Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de

l'UNIVERSITÉ POLYTECHNIQUE HAUTS-DE-FRANCE et l'INSA HAUTS-DE-FRANCE

Discipline, spécialité selon la liste des spécialités pour lesquelles l'Ecole Doctorale est accréditée :

Electronique

Présentée et soutenue par Justine CHAMPAGNE

Le 15/12/2020, à Valenciennes

Ecole doctorale :
Sciences Pour l'Ingénieur (ED SPI 072)

Equipe de recherche, Laboratoire :
Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie - Département Opto-Acousto-Electronique (IEMN DOAE – UMR 8520)

Filtres Acousto-Optiques accordables à sélection de polarisation pour l'imagerie hyperspectrale

JURY

Présidente du Jury :
- AUPETIT-BERTHELEMOT Christelle, Professeure des Universités, ENSI-ENSCIL, Limoges.

Rapporteurs :
- PERENNOU André, Professeur des Université, ENI de Brest.
- POFFO Luiz, Maître de Conférence HDR, IUT de Lannion, ENSSAT, Université de Rennes

Examinateurs :
- LE FOUILLER François, Docteur, Directeur technique, AA Opto-electronic, Orsay

Co-directeur de thèse : DUPONT, Samuel, Professeur des Universités, IEMN-DOAE, UPHF.
Co-directeur de thèse : KASTELIK, Jean-Claude, Professeur des Université, IEMN-DOAE, UPHF.

CC BY NC ND

Remerciements

Je tiens en tout premier lieu à remercier chaleureusement et à exprimer ma gratitude envers mes directeurs de thèse M. Samuel Dupont et M. Jean-Claude Kastelik, pour leur implication, leur disponibilité et leurs nombreux conseils. J'apprécie la patience et la bienveillance qu'ils ont eu à mon égard.

Ce travail a pu voir le jour grâce au soutien de la Région Hauts-de-France qui co-finance l'allocation de recherche qui m'a permis de me consacrer à l'élaboration de cette thèse et au soutien de l'Agence Nationale de Recherche (ANR-17-CE04-0008) qui a permis le financement de matériel. Je remercie AA Opto-electronic pour la fabrication des composants et M. Le Fouiller François pour son enthousiasme pour notre projet et sa participation au jury.

Je remercie les membres du jury, d'avoir accepté de m'aider à améliorer et concrétiser mon travail : merci à Mme. Aupetit-Berthelemot Christelle d'avoir accepté de participer en tant que présidente à ce jury et merci à M. Perennou André et M. Poffo Luiz d'avoir accepté d'être rapporteurs et pour la lecture attentionnée de ma thèse.

Je voudrais exprimer ma gratitude aussi à tout le personnel de l'UPHF pour leur accueil, leurs conseils, notamment le service qui s'occupe des doctorants qui a toujours été à l'écoute ou encore le personnel de la bibliothèque pour l'aide apporté pour les travaux de recherche et bibliographie (et notamment pour la disponibilité de la machine à café, très utile à nos productions scientifiques).

Bien évidemment, un merci pour tout le personnel de l'IEMN-DOAE, pour l'accueil, la bonne humeur, le soutien, ce fut très agréable de travailler dans les locaux du laboratoire et merci à ceux qui m'ont aidé pour les travaux de recherche. Je remercie particulièrement tous les doctorants du laboratoire, avec qui j'ai partagé de bons moments au quotidien, notamment Martin qui a dû me supporter 3 ans dans le même bureau ou encore Damien pour ses conseils. Ils sont trop nombreux pour que je les cite tous, mais je ne les oublie pas.

Je remercie Doc'UP et ceux qui ont permis la création de l'association, pour ces moments de partage. J'ai été honorée d'avoir pu représenter les doctorants (de l'université et du laboratoire) et je remercie l'ensemble des doctorants pour leur confiance.

C'est aussi grâce aux exercices tels que la thèse que l'on se rend compte de la chance que l'on a d'être bien entouré, c'est pourquoi je remercie ma famille et mes amis, pour avoir été là, pour avoir cru en moi, toujours, et de m'avoir soutenu tout le long. Je tiens donc à remercier, pour leurs soutiens quasi-quotidiens dans une liste non exhaustive : ma famille notamment ma maman, mes frères et mes belles sœurs, mes amis de longues dates, notamment Mylène, Virgil, Jessica et Fatima, tous mes bons amis de l'ENSIAME dispersés dans toute la France : Pierre-Yves, Corentin, Laura, Anette, Nassima et Thomas et bien d'autres ainsi que mes amis de Valenciennes notamment Guillaume et Elora. Finalement, je remercie affectueusement Vivien pour son soutien infaillible et nos fous rires.

Résumé

L'imagerie hyperspectrale et de polarimétrie est un domaine en plein essor qui présente de nombreuses applications. Ce contexte pousse à améliorer sans cesse les filtres, notamment en termes de résolution spectrale. Il est utile par exemple d'augmenter le nombre de bandes spectrales et leurs finesses pour permettre une meilleure caractérisation des éléments de la scène observée. Dans ce contexte, nous présentons les possibilités offertes par l'interaction acousto-optique dans la paratellurite. Les filtres accordables acousto-optiques (AOTF) sont utilisés pour l'imagerie hyperspectrale et la polarimétrie pour leurs nombreux avantages : leur accord rapide et l'adressage arbitraires, leur robustesse, leur efficacité et leur bonne résolution spectrale. La biréfringence du matériau permet d'obtenir deux faisceaux diffractés ayant deux polarisations linéaires orthogonales en sortie, permettant une potentielle mesure polarimétrique.

Dans le cadre de cette thèse portant sur les filtres acousto-optiques accordables à sélection de polarisation pour l'imagerie hyperspectrale, nous étudions plusieurs systèmes utilisant un filtre acousto-optique travaillant sur de larges bandes spectrales. Nous démontrons la capacité qu'offre un AOTF en tant qu'analyseur de polarisation linéaire à haut rendement de diffraction. Nous présentons une méthode d'apodisation du signal (avec amélioration de la résolution spectrale) en utilisant un AOTF mono-transducteur dans un système « double pass », permettant de garder plus de 90 % d'efficacité. Nous avons enfin réalisé les phases de conception, de caractérisation et de validation d'un AOTF original, multi-électrodes (5 électrodes) pour l'imagerie hyperspectrale et de polarimétrie permettant d'homogénéiser la bande passante (<10 nm) sur une large bande de fonctionnement [450 nm - 800 nm].

Mots clés : acousto-optique, imagerie hyperspectrale, imagerie polarimétrique, filtrage spectrale, filtres accordables acousto-optiques (AOTF), apodisation, interaction anisotrope.

Abstract

Hyperspectral and polarimetric imaging shows numerous applications and is rapidly developing. This context encourages continuous improvement of filters, particularly for the spectral resolution. For instance, it can be useful to increase the number of spectral bands and reduce the spectral bandwidth to improve the characterization of the observed elements in the scene. In this context, we present the different possibilities offered by the acousto-optic interaction in paratellurite. Acousto-Optic Tunable Filters (AOTF) are used for hyperspectral and polarimetric imaging because of their numerous advantages: their fast tuning and arbitrary addressing, robustness, efficiency, and good spectral resolution. The birefringence of the material makes it possible to obtain two diffracted beams with two orthogonal linear polarizations at the output, allowing a potential polarimetric measurement.

As part of this thesis on acousto-optical tunable filters with polarization selection for hyperspectral imaging, we are studying several systems using an acousto-optical filter working on broad spectral bands. We demonstrate the ability of an AOTF as a high diffraction efficiency linear polarization analyzer. We present a method of apodisation of the signal (with improvement of the spectral resolution) by using a mono-transducer AOTF in a "double pass" system able to maintain more than 90% efficiency. We performed the design, characterization, and validation phases of an original, multi-electrode (5 electrodes) AOTF for hyperspectral and polarimetric imaging to homogenize the bandwidth (<10 nm) over a wide operating band [450 nm - 800 nm].

Key words: Acousto-optic, hyperspectrale imaging, polarimetric imaging, spectral tuning, acousto-optic tunable filter (AOTF), apodization, anisotropic interaction.

Table des matières

Remerciements ..... **- 1 -**

Résumé ..... **ii**

Abstract ..... **iii**

Table des matières ..... **v**

Nomenclature ..... **ix**

Introduction générale ..... **- 1 -**

Chapitre 1 : Filtres acousto-optiques pour l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique ..... **- 5 -**

Introduction ..... - 5 -

I. L'imagerie hyperspectrale ..... - 6 -

I.1. Principe de l'imagerie hyperspectrale ..... - 6 -

I.2. Les principales applications de l'imagerie hyperspectrale ..... - 8 -

I.3. Les méthodes de mesure pour l'imagerie hyperspectrale ..... - 12 -

I.4. Les dispositifs utilisés pour l'imagerie hyperspectrale ..... - 14 -

II. La polarimétrie ..... - 20 -

II.1. Principe de polarimétrie ..... - 20 -

II.2. Les principales applications de la polarimétrie ..... - 22 -

II.3. Les dispositifs polarimétriques usuels ..... - 24 -

III. Vers des technologies d'imagerie plus performantes ..... - 28 -

III.1. Evolution des systèmes pour arriver à l'imagerie hyperspectrale ..... - 28 -

III.2. De l'imagerie hyperspectrale à l'imagerie spectro- polarimétrique ..... - 28 -

III.3. Nouveaux besoins en imagerie ..... - 30 -

IV. Utilisation de l'acousto-optique pour de l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique ..... - 31 -

IV.1. Avantages des composants AO pour l'imagerie ..... - 31 -

IV.2. Utilisation de l'AO pour la HSI ..... - 33 -

V. Quelques systèmes acousto-optiques pour l'imagerie hyperspectrale ..... - 35 -

VI. Développement de dispositifs acousto-optiques pour le filtrage et la polarimétrie ..... - 36 -

Conclusion du chapitre 1 ..... - 38 -

Chapitre 2 : Interactions acousto-optiques ..... - 39 -

Introduction ..... - 39 -

I. Ondes acoustiques dans les solides ..... - 40 -

I.1. Propagation acoustique ..... - 40 -

I.2. Vitesse acoustique ..... - 42 -

I.3. Lenteurs dans le plan (001) ..... - 45 -

I.4. Paramètres du faisceau acoustique ..... - 46 -

II. La propagation des ondes optiques ..... - 48 -

II.1. Indices optiques ..... - 48 -

II.2. Propagation des ondes optiques ..... - 54 -

II.3. Oblicité optique ..... - 55 -

II.4. Activité optique ..... - 56 -

III. L'interaction entre les ondes acoustiques et optiques ..... - 58 -

III.1. L'effet photoélastique ..... - 58 -

III.2. Régimes de diffraction acousto-optique ..... - 60 -

III.3. Diffraction acousto-optique ..... - 62 -

III.4. Synchronisme de phase ..... - 65 -

III.5. Types d'interaction acousto-optique ..... - 69 -

IV. Les domaines d'application de l'acousto-optique ..... - 75 -

IV.1. Composition d'un composant acousto-optique ..... - 75 -

IV.2. Déflexion ..... - 77 -

IV.3. Modulation ..... - 79 -

IV.4. Décalage en fréquence ..... - 81 -

IV.5. Filtrage ..... - 82 -

Conclusion du chapitre 2 ..... - 84 -

Chapitre 3 : Les composants acousto-optiques pour l'analyse de la polarisation - 85 -

Introduction ..... - 85 -

I. Les composants AO pour la polarimétrie ..... - 86 -

I.1. Principe ..... - 86 -

I.2. Les différents systèmes développés ..... - 87 -

II. Le principe de diffraction simultanée ..... - 89 -

II.1. Obtention de la diffraction simultanée ..... - 90 -

II.2. Fréquence acoustique de la diffraction simultanée ..... - 90 -

III. Analyseur de polarisation acousto-optique large-bande ..... - 92 -
III.1. Caractéristiques du montage expérimental ..... - 92 -
III.2. Principe ..... - 93 -
III.3. Validation expérimentale ..... - 97 -
III.4. Etude de la bande passante ..... - 99 -
Conclusion du chapitre 3 ..... - 104 -

Chapitre 4 : Les composants acousto-optiques pour le filtrage ..... - 105 -

Introduction ..... - 105 -
I. Caractéristiques des filtres accordables acousto-optiques ..... - 106 -
I.1. Efficacité de diffraction ..... - 106 -
I.2. Caractéristiques spectrales ..... - 106 -
II. Apodisation des filtres ..... - 109 -
II.1. Lien avec la géométrie du transducteur ..... - 109 -
II.2. Les filtres à transducteurs modifiés ..... - 110 -
II.3. Les filtres mis en cascade ..... - 111 -
II.4. Les filtres avec plusieurs transducteurs ..... - 112 -
II.5. Les filtres à passages multiples ..... - 112 -
III. Caractérisation d'un AOTF à double passage ..... - 114 -
III.1. Etude et caractérisation des angles de diffraction ..... - 114 -
III.2. Caractéristiques du montage expérimental ..... - 116 -
III.3. Résultats expérimentaux ..... - 117 -
III.4. Etude de la bande passante de fonctionnement ..... - 120 -
III.5. Synthèse et perspectives ..... - 129 -
Conclusion du chapitre 4 ..... - 130 -

Chapitre 5 : Conception et caractérisation d'un imageur spectro-polarimètre acousto-optique ..... - 131 -

Introduction ..... - 131 -
I. Efficacité des AOTFs dans le plan pour l'imagerie ..... - 132 -
I.1. Les aberrations chromatiques engendrées dans les systèmes d'imagerie acousto-optiques ..... - 132 -
I.2. Rendement pour une image d'un AOTF à grande ouverture angulaire... - 138 -
II. Conceptions d'AOPTFs multi-électrodes ..... - 146 -
II.1. Critères de conception ..... - 147 -

II.2. Aspects à prendre en compte ..... - 147 -
III. AOPTF pour le visible ..... - 148 -
III.1. Coupe acoustique ..... - 149 -
III.2. Transducteur ..... - 152 -
III.3. Calculs des dimensions du cristal ..... - 155 -
III.4. Composant final ..... - 157 -
IV. AOPTF pour l'infrarouge ..... - 158 -
IV.1. Coupe acoustique ..... - 159 -
IV.2. Transducteur ..... - 161 -
IV.3. Calculs des dimensions du cristal ..... - 163 -
IV.4. Composant final ..... - 164 -
V. Caractérisation et validation de l'AOPTF ..... - 165 -
V.1. Montage expérimental ..... - 165 -
V.2. Résultats expérimentaux ..... - 167 -
V.3. Courbe d'accord ..... - 175 -
V.4. Résolution spectrale ..... - 176 -
V.5. Perspectives ..... - 178 -
Conclusion du chapitre 5 ..... - 179 -

Conclusion générale ..... - 181 -

Annexes ..... - 185 -

Annexe A. La paratellurite ..... - 186 -
Annexe B. Rappels sur la polarisation de la lumière ..... - 188 -
Annexe C. Diagramme des vecteurs pour la diffraction simultanée ..... - 191 -

Bibliographie ..... - 193 -

Nomenclature

- **Paramètres du matériau**

$[100], [010], [001]$	Axes cristallographiques, aussi nommé XYZ respectivement.
(001)	Plan cristallographique
$(\bar{1}10)$ ou $(1\bar{1}0)$	Plan cristallographique (lieu de l'interaction pour le TeO2)
ρ	Densité volumique
C	Tenseur d'élasticité
$c_{ijkl}\ ou\ c_{\alpha\beta}$	Coefficients élastiques du matériau
P	Tenseur photoélastique
p_{ijkl} ou $p_{\alpha\beta}$	Constantes photoélastiques
p_{eff}	Constante photoélastique du cristal issu du calcul des vecteurs de polarisation (pour le calcul de M_2)
b	Paramètre d'anisotropie

- **Variables acoustiques :**

u_i	Déplacement des particules dans le milieu
$^{\circ}u_i$	Vecteurs de polarisations de l'onde acoustique.
x_i	Coordonnées dans le milieu
F_i	Densité de force
$[T]$	Tenseur des contraintes
T_{il}	Coefficient du tenseur des contraintes
$\vec{n}$	Vecteur unitaire de la direction de propagation de l'onde
$\overrightarrow{n_i}$	Vecteurs unitaires de propagation de l'onde
V	Vitesse de l'onde acoustique
s	Lenteur acoustique
Λ	Longueur d'onde acoustique
$[\Gamma]$	Tenseur de Christoffel
Γ_{ij}	Coefficient du tenseur de Christoffel
$\vec{K}$	Vecteur d'onde acoustique
θ_a	Coupe acoustique (angle de $\vec{K}$ par rapport à $[110]$
γ_1 et γ_2	Angles directions de l'onde acoustique $\vec{K}$ dans l'espace
$\overrightarrow{P_a}$	Vecteur de Poynting acoustique
ψ	Oblicité acoustique
$\delta\theta_a$	Divergence acoustique
L	Largeur de la colonne acoustique

NOMENCLATURE

P	Puissance de l'onde acoustique, P_0 la puissance de l'onde acoustique nécessaire à avoir 100% de diffraction.
f	Fréquence acoustique
f_S	Fréquence acoustique permettant d'obtenir l'asynchronisme, f_1 pour le mode e vers o et f_2 pour le mode o vers e
f_0 ou f_{DD}	Fréquence de la diffraction simultanée
f_{opt}.	Fréquence optimale pour chaque longueur d'onde.

- **Variables optiques**

$\vec{E}$	Champ électrique (avec E_x, E_y, E_z, composante du vecteur sur chaque axe du repère et E_0 sa norme).
ω	Pulsation de l'onde électromagnétique (ω_i pour l'onde optique incidente et ω_d pour l'onde optique diffractée)
$\vec{k}$	Vecteur d'onde électromagnétique
$\vec{r}$	Vecteur unitaire de référence (x, y, z)
χ	tenseur de susceptibilité électrique du milieu quand $\vec{E}$ est faible.
$\vec{P}$	Polarisation électrique induite qui est liée au champ électrique
$\vec{D}$	Champ électrique induit (vecteur de polarisation), $\overrightarrow{D_e}$ pour l'onde polarisé extraordinairement et $\overrightarrow{D_o}$ pour l'onde polarisé ordinairement $\overrightarrow{D_d}$, vecteurs des champs induits des faisceaux diffractés, $\overrightarrow{D_{d_o}}$ si mode ordinaire $\overrightarrow{D_{d_e}}$ si mode extraordinaire $\overrightarrow{D_i}$, vecteurs des champs induits des faisceaux incidents, $\overrightarrow{D_{i_o}}$ si mode ordinaire $\overrightarrow{D_{i_e}}$ si mode extraordinaire
$\vec{B}$	Champ magnétique
$[B]$	Tenseur d'imperméabilité diélectrique
B_{ij} ou B_α	Coefficient du tenseur d'imperméabilité diélectrique
ΔB_{ij} ou ΔB_α	Coefficient de la varisation du tenseur d'imperméabilité diélectrique
$[S]$	Tenseur des déformations
S_{kl} ou S_β	Composantes du tenseur déformation
ε	Permittivité diélectrique
ε_0	Permittivité diélectrique dans le vide
$[\varepsilon_r]$	Tenseur de permittivité relative dans le milieu
$[\Delta\varepsilon]$	Tenseur des variations de la permittivité diélectrique dans le milieu
$\Delta\varepsilon_{il}$	Coefficient du tenseur de variation de la permittivité diélectrique
μ_0	Permittivité magnétique dans le vide

c	Célérité de la lumière dans le vide
λ	Longueur d'onde optique
λ_c	Longueur d'onde optique centrale d'une bande spectrale choisie
n	Indice optique et n_0 indice moyen dans le milieu
n_o	Indice optique ordinaire avec n_G et n_D, indices optiques gauche et droite liée à la gyrotropie (prés de $[001]$)
n_e	Indice optique extraordinaire et $n_e(\theta)$ indice optique extraordinaire dépendant de l'angle θ du faisceau optique
Δn	Biréfringence
ϕ_r	Déphasage lié à la gyrotropie d'une onde optique par rapport à l'autre
ϱ	Pouvoir rotatoire (gyrotropie)
σ	Splitting factor
$S = (I, Q, U, V)$	Vecteur de Stokes avec I l'intensité totale, Q et U qui déterminent les paramètres de la polarisation rectiligne et V, la polarisation circulaire
$\overrightarrow{P_o}$	vecteur de Poynting optique
δ	Oblicité optique
$\overrightarrow{k_v}$	Vecteur d'onde d'une onde optique (plan d'onde)
k_v	norme du vecteur d'onde d'une onde optique avec k_o norme du vecteur d'onde d'une onde optique polarisée ordinairement et k_e norme du vecteur d'onde d'une onde optique polarisée extraordinairement
$\overrightarrow{k_i}$	vecteur d'onde d'une onde optique incidente
$\overrightarrow{k_d}$	vecteur d'onde d'une onde optique diffracté
N	Ordre de la diffraction dans le régime de Raman-Nath
ν_0	fréquence optique du faisceau incident
ν_N	Fréquence optique d'un faisceau diffracté d'ordre N
θ_0	Angle de du faisceau indicent
θ_N	Angle de diffraction d'un faisceau diffracté d'ordre N
$\overrightarrow{k_N}$	Vecteur d'onde pour le faisceau diffracté
θ_{Bragg}	Angle de Bragg
θ_i	Angle d'incidence (usuellement angle formé par $\overrightarrow{k_i}$ par rapport à $[110]$)

θ_1 et θ_2	Angles incidents par rapport à (XZ et YZ) respectivement dans une interaction dans l'espace
θ_d	Angle de diffraction (usuellement angle formé par $\overrightarrow{k_d}$ par rapport à [110])
Ψ_1 et Ψ_2	Angles de diffraction par rapport à (XZ et YZ) respectivement dans une interaction dans l'espace
$\theta_{i0}\ ou\ \theta_{i_{DD}}$	Angle incident pour être dans la condition de diffraction simultanée
D	largeur du faisceau lumineux

- **Variables de l'interaction Acousto-optique**

Q	Facteur de qualité du régime de diffraction (paramètre de Klein-Cook)
M_i	Facteur de mérite (*i* de 1 à 5)
$\Delta\Phi$	Déphasage, asynchronisme de phase
I	Intensité lumineuse
η	Rendement de l'interaction acousto-optique ou encore efficacité, $\eta_{e\to o}$ pour le mode e vers o et $\eta_{o\to e}$ pour le mode o vers e
$\overrightarrow{\Delta k_d}$	Vecteur (d'onde) de déphasage
ν_1 et ν_2	Angle de $\overrightarrow{\Delta k_d}$ dans le plan
$\Delta\lambda$	Bande passante spectrale, $\Delta\lambda_{50\%}$ pour 50% d'efficacité
$R = \lambda/\Delta\lambda$	Résolution spectrale
ΔF	Bande passante fréquentielle (fréquence acoustique)
$\Delta\theta$	Acceptance angulaire (angle d'incidence), $\Delta\theta_{i_{3dB}}$ pour une 50 % d'efficacité.

- **Paramètres des composants AO**

W	Longueur du transducteur (ou parfois juste de l'électrode)
W_{eff}	Longueur de l'interaction acousto-optique effective / longueur de la colonne acoustique
H	Largeur du transducteur
N_D le nombre de points que l'on peut distinguer pendant un scan.	
$\Delta\theta_d$	Variation totale possible de l'angle du faisceau optique transmis
$\delta\theta_d$.	Divergence angulaire
τ	Temps d'accès pour un AOD
τ_m	Temps que met le faisceau acoustique pour traverser le faisceau optique dans un AOM
$\delta\theta_o$	Divergence du faisceau optique à l'entrée du modulateur

$\delta\theta_a$	Divergence du faisceau acoustique
Ω_a	Pulsation de l'onde acoustique,
$W_{cristal}$, $L_{cristal}$ et $H_{cristal}$	3 valeurs des côtés du cristal
β	Angle de découpe du cristal (face acoustique)
γ ou θ_f	Angle de coupe de la face optique de sortie

Introduction générale

Les travaux de recherche menant à la rédaction de ce manuscrit ont été réalisés à l'IEMN-DOAE (Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, Département Opto-Acousto-Electronique), plus précisément dans l'équipe Composants et Systèmes Acousto-Optiques Optoélectroniques (CSAOO).

L'acousto-optique est un phénomène physique relatif à l'interaction au sein d'un milieu photoélastique entre des ondes optiques (de l'UV à l'IR) et des ondes acoustiques ultrasonores. Cette interaction provoque une diffraction du faisceau optique, cette dernière est contrôlée par accord de la fréquence acoustique à la longueur d'onde souhaitée. Ce phénomène physique sera détaillé au fil de ce manuscrit. Un composant acousto-optique peut réaliser plusieurs fonctions : le filtrage, le décalage en fréquence (optique), la déflexion et la modulation.

