



HAL
open science

Conception et réalisation d'un système de balayage optique basé sur la mise en cascade de deux défecteurs acousto-optiques

Nabil Ouail

► **To cite this version:**

Nabil Ouail. Conception et réalisation d'un système de balayage optique basé sur la mise en cascade de deux défecteurs acousto-optiques. Electronique. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2009. Français. NNT : 2009VALE0012 . hal-00572791

HAL Id: hal-00572791

<https://hal.science/hal-00572791>

Submitted on 25 Nov 2020

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.

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-
CAMBRÉSIS

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : **ÉLECTRONIQUE**

Par

OUAIL Nabil

Sujet de thèse :

**Conception et réalisation d'un système de balayage
optique basé sur la mise en cascade de deux
déflecteurs acousto-optiques**

Soutenue le 10 Juillet 2009, devant le jury composé de :

Rapporteurs :

Mr Jean LE BIHAN

Professeur, ENIB / RESO, Université Européenne de
Bretagne

Mr Rabah ATTIA

Professeur, Ecole Polytechnique de Tunis

Examineurs :

Mr Marc WUILPART

Professeur, Faculté Polytechnique de Mons

Mr Tadeusz GRYBA

Professeur, IEMN-DOAE, UVHC

Mr Michel POMMERAY

Maître de conférences, IEMN-DOAE, UVHC

Mr Jean-Claude KASTELIK

Professeur, directeur de thèse, IEMN-DOAE, UVHC

Membre invité :

Mr Jean-Claude PONÇOT

Ingénieur Senior, Institut Pierre Vernier, Franche-
Comté

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-
CAMBRÉSIS

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : ÉLECTRONIQUE

Par

OUAIL Nabil

Sujet de thèse :

Conception et réalisation d'un système de balayage
optique basé sur la mise en cascade de deux
déflecteurs acousto-optiques

Soutenue le 10 Juillet 2009, devant le jury composé de :

Rapporteurs :

Mr Jean LE BIHAN

Professeur, ENIB / RESO, Université Européenne de
Bretagne

Mr Rabah ATTIA

Professeur, Ecole Polytechnique de Tunis

Examineurs :

Mr Marc WUILPART

Professeur, Faculté Polytechnique de Mons

Mr Tadeusz GRYBA

Professeur, IEMN-DOAE, UVHC

Mr Michel POMMERAY

Maître de conférences, IEMN-DOAE, UVHC

Mr Jean-Claude KASTELIK

Professeur, directeur de thèse, IEMN-DOAE, UVHC

Membre invité :

Mr Jean-Claude PONÇOT

Ingénieur Senior, Institut Pierre Vernier, Franche-
Comté

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé au sein du département d'Opto-Acousto-Électronique de l'Institut d'Électronique et de Microélectronique du Nord (IEMN-DOAE), situé sur le campus de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, et dirigé par Monsieur le professeur Bertrand NONGUAILLARD. Qu'il trouve ici l'assurance de ma reconnaissance pour m'y avoir accueilli.

Je remercie Monsieur Tadeusz GRYBA, professeur à l'IEMN-DOAE, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Sa lecture minutieuse de ce rapport a permis son perfectionnement.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Jean LÉ BIHAN, professeur à ENIB / RESO, Université Européenne de Bretagne et Monsieur Rabah ATTIA Professeur, Ecole Polytechnique de Tunis, d'avoir accepté la tâche de rapporteur. Leur expertise dans leurs domaines respectifs et leur œil critique ont permis de clarifier des points essentiels du sujet étudié dans cette thèse.

Je remercie aussi Monsieur Marc WUILPART, Professeur à la Faculté Polytechnique de Mons, d'avoir accepté d'être membre de mon jury et aussi pour l'intérêt qu'il a manifesté en examinant cette étude.

Je remercie aussi Monsieur Jean-Claude PONÇOT, Ingénieur Senior, Institut Pierre Vernier, Franche-Comté, d'avoir accepté d'être membre invité à mon jury.

Monsieur Jean-Claude KASTELIK a été un directeur de thèse remarquable. Son impressionnante expérience dans le domaine de l'acousto-optique m'a été très profitable. J'ai énormément appris et progressé à ses côtés tant du point de vue scientifique que de la méthode de travail.

Je suis très reconnaissant à Monsieur Michel POMMERAY, qui m'a fait profiter de ses compétences étendues tout au long de ce travail. L'expérience et le soutien constant qu'il m'a offerts, l'enthousiasme communicatif avec lequel il a participé à cette étude m'ont toujours été très précieux.

Enfin, je ne serai oublier l'ensemble des membres du laboratoire IEMN-DOAE pour l'accueil chaleureux qu'ils m'ont manifesté et de m'avoir fait bénéficier de leurs compétences dans le domaine.

Par ailleurs, j'exprime toute ma gratitude à ma famille et particulièrement à ma mère, mon père, mon frère et toutes mes sœurs qui m'ont toujours supporté et guidé de manière juste et exemplaire. Leur écoute et leurs conseils durant ces quelques années m'ont été très précieux.

Je voudrais enfin remercier tous ceux qui ont contribué, d'une façon ou d'une autre, à la réalisation de ce travail.

Résumé

Les déviateurs acousto-optiques jouent un rôle important dans un grand nombre d'applications pour le balayage 1D ou 2D de faisceaux lumineux pour la restitution d'images, l'adressage aléatoire ou l'analyse spectrale. Un dispositif comportant 2 défecteurs acousto-optiques mis en cascade a été conçu et réalisé. Il permet de doubler les performances actuelles des déviateurs acousto-optiques en Paratellurite dans le domaine visible, à savoir une bande passante globale de *100 MHz*, un temps d'accès de *1,5 μ s* et un nombre de directions distinctes égal à *120*.

Mots clés : Défecteur, Acousto-optique, Paratellurite.

Abstract

Acousto-optic deflectors (AODs) take an important place in many applications requiring optical scanning devices in 1D or 2D such as image restoration, random addressing or spectrum analysis. A device based on two cascaded AODs was designed. This configuration allows doubling the current performances of DAOs in the visible light, namely a bandwidth of *100 MHz*, a short access time $\tau = 1.5 \mu\text{s}$ and *120* separable spots have been measured.

Keywords: Deflector, Acousto-optic, Paratellurite.

Sommaire

Introduction générale	1
Chapitre I : Etat de l'art	4
I.1- Introduction	4
I.2- La résolution	5
I.2.1- Définition	5
I.2.2- Critères de résolution.....	7
I.2.3- Le contraste	9
I.3- Système Opto-Mécanique	10
I.3.1- Miroir Galvanométrique.....	10
I.3.2- Miroir polygonal.....	14
I.4- MEMS (Microsystème électromécanique)	16
I.4.1- Définition	16
I.4.2- L'actionnement électrostatique	16
I.4.3- L'actionnement électrothermique.....	21
I.4.4- L'actionnement électromagnétique	25
I.4.5- L'actionnement piézoélectrique	27
I.4.6- Performance	32
I.5- Système électro-optique	33
I.5.1- Le principe général	33
I.5.2- Le tenseur électro optique	33
I.5.3- Les déviateurs électro-optiques.....	39
I.5.4- Performances.....	41
I.6- Système acousto-optique	41
I.7- Conclusion	43

Chapitre II : Déflecteur Acousto-optique	46
II.1- Introduction.....	46
II.2- Généralités	46
II.3- Interaction isotrope et anisotrope.....	49
II.4- Principales caractéristiques de la Paratellurite (TeO₂)	52
II.4.1- Introduction	52
II.4.2- Caractéristiques optiques du TeO ₂	52
II.4.3- Caractéristiques acoustiques de TeO ₂	56
II.5- Déflecteur acousto-optique	67
II.6- Interaction anisotrope tangente	67
Chapitre III : Mise en cascade de deux déflecteurs	73
III.1- Introduction.....	73
III.2- Principe de fonctionnement	74
III.3- Conception des 2 déflecteurs en Paratellurite	75
III.3.1- Choix des coupes acoustiques	80
III.3.2- Conception et réalisation des déflecteurs.....	82
III.4- Mise en place du dispositif	88
III.5- Mesure de la résolution.....	92
III.6- Conclusion	94
Conclusion générale et perspectives.....	97
Bibliographie.....	100

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein du département Opto Acousto Electronique de l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologies et de l'Université de Valenciennes, et concernent la conception et la réalisation de défecteurs acousto-optiques. Le laboratoire possède une expérience acquise durant de nombreuses années dans le domaine de l'interaction acousto-optique aussi bien sur le plan théorique qu'expérimental.

Les fonctions optiques réalisables par un composant acousto-optique sont essentiellement la modulation, le filtrage, et la déviation de faisceaux. Cette dernière fonction est sans aucun doute une fonction fondamentale dans bon nombre de systèmes : la projection de textes, de graphique ou d'image vidéo, le balayage de faisceaux pour des animations laser (« laser show »), le piégeage d'atomes, la reprographie etc....

Le grand intérêt d'un défecteur acousto-optique est la possibilité d'adresser un faisceau lumineux dans une direction donnée sans mouvement de pièce mécanique avec un temps de réponse relativement

court.

Cependant les performances des défecteurs acousto-optiques sont limitées par à la fois leur bande passante et leur rendement d'interaction. De même, l'interaction est le plus souvent sensible à la polarisation de l'onde lumineuse incidente. Dans ce travail nous nous sommes intéressés à un mode d'interaction particulier, appelé l'interaction anisotrope tangente. Parmi les différents matériaux d'interaction, nous avons privilégié la Paratellurite (TeO_2) du fait de sa grande efficacité d'interaction. Cependant la bande passante, paramètre clé pour un défecteur acousto-optique est relativement limitée. C'est pourquoi nous proposons un dispositif original associant deux défecteurs en cascade conçus et réalisés spécialement. Cette configuration permet de doubler la bande passante, tout en conservant un rendement d'interaction élevé sans augmentation du temps de réponse.

Pour ce qui concerne la réalisation pratique des composants, les opérations se déroulent de la manière suivante : le composant est entièrement conçu au laboratoire (dimensions, angle de coupe des faces optiques et acoustiques, mode d'interaction, fréquence de travail...). La réalisation est sous traitée, le plus souvent auprès de la société AA Opto en région parisienne. Le collage des transducteurs, l'amincissement, le dépôt d'électrode, la mise en boîtier et l'adaptation d'impédance sont réalisés au laboratoire.

Le manuscrit est divisé en 3 grandes parties. Le premier chapitre traite des dispositifs de déflexion qu'ils soient opto-mécaniques, électro-optiques et acousto-optiques, le deuxième chapitre rappelle les principales caractéristiques de la Paratellurite dans le cas d'une interaction avec l'onde acoustique transversale lente. L'interaction anisotrope tangente y est ensuite présentée car elle constitue le mode d'interaction des défecteurs conçus et mis en place dans ce travail.

Dans le troisième chapitre, nous décrivons le dispositif de déflexion

basé sur la mise en cascade de deux composants, pour une utilisation à la longueur d'onde *514 nm*.

Nous insistons sur le choix des fréquences centrales d'interaction afin que ces deux défecteurs fonctionnent de manière complémentaire. Les caractéristiques géométriques sont détaillées. Chacun des deux défecteurs est caractérisé du point de vue de la bande passante. La mise en cascade est décrite et la mesure de la résolution ou nombre de directions distinctes adressables est précisée.

Globalement, le dispositif présente une bande passante de *100 MHz* (le double d'un défecteur standard) avec un rendement de diffraction supérieur à *60%*.

Chapitre I

ETAT DE L'ART

I.1- INTRODUCTION

Le changement de direction d'un faisceau lumineux est une opération nécessaire dans un grand nombre d'applications telles que l'afficheur rétinien virtuel (Virtual Retinal Display) [TIM2005] [SIL2003], l'écran monté sur la tête (Head Mounted Display) [GAN2005], le microscope photonique [IYE2006], le vidéoprojecteur Haute Définition [AND2008].

Un déviateur optique est un composant permettant de contrôler la direction d'un faisceau lumineux. Grâce à ce système, il est possible de dévier le faisceau incident d'un angle θ , soit à partir d'une pièce en mouvement (système Optomécanique et MEMS), soit à partir de la modification de l'indice de réfraction (système électro-optique et Acousto-optique). Les principaux critères caractérisant ces systèmes de déviations sont : la résolution, l'angle total de déviation et la fréquence de balayage. La résolution se définit par le nombre de points sur un plan image. En se basant sur le critère de résolution de Rayleigh [BHA1971], la plus petite distance possible entre deux points peut être déterminée.

Ce chapitre présente un état de l'art concernant les systèmes et les

composants de déviation optique.

Il explique en détail le critère de résolution et tous les systèmes de déviation sont présentés : Optomécanique, MEMS, électro-optique, et les systèmes de déviation acousto-optique. Les systèmes Optomécaniques contiennent uniquement deux types de miroir (galvanométrique et polygonal) contrairement aux MEMS qui se déclinent en quatre types d'actionnement, à savoir électrostatique, électrothermique, électromagnétique et piézoélectrique.

Cette étude des différents systèmes de déviation s'organise autour des points suivants :

- Le principe général et le phénomène physique pour chaque système de déviation.
- Les propriétés de base des composants et des matériaux concernant les systèmes de déviation.
- Différentes équations pour le calcul du plus petit angle de déviation, l'angle total de balayage ainsi que la résolution.
- Les performances et les récentes avancées pour chaque système.

Pour conclure ce premier chapitre, un tableau de synthèse regroupant toutes les caractéristiques de chaque système de déviation est présenté.

1.2- LA RESOLUTION

1.2.1- Définition

Une image avec beaucoup de points est dite de haute résolution et très nette. Plus la résolution est élevée, plus le nombre de points est important et meilleure est la qualité de l'image.

En optique, le pouvoir de résolution d'un système optique désigne sa capacité à distinguer des détails fins. Il est défini comme étant la distance angulaire minimale entre deux éléments d'un objet permettant d'en obtenir deux points séparés ; on dit alors que l'objet est résolu.

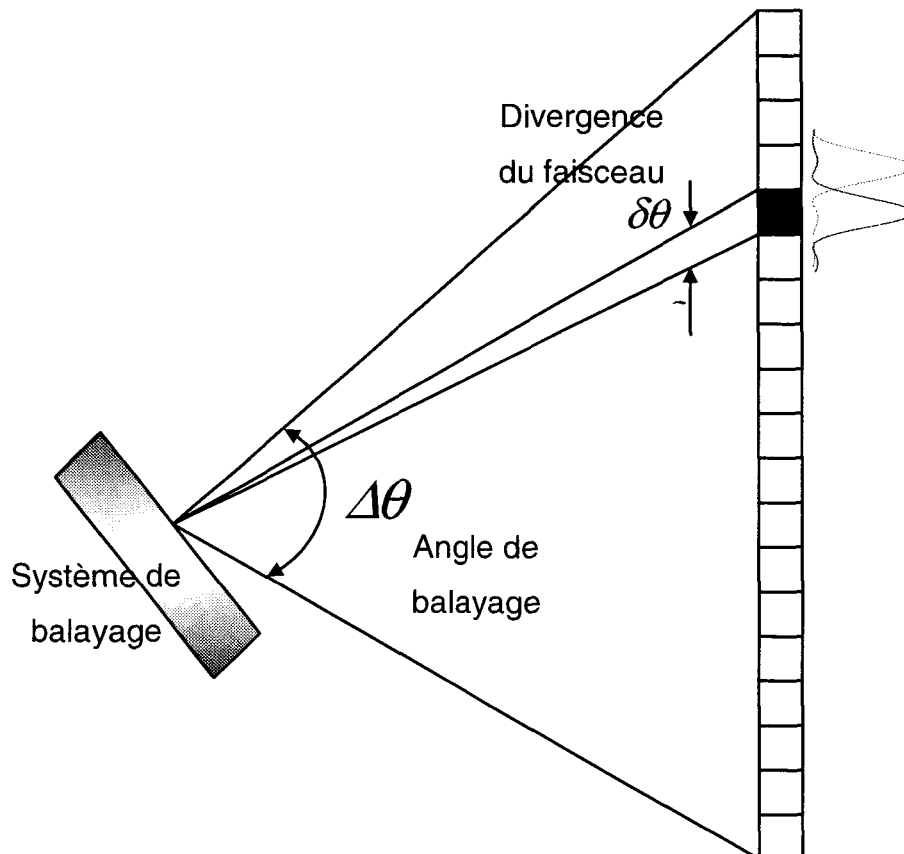


Figure 1.1 : La résolution d'un système de balayage

La résolution est la capacité de distinguer des détails fins tout en conservant la clarté. C'est également le nombre total de points N composant une image. Ce dernier est le rapport de l'angle total du balayage $\Delta\theta$ sur la divergence du faisceau $\delta\theta$ [WOL2005] :

$$N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} \quad (1.1)$$

$$\text{Avec :} \quad \delta\theta = a \frac{\lambda}{D} \quad (1.2)$$

Où λ : la longueur d'onde, D : le diamètre du faisceau incident et a : un facteur varié en fonction du type d'ouverture (circulaire, rectangulaire ou gaussienne)

Finalement, la résolution est exprimée par la relation suivante :

$$N = \frac{\Delta\theta.D}{a.\lambda} \quad (1.3)$$

I.2.2- Critères de résolution

Le Critère de Rayleigh

Celui-ci permet de calculer la distance transversale minimale entre deux points, dont ce système optique donne des images distinctes. Deux faisceaux de diffraction peuvent être séparés quand le déplacement angulaire δ de faisceau est égal ou supérieur au demi-angle de divergence.

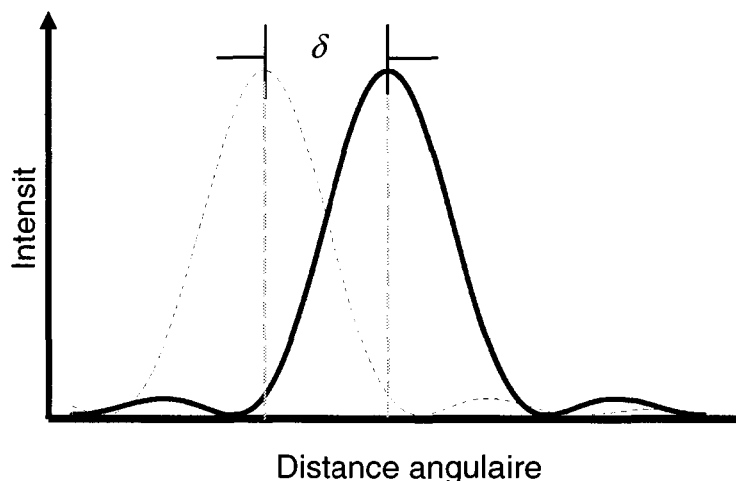


Figure 1.2 : Les taches de diffraction sont distinguées : le premier minimum dû à la diffraction du premier faisceau coïncide avec le maximum du second faisceau.

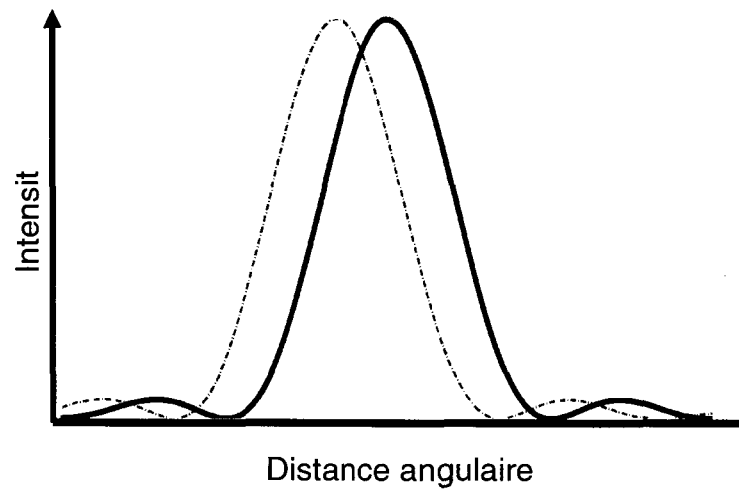


Figure 1.3 : Les taches de diffraction ne sont pas distinguées : la distance angulaire entre les deux maxima est inférieure à δ

Ce critère est particulièrement adapté à la détermination de la résolution des systèmes diffractant.

Le critère de Sparrow

D'après Sparrow, deux faisceaux peuvent être séparés quand l'intersection entre les deux figures de diffraction se situe à 50% du maximum d'intensité.

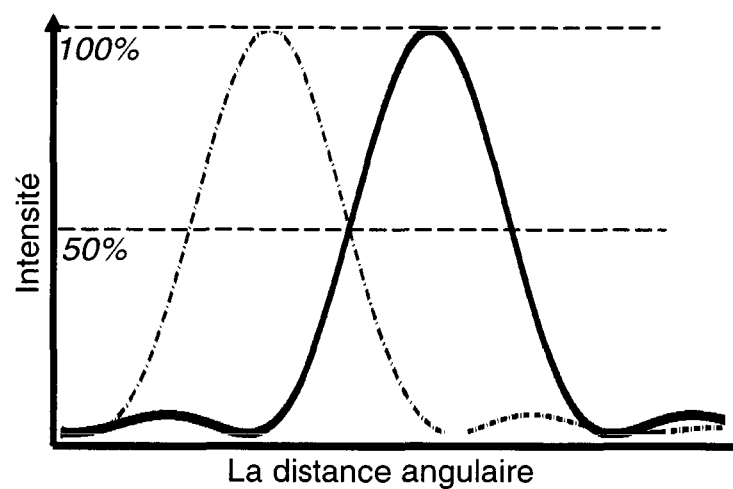


Figure 1.4 : discrimination de deux faisceaux lumineux (Sparrow)

Cette séparation a également lieu quand la somme de deux figures de diffraction devient un sommet plat. Ce critère est beaucoup utilisé en astronomie. Il est en effet bien adapté aux faisceaux peu ou pas diffractés.

I.2.3- Le contraste

Il existe un facteur jouant un rôle très important dans la qualité de l'image: il s'agit du contraste. Ce dernier peut se définir comme étant la capacité à différencier deux régions distinctes. Ces dernières possèdent une intensité suffisamment grande. Cette première propriété ne doit pas être confondue avec la résolution d'un système optique. En effet, celle-ci se caractérise comme étant la distance minimale pouvant être observée entre deux points proches. Afin de caractériser la capacité de résolution d'un système optique, il est nécessaire de s'appuyer sur la notion de contraste. Effectivement, avec le phénomène de diffraction, l'image d'un point n'est pas un point mais une tâche. Lorsque deux points sont extrêmement proches alors le contraste diminue.

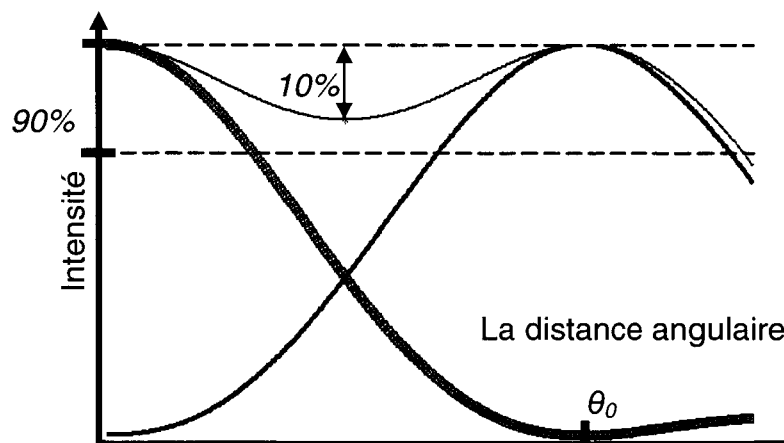


Figure 1.5 : discrimination de deux faisceaux lumineux dans le cas de Rayleigh

La diffraction d'une source lumineuse sur un écran donne une distribution d'intensité. En gardant la première distribution d'intensité, on obtient une deuxième distribution d'intensité en effectuant un décalage

angulaire de θ_0 .

Afin que ces deux distributions d'intensité représentant deux points visibles, le critère de résolution de Rayleigh doit être appliqué. Ce critère donne un contraste (C) de 10 %, $C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$ ou I_{max} et I_{min} représentent respectivement le maximum et le minimum de la somme des deux distributions d'intensité.

I.3- SYSTEME OPTO-MECANIQUE

I.3.1- Miroir Galvanométrique

Un Miroir galvanométrique utilise le principe du galvanomètre pour dévier un faisceau laser [KAD1999]. Les déplacements du miroir sont assurés par un champ électromagnétique.

Principe de fonctionnement du galvanomètre

Initialement un galvanomètre est un instrument qui sert essentiellement à mesurer l'intensité du courant électrique et qui peut prendre plusieurs formes. Cependant, quelque soit leur forme, tous les galvanomètres se basent sur le même principe, à savoir un courant électrique circulant dans un conducteur qui produit un champ magnétique. Il est possible d'utiliser ce champ magnétique pour déplacer un aimant mobile. Plus l'intensité du courant est élevée, plus l'intensité du champ magnétique le sera aussi.

Principe physique

Le galvanomètre à cadre mobile se compose d'un cadre léger, sur lequel est enroulé un fil conducteur fin, formant une bobine plate de N spires. Ce cadre est soutenu par deux pivots parcouru par le courant I (figure 1.6).

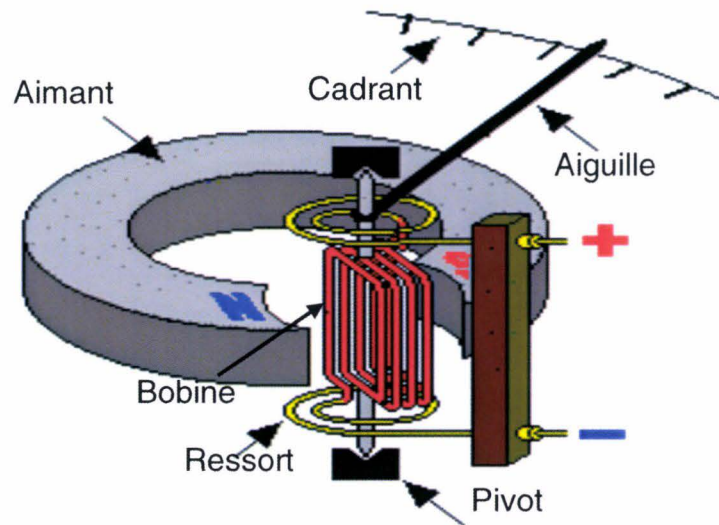


Figure 1.6 : un galvanomètre [GAL]

Le courant circulant dans la bobine produit un champ magnétique faisant tourner l'aiguille. La rotation s'arrête lorsque ce moment de torsion est compensé par le moment de rappel élastique du fil de torsion.

Calcul de petits angles de déflexion

Soit une bobine plate placée dans un champ magnétique homogène H et dans laquelle circule un courant électrique (figure 1.7). Le moment de torsion agissant sur la bobine est donné par :

$$M = m \cdot B = m \cdot \mu_0 \cdot H \quad (1.4)$$

Où : $m = N \cdot I \cdot S$ est le moment magnétique de la bobine, avec

N = nombre de spires

$S = a \cdot b$ = surface d'une spire

I = intensité du courant

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{Vs/Am}$$

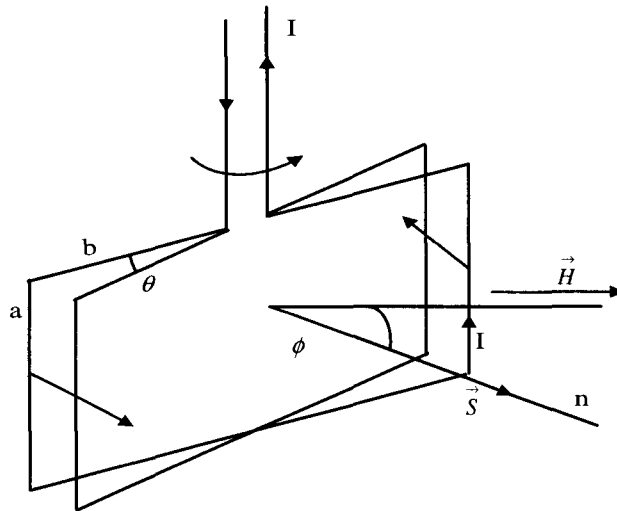


Figure 1.7 : Mouvement d'un miroir galvanométrique

A l'équilibre, le moment de torsion M est égal au moment élastique de rappel du fil de suspension :

$$M_{fil} = -D.\alpha \quad (1.5)$$

Où : D est la constante de torsion du fil et α l'angle de rotation du cadre. De la condition de l'équilibre : la somme des moments des forces = 0, on tire :

$$M + M_{fil} = 0 \quad (1.6)$$

$$\text{D'où :} \quad \mu_0 . H . N . I . S = D . \alpha \quad (1.7)$$

L'angle de rotation est alors proportionnel au courant :

$$\alpha = \left(\frac{\mu_0 . H . N . S}{D} \right) . I \quad (1.8)$$

Exemple d'un miroir galvanométrique

Dans la figure 1.8, le rotor est solidaire de son axe avec des roulements placés au dessus et en dessous. L'axe sort du logement du module de balayage afin qu'un miroir puisse être fixé sur ce dernier.

