert entre les faisceaux pompe et sonde évite l'emploi d'un filtrage spatial destiné à éliminer le bruit du faisceau pompe dans la direction sonde : il n'y a pas de coupure dans le spectre des fréquences spatiales de l'image par un éventuel filtrage spatial.

Une coupe horizontale de l'image figure 6 est représentée figure 7 en trait plein, une coupe similaire au même niveau dans l'image de la mire non-amplifiée (figure 5.a) y figure également en pointillés. Les pics dans cette dernière courbe viennent des lignes de la mire transmettant la lumière. Ces deux coupes donnent la valeur du rapport signal à bruit ($\gg 400$).

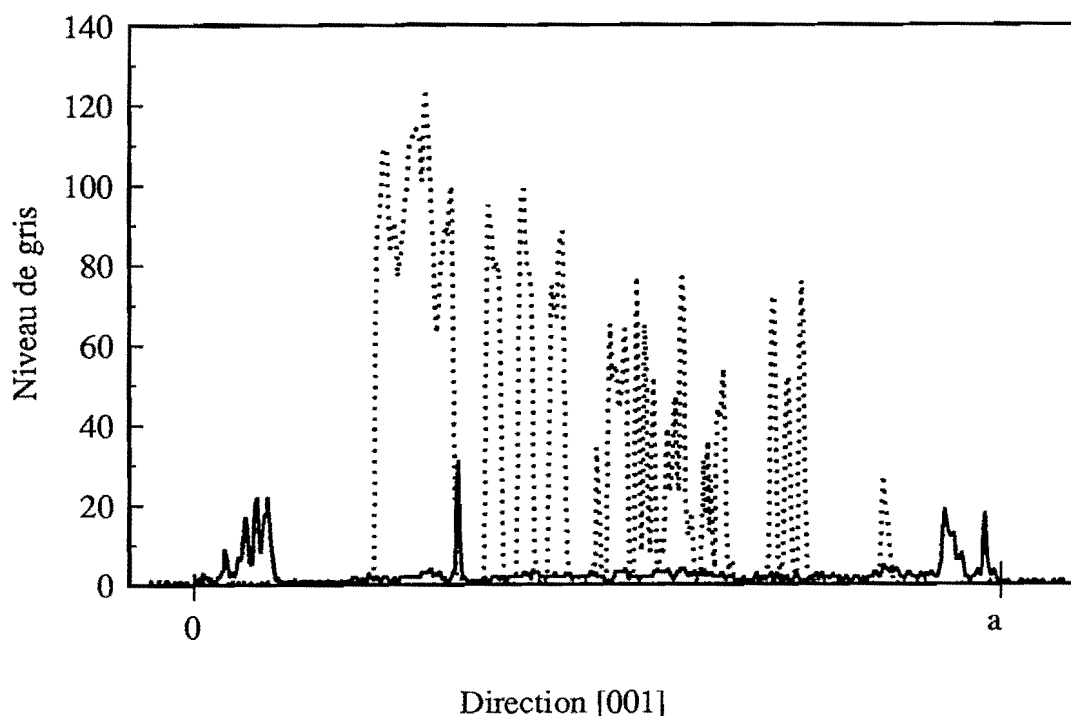


Fig. 7 : Coupes horizontales de la figure 5.a (courbe en pointillés) et de l'acquisition du faisceau pompe dans la direction de la sonde (figure 6).

Vue la résolution élevée et le bon rapport signal à bruit de ce cristal, on pourra l'utiliser dans des expériences de traitements d'images telles que l'interférométrie en temps moyenné [4].

④ - AMPLIFICATION D'IMAGES DANS DES CRISTAUX DE BGO:Cu ET BGO:Nd SOUS CHAMPS CARRÉS.

L'expérience a été décrite dans la première partie au paragraphe ④.4.a. Rappelons que le champ appliqué est de forme carrée car c'est celui-ci qui conduit aux plus grandes résolutions. Pour l'échantillon de BGO:Nd, l'amplitude du champ valait $\bar{E}_0 = 10$ kV/cm sa fréquence étant 2 kHz. La résolution de l'image amplifiée est 14 pl/mm, le facteur d'amplification $\Gamma = 8$. Le facteur limitatif venant du pas important ($\Lambda = 35$ μ m) c'est-à-dire un angle d'incidence entre les faisceaux pompe et sonde de $0^\circ 50'$, cet angle très faible nous a conduit à placer un filtrage spatial sur le faisceau sonde pour améliorer le rapport signal à bruit de l'image amplifiée. C'est ce filtrage spatial qui limite la valeur de la résolution (figure 8).