Quand on la situe dans l'histoire de la science physique, l'acousto-optique apparait relativement récemment. En effet, la théorie concernant la diffraction d'une onde optique avec une onde acoustique a été décrite en 1922 par Brillouin [1]. Les premières expériences sont arrivées 10 ans après grâce aux travaux de Debye et Sears aux USA [2] et de Lucas et Biquard en France [3], fournissant la preuve expérimentale de l'interaction acousto-optique. Le phénomène est décrit et modélisé par Raman et Nath en 1935 [4]. La diffraction d'une seul ordre, avec un faisceau lumineux incident répondant aux conditions de Bragg (condition de Bragg découverte en 1913 [5]) est proposée en 1956 par Phariseau [6]. La diffraction en conditions « de Bragg » permet le développement des filtres acousto-optiques accordables (AOTF pour Acousto-Optic Tunable Filter) dont il est question dans cette thèse. La description mathématique des AOTFs est publiée en 1967 par Dixon [7]. La technologie des composants acousto-optiques a connu son premier véritable essor au cours des années 60. En parallèle, la paratellurite commence à être utilisée notamment pour ses propriétés piézoélectrique [8], [9]. En 1969 le premier AOTF (colinéaire) est fabriqué par Harris et Wallace [10]. En 1975 le premier AOTF non-colinéaire est décrit par Chang [11]. Finalement, la première utilisation de la paratellurite comme milieu d'interaction pour l'acousto-optique est publiée en 1976 par Yano et Watanabe [12].

Depuis, les acteurs académiques et industriels ne cessent d'améliorer la fabrication et l'utilisation des systèmes acousto-optique, dont les AOTFs, comme en témoigne un bond de la production scientifique dans les années 80 – 90 et avec un intérêt toujours croissant aujourd'hui encore.

Les AOTFs de nos jours doivent répondre à des critères de plus en plus précis notamment concernant la résolution spectrale et la bande passante optique et ce afin de répondre à des besoins émergents, comme pour l'imagerie hyperspectrale (HSI) et /ou pour l'analyse spectro-polarimétrique, par exemple.

La spectroscopie optique est la mesure du spectre électromagnétique d'un objet ou d'un matériau. L'imagerie hyperspectrale est la combinaison des techniques d'imagerie avec celles de la spectroscopie optique. Il en résulte l'obtention d'une image par « couleur », pour une large bande spectrale avec une fine résolution spectrale (plusieurs bandes contiguës). L'imagerie permet de rendre des mesures à distance et est donc non destructives. Ce qui permet

dans la majorité des cas de déterminer la composition de la surface des objets observés grâce à leurs signatures spectrales (quelques exemples : différenciation d'espères de plantes dans un champ, détection d'un objet métallique dans la nature, présence de cellule malade dans un échantillon biologique, présence et quantité d'un aérosol dans l'atmosphère etc.). Les débuts de l'imagerie hyperspectrale remontent aux années 80, dans un premier temps on faisait des mesures « multispectrales » : composées d'une dizaine de bandes spectrales [13], [14], tout au plus.

La polarimétrie quant à elle est mise en œuvre dans le domaine de l'acousto-optique grâce aux propriétés naturelles des cristaux biréfringents utilisés. En effet un tel cristal va réfracter le faisceau lumineux différemment selon sa polarisation, par définition biréfringence : « qui réfracte en deux ». Alors que les premières observations de la polarisation sont très anciennes, puisque présente dans la nature, les premières mesures polarimétriques sont réalisées au XIXème siècle. On peut citer Arago et Fresnel qui ont établi les lois éponymes (1819) et aussi Millikan en 1895 avec l'observation de la polarisation émise par des sources incandescentes. En 1965 Sandus publie un article dans lequel il relate l'analyse de sources de lumière polarisées [15]. Les premières caméras pouvant mesurer la polarisation sont présentées en 1974 par Johnson et par Chin-Bing d'autre part en 1976, c'est-à-dire en concomitance avec le développement des premiers AOTFs. Les premières images polarimétriques sont décrites en 1977 par Walraven, utilisant un polariseur tournant devant la caméra (à film) [16]. Le premier état de l'art sur l'imagerie polarimétrique est publiée en 1981 [17] et le premier système polarimétrique mesurant les 4 composantes de stokes est présenté en 1985 [18]. Ensuite les découvertes et améliorations n'ont fait que s'accélérer.

Le choix de l'utilisation de composants acousto-optiques, notamment des AOTFs pour l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique est motivé par les nombreux avantages qu'ils procurent. En effet l'interaction se faisant par accord de la fréquence acoustique avec la longueur d'onde, cela permet une mesure rapide (limitée seulement par la partie électronique, 1-100 µs), fiable (le cristal ne subit que peu de variation, seulement les fortes variations de température peuvent changer les performances) et robuste (contrairement à d'autre systèmes incluant des parties mécaniques, sensibles aux vibrations, pouvant casser, etc.). Ils sont peu encombrants (quelques centimètres cubes), nécessitent une puissance relativement faible (de l'ordre du mW à un W), tout en ayant la particularité d'avoir de très bons rendements (permettant de diffracter quasiment l'intégralité du faisceau optique monochrome), et enfin diffractant la lumière en deux faisceaux de polarisation rectilignes et orthogonales entre elle. Naturellement ils permettent de cumuler les fonctionnalités et ainsi de cumuler la mesure de polarimétrie à la mesure spectrale.

Aujourd'hui les besoins sont de plus en plus précis dans le domaine de l'imagerie hyperspectrale et il faut s'adapter à des évolutions rapides. Il est donc nécessaire d'améliorer les performances des systèmes AO pour répondre à ces demandes, notamment en termes de précision de mesure, i.e. résolution spectrale et qualité de la mesure (réduction de la diaphotie via l'apodisation de l'allure de l'efficacité du composant), tout en restant rapide.

Une difficulté avec l'utilisation des AOTFs est que l'efficacité de diffraction de l'interaction dépend de la fréquence acoustique et de l'angle d'incidence pour lequel le faisceau optique pénètre le cristal. Ces deux paramètres varient en fonction de la longueur d'onde, ce qui rend plus complexe l'obtention de bons rendements sur une large bande spectrale.

Dans cette thèse nous décrivons différentes améliorations apportées aux filtres acousto-optique accordables pour une utilisation sur une large bande spectrale :

- Analyse de la polarisation linéaire (deux composantes orthogonales simultanément) d'une source optique
- Apodisation du signal (en utilisant un seul AOTF) avec amélioration de la résolution spectrale
- Conception de filtre acousto-optiques pour l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique permettant une résolution spectrale constante.

Le chapitre 1 concerne le lien entre l'acousto-optique, l'imagerie hyperspectral et la polarimétrie. Les principes, les dispositifs actuels, les applications et les nouveaux enjeux de ces deux domaines sont présentés. Il décrit aussi leurs évolutions et notamment l'utilisation et l'amélioration des composants et systèmes acousto-optiques pour répondre aux nouveaux critères de performance. Les différents avantages et inconvénients de l'AO pour l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique sont listés et expliqués, ainsi que l'état de l'art actuel des différents systèmes AO pour la HSI.

Le chapitre 2 est consacré aux interactions acousto-optiques. Les principes théoriques de la propagation des ondes acoustiques et optiques, notamment dans les matériaux biréfringents telle que la paratellurite, sont présentés brièvement pour ensuite rappeler ce qu'est l'interaction acousto-optique, et quels sont les types de composants acousto-optiques.

Le chapitre 3 concerne l'analyse et la mise en place d'un filtre acousto-optique pour l'analyse de la polarisation. Pour cela on rappelle l'utilisation actuelle des AOTFs en polarimétrie ainsi que le principe de la diffraction simultanée dans les AOTFs. Le système développé exploite ce principe : la diffraction en deux polarisations perpendiculaires d'un même faisceau (non polarisé) simultanément par un AOTF. On a donc un analyseur de polarisation linéaire. Nous avons réalisé des simulations et des expériences pour confirmer l'utilisation d'un tel composant sur une large bande optique.

Le chapitre 4 présente la problématique de l'apodisation de la réponse d'un filtre acousto-optique. En effet le gabarit spectral caractéristique d'un filtre acousto-optique est un pic central avec des lobes secondaires indésirables, (réponse en sinus cardinal). Les caractéristiques des filtres acousto-optiques sont détaillées dans ce chapitre, ainsi que les techniques d'apodisation en acousto-optique. Nous avons développé un dispositif expérimental d'AOTF à double passage : le dispositif permet un retour du faisceau diffracté en entrée du même AOTF pour réaliser un second passage et donc améliorer les caractéristiques globales (meilleure résolution et apodisation).

Le chapitre 5 concerne la conception et la caractérisation de nouveaux filtres acousto-optiques pour l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique, possédant un transducteur multi-électrodes pour améliorer les performances en termes de résolution spectrale. Les performances des AOTFs en tant qu'imageur sont analysés (aberration et rendement dans le plan). Nous décrivons la conception de deux composants (l'un fonctionnant dans le visible et l'autre dans l'infrarouge). Nous présentons enfin la caractérisation et validation expérimentale du composant fonctionnant dans le visible.

Chapitre 1 : Filtres acousto-optiques pour l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique

Introduction

L'imagerie tient une place particulière parmi les techniques de mesures non destructives. En effet, elle permet l'observation 2D de l'objet de la mesure, acte intuitif, ainsi que son automatisation par les techniques d'analyse d'image. Les premiers systèmes d'imagerie se sont inspirés de la vision humaine dans le domaine du visible, en utilisant le plus souvent les bandes monochromatiques rouges, vertes et bleues, reproduisant les trois récepteurs de couleurs que possède l'œil humain. La méthode de retranscription des couleurs en vidéo utilise toujours ce principe. L'imagerie en infrarouge lointain (LWIR, long wave infrared) est elle aussi connue du grand public grâce à la vision thermique. Cependant ce ne sont pas les seules bandes intéressantes, pour analyser les caractéristiques des objets : on peut utiliser le visible (VIS), l'infrarouge (IR) ou encore les ultraviolets (UV) selon les applications.

La composition chimique et la structure des matériaux qui les composent déterminent les propriétés optiques d'un objet : la quantité et la composition des ondes électromagnétiques qu'il absorbe, réfléchit, diffracte et émet. On peut ainsi déterminer en partie la composition d'un objet en collectant un spectre électromagnétique. Le spectre mesuré doit ensuite être analysé et comparé à des références. Ce type d'analyse trouve pour origine la spectroscopie. L'imagerie spectrale est obtenue lorsqu'on lie la spectroscopie à un processus d'imagerie. Cependant, quelques bandes de longueurs d'onde différentes ne sont en général pas suffisantes pour une analyse fine. Il est alors nécessaire d'augmenter le nombre de bandes spectrales disponibles pour la mesure ainsi que leurs résolutions spectrales pour différencier d'autant plus deux composants ayants des spectres semblables. On obtient alors le concept d'imagerie hyperspectrale (HSI, HyperSpectral Imaging).

On peut par ailleurs analyser la structure de la surface d'un objet en étudiant la polarisation du rayonnement réfléchi. En effet, la polarisation dépend notamment de la structure moléculaire et de la texture de la surface qui réfléchit le rayonnement. C'est le propre du thème de recherche appelé « polarimétrie ».

Lorsque l'on combine l'imagerie hyperspectrale et la polarimétrie on obtient l'imagerie de spectro-polarimétrie. Cette technique demande des instruments de plus en plus performants pour accompagner le besoin, cette contrainte rejaillit sur les filtres utilisés. Dans ce contexte, les filtres acousto-optiques offrent certains avantages.

Ce chapitre présente un état de l'art de ces différentes techniques de mesure (hyperspectrale, polarimétrie et spectro-polarimétrie) en définissant les principes, les applications et les dispositifs usuels. L'intérêt de l'utilisation des filtres accordables acousto-optiques pour ces méthodes est présenté à travers le panorama de quelques systèmes utilisant ces filtres.

I. L'imagerie hyperspectrale

L'imagerie hyperspectrale ou encore la spectro-imagerie est une technique de mesure non invasive, qui permet de déterminer le spectre lumineux sur un grand nombre de bandes spectrales (d'où le préfixe « hyper ») de la scène analysée. Chaque pixel de l'image est acquis de multiples fois (autant que de bandes spectrales) de façon à connaitre l'information spectrale du point observé de la scène.

I.1. Principe de l'imagerie hyperspectrale

L'imagerie hyperspectrale est une méthode de mesure assez récente dont les premiers systèmes sont apparus dans les années 1980 pour les besoins de mesure à distance grandissant, et ne cesse de s'améliorer depuis lors. Elle est utilisée depuis de nombreuses années notamment dans la détection à distance (spatiale, aéroportée…) pour la défense ou le spatial, ou pour l'étude de l'atmosphère terrestre, de la végétation, des zones urbaines, etc. [19]–[22]

Les besoins en matière de résolution optique devenant de plus en plus grands, les spectro-imageurs se doivent de devenir de plus en plus performants. La volonté de connaitre de plus en plus précisément la signature spectrale de divers éléments incitent les acteurs de la R&D à améliorer les systèmes de détection et à augmenter le nombre de bandes spectrales observées. De plus, il est important de trouver des solutions peu coûteuses en énergie, notamment pour les capteurs embarqués.

Actuellement, les études portant sur l'environnement, l'atmosphère et la végétation sont en plein essor étant donnés les enjeux portant sur le sujet et la situation mondiale actuelle avec les problèmes de pollution et de dérèglements climatiques. Un des enjeux actuels est aussi de pouvoir obtenir des données en temps réel [23]. Les acteurs du spatial et de la défense restent très actifs en matière d'imagerie hyperspectrale.

a) De la spectroscopie à l'imagerie hyperspectrale

La spectroscopie est la mesure du spectre d'un rayonnement en interaction avec un élément, un objet ou un phénomène physique. On s'intéresse plus particulièrement au spectre optique, c'est-à-dire des niveaux d'énergie émis, réfléchis ou absorbés par une source (objet éclairé, ou émetteur) dans une bande allant de l'ultraviolet à l'infrarouge).

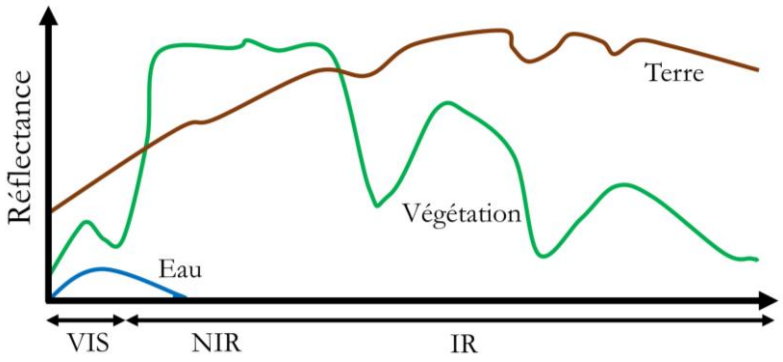


Figure 1.1 : Exemple d'allure de la réflectance en fonction de la longueur d'onde pour l'eau, la végétation et la terre.

L'objet observé possède une signature spectrale qui lui est propre, dépendante de sa composition. Par exemple, on pourra différencier la terre, de l'eau ou de la végétation en fonction des longueurs d'onde réfléchies par ces derniers (faible intensité avant 700nm pour la végétation due à la chlorophylle), comme illustré Figure 1.1.

La spectroscopie nécessite de prélever, dans la plupart des cas, un échantillon et de l'analyser. L'idée de l'imagerie spectrale est d'analyser et de cartographier la composition d'une scène ou d'un objet sans le détériorer, ce qui est un avantage considérable pour beaucoup d'applications (objet observé non-accessible, trop d'objets à étudier, dangerosité d'accès, échantillon unique à conserver…). Cependant, la mesure étant une image, c'est généralement la surface de l'objet qui est étudiée et cela ne permet pas une mesure des propriétés de l'objet en profondeur. L'imagerie spectrale a tout d'abord été développée pour l'observation de la composition des sols via des spectromètres embarqués sur des avions ou des satellites [24].

L'imagerie hyperspectrale (HSI, Hyperspectral Imaging) vise à mesurer le spectre d'une scène ou d'un objet avec une grande résolution spectrale tout en restant une technique non invasive. Son champ d'application est large, similairement à la spectroscopie.

Il existe plusieurs types d'imageries spectrales, classés selon la résolution et le nombre de bandes de mesure. Il n'existe pas de définition propre à chacune d'entre elle, mais beaucoup s'accordent sur la distinction suivante [25] :

- Multispectrale : de 2 à 10 bandes (taille de la bande : ~100nm),
- Hyperspectrale : plusieurs dizaines de bandes contiguës à plusieurs centaines (bandes fines : ~10nm).

La Figure 1.2 est une illustration de la différence entre les méthodes dites multispectrales et celles dites hyperspectrales. Si l'on considère le spectre à observer (en pointillé), on aura évidemment une plus grande précision avec un plus grand nombre de bandes présentant chacune une meilleure résolution.

On peut ainsi différencier plus facilement deux éléments présentant des spectres très proches.

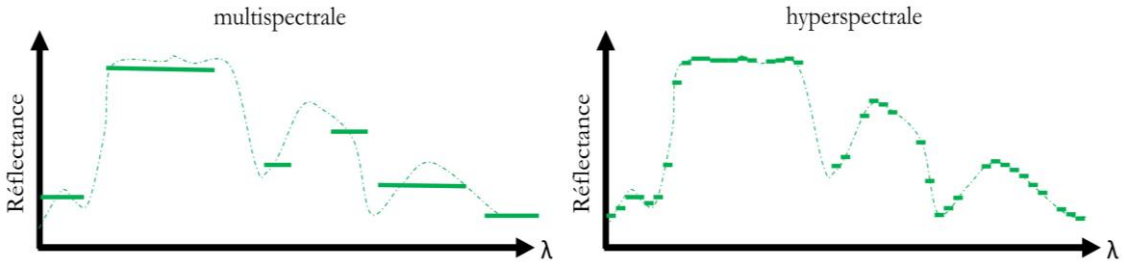


Figure 1.2 : Différences entre mesures multispectrale et hyperspectrale

Certains auteurs utilisent aussi les termes « superspectral » ou encore « utltraspectral ». Le premier étant la frontière entre l'imagerie multispectrale et hyperspectrale, et le second serait au-delà de l'hyperspectrale (1000 bandes, 10nm).

L'intérêt de l'imagerie hyperspectrale réside en son grand nombre de bandes spectrales. De plus, leur contigüité permet d'avoir un spectre pratiquement continu, ce qui est un avantage pour la détermination d'éléments possédant des spectres quasi-similaires.

b) Cube hyperspectrale

Un imageur hyperspectral permet d'obtenir une image pour chaque longueur d'onde de la même scène, pour donner ce que l'on appelle un cube hyperspectral comme illustré Figure 1.3. Ce cube a donc trois dimensions (une dimension spectrale et deux dimensions spatiales). Pour un élément (pixel) de la scène observée, on obtient sa signature spectrale.

On peut alors cartographier la présence de certains éléments sur une scène, par exemple différencier de l'eau à du sable, ou encore différencier différents types de plantes présents dans un champ. L'évolution du spectre donne la « signature » spectrale de l'élément mesuré. La présence de pics et de creux sur le spectre détermine quelles longueurs d'onde sont absorbées ou réfléchies et l'amplitude mesurée est une donnée qui permet de quantifier la présence de l'élément en question. On peut donc déterminer la présence, la localisation et la concentration d'un élément de la scène.

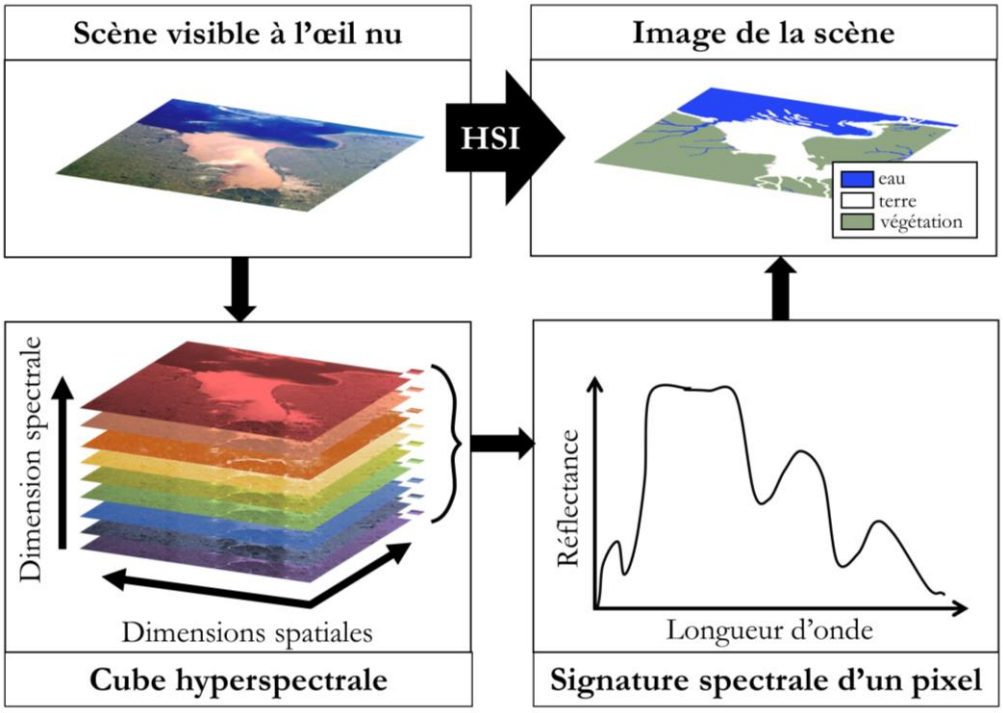


Figure 1.3 : Décomposition de la scène observée en cube hyperspectral (Source de l'image satellite : eol.jsc.nasa.gov)

I.2. Les principales applications de l'imagerie hyperspectrale

Les applications de l'imagerie hyperspectrale sont nombreuses et variées [26], [27]. Il est possible de les classer sous trois familles : la reconnaissance d'objet, la détection d'anomalie et la caractérisation.

La reconnaissance d'objet permet de déterminer la présence ou non d'un objet dans un milieu connu (c'est-à-dire que l'on sait ce que l'on observe). L'illustration de la Figure 1.4 concerne la détection d'un véhicule dans la végétation : bien que dans le visible l'œil humain ne perçoit pas de différence, en HSI on peut détecter un véhicule camouflé [28].

La caractérisation permet de différencier plusieurs éléments de l'image et/ou de donner leurs concentrations. Sur une scène donnée on peut détecter les éléments présents (eau, roche, arbre…) [29].

La détection d'anomalie détermine la présence ou non d'anomalies dans un milieu connu. Par exemple dans un champ, cela sert à déterminer si des plantations sont malades, la présence de mauvaises herbes, ou encore le stress hydrique [30].

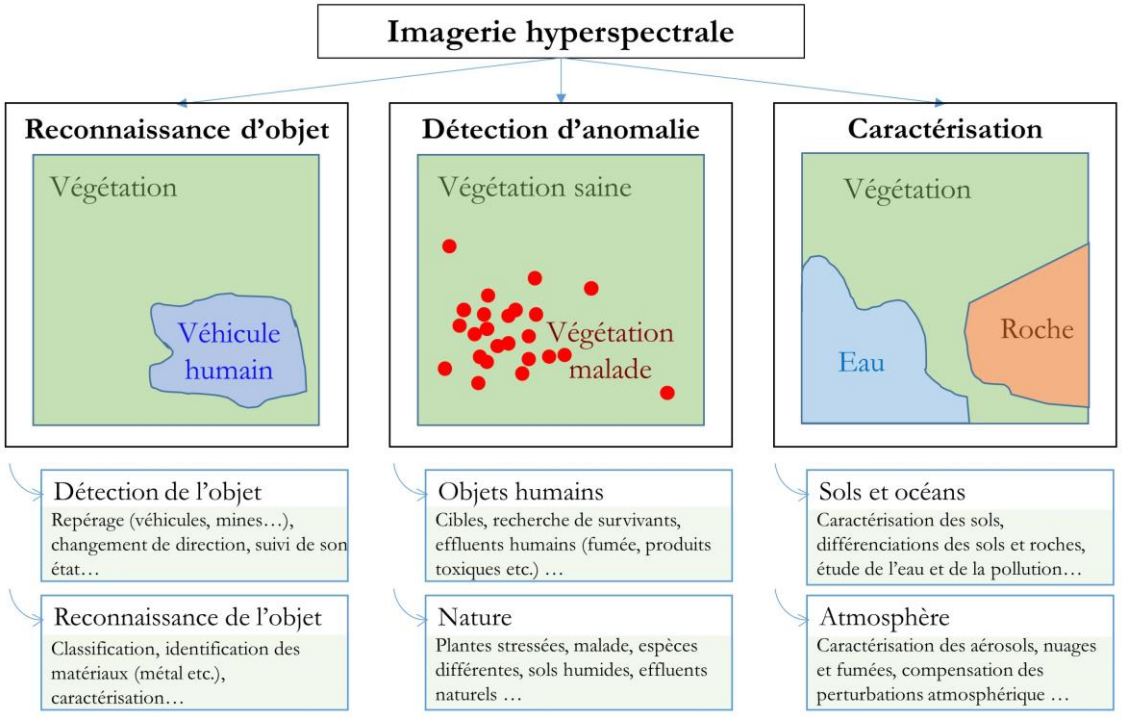


Figure 1.4 : Exemples d'applications pour l'imagerie hyperspectrale

La diversité des méthodes d'utilisation de l'imagerie hyperspectrale rend possible son utilisation pour de nombreuses applications [31]. Dans les paragraphes suivants, différentes applications sont listées avec quelques exemples pour chacune.

a) L'environnement

L'un des domaines d'application très actif de l'imagerie hyperspectrale concerne l'étude de l'environnement, notamment dû au caractère préoccupant et actuel de ce sujet qui nécessite par ailleurs des observations minutieuses. Pour ce domaine, les mesures se font dans le visible et dans l'infrarouge (0.4-2.5 µm), notamment pour la végétation.