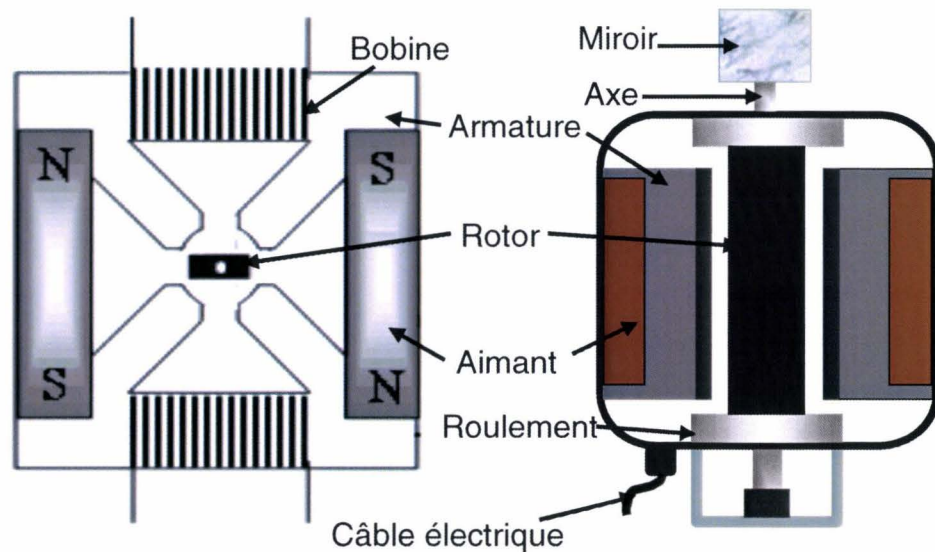


Figure 1.8 : Exemple d'un miroir galvanométrique (a) vue du dessus (b) vue de côté

Quand un courant est appliqué aux enroulements d'entraînement, l'axe se déplace dans la direction déterminée par la polarité du champ. Le miroir tourne alors dans la même direction (X ou Y) pour donner une plage de déviation de faisceaux lumineux.

Performance du système

Avec ce système de déviation par miroir galvanométrique, un angle de 80° (angle total de déflexion) avec un temps de réponse de $150\ \mu s$ peut être atteint [AYL1999], soit avec une bobine mobile soit avec un aimant mobile. Un autre système de balayage basé sur un miroir galvanométrique peut effectuer une rotation d'un angle de 45° avec une résolution de $7 \cdot 10^{-4}$ degrés et une longueur d'onde de $1064\ \text{nm}$ [BEL2008]. Cette technologie est largement utilisée dans différents dispositifs tel que le balayage à deux dimensions [YAJ2008] et les microscopes [FER1999] [JUN2005] [MIN2007],

I.3.2- Miroir polygonal

Le miroir polygonal est un ensemble de miroirs plans identiques formant une couronne montée sur un moteur synchrone. Ce type de moteur permet une vitesse de rotation sans glissement [POL2002].

La figure 1.9 illustre un miroir polygonal à 8 faces et un moteur synchrone permettant une rotation du miroir polygonal.

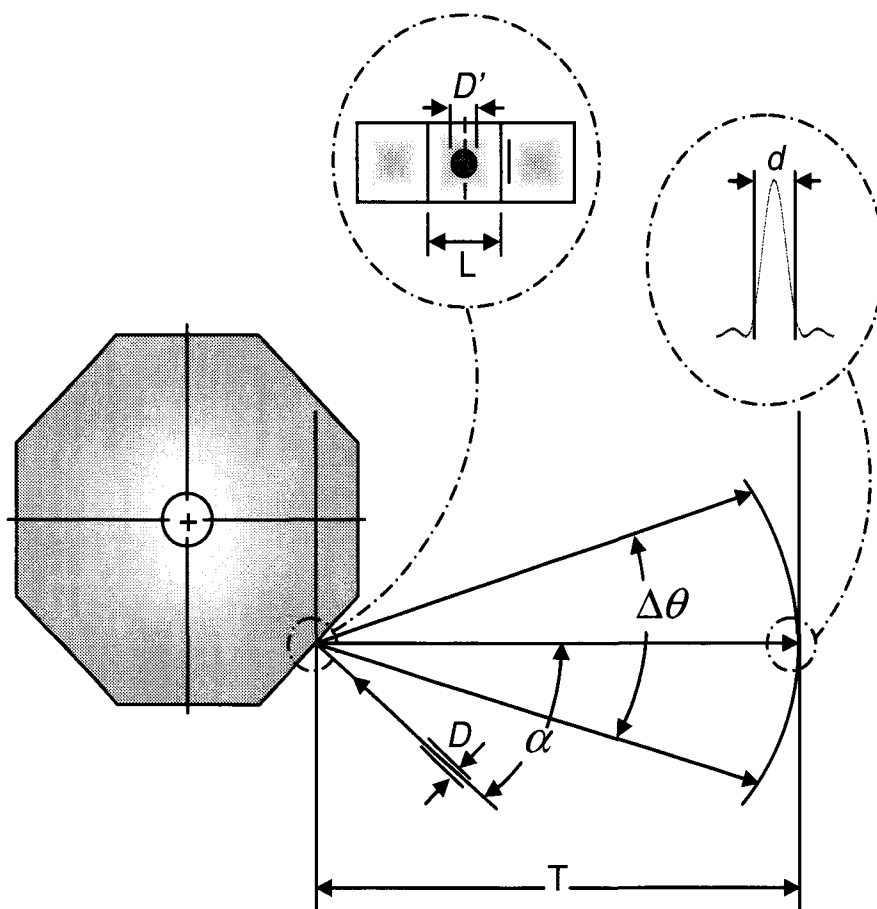


Figure 1.9 : Principe de fonctionnement

Le nombre de facettes n peut être exprimé par la formule suivante :

$$n = \frac{720C}{\Delta\theta} \quad (1.9)$$

Où C et $\Delta\theta$ représentent respectivement la période et l'angle total de balayage. En se basant sur le critère de Rayleigh, le diamètre du faisceau incident est donné par la relation suivante :

$$D = \frac{1,27 \lambda T}{d} \quad (1.10)$$

Avec T la distance du balayage entre le miroir et le plan d'observation, d le diamètre du faisceau à $1/e^2$ d'intensité et λ la longueur d'onde.

La longueur L de la facette est exprimée par l'équation suivante :

$$L = \frac{D' + 1}{1 - C} \text{ avec } D' = \frac{1.5D}{\cos(\alpha/2)} \quad (1.11)$$

Finalement le diamètre du polygone est représenté par la relation suivante :

$$Diam = \frac{L}{\tan(180/n)} \quad (1.12)$$

Cet effet de mouvement rotatif du miroir garantit un balayage du faisceau laser avec une vitesse et une résolution importantes.

Performances

Les miroirs polygonaux présentent des avantages par rapport aux autres technologies concurrentes comme l'angle de balayage. Jusqu'à présent, il s'agit de la meilleure méthode utilisée pour garantir un balayage sous un angle maximum ($0 - 180^\circ$). L'inconvénient majeur est la fréquence de balayage (4KHz) ainsi que la précision [AMY2003] [CLA1979]. Ce système est employé dans plusieurs appareils comme les imprimantes laser et les microscopes optiques [TAD1978] [KIM1999].

I.4- MEMS (MICROSYSTÈME ELECTROMÉCANIQUE)

I.4.1- Définition

Les microsystèmes sont définis comme étant des systèmes microscopiques intelligents permettant l'association d'éléments mécaniques, optiques, électromagnétiques, thermiques et fluidiques à l'électronique sur des substrats de semi-conducteurs. Les Américains sont à l'origine de l'acronyme MEMS ayant pour signification **Micro Electro Mechanical System**.

Les fonctions mécaniques sont assurées par les MEMS au sein des moteurs, des pivots, ainsi que des composants électriques et optiques, comme les commutateurs [JIA2009], étant situé sur une puce unique d'une taille allant d'un micromètre à une dizaine de millimètres.

Les premiers développements des MEMS sont apparus au début des années 70. Par contre, la commercialisation a eu lieu au début des années 90, dans le milieu informatique mais aussi dans le milieu médical [WUX2008], aérospatial [RAJ2004] et dans le domaine de la défense. Suite à cela, Texas Instruments a développé les miroirs électrostatiques afin de permettre la création de vidéoprojecteurs et d'accéléromètres fabriqués par Analog Device pour les airbags [PUE2002].

Il est possible de distinguer plusieurs principes physiques permettant de réaliser des actions électromécaniques. Par la suite, les quatre principes les plus connus seront cités.

I.4.2- L'actionnement électrostatique

Une pièce mobile est mise en mouvement grâce à une force électrique. Ceci est le résultat de l'application d'une différence de potentiel entre la pièce mobile et une électrode fixe. Les deux parties de l'actionneur ont tendance à se rapprocher grâce à la force électrostatique générée par la différence de potentiel appliquée entre les deux plaques.

Les déplacements qui en résultent peuvent être dans le sens vertical ou horizontal. Ce type d'actionnement trouve ses applications dans différents dispositifs MEMS tels qu'interrupteurs [LEE2006], résonateurs [MAC2006], miroirs [WAN2006],...

Les phénomènes mis en jeu dans cet actionnement ainsi que quelques exemples de structures réalisées et mettant en œuvre cet actionnement sont mis en lumière par ce développement.

Phénomènes physiques

Deux électrodes, l'une fixe et l'autre mobile, composent une structure mettant en œuvre un actionnement électrostatique. L'électrode mobile est attirée vers l'électrode fixe lorsqu'un champ électrique est appliqué entre les deux électrodes.

La zone de déplacement stable ne pourrait en aucun cas dépasser un seuil appelé « tension de seuil » à partir duquel l'électrode mobile vient se coller brutalement sur l'électrode fixe. L'électrode mobile retourne à sa position initiale lorsque la tension d'actionnement est coupée.

Lorsqu'une tension est appliquée entre les deux électrodes, l'électrode mobile subit l'attraction électrostatique \vec{F}_e , due au potentiel appliqué, et une force de rappel, \vec{F}_m , due au ressort.

La force électrostatique exercée sur l'armature mobile est une fonction linéaire de la quantité de charge Q , présente sur les armatures et donnée par l'expression suivante [FRI1994]:

$$\vec{F}_e = \frac{1}{2}QE \vec{E} \quad (1. 13)$$

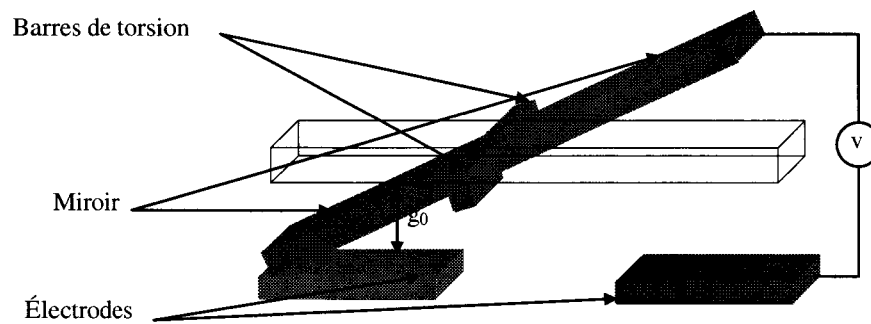


Figure 1.10 : Actionnement électrostatique

Où \vec{E} est le champ électrostatique résultant de la différence de potentiel.

En remplaçant Q par $\epsilon_0 \frac{SV}{g_0}$ et E par $\frac{V}{g_0}$ (où ϵ_0 est la permittivité du vide ($8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$) avec $\epsilon_0 = 1$ pour le diélectrique qui est l'air, S est la surface en regard commune aux deux électrodes, V la différence de potentiel appliquée entre les armatures et g_0 l'épaisseur du diélectrique), on obtient alors l'expression de la force électrostatique :

$$F_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \frac{SV^2}{g_0^2} \quad (1.14)$$

La force mécanique de rappel est une fonction linéaire de coefficient de raideur K . Elle est donnée par la formule suivante :

$$F_m = Kz \quad (1.15)$$

Où z est le déplacement de la plaque mobile vers l'électrode. On utilise les formules (1.14) et (1.15) des deux forces électrostatique et mécanique de rappel. On peut déterminer la tension de seuil pour laquelle la membrane est attirée vers l'électrode.

L'équilibre de la structure est obtenu lorsque les deux forces sont égales, ce qui est exprimé par la formule suivante :

$$F_e = F_m \Leftrightarrow V = \sqrt{\frac{4Kz(g_0 - z)^2}{\epsilon_0 S}} \quad (1.16)$$

Après la présentation des phénomènes physiques intervenant dans un miroir à actionnement électrostatique, il est nécessaire de développer un exemple d'un miroir électrostatique.

Exemple d'un miroir électrostatique (DMD)

Le dispositif micromiroir numérique ou DMD est une technologie développée par Texas Instruments en 1983 [MAT2008]. Elle est composée d'une matrice des micromiroirs orientables selon deux positions 1 ou 0 (système bistable). Cette technologie est concurrente de celle des cristaux liquides, elle est aussi utilisée dans le domaine de la vidéoprojection par exemple. Un vidéoprojecteur tri-DMD est composé de trois matrices, une pour chaque couleur primaire (rouge, vert et bleu). Grâce à cette technologie la luminosité augmente et le contraste reste le même sur toute la surface de l'écran. Les DMDs sont fabriqués en utilisant des technologies de traitement similaires à celles qui s'appliquent pour la fabrication des circuits intégrés. Cette technologie est basée sur la production d'une série des miroirs, chaque miroir représente un pixel placé sur un circuit CMOS. La figure 1.11 représente des photos du dispositif.

Dans les DMDs, les miroirs ont été fabriqués avec une largeur de $17 \mu m$, la distance entre deux pixels est de l'ordre de $1 \mu m$ et l'angle d'inclinaison maximal de chaque miroir est de $\pm 10^\circ$. L'écart entre les pixels adjacents a été réduit à $0,8 \mu m$. Les modèles les plus récents utilisent des pixels d'une largeur de $13,8 \mu m$ ou $10,3 \mu m$ et un angle d'inclinaison de $\pm 12^\circ$ [MAT2008].

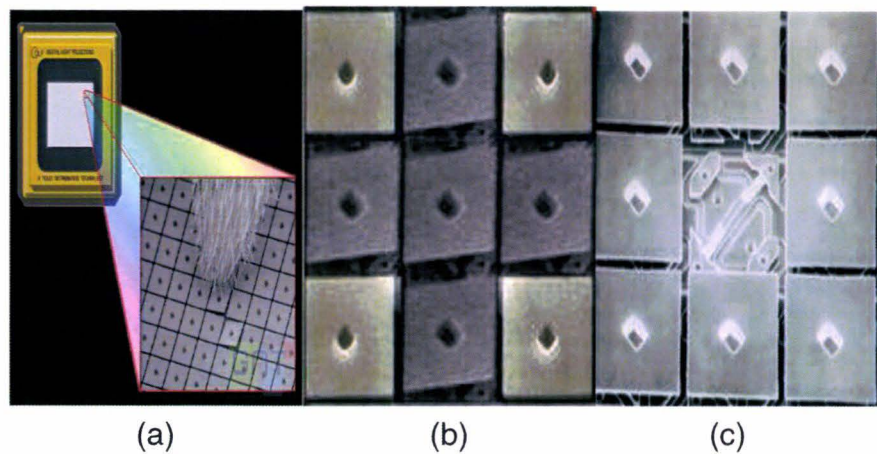


Figure 1.11 : (a) une puce DMD avec une vue microscopique de ses miroirs ; (b) les micromiroirs constituant un DMD ; (c) vue d'une structure d'un miroir (Texas Instrument, Inc.).

Cette technologie est basée sur l'actionnement électrostatique [MAT2008]. La figure 1.12 représente un dispositif de balayage basé sur un micromiroir biaxial.

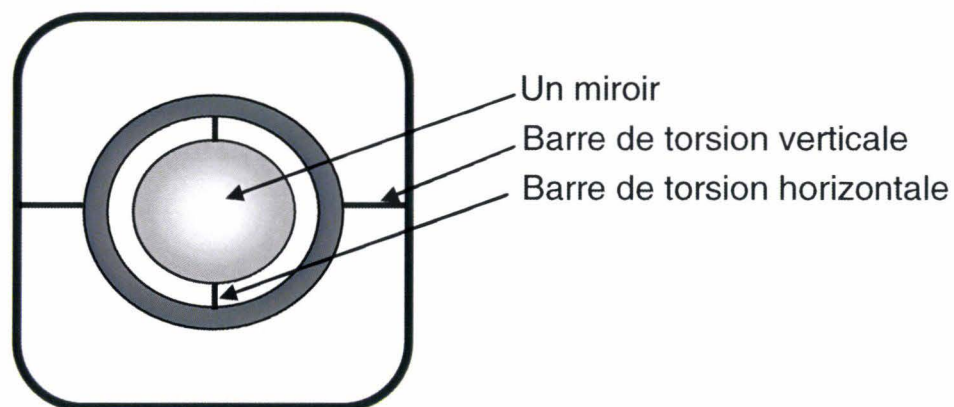


Figure 1.12 : Dispositif de balayage biaxial.

Dans ce système, le miroir est de l'ordre de 1 mm à 5 mm de diamètre, la plaque du miroir pivote de deux manières autour de ses bras de torsion suivant que l'une ou l'autre des électrodes fixes présente sur le substrat est activée. On peut alors obtenir une double inclinaison. La fréquence du balayage vertical est de l'ordre de 60 Hz par contre le

balayage horizontal est rapide (de l'ordre de 20 KHz).

La figure 1.13 représente un miroir électrostatique pivotant à double inclinaison.

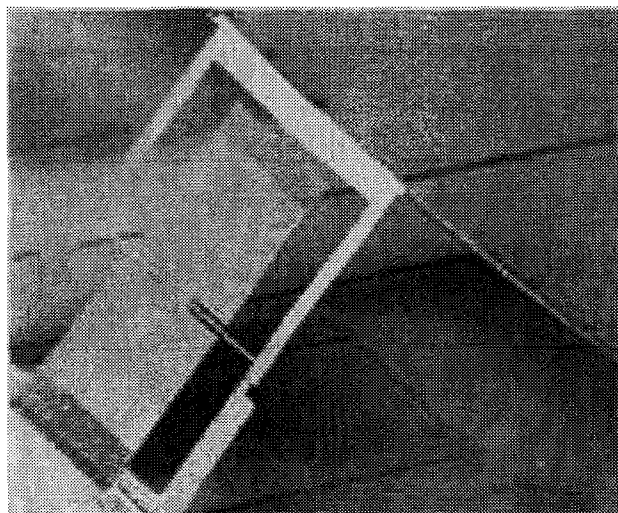


Figure 1.13 : Exemples de réalisation d'un miroir électrostatique pivotant à double inclinaison [JOH2000].

I.4.3- L'actionnement électrothermique

Par rapport aux actionnements électrostatiques, les actionnements électrothermiques présentent l'avantage de développer un déplacement et une force, tout en prenant moins de place sur le wafer [MUR2005]. De plus, les actionneurs électrothermiques en polysilicium peuvent fonctionner grâce à des régimes de courant ou tension compatibles avec les circuits électroniques CMOS intégrés classiques. Ces actionneurs électrothermiques peuvent être utilisés dans des micro-pinces [DEC2005] ou des moteurs pas à pas [ATR2006].

Phénomènes physiques

Pour mettre en œuvre l'actionnement électrothermique dans les microsystèmes, deux principes ont été utilisés, le bilame thermique et l'actionneur thermique bimorphe. Le premier peut se schématiser ainsi :

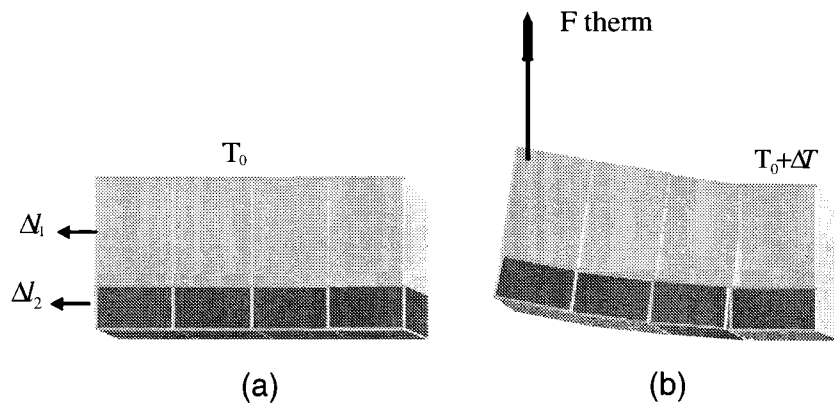


Figure 1.14 : Schéma de principe (vue transversale) d'un bilame thermique.

La figure 1.14 illustre le principe de fonctionnement du bilame thermique, celui-ci est composé de deux matériaux différents. Chaque matériau a son propre coefficient thermique.

Sous l'effet de la température, les deux matériaux ne se dilatent pas de la même longueur. Ceci entraîne une courbure de la structure, comme l'illustre la figure 1.14 (b).

La figure 1.15 illustre le principe de l'actionneur thermique bimorphe. Celui-ci est composé de deux plaques de même matériau et de géométries différentes (w_1 et w_2). La différence de largeur entre les deux bras de l'actionneur entraîne une différence de densité de courant.

Lorsqu'une polarisation de courant est appliquée entre les deux bras, il en résulte une différence de densité de courant, due à la dissemblance de largeur entre les deux bras de l'actionneur, ce qui entraîne une courbure de la structure.

La figure 1.16 représente la déformation de la structure (vue de dessus) sous l'effet d'un actionneur thermique bimorphe.

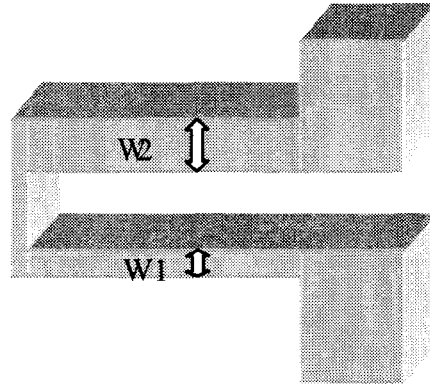


Figure 1.15: Actionneurs thermiques

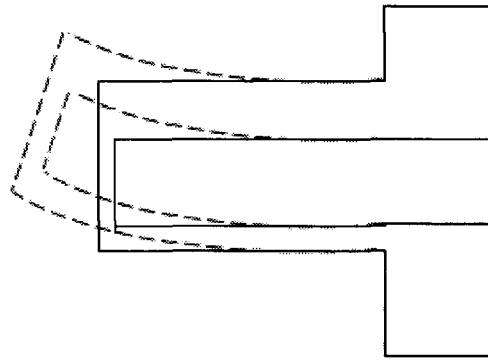


Figure 1.16 : Courbure de la structure

Lorsqu'un matériau est soumis à un échauffement, il subit une dilatation thermique non contrainte caractérisée par le coefficient d'expansion thermique défini par :

$$\Delta l = l.K.\Delta T \quad (1.17)$$

Où l : la longueur initiale.

Δl : la variation de longueur d'un barreau de matériau.

K : le coefficient d'expansion thermique.

ΔT : la variation de température.

Dans le cas où l'expansion thermique est contrainte, toute expansion de la poutre est bloquée soit par des ancrages soit par des

liaisons avec d'autres pièces volumineuses. L'expansion thermique contrainte peut alors être assimilée à une force de compression liée à l'expansion Δl que la barre subirait en non-contraint.

En s'appuyant sur la loi de Hooke, la force exercée est donnée par la formule suivante :

$$F = l.K.\Delta T.A.E = A.E.\Delta l \quad (1. 18)$$

Où F : la force thermique due à l'expansion du matériau.

A : la surface du barreau de matériau.

E : le module d'élasticité (i.e. module de Young) du matériau considéré.

L'élévation de la température crée une énergie thermique qui permet de générer un travail utile, celui-ci se traduit par un déplacement et une force.

Exemple de structure

Dans la figure 1.17, la plaque du miroir peut incliner à un seul ou double contact.

Dans la figure 1.18, la plaque du miroir peut pivoter de deux manières différentes autour de ses bras de torsion.

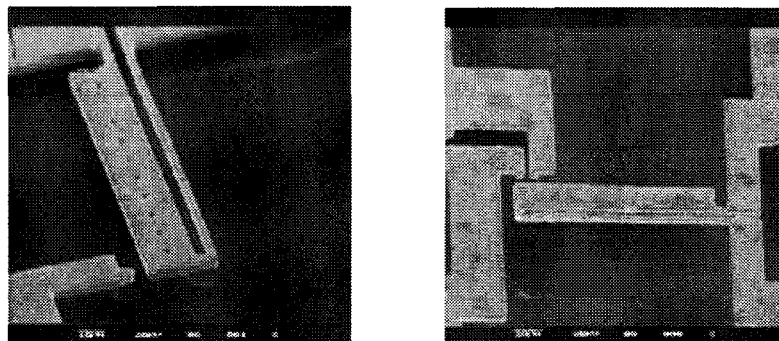


Figure 1.17 : Exemple d'un actionnement électrothermique [LUO2005].

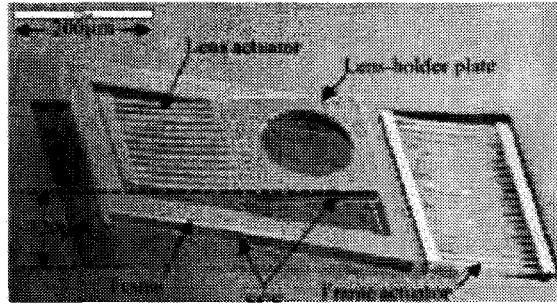


Figure 1.18 : Exemple d'un miroir électrothermique [LUO2005].

I.4.4- L'actionnement électromagnétique

Cette partie a pour objectif d'expliquer les phénomènes mis en jeu dans cet actionnement avec l'exemple d'un micromiroir à actionnement électromagnétique.

Phénomène physique

Une structure met en œuvre une action électromagnétique composée de deux parties : La partie mobile se présente comme une membrane magnétique liée au dispositif par deux ressorts en forme de serpent. L'autre partie est une bobine utilisée pour produire un champ magnétique comme il est possible de le remarquer sur la figure 1.19.

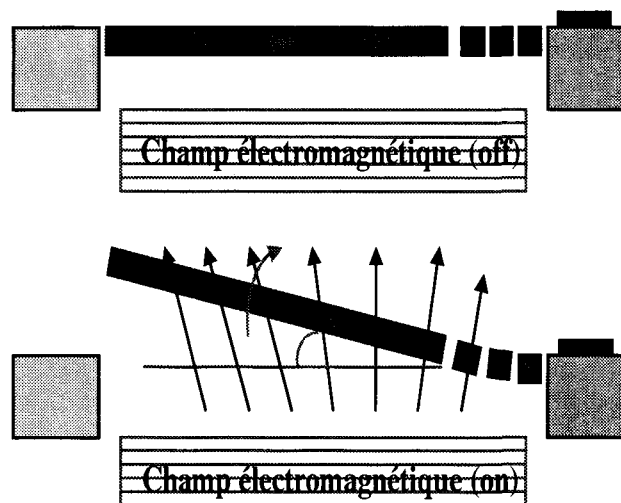


Figure 1.19 : Actionnement électromagnétique

En appliquant un champ magnétique perpendiculaire à la plaque magnétique comme indiqué sur la figure 1.19, la partie mobile est attirée dans la même direction que le champ. La zone de déplacement est limitée car il existe un seuil à partir duquel la partie mobile vient s'aligner sur les lignes du champ magnétique.

Enfin, lorsque le champ magnétique est coupé, la partie mobile retourne à sa position initiale grâce aux deux ressorts.

Exemple de structure

Le phénomène physique intervenant dans un miroir à actionnement électromagnétique étant exposé, un exemple de réalisation d'un micromiroir est développé.

La déflexion ou le détournement de miroir (la figure 1.14) peut être produit par l'interaction entre un champ magnétique externe (B_{ext}) et le moment magnétique interne sur la couche magnétique du NiFe (m_{NiFe}).

Cette interaction entre les deux champs magnétiques produit un couple T_{NiFe} dans la direction indiquée sur la figure 1.20.

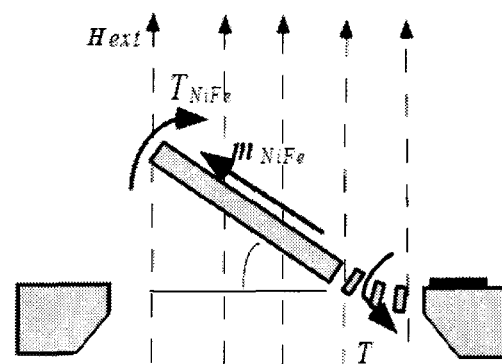
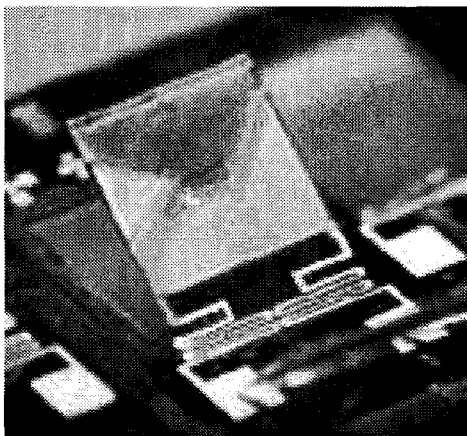


Figure 1.20: Micromiroir électromagnétique

Ce couple peut être présenté sous la forme suivante [MIL1997]:

$$T_{NiFe} = |m_{NiFe} \cdot B_{ext}| \quad (1.19)$$

$$T_{NiFe} = m_{NiFe} \cdot B_{ext} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \quad (1.20)$$

En remplaçant m_{NiFe} et B_{ext} respectivement par $V_{NiFe} \cdot M_{NiFe}$ et H_{ext} car $B = f(H)$, on obtient alors l'expression du couple électromagnétique :

$$T_{NiFe} = V_{NiFe} \cdot M_{NiFe} \cdot H_{ext} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \quad (1.21)$$

Où V , M , H représentent respectivement : le volume de la couche NiFe, le champ magnétique interne et le champ magnétique externe.