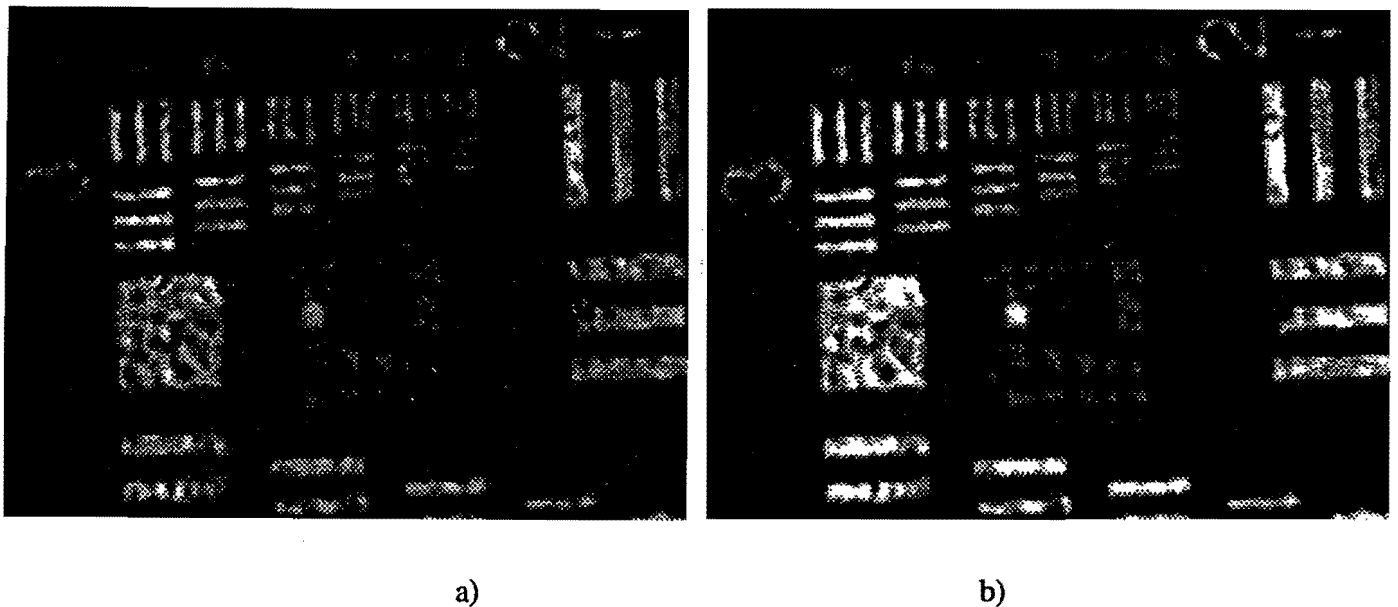


Fig. 8 : a) image non-amplifiée de la mire de résolution au travers du cristal de BGO:Nd.

b) image amplifiée x 8 de la mire. La résolution est de 14 pl/mm. Le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 10$ kV/cm, $f = 2$ kHz).

Ceci nous a amené à utiliser un cristal de BGO:Cu (BGO 87-R) qui avec son importante densité de pièges ($N_A = 2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$) a permis d'atteindre des amplifications satisfaisantes ($\Gamma = 15$) avec un pas de réseau photoinduit plus petit ($\Lambda = 4,2$ μ m) que dans le BGO:Nd. Le

champ appliqué est de forme carrée ($\bar{E}_0 = 18,7$ kV/cm, fréquence $f = 400$ Hz), les intensités des faisceaux pompe et sonde valent respectivement $I_p = 7$ mW/cm², $I_s = 150$ μ W/cm². La résolution atteinte est de 34 pl/mm (figure 9), elle est limitée par le montage optique. Elle est plus importante que celle obtenue avec le BGO:Nd car d'une part, le gain est uniforme sur une plage angulaire d'incidences de la sonde plus large et d'autre part, l'angle pompe-sonde étant plus ouvert, le filtrage spatial employé est moins sévère.