Cela concerne l'étude de l'atmosphère mais aussi celle du vivant (végétation, écosystèmes côtiers, lacustres, marins etc.), de la terre et des zones urbaines.

L'étude de l'atmosphère par HSI permet d'affiner des données en météorologie, d'étudier le climat, de reconnaitre les gaz, notamment des aérosols [32], la qualité de l'air et la pollution [33]. Cela permet aussi de corriger les images satellites en connaissant la composition de l'atmosphère que les rayons lumineux provenant du sol ont traversée pour arriver jusqu'aux satellites [34].

On peut aussi étudier l'absorption du CO_2 par les plantes [35].

L'HSI permet d'avoir accès au contenu biochimique des plantes [26] : la pigmentation [36], le contenu en eau et en matière sèche.

L'accès à ces informations permet donc de :

- Connaitre les végétaux, établir des bases de données spectrales sur les plantes (caractérisation).
- Les différencier entre eux, déterminer les individus présents dans un champ ou une forêt, de détecter les mauvaises herbes (reconnaissance).
- Déterminer s'ils sont malades et de quelle maladie il s'agit [37], s'ils sont en conditions de stress (manque d'eau, de nutriment) [38] (détection d'anomalie).

Connaitre la quantité d'eau contenue dans la végétation peut aider à prévenir les feux de forêt par exemple, ou encore étudier les changements climatiques. Ce qui permet notamment de faire de la cartographie pour déterminer les zones à risque.

Il est aussi possible d'étudier les écosystèmes grâce à leur composition biochimique [39], mais aussi d'étudier la flore d'une région[40], ce qui permet un gain de temps et une réduction du coût considérable en comparaison à une étude classique sur le terrain.

L'imagerie hyperspectrale permet aussi de pouvoir étudier la qualité de l'eau, et sa composition (contenu de l'eau en nutriments, en chlorophylle et donc en algue, matière organique) qui donne des indices sur l'état de la nature environnante (notamment avec l'étude des eaux côtières) [38].

Cela permet aussi la détection des inondations en temps réel. L'imagerie hyperspectrale permet une mesure plus précise de la bathymétrie (l'étude des fonds marins et des sédiments). L'HSI permet de détecter et reconnaitre différents types de plastique [41] ce qui peut être un avantage pour l'étude la pollution aquatique.

La géologie [13], l'étude de la terre [42] et des minéraux, ainsi que la détection des gisements par suintement de pétrole [43] profitent de la HSI.

L'étude des zones urbaines demande une grande résolution spatiale étant donné l'échelle des objets urbains. L'imagerie hyperspectrale peut répondre à ce besoin et permet notamment de mieux distinguer les éléments des milieux urbains, leurs impacts sur l'environnement, les émissions de pollution et la végétation urbaine [44], [45].

b) L'industrie agricole

Comme pour l'étude de l'environnement, l'étude de la végétation pour la science ou pour l'industrie est un domaine d'application bénéficiant de l'imagerie hyperspectrale.

Un des avantages est de pouvoir rapidement analyser les plantes [46] , leur nature et leur état. Par exemple, dans le cas d'une plante malade [37] ou en manque de nutriments ou d'eau [47], on peut le détecter par l'imagerie hyperspectrale avant même que ça soit visible à l'œil nu, et donc on peut agir plus vite [48]. Cela permet aussi de mieux gérer l'irrigation des champs. La détection des mauvaises herbes est aussi facilitée. Cela permet enfin de réduire les pertes en agriculture et d'améliorer le rendement des récoltes.

c) La médecine et la biologie

Dans les domaines de la médecine et de la biologie, l'imagerie hyperspectrale permet d'obtenir des informations sur la composition des échantillons observés, et donc permettent une meilleure identification. Dans ce domaine, la bande spectrale utile est très large, de l'UV à l'IR. Il est important de remarquer qu'elle est utilisée parce qu'elle permet de détecter par exemple des tissus malades avant l'apparition de symptômes ou très tôt dans l'apparition de la maladie. De manière plus générale, on peut se servir de la HSI pour l'analyse de tissus (tissu des plaies, par exemple in vivo) et l'étude des cellules.

Elle est utilisée dans la détection de maladies notamment pour les cancers [49] et éviter parfois d'avoir recours à une biopsie [50] (mais aussi maladie cardiaque, maladie de la rétine [51]…), pour aider lors des opérations chirurgicales [20].

Cela peut aussi être utilisé en médecine légale [52], pour les mêmes raisons que la biologie et parfois pour l'étude de scène de crime.

d) L'observation spatiale

L'utilisation de technologies non invasives, à distance, optiques, telles que la HSI est devenue incontournable pour l'observation spatiale. C'est pourquoi historiquement, la HSI a largement été développée dans ce domaine. Le plus souvent les instruments sont embarqués (par exemple sur des satellites ou des sondes spatiales telles que Mars Express ou Venus Express, ou sur des rover comme pour le projet ExoMars).

Dans ce domaine toutes les bandes optiques sont utilisées, notamment l'UV pour le rayonnement des étoiles [53]. Elle permet aussi de détecter et de caractériser la présence des gaz à la surface des planètes. La température en surface des planètes peut aussi être mesurée par le rayonnement IR de celle-ci. On peut alors déterminer la météorologie à la surface des planètes. Il est aussi possible de déterminer la présence de minéraux ou de glace sur la surface des planètes [54].

e) La défense

Dans le domaine de la défense, l'imagerie hyperspectrale s'est montrée utile notamment pour la discrimination de camouflages : dans le visible et à l'œil nu, il n'est pas perçu mais lorsque l'on observe sur d'autres plages spectrales, notamment l'infrarouge, on le détecte aisément. On peut aussi remarquer que l'imagerie spectro-polarimétrique est utilisée en défense, notamment pour la détection d'objet, la polarisation étant significative pour les objets fabriqués par l'homme (surfaces lisses, etc.) et sert notamment pour la détection de mines anti-personnel ou anti-char [55], [56].

Récemment la thématique du terrorisme a nécessité de nouvelles méthodes de détection, notamment des explosifs et des porteurs d'explosifs. Les objets étant cachés par le porteur, il n'est pas possible immédiatement de déterminer le port d'objet dangereux par les individus. Une méthode est l'étude du stress sur le visage des potentiels individus à risque [48]. Ce stress est détectable plus facilement par mesure HSI [57].

f) Autres applications

Dans l'industrie, pour le contrôle de qualité des produits fabriqués, l'imagerie hyperspectrale permet de s'affranchir de la prise d'échantillon (gain de temps, réduction des déchets et des coûts) et donne un résultat immédiat et plus fiable que le contrôle humain. C'est le cas par exemple de la mesure de la qualité et la sécurité dans l'industrie alimentaire (qualité, contamination…) [58] ou encore de l'industrie pharmaceutique pour la détection des substances chimiques.

La HSI trouve aussi une application en colorimétrie notamment dans le domaine du textile [59] (recyclage, caractérisation, répartition de l'adhésif sur le textile…). Elle peut aussi être utilisée dans le domaine artistique, comme pour la restauration et l'histoire de l'art tableaux [60]: on peut étudier les anciennes couches de peintures d'une œuvre. On peut aussi numériser les peintures anciennes avec plus de précision que les techniques de scan RVB usuels.

On peut aussi utiliser des systèmes HSI pour le tri des déchets, et notamment différencier les types de plastiques [61]. De plus, les plastiques noirs sont difficilement triés car ils ne sont pas distingués par les méthodes de tri optiques précédents, ils sont pourtant différenciables dans le NIR.

I.3. Les méthodes de mesure pour l'imagerie hyperspectrale

Les imageurs hyperspectraux sont variés, il existe de nombreuses méthodes de séparation spectrale et de méthodes d'acquisition spatiales de la mesure [62]. Les technologies sont diverses et possèdent des avantages et inconvénients qui leur sont propres. Ces procédés opèrent dans des conditions distinctes, ce qui offre la possibilité de répondre à différents besoins au gré des applications visées.

Selon l'application, il peut être nécessaire de faire une mesure plus ou moins rapide de la scène (objet en mouvement ou non) et dans certains cas la façon dont le système est utilisé avantagera un type de mesure (par exemple si le système est embarqué dans un avion, le scan de la scène est facilité).

Dans cette partie sont présentées les différentes méthodes et les particularités des systèmes de mesure qui ont été publiés. La partie traitement de l'image n'est pas abordée ici bien que cela soit une étape très importante de la mesure hyperspectrale, seul l'aspect instrumentation est documenté.

a) Différentes méthodes de mesure d'imagerie hyperspectrale

Selon l'application, les caractéristiques de précision (spatiale, spectrale, d'amplitude) ou de vitesse d'acquisition, sont à adapter aux exigences. De plus selon le procédé de mesure (instrument fixe, instrument embarqué), des contraintes techniques supplémentaires sur la mesure peuvent apparaitre.

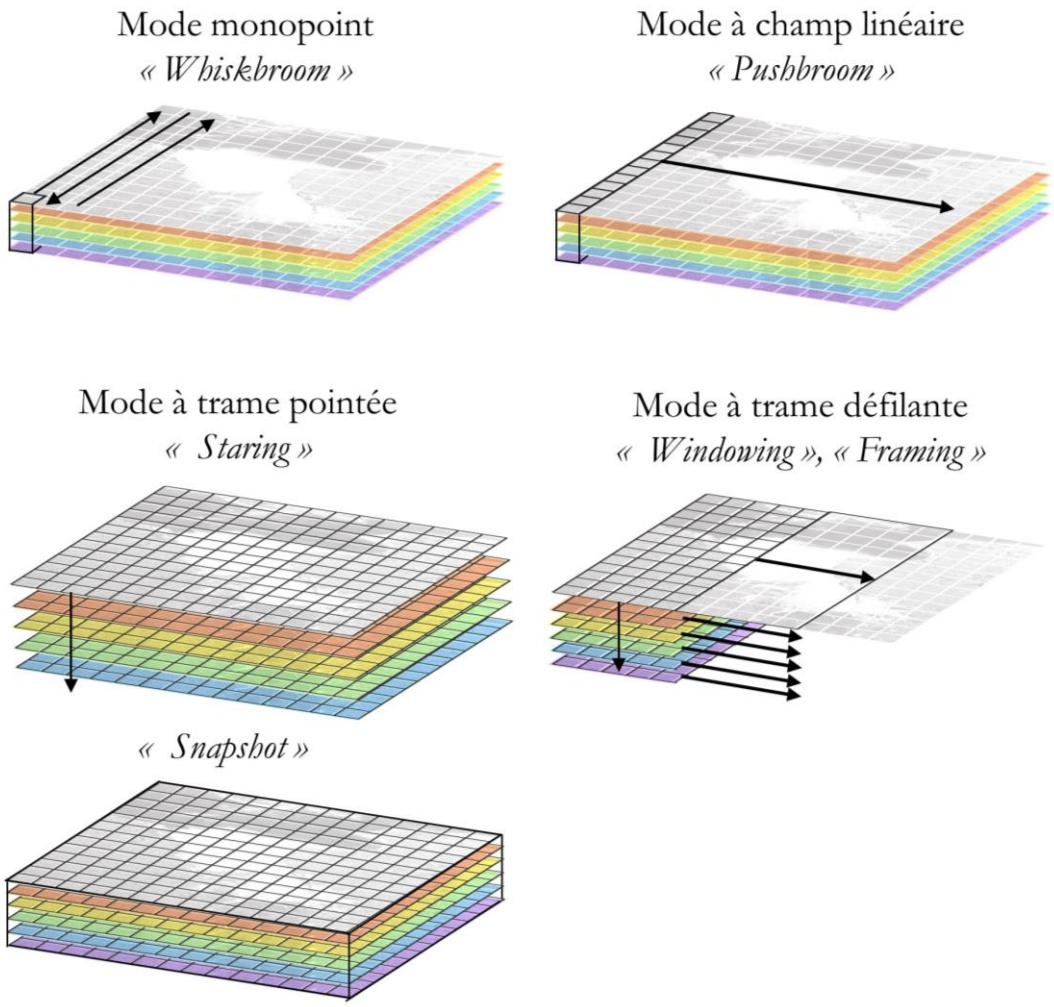


Figure 1.5 : Les différents modes d'acquisition de la scène

Dans le mode mono-point, l'appareil mesure la signature spectrale pour un seul pixel et on obtient l'image spectrale de la scène complète en scannant dans les deux directions spatiales[40]. Dans le mode à champ linéaire, l'appareil mesure le spectre pour une rangée de pixels, donc pour une dimension spatiale, et l'image de la scène complète est obtenue en scannant la scène dans une direction orthogonale [51]. Dans le mode à trame pointée, toute la scène est observée de manière fixe mais c'est la longueur d'onde que l'on fait varier pour obtenir l'image spectrale de la scène [63]. L'usage d'AOTF relève de ce mode de fonctionnement. Cependant, s'il n'y a pas besoin de faire varier la longueur d'onde et que chaque pixel contient l'ensemble du spectre on appelle cela « snapshot » [64]. Dans ce mode pour passer à la suite de la scène il faut faire un « bond » pour continuer à faire la mesure. Pour le mode à trame défilante, c'est une combinaison du mode à trame pointée et du mode à champ linéaire, une image de la scène est mesurée mais sans besoin de resté fixe, et la scène doit être scannée dans une direction.

Les modes à champ linéaire et à trame défilante sont les plus faciles à utiliser pour une mesure aéroportée (avion, satellite…) car le défilement de la scène est naturel et ne nécessite pas de dispositif mécanique.

b) Les différentes méthodes de séparation spectrale

Selon l'instrument utilisé, la méthode de séparation spectrale peut être le fruit de différentes approches. En effet, elle peut être directe (par dispersion), dépendante de l'état du système (par filtrage) ou nécessiter un traitement (par interférométrie).

i. La dispersion

La technique utilisant la dispersion permet d'obtenir le spectre d'un point de la scène ou d'une ligne (mode mono-point ou mode à champ linéaire) de façon immédiate avec un accès à toutes les longueurs d'onde simultanément. L'exemple le plus connu est celui du prisme [65].

ii. Le filtrage

Le filtrage permet de choisir la longueur d'onde à partir des paramètres de la mesure [20], [62]. Il peut être réalisé de plusieurs façons ; filtres chromatiques (mesure simple mais nombre de bandes rapidement limité), filtres en coin (montage simple mais faible rendement), filtres accordables (mesure des bandes utiles seulement, étalonnage simple mais risque de diaphotie et toute la lumière émise n'est pas mesurée). Les AOTFs et les filtres utilisant les cristaux liquides (LCTF, liquid cristal tunable filter) sont des filtres accordables.

Etant donné qu'on bloque la plupart du faisceau incident pour sélectionner uniquement la longueur d'onde d'intérêt, on perd en luminosité.

iii. L'interférométrie

Le principe de l'interférométrie est de faire interférer la source lumineuse avec elle-même et d'en déduire la mesure spectrale [62]. La transformée de Fourier de la figure de franges obtenue permet, par calcul, de déterminer le spectre de la source (spectroscopie par transformée de Fourier). La mesure peut être temporelle (haute résolution mais balayage mécanique précis nécessaire), statique (multiplexage et résolution spectrale limitée par les détecteurs) ou à hétérodynage (haute résolution sur domaine spectrale étroit et multiplexage).

I.4. Les dispositifs utilisés pour l'imagerie hyperspectrale

Dans cette partie, les composants les plus couramment utilisés dans les systèmes pour d'imagerie hyperspectrale sont présentés.

a) Filtres acousto-optiques accordables (AOTFs)

Les filtres acousto-optiques accordables permettent d'isoler une longueur d'onde, plus ou moins sélectivement, grâce à l'interaction entre l'onde optique issue de la source lumineuse et le champ acoustique généré dans le cristal comme illustré Figure 1.6.

Le premier avantage apporté par ce type de composant concerne la simplicité d'utilisation : à chaque longueur d'onde correspond une fréquence acoustique, donc un seul signal à envoyer au composant. L'image ainsi obtenue est une image monochrome de la scène observée dont la lecture est simple. Les AOTFs ne consomment que peu d'énergie (100mW à 1W) De plus, un système employant un AOTF ne requiert pas de partie mécanique, ce qui

réduit les coûts en énergie et les erreurs. Il en résulte en conséquence un comportement robuste et les instruments sont alors légers, ce qui facilite son utilisation dans l'espace par exemple [66]. Ce type de système est l'un des plus rapides avec un temps de réponse entre chaque longueur d'onde de l'ordre des microsecondes (la limitation en vitesse vient de la partie électronique du filtre) voire le filtre le plus rapide pour les systèmes d'imagerie [67]. Un autre avantage réside enfin dans la possibilité de faire une mesure de polarimétrie simultanément à la mesure spectrale.

Avec l'emploi de ce type de filtre, la mesure spatiale se fait en trame pointée et la mesure spectrale par filtrage. Ce type de filtre est souvent comparé aux filtres à cristaux liquides.

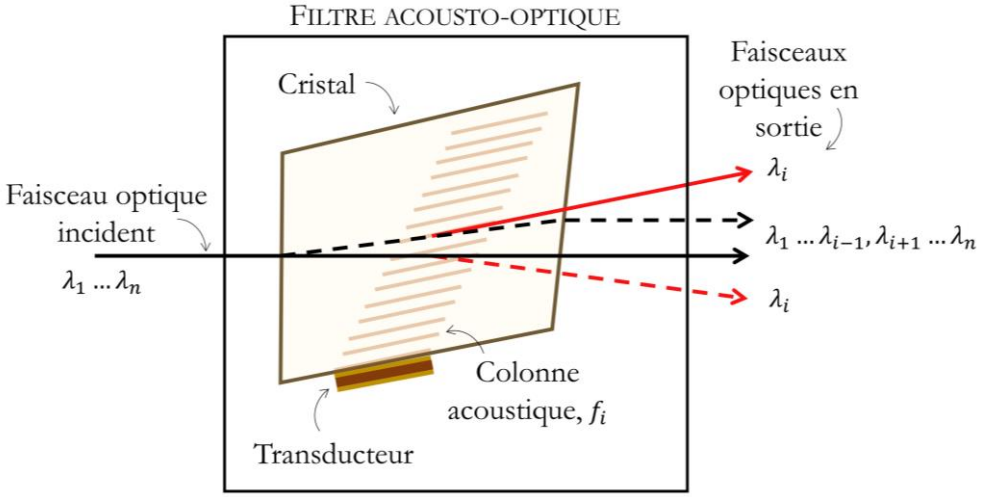


Figure 1.6 : Exemple de filtre acousto-optique, la fréquence acoustique f_i est choisie en fonction de la longueur d'onde à filtrer λ_i (faisceau en rouge). Les deux polarisations orthogonales obtenues sont différenciées avec des traits plein et en pointillés.

b) Filtres accordables à cristaux liquides (LCTFs)

Les filtres à cristaux liquides permettent, comme les filtres acousto-optiques, d'extraire une longueur d'onde à la fois. Ses avantages sont similaires (simple d'utilisation, pas de partie mécanique, robuste, rapide). Cependant les LCTFs sont plus lents pour faire l'accord (1 à 100 millisecondes) que les AOTFs (environ 50 microseconde) [68], ils peuvent offrir une meilleure qualité d'image. En effet, cela est lié à leur meilleure résolution spatiale (par exemple, dans le cas d'un test comparatif, le LCTF a une résolution spatiale 1.5 fois supérieure à celle de l'AOTF [69].

Le principe du LCTF reprend celui d'un filtre de Lyot qui consiste à avoir une lame de cristal biréfringent entre deux polariseurs (linéaires), avec les axes du cristal de la lame tournés de 45° relativement aux polariseurs. A la différence que le filtre de Lyot, le LCTF est constitué de différents étages (constitué de polariseur + lame biréfringente) que l'on fait tourner pour l'accord. Dans un LCTF on remplace la lame par une lame à cristaux liquide et la variation en tension à ses bornes fait l'accord. La tension appliquée permet de changer l'orientation des molécules dans la cellule, ce qui permet de faire passer la lumière ou non selon la polarisation de celle-ci.

Comme illustré Figure 1.7 une lame biréfringente sépare le faisceau incident en deux faisceaux de polarisations orthogonales qui sont déphasés. La combinaison des différents

lames et polariseurs créée une cellule élémentaire. Ici on place entre les polariseurs une cellule à cristaux liquides, contrôlée en tension.

Un LCTF contient plusieurs cellules élémentaires pour affiner la bande spectrale sélectionnée (le polariseur en sortie de la première cellule élémentaire constitue le polariseur en entrée de la deuxième). Chaque passage dans un polariseur occasionne de nouvelles pertes.

La mesure spatiale se fait en trame pointée et la mesure spectrale par filtrage.

Le LCTF est l'un des filtres accordables les plus répandus et aussi le concurrent principal de l'AOTF. Selon les applications l'un ou l'autre sera plus efficace : les AOTFs offrent une meilleure résolution spectrale sur une large bande spectrale et les LCTFs permettent une meilleure résolution spatiale avec une meilleure ouverture angulaire. Les AOTFs sont plus rapides, et ont une efficacité de diffraction plus haute (90%) que les LCTFs (<50%) [69].

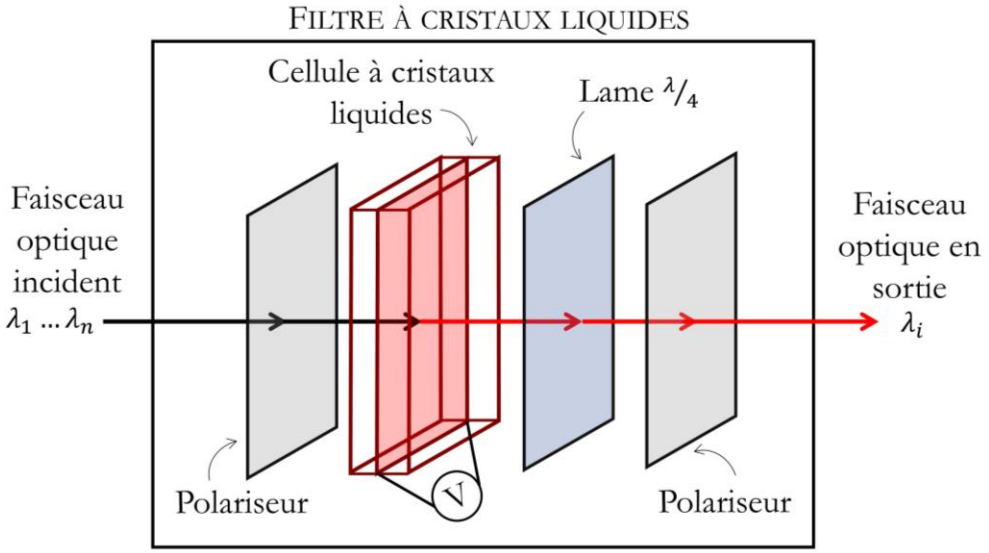


Figure 1.7 : Exemple simplifié d'un filtre accordable à cristaux liquides.

c) Filtres Fabry-Pérot

L'interféromètre de Fabry-Pérot est constitué de deux lames parallèles fortement réfléchissantes [70]. Une partie du faisceau entrant est donc réfléchi et comme les lames ne sont pas totalement réfléchissantes, l'autre partie est transmise. A chaque passage (un aller-retour) une partie de la lumière traverse donc les lames et les faisceaux sortants sont parallèles et retardés entre eux selon le nombre d'allers-retours : ils interférent alors entre eux. La figure d'interférence est constituée d'anneaux et leur espacement dépend d'une part de la distance entre les lames et d'autre part de la longueur d'onde du faisceau entrant. L'accord se fait donc en modifiant la distance entre les lames. Il suffit alors de mesurer l'intensité lumineuse des figures d'interférence pour en déduire l'amplitude pour chaque longueur d'onde et trouver le spectre lumineux de la source. Un exemple de ce filtre est donné Figure 1.8. La mesure spatiale se fait en trame pointée et la mesure spectrale par filtrage.