Le couple de rappel dépend d'une constante K du ressort. Ce couple s'exprime alors par :

$$T_{ressort} = K \cdot \theta \quad (1.22)$$

Où θ est le déplacement de la plaque mobile. Si la plaque mobile est suspendue par deux ressorts, alors il faut remarquer que l'expression de ce couple de rappel sera :

$$T_{ressort} = 2 \cdot K \cdot \theta \quad (1.23)$$

A partir de l'expression de ces deux couples, le champ magnétique par lequel la membrane se déplace sera déterminé.

Pour cela, il faut prendre en considération l'équilibre de la structure c'est-à-dire lorsque les deux couples s'équilibrent :

$$T_{NiFe} = T_{ressort} \Leftrightarrow H_{ext} = \left[\frac{K}{VM \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)} \right] \theta \quad (1.24)$$

I.4.5- L'actionnement piézoélectrique

L'effet Piézoélectrique est un effet réciproque ayant la fonction de transfert la plus simple entre la tension et la force.

Cet effet a de nombreuses applications technologiques depuis l'allume-gaz jusqu'au tweeter en passant par les déviateurs et les oscillateurs. Certains cristaux tels que le quartz ou le sel de Seignette et certaines céramiques telles que le titanate de baryum ont pour propriété de se charger électriquement lorsqu'elles sont soumises à une déformation. Inversement, elles se déforment si on les charge électriquement, le phénomène est réversible.

Cette partie a pour objet d'expliquer le phénomène mis en jeu dans cet actionnement avec un exemple de structure.

Principe physique

L'effet piézoélectrique inverse est un phénomène caractérisé par l'apparition de contraintes mécaniques dans certains cristaux lorsqu'ils sont soumis à des charges électriques de surface.

En appliquant une tension V sur un échantillon piézoélectrique, trois modes de déformation peuvent être produits suivant le sens de l'orientation du champ électrique et les dimensions géométriques de la structure : le mode longitudinal (33), le mode transversal (31) et le mode de cisaillement (51) [FEL2008].

Le tube piézoélectrique est un outil efficace permettant d'assurer des déplacements dans les trois directions de manière simple, efficace et précise. Le principe consiste à métalliser intérieurement et extérieurement un tube piézoélectrique généralement en oxyde ternaire de plomb (PZT), découper l'électrode extérieure en quatre segments de surface égale et à appliquer des tensions en push-pull ($+V_x, -V_x; +V_y, -V_y$) sur les électrodes opposées et une tension de référence $+V_r$ sur l'électrode interne (souvent

la masse).

L'application des champs électriques de signe opposé entraîne une déformation du matériau comme indiqué sur la figure 1.21.

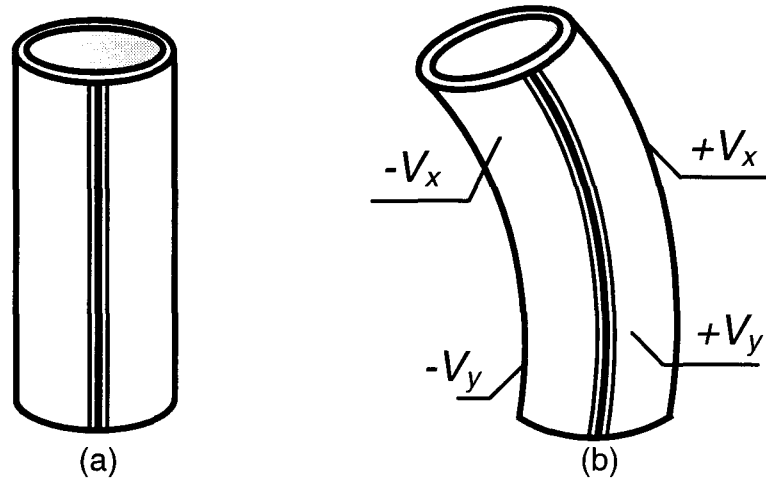


Figure 1.21 : Déformation du matériau (a) état normal (b) après application des champs électriques.

Puisque les parties opposées du tube sont soumises à des différences de potentiel $V_x - V_r$, $-V_x - V_r$, $V_y - V_r$, $-V_y - V_r$, le tube subira simultanément un allongement et une contraction sur la partie opposée [COU2001].

Le résultat sera une légère courbure du tube permettant d'induire des déplacements parfaitement contrôlés suivant x et y . Il est donc possible de générer très facilement des allongements allant des nanomètres à plusieurs dizaines de micromètres.

Le tube possède quelques centimètres de long, une épaisseur de 0.6 à 1 mm et un diamètre compris entre 5 mm et quelques centimètres. L'allongement du tube est lié au coefficient de charge d_{31} et la relation entre l'élongation ΔL , la longueur du tube L et l'épaisseur e , quand il est soumis à une différence de potentiel V , s'écrit [COU2001]:

$$\Delta L = d_{31} v \frac{L}{e}$$

La valeur $L/e = 50$ est proche du maximum réalisable, ce qui conduit par exemple pour le modèle quartz et silice à des valeurs de déplacement :

Pour $v=1000\text{volts}$, $\Delta L=-10\mu\text{m}$

Pour $v=1\text{volt}$, $\Delta L= -10\text{nm}$

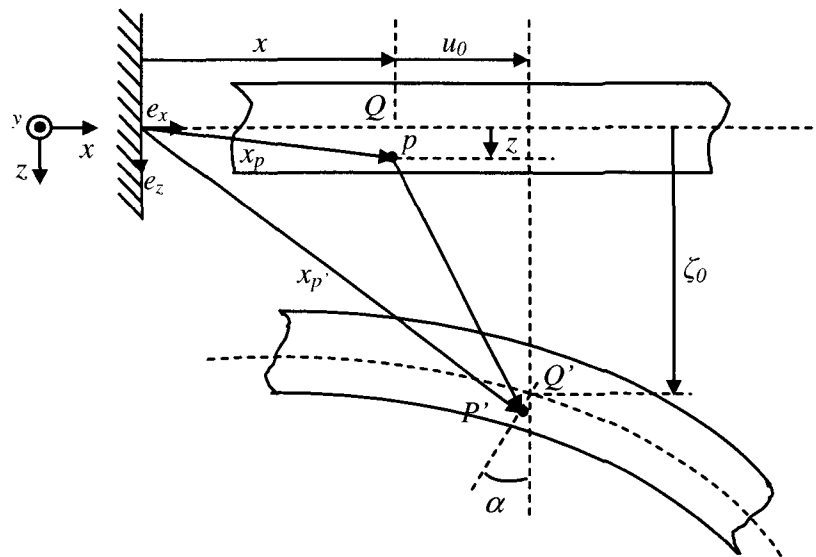


Figure 1.22: Actionnement piézoélectrique

La figure 1.22 permettant de calculer l'angle d'inclinaison α après déformation de tube. Le point p ne garde pas la même position avant et après déformation. Les coordonnées permettant le repérage du déplacement ont été choisies de telle sorte que le vecteur unitaire e_x coïncide avec l'axe principal en repos. u_0 et ζ représentent respectivement les déplacements selon les axes x et z , x_p et $x_{p'}$ sont les vecteurs de position pour les deux points p et p' .

Le déplacement U pour les deux points p et p' est donné par la relation suivante [BAL2007]:

$$U = x_{p'} - x_p \quad (1.25)$$

Avec :

$$x_p = xe_x + ze_z \quad \text{et} \quad x_{p'} = (x + u_0 - z \sin \alpha)e_x + (\zeta_0 + z \cos \alpha)e_z \quad (1.26)$$

Pour les petits angles α :

$$\sin \alpha \approx \alpha \quad \text{et} \quad \cos \alpha \approx 1 \quad (1.27)$$

Alors :

$$U = \underbrace{(u_0 - z\alpha)}_u e_x + \underbrace{\zeta}_w e_z \quad (1.28)$$

Les composantes du déplacement dans le plan ($x z$) et le déplacement w suivant la direction z , découlent directement de l'équation précédente.

$$\begin{aligned} u &= u_0 - z\alpha \\ v &= 0 \\ w &= \zeta \end{aligned} \quad (1.29)$$

Prenant en compte les définitions de déformation mécanique [BAL2007], les composantes de déformation individuelle dans le plan ($x z$) peuvent être calculées suivant les deux équations précédentes :

$$S_{xx} = \frac{\partial u_0}{\partial x} - z \frac{\partial \alpha}{\partial x}; \quad S_{yy} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0; \quad 2S_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \alpha \quad (1.30)$$

Finalement, il est possible d'écrire le déplacement angulaire α par la formule suivante:

$$\alpha = \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (1.31)$$

Exemple de structure

La figure 1.22. montre un exemple de réalisation d'un actionnement piézoélectrique.

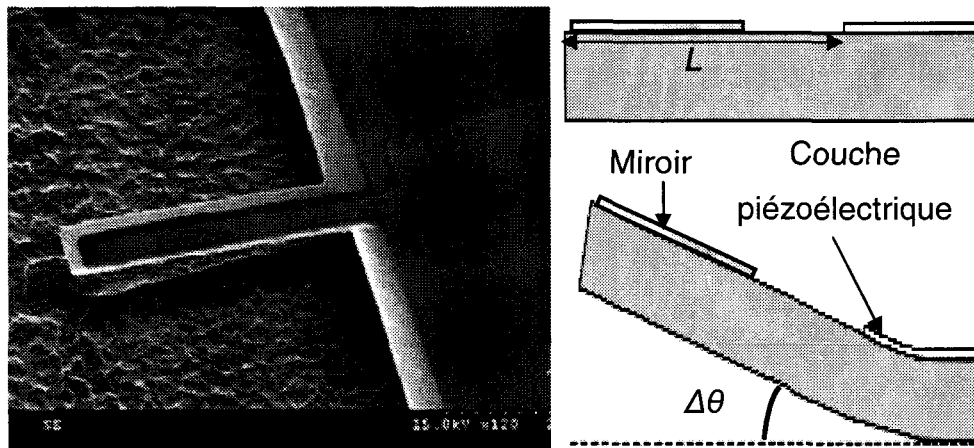


Figure 1. 23 : Micromiroir piézoélectrique [PAR2005].

Le mouvement de miroir dans cette technique est produit par l'application d'une tension externe V . La déviation ($\Delta\theta$) varie en fonction de la tension électrique appliquée ainsi que les deux coefficients K_1 et K_2 comme l'indique l'expression suivante:

$$\Delta\theta = K_1.V + L \sin(K_2.V) \text{ avec } K_1 = 20.5 \text{ et } K_2 = 1.85e^{-4} \quad (1.32)$$

Où L : Longueur (m).

1.4.6- Performance

Les études concernant le domaine du balayage à résonance mécanique par l'utilisation des micromiroirs ont permis une progression dans les performances.

En ce qui concerne l'angle total de déviation, les chercheurs sont parvenus, avec un actionneur électrostatique, à un angle de $26,4^\circ$ pour une fréquence de 34 KHz [MIL2003].

D'autres ont réussi, avec un actionneur électromagnétique, à obtenir un angle de déviation de 22° pour une fréquence de $1,5 \text{ KHz}$ [JI 2003],[MIL1997],[ARD2007]. Certains, en utilisant un actionneur électrothermique, ont réalisé un angle de balayage de 36° pour une fréquence de 321 Hz [JAI2003]. Par la suite, un angle de $44^\circ \sim 120^\circ$ a été atteint pour $40 \sim 120 \text{ Hz}$ par l'actionneur piézoélectrique [JAI2005].

I.5- SYSTEME ELECTRO-OPTIQUE

I.5.1- Le principe général

On appelle effet électro-optique tout couplage possible entre un champ électrique statique et un faisceau lumineux. Nous adaptons plus particulièrement cette définition à la modification de l'ellipsoïde des indices d'un milieu sous l'action d'un champ électrique externe ou de la variation de l'indice de réfraction n selon le champ appliqué [LOT1969].

Les effets électro-optiques peuvent être de type linéaire (effet Pockels) ou quadratique (effet Kerr).

I.5.2- Le tenseur électro optique

On définit l'ellipsoïde des indices par une surface à partir de laquelle on peut déduire toutes les propriétés de propagation et de polarisation du champ électrique:

$$\eta_{xx}x^2 + \eta_{yy}y^2 + \eta_{zz}z^2 + 2\eta_{yz}yz + 2\eta_{xz}xz + 2\eta_{xy}xy = 1 \quad (1.33)$$

Où η représente le tenseur réel symétrique.

En introduisant l'indice de réfraction et la notation contractée $1=xx$, $2=yy$, $3=zz$, $4=yz$, $5=xz$, $6=xy$, cette expression devient :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad (1.34)$$

Où n_α représente l'indice de réfraction du cristal selon les directions de propagation. En se positionnant dans le repère principal, c'est-à-dire dans le système d'axe XYZ, la diagonalisation de la matrice de permittivité relative conduit à la détermination de trois valeurs possibles pour l'indice de réfraction n . Donc l'expression de l'ellipsoïde devient :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 = 1 \quad (1.35)$$

En présence d'un champ E_0 de direction quelconque, on admet qu'il y a une modification de l'ellipsoïde des indices [SCR2001] :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \left(\frac{1}{n^2}\right)_i^{(0)} + \sum_j r_{ij} E_j + \sum_{jk} s_{ijk} E_j E_k + \dots \quad (1.36)$$

Avec $i, j, k = 1, \dots, 6$

Le premier terme de ce développement en fonction du champ électrique appliqué fait référence à l'effet Pockels alors que le suivant correspond à l'effet Kerr. On obtient donc pour l'effet Pockels la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

Elle exprime une relation tensorielle entre les variations d'indices et

les composantes du champ électrique. Le tenseur des r_{ij} comportant 6×3 coefficients électro-optiques caractérise entièrement les propriétés du matériau envisagé.

En pratique, les coefficients non nuls du tenseur sont faibles, c'est-à-dire qu'ils possèdent une valeur comprise entre quelques dizaines à quelques centaines de pmV^{-1} . Cela a pour conséquence l'application de champs intenses de l'ordre de 10^7Vm^{-1} afin d'obtenir des variations d'indice de 10^{-4} à 10^{-5} .

L'effet Pockels

Il se définit comme étant l'effet électro-optique linéaire. L'indice de réfraction change proportionnellement avec l'application d'un champ électrique [GAH2002]. Il a été découvert par Kundt et Röntgen en 1883. La théorie générale a été formulée par Pockels en 1893.

La perturbation linéaire des coefficients due au champ électrique E de composante E_j se traduit par :

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (1.38)$$

Pour la plupart des classes cristallines non Centro-symétriques, il n'existe qu'un petit nombre de coefficients électro-optiques non nuls. Ils ont pour valeur typique quelques pm/A . Par ailleurs, il apparaît que l'effet électro-optiques dépend des orientations du champ électrique et de la polarisation de la lumière par rapport à la coupe du cristal.

En général, les axes principaux de l'ellipsoïde des indices perturbés ne coïncident pas avec les axes à champ nul; il s'agit donc de chercher à partir de l'équation de l'ellipsoïde des indices, les nouveaux axes et les valeurs des indices de réfraction associés.

En prenant le KDP (KH_2PO_4) faisant partie, avec le KD*P et l'ADP,

des cristaux électro-optiques les plus employés dans les déviateurs électro-optiques grâce à leur bonne tenue mécanique, leur transparence dans le visible et leur disponibilité en grande dimension, le cristal est de symétrie 42m et son tenseur électro-optique prend la forme suivante:

$$r_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix} \quad (1.39)$$

Les cristaux sont naturellement uniaxes (indices n_e et n_o). Ils deviennent biaxes en présence d'un champ électrique de composantes E_x , E_y et E_z .

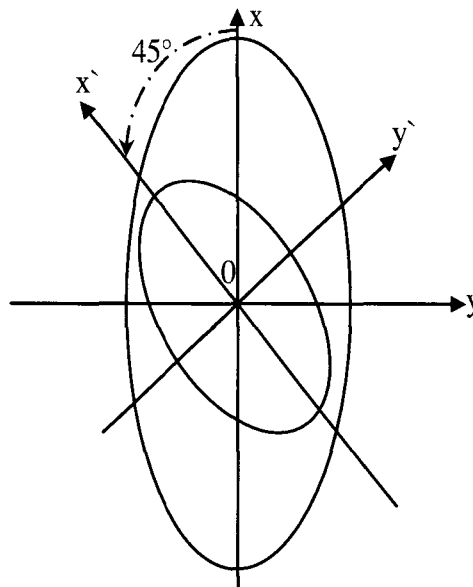


Figure 1.24 : les nouveaux axes Ox' et Oy'

D'après les éléments précédents, le nouvel ellipsoïde des indices s'écrit :

$$\frac{(x^2 + y^2)}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_x yz + 2r_{41}E_y xz + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (1.40)$$

Quand E est parallèle à O_z , l'équation de l'ellipsoïde des indices se réduit à :

$$\frac{(x^2 + y^2)}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (1.41)$$

O_z reste l'un des axes principaux de l'ellipsoïde des indices. La section par le plan $z=0$ devient une ellipse dont les axes O'_x et O'_y se situent à 45° des axes cristallographiques O_x et O_y . En rapportant l'équation de l'ellipsoïde aux axes O'_x , O'_y et O_z on obtient les indices principaux n_x et n_y relatifs à O'_x et O'_y :

$$\begin{cases} \frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{63}E_z \\ \frac{1}{n_y^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{63}E_z \end{cases} \quad (1.42)$$

Soit approximativement puisque $r_{63}E_z \ll n_0^{-2}$:

$$\begin{cases} n_x = n_0 - \Delta n \\ n_y = n_0 + \Delta n \end{cases} \quad (1.43)$$

Avec

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_z \quad (1.44)$$

Alors que

$$n_z = n_e \quad (1.45)$$

En pratique, avec le champ E parallèle à l'axe optique O_z , le cristal peut être utilisé suivant deux coupes:

* **en configuration longitudinale**, où le champ électrique est appliqué parallèlement à la direction de propagation du faisceau.

* **en configuration transversale**, où le champ est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation.

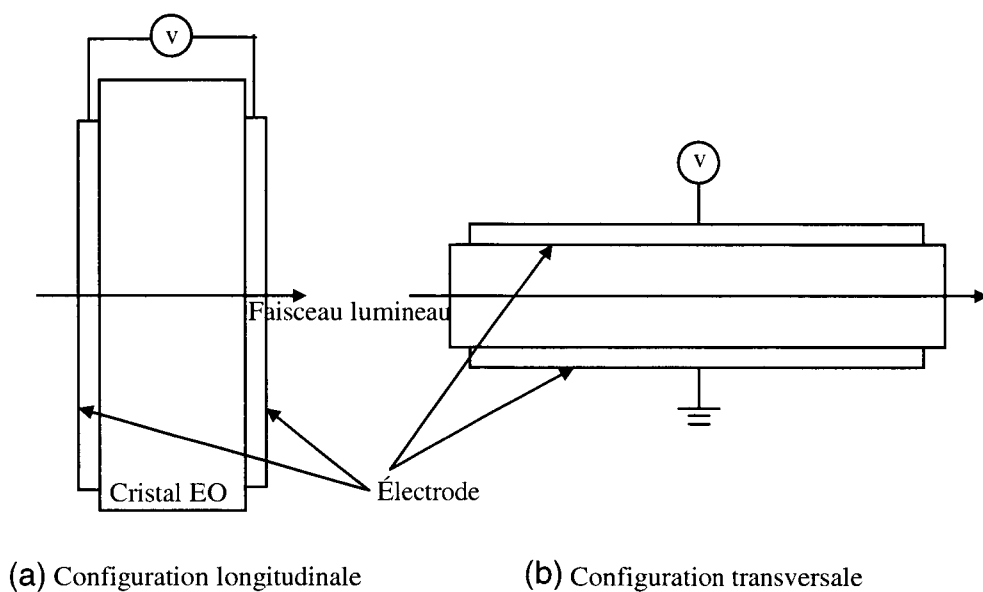


Figure 1.25 : configuration (a) longitudinale, (b) transversale

L'effet Kerr

Contrairement à l'effet Pockels, l'effet Kerr a lieu quelque soit la symétrie du milieu lorsqu'on annule le premier ordre en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué. Ce dernier produit la biréfringence dans le matériau. L'effet observé est décrit par la formule [CAS2004] :

$$n_e - n_o = B \cdot \lambda \cdot E^2 \quad (1.46)$$

Où n_e, n_o, λ, E et B représentent respectivement les indices de

réfraction extraordinaire et ordinaire, la longueur d'onde lumineuse, le champ électrique et la constante de Kerr du matériau.

En étant dirigé par une loi quadratique, le phénomène est donc non-linéaire.

I.5.3- Les déviateurs électro-optiques

Grâce à ces déviateurs, le faisceau lumineux est rapidement dévié et de façon aléatoire en générant dans le milieu d'interaction une onde électrique de tension variable.

Le phénomène de réfraction de l'onde lumineuse à travers une interface diélectrique (Prisme) est à l'origine du déviateur.

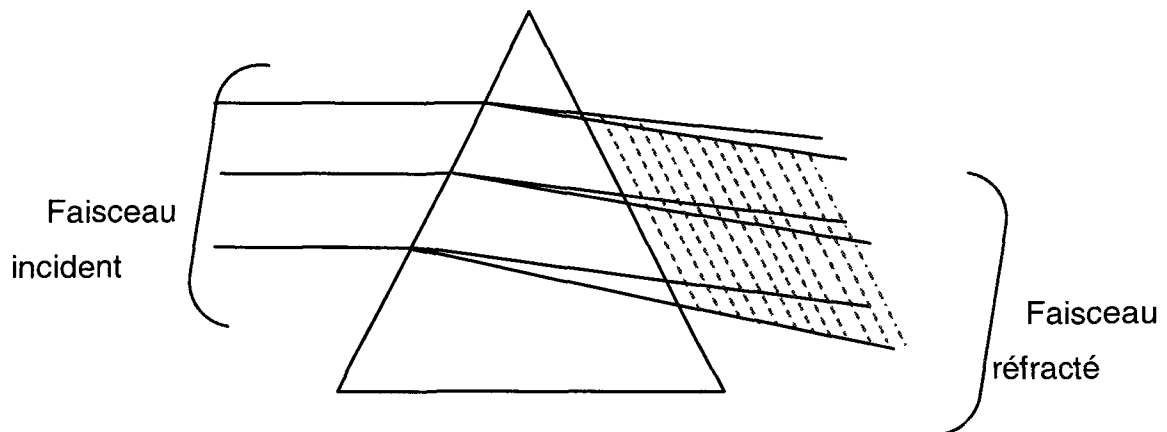


Figure 1.26 : Déviateur par prisme

En prenant deux prismes placés de manière particulière, un champ électrique E appliqué dans la direction Oz , est positif pour l'un et négatif pour l'autre. La figure 1.27 présente la configuration.

L'onde incidente a une incidence normale sur la face d'entrée du défecteur. Les indices dans les $\frac{1}{2}$ prismes pour cet état de polarisation sont respectivement :

$$\begin{cases} n_1 = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{ij} E \\ n_2 = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{ij} E \end{cases} \quad (1.47)$$

$$\begin{cases} n_1 = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{ij} E \\ n_2 = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{ij} E \end{cases} \quad (1.48)$$

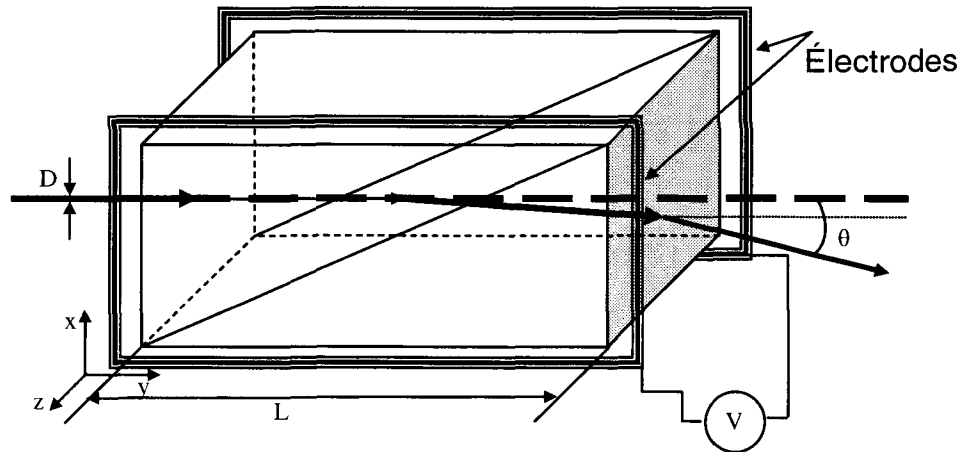


Figure 1. 27: Déviateur électro-optique

Il y a une réfraction de l'onde sur le dioptre séparant les 2 prismes. Si i est l'angle d'incidence sur la face commune, alors la loi de Descartes conduit à :

$$n_1 \sin i = n_2 \sin i' \quad (1.49)$$

En posant :

$$\Delta n = n_2 - n_1 \quad (1.50)$$

On obtient alors le plus petit angle de déflexion possible :

$$\theta = \frac{\Delta n \cdot L}{n \cdot D} \quad (1.51)$$

Avec Δn , n , L , D représentant respectivement la variation de l'indice de réfraction, l'indice de réfraction, la longueur du prisme et le diamètre du faisceau lumineux.

En admettant le critère de résolution de Rayleigh [CHI1999], le nombre de directions distinctes générées par un déviateur électro-optique est donné par l'expression suivante :

$$N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} \quad (1.52)$$

Avec :

$$\delta\theta = \frac{a.\lambda}{D} \quad (1.53)$$

$\Delta\theta, \delta\theta, \lambda, D$ et a représentent respectivement l'angle total de balayage, l'ouverture du faisceau, la longueur d'onde, le diamètre du faisceau et la forme d'ouverture ; $a=1$ pour une ouverture rectangulaire, $a=1,27$ pour une ouverture gaussienne, $a=1,67$ pour une ouverture triangulaire.

I.5.4- Performances

Des performances et des avancées sont atteintes grâce aux travaux de recherche dans le domaine de la déflexion électro-optique. En effet, les chercheurs ont réalisé une image de définition semblable à l'image de télévision classique, de contraste $60/1$ et d'une dimension $1/1m$ dans une salle à ambiance cinéma, en projetant une image avec un laser *He-Ne* de $50 mW$ [CAR1985].

D'autres sont parvenus à une résolution de sept points pour un angle de déviation de 1° [SCR2005]. En utilisant une plaquette ferroélectrique $LiTaO_3$, il est possible d'aboutir à un angle de balayage de $14,88^\circ$ [SCR2001], [GAH2002]. Un angle de $25,4^\circ$ est le dernier résultat en date obtenu [SCR2002].

I.6- SYSTEME ACOUSTO-OPTIQUE

L'interaction acousto-optique est présentée en détail dans les chapitres suivants. Cette interaction exploite la variation périodique

d'indice cristallin induit par une onde acoustique pour dévier un faisceau lumineux.

Il existe un régime permettant de récupérer un seul faisceau diffracté : c'est le régime de Bragg.

En incidence de Bragg, l'angle de déviation du faisceau lumineux est donné par l'équation suivante :

$$\theta \approx \lambda \cdot \frac{f}{V} \quad (1.54)$$

θ, λ, f et V représentent respectivement l'angle de déviation du faisceau dans le vide, la longueur d'onde lumineuse dans le vide, la fréquence de l'onde acoustique et la vitesse de l'onde acoustique dans le milieu d'interaction.

En appliquant une onde acoustique d'une fréquence variable, une plage de déviation du faisceau lumineux est générée. D'après la formule (1.54) on trouve :

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{V} \cdot \Delta f \quad (1.55)$$

Où $\Delta\theta, \Delta f$ sont la plage angulaire balayée par le faisceau lumineux, la plage de variation des fréquences.

Si on admet le critère de Rayleigh, le nombre de directions distinctes N est donné par l'expression:

$$N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} = \tau \cdot \Delta f \quad (1.56)$$

Où $\delta\theta$ représente la divergence du faisceau lumineux et τ le temps d'accès du composant acoustique.

Pour ces types de déviations, l'avantage réside dans le fait qu'ils

permettent des mouvements de balayage très rapides (ordre de grandeur : micro seconde), avec une haute résolution.

1.7- CONCLUSION

Une image et un tableau de synthèse regroupant toutes les caractéristiques de chaque système de déviation sont présentés, afin de conclure cette première partie.

L'état de l'art réalisé dans ce chapitre est synthétisé dans le tableau 1.1. Il permet de mettre en évidence les avantages et inconvénients de chacune des technologies. Ainsi, si on retient comme paramètres essentiels l'amplitude de balayage et le temps d'accès comme critères de choix, on peut ébaucher le graphe de la figure 1.30.

Dans cette figure on distingue une première série de systèmes composée des MEMS et des systèmes opto-mécaniques (miroir polygonal et galvanométrique) qui ont pour point commun de posséder un miroir mobile. Si ces dispositifs offrent un grand angle de balayage, ils souffrent d'un temps d'accès élevé dû à la présence d'un élément mobile.

La figure 1.30 fait également apparaître un second groupe de systèmes dotés d'un temps d'accès réduit mais limité dans l'amplitude de balayage angulaire. Ces systèmes qui utilisent la modification de l'indice de réfraction dans un milieu cristallin, ne possèdent pas d'élément mobile et offrent donc des perspectives intéressantes.

A ce titre, l'acousto-optique mérite une attention toute particulière. Les résultats récents dans le domaine de matériaux inclinent à miser que des possibilités d'interaction et de mise en cascade particulières permettent d'envisager des performances en nette hausse.

Les chapitres suivants s'intéressent donc plus spécifiquement à la déflexion acousto-optique et à l'optimisation d'un dispositif à grand angle de balayage et à court temps d'accès.