Le rapport signal à bruit mesuré à partir des acquisitions de la diffusion (première partie figure 28) vaut environ 10. Cette valeur plus faible que celle obtenue avec le BGO non dopé s'explique par la moins bonne qualité des faces du BGO 87-R. De plus, pour obtenir une amplification $\Gamma = 15$, nous avons augmenté le rapport pompe-sonde employé lors de l'expérience avec le cristal de BGO sans champ appliqué et le rapport signal à bruit limité par la diffusion est proportionnel au rapport pompe-sonde.

D'autres auteurs [5], avec un cristal de BSO et un dispositif d'amplification mettant en oeuvre un réseau mobile et un champ continu ($E_0 = 4,4$ kV/cm) ont obtenu un facteur d'amplification $\Gamma = 6$ ($G = 2,2$ cm⁻¹) et une résolution de 66 pl/mm mais ne précisent pas la valeur du rapport signal à bruit.

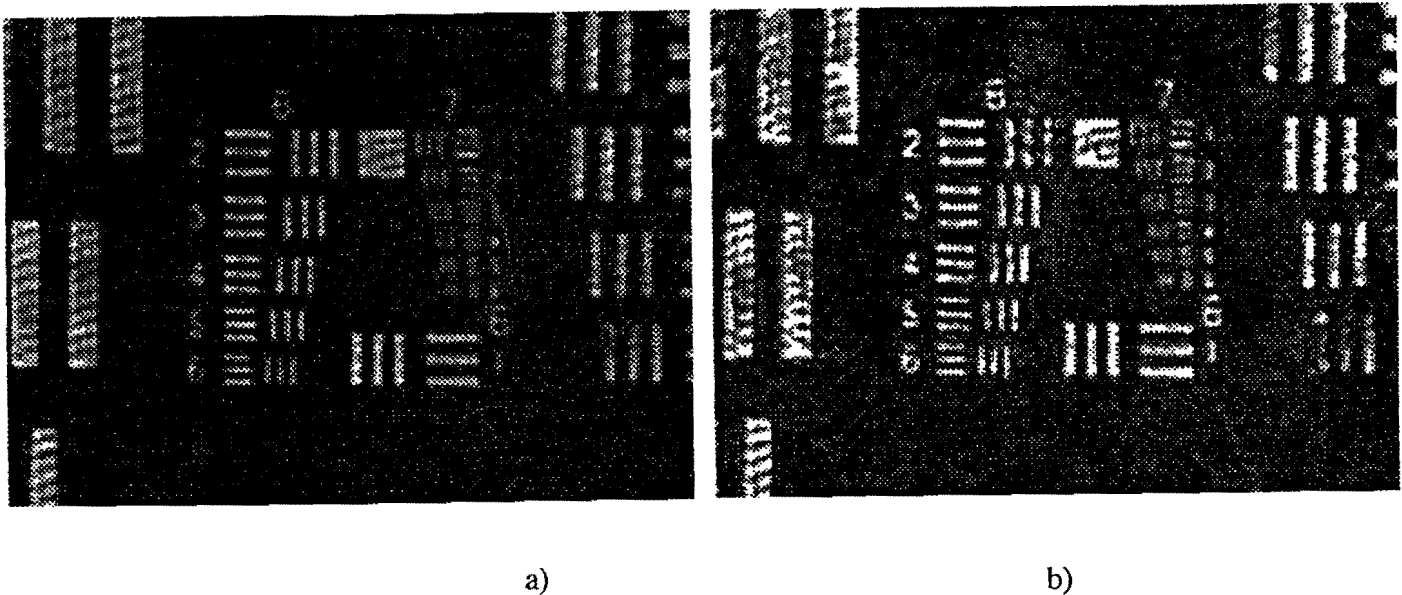


Fig. 9 : a) image non-amplifiée de la mire de résolution avec le cristal de BGO:Cu (BGO 87-R).

b) image amplifiée x 15 de la mire La résolution est de 34 pl/mm. Le champ appliqué est carré ($\bar{E}_0 = 18,7$ kV/cm, $f = 400$ Hz).

④ - ETUDE COMPARATIVE. APPLICATIONS.

Les performances atteintes avec nos différents échantillons sont regroupées dans le tableau suivant :

Cristal	Champ appliqué	Amplification Γ	Gain G (cm^{-1})	Absorption α (cm^{-1}) à 514 nm	Résolution (pl/mm)	Rapport signal à bruit
BGO	aucun	1,4	0,3	0,9	> 66	>> 400
BGO:Nd	champ carré $\bar{E}_0 = 10 \text{ kV/cm}$ $f = 2 \text{ kHz}$	8	4,4	1,1	> 14	non-mesuré
BGO:Cu (BGO 87-R)	champ carré $\bar{E}_0 = 18,7 \text{ kV/cm}$ $f = 0,4 \text{ kHz}$	15	8,5	6	> 34	≈ 10
BaTiO ₃	aucun	2 000	21	0,7	> 53	$\approx 6^*$

* : bruit avant l'état stationnaire dû aux réflexions.