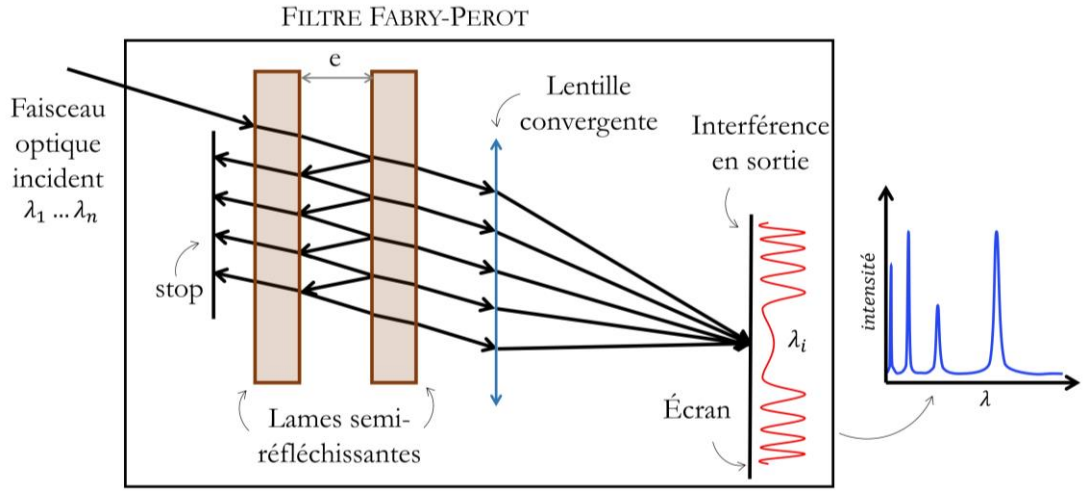


Figure 1.8 : Exemple d'un filtre de Fabry-Perot

d) Interféromètres

Les imageurs par interférométrie sont souvent à transformée de Fourier. Le principe est de collecter l'interférogramme d'une source lumineuse (provenant de l'objet observé), qui contient toute l'information quant au spectre d'intérêt. C'est la transformée de Fourier de l'interférogramme qui révèle les composantes spectrales de l'image obtenue, et cela permet donc une forte résolution spectrale de l'ordre du million ($R = \lambda/\Delta\lambda = 10^6$ [62]).

Le principal désavantage de ce système est que les mesures sont lentes (limitées par le déplacement des franges >10 ms). Les mesures en haute résolution sont même très lentes.

L'interférogramme est obtenu en utilisant un interféromètre de Michelson ou de Sagnac. Celui de Michelson est le plus utilisé. Un diviseur de faisceaux sépare le faisceau issu de la source et les faisceaux obtenus sont réfléchis par des miroirs plans.

i. Interféromètre de Michelson

Dans l'interféromètre de Michelson (illustré sur la Figure 1.9), les miroirs sont perpendiculaires et l'un des deux miroirs est mobile, permettant de créer la différence de marche entre les faisceaux nécessaires à l'interférence [62]. Le déplacement du miroir mobile rend le système moins robuste. L'interférogramme obtenu permet d'analyser une image directement dans les 2 dimensions spatiales. Ce qui rend en revanche cet instrument peu rapide est le temps de déplacement du miroir, plus le temps de traitement des données, on comprend que la mesure est non immédiate. On utilise en revanche tout le flux lumineux, réduisant les pertes. On peut de plus obtenir une haute résolution spectrale.

ii. Interféromètre de Sagnac

Dans l'interféromètre de Sagnac, c'est le diviseur de faisceau qui, par rotation, crée la différence de marche accordable [71]. Il n'y a donc pas de partie mécanique (en translation) et cela le rend un peu plus stable et plus robuste que celui de Michelson. Cependant la mesure n'est possible que selon une direction (1D) avec la mesure de son spectre étendu sur une ligne, il est donc adapté aux mesures aéroportées par exemple avec un scan naturel de la

scène. Ils permettent de moins bonnes résolutions spectrales que les interféromètres de Michelson.

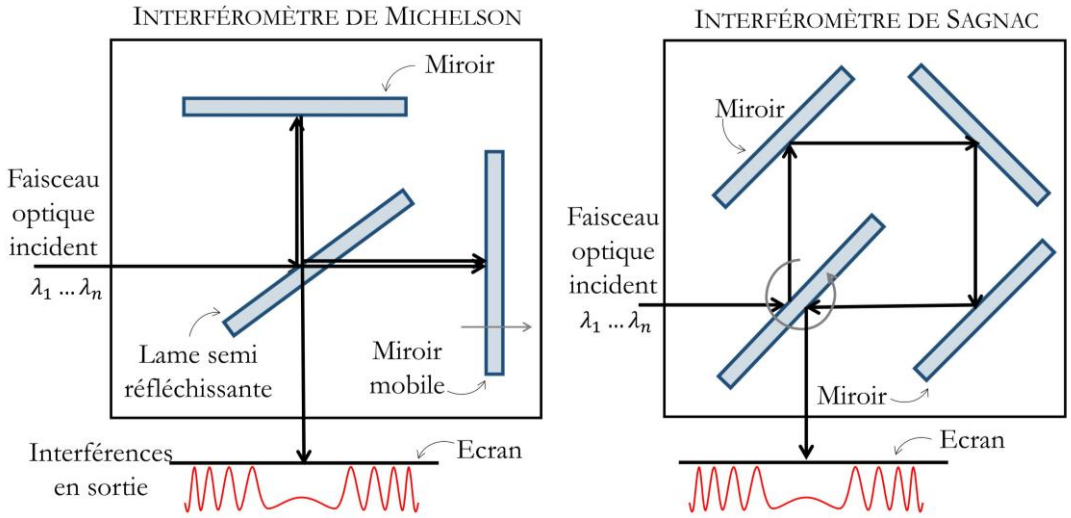


Figure 1.9 : Exemples d'interféromètre de Michelson et de Sagnac

e) Autres dispositifs

Il existe encore d'autres types d'imageur hyperspectraux : à réseaux de diffraction, à filtres passe-bande, spectromètres adaptés… Ils sont soit moins sophistiqués, soit moins développés. Nous en donnons néanmoins quelques exemples.

i. Roue à filtre

Ce type de système est constitué d'une roue comportant plusieurs filtres de couleurs (passe-bande). La roue en tournant fera passer le faisceau optique à travers les différents filtres. L'avantage majeur de ce système est sa simplicité, et le choix des bandes spectrales est direct. Cependant le nombre de bandes est limité, on ne peut mettre qu'un petit nombre de filtre (~10 tout au plus). De plus, la roue tourne mécaniquement ce qui est moins robuste que d'autres filtres et nécessite une correction de la position de la roue. Les acquisitions se font les unes après les autres et la transition d'une couleur à l'autre n'est pas forcement rapide (environ 50 ms [72]).

ii. Imageurs temps réel

Ces imageurs-là ont l'avantage de pouvoir donner les informations spectrales de tout le spectre et sur toute l'image en une fois. La mesure du cube hyperspectral est immédiate. C'est un avantage pour les objets observés en mouvement. Cependant cette technologie est récente et encore en cours de développement.

Il est possible de réaliser un tel système avec une matrice de prisme, qui permet donc de réaliser une mesure spectrale de chaque point observable (dépendant aussi du nombre de prisme ~10 et de leurs tailles) permettant d'avoir 5 images par seconde pour 48 bandes spectrales pour une image 200x200px [73]. Cependant le système nécessite un traitement d'image conséquent pour permettre de collecter les cubes hyperspectrales.

f) Comparatif

Tableau 1-1 : Tableau comparatif des types de filtres spectrales utilisés pour l'imagerie hyperspectrale

	AOTFs	**LCTFs**	**Interféromètres**	**Roues tournantes**
Facilité de montage	Simple	Simple	Complexe	Simple
Rapidité	Très rapide Accord : (Temps de l'électronique : ~50µs)	Rapide 1 à 100 ms	Très lent > 10 ms + temps de calcul	Lent 50 ms
Partie mécanique	Aucune	Aucune	Nécessaire Sensible aux vibrations	Nécessaire
Capacité spectrale	de ~10 à 100 bandes comprises dans [200 nm – 5000 nm] Bonne résolution : jusqu'à 0.1 nm	de ~10 à 100 bandes comprises dans [450 nm – 1800 nm] Résolution jusqu'à 5 nm.	Très haute résolution spectrale ($R > 10^3$) donc 10^3 possible	Limité par le nombre de filtre ~ 10 bandes Résolution de 40 nm [74]
Efficacité	>90%	< 50%	~50% (10 à 90%)	Bonne (dépend des filtres)
Facilité de lecture des mesures	Immédiate	Immédiate	Nécessite un traitement des données	Immédiate
Mesure polarimétrique	Possible (polarisation linéaire)	Possible	Non sans ajout de polariseur	Non sans ajout de polariseur

Le Tableau 1-1 regroupe différents types de filtres utilisés en imagerie hyperspectrale pour les comparer avec les performances des AOTFs. Pour plus de clarté les différents interféromètres ont été regroupés dans une même section sur le tableau.

Les roues à filtre sont très simples mais très limitées en termes de bande spectrale et de résolution spectrale. Les interféromètres peuvent obtenir des résolutions spectrales très fines, cependant leurs sensibilités aux vibrations, leurs lenteurs les rendent moins attractifs, de plus ils ne permettent pas une lecture d'image immédiate de la scène.

On remarque que les AOTFs et les LCTFs ont plusieurs points en commun (la rapidité, la simplicité et la robustesse) et ils sont alors utilisés dans les mêmes applications. Leurs versatilités et leurs capacités à permettre une mesure sont avantageux. Cependant les AOTFs ont des meilleures performances en générale.

II. La polarimétrie

L'imagerie de polarimétrie, utilise une autre propriété de la lumière afin d'analyser une scène : la polarisation. Cette technique peut compléter l'imagerie spectrale ou être utilisée seule. Dans ce contexte, les filtres acousto-optiques sont particulièrement intéressants car ils peuvent réaliser les deux mesures en même temps. Dans cette partie nous décrivons la polarimétrie, ses applications et les principaux dispositifs usuels.

II.1. Principe de polarimétrie

La polarimétrie est la mesure de la polarisation de la lumière, cette dernière associée à l'imagerie peut révéler des indices sur la nature ou l'état de la scène observée.

a) Polarisation de la lumière

La polarisation est une caractéristique de la lumière, comme de toute onde électromagnétique. La polarisation de la lumière est liée au champ électromagnétique $\vec{E}$: pour une onde plane transverse, elle décrit l'évolution de l'extrémité du champ $\overrightarrow{E}$ dans le plan orthogonal à la direction de propagation de la lumière. La Figure 1.10 donne un exemple de polarisation rectiligne d'angle α par rapport à un axe de référence, x, pour une propagation selon z.

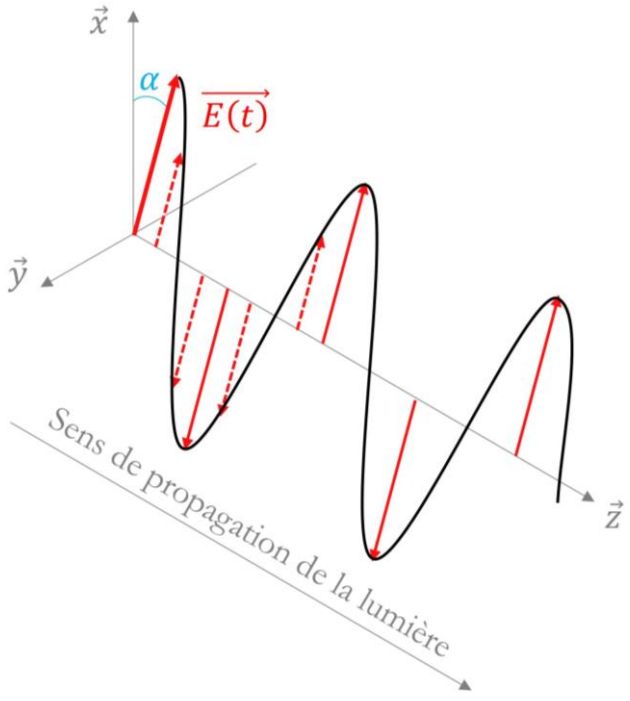


Figure 1.10 : Faisceau lumineux se propageant selon $\vec{z}$ et ayant une polarisation rectiligne d'angle α.

L'Annexe B résume les notions de polarisation utiles à ce manuscrit.

b) Matériaux polarisants

La lumière dite naturelle est non polarisée, cela veut dire qu'il n'y pas de polarisation spécifique. On peut cependant considérer qu'elle est constituée de plusieurs faisceaux lumineux polarisés. On peut en effet extraire un faisceau polarisé à partir d'un faisceau non polarisé. Une source de lumière artificielle, comme le laser, peut être polarisée linéairement. De manière inverse, on peut dépolariser ou transformer la polarisation d'un faisceau. La lumière peut être aussi partiellement polarisée et on peut alors chercher à déterminer son degré de polarisation.

Le phénomène de polarisation de la lumière peut être provoqué de différentes façons. Dans la nature, on trouve des matériaux polarisants : un faisceau de lumière qui les traverse ou qui se réfléchit dessus peut changer de polarisation. Cela dépend de la composition, de l'état de surface des matériaux etc…

Les molécules chirales, par exemple, peuvent induire une polarisation particulière à la lumière qui s'y réfléchit du fait de leurs structures. De même, un cristal biréfringent est naturellement un matériau polarisant étant donné qu'en sortie de celui-ci on obtient deux faisceaux polarisés orthogonalement (ce phénomène est expliqué plus précisément au Chapitre 2 : II.1.a)).

On peut donc se servir de matériaux connus pour leurs propriétés optiques pour créer des instruments optiques induisant une polarisation ou sélectionnant une polarisation. Les cristaux biréfringents sont notamment utilisés pour créer des polariseurs, dispositifs permettant de ne sélectionner qu'une polarisation.

c) Lames de retard

Les lames de retard consistent en une lame d'un matériau biréfringent qui va introduire un retard de phase entre les deux composantes orthogonales du champ électrique du faisceau lumineux les traversant. Selon la longueur d'onde du faisceau, le matériau et l'épaisseur de la lame, ce déphasage entre les composantes est différent. Les lames de retard sont en général fabriquées pour fonctionner avec une longueur d'onde particulière et leur épaisseur détermine alors le déphasage. Il existe plusieurs types de lames (lame demi-onde, quart-d'onde etc.) qui, selon leurs épaisseurs, vont induire un plus ou moins grand déphasage. Si une onde lumineuse monochromatique a une polarisation circulaire droite et passe dans une lame demi-onde de cette longueur d'onde alors elle ressortira circulaire gauche. En revanche si elle passe dans une lame quart-d'onde alors elle sortira rectiligne 45°. Ces lames sont très souvent utilisées pour sélectionner ou étudier la polarisation.

Lorsque l'on veut travailler sur des bandes spectrales plus larges, il faudrait parfois utiliser plusieurs lames de retard qu'il faudrait changer pour chaque longueur d'onde, ce qui pourrait être fastidieux et encombrant. Les lames de retard variable à cristaux liquides (LCVR, Liquid Crystal Variable Retard) permettent de travailler avec de plus larges bandes. Elles sont très utilisées dans le visible et le NIR. Cependant, pour les UVs il faut recourir à d'autres types de matériaux (tel que le KDP ou le Niobate de lithium), la plupart de cristaux liquides étant inefficaces dans l'UV.

II.2. Les principales applications de la polarimétrie

Les principales applications de la polarimétrie en imagerie sont variées : observation spatiales, atmosphériques, biologie… La polarimétrie apporte un bénéfice sur la détection plus que sur la caractérisation des objets.

a) Détection d'objet

Une des applications les plus fréquentes est la détection d'objets. En effet, le changement de polarisation peut venir par exemple de la surface et de la texture des objets ou de la façon dont la lumière va se réfléchir sur l'objet [75], [76]. On peut alors détecter un objet si sa surface est différente de celle de son environnement, par exemple si sa surface est très lisse. En effet une surface lisse, comme la surface de l'eau ou d'un objet va polariser une lumière non polarisée du soleil, la composante perpendiculaire à la surface sera en partie absorbée changeant donc l'orientation de la polarisation de l'onde réfléchie [77]. Ce phénomène est notamment connu en photographie où l'on utilise d'ailleurs des polariseurs pour éliminer les réflexions sur les surfaces réfléchissantes (vitres, mer etc.).

Cela peut aussi dépendre de l'orientation de l'objet dans l'espace. On joue alors sur la différenciation de l'élément avec son environnement, qu'il soit polarisant ou non. On peut aussi utiliser la polarimétrie pour augmenter le contraste d'une image et donc faciliter la détection des contours des objets.

Des exemples simples se trouvent dans la défense et la détection d'objets humains puisque les objets de fabrication humaine sont souvent pourvus de surfaces lisses, notamment les objets en métal, comme les véhicules. Dans le cas de la détection d'objets en mouvement le système de détection se doit en plus d'être rapide, surtout dans la défense.

Actuellement on utilise par exemple des AOTFs pour détecter des mines, ces dernières sont petites et il est difficile de les détecter avec une mesure spectrale seule (qui sera sensible à la diffraction et la réflexion de la lumière autour de la mine). La polarimétrie aide à les détecter efficacement [55]. La détection de mine est facilitée par l'imagerie polarimétrique, mais c'est d'autant plus vrai quand le milieu où se trouve la mine est dense, c'est le cas des mines sous-marines, où l'eau est une source de flou supplémentaire [78].

b) L'observation atmosphérique

La lumière provenant du soleil est non polarisée. Quand on observe l'atmosphère et que l'on mesure des faisceaux optiques polarisés, c'est qu'il y a des composants polarisant dans l'atmosphère. C'est le cas par exemple des aérosols. En effet, la structure des particules que rencontre le faisceau lumineux sur son passage peut le polariser (taille, forme, composition, symétrie de la particule). La polarimétrie est donc utile pour mesurer la présence d'aérosols [79], [80], et leurs concentrations. La mesure polarimétrique, combinée à la mesure spectrale, permet d'obtenir des résultats plus précis.

On peut aussi faire de l'observation des aurores polaires, et déterminer leurs taux de polarisation selon la longueur d'onde étudiée. Ceci permet de renseigner le phénomène physique responsable de l'émission de photon. Un spectropolarimètre composé d'un AOTF a été développé dans ce but [81].

c) L'observation spatiale

Tout comme l'imagerie hyperspectrale, la polarimétrie sert aussi dans le domaine de l'observation spatiale. Elle peut être combinée à l'imagerie ou à une mesure spectrale. Dans le cas de l'imagerie polarimétrique, elle est utilisée notamment pour détecter des disques circumstellaires (autour d'une étoile) ou alors pour la détection des exoplanètes. La spectropolarimétrie quant à elle permet par exemple de déterminer les objets dans l'espace [82]. Elle peut aussi être utilisée pour observer l'activité du soleil [82], ou pour étudier le champ magnétique des étoiles.

Des AOTFs sont en développement pour des systèmes permettant l'étude de minéraux présents à la surface de planète [83] permettant l'analyse de la surface des roches pour déterminer les aspérités et le type de roche.

d) La médecine et la biologie

Dans le domaine médical l'observation se fait essentiellement au microscope, ce qui permet de contrôler la source lumineuse, en particulier sa polarisation. On peut alors utiliser une source polarisée linéairement et observer l'image en sortie à travers différents polariseurs. On peut alors mesurer le degré de polarisation linéaire.

Cette technique est par exemple utilisée pour le diagnostic de cancers, notamment dans les premiers stades de la maladie [84]. Cela contribue au progrès des techniques de diagnostic, étant donné que l'imagerie est non invasive et sans risque pour le patient et que la polarimétrie permet de différencier efficacement les tissus malades des tissus sains.

Des AOTFs ont été implémentés dans un système permettant le diagnostic in vivo et donc de grandement faciliter les examens [85].

e) Autres applications

La polarimétrie peut se montrer utile dans beaucoup d'autres applications. On peut citer l'industrie où la polarimétrie aide à la recherche de défauts dans la fabrication de matériaux, à la différenciation des matériaux, à la vérification des états de surface d'objets (par exemple lors de la fabrication de vitres, d'écrans LCD, et les revêtements de verre) ou encore au contrôle qualité (par exemple dans l'alimentaire [86], le textile [87], ou l'industrie pharmaceutique).

Cela permet aussi de faire la mesure de la chiralité de molécules [88], la détection d'objets transparents [89], améliorer la vision sous-marine [90], etc. On peut aussi avoir des applications liées à la météorologie, comme par exemple pour détecter la présence de glace dans des nuages [91].

i. Etude de la végétation

Depuis quelques années la question de la détection des maladies et du stress des plantes par la polarisation s'est posée. En effet, on peut imaginer que l'état de santé des plantes change les propriétés de la lumière réfléchie, en particulier sa polarisation, comme c'est le cas pour son spectre (il est bien connu qu'une plante jaunit quand elle s'assèche). Il a été mesuré

une différence de polarisation par exemple entre des plantations de soja avant et après floraison et aussi lorsque la plante est bien hydratée ou en condition de stress hydrique [92].

ii. Observation sous-marine

L'imagerie hyperspectrale est limitée lorsqu'il s'agit d'observation sous-marine. En effet, l'eau en mouvement va réfléchir et diffracter les rayons provenant de la source observée et cela va engendrer du flou. En étudiant la polarisation des faisceaux lumineux on parvient à mieux distinguer les objets [90], [93].

iii. Reconstruction 3D

A partir de l'état de polarisation et de l'angle de la polarisation de la lumière réfléchie par un objet on peut retrouver le chemin optique de la lumière et donc déterminer la distance à laquelle se trouve l'objet étudié, et particulièrement chacun des points observés de cet objet, ce qui permet alors de faire une reconstruction 3D de l'objet [94].

II.3. Les dispositifs polarimétriques usuels

Dans cette partie nous présentons les dispositifs polarimétriques usuels les plus couramment rencontrés. Il existe différentes méthodes pour obtenir une mesure de la polarisation. Dans certains cas la source lumineuse n'est pas accessible, par exemple quand on mesure des objets lointains (dans le spatial, dans la défense etc.) et il faut alors déterminer la polarisation par analyse du faisceau lumineux mesuré. En revanche, quand la source lumineuse est contrôlée, comme par exemple lors de l'utilisation de microscopes (en médicine, biologie etc.) on peut choisir la polarisation de la source qui éclaire l'objet observé, et donc n'avoir qu'à mesurer l'intensité lumineuse réfléchie. Ces deux méthodes sont complémentaires.

Dans le cas d'une source lumineuse contrôlée, on peut par exemple utiliser un polariseur en entrée (après la source) et un analyseur en sortie (avant la caméra). Le premier va permettre d'illuminer avec une polarisation rectiligne connue l'objet observé. Le second va permettre par rotation de déterminer la direction de polarisation du signal reçu. Quand le milieu observé n'est pas polarisant, la direction de l'analyseur sera la même que celle du polariseur. Si le milieu est polarisant, un désalignement apparait.

On peut distinguer 3 méthodes de mesure polarimétrique différentes, par :

- Division d'amplitude
- Division du front d'onde
- Division temporelle

a) Division d'amplitude

Une des méthodes les plus simples est la division d'amplitude [95]. En effet, cette méthode est facile à réaliser : on divise le faisceau en plusieurs faisceaux secondaires qui sont analysés en parallèle avec différents polariseurs et lames de retard pour obtenir autant de mesures de polarisation que nécessaire (si on veut obtenir les 4 composantes du vecteur de Stokes par exemple) [96]. Cependant, pour chaque faisceau secondaire il est nécessaire

d'avoir des composants optiques différents, rendant cette méthode parfois encombrante. La grande quantité d'éléments optiques peut également dégrader les performances.

Le polariseur à division d'amplitude suivant est le plus simple pour la division d'amplitude : on divise le faisceau avec un cube séparateur et à chaque division on analyse la polarisation ou l'on divise à nouveau le faisceau après avoir fait tourner la polarisation de 45° par exemple. Un exemple illustrant ce type de système est donné Figure 1.11.

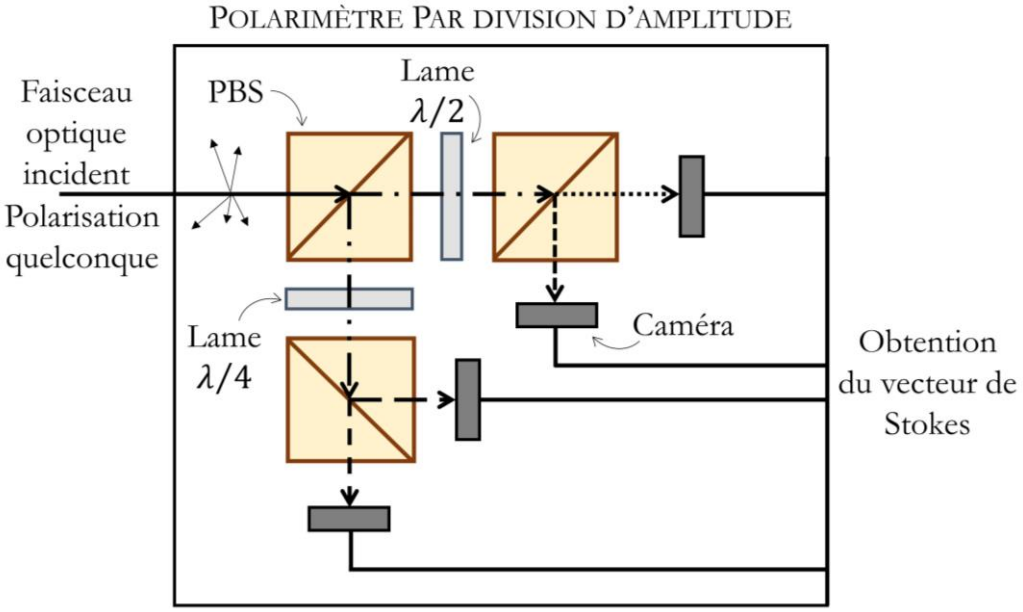


Figure 1.11 : Schéma d'un diviseur d'amplitude

b) Division du front d'onde

Plutôt que de diviser le faisceau lumineux en entrée, l'idée est plutôt de le diviser juste avant la caméra [95]. Il y a différentes méthodes pour arriver à ce résultat. D'une part diviser le faisceau optique avec des diaphragmes et les faire passer dans différents chemins optiques constitués de différentes composants et lames et on obtient toutes les mesures de polarisation simultanée [97]. D'autre part on analyse la polarisation en réalisant une matrice de micro-polariseurs devant la caméra afin d'avoir pour chaque pixel obtenu une polarisation déterminée [98]. Un groupement de pixels permet d'avoir la polarisation d'un point de la scène observée comme illustré à la Figure 1.12 (4 pixels regroupés par exemple, un pour chacune des 4 polarisations linéaires). Il suffit ensuite de regrouper les informations et de les exploiter pour obtenir une image de la scène pour chaque polarisation.