Modèle	Définition	Angle	Fréquence	Résolution	Temps d'accès	Domaine d'application
Electro-optique	Il s'agit de la variation de l'indice de réfraction n du milieu sous l'action d'un champ électrique E.	14,88°	50 Hz - 5 KHz	0,142°		le Microscope, les commutateurs
Acousto-optique	C'est l'interaction entre une onde acoustique et une onde optique	1.5°	50MHz-260MHz	0.0015°	70µs	Microscope, télécommunications optiques.
MEMS (Microsystème électromécanique) : il existe plusieurs principes physiques qui permettent de réaliser des actions électromécaniques. Parmi ceux-ci, on peut citer	électromagnétique : une membrane ferromagnétique mobile qui est mise en mouvement sous l'action de bobines.	22°	1.5 KHz	0.143°	25ms	machine à code bar.
	piézo-électrique : sous l'action d'un potentiel électrique, se déforme mécaniquement.	44° - 120°	40 Hz 22 KHz			Enregistrement holographique.
	électrostatique : il s'agit de la mise en mouvement d'une pièce mobile grâce à l'application d'une différence de potentiel entre cette pièce et une électrode fixe.	5° - 60°	80 Hz 34 KHz			VRD
	électrothermique : il est basé sur la différence de dilatation thermique de deux matériaux ou d'un même matériau présentant une géométrie variable.	90°	100Hz 600 Hz			
Opto-Mécanique	Miroir galvanométrique	60°			0.3ms	
	Miroir polygonal	180°				

Tableau 1.1 : Tableau de synthèse regroupant tous les systèmes de déflexion

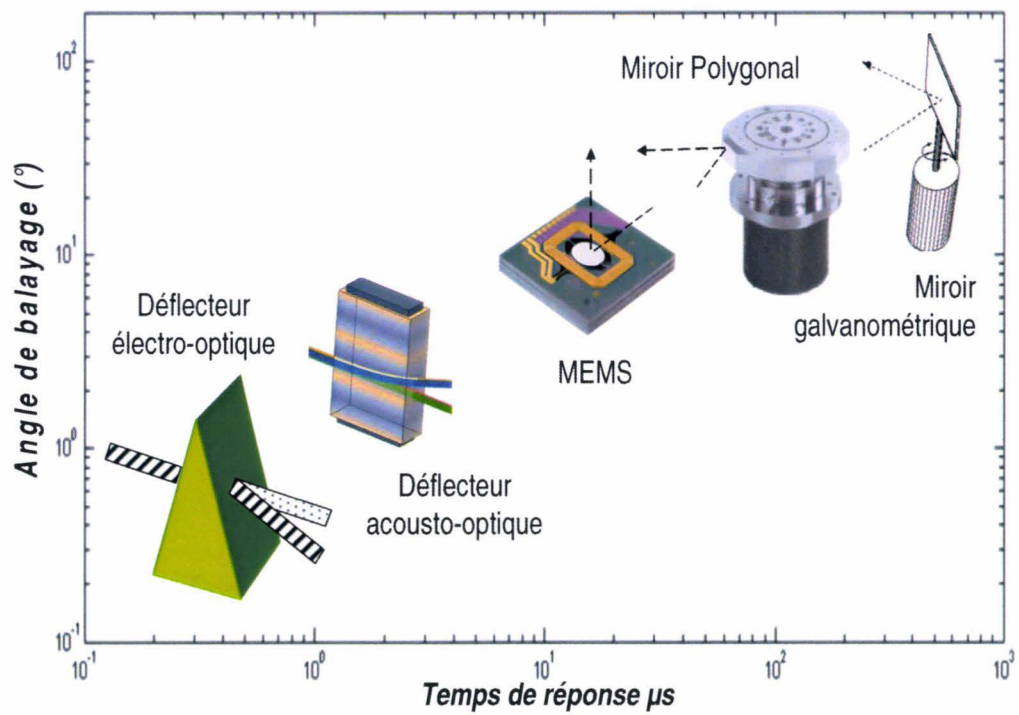


Figure 1. 28 : Synthèse des systèmes de balayage

Chapitre II

DEFLECTEUR ACOUSTO-OPTIQUE EN PARATELLURITE

II.1- INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la conception d'un déflecteur acousto-optique dans un cristal de Paratellurite, matériau aux propriétés acousto-optiques exceptionnelles. Nous rappelons tout d'abord les principes de base de l'interaction acousto-optique puis les principales propriétés de la Paratellurite. Ensuite, nous détaillons la fonction de déflexion possible dans un composant acousto-optique puis décrivons un mode d'interaction dans la Paratellurite, dite anisotrope tangente, permettant d'optimiser le fonctionnement en déflecteur. Nous mettons en évidence la relative grande bande passante possible pour deux fréquences centrales. C'est cette particularité qui sera exploitée dans le 3^{ème} chapitre pour la mise en cascade de deux déflecteurs.

II.2- GENERALITES

La propagation d'une onde acoustique dans un milieu transparent perturbe les propriétés élastiques du matériau. Cela entraîne une variation

de l'indice de réfraction, qui présente un effet analogue à celui d'un réseau de phase mobile. Le faisceau lumineux incident va subir une diffraction sous une seule ou plusieurs directions. Le phénomène précédent se définit comme étant l'interaction acousto-optique.

Cette dernière a été découverte pour la première fois par Léon Brillouin en 1922 [BRI1922]. Dix ans plus tard, René Lucas et Pierre Biquard confirment expérimentalement cette interaction [LUC1932] [DEB1932]. En Inde, Raman et Nath ont donné les intensités de divers ordres diffractés dans un cas particulier, où la largeur de l'onde acoustique est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde [RAM1935].

Grâce à l'invention de sources de lumière cohérente (laser), la maîtrise des techniques de transduction haute fréquence et la synthèse de matériaux présentant des propriétés acoustiques, optiques et photoélastiques remarquables ont largement contribué au développement des recherches dans le domaine de l'interaction acousto-optique.

Sur le plan des applications, les systèmes acousto-optiques permettent de réaliser des fonctions classiques de modulation, déviation de la lumière, mais aussi des outils performants pour le traitement de signal (corrélation, convolution, analyse spectrale...) [SAP1976] applicables dans plusieurs domaines tels que l'holographie [DIT2002], la microscopie [SAL2006]...

Généralement, deux régimes de diffraction peuvent être distingués. Ceux-ci sont définis par rapport à l'angle entre le faisceau lumineux incident et l'onde acoustique ainsi que la largeur du transducteur.

Le premier régime est celui mis en évidence par Raman-Nath [RAM1935]. Le faisceau lumineux se divise en plusieurs faisceaux diffractés. Le deuxième est celui de Bragg. Dans notre étude, nous nous intéressons à ce dernier cas : pour un faisceau incident, un seul ordre diffracté.

Le paramètre Q permettant de différencier ces deux types de fonctionnement a été proposé par Klein-Cook [KLE1967] et est défini comme suit:

$$Q = 4\pi \frac{W}{W_0} \text{ avec } W_0 = \frac{2v^2}{\lambda F^2} \quad (2.1)$$

Où λ est la longueur d'onde lumineuse, W la largeur d'interaction, v et F sont la vitesse et la fréquence de l'onde acoustique.

Dans le cas particulier de Raman-Nath, le faisceau incident rentrant dans le cristal parallèlement aux fronts d'onde acoustique est divisé en plusieurs faisceaux inclinés, symétriquement par rapport au faisceau incident d'angles θ_l tel que :

$$\sin \theta_l = l \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.2)$$

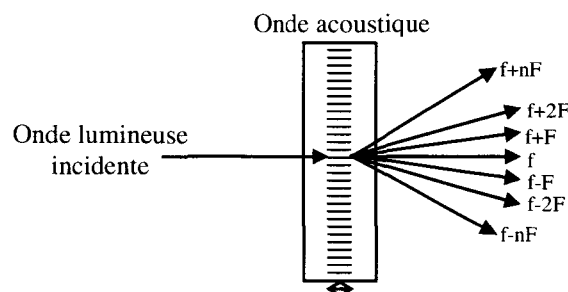


Figure 2.1 : Interaction acousto-optique en régime de Raman-Nath

Ce régime est obtenu pour une largeur d'interaction W suffisamment faible par rapport à W_0 . Dans le cas contraire où W est supérieur à W_0 , un seul ordre diffracté peut être récupéré (régime de Bragg).

En régime de Bragg, le faisceau lumineux incident pénétrant dans le cristal, incliné sous un angle θ_B (angle de Bragg) dans l'approximation

des petits angles, par rapport aux plans d'onde élastique est dévié en un seul faisceau :

$$\theta_B = \frac{\lambda}{2A} \quad (2.3)$$

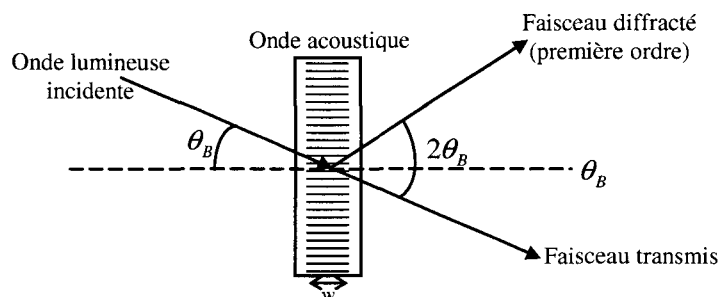


Figure 2.2 : Interaction acousto-optique en régime de Bragg

II.3- INTERACTION ISOTROPE ET ANISOTROPE

Deux types d'interactions peuvent être distinguées, suivant qu'elles s'accompagnent ou non d'un changement d'indice de réfraction lié au changement de polarisation entre les ondes incidente et diffractée: ce sont respectivement les interactions anisotrope et isotrope. Les diagrammes des vecteurs d'onde correspondants sont représentés à la figure 2.3. Au synchronisme, le vecteur d'onde diffracté \mathbf{k}_{d0} est égal à la somme vectorielle des vecteurs d'onde incident \mathbf{k}_i et acoustique \mathbf{K} .

$$\mathbf{k}_{d0} = \mathbf{k}_i + \mathbf{K} \quad (2.4)$$

Au voisinage des conditions de synchronisme, pour une variation $\Delta\mathbf{K}$ du vecteur d'onde acoustique, une interaction peut se produire donnant naissance à une onde diffractée de vecteur \mathbf{k}'_d , donné par la relation suivante :

$$\mathbf{k}'_d = \mathbf{k}_d + \Delta\mathbf{k}_d \quad (2.5)$$

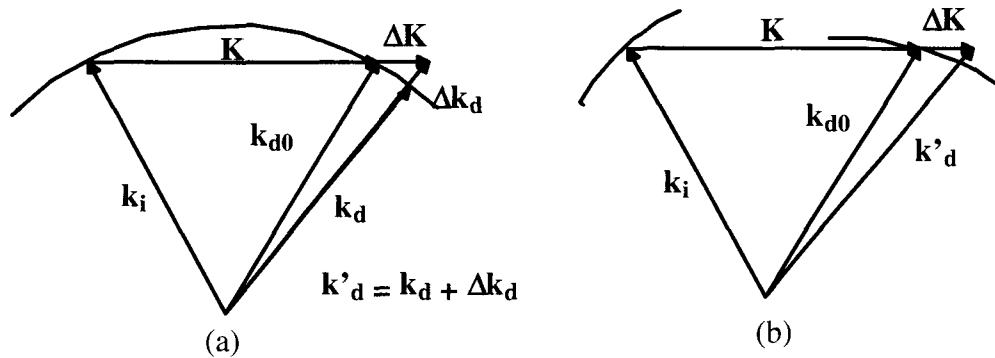


Figure 2.3 : Diagramme des vecteurs d'onde

(a) interaction isotrope. (b) interaction anisotrope.

Le rendement d'interaction décroît alors en fonction de l'asynchronisme Δk_d .

Les principaux paramètres caractérisant l'interaction acousto-optique correspondent au facteur d'asynchronisme de phase $\Delta\Phi$ et du rendement η . Le premier facteur a pour expression le produit de vecteur d'onde d'asynchronisme ΔK_d et la largeur d'interaction W . Son expression est la suivante :

$$\Delta\Phi = \Delta K_d \cdot W \quad (2.6)$$

On peut noter que le déphasage $\Delta\Phi$ caractérisant le défaut de synchronisme de l'interaction, peut être dû à différentes causes:

- une fréquence différente de celle du synchronisme pour un angle d'incidence et une longueur d'onde lumineuse donnés,
- une longueur d'onde lumineuse différente de celle du synchronisme pour un angle d'incidence de l'onde lumineuse et une fréquence acoustique donnés,

- un angle d'incidence différent de celui obtenu au synchronisme pour une longueur d'onde lumineuse et une fréquence acoustique données.

Le deuxième facteur est le rendement η de l'interaction. Ce dernier s'exprime à travers le rapport de l'intensité du faisceau diffracté et le faisceau incident [GAZ1983]. On peut alors montrer que:

$$\eta = \frac{P}{P_0} \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P}{P_0} + \left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right)^2}}{\frac{P}{P_0} + \left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right)^2} \quad (2.7)$$

Avec P : puissance acoustique

P_0 : puissance acoustique nécessaire pour dévier 100% du faisceau incident. Elle est donnée par l'équation suivante :

$$P_0 = \frac{\lambda_0^2}{2M_2} \frac{H}{W} \quad (2.8)$$

Avec λ_0 et M_2 désignent respectivement la longueur d'onde optique au synchronisme et le facteur de mérite acousto-optique du milieu pour l'interaction choisie, H représente la dimension du faisceau acoustique orthogonale à W et \mathbf{K} . L'expression du rendement maximal (correspondant à $\Delta\Phi = 0$) est donnée ci-dessous :

$$\eta_{max} = \sin^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P}{P_0}} \quad (2.9)$$

Où λ : longueur d'onde lumineuse, M_2 : facteur de mérite acousto-optique.

Suivant le critère de rendement que l'on retient, $\Delta\Phi$ se trouve limité à une valeur maximale correspondant à une baisse de rendement relatif

d'un facteur fixé. Le tableau suivant synthétise les valeurs de l'asynchronisme de phase maximale, exprimées en $\frac{\Delta\Phi_{max}}{\pi}$ pour les définitions les plus classiquement utilisées (-3dB et -1.5dB).

	η_{max} faible (<0.1)($P \ll P_0$)	$\eta_{max} = 0.5$ ($P = P_0/4$)	$\eta_{max} = 1$ ($P = P_0$)
Critère -3dB	0.9	0.85	0.8
Critère -1.5dB	0.65	0.62	0.58

Tableau 2. 1 : Asynchronisme de phase maximal

II.4- PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DE LA PARATELLURITE (TeO₂)

II.4.1- Introduction

Parmi les matériaux rencontrés, le choix du milieu de l'interaction acousto-optique s'est porté sur la Paratellurite en raison de la propagation d'une onde transversale lente suivant la direction [110] donnant un facteur de mérite M_2 élevé.

Le but de ce paragraphe est de présenter les principales caractéristiques optiques, acoustiques et acousto-optiques de la Paratellurite.

II.4.2- Caractéristiques optiques du TeO₂

Le dioxyde de tellure (TeO₂), mieux connu sous le nom de Paratellurite, est un matériau uniaxe positif. Celui-ci possède une structure tétragonale rattachée à la classe cristallographique 422. Ce matériau est pourvu d'une très bonne transparence dans une large gamme de longueurs d'ondes : de 300 nm à 5 μ m. Sa densité volumique est de 6g/cm³ [UCH1969],[YAN1971],[OHM1972]. La Paratellurite est fortement gyrotrope au voisinage de l'axe optique [001]. L'écart du

faisceau incident de quelques degrés de l'axe optique permet de négliger ce phénomène de gyrotropie [GAZ1985]. La forte anisotropie du TeO₂ est le résultat de deux phénomènes : l'anisotropie linéaire et l'activité optique [HUA1993].

Anisotropie linéaire

La forte anisotropie du TeO₂ est à la base de propriétés optiques particulières. Une onde lumineuse se propageant dans la Paratellurite peut se décomposer en deux ondes planes polarisées orthogonalement : l'une ordinaire, l'autre extraordinaire. La première se propage à une vitesse indépendante de la direction de propagation et donnée par la relation suivante :

$$v_o = \frac{c}{n_o} \quad (2.10)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n_o l'indice de réfraction ordinaire.

Par contre la deuxième onde dite extraordinaire, se propage à une vitesse donnée par la relation suivante :

$$v_e = \frac{c}{n} \quad (2.11)$$

Où n dépend de la direction de propagation, variant de n_e à n_o ($n_e > n_o$ pour le TeO₂, matériau uniaxe positif). Les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire sont élevés (supérieurs à 2). La figure 2.4 illustre la variation de ces deux indices optiques en fonction de la longueur d'onde lumineuse.

A partir de la surface indicatrice propre du milieu, il est possible de déterminer les états propres de polarisation.

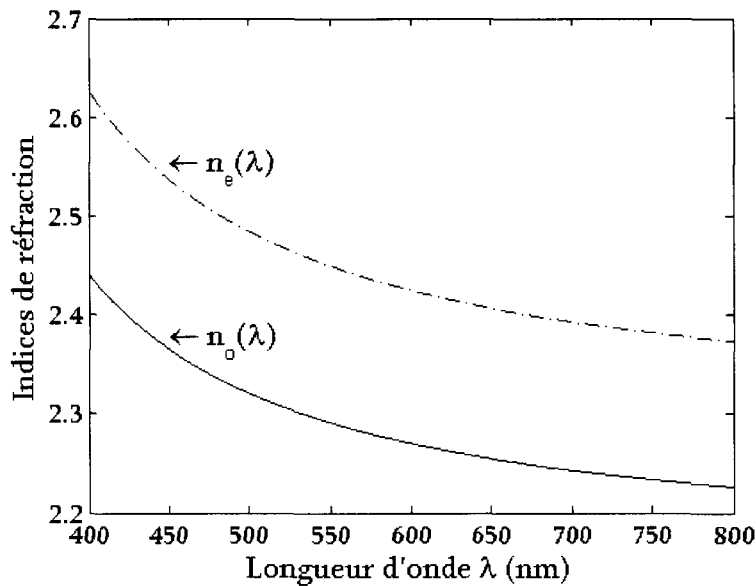


Figure 2. 4 : Evolution des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du TeO_2 en fonction de la longueur d'onde lumineuse [KAS1997]

Dans le repère des axes propres, la matrice B_{ij} d'impermittivité diélectrique est diagonale et la surface indicatrice est un ellipsoïde de révolution autour de l'axe optique (Oz), d'équation :

$$B_{11}x^2 + B_{22}y^2 + B_{33}z^2 = 1 \text{ avec } B_{11} = B_{22} = n_o^{-2} \text{ et } B_{33} = n_e^{-2} \quad (2.12)$$

Quel que soit l'angle d'incidence θ_i par rapport à l'axe optique, une onde plane monochromatique se décomposera en deux ondes polarisées rectilignement et orthogonalement. Les directions de polarisation sont données par les axes de l'ellipse dans le plan de coupe de l'ellipsoïde par le plan d'onde. Selon l'indice de réfraction, on peut constater deux états de polarisation. Un état de polarisation ordinaire d'indice n_o indépendant de la direction de propagation et un état extraordinaire dont l'indice $n_e(\theta_i)$ est tel que :

$$\frac{1}{n_e^2(\theta_i)} = \frac{\cos^2 \theta_i}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta_i}{n_e^2} \quad (2.13)$$

En introduisant la biréfringence linéaire $\Delta n = n_e - n_o$ en général faible (< 0.2 : figure 2.5), une bonne approximation de l'indice $n_e(\theta_i)$ est donnée par l'expression suivante [KAS1989] :

$$n_e(\theta_i) \approx n_o + \Delta n \sin^2 \theta_i \quad (\text{erreur inférieure à } 0.5\%) \quad (2.14)$$

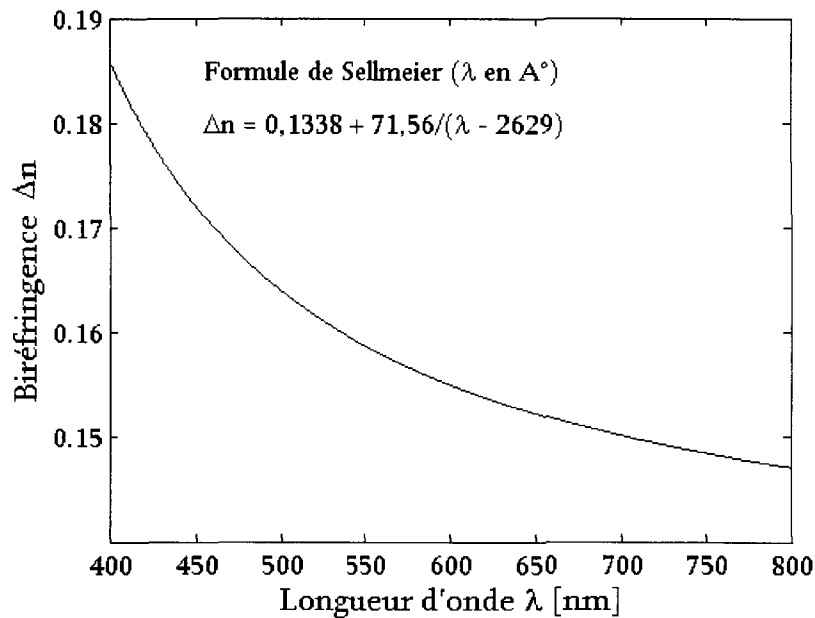


Figure 2.5 : Évolution de la biréfringence Δn linéaire du TeO_2 en fonction de la longueur d'onde lumineuse

Activité optique

Ce phénomène est aussi connu sous le nom de «gyrotropie» ou encore «pouvoir rotatoire». La Paratellurite est un cristal fortement gyrotrope au voisinage de l'axe optique [001]. En effet, dans cette configuration, la biréfringence linéaire est quasi-nulle ($\theta_i \approx 0$) et le milieu se comporte comme un milieu isotrope. Les états propres de propagation

ont des polarisations circulaires opposées, associés aux indices gauche n_g et droit n_d tels que :

$$\begin{cases} n_g = n_o + \frac{\Delta n_c}{2} \\ n_d = n_o - \frac{\Delta n_c}{2} \end{cases} \quad (2.15)$$

Δn_c représente la biréfringence circulaire. Physiquement, une onde lumineuse de polarisation rectiligne incidente normalement à une lame de cristal, taillée elle-même normalement à l'axe optique, se décomposera donc en deux modes propres circulaires d'égales amplitudes. Le déphasage introduit par une longueur unitaire de cristal se traduit, pour l'onde émergente polarisée rectilignement, par une rotation de polarisation d'angle $\rho = \frac{\pi \Delta n_c}{\lambda_0}$, appelé aussi pouvoir rotatoire.

Conclusion

Pour une direction quelconque de propagation, il y a superposition de deux phénomènes : l'anisotropie linéaire et l'activité optique. Dans le cas où les sources lumineuses utilisées sont polarisées rectilignement et pour optimiser le rendement global de l'interaction acousto-optique, on a intérêt à coupler l'énergie correspondante sur un seul mode propre de propagation. On peut alors montrer que [HUA1993], avec une onde lumineuse incidente de polarisation rectiligne, on peut coupler plus de 95% de l'énergie incidente sur un mode de propagation si la direction de l'onde incidente s'écarte de l'axe optique de quelques degrés ($>3^\circ$ [GAZ1985]). Aussi, pour toutes les configurations d'interaction présentées dans cette thèse, nous nous placerons dans les conditions telles que la gyrotropie puisse être négligée.

II.4.3- Caractéristiques acoustiques de TeO2

Les valeurs numériques des constantes élastiques (tenseur C_{ij}) du

TeO₂ ont été publiées successivement par plusieurs auteurs. Nous avons travaillé avec les valeurs les plus récentes d'OGI [OGI2004].

Quelque soit la direction de propagation d'une onde de volume dans la Paratellurite, il y a propagation de trois ondes : une onde longitudinale (L) ou de compression et deux ondes transversales (T) ou de cisaillement, les polarisations respectives sont orthogonales entre elles et les vitesses sont différentes [AUL1973]. Parmi les trois ondes propagées, il existe une onde lente qui est particulièrement intéressante pour l'interaction acousto-optique, c'est l'onde transversale lente qui se propage dans la direction [110] polarisée suivant la direction [1-10], à une vitesse de 618m/s. Cette vitesse très faible conduit à un très bon facteur de mérite M_2 .

Propagation de l'onde transversale lente au voisinage de la direction [110]

Dans beaucoup de composants acousto-optiques en Paratellurite et notamment les DAOs, l'interaction s'effectue avec l'onde transversale lente se propageant dans la direction de l'axe principal [110] ou à son voisinage, c'est-à-dire que le vecteur d'onde \mathbf{K} est incliné de θ_a dans le plan (1-10) [CHA1974], [KOR1988], [YAN1976].

Surface des lenteurs

La surface des lenteurs (l'inverse des vitesses) est un outil efficace pour étudier la propagation d'une onde acoustique [CHA1985]. Elle est l'équivalente de la surface des indices en optique et elle a pour intérêt d'indiquer la direction de propagation de l'énergie [DIE1996].

En se basant sur la figure 2.6 et en utilisant l'équation de Christoffel $\Gamma_{ik} U_k = \rho V^2 U_i$. On peut représenter l'évolution de la surface des lenteurs en 3D (Figure 2.7).

Avec : U_i les coordonnées du vecteur de polarisation de l'onde

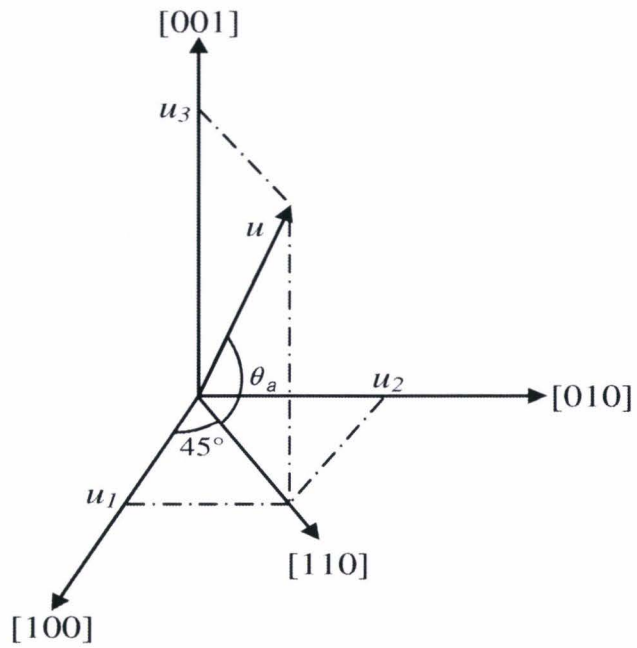


Figure 2. 6. Direction de propagation de l'onde acoustique

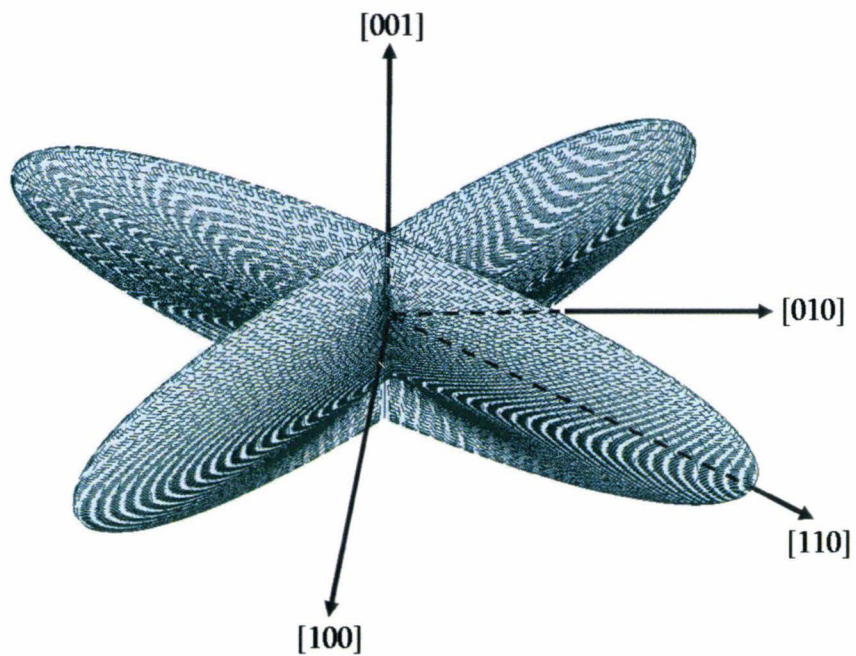


Figure 2. 7. Surface des lenteurs de l'onde transversale lente en 3D

acoustique,

Γ_{ik} les coefficients de Christoffel définis par : $\Gamma_{ik} = C_{ijkl}u_j u_l$

$u_i (i=1,3)$ les coordonnées du vecteur d'onde acoustique,

C_{ijkl} les coefficients d'élasticité du TeO_2 , mentionnés en notation contractée dans le Tableau 2.2

$$C_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \bullet & \diamond & * & 0 & 0 & 0 \\ \diamond & \bullet & * & 0 & 0 & 0 \\ * & * & \bullet & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \circ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \circ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \bullet \end{pmatrix}$$

Tableau 2.2 : Coefficients non nuls du tenseur de rigidité $C_{\alpha\beta}$ (les éléments de même signe ont la même valeur)

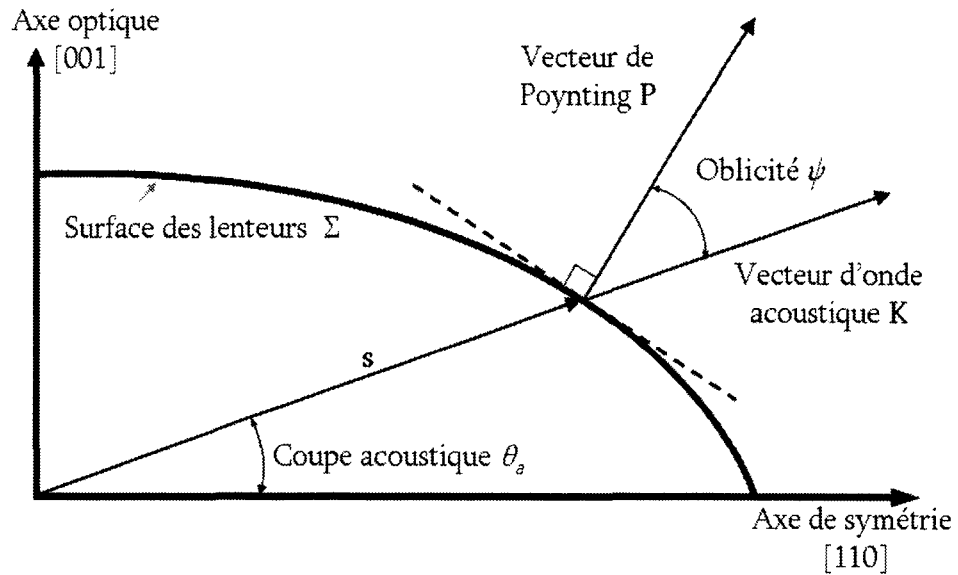


Figure 2.8 : Propagation acoustique en milieu anisotrope

La direction de propagation de l'onde acoustique est donnée par le vecteur d'onde K . Ce dernier ne représente pas forcément la direction de l'écoulement de l'énergie acoustique. Pour cela, on définit le vecteur de Poynting. Celui-ci est orthogonal à la surface des lentilles.