De part la grande diversité de leurs performances, les cristaux photoréfractifs amplificateurs peuvent être utilisés dans de nombreuses applications. Le choix du matériau s'effectuera selon les besoins.

Si une bonne résolution est recherchée sans une amplification très élevée, un cristal de BGO fonctionnant sans champ appliqué pourra être employé. La valeur élevée du rapport signal à bruit permettra d'exploiter les données en dépit de la faible amplification. Ce type d'amplificateur est bien adapté aux expériences d'holographie telles que les mesures interférométriques en temps réel.

Si une amplification plus importante est recherchée avec cette fois-ci une résolution moins élevée, il conviendra d'utiliser un cristal de BGO:Cu avec un champ carré selon les valeurs de l'amplification et de la résolution nécessaires.

Dans des expériences nécessitant une grande valeur de la résolution accompagnée d'une amplification importante, il pourra être fait appel à des cristaux de titanate de baryum. Le rapport signal à bruit sera considérablement amélioré en polissant les faces du cristal et en les traitant antireflet (deuxième partie, paragraphes ②.2.a et ②.2.b). L'absence de champ appliqué et donc l'absence d'effet Joule permet d'amplifier des faisceaux de puissances plus élevées qu'avec un cristal de BGO auquel est appliqué un champ. Une application possible d'un tel cristal amplificateur est la déflexion d'un faisceau lumineux ainsi que décrit dans la deuxième partie.

CONCLUSION.

Nous avons étudié l'amplification et la résolution obtenues avec différents cristaux photoréfractifs. La diversité de ces valeurs nous a montré que selon l'application désirée (holographie dynamique, amplification d'images, déflexion de faisceaux, conjugaison de phase) tel type de cristal pouvait être choisi. Les nombreuses solutions proposées soulignent le réel potentiel d'utilisation des matériaux photoréfractifs.

BIBLIOGRAPHIE

-
- [1] F. LAERI, T. TSCHUDI and J. ALBERS
"Coherent cw image amplifier and oscillator using two-wave interaction in a BaTiO₃ crystal"
Optics Comm., **47**, 387 (1983).
 - [2] Y. FAINMAN, E. KLANCNIK, S.H. LEE
"Optimal coherent image amplification by two-wave coupling in photorefractive BaTiO₃"
Opt. Eng., **25**, 228 (1986).
 - [3] H. RAJBENBACH, A. DELBOULBÉ, and J.P. HUIGNARD
"Noise suppression in photorefractive amplifiers"
Opt. Lett., **14**, 1275 (1989).
 - [4] J.P. HUIGNARD and A. MARRAKCHI
"Two-wave mixing and energy transfer in Bi₁₂SiO₂₀ crystals: application to image amplification and vibration analysis"
Opt. Lett., **6**, 622 (1981).
 - [5] N.A. VAINOS and M.C. GOVER
"High-fidelity image amplification and phase conjugation in photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystals"
Opt. Lett., **16**, 363 (1991).

CONCLUSION GÉNÉRALE

Nous nous sommes attachés tout au long de ce mémoire à l'amplification optique dans des cristaux photoréfractifs.