Cependant, cela peut nécessiter la fabrication de lames très petites, ce qui limite la résolution spatiale du système pour et la taille du composant. De plus, cela rend le système plus onéreux. Enfin, si la caméra est trop éloignée de la matrice il y a un risque de diaphotie et donc d'erreur de mesure.

Le plus généralement, seules les polarisations linéaires sont mesurées.

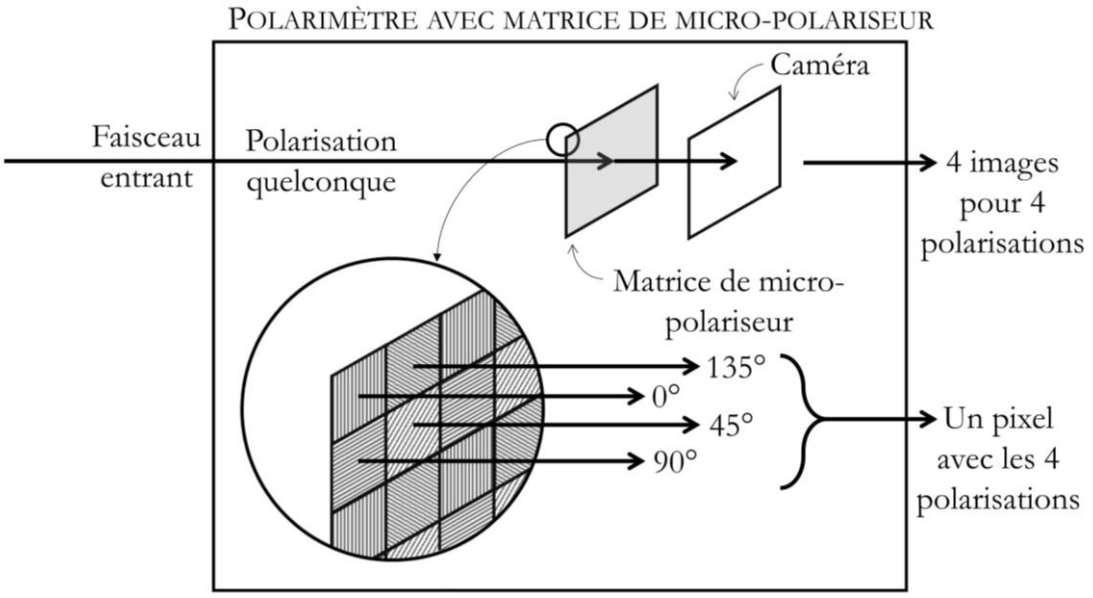


Figure 1.12. Polarimètre avec matrice de micro-polariseur

c) Division temporelle

Certains composants polarimétriques ne permettent pas une mesure simultanée des différentes polarisations. Toutefois, il est possible de modifier le système pour réaliser successivement différentes mesures : c'est le principe de la division temporelle. L'avantage est d'obtenir une mesure sur un seul capteur. L'analyse des résultats se fait en associant une image mesurée à une polarisation de la scène mesurée à un instant donné. Mais il en résulte un temps d'acquisition accru

i. Roue à lame tournante

C'est l'équivalent en imagerie hyperspectrale de la roue à filtres. On place la lame sur une roue que l'on fait tourner entre la source lumineuse mesurée et la caméra. C'est le plus simple car il nécessite un seul polariseur et on peut réaliser la mesure de la polarisation linéaire entièrement [99].

Un autre système permettant de mesurer la polarisation circulaire est conçu en ajoutant une lame de retard devant le polariseur. En choisissant bien la lame de retard on peut alors obtenir toute la mesure (linéaire et circulaire) de la polarisation.

Ce système permet d'avoir en entrant une grande intensité qui est entièrement utilisée pour réaliser chaque mesure. Cependant l'utilisation de lame de retard nécessite un faisceau entrant monochromatique.

ii. Lame à cristaux liquides

On peut remplacer les lames de retard dans les polarimètres à lame tournante par des cellules à cristaux liquides fixes contrôlées en tension [100], [101]. Un exemple est donné à la Figure 1.13. On s'affranchit alors de mouvements mécaniques dans le cristal. Les différents types de cellules à cristaux liquides existants vont donner des systèmes légèrement différents.

On peut, à l'aide d'un polarimètre à cristaux liquides, mesurer les 4 composantes du vecteur de Stokes.

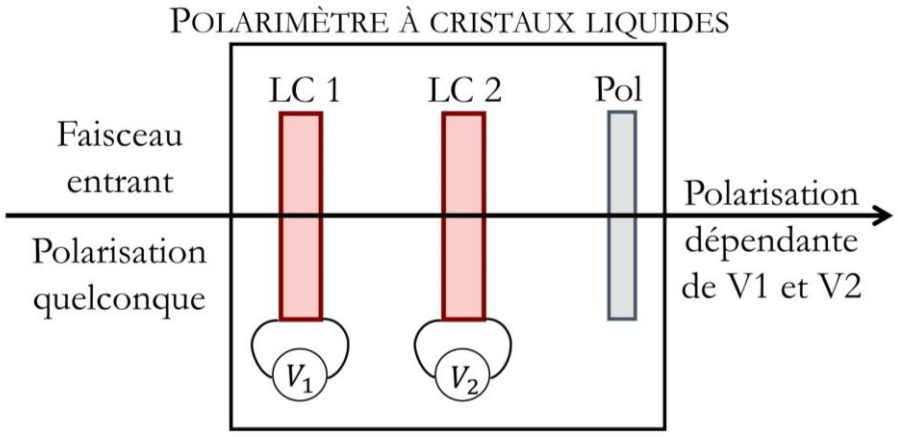


Figure 1.13 : Polarimètre à cristaux liquides

d) Comparaison avec les AOTFs

Tableau 1-2 : Tableau comparatif de plusieurs méthodes de mesures polarimétrique et des AOTFs

	Polariseur + lame de retard	**Roue à lame tournante**	**Lame à cristaux liquides**	**AOTFs**
Principe de mesure	Simple	Simple	Modéré	Simple
Facilité de montage	Complexe (plusieurs lames, plusieurs caméras)	Simple	Simple	Simple
Partie mécanique	Aucune	Nécessite un moteur qui fera tourner la lame	Aucune	Aucune
Lecture de la polarisation	4 paramètres de Stokes	Polarisation linéaire (plus polarisation circulaire si monochromatique)	Polarisation linéaire Possibilité d'avoir les 4 paramètres de Stokes si on ajouter des lames quartes d'onde	Polarisations linéaires. Possibilité d'avoir les 4 paramètres de Stokes si ajout de LCVR
Bande spectrale	Limitée à cause des lames de retard	Limitée à cause des lames de retard	Grande (dans la bande 450 nm – 1800 nm)	Grande (dans la bande 200 nm – 5000 nm)

Le tableau 1-2 énumère les différents points évoqués précédemment sur les dispositifs polarimétriques usuels et permet de faire la comparaison avec les AOTFs. Bien que ces derniers ne soient pas initialement créés pour la mesure polarimétrique (se sont avant tout des

filtres) ils permettent une lecture de la polarisation linéaire sur une large bande spectrale et en étant simple d'utilisation.

Les AOTFs sont les plus avantageux pour une utilisation spectro-polarimétrique.

III. Vers des technologies d'imagerie plus performantes

L'imagerie hyperspectrale et la polarimétrie ont chacune leurs spécificités, leurs domaines d'application tantôt se recoupent et tantôt se complètent. Il est aussi possible, quand chaque technique utilisée seule n'est pas assez performante, de les combiner : c'est l'imagerie spectro-polarimétrique.

III.1. Evolution des systèmes pour arriver à l'imagerie hyperspectrale

L'imagerie et la spectroscopie sont deux techniques qui sont largement utilisées pour la caractérisation et l'observation scientifique. La combinaison de ces deux types de mesures s'est faite naturellement car il est pratique de pouvoir observer en image les données spectrales (images monochromatiques pour différentes longueurs d'onde). Dans le domaine de l'observation spatiale par exemple, les premiers dispositifs multispectraux ont été déployés dans les années 70 et hyperspectraux 20 à 30 ans plus tard [31]. La spectroscopie seule peut parfois demander de prélever un échantillon pour réaliser la mesure, l'imagerie spectrale peut être non destructive et cela ouvre donc à d'autre application (spatiale etc.).

Ce sont évidemment les avancées en termes de performances des composants qui ont permis d'augmenter le nombre de longueurs d'ondes observables par un seul système (quelques-unes dans les débuts à des centaines) et leurs précision (on peut atteindre < 1 nm) permettant ainsi à l'imagerie hyperspectrale de voir le jour.

Initialement l'imagerie hyperspectrale était fortement utilisée pour les mesures à longue distance (spatiale, défense…) mais les applications se sont multipliées et maintenant elle peut tout aussi bien être utilisée lorsque l'objet est proche [102]. Cette avancée a permis le développement de nouvelles applications (très nombreuses dans les domaines biomédicaux et agro-environnementales), et bien sûr des nouvelles problématiques tel que le traitement des données [103].

III.2. De l'imagerie hyperspectrale à l'imagerie spectro-polarimétrique

La polarimétrie n'est finalement que rarement utilisée seule et vient souvent compléter une autre mesure. Lorsqu'il est nécessaire d'avoir une donnée spatiale lors de la mesure, on utilise l'imagerie polarimétrique.

a) Imagerie polarimétrique

L'imagerie polarimétrique comme évoquée permet la localisation des objets polarisant d'une scène, ce qui permet d'étendre davantage le champ d'applications.

Il est plus difficile de déterminer la polarisation de l'objet observé lorsque la polarisation du faisceau qui l'éclaire n'est pas connue ou modifiable. Il est plus facile de mesurer la polarisation d'un élément quand on peut mesurer sa réflectance sous différentes sources de lumières polarisées.

En imagerie la résolution spatiale est un élément important pour être efficace dans la mesure et pouvoir distinguer les éléments d'une scène, il faut alors réussir à trouver des polarimètres avec une bonne sensibilité à la polarisation (selon les différents composants) et aussi avec une bonne capacité en résolution spatiale tout en développant les algorithmes pour déterminer les résultats. Cela nécessite aussi de meilleures méthodes de calibration [95].

b) Imagerie en temps réel

La polarimétrie en temps réel permet de faire de la détection d'objet, notamment en mouvement, ce qui est particulièrement utile dans le domaine de la défense [104]. Cela ouvre tout un champ de possibilités qui nécessitent d'avoir des systèmes de plus en plus rapides tout en restant précis. Les systèmes de type roue à filtres ne sont donc plus envisageables et les systèmes comportant des parties mécaniques ne sont pas les plus adaptés non plus. L'intérêt de la rapidité de la mesure peut aussi être industriel, notamment lors du contrôle de qualité dans le processus de fabrication. De nos jours on peut arriver à une mesure rapide de l'ordre de 16µs par longueur d'onde [105]. On peut aussi évaluer l'émission de polluant en temps réel [106].

c) La spectro-polarimétrie

La spectro-polarimétrie a l'avantage d'être une mesure presque complète des propriétés d'un faisceau optique et donc d'avoir le plus d'informations possible sur la source dont est issu le faisceau. L'imagerie hyperspectrale seule ne donne pas autant de détails.

Cependant cela peut être complexe : il faut pouvoir construire un polarimètre qui fonctionne sur les mêmes plages spectrales que l'imageur spectral. Les autres composants optiques ne sont pas forcément adaptés aussi au changement de polarisation et/ou une grande bande spectrale. La polarimétrie peut venir complémenter une mesure spectrale et/ou d'imagerie, mais en étant souvent ajoutée à un système déjà existant, on aboutit souvent à un compromis peu optimal. Les éléments de mesures polarimétriques sont souvent dépendant à la longueur d'onde et il faut alors adapter le système de mesure spectral en conséquence, certains spectro-polarimètres sont alors plus adaptés pour les larges bandes, comme ceux avec transformée de Fourier [107]. Selon les besoins, un simple polarimètre avec une roue à filtres peut faire office de spectro-polarimètre [32]. Cependant certaines applications demandent une plus grande sensibilité (plus grande résolution spectrale ou spatiale selon les besoins) ou une plus grande rapidité (scène avec objet en mouvement par exemple, détection de cible en mouvement etc.).

Il est donc particulièrement intéressant de développer des systèmes intégrant capacités de polarimétrie et d'imagerie spectrale en synergie.

Les AOTFs et LCTFs sont deux composants qui sont le plus facilement utilisés pour de la spectro-polarimétrie étant données leurs capacités pour le filtrage spectral et leurs propriétés polarisantes. Les interféromètres couplés avec des lames à cristaux liquides peuvent aussi être une mesure directe de la polarisation et du spectre.

III.3. Nouveaux besoins en imagerie

Dans les domaines de l'imagerie, un des principaux axes d'amélioration des systèmes est la résolution spatiale, on a de plus en plus la nécessité d'augmenter cette résolution dans de très nombreuses applications et cela est donc le cas pour l'imagerie hyperspectrale [108]. Cette résolution peut être améliorer en augmentant la sensibilité des imageurs et des détecteurs, mais aussi la miniaturisation de certains composants et la qualité des algorithmes de traitement des données en amont. Par exemple, lors de l'observation de planètes ou des étoiles très lointaines [109] la quantité de lumière qui nous parvient est très faible, et c'est important d'avoir des détecteurs performants. D'autre part elle peut être liée à l'ouverture angulaire du système de mesure. L'étude de la résolution spatiale ne fait pas l'objet de cette thèse.

La résolution spectrale des imageurs hyperspectraux est aussi un critère de sélection des composants, ainsi que leur bande de fonctionnement. La tendance naturelle est à la multiplication du nombre de bandes, plus fines. Cela se répercute sur le développement des composants. Pour certaines applications (comme en environnement, avec la mesure de la pollution, ou en agriculture pour distinguer les espèces ou les plantes malades par exemple), il est nécessaire d'avoir une résolution spectrale fine (<20 nm dans le visible) pour pouvoir conclure quant à la nature de l'objet observé (par exemple pour l'observation des composées d'une feuille, il faut une bande passante spectrale de 10 nm maximum [110]) aujourd'hui les besoins vont jusqu'à 1 nm de bande passante spectrale [111]. De plus, le besoin pour des spectres de large bande nécessite aussi une optique adaptée et capable de travailler dans des larges bandes, ce qui n'est pas toujours le cas des optiques classiques.

Dans le cas de la caractérisation de matériaux, il est nécessaire d'avoir des bases de données conséquentes pour permettre la reconnaissance et la différenciation des matériaux. Sachant que les bandes spectrales sont de plus en plus fines et précises, les bases de données doivent aussi s'améliorer. De plus, les données mesurées (deux dimensions spatiales et une spectrale) peuvent être trop volumineuses et parfois difficiles à traiter, stocker et transmettre. Les techniques d'imagerie pouvant être complexes, le besoin en algorithmes performants est de plus en plus grand et on voit aussi apparaitre des systèmes de HSI utilisant le machine learning [112] ou des IA pour traiter les données[113].

Il apparait ainsi clairement qu'il faut à la fois améliorer les matériaux, les dispositifs de mesure et les algorithmes pour permettre l'évolution des applications de l'imagerie hyperspectrale.

Un autre point important est la prise d'image en temps réel et le « dynamisme » des appareils utilisés. Le temps de réponse des instruments peut en effet être une source de limitation. En imagerie hyperspectrale on peut observer des systèmes en mouvement, par

exemple dans la défense. Il est donc important d'avoir des systèmes de plus en plus rapides pour permettre une observation optimale. Si l'on veut de l'imagerie en temps réel il faut être capable d'obtenir plusieurs images par secondes (pour la fluidité) [114]

Pour permettre l'utilisation dans des environnements différents (par exemple pour l'agriculture et l'étude de l'environnement), il faut que les instruments soient robustes mécaniquement et peu sensibles aux changements de température et de condition atmosphérique, (lorsque les instruments de mesure sont aéroportés, ils doivent être capable d'être transporté à des altitudes entre 2000 et 5000 m [115]).

Finalement, l'axe majeur d'amélioration de l'imagerie hyperspectrale est donc le besoin grandissant en précision : en résolution spectrale et spatiale et en rapidité (le besoin est de quelques microsecondes [116]). L'aspect lié au traitement des données est fort intéressant mais relèves des sciences informatiques.

IV. Utilisation de l'acousto-optique pour de l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique

Le filtre acousto-optique est un dispositif pratique pour développer un système d'imagerie hyperspectrale, il permet de plus l'adjonction d'une fonctionnalité de polarimétrie. La possibilité d'utiliser les AOTFs pour la polarimétrie résulte de leur biréfringence.

Ce paragraphe présente quelques systèmes existants composés de filtre acousto-optiques permettant la mesure hyperspectrale et/ou polarimétrique.

IV.1. Avantages des composants AO pour l'imagerie

Les AOTFs sont des filtres très avantageux pour faire de l'analyse spectrale mais qu'en est-il de leur capacité en imagerie ?

a) Un composant qui allie imagerie hyperspectrale et polarimétrie : l'AOPTF

Un avantage majeur des filtres acousto-optiques réside dans leur capacité à séparer deux polarisations orthogonales issues de la même source lumineuse, ils permettent donc une analyse de la polarisation tout en réalisant une mesure spectrale. Les phénomènes sont simultanés et liés.

La mesure simultanée de deux polarisations orthogonales est possible dans beaucoup de configurations, ce phénomène est d'ailleurs repris dans les expériences que nous avons menées et décrites dans cette thèse.

La double fonctionnalité est avantageuse car elle permet de nécessiter moins de composants optiques différents pour réaliser les mesures, de plus la mesure de la polarisation est conjointe à la mesure spectrale sur toute la bande optique qui peut être large.

b) Haute résolution spectrale et large bande

Selon les matériaux utilisés on peut obtenir des systèmes AO très différents en termes de largeur de bande spectrale et de domaine spectrale. On peut exploiter les AOTFs sur des plages assez large de 200 à 5000 nm alors que le LCTF a une bande spectrale plus faible de 400 à 1800 nm [68]. En addition de sa grande efficacité, la paratellurite par exemple est exploitable de 350 à 4500 nm, ça en fait un des matériaux les plus utilisés pour les AOTFs. Une résolution sub-nanométrique est possible avec les AOTFs, soit environ 0.4 nm (cela dépend aussi de la longueur d'onde) [68] alors que les LCTFs permettent d'obtenir au mieux quelques nm (de 4nm à 19nm [69]).

c) Rapidité et facilité d'utilisation

Les AOTFs sont aussi reconnus pour leur rapidité. Les filtres spectralement accordables sont la plus grande famille des spectro-imageurs et le filtre acousto-optique est l'un des plus répandus avec les LCTFs. Mais l'AOTF est bien plus rapide que le LCTF : 1-100 µs (comparé à 50 ms pour le LCTF) [68].

L'AOTF est le filtre accordable le plus rapide pour l'imagerie.

d) Efficacité de diffraction

Pour un composant acousto-optique, pour que le faisceau soit utile, il doit d'une part avoir un diamètre qui permet de rentrer dans le cristal, et son angle d'incidence doit correspondre à l'angle d'incidence de l'interaction acousto-optique avec la prise en compte de l'acceptance angulaire. Généralement les faces optiques sont traitées avec un traitement anti-reflet pour minimiser les pertes par réflexion à l'entrée du composant. La fabrication du cristal permet aussi en général d'éviter le recouvrement du faisceau optique sur lui-même ainsi que le faisceau acoustique sur lui-même à l'intérieur de ce cristal, pour éviter les pertes et la diaphonie. Ensuite, seuls les rayons qui n'ont pas la bande spectrale adéquate ne seront pas diffractés lors de l'interaction. Les pertes sont très faibles et l'on peut obtenir jusqu'à 98% d'efficacité (en tenant compte de la polarisation d'entrée) alors que pour le LCTF on obtient entre 20 et 50 % [68].

e) Robustesse

Les systèmes utilisant des AOTFs sont généralement considérés comme très robustes car ils ne nécessitent pas de partie mobile.

Pour pouvoir être embarqués sur des projets spatiaux les AOTFs doivent répondre à plusieurs critères essentiels [54], ils doivent notamment être très solides et robustes. Le TeO_2 très souvent utilisé pour la fabrication des AOTFs car il ne craint pas les radiations, ce qui rend les AOTFs en TeO_2 d'autant plus robuste et fiable dans le temps. Cependant sa structure doit être fabriquée sans imperfection pour résister aux différences de températures. En effet, une structure présentant des défauts peut être très sensible et peut se casser en dessous de -80°C. Or pour les instruments embarqués, notamment sur Mars, les températures peuvent descendre en-deçà. De plus les changements de température peuvent jouer sur les propriétés optiques du cristal et modifier ses caractéristiques. Il est alors nécessaire de prendre en compte ces paramètres et de protéger l'instrument.

IV.2. Utilisation de l'AO pour la HSI

Bien que les AOTFs aient beaucoup d'avantages pour la HSI il est important de connaître leurs points faibles et la façon de corriger les problèmes liés à la nature de l'interaction acousto-optique.

a) Ouverture angulaire de l'AOTF

L'angle d'incidence du faisceau optique est un paramètre clef de l'interaction acousto-optique : une variation de cet angle provoque une diminution significative de l'efficacité de diffraction. Cette sensibilité est quantifiée par l'acceptance angulaire, qui est, par définition, la capacité du composant à « accepter » une variation de l'angle d'incidence autour de la valeur de l'angle qui permet le synchronisme pour atteindre au moins 50% (ou parfois 90%) de rendement ($\Delta\theta_{i_{3dB}}$), c'est-à-dire la différence entre l'angle incident minimal et l'angle incident maximal pour une certaine longueur d'onde qui permet d'avoir 50% d'efficacité de diffraction. Cette dernière dépend de plusieurs paramètres tels que la longueur d'onde, l'angle d'incidence, la fréquence acoustique et la taille du transducteur. Cependant, elle est aussi limitée par l'ouverture angulaire de l'AOTF. L'ouverture angulaire d'un composant AO est la variation totale pour lequel les faisceaux lumineux incidents peuvent interagir dans le composant. C'est-à-dire que tant qu'un faisceau est compris dans ce cône il pourrait être utile. Cette valeur peut être limitée par les tailles des composants du système, notamment la taille de la face optique, ou encore le placement d'un diaphragme.

Pour que l'on puisse mesurer toute une scène en une fois il faut que tous les rayons issus de la scène pénètrent le cristal par la face optique d'entrée et en ressortent par la face de sortie. Pour cela il faut que les faisceaux soient collimatés pour entrer dans le cristal, car l'ouverture angulaire d'un AOTF est relativement faible (quelques degrés, par exemple 3° [83] ou encore 4.2° [42]). On peut par exemple utiliser des lentilles convergentes (en entrée et en sortie) et des systèmes télécentriques pour répondre à la problématique de l'ouverture angulaire générale du système comportant un AO [83] en minimisant les conséquences de la faible ouverture angulaire des AOTFs.

b) Aberration chromatique

Pour développer un système d'imagerie spectrale il faut prendre en compte la qualité de l'image, notamment les imperfections liées aux aberrations chromatiques. L'AOTF étant un composant dispersif, il faut tenir compte des angles des faisceaux lumineux à sa sortie mais aussi à l'entrée. La dispersion peut dégrader la résolution spatiale du filtre. Pour avoir une meilleure résolution spatiale du système on peut choisir d'augmenter l'acceptance angulaire. On peut augmenter l'ouverture pour augmenter l'acceptance angulaire. Mais une augmentation de l'ouverture angulaire de l'AOTF provoque une augmentation de la largeur de bande du filtre (plus de choix d'angle d'incidence) et donc une dégradation de la résolution fréquentielle (plus grand asynchronisme) ce qui créé alors des aberrations chromatiques [68].

Il y a deux types d'aberrations chromatiques, les transversales et les longitudinales. Les aberrations transversales se situent dans le plan orthogonal a la direction de propagation du

faisceau optique. Cela créer un angle entre les faisceaux optiques de longueur d'onde différente issus de la même source. Les aberrations longitudinales se situent dans la direction de propagation du faisceau optique. Les points images issus de différentes longueurs d'onde ne se focalisent pas au même point.