Il est ainsi possible d'introduire un facteur déterminant l'angle entre P et K s'appelant l'oblicité ψ , donné par la relation suivante :

$$\psi = \text{Arctg} \left(\frac{1}{s} \frac{\delta s}{\delta \theta_a} \right) \quad (2.16)$$

Où s représente l'inverse de la vitesse acoustique et θ_a la direction de propagation de l'onde.

Ce qui nous donne la formule suivante :

$$\psi = \text{Arctg} \left[\left(\frac{2C_{44}}{C_{11} - C_{12}} \right) \text{tg} \theta_a \right] - \theta_a \quad (2.17)$$

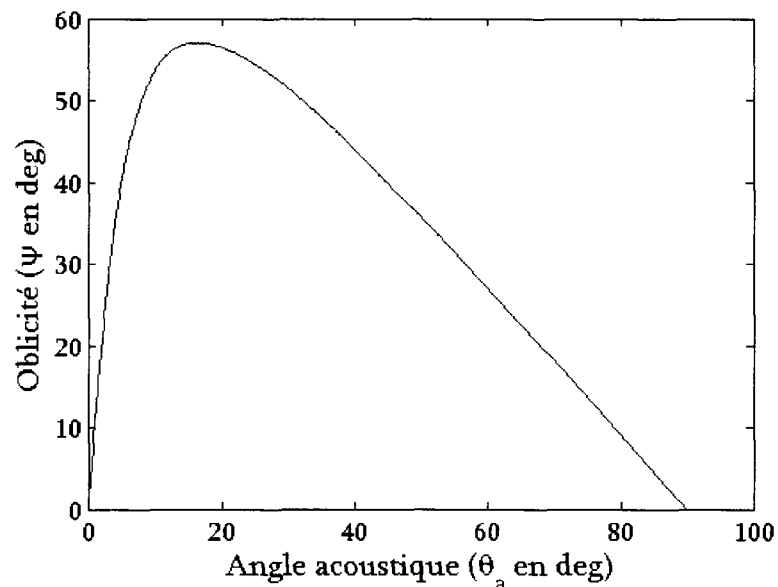


Figure 2.9 : Variation de l'oblicité en fonction de la coupe acoustique

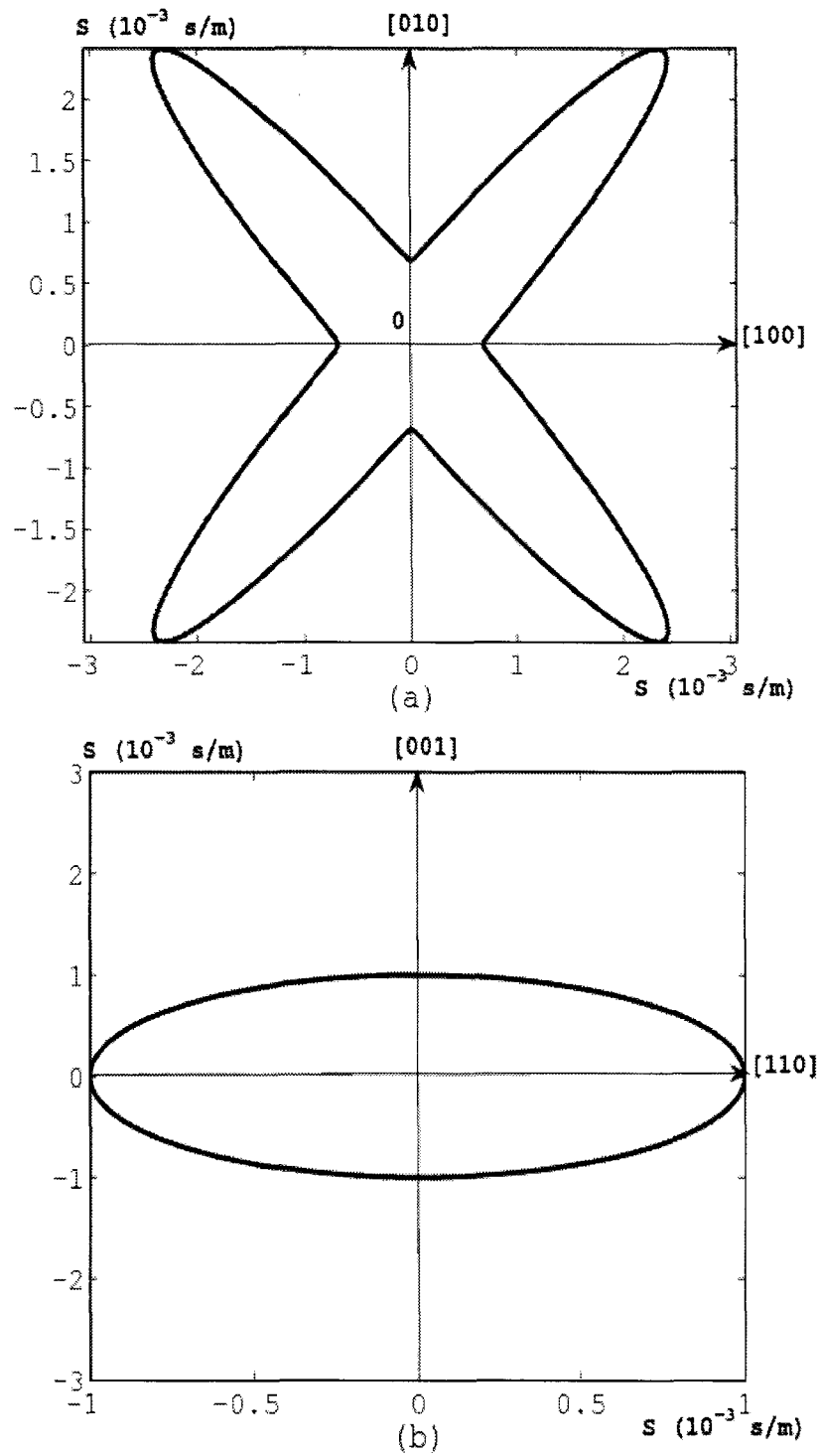


Figure 2.10 : Surface des lenteurs pour l'onde transversale lente dans la Paratellurite, (a) coupe dans le plan (001), (b) Coupe dans le plan (1-10)

La figure 2.9 représente l'évolution de l'obliquité acoustique ψ en fonction de la coupe acoustique θ_a dans le plan (1-10).

En faisant une projection de la surface des lentilles Σ dans le plan (001) (figure 2.10 (a)), on remarque une courbure très pointue de la surface des lentilles au voisinage de l'axe de propagation principal [110], due à la forte anisotropie acoustique. Par conséquent, les variations de l'obliquité sont importantes contrairement à celle obtenues par la projection de la surface des lentilles dans le plan vertical (1-10) (figure 2.10(b)) [KAS1993].

Vitesse acoustique

Nous pouvons calculer la vitesse acoustique de l'onde transversale lente, qui se propage avec un angle θ_a par rapport à l'axe de propagation [110].

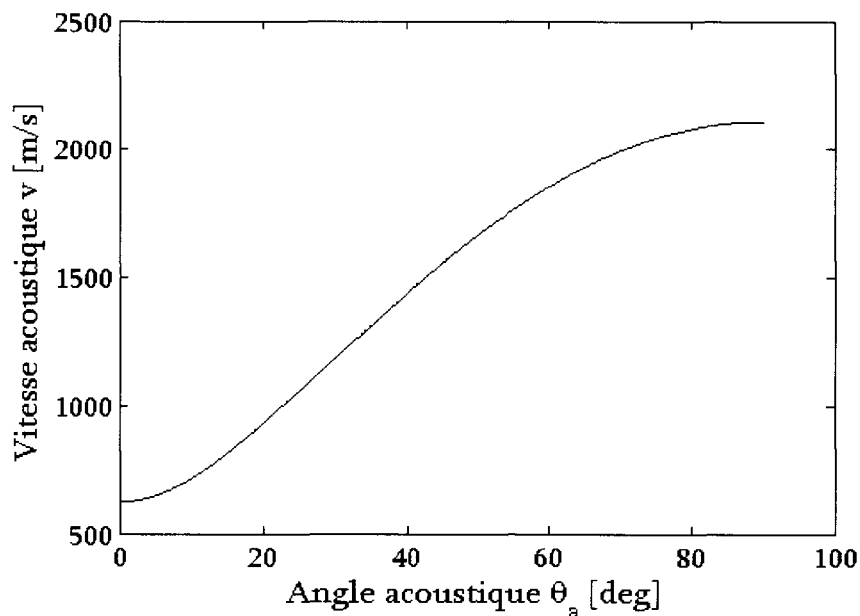


Figure 2.11 : Évolution de la vitesse acoustique en fonction de la coupe acoustique

L'expression de la vitesse est donnée par la relation suivante :

$$v = \sqrt{\frac{\left(\frac{C_{11} - C_{12}}{2}\right) \cos^2 \theta_a + C_{44} \sin^2 \theta_a}{\rho}} \quad (2.18)$$

La figure 2.11 montre l'évolution de cette vitesse acoustique en fonction de la coupe acoustique θ_a . On observe que dès qu'on s'éloigne de l'axe [110], la vitesse augmente rapidement pour atteindre sa valeur maximale à $\theta_a = 90^\circ$, qui correspond à la propagation de l'onde acoustique transversale rapide suivant l'axe optique [001].

Caractéristiques acousto-optiques du TeO₂

Les propriétés acousto-optiques d'un matériau sont données par le tenseur élasto-optique. Pour la Paratellurite, les valeurs numériques des constantes photoélastiques P_{ijkl} ont été publiées par UCHIDA [UCH1969]. La variation du tenseur d'impermittivité diélectrique ΔB_{ij} s'exprime en fonction de la déformation acoustique S_{kl} par la relation suivante:

$$\Delta B_{ij} = P_{ijkl} S_{kl} \quad (2.19)$$

Où P_{ijkl} représente le tenseur élasto-optique.

L'expression du tenseur S_{kl} est donnée par:

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \right) \quad (2.20)$$

Avec U_k les vecteurs de polarisation de l'onde acoustique.

Pour l'onde transversale lente se propageant en faisant un angle θ_a par rapport à l'axe principal [110] et polarisée suivant la direction [1-10], l'équation (2.20) donne l'expression suivante :

$$S_{kl} = \begin{pmatrix} \frac{\cos \theta_a}{2} & 0 & \frac{\sin \theta_a}{2\sqrt{2}} \\ 0 & -\frac{\cos \theta_a}{2} & -\frac{\sin \theta_a}{2\sqrt{2}} \\ \frac{\sin \theta_a}{2\sqrt{2}} & -\frac{\sin \theta_a}{2\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} x S_0 \quad (2.21)$$

Avec S_0 amplitude de la déformation.

En remplaçant l'expression (2.21) dans l'équation (2.19), on obtient la variation du tenseur d'impermittivité diélectrique ΔB_{ij} :

$$\Delta B_{ij} = \begin{pmatrix} \left(\frac{p_{11} - p_{12}}{2}\right) \cos \theta_a & 0 & \left(\frac{p_{44}}{\sqrt{2}}\right) \sin \theta_a \\ 0 & -\left(\frac{p_{11} - p_{12}}{2}\right) \cos \theta_a & -\left(\frac{p_{44}}{\sqrt{2}}\right) \sin \theta_a \\ \left(\frac{p_{44}}{\sqrt{2}}\right) \sin \theta_a & -\left(\frac{p_{44}}{\sqrt{2}}\right) \sin \theta_a & 0 \end{pmatrix} x S_0 \quad (2.22)$$

Maintenant, si l'on considère une onde transversale se propageant suivant l'axe principal $[110]$ ($\theta_a = 0$) et polarisée suivant $[1-10]$, l'équation (2.24) devient alors :

$$\Delta B_{ij} = \begin{pmatrix} ps_0 & 0 & 0 \\ 0 & -ps_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

avec $p = (p_{11} - p_{12}) / 2$,

La surface des indices du milieu perturbé s'écrit alors:

$$(B_{11} + \Delta B_{11}) x^2 + (B_{11} - \Delta B_{11}) y^2 + B_{33} z^2 = 1 \quad (2.24)$$

On note que les axes propres du cristal ainsi perturbé ne sont pas modifiés et on peut introduire les indices n_1 et n_2 suivant les axes x et y .

$$\begin{cases} \frac{1}{n_1^2} = B_{11} + \Delta B_{11} = \frac{1}{n_0^2} + \rho s_0 \\ \frac{1}{n_2^2} = B_{11} - \Delta B_{11} = \frac{1}{n_0^2} - \rho s_0 \end{cases} \quad (2.25)$$

L'amplitude de la perturbation étant faible (ordre de grandeur de $\Delta B_{11}/B_{11}$: 10^{-5}), une bonne approximation des indices est donnée par les expressions:

$$\begin{cases} n_1 \approx n_0 - \delta n \\ n_2 \approx n_0 + \delta n \end{cases} \text{ avec } \delta n = \frac{n_0^3}{2} \rho s_0 \quad (2.26)$$

Physiquement, la propagation de l'onde transversale crée deux réseaux mobiles de phase de même vitesse. De plus, ces deux réseaux sont en opposition de phase puisque les variations d'indice associées sont d'égales amplitudes δn et opposées.

Facteur de mérite acousto-optique

La comparaison entre les différents matériaux acousto-optiques est facilitée par l'introduction des facteurs de mérite [YAN1974]. Nous donnons celui qui est le plus couramment utilisé, à la fois dans la littérature et dans la pratique, à savoir M_2 qui rend compte de la fraction de lumière déviée sous incidence de Bragg, défini par :

$$M_2 = \frac{n_i^3 n_d^3 \rho_{eff}^2}{\rho v^3} \quad (2.27)$$

Avec n_i et n_d les indices de réfraction incident et diffracté, ρ la densité volumique, v la vitesse de l'onde acoustique et ρ le coefficient photo-élastique effectif défini par :

$$p_{eff} = \left(\frac{p_{11} - p_{12}}{2} \right) \cos \theta_a \cos \theta_i + p_{44} \sin \theta_a \sin \theta_i \quad (2.28)$$

La Paratellurite, présente un facteur de mérite M_2 très élevé, en particulier pour l'onde acoustique transversale se propageant suivant [110] : $M_{20} = 0,8 \cdot 10^{-12} \text{s}^3/\text{kg}$ pour une longueur d'onde lumineuse $\lambda_0 = 633 \text{nm}$. La figure 2.12 représente la variation du facteur de mérite relatif M_2/M_{20} en fonction de l'inclinaison θ_a par rapport à l'axe principal [110].

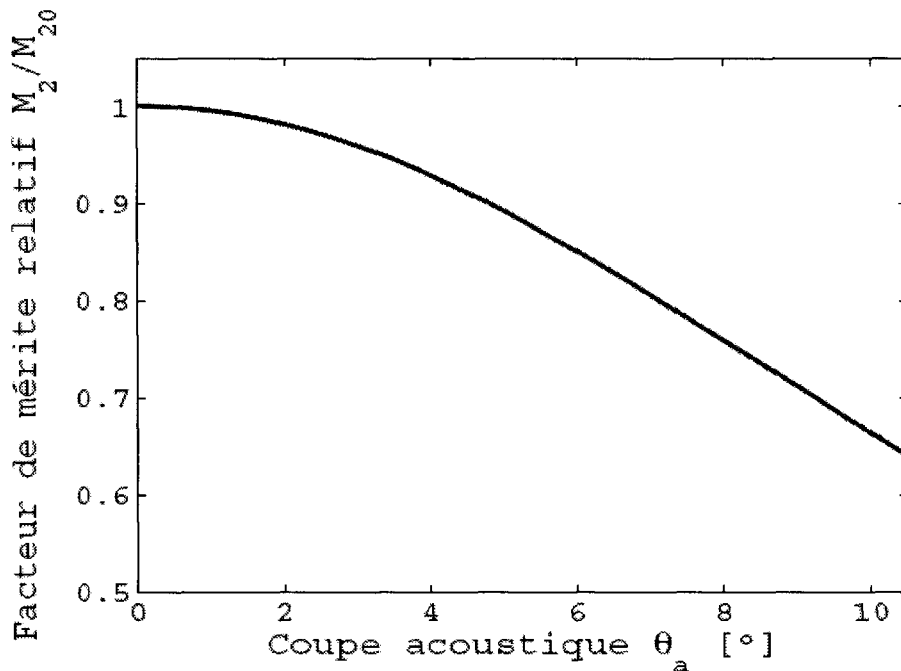


Figure 2.12 : Facteur de mérite en fonction de l'inclinaison par rapport à l'axe [110]

Le facteur de mérite M_2 est intéressant parce qu'il rend compte directement de la puissance acoustique à fournir. Par exemple, lorsqu'on travaille à faible rendement, un développement limité du rendement acousto-optique montre le rapport de proportionnalité avec le facteur de mérite M_2 [KAS1989]:

$$\eta_{faible} = \frac{\pi^2}{2\lambda_0^2} M_2 \frac{W}{H} P \quad (2.29)$$

Cependant, le facteur de mérite M_2 décroît rapidement avec le cube de la vitesse acoustique et ceci limitera les performances acousto-optiques, en particulier pour l'onde transversale, dès que la direction s'écarte de l'axe [110] correspondant à la vitesse minimale.

II.5- DEFLECTEUR ACOUSTO-OPTIQUE

Les déflecteurs acousto-optiques (DAOs) sont des composants bien connus dans les systèmes de balayage d'un faisceau lumineux avec des spécifications variées vis-à-vis du temps d'accès, de la résolution et de la longueur d'onde.

On peut définir le déflecteur acousto-optique comme étant un composant permettant la déviation d'un faisceau laser sous un angle θ par application d'une fréquence f .

$$\theta = \frac{\lambda}{v} f \quad (2.30)$$

Où λ symbolise la longueur d'onde de la lumière et v la vitesse de l'onde acoustique

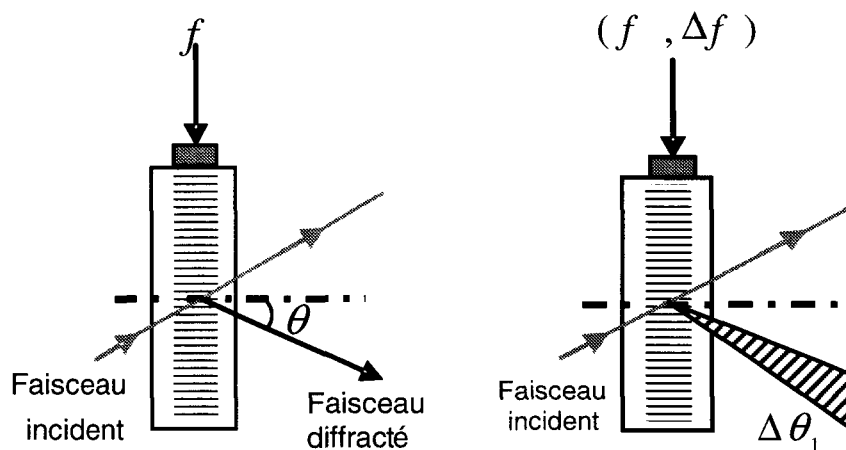


Figure 2.13: Déflecteur acousto-optique

Si on applique une onde acoustique de fréquence variable dans une bande passante Δf , on génère une plage de déviation du faisceau lumineux $\Delta\theta$. En effet, la variation de cette fréquence entraîne la variation de l'angle de déflexion sous la forme suivante :

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{v} \Delta f \quad (2.31)$$

La résolution ou le nombre total des points correspond au rapport de l'angle de déflexion total $\Delta\theta$ sur la divergence du faisceau $\delta\theta$, ce qui donne:

$$N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} = \Delta f \tau \quad (2.32)$$

C'est aussi le produit de la bande passante Δf par le temps d'accès τ . Ce dernier est le temps nécessaire à l'onde acoustique pour traverser le faisceau lumineux. Il est de l'ordre de quelque μs pour un déflecteur acousto-optique en Paratellurite.

II.6- INTERACTION ANISOTROPE TANGENTE

Lorsque le vecteur d'onde acoustique est tangent à la surface des vecteurs d'onde ordinaire, il s'agit de l'interaction anisotrope tangente.

La figure 2.14 (a) représente un cas particulier de la Paratellurite où le vecteur d'onde acoustique se propageant dans la direction [110] est tangent à la surface d'onde ordinaire.

Trois ordres lumineux sont alors à considérer: l'ordre 0 incident donne, après interaction avec le vecteur acoustique \mathbf{K} , un premier ordre diffracté \mathbf{k}_{d1} . Celui-ci peut alors interagir une deuxième fois et donner l'ordre diffracté \mathbf{k}_{d2} . Si le vecteur d'onde acoustique s'écarte de la configuration centrale \mathbf{K} , la courbe de rendement présentera un creux de l'ordre +1 pour une fréquence de travail voisine de celle de l'interaction tangente f_t (figure 2.14 (b)) [YAN75].

Quelque soit la puissance appliquée, l'énergie lumineuse du 2^{ème} faisceau diffracté ne dépassera pas les 50%.

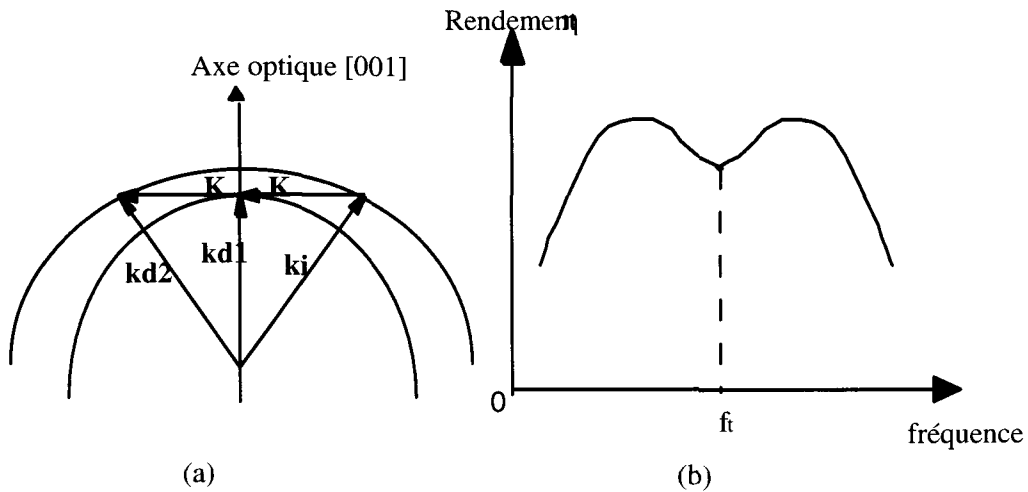


Figure 2.14. Interaction anisotrope tangente.

(a) Diagramme des vecteurs d'onde (b) Allure du rendement.

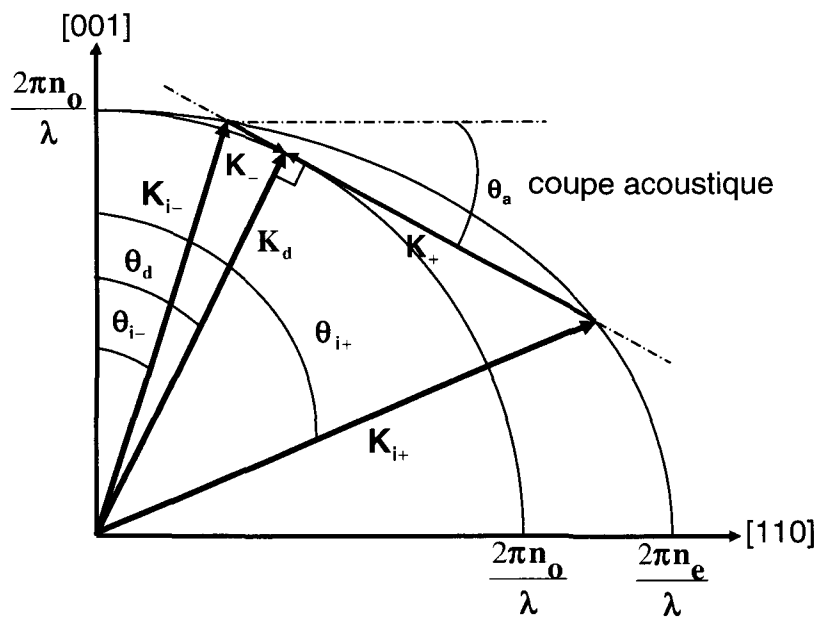


Figure 2.15 : Interaction anisotrope tangente à 2 fréquences centrales dans la Paratellurite

Pour éviter ce cas de figure, on incline le vecteur d'onde acoustique d'un angle θ_a ($\theta_a > 2$ à 3°) par rapport à l'axe [110]. Pour une même coupe cristalline θ_a , deux interactions anisotropes tangentes de fréquences centrales différentes sont possibles au synchronisme [GAZ85], $\mathbf{k}_d = \mathbf{K}_\pm \pm \mathbf{k}_{i\pm}$. Ces deux interactions produisent un même faisceau diffracté. La polarisation du faisceau lumineux incident correspond au mode propre de propagation extraordinaire. Le faisceau diffracté est dans la même direction pour les deux interactions et correspond au mode propre de propagation ordinaire. Les constructions vectorielles de ces deux interactions sont indiquées à la figure 2.15.

Dans la plupart des applications, l'angle θ_a étant inférieur à 10° , les expressions analytiques régissant les deux interactions sont données dans l'approximation des petits angles [GAZ83]. L'erreur liée à cette approximation ne dépasse pas 2%.

Fréquences centrales d'interaction

Les fréquences centrales f_{c+} et f_{c-} peuvent être approximées après un calcul numérique permettant de négliger la forte gyrotropie de la Paratellurite au voisinage de l'axe optique [001]. Ceci est obtenu pour des coupes cristallines supérieures à 6° pour une interaction basse fréquence et 3° pour une interaction haute fréquence. L'expression est la suivante :

$$\begin{cases} f_{c+} = \frac{vn_e}{\lambda n_o} \sqrt{n_e^2 - n_o^2} \left(1 + \frac{\sqrt{n_e^2 - n_o^2}}{n_e}\right) \theta_a \\ f_{c-} = \frac{vn_e}{\lambda n_o} \sqrt{n_e^2 - n_o^2} \left(1 - \frac{\sqrt{n_e^2 - n_o^2}}{n_e}\right) \theta_a \end{cases} \quad (2.33)$$

Où v, λ et θ_a représentent la vitesse d'onde acoustique, la longueur d'onde lumineuse et la coupe acoustique. n_e et n_o sont les indices de réfraction extraordinaire et ordinaire.

La figure 2.16 donne la variation de la fréquence centrale haute et

de la fréquence basse en fonction de la coupe acoustique.

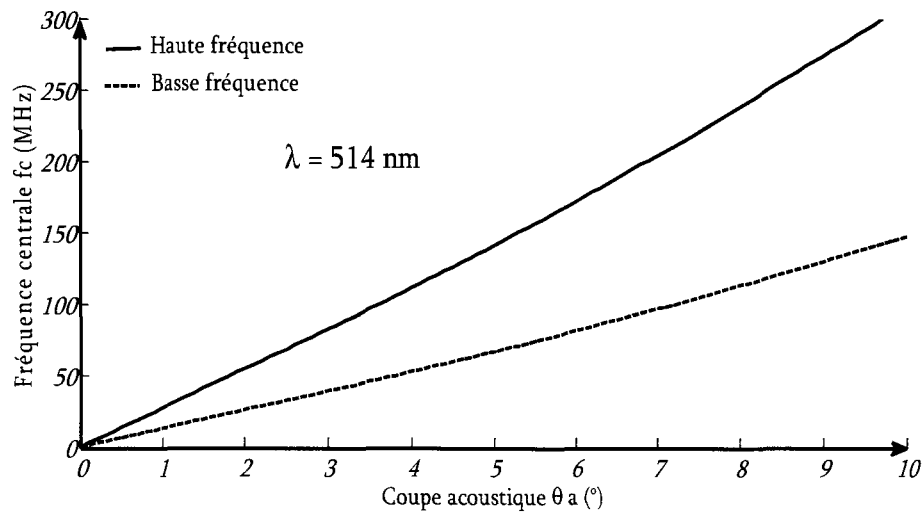


Figure 2.16 : Fréquence centrale en fonction de la coupe acoustique

Angle d'incidence

A partir d'une fréquence centrale donnée, l'angle du faisceau lumineux incident peut être défini.