Dans un premier temps, nous avons appliqué des champs alternatifs à nos cristaux amplificateurs et nous avons optimisé un phénomène de résonance au sujet de l'amplification. L'originalité du phénomène et des conditions expérimentales nous ont amenés à trouver une nouvelle interprétation de l'effet de ces champs. Notre analyse théorique a permis de valider le point de vue adopté. L'amplification avec des champs pulsés symétriques permet de dépasser les limites des techniques usuelles car elle n'est pas limitée par le champ de saturation. Les champs pulsés asymétriques présentent l'avantage de pouvoir s'appliquer aux cristaux ferroélectriques car il n'y a pas avec ces champs de problèmes de renversement de polarisation des domaines cristallins. Comme la plage angulaire sur laquelle l'amplification est uniforme est étroite, ces deux techniques serviront à l'amplification de faisceaux. Nous avons ensuite cherché à amplifier des images avec de hautes résolutions. Du point de vue théorique, nous avons étudié l'amplification et la résolution dans les deux directions de l'image et montré qu'une description correcte de l'amplification devait tenir compte de l'influence de l'effet piézoélectrique sur l'effet électrooptique. Nous avons vu qu'il est nécessaire d'enrober les cristaux pour éviter les problèmes de claquage lorsque nous appliquons des champs élevés à nos échantillons. Le champ électrique adapté à l'amplification d'image est de forme carrée : il permet d'obtenir des amplifications élevées sur de grandes plages angulaires ce qui est intéressant pour atteindre de bonnes résolutions. Nous avons pour chaque résultat expérimental chiffré les résolutions. Nous avons également déterminé la nature du dopage des cristaux pour atteindre les meilleurs résultats. Nous nous sommes intéressés aux sources de bruit dans l'image amplifiée et nous avons montré l'importance de la qualité du poli des faces des échantillons dans ce domaine.

Ensuite, nous avons étudié et développé un système optique s'intégrant dans un dispositif destiné à adresser des faisceaux lumineux pour le marquage d'un plan de commutation holographique. Nous avons analysé et amélioré le rapport signal à bruit du cristal amplificateur inclus dans le système. La nécessité d'appliquer un traitement antireflet pour annuler les oscillations dans les cristaux présentant des gains élevés a été démontrée. La qualité du poli des faces a aussi été étudiée. Nous nous sommes attachés à la qualité du front d'onde en sortie des différents éléments du système (cristal amplificateur, matrice de microlentilles...) et à la caractérisation des aberrations. Nous avons acquis la technique pour augmenter la distance focale des matrices de microlentilles disponibles commercialement.

Enfin, nous avons comparé les performances au niveau de l'amplification, de la résolution d'images et du rapport signal à bruit de plusieurs cristaux. Nous nous sommes particulièrement attachés aux sources de bruit dans nos échantillons et nous avons là aussi montré la nécessité d'appliquer un traitement antireflet sur les faces des échantillons. Un tel traitement sert à faire disparaître les oscillations sur les faces avant-arrière du cristal, les franges d'interférence qui apparaissent dans les images amplifiées. Nous avons aussi montré l'intérêt d'un cristal de BGO non dopé utilisé sans champ appliqué pour les études interférométriques. Ce cristal est intéressant car son rapport signal à bruit est très satisfaisant.

Nom : MATHEY

Prénom : PIERRE

Sujet : Développement d'une nouvelle méthode d'amplification et optimisation des amplificateurs photoréfractifs d'images : application à la déflexion de faisceaux.

Résumé :

Cette étude s'attache à l'optimisation de l'amplification de faisceaux par mélange à deux ondes dans des cristaux photoréfractifs et à leur emploi dans des dispositifs d'amplification d'images et dans un système de déflexion.

Dans un premier temps, nous démontrons que l'application au cristal d'un champ électrique pulsé périodique renforce le transfert d'énergie dans le mélange à deux ondes. L'étude analytique du phénomène montre que la technique des champs pulsés permet de dépasser la limite d'amplification commune aux autres méthodes d'amplification. Cette technique ne permet pas cependant d'amplifier simultanément toutes les fréquences spatiales d'une image de haute résolution. Pour étudier l'amplification d'images, nous avons employé la technique classique du mélange à deux ondes sous champ alternatif carré. L'examen théorique et expérimental de l'amplification nous permet d'optimiser la forme du champ électrique à appliquer et la nature du dopage du cristal à employer pour obtenir une image amplifiée de haute résolution.

Ensuite, nous concevons un système de déflexion de faisceaux s'intégrant dans un dispositif de commutation holographique. Les principaux éléments du système (cristal amplificateur de titanate de baryum et matrice de microlentilles) sont étudiés. On s'intéresse aux aberrations optiques, aux mécanismes physiques responsables du bruit dans le cristal photoréfractif et on montre comment réduire ces sources de bruit.

Enfin, nous présentons des amplifications d'images dans différents cristaux photoréfractifs. Nous comparons les amplifications, les résolutions et les rapports signal à bruit obtenus dans différents échantillons de $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ et un échantillon de BaTiO_3 .

Mots Clés : Optique non-linéaire, Effet Potoréfractif, Amplification d'images, Interconnexion Optique, Oxyde de Bismuth Germanium, Titanate de Baryum.