Les premières pouvant être corrigées par une modification de la coupe de la face de sortie de l'AOTF, les secondes cependant nécessitent une correction externe à l'AOTF avec un système optique adéquat pour ne pas avoir de flou [117].

c) Résolution spatiale

La résolution spatiale dépend en partie des paramètres du composant et notamment du cristal (taille). On peut obtenir une meilleure résolution spatiale si la coupe acoustique est bien choisie [117]. Cela dit une optimisation de composant AO est le fruit de nombreux compromis : une augmentation de la coupe acoustique provoque une augmentation de la puissance acoustique nécessaire pour l'interaction, ce qui n'est pas souhaitable pour ne pas surchauffer les transducteurs et le cristal (qui voit ses propriétés changer avec la température) [117]. De plus, il faut tenir compte de la possibilité d'un recouvrement spatial des faisceaux de sortie de l'AOTF si l'image est trop large et que cela donne une variation de l'angle incident trop large. Il est donc essentiel de penser la géométrie de manière à augmenter la résolution sans pour autant dégrader les performances de l'AOTF. Il s'agit alors de faire un compromis entre résolution spatiale et puissance acoustique nécessaire selon les besoins [117].

La longueur du transducteur est aussi une valeur à prendre en compte. Plus le transducteur est long et plus la résolution spatiale est bonne ainsi que la résolution spectrale. Néanmoins cela augmente la puissance acoustique nécessaire, de plus cette longueur se répercute sur la taille du cristal nécessaire et fait l'objet de compromis technologiques.

d) Calibration

Pour avoir un système performant il faut que le composant soit calibré. Etant donné que l'efficacité de diffraction de l'interaction acousto-optique dépend de plusieurs éléments, on peut supposer qu'il faut corriger les niveaux en sortie (détectés sur la caméra) afin de remonter à l'intensité lumineuse incidente. Une méthode de caractérisation utilisée pour la calibration des AOTFs en imagerie hyperspectrale consiste à utiliser un matériau de référence ayant une signature spectrale particulière et connue. La méthode nécessite de modéliser la réponse de l'AOTF face au matériau de référence et de la comparer à la réponse de l'AOTF expérimentale [118]. Cette phase très technologique est généralement effectuée en aval du développement du système

V. Quelques systèmes acousto-optiques pour l'imagerie hyperspectrale

Les AOTFs peuvent être utilisés pour de l'imagerie hyperspectrale ou polarimétrique, ou encore les deux simultanément : l'imagerie spectropolarimétique. Dans ce paragraphe, nous présentons quelques exemples de systèmes d'imagerie hyperspectrale ou spectro-polarimétriques comportant un composant acousto-optique issu de la littérature.

Dans le domaine du spatial, plusieurs AOTFs ont été développés et intégrés dans des systèmes d'observation embarqués ([119]), étant donné la robustesse des technologies AO.

La NASA a beaucoup contribué à l'avancement de la technologie acousto-optique et a beaucoup travaillé sur le design et l'implémentation de système AO dans des caméras d'observation spatiale. L'intérêt pour l'utilisation des AO sur des satellites est grand, il constitue donc un filtre répandu pour l'observation spatiale. De plus, la capacité de pouvoir sélectionner la polarisation rend l'AOTF d'autant plus adapté que la majorité des objets visibles dans l'espace polarise la lumière. Plusieurs systèmes ont donc été créés, pour observer d'autres planètes (par exemple Jupiter [120]).

Dans le domaine de la défense beaucoup de recherches sont aussi effectuées, notamment pour la détection de cibles comme on a pu l'évoquer précédemment. La mesure polarimétrique est d'ailleurs très utile dans ce domaine [121]. La détection de camouflage est aussi bien développée par la mesure spectro-polarimétrique utilisant des AOTFs [56].

Notamment, l'ARL (U.S. Army Research Laboratory) a utilisés des AOTFs pour les système de détection de camouflage [122] et de manière générale des objets de fabrication humaine. L'ARL a aussi beaucoup contribué dans le domaine de l'acousto-optique et a développé plusieurs spectro-polarimètres AO [123]. C'est le cas notamment pour l'analyse de la composition et plus particulièrement la caractérisation en minéraux des sols [42]. Là, l'analyse par AO révèle toute son importance car les minéraux peuvent être polarisants.

Le JPL (Jet Propulsion Laboratory) est lui aussi actif dans le domaine de la conception de spectro-imageur AO pour de nombreuses applications : observation de la terre, de la végétation et des minéraux [124] [125], la détection d'objets [126] et des mines [55], ou encore la caractérisation de wafers de silicium. Ils ont aussi développé des spectro-polarimètres AO pour la caractérisation de végétaux (la polarisation induite par les feuilles [127]).

Le NUST (National University of Science and Technology) de Moscou a aussi beaucoup contribué à l'avancement de la recherche en acousto-optique et au développement de ses applications. On peut par exemple citer leurs débouchés dans le milieu de la biologie. Un AOTF a été implémenté dans un système comportant un microscope afin d'améliorer la visualisation des cellules pour aider au diagnostic médical, notamment pour les cancers [128].

L'Institut d'aéronomie spatiale de Belgique (BIRA – IASB) utilisent des AOTFs pour l'observation de l'atmosphère, pour étudier la pollution de l'air (par exemple l'émission des UVs par le soleil et leur interaction avec l'atmosphère), ou encore pour étudier la polarisation des aurores boréales. Ils ont donc développé différents systèmes comportant des AOTFs pour les bandes VIS, NIR et UV [81].

En observation de la terre et de la végétation, des AOTFs aussi ont été développés, notamment pour l'agriculture et l'écologie (étude de champ de riz et de la concentration en azote et la biomasse dans les plantes [129]).

Les AOTFs permettent aussi de faire évoluer la technologie LiDAR en donnant la possibilité de la coupler avec l'imagerie hyperspectrale, on a alors un LiDAR qui n'est pas concentré que sur une seule longueur d'onde, un tel système peut être utilisé en agriculture [130].

La modélisation 3D, notamment appliquée aux plantes a été proposée en utilisant un système HSI comportant un AOTF et en prenant des photos sous différents angles (autour de la plante) pour recomposer le modèle 3D de la plante [131].

Dans le but de faire des spectro-polarimètres plus performants utilisant des AOTFs, des systèmes ont été implémentés avec d'autre composants comme des lames de retard actives [56], notamment des LCVRs pour obtenir les quatre vecteurs de polarisations [132] [42].

Comme le montre cette brève analyse, il existe une multitude de composants acousto-optique pour l'imagerie hyperspectrale et spectro-polarimétrique, chacun ayant des avantages liés à leurs utilisations et à l'application pour laquelle ils ont été conçus.

VI. Développement de dispositifs acousto-optiques pour le filtrage et la polarimétrie

Dans le cadre de cette thèse nous allons aborder différents axes d'amélioration de système acousto-optique pour le filtrage en tenant compte des nécessités et enjeux actuels notamment pour l'imagerie hyperspectrale et spectro-polarimétrique.

Un des premiers enjeux de l'imagerie hyperspectrale est le nombre de bandes spectrales et leurs tailles. Comme nous l'avons rappelé, un nombre plus grand de bandes avec des largeurs plus fines permet de mieux différencier des sources lumineuses entre elles. Ceci permet ainsi de mieux distinguer les différences entre les compositions spectrales de différents objets observés. Selon les applications il n'y a pas forcément besoin de la même finesse, cependant nous avons vu que dans le domaine de l'étude des végétaux par exemple, il faut des bandes de l'ordre de 10 nm pour permettre la différenciation. Pour les AOTFs le nombre de bandes disponibles dépend de la largeur spectrale de fonctionnement : plus on aura une bande spectrale de fonctionnement grande et plus on pourra avoir de bandes spectrales contiguës à l'intérieur. C'est pourquoi dans les travaux de cette thèse nous étudions les systèmes large bande, afin de maximiser le nombre de bandes utiles.

Concernant la problématique de la résolution spectrale, nous étudions des méthodes d'amélioration qui utilisent soit un transducteur unique, soit un transducteur à électrodes multiples. La précision de la mesure passe aussi par la diminution de la diaphotie et donc l'apodisation du gabarit de réponse de l'AOTF, nous nous intéressons aussi à l'apodisation.

Les AOTFs utilisant des matériaux biréfringents permettent deux modes de diffraction, ceci permet d'obtenir à la sortie du filtre deux faisceaux de polarisation croisées. C'est un avantage particulier qui permet d'ajouter une mesure polarimétrique au filtrage : en n'ajoutant aucun composant on réalise une mesure de la polarisations linéaires de la source. Cette capa-

cité est de plus en plus exploitée [133]. D'ailleurs si l'on ne prend qu'une des deux polarisations disponibles en sortie de l'AOTF, cela peut nuire à la mesure quand la source est polarisée [134]. Dans ce cas, il est intéressant de mesurer les deux polarisations.

Nous étudions la capacité d'un AOTF à mesurer les deux polarisations orthogonales simultanément, sur une large bande, sans ajout de composant et de manière précise.

Les interactions acousto-optiques dépendent de l'angle d'incidence des faisceaux optiques. En imagerie les faisceaux incidents peuvent présenter des directions différentes (selon le choix du montage optique et de la précision de l'installation), nous analysons l'impact de ces variations d'angle sur l'efficacité du filtre AO.

Nous proposons finalement un système acousto-optique possédant plusieurs électrodes, permettant la mesure polarimétrique sur une large bande optique, tout en conservant une efficacité de diffraction et une résolution spectrale constante, fine, sur toute la bande optique.

Conclusion du chapitre 1

Dans ce chapitre nous avons présenté la thématique de l'imagerie hyperspectrale, la polarimétrie, les dispositifs expérimentaux disponibles avec leurs avantages et inconvénients et les domaines d'applications. Nous avons présenté les applications des AOTFs dans ces domaines.

L'imagerie hyperspectrale ainsi que la polarimétrie sont deux méthodes de mesure que l'on rencontre dans une multitude d'applications, notamment pour l'observation de la terre et de l'espace, la défense, l'agriculture et la biologie. Pour chacun des domaines de nombreux dispositifs ont été proposés, comme nous l'avons résumé. Il en ressort que les AOTFs sont particulièrement intéressants car ils se situent au croisement de ces deux méthodes de mesure.

En effet, les filtres acousto-optiques sont des composants versatiles étant donné leurs nombreux avantages en imagerie, spectroscopie et polarimétrie. Ils permettent une mesure rapide et fiable d'un spectre continu, large bande, tout en filtrant selon deux polarisations orthogonales. Cela permet d'avoir une mesure spectrale et de polarimétrie simultanément, sans avoir à ajouter de composant optique supplémentaire. Cette thèse présente l'analyse de filtres spectro-polarimétriques, larges bandes et à haute résolution spectrale.

Chapitre 2 : Interactions acousto-optiques

Introduction

Les dispositifs acousto-optiques permettant le filtrage spectral sont des composants versatiles étant donné leurs nombreux avantages en imagerie, filtrage et polarimétrie. Ils permettent effectivement une mesure rapide et fiable d'un spectre continu, large bande issu d'un objet à distance, tout en filtrant selon deux polarisations orthogonales. Cela permet d'avoir une mesure polarimétrique simultanée sans avoir à ajouter un composant optique supplémentaire.

L'imagerie hyperspectrale ainsi que la polarimétrie sont deux techniques que l'on retrouve dans une multitude d'applications, notamment dans l'observation de la terre et de l'espace, la défense, l'agriculture et la biologie. De nombreux dispositifs permettant ces mesures ont été proposés, et les AOTFs sont au croisement de ces deux techniques.

Dans ce chapitre nous détaillons les applications des AOTFs pour l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique, ainsi que leurs avantages et problématiques.

I. Ondes acoustiques dans les solides

Nous présentons la propagation des ondes acoustiques dans un solide et notamment dans les milieux anisotropes. Nous rappelons en particulier les notions utiles lors de la conception des composants acousto-optiques, comme la vitesse de propagation de l'onde acoustique par exemple.

I.1. Propagation acoustique

A l'échelle microscopique, une onde acoustique se caractérise par des déplacements de particules dans un milieu matériel. Le déplacement particulaire est local et le concept d'onde caractérise sa propagation de proche en proche. La propagation de l'onde dépend du milieu et de ses propriétés mécaniques.

a) Milieux isotropes et anisotropes

L'interaction acousto-optique ayant souvent lieu dans un milieu anisotrope (cas de la paratellurite, voir description à l'annexe A), nous rappelons ici la distinction entre un milieu isotrope et un milieu anisotrope.

Un milieu est dit isotrope si ses propriétés physiques sont identiques dans toutes les directions. C'est-à-dire qu'une rotation ou une translation du milieu n'aura aucun effet sur le phénomène physique étudié. Un milieu amorphe (sans ordre particulier à l'échelle atomique) est isotrope car il n'a pas d'orientation spécifique. Au contraire, un milieu avec une structure atomique ordonnée aura facilement des propriétés physiques différentes selon la direction : il sera donc qualifié d'anisotrope.

Dans un milieu anisotrope, on peut distinguer une (des) direction(s) de prédilection, comme illustré Figure 2.1. La majorité des cristaux sont anisotropes. Cela dépend du type cristallographique du cristal (un cristal cubique par exemple est isotrope grâce à ses propriétés de symétrie).

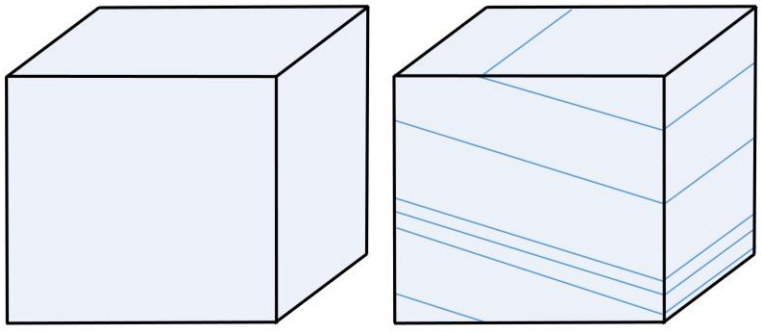


Figure 2.1 : Différences entre matériaux isotropes et anisotropes

b) Propagations acoustiques dans un cristal

Dans le cadre de nos développements, nous nous intéressons uniquement aux ondes de volume. Il existe différents types comme illustré Figure 2.2. Les ondes longitudinales qui sont des ondes de compression : la direction de déplacement des particules est colinéaire au sens de propagation de l'onde. Les ondes transversales qui sont des ondes de cisaillement : le déplacement des particules est perpendiculaire au sens de propagation de l'onde, c'est à dire dans les deux directions perpendiculaires au sens de propagation de l'onde.

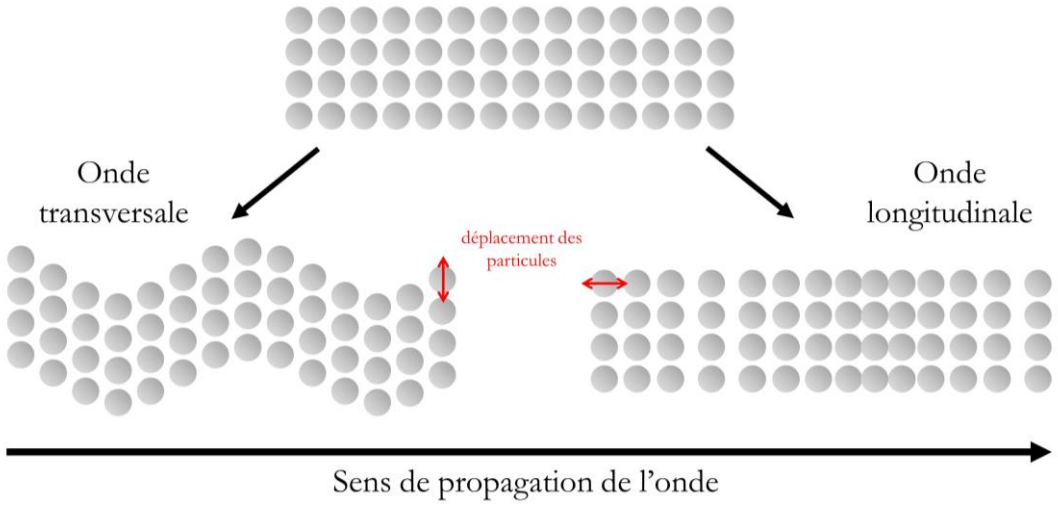


Figure 2.2 : Différences entre onde longitudinale et onde transversale

Dans un solide isotrope il n'y a que ces deux types d'ondes grâce à l'isotropie du milieu. Il est cependant nécessaire de faire la distinction entre les deux directions de déplacement des ondes transversales dans un solide anisotrope. On considère alors 3 ondes de volume différentes : l'onde quasi-longitudinale, l'onde quasi-transversale et l'onde transversale. D'autres noms sont aussi utilisés pour les deux dernières : l'onde transversale « lente » et la « rapide ».

Les directions de propagation de ces trois ondes acoustiques sont orthogonales. Chacune de ces ondes a une vitesse différente. La vitesse de l'onde acoustique est une donnée importante en acousto-optique car elle intervient dans l'expression du facteur de qualité de l'interaction (la « figure de mérite »). C'est l'équation de Christoffel qui permet de déterminer les différentes vitesses [135].

c) Equation de Christoffel

L'équation de Christoffel découle des équations de l'acoustique générale et nous partons de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement pour la retrouver :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \rho F_i + \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \tag{2.1}$$

Avec : ρ la densité, u le déplacement des particules, x les coordonnées dans le milieu, F la densité de force (négligeable ici) et T le tenseur des contraintes qui s'exprime pour un solide linéaire élastique non-piézoélectrique en fonction des déplacements par la loi de Hooke :

$$T_{ij} = c_{ijkl}\frac{\partial u_l}{\partial x_k} \tag{2.2}$$

Avec c_{ijkl} les coefficients élastiques du matériau.

En remplaçant dans l'équation (2.1), on obtient l'équation qui régit la propagation de tout ébranlement mécanique dans un solide, l'équation d'onde :

$$\rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl}\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \tag{2.3}$$

Cette équation du 2ème ordre a pour solution générale : $u_i = {}^\circ u_i f(t - n.x/V)$, avec n le vecteur unitaire de la direction de propagation, V la vitesse de l'onde acoustique, et ${}^\circ u_i$ un vecteur de polarisations de l'onde acoustique.

En résolvant l'équation (2.3) on obtient l'Equation de Christoffel :

$$c_{ijkl}n_j n_k {}^\circ u_l = \rho V^2 {}^\circ u_i \tag{2.4}$$

On note le tenseur de Christoffel :

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl}n_j n_k \tag{2.5}$$

Avec ${}^\circ u_l$ et ${}^\circ u_i$ vecteurs de polarisation de l'onde acoustique, n_j et n_k sont les vecteurs unitaires de propagations de l'onde (colinéaires à la direction du vecteur d'onde acoustique).

Le tenseur de Christoffel est symétrique et ses valeurs propres sont réelles et valent ρV^2.

I.2. Vitesse acoustique

La vitesse acoustique permet de déterminer la « lenteur » de l'onde (l'inverse d'une vitesse). Le tracé de l'évolution de la lenteur en fonction des directions permet de connaitre la direction de propagation de l'énergie de l'onde acoustique : elle est normale à la surface des lenteurs (et donc n'est pas colinéaire à la direction de propagation de l'onde dans les milieux anisotropes).

a) Définition du plan cristallographique

Pour procéder aux calculs des vitesses, on commence par définir un plan dans lequel se propage l'onde. Le plan usuel de propagation de l'onde acousto-optique dans la paratellurite est le plan $(\bar{1}10)$[1] (ou $(1\bar{1}0)$, ces deux plans sont similaires pour la réalisation des calculs étant donné les propriétés de symétrie de la paratellurite). La Figure 2.3 illustre la configuration de propagation de l'onde acoustique.

[1] Ce plan d'interaction est couramment utilisé en acousto-optique car l'onde transversale lente présente sa plus grande valeur dans ce plan, ceci est favorable à l'efficacité d'interaction.

Le vecteur d'onde $\vec{K}$ forme un angle θ_a avec la direction [110]. Cet angle est appelé « coupe acoustique » parce qu'il détermine lors de la fabrication des composants acousto-optiques la face usinée sur laquelle sera accolé le transducteur.

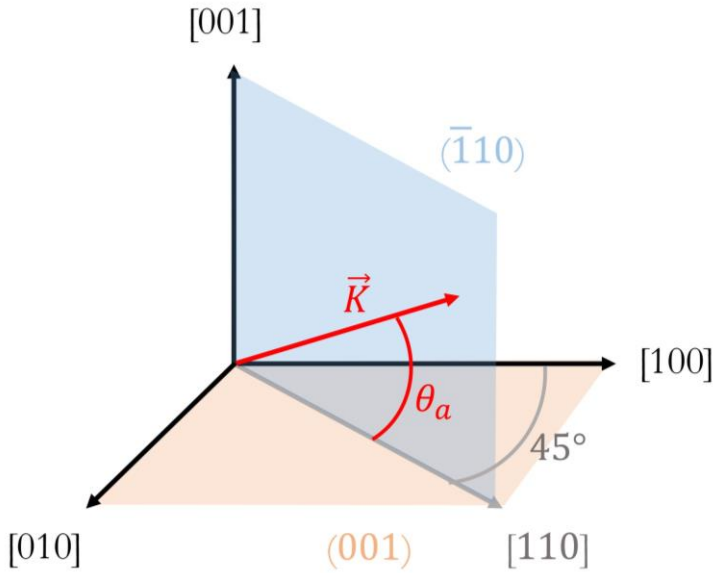


Figure 2.3 : Vecteur acoustique et angle acoustique, dans le plan d'interaction privilégié : $(\bar{1}10)$

b) Calcul de la vitesse

Pour retrouver la vitesse de propagation de l'onde acoustique il faut déterminer les valeurs propres du tenseur de Christoffel. Les calculs suivants sont réalisés pour le plan $(\bar{1}10)$.

L'équation à résoudre est la suivante :

$$|\Gamma - \rho V^2| = 0 \tag{2.6}$$

Le tenseur étant d'ordre 3, il y a donc trois vitesses qui correspondent aux trois types d'onde dans la paratellurite.

Dans notre cas, on trouve les solutions suivantes :

$$V_1 = \sqrt{\frac{-\Gamma_{12} + \Gamma_{11}}{\rho}}$$
$$V_{2,3} = \sqrt{\frac{\Gamma_{33} + \Gamma_{11} + \Gamma_{12} \pm \sqrt{(\Gamma_{11} + \Gamma_{12} - \Gamma_{33})^2 + 8\,\Gamma_{13}{}^2}}{2\rho}} \tag{2.7}$$

En remplaçant les expressions du tenseur, on obtient l'expression suivante de la vitesse V_1 pour l'onde acoustique transversale lente dans le plan considéré $(\bar{1}10)$:

$$V_1 = \sqrt{\frac{\frac{c_{11} - c_{12}}{2}(\cos\theta_a)^2 + c_{44}(\sin\theta_a)^2}{\rho}} \tag{2.8}$$

Les valeurs des constantes élastiques pour la paratellurite sont données en Annexe A.

On remarque sur la Figure 2.4 que la coupe acoustique a un rôle déterminant dans la valeur de la vitesse de l'onde acoustique. Une vitesse acoustique faible favorisant une meilleure interaction, on choisit rarement une coupe acoustique élevée.

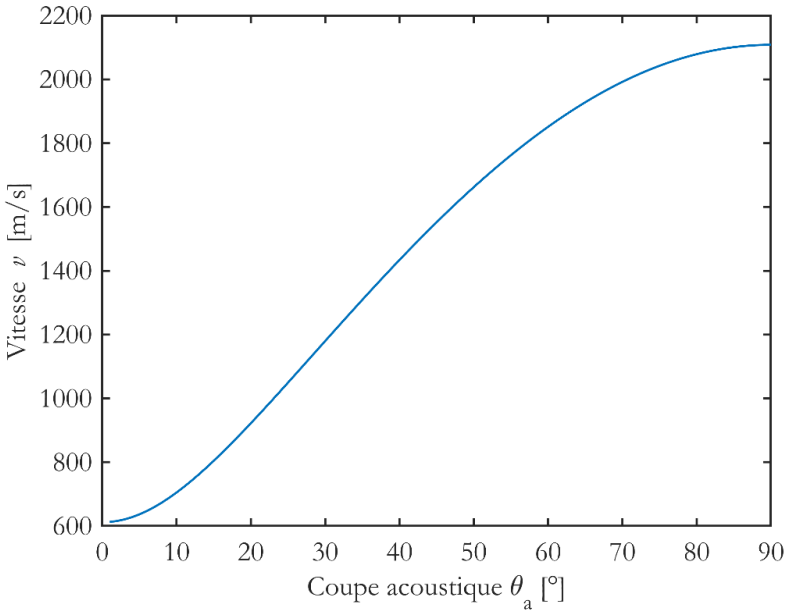


Figure 2.4 : Vitesse de l'onde transversale lente en fonction de la coupe acoustique

c) Lenteurs acoustiques

La lenteur est tout simplement l'inverse de la vitesse, on la note s (pour « slowness » en anglais) :

$$s = \frac{1}{V} \tag{2.9}$$

Une fois la lenteur calculée (Figure 2.5) pour toutes les directions, on peut tracer la surface des lenteurs (Figure 2.6) : lenteur affichée en coordonnées polaires.