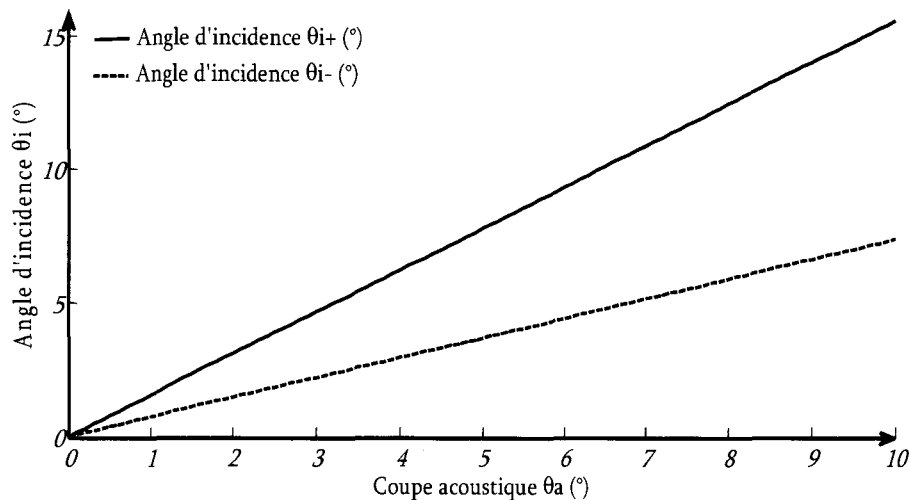


Figure 2.17 : Angle d'incidence en fonction de la coupe acoustique

Deux angles d'incidence θ_{i+} et θ_{i-} associés respectivement aux interactions haute et basse fréquence, sont possibles pour une même

coupe acoustique θ_a , et données par les relations suivantes [GAZ85]:

$$\begin{cases} \theta_{i+} = \frac{n_e}{n_o} \left(\frac{n_e}{n_o} + \sqrt{\frac{n_e^2}{n_o^2} - 1} \right) \theta_a \\ \theta_{i-} = \frac{n_e}{n_o} \left(\frac{n_e}{n_o} - \sqrt{\frac{n_e^2}{n_o^2} - 1} \right) \theta_a \end{cases} \quad (2.34)$$

La figure 2.16 représente la variation des angles d'incidence θ_{i+} et θ_{i-} en fonction de la coupe acoustique θ_a .

Bande passante

La même bande de fréquence Δf pour les deux interactions est obtenue en interaction anisotrope tangente.

Les déflecteurs acousto-optiques en Paratellurite commercialisés sont basés sur cette interaction (AA Opto Electronic France, Gooch and Housego Angleterre, Moltech Allemagne, Brimrose Etats Unis). Les caractéristiques usuelles pour des applications dans le visible sont une bande passante de l'ordre de 50 MHz, une coupe acoustique de 6° et une interaction de type basse fréquence centrale (environ 100 MHz). Le temps d'accès par unité de longueur d'interaction est alors $1,5 \mu\text{s}/\text{mm}$.

Comme les cristaux de Paratellurite sont disponibles dans de grandes dimensions (plusieurs cm), le nombre N de directions distinctes peut être très élevé, par exemple 1 500 pour une longueur d'interaction de 2 cm.

Chapitre III

MISE EN CASCADE DE DEUX DEFLECTEURS

III.1- INTRODUCTION

Dans bon nombre d'applications récemment publiées tels que le piégeage d'atomes [FRI2000], la microscopie photonique [LYE2006], l'interférométrie [RIZ1996], la profilométrie [YIN2007], [DUP2007] ou encore les processeurs optiques [KIM2006], [MCL1996], [LC2000], les défecteurs acousto-optiques sont utilisés pour l'adressage en mode aléatoire. Dans ce type de fonctionnement, le paramètre clé est le temps de commutation nécessaire pour passer d'une position donnée du faisceau à une autre. Le temps de commutation correspond au temps d'accès, c'est-à-dire au temps de passage de l'onde acoustique à travers le faisceau lumineux.

L'expression du nombre de directions distinctes $N = \Delta f \cdot \tau$ indique que la seule solution pour augmenter N sans modifier le temps d'accès est d'augmenter la bande passante. Pour les défecteurs acousto-optiques en Paratellurite à onde transversale lente, la bande passante n'excède pas une valeur de 50 à 60 MHz, pour des raisons d'adaptation du transducteur

piézoélectrique, de phénomène de rediffractions acousto-optiques...

Nous proposons donc un dispositif original constitué par la mise en cascade de deux défecteurs acousto-optiques pour lesquels les bandes passantes sont adjacentes.

Nous décrivons tout d'abord le principe de cette mise en cascade, ensuite nous détaillons les caractéristiques des deux défecteurs et enfin les vérifications expérimentales.

Finalement le dispositif ainsi réalisé peut être vu comme un défecteur classique mais présentant une bande passante augmentée d'un facteur 2 sans modification du temps d'accès.

III.2- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Le schéma de principe du dispositif à 2 défecteurs cascades est représenté à la figure 3.1

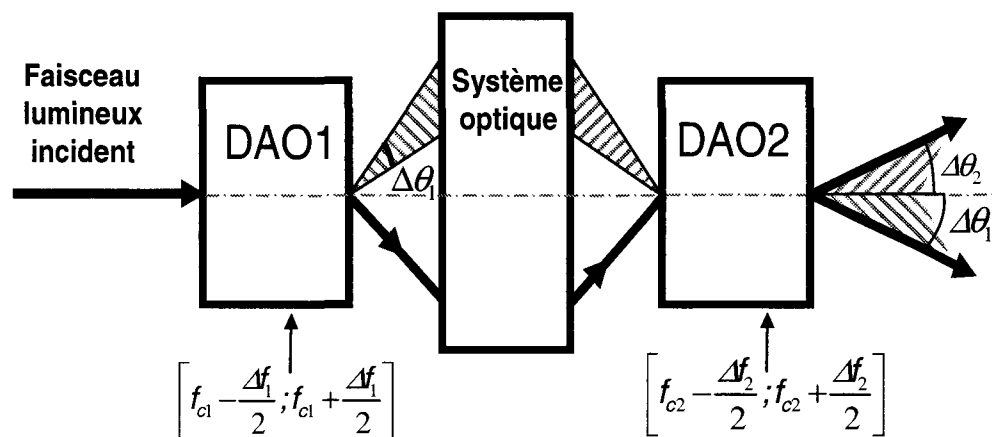


Figure 3.1 : Principe de fonctionnement

On place tout d'abord un premier défecteur DAO1 fonctionnant dans une bande passante Δf_1 centrée sur la fréquence f_{c1} : $[f_{c1} - \Delta f_1/2 ; f_{c1} + \Delta f_1/2]$. L'angle de balayage est alors $\Delta\theta_1 = \lambda \Delta f_1 / v_1$ où v_1 est la vitesse de

l'onde acoustique dans DAO1 et λ la longueur d'onde lumineuse.

Un système optique relaye l'image du premier déflecteur dans le second. Celui-ci fonctionne dans une bande passante Δf_2 centrée sur la fréquence f_{c2} : $[f_{c2} - \Delta f_2/2 ; f_{c2} + \Delta f_2/2]$. L'angle de balayage est alors $\Delta\theta_2 = \lambda \Delta f_2 / v_2$ où v_2 est la vitesse de l'onde acoustique dans DAO2.

On impose alors la jonction des deux intervalles c'est-à-dire $f_{c1} + \Delta f_1/2 = f_{c2} - \Delta f_2/2$.

On peut alors introduire le déflecteur équivalent Figure 3.2 fonctionnant dans une bande passante $\Delta f = \Delta f_1 + \Delta f_2$. L'angle de balayage $\Delta\theta = \lambda \Delta f / v$ où la vitesse acoustique v est supposée peu différente d'un déflecteur à l'autre $v \approx v_1 \approx v_2$. A un instant donné, un seul des 2 déflecteurs fonctionne suivant l'angle de déviation souhaité.

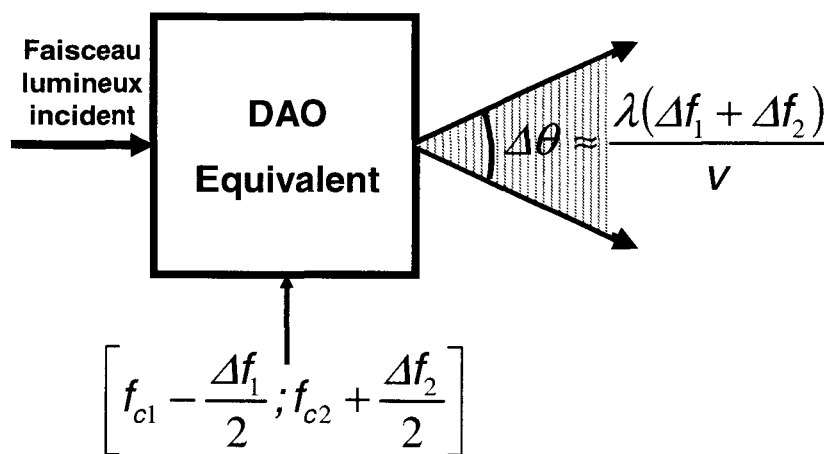


Figure 3.2 : Déflecteur équivalent

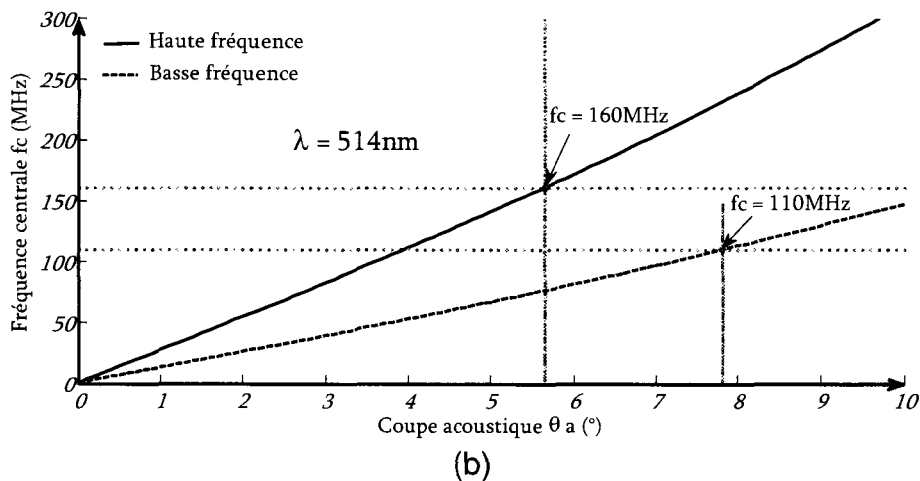
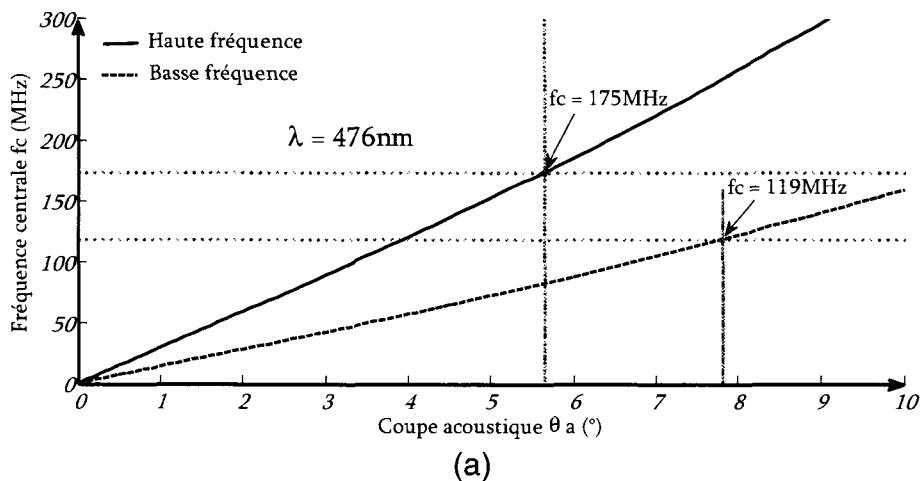
III.3- CONCEPTION DES 2 DEFLECTEURS EN PARATELLURITE

Nous avons rappelé, au chapitre 2, que l'interaction anisotrope tangente dans la Paratellurite pouvait être obtenue de 2 manières, pour une même inclinaison de quelques degrés de l'onde acoustique

transversale lente par rapport à l'axe [110], c'est-à-dire pour 2 fréquences centrales, haute et basse donnant un même faisceau diffracté et de même bande passante.

Nous donnons ci-dessous les valeurs de ces 2 fréquences obtenues en fonction de la coupe acoustique pour différentes longueurs d'onde ; dans le visible : 476 nm, 514 nm et 633 nm et également dans l'infrarouge : 850 et 1550 nm.

Dans ces calculs, la gyrotropie n'a pas été prise en compte, ce qui introduit une contrainte supplémentaire pour le choix de la coupe cristalline à savoir $\theta > 6^\circ$ pour l'interaction basse fréquence et $\theta > 3^\circ$ pour une interaction haute fréquence [GAZ1985].



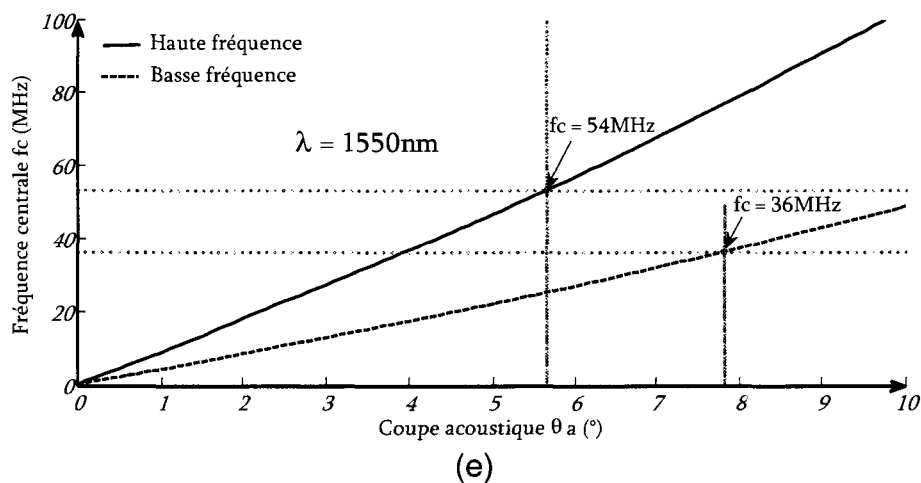
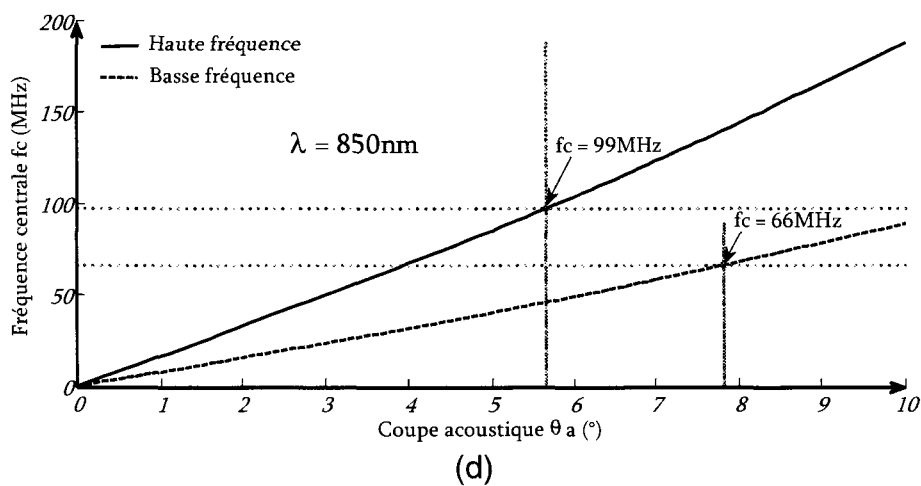
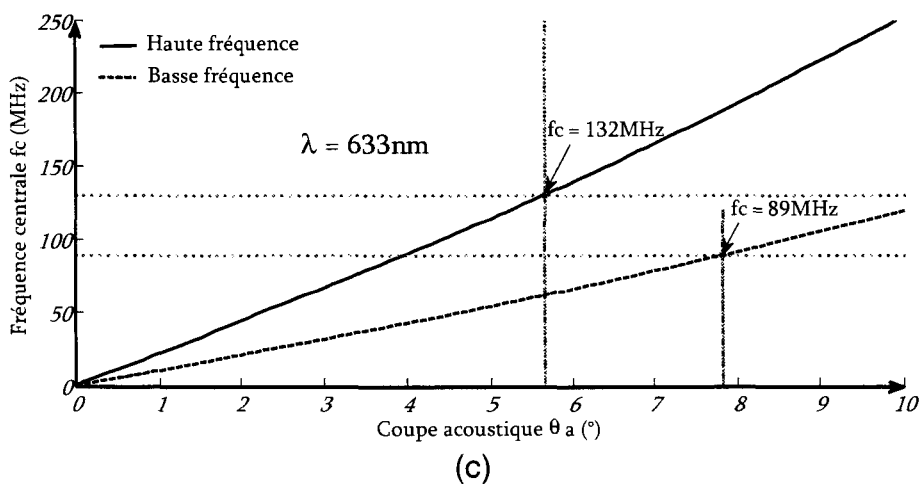
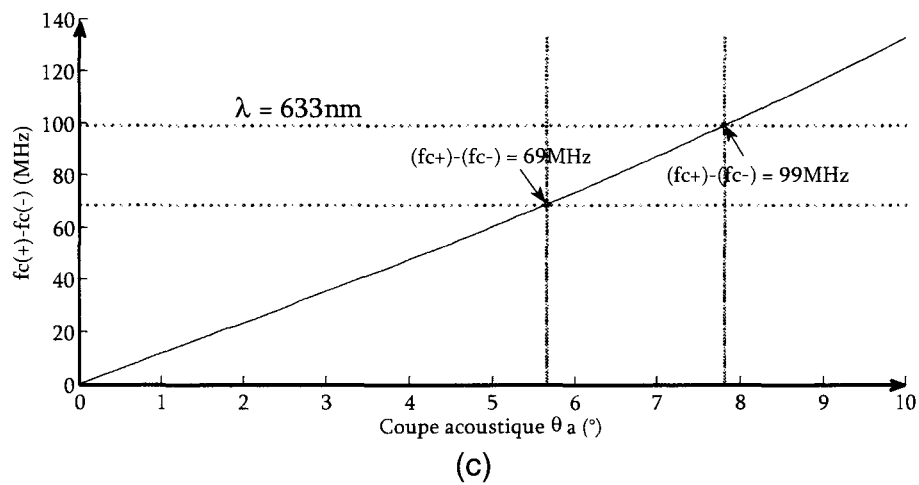
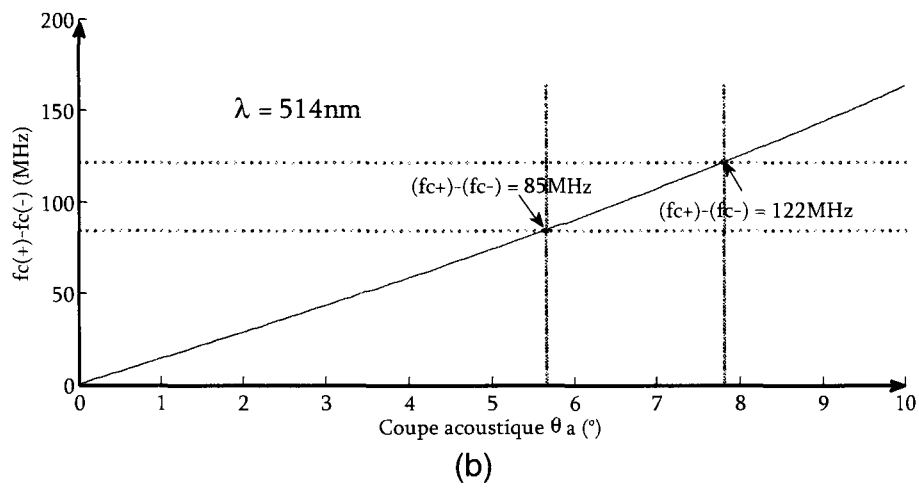
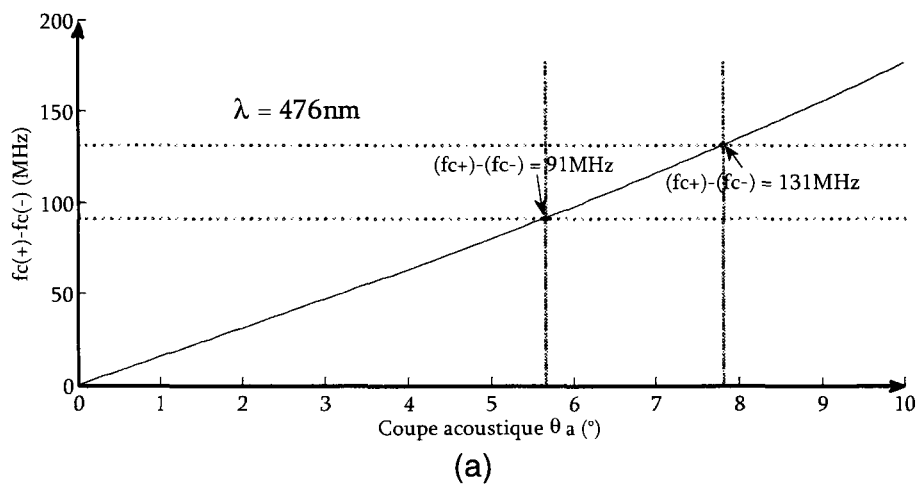


Figure 3.3 : Fréquence centrale en fonction de la coupe acoustique pour différentes longueurs d'onde



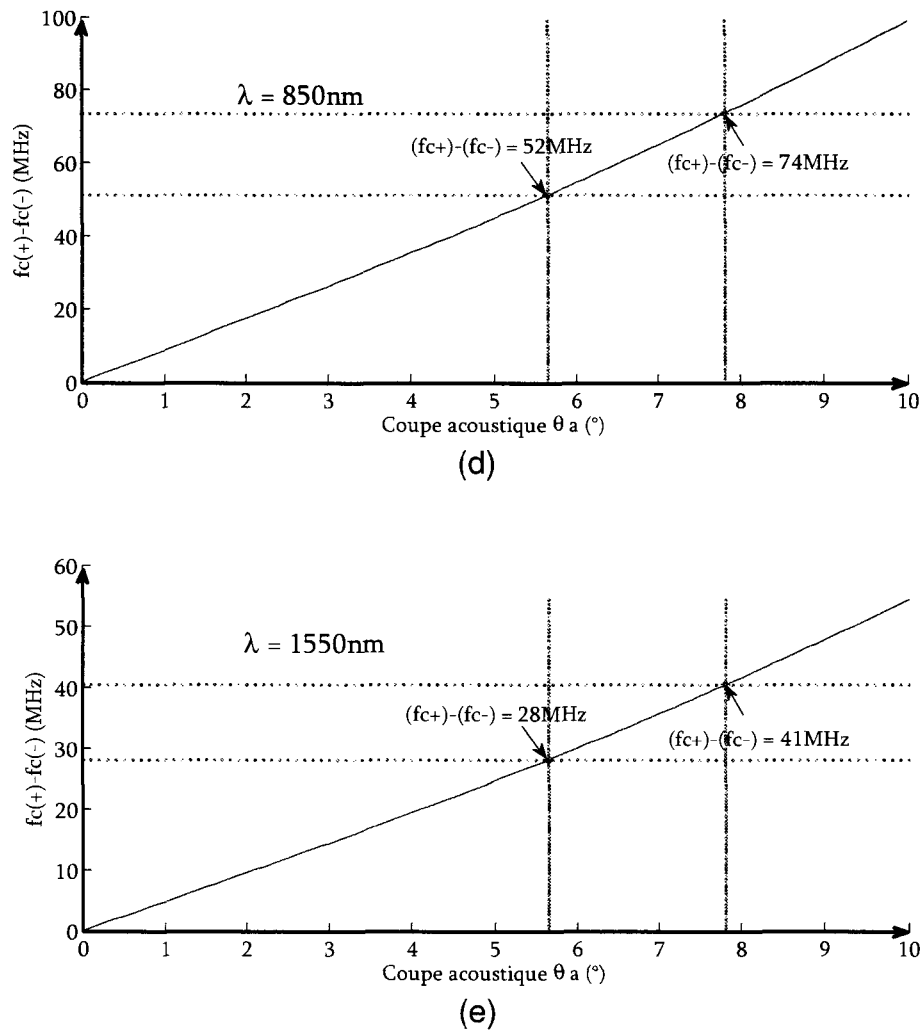


Figure 3.4 : Différence entre fréquences centrales haute et basse en fonction de la coupe acoustique pour plusieurs longueurs d'onde

Pour une coupe acoustique donnée, les fréquences centrales haute ou basse décroissent en fonction de la longueur d'onde, de même que la bande passante Δf .

Nous donnons dans le tableau une comparaison des caractéristiques obtenues pour 2 longueurs d'onde éloignées l'une dans le visible ($\lambda_1 = 514 \text{ nm}$) et l'autre dans l'infrarouge ($\lambda_2 = 1550 \text{ nm}$) pour une coupe acoustique donnée par exemple $\theta_a = 6^\circ$

<i>Coupe acoustique</i>	6°	6°
<i>Longueur d'onde λ (nm)</i>	514	1550
V_{ac} (m/s)	657	657
w (mm)	5	5
f_h (MHz)	171	57
f_b (MHz)	81	27
Δf (MHz)	47	27

Tableau 3.1 : *Caractéristiques pour 2 longueurs d'onde*

On observe que pour une longueur d'interaction donnée $w=5\text{ mm}$, la bande passante est de 47 MHz dans le visible et 27 MHz dans l'infrarouge. Cette dernière est plus faible ce qui diminue d'autant la résolution.

Diminuer la longueur d'interaction permettrait d'augmenter la bande passante mais augmenterait fortement la divergence de l'onde acoustique, d'où l'augmentation de la puissance acoustique à efficacité de diffraction égale, ce qui n'est pas souhaitable pratiquement.

Dans ce qui suit, nous présentons ce type de dispositif pour une utilisation dans le spectre visible et plus particulièrement à la longueur d'onde $\lambda=514\text{ nm}$ émise par un laser Argon. Les composants en Paratellurite conçus et réalisés sont adaptés à cette longueur d'onde. Cependant le concept peut être appliqué sur tout le spectre de transparence optique de la Paratellurite.

III.3.1- Choix des coupes acoustiques

Partant des caractéristiques habituellement rencontrées en terme de bande passante, à savoir $\Delta f \approx 50\text{ MHz}$ pour un défecteur unique, nous nous sommes fixés comme objectif l'obtention d'une bande passante

totale $\Delta f_t \approx 100$ MHz sur l'ensemble des deux défecteurs mis en cascade.

A partir de la courbe de la figure 3.3(b) montrant l'évolution des fréquences centrales haute et basse pour la longueur d'onde 514 nm, nous avons fixé pour le premier défecteur DAO1 une fréquence centrale $f_{c1}=110$ MHz et pour le second défecteur DAO2 une fréquence centrale $f_{c2}=160$ MHz. Pour chacun des deux défecteurs, une même bande passante $\Delta f=50$ MHz a été choisie.

Les coupes acoustiques sont donc :

- $\theta_a = 7^{\circ}51'$ pour DAO1, $f_{c1}=110$ MHz correspond à une interaction de type basse fréquence.
- $\theta_a = 5^{\circ}39'$ pour DAO2, $f_{c2}=160$ MHz correspond à une interaction de type haute fréquence.

Coupe acoustique	$7^{\circ}51'=7,85$	$5^{\circ}39'=5.65$
Longueur d'onde λ (nm)	514	514
Indice extraordinaire	2.475	2.475
Indice ordinaire	2.313	2.313
V_{ac} (m/s)	681	654
w (mm)	5.25	4.91
f_{c2} (MHz)	219.28	160
f_{c1} (MHz)	110	76.56

Tableau 3.2 : Les principales caractéristiques des deux DAOs

On vérifie bien que pour ces coupes acoustiques, la gyrotropie de la Paratellurite peut être négligée. Les principales caractéristiques, coupe acoustique, indices de réfraction, vitesse d'onde acoustique, longueur d'interaction, bande passante et fréquence centrales haute et basse des 2

défecteurs sont données dans le tableau 3.2.

Il est également commode d'introduire l'expression des bandes passantes en fonction des valeurs numériques :

$$\Delta f_1 = \frac{3.5}{\sqrt{W_1}} \text{ MHz} \qquad \Delta f_2 = \frac{3.65}{\sqrt{W_2}} \text{ MHz}$$

W_1 et W_2 en *mm*.

III.3.2- Conception et réalisation des défecteurs

Les constructions géométriques des deux défecteurs sont données à la figure 3.5 (a) et (b). Les faces optiques ont reçu un traitement antireflet pour la longueur d'onde 514 nm . Les ondes acoustiques transversales sont générées grâce à un transducteur piézoélectrique en Niobate de Lithium (coupe $Y-163^\circ$) collé et aminci sur les faces acoustiques.

La découpe des cristaux a été réalisée par la société AA Opto (Palaiseau). Le collage, l'amincissage des transducteurs, le dépôt des électrodes, le montage en boîtier ainsi que l'adaptation d'impédance ont été réalisés au laboratoire IEMN-DOAE.

Défecteur Acousto-Optique 1

Pour ce défecteur, les faces optiques d'entrée et de sortie sont parallèles. La face optique d'entrée est orientée perpendiculairement au faisceau lumineux incident de manière à ce qu'aucune déviation ne se produise lors de l'entrée dans le cristal et coïncide avec l'angle d'incidence par rapport à l'axe optique nécessaire pour obtenir l'interaction anisotrope tangente, ici en haute fréquence centrale.

Le transducteur est déposé du côté de la face optique de sortie pour tenir compte de la forte obliquité de l'onde acoustique transversale (ici : $\psi = 49.7^\circ$).

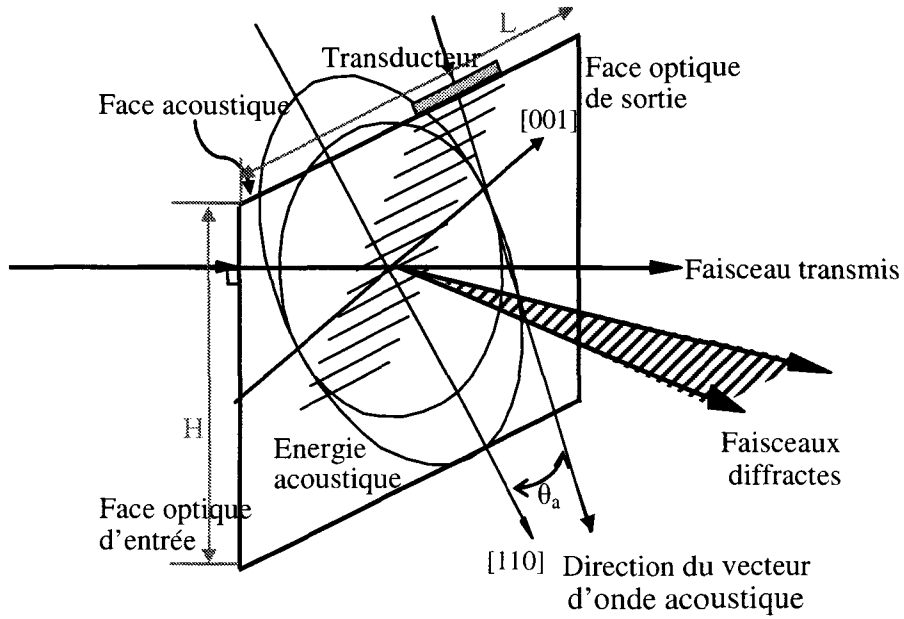


Figure 3.5 (a) : Caractéristiques géométriques du DAO1

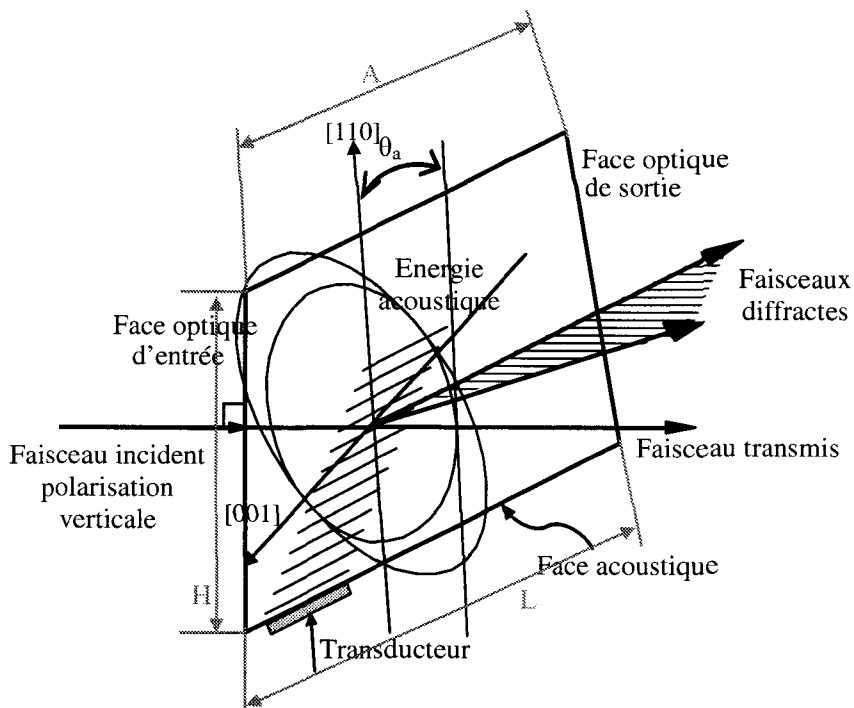


Figure 3.6 (b) : Caractéristiques géométriques du DAO2

De cette manière, il n'y a pas de réflexion sur la face optique d'entrée, ce qui pourrait engendrer une éventuelle rediffraction.

L'angle de déviation maximal du faisceau diffracté est obtenu pour la fréquence $f_{c1} + \frac{\Delta f}{2} = 135 \text{ MHz}$ c'est-à-dire $\Delta\theta_{1,max} = 102 \text{ mrad}$

Défecteur Acousto-Optique 2

La face optique d'entrée de ce second défecteur est perpendiculaire au faisceau lumineux incident, de même que pour le premier défecteur, la direction de ce faisceau correspond à l'angle d'incidence nécessaire pour obtenir l'interaction anisotrope tangente, cette fois ci en basse fréquence centrale.

Le transducteur est déposé du côté de la face optique d'entrée pour les mêmes raisons que dans le cas précédent.

L'angle de diffraction est obtenu pour la fréquence $f_{c2} + \frac{\Delta f}{2} = 185 \text{ MHz}$, c'est-à-dire $\Delta\theta_{2,max} = 145 \text{ mrad}$.

La face optique de sortie est orientée de manière à ce que la direction moyenne de balayage obtenue pour la fréquence $f_{c1} + \frac{\Delta f}{2} = f_{c2} - \frac{\Delta f}{2} = 135 \text{ MHz}$, soit dans l'axe du faisceau lumineux incident. Ceci facilite l'utilisation du dispositif puisque la plage angulaire de déflexion reste centrée.

Relevé des bandes passantes

Nous avons relevé expérimentalement les bandes passantes des deux défecteurs à l'aide du montage représenté à la figure 3.7.

Le faisceau laser incident est focalisé (lentille (L1)) de manière à ce que le diamètre dans la zone d'interaction soit égal à 1 mm (faisceau gaussien, valeur à $1/e^2$). Un montage à 2 lentilles (L2) et (L3) identiques

de distance focale $f=10\text{ cm}$ permet de faire l'image de la zone d'interaction sur la photodiode.

La zone d'interaction est placée au foyer objet de la lentille (L2). La lentille (L3) est décalée de $2f$ par rapport à (L2). La photodiode est placée au foyer image de (L3).

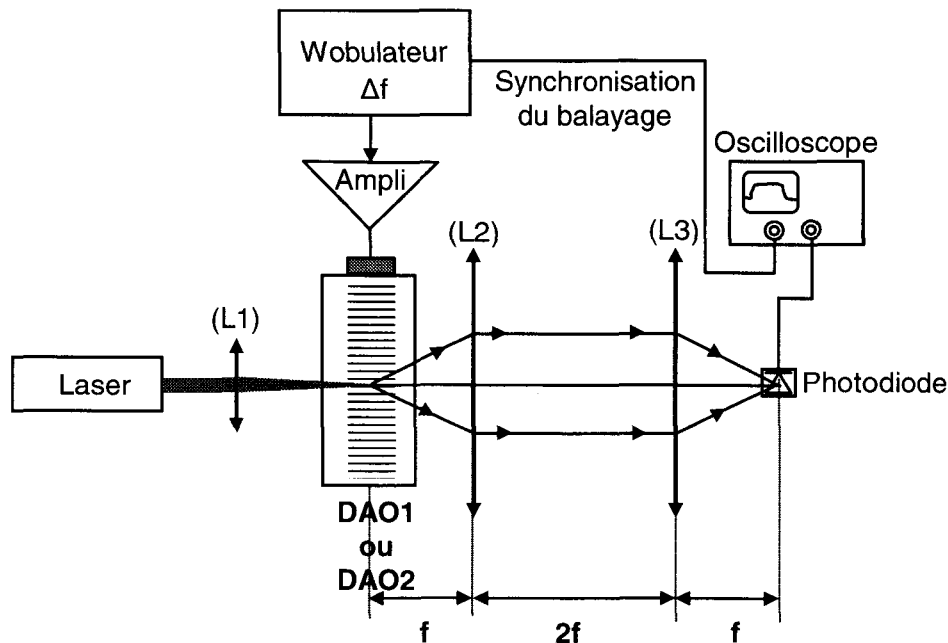


Figure 3.7 : Montage expérimental pour le relevé de bande passante

Un wobulateur de fréquence délivre le signal de modulation dans la bande Δf_1 ou Δf_2 en fonction du déflecteur testé. Le relevé de la bande passante est ensuite enregistré sur l'oscilloscope, celui-ci étant synchronisé par le signal de balayage du wobulateur.

Pour chaque déflecteur, deux relevés de bande passante sont donnés, suivant le critère choisi à savoir une variation maximale de 10% par rapport au maximum ou le critère classique à $-3dB$.

La courbe visualisée sur l'écran de l'oscilloscope pour DAO1 est représentée à la figure 3.8.

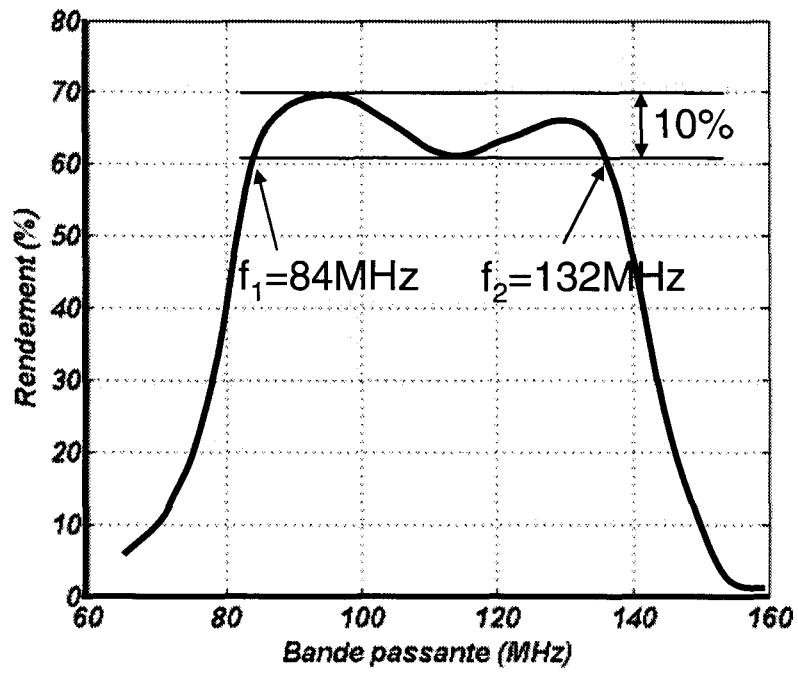


Figure 3. 8 : Bande passante DAO1 à 10%.

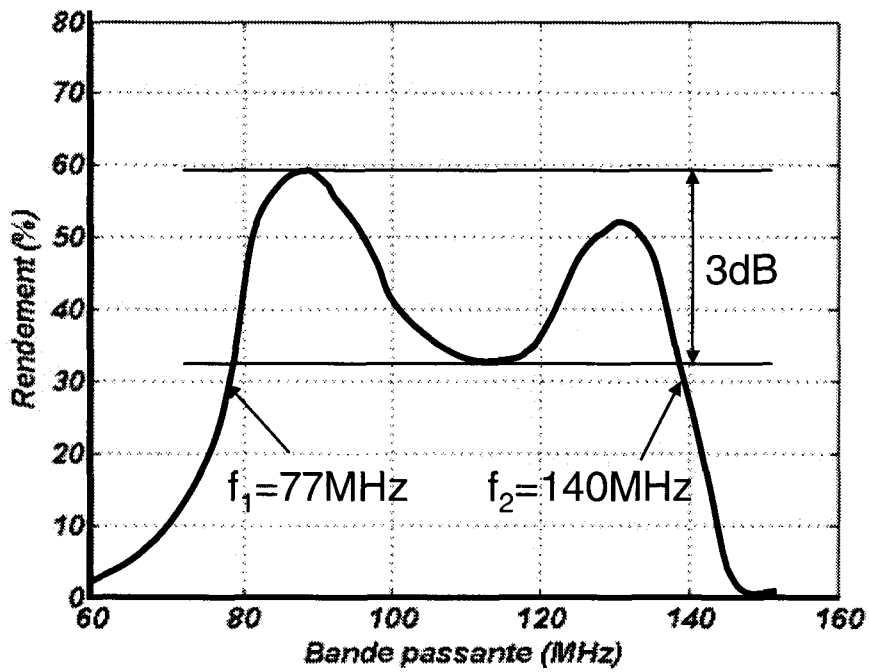


Figure 3. 9 : Bande passante DAO1 à -3dB

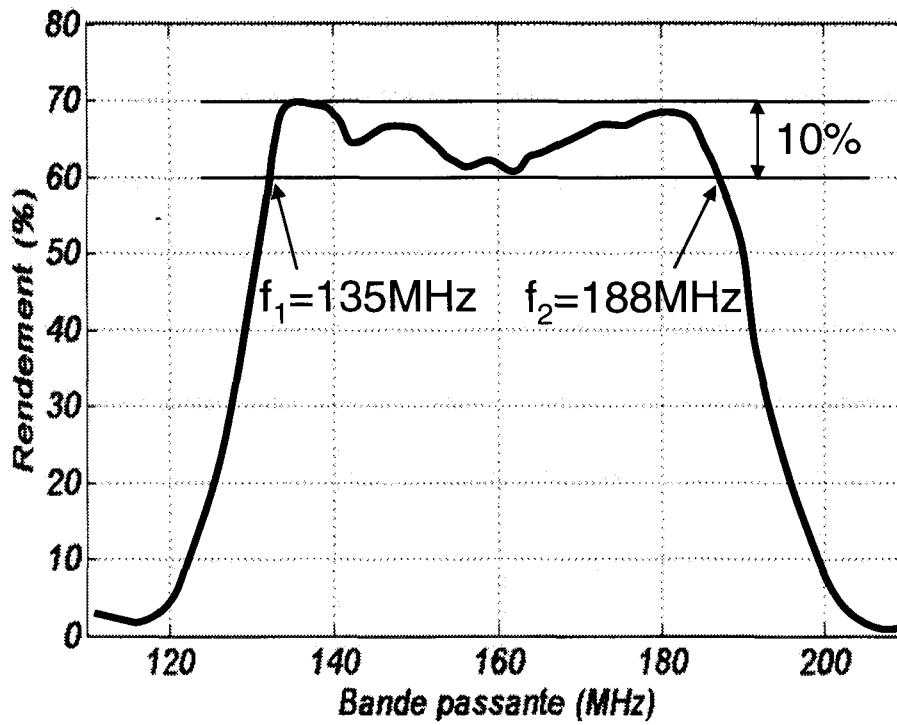


Figure 3. 10 : Bande passante DAO2 à 10%

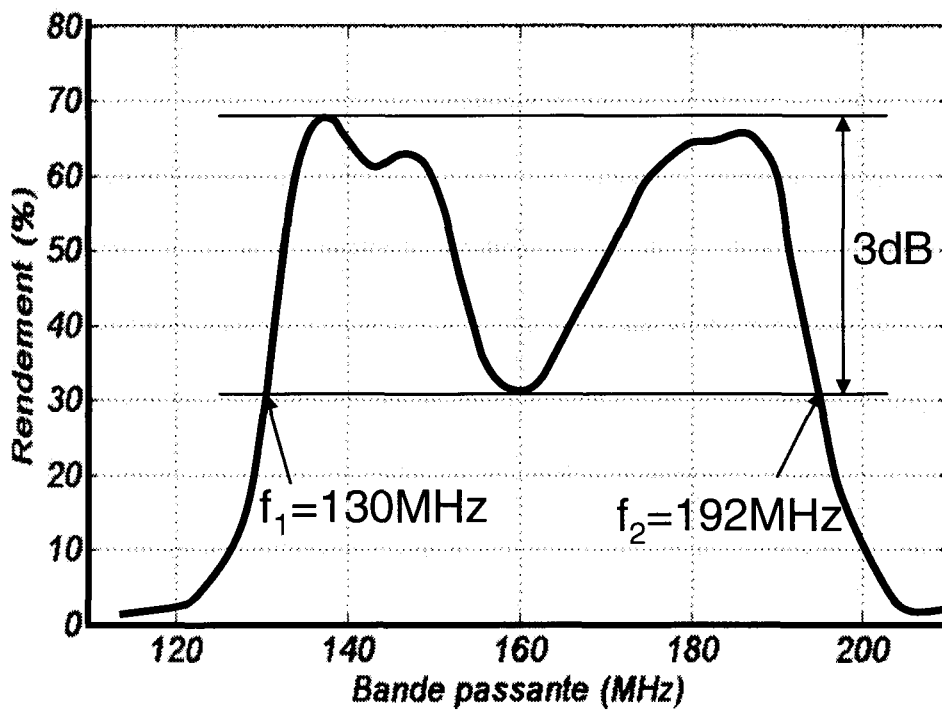


Figure 3. 11 : Bande passante DAO2 à -3dB

La figure 3.8 donne une bande passante $\Delta f_1 = 48 \text{ MHz}$ (entre 84 MHz à 132 MHz) avec un rendement compris entre 60 et 70%.

La bande passante du DAO1, pour un critère à -3dB est représentée à la figure 3.9. Comme le critère est moins sévère, la bande passante est plus grande : 63MHz pour le DAO1.

Le même montage 3.7 permet de relever les 2 bandes passantes pour le DAO2. La bande passante est $\Delta f_2 = 53 \text{ MHz}$ (entre 135 et 188 MHz) avec un rendement compris entre 60% et 70%.

En prenant le critère à -3dB , la bande passante mesurée atteint 62 MHz. Pour les deux défecteurs, on observe une bonne concordance entre les valeurs expérimentales et celles calculées.

La configuration choisie de bande passante pour la mise en cascade est celle correspondant au critère à 10%, car elle présente une meilleure uniformité d'efficacité sur toute la bande.

Compte tenu des bandes passantes mesurées, nous pouvons en déduire l'ouverture angulaire des deux défecteurs, c'est-à-dire :

$$\Delta\theta_1 = \frac{\lambda \Delta f_1}{v_1} = 36 \text{ mrad pour DAO1}$$

$$\Delta\theta_2 = \frac{\lambda \Delta f_2}{v_2} = 41 \text{ mrad pour DAO2}$$

III.4- MISE EN PLACE DU DISPOSITIF

La mise en cascade des deux défecteurs nécessite un système optique réalisant l'image de la zone d'interaction du premier défecteur dans le second, précisément dans la zone d'interaction de ce dernier. Nous avons utilisé deux lentilles convergentes de même distance focale f . La zone d'interaction du premier défecteur est positionnée au foyer objet

de la première lentille. La zone d'interaction du second défecteur est positionnée au foyer image de la seconde lentille.

Pour symétriser le montage, les deux lentilles sont séparées du double de la distance focale.

Nous avons utilisé deux lentilles de focale $f=10\text{ cm}$, ce qui place le second défecteur à 40 cm du premier. Ce choix s'est effectué du fait de l'encombrement des montures mécaniques supportant à la fois les défecteurs et les lentilles. L'intégration de ces éléments sur une platine spécialement conçue permettra de réduire considérablement l'encombrement, en choisissant une distance focale beaucoup plus courte.

Le dispositif fonctionne comme suit : à un instant donné, un seul défecteur est activé.

Le faisceau lumineux incident est polarisé suivant le mode de propagation d'indice extraordinaire du premier défecteur. Si le premier défecteur est activé par l'application d'une fréquence, un faisceau dévié d'un angle proportionnel à la fréquence appliquée apparaît et est polarisé orthogonalement au faisceau incident du fait du caractère anisotrope de l'interaction.

La partie du faisceau incident non diffracté (faisceau transmis) et le faisceau dévié sont relayés par les deux lentilles dans le second défecteur. Ce dernier est inactif et le faisceau dévié est récupéré en sortie du dispositif. Le faisceau transmis est bloqué par un cache.

Dans la configuration où seul le second défecteur est activé, le faisceau incident est simplement transmis par le premier défecteur et relayé par les deux lentilles. Sa polarisation coïncide avec le mode propre d'indice extraordinaire du second défecteur. L'interaction anisotrope se produit et donne naissance au faisceau dévié également polarisé orthogonalement.

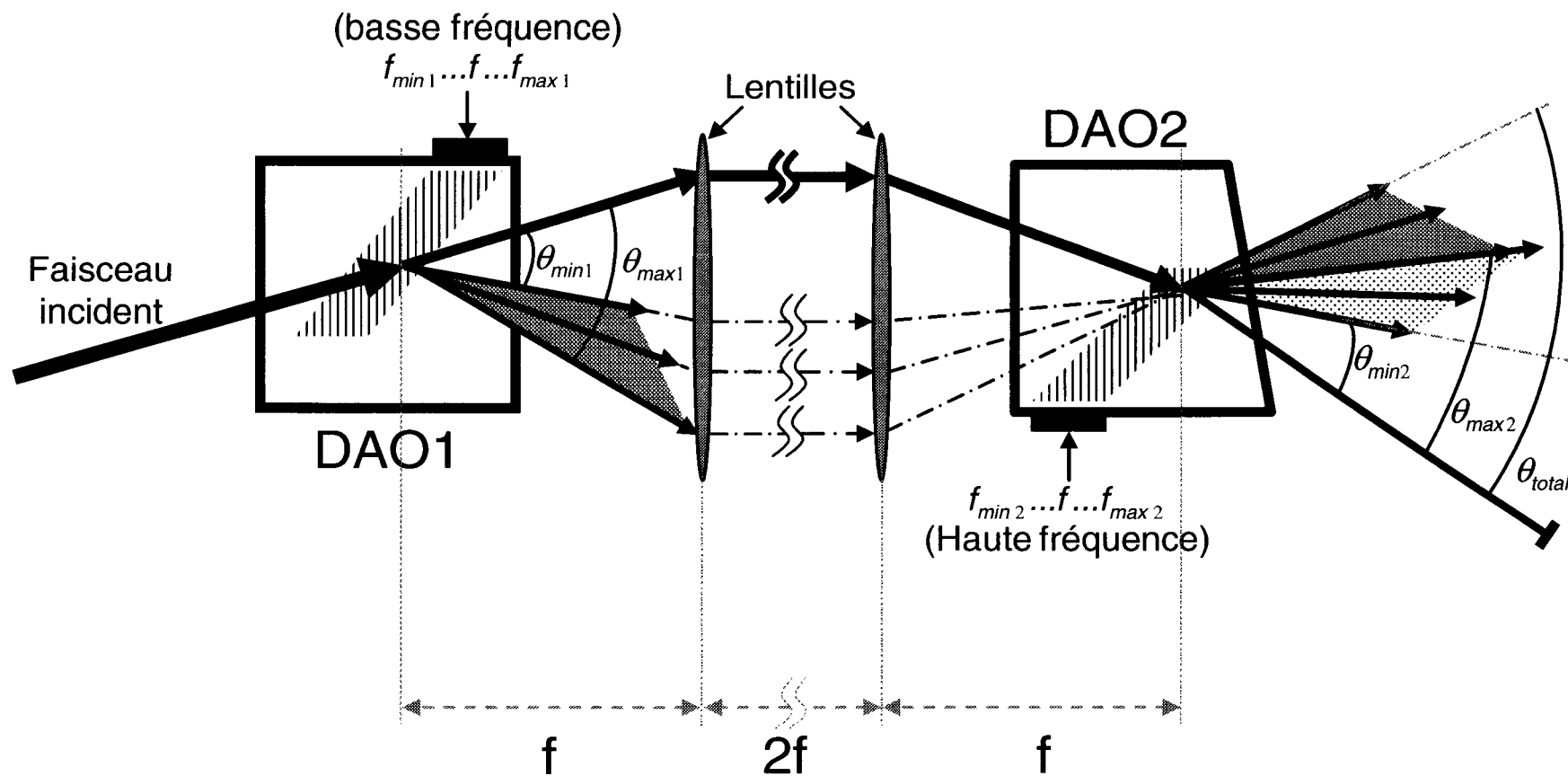


Figure 3.12 : Montage confocal

Pour obtenir la continuité du balayage lors du passage du premier défecteur au second, un réglage précis doit être effectué : les deux défecteurs sont simultanément activés par la même fréquence, c'est-à-dire que la fréquence maximale appliquée sur DAO1 est égale à la fréquence minimale appliquée sur DAO2 (ici 135 MHz). Le réglage consiste à superposer en sortie du dispositif les deux faisceaux diffractés par DAO1 et DAO2.

La photographie de la figure 3.13 montre le dispositif mis en place. La plage angulaire totale $\Delta\theta = \Delta\theta_1 + \Delta\theta_2 = 77 \text{ mrad}$ de déviation est également indiquée. Pour cela nous avons appliqué simultanément un signal modulé fréquentiellement sur les deux défecteurs.

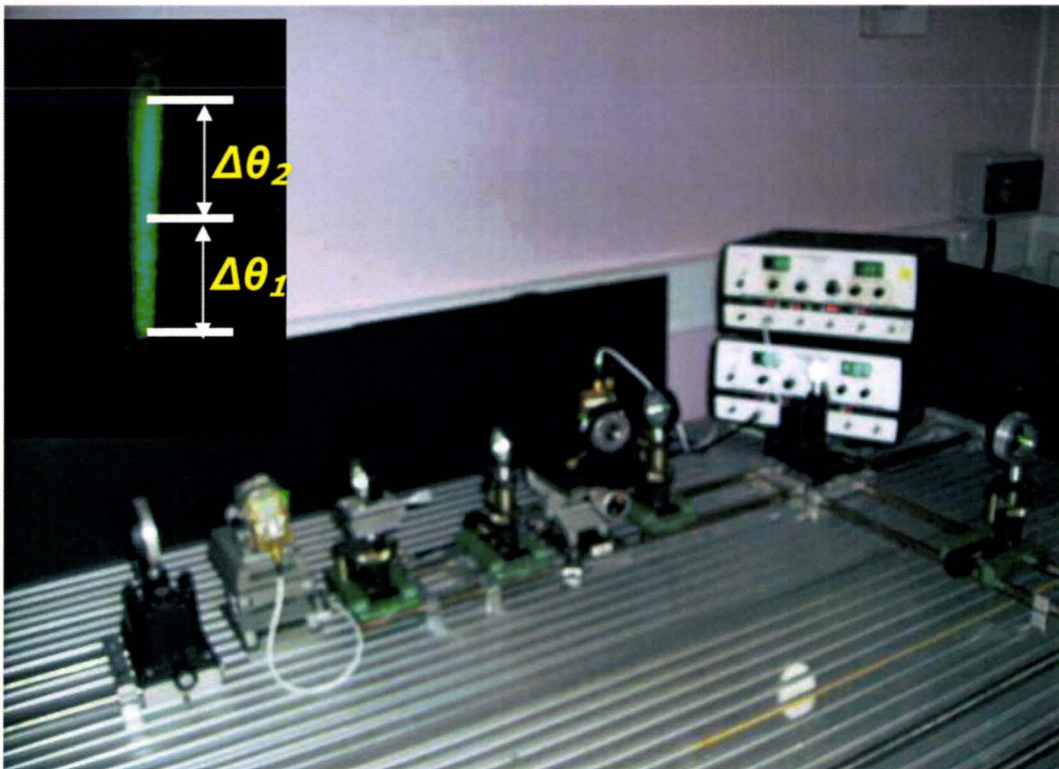


Figure 3.13 : Mise en place du dispositif

III.5- MESURE DE LA RÉOLUTION

Afin de déterminer la résolution du déflecteur ainsi constitué, nous avons mis en place le dispositif suivant :

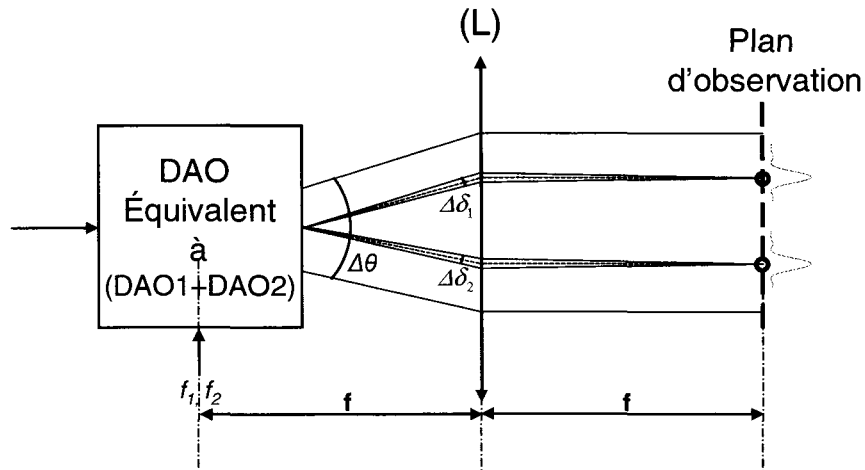


Figure 3.14 : Dispositif de mesure de la résolution

Nous pouvons considérer la cascade des deux déflecteurs DAO1 et DAO2 comme un seul déflecteur équivalent DAO de bande passante $\Delta f = \Delta f_1 + \Delta f_2 = 48 + 53 = 101 \text{ MHz}$ et d'ouverture angulaire $\Delta \theta = \Delta \theta_1 + \Delta \theta_2 = 77 \text{ mrad}$.