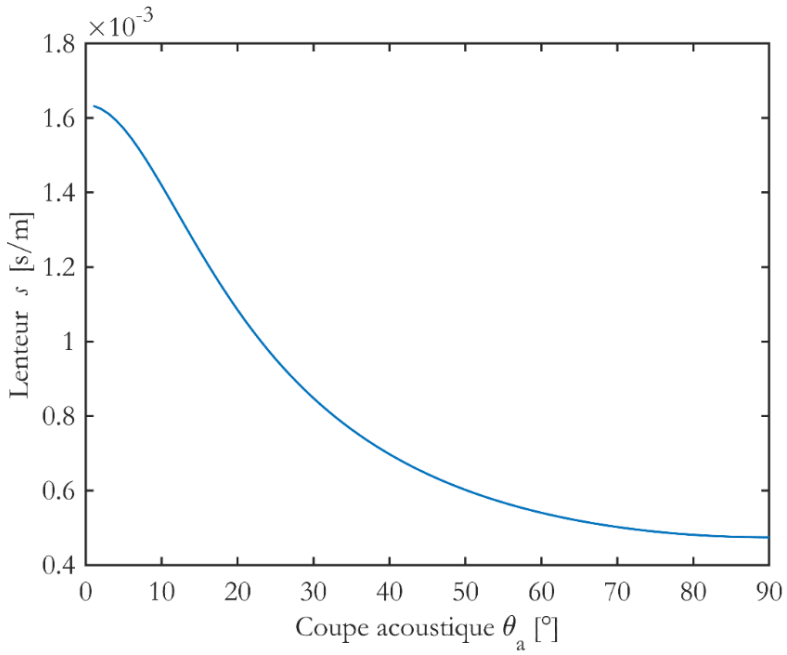


Figure 2.5 : Lenteur de l'onde acoustique transversale lente dans le plan $(\bar{1}10)$ en fonction de la coupe acoustique

La surface des lenteurs permet de déterminer la direction de propagation de l'énergie de l'onde acoustique : elle est perpendiculaire à la tangente de la surface des lenteurs. On trouve par construction, comme représenté Figure 2.8, la direction de propagation P de l'énergie acoustique.

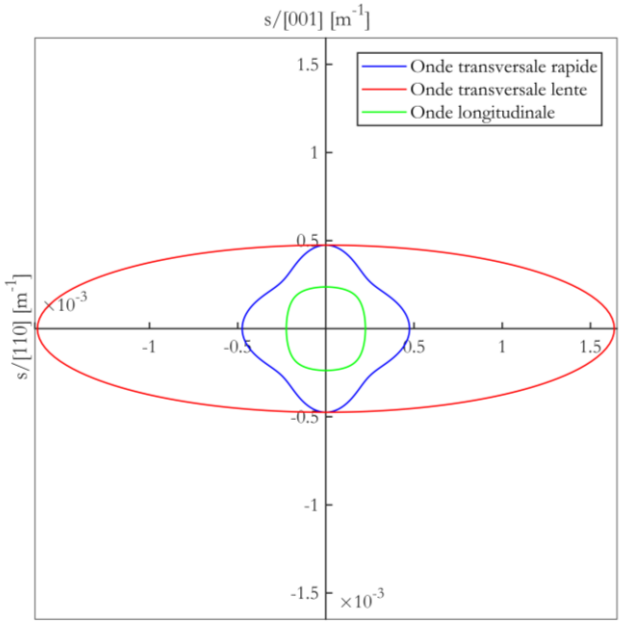


Figure 2.6: Surface des lenteurs de l'onde acoustique dans le plan $(\bar{1}10)$

La Figure 2.6 illustre clairement que l'onde appelée ici « onde transversale lente » (en rouge) est la plus lente des trois ondes acoustiques dans le cristal.

I.3. Lenteurs dans le plan (001)

Pour retrouver le plan d'interaction utile de la paratellurite, il faut mener les mêmes calculs que précédemment pour d'autres plans, notamment le plan (001). Sur la surface des lenteurs de ce plan, on voit que la vitesse acoustique est la plus lente dans la direction [110].

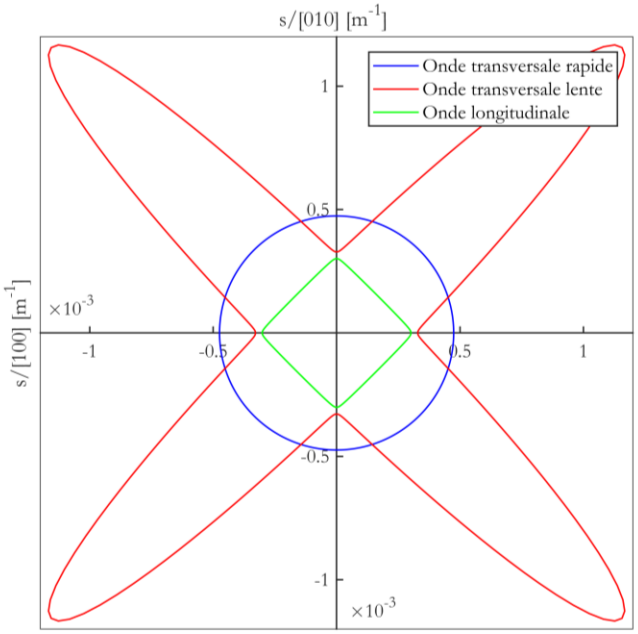


Figure 2.7 : Surface des lenteurs dans le plan (001)

Sur la Figure 2.7, qui représente la surface des lenteurs dans le plan (001), on remarque que la vitesse est la plus faible pour l'onde transversale lente, notamment à 45° entre les axes [001] et [100], c'est-à-dire selon la direction [110]. Voilà pourquoi le plan $(\bar{1}10)$ est utilisé. Ces résultats avaient initialement été identifiés expérimentalement [136].

I.4. Paramètres du faisceau acoustique

a) Oblicité acoustique

La direction de propagation de l'onde acoustique est donnée par le vecteur d'onde et celle de l'énergie acoustique par le vecteur de Poynting. Le vecteur de Poynting $\overrightarrow{P_a}$ s'exprime selon la relation suivante :

$$div\left(T_{ij}\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}\right) = -div\left(\overrightarrow{P_a}\right) \tag{2.10}$$

Le vecteur de Poynting représente la puissance surfacique de l'onde.

La direction de propagation de l'onde acoustique et la direction de l'énergie acoustique ne sont pas colinéaires dans les matériaux anisotropes. On caractérise ce phénomène par l'oblicité acoustique : l'angle entre les deux vecteurs, ψ, comme visible sur la Figure 2.8.

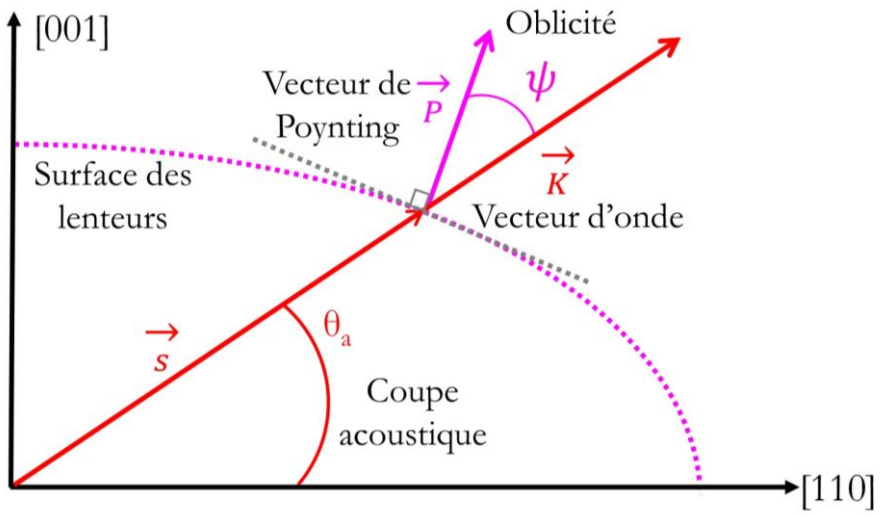


Figure 2.8 : Diagramme des vecteurs présentant l'oblicité acoustique

L'expression générale de l'oblicité est la suivante dans le plan usuel :

$$\psi = \tan^{-1}\left(\frac{1}{s}\frac{\partial s}{\partial \theta_a}\right) \tag{2.11}$$

En développant cette formule dans le cas de la paratellurite [137], on obtient :

$$\psi = \tan^{-1}\left[\left(\frac{2C_{44}}{C_{11}-C_{12}}\right) \times \tan\theta_a\right] - \theta_a \tag{2.12}$$

La Figure 2.9 représente l'évolution de l'oblicité en fonction de la coupe acoustique. Ce phénomène est à prendre en compte lors de la conception de composant acousto-optique, en particulier lors de la définition de la géométrie du cristal.

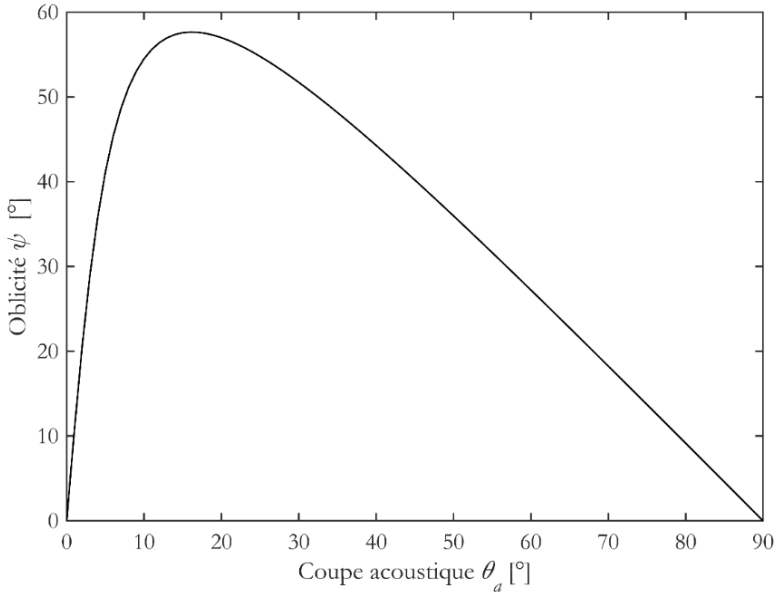


Figure 2.9: Oblicité de l'onde acoustique transversale lente dans le plan $(\bar{1}10)$ en fonction de la coupe acoustique

On remarque que pour de faibles coupes acoustiques l'oblicité est plutôt élevée, avec un maximum de 58° pour une coupe acoustique de 16°. Cette évolution se comprend aisément

en observant la figure 2.8 puisque l'oblicité est directement liée à la forme de la surface des lenteurs.

L'oblicité acoustique est un phénomène à prendre en compte car :

- Elle entraine une modification de longueur d'interaction : dans le cristal on a alors une colonne acoustique qui est plus large que W, la largeur de l'électrode.
- Une forte oblicité incline la colonne acoustique dans le cristal, il faut donc prendre en compte ce phénomène lors de la conception des composants acousto-optiques, pour éviter les réflexions qui entrainerait des interactions indésirables.

b) Divergence acoustique

La divergence acoustique est le phénomène qui traduit la dispersion angulaire de la colonne acoustique en sortie du transducteur de dimension finie.

Dans un milieu isotrope on a :

$$\delta\theta_{a_{iso}} = \frac{\Lambda}{L} \tag{2.13}$$

Avec L la largeur de la colonne acoustique déterminée par la largeur du transducteur (dans la direction considérée).

Pour les matériaux anisotropes cet angle dépend de la surface des lenteurs. On peut aussi donner une expression approchée de la divergence acoustique, partant du cas isotrope et en introduisant un paramètre d'anisotropie, b [138] :

$$\delta\theta_{a_{ani}} = \delta\theta_{a_{iso}} * |1 - 2b| \tag{2.14}$$

La valeur de b dépend du matériau utilisé.

La divergence est à différencier selon les deux dimensions de la section de la colonne acoustique. Il faut donc prendre en compte la divergence dans le plan d'interaction $(\bar{1}10)$, d'une part avec $L = W_{eff}$ et d'autre part dans le plan perpendiculaire (001) avec $L = H$. Avec W étant la longueur et H étant la largeur du transducteur.

II. La propagation des ondes optiques

Dans cette partie nous rappelons les notions de propagation des ondes optiques.

II.1. Indices optiques

a) Anisotropie optique

En optique, l'anisotropie donne lieu à la biréfringence. Ce phénomène fut d'abord identifié par l'observation des cristaux : un faisceau optique incident de lumière naturelle (non polarisé) se divise en deux faisceaux optiques ayant des polarisations orthogonales, comme illustré Figure 2.10.

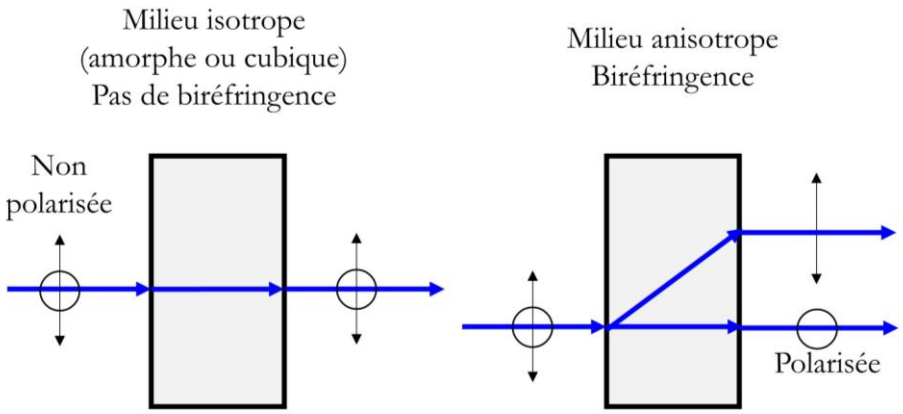


Figure 2.10 : Propagation optiques dans les matériaux isotrope et anisotrope

Ce phénomène est utilisé dans la mise en œuvre certains composant optiques notamment des polariseurs, des lames à retard ou encore des diviseurs de faisceaux.

La paratellurite est un cristal qui est aussi anisotrope pour les ondes optiques.

b) Tenseur des permittivités diélectriques

Dans un milieu isotrope, on considère qu'il n'y a qu'un indice optique pour l'ensemble de la structure, quelle que soit la direction considérée. Par ailleurs, pour un milieu anisotrope, l'indice optique dépend de la direction considérée.

A l'échelle microscopique, ceci s'explique par la structure particulière de l'arrangement des atomes dans le cristal.

A l'échelle macroscopique, le tenseur des permittivités diélectriques donnant les valeurs des indices optiques est obtenu à partir des équations de Maxwell et de la loi de la conservation d'énergie.

On considère ici le champ électrique $\vec{E}$ tel que :

$$\vec{E}(\vec{r},t) = E_0 \cos\left(\vec{k}.\vec{r} - \omega t\right) \tag{2.15}$$

E_0 peut être complexe, $\vec{k}$ vecteur d'onde (direction de propagation de l'onde), ω fréquence de l'onde.

Le champ électrique induit de $\vec{D}$ (dit aussi excitation électrique ou encore déplacement électrique) est obtenu par la relation constitutive suivante :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \tag{2.16}$$

Avec ε_0 la permittivité diélectrique dans le vide et $\vec{P}$ la polarisation électrique induite qui est liée au champ électrique, telle que $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$, χ étant le tenseur de susceptibilité électrique du milieu quand $\vec{E}$ est faible.

On peut alors écrire (2.18) ainsi :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 [\varepsilon_r] \vec{E} \tag{2.17}$$

Le tenseur de permittivité relative dans le milieu $[\varepsilon_r]$ est symétrique et réel, il est donc diagonalisable, dans le repère principal :

$$[\varepsilon_r] = \begin{pmatrix} {n_1}^2 & . & . \\ . & {n_2}^2 & . \\ . & . & {n_3}^2 \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

Avec n_i les indices propres.

Il peut donc y avoir jusqu'à 3 indices propres pour chaque cristal. Selon la nature du cristal il y a plusieurs cas :

- $n_1 = n_2 = n_3$ → Le milieu est isotrope et $E_1 \perp E_2 \perp E_3$ et Les trois vecteurs $\overrightarrow{E_i}/\|E_i\|$ forment une base orthogonale.
- $n_1 = n_2 \neq n_3$ → Le milieu est uniaxe et $E_1 \perp (E_2, E_3)$.
- $n_1 \neq n_2 \neq n_3$ → Le milieu est biaxe.

La paratellurite est un cristal uniaxe, elle possède donc deux indices différents, que l'on appelle ordinaire et extraordinaire, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \neq \varepsilon_3$. Ces indices sont notés : n_o et n_e, pour ordinaire ou extraordinaire. Les cristaux anisotropes uniaxes se divisent en deux catégories, dont sont donnés deux exemples sur la Figure 2.11 :

- Le cristal est dit positif si $n_e > n_o$: par exemple le TeO_2.
- Le cristal est dit négatif si $n_e < n_o$: par exemple le $LiNbO_3$.

Dans tous les cas n_o forme un cercle.

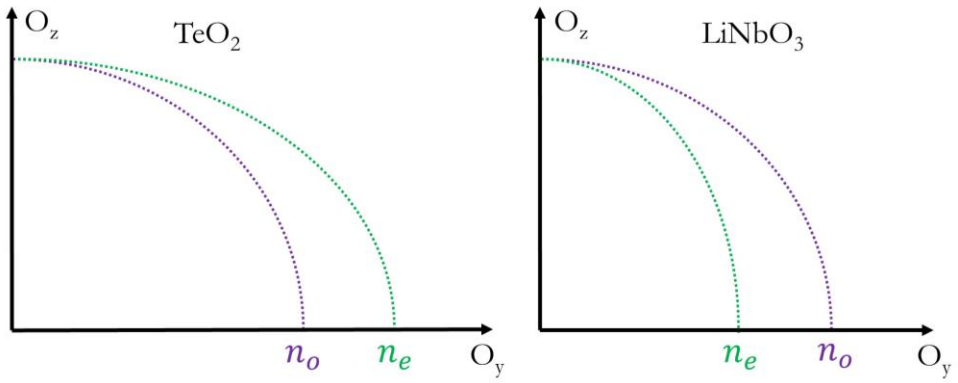


Figure 2.11 : Exemples de surface des indices dans deux cristaux uniaxes emblématiques.

c) Polarisations ordinaires et extraordinaires

La différenciation de l'indice optique dans le cristal rend compte de la réfraction qui est différente selon la polarisation. On a deux ondes optiques se propageant à des vitesses différentes, correspondant aux deux polarisations dans le cristal. Les deux vitesses sont les suivantes :

- c/n_o vitesse constante dans toutes les directions de propagations

- $^{c}/_{n_e(\theta)}$ vitesse qui varie selon la direction de propagation repérée par l'angle θ, avec $n_o \leq n_e(\theta) \leq n_e$

Avec c la célérité de la lumière dans le vide.

La direction de propagation des faisceaux lumineux est donnée par le vecteur de Poynting, $\overrightarrow{P_o}$. Ce vecteur est colinéaire au vecteur d'onde dans un milieu isotrope, ce n'est plus le cas dans un milieu anisotrope.

Le vecteur de Poynting est le résultat du produit vectoriel entre le champ électrique $\vec{E}$ et le champ magnétique $\vec{B}$.

$$\overrightarrow{P_o} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \tag{2.19}$$

Avec μ_0 la permittivité magnétique du vide.

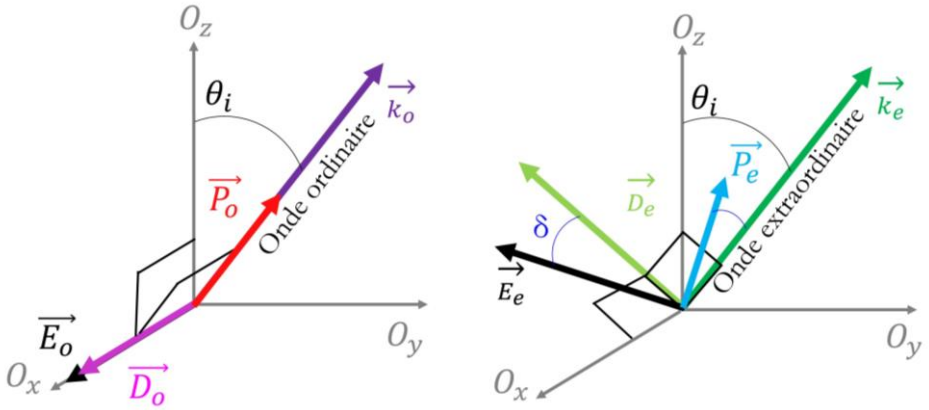


Figure 2.12 : Vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{D}$ pour les deux types de polarisation dans un cristal anisotrope uniaxe.

La Figure 2.12 illustre la différence entre la polarisation ordinaire et extraordinaire. Le vecteur $\overrightarrow{D_o}$ de l'onde polarisée ordinairement est perpendiculaire au plan formé par le vecteur d'onde ordinaire et l'axe optique, tandis que le vecteur $\overrightarrow{D_e}$ de l'onde polarisée extraordinairement est perpendiculaire au plan formé du vecteur d'onde extraordinaire et de $\overrightarrow{D_o}$.

Un angle apparait entre le vecteur du champ électrique $\vec{E}$ et $\vec{D}$ dans le cas extraordinaire, tandis que pour le cas ordinaire ils restent colinéaires.

a) Biréfringence et dispersion

La biréfringence est l'expression de la différence des indices ordinaire et extraordinaire, sa valeur est tout simplement : $\Delta n = n_e - n_o$.

Les valeurs des indices optiques ordinaire n_o et extraordinaire n_e dépendent de la longueur d'onde λ, dans le cas de milieu dispersif. Les expressions des indices selon les formules dites de Sellmeier, sont déduites des valeurs déterminées expérimentalement. A titre d'exemple, nous donnons ici un jeu de formules valables pour la paratellurite [139] :

$$n_o = \sqrt{1 + \frac{2.5844\,\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1342^2} + \frac{1.1557\,\lambda^2}{\lambda^2 - 0.2638^2}}$$
$$n_e = \sqrt{1 + \frac{2.8525\,\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1342^2} + \frac{1.5141\,\lambda^2}{\lambda^2 - 0.2631^2}} \quad (2.20)$$

Dans l'équation (2.20) la longueur d'onde doit être exprimée en *µm*. D'autres jeux de valeurs existent pour s'adapter à la diversité liée aux différentes sources de matériaux, des exemples sont donnés en Annexe A.

La Figure 2.13 présente l'évolution des indices ordinaires et extraordinaires de la Paratellurite ainsi que sa biréfringence en fonction de la longueur d'onde.

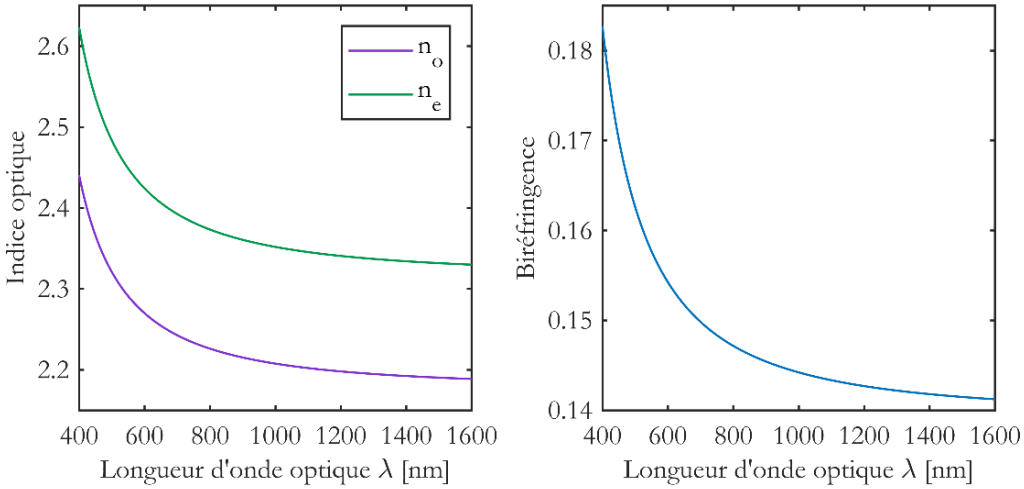


Figure 2.13 : Evolution des indices ordinaires et extraordinaires et de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde, pour la paratellurite

On remarque que les indices de réfraction de la paratellurite varient fortement pour les basses longueurs d'onde et peu par la suite. La biréfringence suit cette tendance : on remarque qu'elle est plus forte pour les faibles longueurs d'ondes et son évolution n'est pas linéaire. A noter que la biréfringence de la paratellurite est forte comparée à d'autres matériaux.

d) Ellipsoïde des indices

Nous venons de voir l'existence possible de deux faisceaux polarisés orthogonalement et se propageant à des vitesses différentes. Les directions des propagations électriques (polarisations) de ces faisceaux sont celles des vecteurs $\vec{D}$ comme mentionné précédemment. Dans le cas de la paratellurite, on les note $\overrightarrow{D_o}$ pour la polarisation ordinaire et $\overrightarrow{D_e}$ pour la polarisation extraordinaire.