Le point source du déflecteur équivalent – correspondant à la zone d'interaction de DAO2 – est placé au foyer objet de la lentille (L), de distance focale $f = 150 \text{ mm}$.

Les faisceaux déviés sont ainsi parallèles à la sortie de la lentille (L) et convergent dans le plan focal image. On observe la répartition d'intensité lumineuse dans ce plan.

Le déflecteur est alimenté simultanément par 2 fréquences f_1 et f_2 donnant chacune un faisceau dévié. La répartition d'intensité lumineuse du faisceau laser étant gaussienne, le profil d'intensité relevé dans le plan d'observation le sera aussi.

Le nombre de directions distinctes adressables par le déflecteur est donné par l'expression (1.1) au chapitre I et rappelé ci-après : $N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta}$, où $\Delta\theta$ est la plage angulaire balayée et $\delta\theta$ la divergence du faisceau lumineux. Pour un faisceau gaussien, la divergence $\delta\theta = 1.27 \frac{\lambda}{d}$ où d est le diamètre du faisceau lumineux à $\frac{1}{e^2}$ et le facteur 1.27 est lié à la répartition gaussienne de l'intensité.

Nous avons choisi un diamètre $d=1 \text{ mm}$; pour la longueur d'onde de travail $\lambda=0.514 \text{ }\mu\text{m}$ et $\Delta\theta=77 \text{ mrad}$, ce nombre vaut $N=118$. Ces N directions sont à répartir sur la bande passante $\Delta f=101 \text{ MHz}$. D'où l'intervalle de fréquence $\delta f=0.86 \text{ MHz}$ correspondant à la limite de discernabilité.

Pour vérifier ces calculs numériques, nous avons utilisé le déflecteur en mode bifréquence f_1 et f_2 (avec par exemple $f_2 > f_1$) et diminué progressivement l'intervalle $f_2 - f_1$. Une caméra a été placée dans le plan d'observation permettant d'enregistrer les 2 profils d'intensité obtenus.

5 configurations sont reportées à la figure 3.15 correspondant à 5 écarts fréquentiels $f_2 - f_1$: 0.8, 0.86, 1, 1.1 et 1.2 MHz

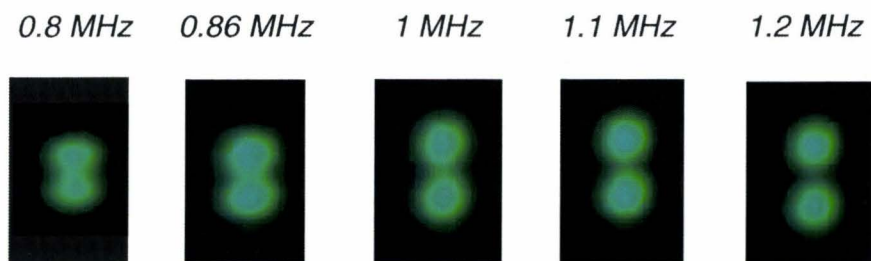


Figure 3.15 : Résultat expérimental des 2 faisceaux diffractés pour différents écarts fréquentiels : 0.8, 0.86, 1, 1.1, et 1.2 MHz

On observe bien que pour $f_2 - f_1 = 0.8 \text{ MHz}$ les deux directions ne sont pas discernables. Pour $f_2 - f_1 = 0.86 \text{ MHz}$ les deux directions sont à la limite de discernabilité et sont perçues de plus en plus distinctement au fur et à mesure que l'écart fréquentiel augmente.

Ces mesures ont ainsi été répétées sur l'ensemble de la plage angulaire (ou fréquentielle). Les mêmes résultats ont été obtenus.

III.6- CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté un dispositif original de déflexion basé sur la mise en cascade de deux défecteurs acousto-optiques en Paratellurite dont les caractéristiques spécifiques ont été données : caractéristiques géométriques, fréquentielles et angulaires. L'intérêt de la configuration d'interaction anisotrope tangente, dans ces deux variantes : haute ou basse fréquence, a été démontrée. Les deux défecteurs fonctionnent de façons tout à fait complémentaires.

La démonstration de faisabilité de la mise en cascade a été donnée avec une bonne concordance les calculs numériques et les résultats expérimentaux. Pour compléter le dispositif, il reste toutefois à élaborer un étage électronique de commande afin de tester véritablement le défecteur en régime dynamique. Cet étage devra comporter un générateur de fréquences pouvant fonctionner en mode aléatoire. Par rapport au système présenté, ce générateur comporterait 118 fréquences distinctes correspondant aux 118 directions adressables avec un temps de commutation entre deux valeurs de fréquence qui ne devrait pas excéder $1.5 \mu\text{s}$, c'est-à-dire le temps d'accès du défecteur (calculé pour un diamètre de 1 mm).

Une optimisation du défecteur peut être également envisagée : tout d'abord d'un point de vue de l'encombrement. Pour ce faire, une platine mécanique unique supportant les deux défecteurs et les deux lentilles réalisant l'image du premier défecteur dans le second permettrait en

particulier de réduire la distance focale de ces lentilles d'où une meilleure compacité.

Ensuite de point de vue de la conception des défecteurs. Nous avons présenté une association de 2 défecteurs avec 2 coupes acoustiques différentes 7.85° et 5.65° . Il semble toutefois possible de réaliser cette association pour une même coupe acoustique. En effet en reprenant la courbe donnant l'écart entre la fréquence centrale haute et la fréquence centrale basse de l'interaction anisotrope tangente en fonction de la coupe acoustique, on observe qu'un écart de 50 MHz comme celui choisi pour notre dispositif est possible pour une coupe acoustique $\theta_a=3.5^\circ$. La fréquence haute est alors $f_{c+}=96\text{ MHz}$ et $f_{c-}=46\text{ MHz}$.

L'intérêt de travailler avec la même coupe acoustique est d'abord une simplification dans la réalisation des cristaux : une seule orientation de face acoustique identique dans les deux défecteurs. De plus, un même écart fréquentiel sur ces défecteurs donne exactement le même écart angulaire sur le faisceau optique dévié.

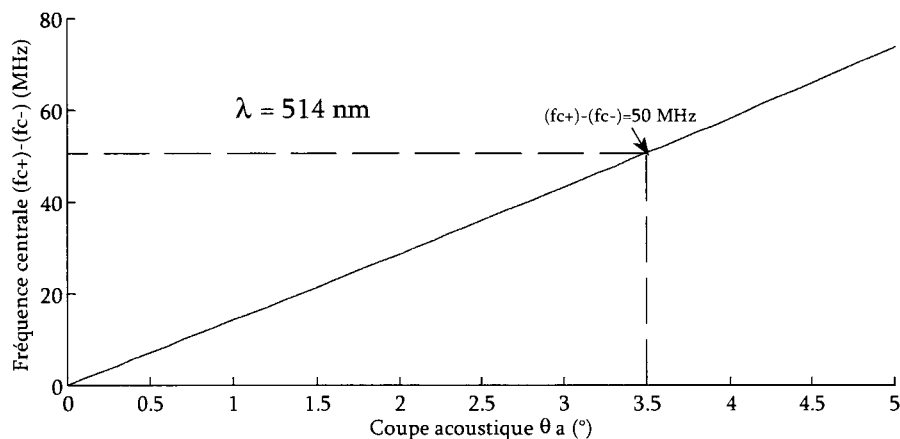


Figure 3.16 : Écart fréquentiel en fonction de la coupe acoustique

Cependant, l'inconvénient est le phénomène de gyrotropie qui pourrait se produire en particulier pour la configuration d'interaction en basse fréquence.

En effet, comme indiqué au paragraphe III.3 ce phénomène peut être négligé dès lors que $\theta_a > 6^\circ$ pour l'interaction basse fréquence.

La gyrotropie se traduit par le fait que l'onde incidente ne se couple plus en totalité sur le mode de propagation d'indice extraordinaire de la Paratellurite. Une partie sera couplée sur le mode d'indice ordinaire, d'où une réduction du rendement de l'interaction anisotrope tangente. La prise en compte de la gyrotropie pourrait faire l'objet d'une étude complémentaire.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Dans ce travail, nous avons présenté un dispositif original de balayage de faisceau laser basé sur l'association de 2 défecteurs acousto-optiques.

Nous avons considéré comme matériau d'interaction la Paratellurite pour ses qualités exceptionnelles obtenues lorsque l'interaction se produit avec l'onde acoustique transversale lente.

Un rendement de diffraction très élevé (~70%) peut être obtenu pour une puissance électrique faible (quelques centaines de milliwatts). Ce matériau est de plus très bien maîtrisé sur le plan de sa fabrication et est disponible dans très grandes dimensions. Ainsi, des dimensions de 8 cm suivant la direction [110] et de 5 cm x 5 cm dans le plan orthogonal ont été obtenues récemment [YAO2006].

La configuration d'interaction anisotrope tangente permet d'obtenir une bande passante large. Nous avons montré que du fait de la possibilité d'atteindre cette bande passante par deux configurations d'interaction à haute ou basse fréquence centrale, l'association de deux défecteurs était

possible : l'un en basse fréquence et l'autre en haute fréquence. Le résultat marquant est alors le doublement de la bande passante sans allongement du temps d'accès.

Ainsi une bande passante de 100 MHz a été obtenue, ce qui permet d'adresser le faisceau suivant 120 directions distinctes avec un temps d'accès de $1.5\ \mu\text{s}$ pour un diamètre de 1 mm , à la longueur d'onde 514 nm . Ce même nombre de directions pourrait être obtenues avec un seul déflecteur de bande passante 50 MHz mais pour un faisceau lumineux de diamètre 2 mm d'où le doublement du temps d'accès.

Si pour certaines applications un nombre de directions très élevé est demandé sans que la contrainte du temps d'accès ne soit primordiale, le dispositif présenté peut se révéler très performant. Ainsi un déflecteur unique de bande passante 50 MHz peut être utilisé avec une ouverture de quelques centimètres. Dans la pratique, 3 cm est une valeur maximale au-delà de laquelle les phénomènes d'atténuation de l'onde acoustique (3 dB/cm à 100 MHz) sont importants. La résolution est alors de 1500 directions pour un temps d'accès de $45\ \mu\text{s}$. La mise en cascade de deux déflecteurs permettrait d'atteindre une résolution de 3000 tout en conservant le même temps d'accès de $45\ \mu\text{s}$.

Une étude portant sur les performances de déflecteurs à grande ouverture optique en cascade serait intéressante à mener. Elle porterait sur la prise en compte de l'atténuation acoustique qui serait plus importante sur le déflecteur fonctionnant en haute fréquence, la divergence de l'onde acoustique transversale, les puissances électriques à appliquer pour atteindre des rendements élevés. De même, les éléments optiques ne sont plus aussi simples que dans la configuration que nous avons présentée, car par exemple les dimensions du faisceau lumineux à l'entrée sont fortement différentes : quelques centimètres dans le sens de propagation de l'onde acoustique contre quelques millimètres perpendiculairement.

Pour des applications dans l'infrarouge pour lesquelles, comme indiqué au chapitre III, les bandes passantes sont plus faibles, la mise en cascade de deux défecteurs se révèle également efficace. Pour une longueur d'onde de 1550 nm , l'exemple décrit dans le tableau 3.1 donne une bande passante de 27 MHz qui passerait à une valeur supérieure à 50 MHz , ce qui permettrait d'obtenir les mêmes performances que celles obtenues pour un seul défecteur fonctionnant dans le spectre visible.

On peut noter également que le montage optique résultant de la mise en cascade est très simple à mettre en œuvre. Une platine mécanique spécifique supportant les deux défecteurs et le système optique intermédiaire donnerait lieu à un dispositif compact.

Enfin, il serait également envisageable d'associer à un dispositif à deux défecteurs un second assurant une déviation dans une direction perpendiculaire pour des applications de balayage à 2 dimensions.

Bibliographie

[AMY2003] Amy L. Oldenburg, J. Joshua Reynolds, Daniel L. Marks, and Stephen A. Boppart, **Fast-Fourier-domain delay line for in vivo optical coherence tomography with a polygonal scanner**, *Applied Optics*. 42 (22). August 2003.

[AND2008] ANDREW J. Woods; Nicolas S. Holliman; John O. Merritt. **Stereoscopic Displays and Applications**. *Proceedings of SPIE*. 6803. 2008.

[ARD2007] Arda D., Yalcinkaya, Hakan Urey, Sven Holmstrom. **NiFe Plated Biaxial MEMS Scanner for 2-D Imaging**. *Photonics Technology, IEEE*, 19 (5),330-332. March 2007.

[ATR2006] Amarendra Atre. **Analysis of out-of-plane thermal microactuators**. *J. Micromech. Microeng.* 16, 205-213, 2006.

[AUL1973] B.A. AULD. **Acoustic fields and waves in solids**,1. 1973.

[AYL1999] AYLWARD. P. Redmond, **the advances & technologies of Galvanometer-based optical scanners**, *Spie conference on optical scanning*, Colorado, 3738, 158-164, Juillet 1999.

[BAL2007] R.G.Ballas. **Piezoelectric Multilayer Beam Bending Actuators**. 2007.

[BHA1971] G.S. Bhatnagar, R.S. Sirohi, S.K. Sharma. **Two point resolution in partially coherent light**. *Optics Communications*, 3 (4), 269-271, June 1971.

[BEL2008] BELIN É, BOUCHER V, **Imagerie par rétro-injection laser et application à la vision de panneaux de signalisation en milieu diffusant**, *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées d'Angers, France*, 273, 147-156 2008.

[BRI1922] L. BRILLOUIN. **Diffusion de la lumière et des rayons X par**

un corps transparent homogène. *Ann. Phys. (Paris)*, 17(88), 1922.

[CAR1985] Sylvain CARLIER. **Etude d'un videoprojecteur laser a balayage simultané de plusieurs lignes**, *université de valenciennes* 1985.

[CAS2004] J. L. Casson, K. T. Gahagan, D. A. Scrymgeour, **Electro-optic Coefficients of Lithium Tantalate at Near-IR Wavelengths**, *Journal of the Optical Society of America*, 21, 1948-1952, 2004.

[CHA1974] I.C. CHANG. **Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture.** *Applied Physics Letters*, 25(7):370–372, October 1974.

[CHA1985] I.C. CHANG. **Selection of materials for acousto-optic devices.** *Optical Engineering*, 24(1):132–137, January 1985.

[CHI1999] Yi Chiu, V. Gopalan, M. J. Kavas, **Integrated optical device with second-harmonic generator, electrooptic lens, and electrooptic scanner in LiTaO₃**, *J. Lightwave Technol.* 17, 462, 1999.

[CHU2006] Y. CHU, Y. LI, Z. GE, **Growth of the high quality and large size paratellurite single crystals**, *Journal of Crystal Growth*, 295, 158-161, 2006.

[CLA1979] Clarke. G. M, **Roughness measurement with a laser scanning analyser**, *presented at the international conference on metrology and properties of engineering surfaces*, Leicester. 107-116. April 1979.

[COU2001] COURJON D, BAINIER C, **Le champ proche optique, théorie et applications.** *Springer* 2001.

[DEB1932] P. DEBYE and F. W. SEARS. **On the scattering of light by supersonic waves.** *Proc. Natl. Acad. Sci. (USA)*, 18(6):409–414, June 1932.

[DEC2005] R.Dechenaux, E. Ergot, I. Serre. Groupe LOT Oriel. N°23, Juin Juillet 2005.

[DIE1996] E. DIEULESAINT and D. ROYER. **Ondes élastiques dans les solides**, tome 1 : Propagation libre et guidée. 1996.

[DIT2002] Ph. Dittrich, G. Montemezzani, P. Günter, **Tunable optical filter for wavelength division multiplexing using dynamic interband photorefractive gratings.** *Optics Communications*, 214 (1-6), 363-370,

2002.

[DUP2007] S. Dupont, J. C. Kastelik, F. Causa, **Wide-band acousto-optic deflectors with high efficiency for visible fringe pattern projector**, *Review of Scientific Instruments*, 78, 105-102, Oct 2007.

[FEL2008] G. Feld, E. Labouré, E. Hoang, B. Revol, **Mesure de la déformation d'un matériau piézoélectrique par interférométrie**, *J3eA* 7, 1013. 2008.

[FER1999] Ferreira L.O.S.; Moehlecke S. **A silicon micromechanical galvanometric scanner**. *Sensors and Actuators. A: Physical*, 73 (3), 252-260. March 1999.

[FRI2000] N. Friedman, L. Khaykovich, R. Ozeri et N. Davidson, **Compression of cold atoms to very high densities in a rotating-beam blue-detuned optical trap**, *Phys. Rev, A*, 61 (3), 031403(R), 2000.

[FRI1994] George Frick, **Machine électrostatique**, *Technique de l'ingénieur*, Ingénieur au centre de recherche Nucléaires de Strasbourg. Décembre 1994.

[GAH2002] K. T. Gahagan, J. A. Casson, D. Scrymgeour, **A large angle electro-optic beam-deflector for the infrared**, *Integrated Ferroelectrics*, 2002.

[GAL] **Le galvanomètre**, <http://pagesperso-orange.fr/f5zv/RADIO/RM/RM26/RM26B03.HTM>

[GAN2005] GANG L. **Registration of an on-axis see-through head mounted display and camera system**. *Optical engineering*, 44 (2), 1-7, 2005.

[GAZ1983] M.G. GAZALET. **Composants acousto-optiques polychromatiques de puissance**. PhD thesis, *Université de Valenciennes*, Décembre 1983.

[GAZ1985] M.G. GAZALET, S. CARLIER, J.P. PICAULT, G. WAXIN, and C. BRUNEEL. **Multifrequency paratellurite acoustooptic modulators**. *Applied Optics*, 24(24):4435–4438, December 1985.

[HUA1993] S. HUARD. **Polarisation de la lumière**. 1993.

[IYE2006] IYER V, Hoogland T.M and Saggau P, **Fast Functional Imaging of Single Neurons Using Random-Access Multiphoton**

(RAMP) Microscopy. *J. Neurophysiol.* 95, 535–545, 2006.

[JAI2003] A. Jain, Tuqiang Xie, Yingtian Pan, **A two-axis Electrothermal SCS Micromirror for Biomedical Imaging.** *Optical MEMS, IEEE/LEOS International Conference*, 14 (15), 18-21, Aug 2003.

[JAI2005] Ankur Jain, Huikai Xie, **A signal-crystal silicon micromirror for large bi-directional 2D scanning applications;** *Sensors and Actuators* 2005.

[JI 2003] Ji, C.H., Yee, Y., Choi, J. **Latchable electromagnetic 2x2 MEMS optical switch.** *Micro Electro Mechanical Systems. MEMS-03 Kyoto. IEEE The Sixteenth Annual International Conference on*, 239 (242), 19-23, Jan 2003.

[JIA2009] Cuiping Jia, Jingran Zhou, Wei Dong, Weiyu Chen. **Design and fabrication of silicon-based 8x8 MEMS optical switch array.** *Microelectronics Journal*, 40 (1), 83-86, January 2009.

[JOH2000] JOHNSTONE. Robert. W, **Electrostatic self-assembly of raised surface micromachined structures for optics.** M.A.Sc Thesis, Simon Fraser University, 2000.

[JUN2005] Jun Xie, Shuhuai Huang, Zhengcheng Duan, Yusheng Shi, Shifeng Wen. **Correction of the image distortion for laser galvanometric scanning system.** *Optics & Laser Technology*, 37(4), 305-311, June 2005.

[KAD1999] KAD A. **Conception et réalisation d'une maquette de vidéoprojecteur laser stéréoscopique.** PhD thesis, *université de valenciennes*, juin 1999.

[KAS1989] J.C. KASTELIK. **Vidéoprojecteur laser haute définition couleur.** PhD thesis, *Université de Valenciennes*, Janvier 1989.

[KAS1993] J.C. KASTELIK, M.G. GAZALET, C. BRUNEEL, and E. BRIDOUX. **Acoustic shear wave propagation in Paratellurite with reduced spreading.** *Journal of Applied Physics*, 74(4):2813–2817, August 1993.

[KAS1997] J. C. KASTELIK, M.G. GAZALET, F. HAINE, and M. POMMERAY. **Independent acousto-optic separation of the two wavelengths of a polychromatic lightbeam.** *Optical Engineering*, 36(2):535–541, February 1997.

[KIM1999] Ki Hean Kim, Christof Buehler, and Peter T. C. So, **High-speed, two-photon scanning microscope**. *Applied Optics*, 38 (28). October 1999.

[KIM2008] S. Kim, R. Mcleod, M. Saffman, K. Wagner, **Doppler-free, Multi-wavelength Acousto-Optic deflector for Addressing Arrays of Rb Atoms in a Quantum Information Processor**, *Applied Optics* 47, 1816-1831, 2008.

[KLE1967] W. R. KLEIN and B.D. COOK. **Unified approach to ultrasonic light diffraction**, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.* SU (14):123-134,1967.

[KOR1988] A. KORPEL. **Acousto-optics**. 1988.

[LEE2006] M.-C.M. Lee, D. Hah, E.K Lau, **MEMS actuated photonic crystal switches**. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18 (2), 358-360, Jan 2006.

[LM2000] Y-S. Im, E. Gi Paek, X. T, **Experimental nonmechanical image rotation to 20 angles using an acousto-optic dove prism**. *Opt Eng.* 39 (11), 2909-2914 (2000).

[LOT1969] J. F. Lotspeich, **Electro optic light-beam deflection**, *IEEE, Spectrum* 5, 45–52, 1969.

[LUC1932] R. LUCAS and P. BIQUARD. **Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultrasonores**. *Journal Physics Radium*, 3:464–477, 1932.

[LUO2005] J. K. Luo. http://www-g.eng.cam.ac.uk/edm/research/mems/thermal_actuators.html

[LYE2006] V. Iyer, T. M. Hoogland, and P.Saggau, **Fast Functional Imaging of Single Neurons Using Random-Access Multiphoton (RAMP) Microscopy**, *J. Neurophysiol.* 95, 535–545, 2006.

[MAC2006] McCorquodale, M.S., Mc Cann, J.L, Brown, **A library-based analytical synthesis tool for RF-MEMS resonators**. *Design Automation. Asia and South Pacific Conference*, 24-27, Jan. 2006.

[MAT2008] S. Matthew, H. Edward. **Projection displays**. 2008.

[MCL1996] R. R. McLeod, K. Wu, K. Wagner, and R.T. Weverka, **Acousto-optic photonic crossbar switch. Part I: design**. *Appl. Optics*, 35 (32), 6331-6353 (1996).

[MIL1997] R. Miller and Y.C. Tai, **Electromagnetic MEMS Scanning Mirrors**, *Optical Engineering*, 36 (5), May 1997.

[MIL2003] Veljko Milanovic, Matthew Last, and Kristofer S. J. Pister, **Laterally Actuated Torsional Micromirrors for Large Static Deflection**, *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, 15 (2), Fév 2003.

[MIN2007] Ming-Fei Chen, Yu-Pin Chen. **Compensating technique of field-distorting error for the CO₂ laser galvanometric scanning drilling machines**. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 47(7-8), 1114-1124, June 2007.

[MUR2005] MURATET Sylvaine. **Conception, caractérisation et modélisation : Fiabilité prédictive de MEMS à actionnement électrothermique**. *PhD thesis, l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse*. 2005.

[OGI2004] H. OGI, M. FUKUNAGA, and M. HIRAO. **Elastic constants, internal friction and piezoelectric coefficient of a TeO₂**. *Physical Review B*, 69(2), 2004.

[OHM1972] Y. OHMACHI, N. UCHIDA, and N. NIIZEKI. **Acoustic wave propagation in TeO₂ single crystal**. *Journal of the Acoustical Society of America*, 51(1):164–168, 1972.

[PAR2005] Joon-Shik Park, Hyo-Derk Park and Sung-Goon Kang. **Fabrication and properties of PZT micro cantilevers using isotropic silicon dry etching process by XeF₂ gas for release process**. *Sensors and Actuators A: Physical*, 117 (1), 1-7, January 2005.

[POL2002] **Polygonal Mirrors. Diamond Machined Mirrors**
http://www.lincolnlaser.com/products/pdf_mirrors.pdf

[PUE2002] R. Puers and S. Reyntjens, **RASTA—real-acceleration-for-self-test accelerometer: a new concept for self-testing accelerometers**, *Sens. Actuators A: Phys.* 97–98, 359–368. 2002.

[RAJ2004] S. Rajendran, K. M. Liew. **Design and simulation of an angular-rate vibrating microgyroscope**. *Sensors and Actuators A: Physical*, 116 (2), 241-256, October 2004.

[RAM1935] C.V. Raman et N.S.N. Nath. **Diffraction of light frequency sound waves**, *Proc. Indian Acad. Sci.* 1935-1936.

[RIZ1996] **N. A. Riza, Scanning heterodyne optical interferometers, Rev. Sci. Instrum. 67, 2466–2476, 1996.**

[SAL2006] R. Salomé, Y. Kremer, S. Dieudonné. **Ultrafast random-access scanning in two-photon microscopy using acousto-optic deflectors.** *Journal of Neuroscience Methods*, 154, 161–174, 2006.

[SAP1976] J. SAPRIEL. **L'acousto-optique**, Edition Masson Paris 1976.

[SCR2001] D. Scrymgeour, Y. Barad, V. Gopalan. **Large angle electro-optic scanner on LiTaO₃ fabricated by in-situ monitoring of ferroelectric domain micropatterning,** *Applied Optics*, 40, 6236, 2001.

[SCR2002] D. Scrymgeour, A. Sharan, V. Gopalan, **Cascaded Electro-optic scanning of laser light over large angles using domain microengineered ferroelectrics,** *Appl. Phys. Lett*, 81 (17), 3140-3143, 2002.

[SCR2005] D. A. Scrymgeour, B. Koc, L. Tian, **Hybrid Electro-optic and Piezoelectric Laser Beam Steering in Two Dimensions,** *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 23, 2772-2777, 2005.

[SIL2003] SILVERMAN, N.L. Schowengerdt, B.T., Kelly, J.P. and Seibel, E.J. **Engineering a Retinal Scanning Laser Display with Integrated Accommodative Depth Cues.** *Society for Information Display Technical Digest*, 34(2), 1538-1541, 2003.

[TAD1978] Tadashi Matsuda, Fumitaka Abe, and Hideo Takahashi. **Laser printer scanning system with a parabolic mirror,** *APPLIED OPTICS*. 17(6) , March 1978.

[TIM2005] Tim Suthau, Olaf Hellwich. **Accuracy analysis of superimposition on a virtual retinal display in computer-aided surgery.** *International Congress Series*, 1281-1293, May 2005.

[UCH1969] N. UCHIDA and Y. OHMACHI. **Elastic and Photoelastic Properties of TeO₂ Single Crystal.** *Journal of Applied Physics*, 40(12):4692–4695, November 1969.

[WAN2006] Z.F. Wang, W; Noell, M. Zickar, **Development of scanning MEMS mirror with new assembly structure.** *DTIP of MEMS & MOEMS*, Stresa, Italy, April 2006.

[WOL2005] A. WOLTER, S-T. HSU, H. SCHENK, H. LAKNER. **Application and requirements for MEMS scanner mirrors.** Proceeding

of SPIE. 5719, 64-75, 2005.

[WUX2008] Xudong Wu, Wensheng Hou, Chenglin Peng, Xiaolin Zheng, Xing Fang, Jin He. **Wearable magnetic locating and tracking system for MEMS medical capsule**. *Sensors and Actuators A: Physical*, 141(2), 432-439, February 2008.

[YAJ2008] Yajun Li, **Beam deflection and scanning by two-mirror and two-axis systems of different architectures: a unified approach**, *APPLIED OPTICS*.47(32), November 2008.

[YAN1971] T. YANO, A. FUKUMOTO and A. WATANABE. **Tellurite glass: a new acousto-optic material**. *J. Appl.phys.* 42(10):3674-3676, September 1971.

[YAN1974] T. YANO and A.WATANABE. **Acousto-optic figure of merit of TeO₂ for circularly polarized light**. *Journal of Applied Physics*, 45(3):1243–1245, March 1974.

[YAN1975] T. YANO, M. KAWABUCHI, A. FUKUMOTO, and A. WATANABE. **TeO₂ anisotropic Bragg light deflector without midband degeneracy**. *Applied Physics Letters*, 26(12):689–691, June 1975.

[YAN1976] T. YANO and A. WATANABE. **Acoustooptic TeO₂ tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction**. *Applied Optics*, 15(9):2250–2258, September 1976.

[YIN2007] X. Yin, H. Zhao, J. Zeng, and Y. Qu, **Acoustic grating fringe projector for high-speed and high-precision three-dimensional shape measurements**, *Appl. Opt.* 46, 3046, 2007.

Résumé.

Les déviateurs acousto-optiques jouent un rôle important dans un grand nombre d'applications pour le balayage 1D ou 2D de faisceaux lumineux pour la restitution d'images, l'adressage aléatoire ou l'analyse spectrale. Un dispositif comportant 2 défecteurs acousto-optiques mis en cascade a été conçu et réalisé. Il permet de doubler les performances actuelles des déviateurs acousto-optiques en Paratellurite dans le domaine visible, à savoir une bande passante globale de 100 MHz, un temps d'accès de 1,5 μ s et un nombre de directions distinctes égal à 120.

Mots clés : Défecteur, Acousto-optique, Paratellurite

Abstract.

Acousto-optic deflectors (AODs) take an important place in many applications requiring optical scanning devices in 1D or 2D such as image restoration, random addressing or spectrum analysis. A device based on two cascaded AODs was designed. This configuration allows doubling the current performances of DAOs in the visible light, namely a bandwidth of 100 MHz, a short access time $\tau = 1.5 \mu$ s and 120 separable spots have been measured.

Keywords: Deflector, Acousto-optic, Paratellurite.