Pour retrouver la direction des vecteurs $\vec{D}$ il faut passer par l'ellipsoïde des indices. En effet, ces vecteurs sont déterminés par l'intersection de l'ellipsoïde des indices avec le plan perpendiculaire à $\vec{k}$: les directions des vecteurs $\vec{D}$ suivent les axes de l'ellipse alors obtenue.

Dans un cas général, l'équation de surface de l'ellipsoïde est :

$$\frac{x^2}{{n_x}^2} + \frac{y^2}{{n_y}^2} + \frac{z^2}{{n_z}^2} = 1 \tag{2.21}$$

Dans le cas d'un cristal uniaxe on a alors :

$$\frac{x^2 + y^2}{{n_o}^2} + \frac{z^2}{{n_e}^2} = 1 \tag{2.22}$$

Une représentation de l'ellipsoïde est donnée Figure 2.14.

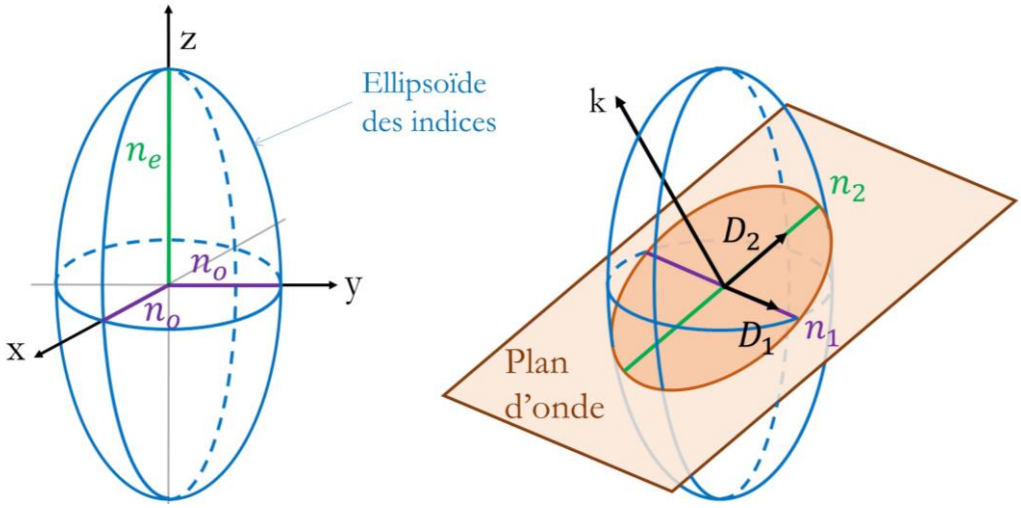


Figure 2.14 : Schéma représentant l'ellipsoïde des indices dans un cristal uniaxe

Sur la seconde partie de la figure on peut voir l'intersection entre le plan d'onde et l'ellipsoïde des indices ainsi que les vecteurs $\vec{D}$. Il est important de rappeler qu'ils sont orthogonaux entre eux et orthogonaux à $\vec{k}$. L'axe z sur le schéma est aussi l'axe optique, un faisceau se propageant selon la direction de l'axe optique aura les mêmes propriétés que s'il était dans un milieu isotrope, il ne voit qu'un indice et n'est pas polarisé. On note aussi la présence des indices n_1 et n_2, n_1 étant toujours égal à n_o puisqu'étant dans le plan xy. Cependant n_2 n'est pas forcement égal à n_e.

e) Surface des indices

La surface des indices se représente dans l'espace des vecteurs d'onde : on trace une longueur proportionnelle aux indices optiques dans cet espace. La surface créée de cette façon est similaire à la surface des lenteurs en acoustique. En effet l'indice est inversement proportionnel à la vitesse de l'onde optique dans le milieu.

Pour notre cristal elle contient deux surfaces, deux nappes, correspondant aux deux polarisations comme visible Figure 2.15. L'onde ordinaire se propageant à vitesse constante, la surface est une sphère. L'onde extraordinaire ayant une vitesse non constante, la surface des indices correspondants est donc une ellipsoïde, tangente à la surface des indices ordinaires sur l'axe optique.

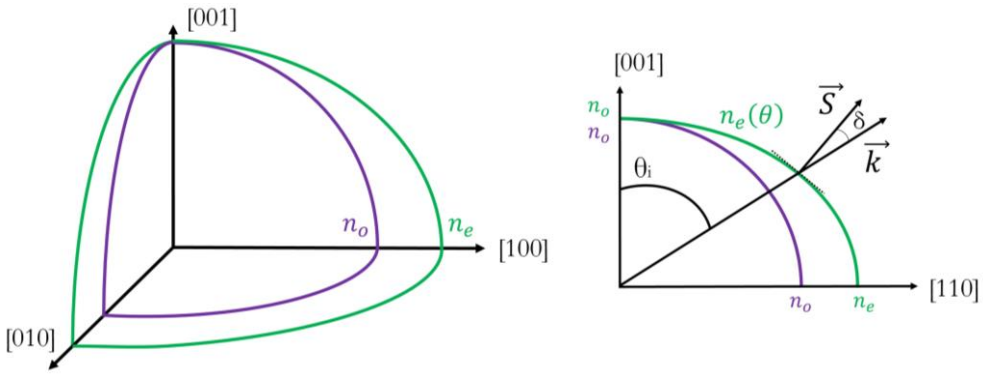


Figure 2.15 : Surface des indices dans un cristal uniaxe positif.

Dans la paratellurite il n'y a théoriquement qu'un indice optique (n_o) pour les ondes optiques se propageant selon la direction [001], c'est l'axe optique de ce cristal. Cependant, ce n'est pas tout à fait le cas : près de l'axe optique, une différence d'indice optique pour les deux polarisations peut être décelée, ce phénomène est dû à la gyrotropie.

Sur la Figure 2.15, les surfaces indiquées en vert sont celles pour les faisceaux extraordinaires. Dans le plan $(\bar{1}10)$, $n_e(\theta_i)$ varie entre n_e et n_o :

$$\frac{1}{{n_e}^2(\theta_i)} = \frac{\cos^2\theta_i}{{n_o}^2} + \frac{\sin^2\theta_i}{{n_e}^2} \tag{2.23}$$

La surface des indices permet une visualisation simple des conditions d'interaction acousto-optique car elle est homothétique au lieu des vecteurs d'onde. Cette représentation graphique permet de tracer le diagramme des vecteurs d'onde, très utile pour déterminer les conditions d'interaction acousto-optique par construction géométrique.

II.2. Propagation des ondes optiques

Il est fréquent de travailler avec les vecteurs d'ondes k, notamment pour les calculs par approche algébrique. Pour une onde plane électromagnétique ce vecteur est perpendiculaire au plan d'onde, k_v :

$$k_v = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu_0}{c} \tag{2.24}$$

Avec λ la longueur d'onde optique, ν_0 sa fréquence et c la célérité de la lumière dans le vide.

Dans un milieu isotrope le vecteur d'onde et le vecteur de Poynting sont confondus : l'énergie et le front d'onde se déplacent colinéairement, ce n'est plus le cas dans les milieux anisotropes.

a) Propagation du mode ordinaire

On appelle k_o le vecteur d'onde pour le mode ordinaire :

$$k_o = n_o k_v \tag{2.25}$$

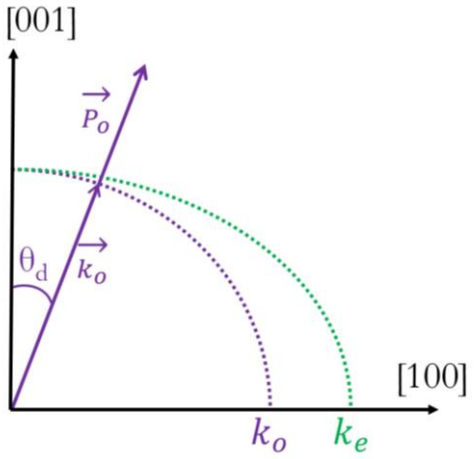


Figure 2.16 : propagation du mode ordinaire

b) Propagation du mode extraordinaire

De la même façon, on a k_e pour le mode extraordinaire :

$$k_e = n_e(\theta_i) k_v \tag{2.26}$$

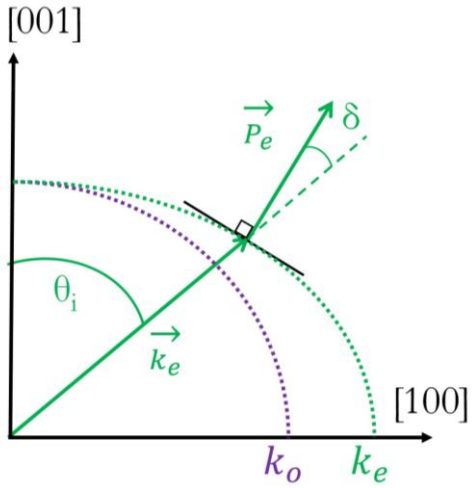


Figure 2.17 : Propagation du mode extraordinaire

Sur les Figure 2.17 sont présentés les vecteurs d'onde et de Poynting. Pour le mode extraordinaire, un angle (δ) apparait clairement entre le vecteur de Poynting et le vecteur d'onde : l'oblicité optique.

II.3. Oblicité optique

Comme en acoustique, l'oblicité optique représente l'angle entre la propagation de l'onde (direction $\overrightarrow{k_e}$) et la propagation de l'énergie (direction $\overrightarrow{P_e}$, normale à la surface des indices). L'expression générale de l'oblicité, notée δ, est la suivante :

$$\tan(\delta) = \frac{1}{n_e(\theta)} \frac{\partial n_e(\theta)}{\partial \theta_i} \tag{2.27}$$

Dans le cas de la Paratellurite, dans le plan $(\bar{1}10)$, après calcul, , cette expression devient :

$$\tan(\delta) = \frac{\sin(2\theta_i)\,(n_e^2 - {n_o}^2)}{2({n_e}^2 \cos^2\theta_i + {n_o}^2 \sin^2\theta_i)} \tag{2.28}$$

La Figure 2.18 représente l'évolution de l'oblicité en fonction de l'angle d'incidence, pour plusieurs longueurs d'ondes. On remarque que δ varie avec la longueur d'onde : plus la longueur d'onde est faible plus l'oblicité maximale augmente (accrue pour le bleu). Ce phénomène est en adéquation avec les courbes de biréfringence. De plus l'oblicité optique varie fortement en fonction de l'angle du faisceau incident, notamment pour les angles entre 30 et 60° où la valeur de l'oblicité fait plus de 3°. Le maximum est atteint pour θ_i =47° et vaut entre 3.5° et 4.1°, comme visible sur la Figure 2.18. Pour les mêmes raisons que pour l'oblicité acoustique, l'oblicité optique est prise en compte lors de la conception des composants.

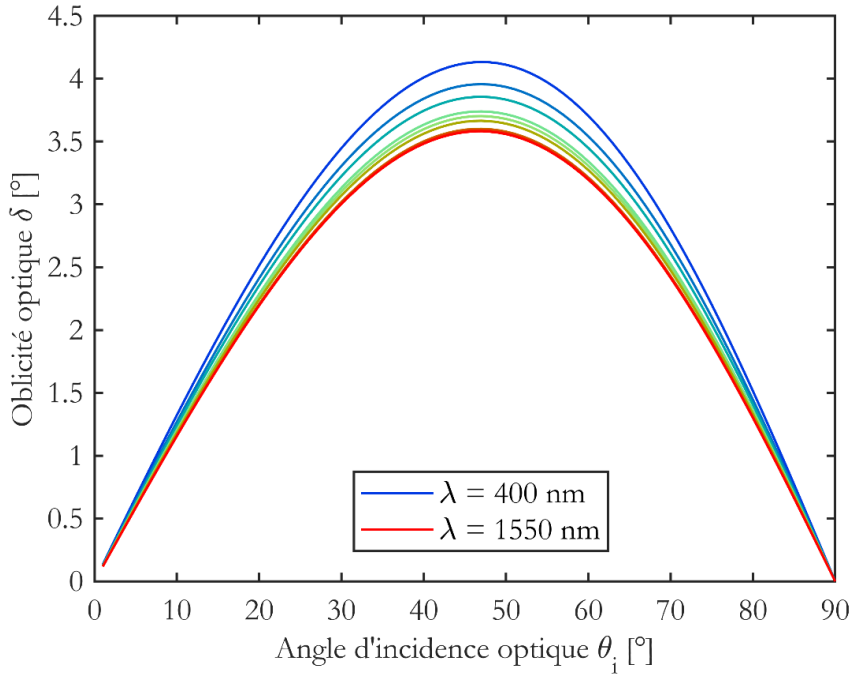


Figure 2.18 : Oblicité optique pour différentes longueurs d'onde en fonction de l'angle optique incident.

II.4. Activité optique

L'activité optique, aussi appelée gyrotropie, pouvoir rotatoire ou encore biréfringence circulaire est le phénomène qui se produit principalement pour les faisceaux incidents se propageant selon une direction proche de l'axe optique. On peut considérer une onde polarisée rectilignement comme étant la somme de deux ondes polarisées circulairement avec

chacune un sens de rotation différent (droite et gauche). L'activité optique est le résultat d'un déphasage sur l'une de ses deux ondes circulaires. Cela entraine alors un changement d'angle de polarisation pour l'onde en sortie du milieu. Cette onde sera toujours polarisée rectilignement mais selon un plan différent.

Ce phénomène est dû à la structure du matériau considéré : l'activité optique provient d'une dissymétrie du matériau qui conduit à la chiralité du milieu et les molécules chirales présentent toutes un pouvoir rotatoire.

Dans la paratellurite ce phénomène intervient assez près de l'axe optique. Lors d'une interaction acousto-optiques on peut négliger l'activité optique pour des angles incidents suffisamment éloignés de l'axe optique ; lorsque l'angle optique incident est supérieur à 5° [140]. Cependant lors d'une interaction avec un angle incident plus faible ce phénomène doit être pris en compte lors des calculs d'efficacité.

L'onde polarisée rectilignement peut se décomposer selon deux ondes circulaires (une dite droite et l'autre gauche). L'amplitude de chacune de ces ondes circulaires est égale à la moitié de l'amplitude du champ électrique total de l'onde rectiligne de départ, i.e. $E_d = E_g = E/2$.

Le déphasage ϕ_r entre les deux ondes est lié au retard Δt de l'une de ces deux ondes par rapport à l'autre résultant de la propagation dans un milieu de longueur L, possédant un indice différent (n_G et n_D) pour chaque onde circulaire traversant ce milieu :

$$\Delta t = \frac{(n_G - n_D)L}{c} \tag{2.29}$$

Le déphasage vaut alors :

$$\phi_r = \omega \Delta t = 2\pi \frac{(n_G - n_D)L}{\lambda} \tag{2.30}$$

Ce déphasage étant l'angle entre les deux ondes circulaires, alors l'angle pour lequel l'onde rectiligne a « tourné » par rapport à la direction de propagation vaut $\phi_r/2$. Cet angle permet d'exprimer ce que l'on appelle le pouvoir rotatoire, ϱ :

$$\varrho = \frac{\phi_r/2}{L} = \pi \frac{(n_G - n_D)}{\lambda} \tag{2.31}$$

Le pouvoir rotatoire représente donc la déviation angulaire que subit la polarisation de l'onde optique par unité de distance. On peut déduire des expressions précédentes que le pouvoir rotatoire dépend aussi de la longueur d'onde optique. En effet, plus la longueur d'onde est basse, plus le pouvoir rotatoire est important. Il est d'ailleurs plus élevé pour des longueurs d'onde proches de l'UV [141].

Le « splitting factor » σ permet de déterminer les indices optiques, il dépend de la longueur d'onde :

$$\sigma = \varrho \frac{\lambda}{n_o 2\pi} \tag{2.32}$$

Pour quantifier les indices optiques près de l'axe optique, (n_G et n_D) on utilise leur expression en fonction de σ, ce qui donne :

$$\begin{aligned} n_g &= n_o(1+\sigma) \\ n_d &= n_o(1-\sigma) \end{aligned} \tag{2.33}$$

Sur la Figure 2.19, la variation des indices ordinaire et extraordinaire est présentée sur le diagramme des vecteurs d'onde pour la paratellurite (pour λ = 600 nm). L'effet de la gyrotropie est visible près de l'axe optique.

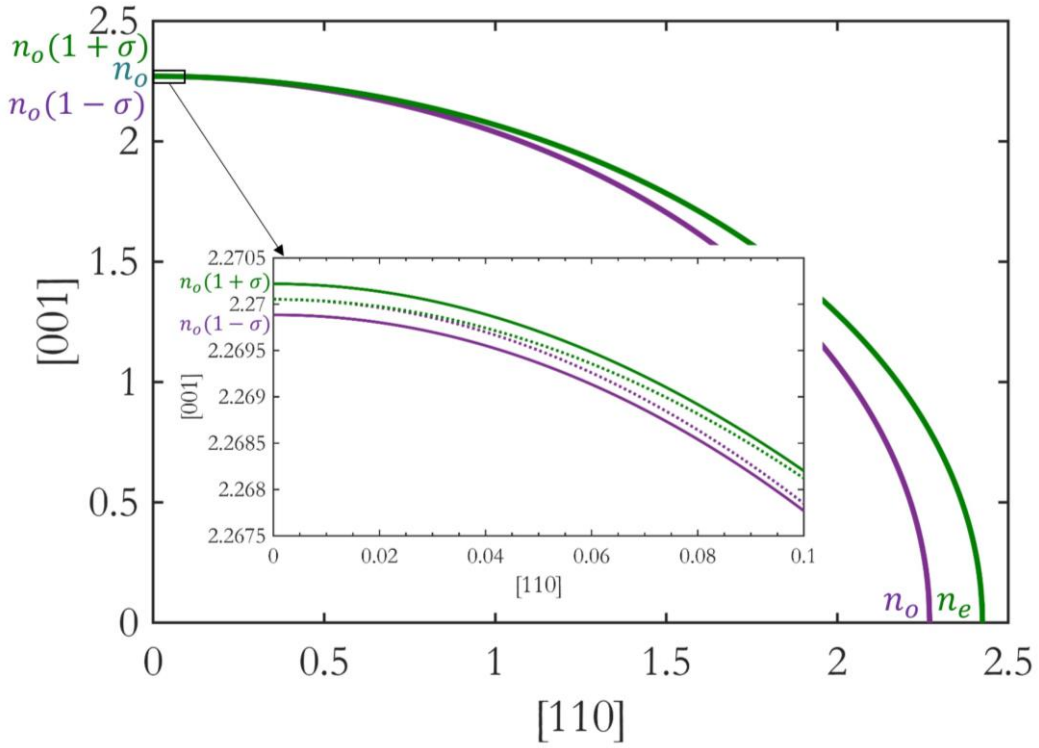


Figure 2.19 : Diagramme des vecteurs d'onde (à l'échelle) dans le cas de gyrotropie dans la paratellurite

III. L'interaction entre les ondes acoustiques et optiques

Nous résumons ici les éléments théoriques nécessaires à la description de l'interaction des ondes acoustiques et optiques à l'intérieur d'un cristal, l'« effet acousto-optique ».

Dans un premier temps nous décrivons la variation d'indice grâce à l'effet photoélastique, ensuite nous expliquons les différents régimes de diffraction et pourquoi celui qui nous intéresse ici est le régime de Bragg. Nous montrons ensuite comment calculer le faisceau diffracté. Les notions d'asynchronisme de phase et de rendement d'interaction sont expliquées à la fin de cette partie, ainsi que les différents types d'interaction et le facteur de mérite.

III.1. L'effet photoélastique

L'effet photoélastique traduit l'incidence que peut avoir une déformation du matériau sur la propagation d'une onde optique dans le milieu considéré. En effet, une déformation provoque une modification des indices optiques du milieu, par modification du tenseur d'imperméabilité diélectrique.

On appelle tenseur d'imperméabilité diélectrique $[B]$, l'inverse du tenseur de permittivité relative du milieu, $[\varepsilon_r]$: $[B] = 1/[\varepsilon_r]$.

[B] est symétrique, on peut donc remplacer les B_{ij} par une expression réduite B_α :

$$[\mathrm{B}] = \begin{pmatrix} B_1 & B_6 & B_5 \\ B_6 & B_2 & B_4 \\ B_5 & B_4 & B_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\varepsilon_1 & . & . \\ . & 1/\varepsilon_2 & . \\ . & . & 1/\varepsilon_3 \end{pmatrix} \tag{2.34}$$

Une déformation $[S]$ induit une modification ΔB_{ij} du tenseur d'imperméabilité, qui s'exprime grâce au tenseur photoélastique.

La variation ΔB_{ij} s'exprime :

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} S_{kl} \tag{2.35}$$

Avec : p_{ijkl} constantes du tenseur photoélastique.

S_{kl} les composantes du tenseur de déformation $[S]$:

$$S_{kl} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k}\right) \tag{2.36}$$

Et : $\vec{u}$ le champ des vecteurs déplacements dans le milieu.

$[S]$ étant symétrique, une écriture réduite de cette équation est possible, à savoir :

$$\Delta B_\alpha = p_{\alpha\beta} S_\beta \tag{2.37}$$

Avec $S_\beta = \begin{cases} S_{kl} \text{ si } \beta \leq 3 \\ 2 * S_{kl} \text{ si } \beta > 3 \end{cases}$

Pour la paratellurite, les constantes photoélastiques $p_{\alpha\beta}$ sont de la forme :

$$P = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & - & - & - \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & - & - & - \\ p_{13} & p_{13} & p_{33} & - & - & - \\ - & - & - & p_{44} & - & - \\ - & - & - & - & p_{44} & - \\ - & - & - & - & - & p_{66} \end{pmatrix} \tag{2.38}$$

Plusieurs jeux de constantes ont été publiés et sont donnés en Annexe A.

La variation de $[\Delta\varepsilon]$ s'exprime finalement par le produit tensoriel :

$$\Delta\varepsilon_{il} = -\varepsilon_{ij} \Delta B_{jk} \varepsilon_{kl} \tag{2.39}$$

Finalement, on peut exprimer les variations d'indices en fonctions de la déformation.

Une onde longitudinale va apporter la variation d'indice suivante :

$$n = n_0 + n_1 \cos\left(2\pi F t - \vec{K}.\vec{x}\right) \tag{2.40}$$

Avec n_0 l'indice moyen du milieu, n_1 l'amplitude de variation de l'indice, F la fréquence acoustique et $\vec{K}$ vecteur d'onde acoustique.

III.2. Régimes de diffraction acousto-optique

Il existe plusieurs régimes de diffraction, les plus connus sont les régimes de Raman-Nath et de Bragg, que nous présentons dans cette partie.

Le facteur de qualité Q appelé aussi paramètre de Klein-Cook permet de calculer dans quel régime de diffraction l'interaction se trouve :

$$Q = 2\pi \frac{\lambda * W}{\Lambda^2 * n} \tag{2.41}$$

Avec λ la longueur d'onde optique, Λ la longueur d'onde acoustique, W la largeur de la colonne acoustique et n l'indice du milieu.

On peut alors déterminer dans quel régime on se trouve suivant la valeur de Q [142]:

- Si $Q \leq 1$ alors on se trouve dans le régime de Raman-Nath
- Si $Q > 10$ alors on se trouve dans le régime de Bragg
- Entre les deux se situe le régime dit « intermédiaire ».

Pour une longueur d'onde choisie et un matériau donné (n fixé), le régime dans lequel on se trouve dépend essentiellement de la taille de la colonne acoustique, W.

a) Régime de Raman-Nath

La diffraction dans le régime de Raman-Nath correspond à une épaisseur de la colonne acoustique faible.

Le faisceau optique incident est alors diffracté en une multitude de faisceaux comme illustré Figure 2.20. Ces faisceaux diffractés sont de différents ordres N et n'ont donc pas la même fréquence optique.

Les faisceaux diffractés ont deux caractéristiques :

- Leurs fréquences optiques sont : $\nu_N = \nu_0 \pm N * f$ avec f la fréquence acoustique et ν_0 la fréquence optique du faisceau incident.
- Leurs angles de diffractions sont : $\theta_N = \theta_0 \pm N * \lambda/\Lambda$ avec λ la longueur d'onde optique et Λ la longueur d'onde acoustique.

La conservation du moment au synchronisme se traduit par une relation vectorielle qui permet d'exprimer le vecteur d'onde pour le faisceau diffracté d'ordre N :

$$\overrightarrow{k_N} = \overrightarrow{k_i} + N * \vec{K} \tag{2.42}$$

Avec $\vec{K}$ le vecteur d'onde acoustique et $\overrightarrow{k_i}$ le vecteur d'onde incident.

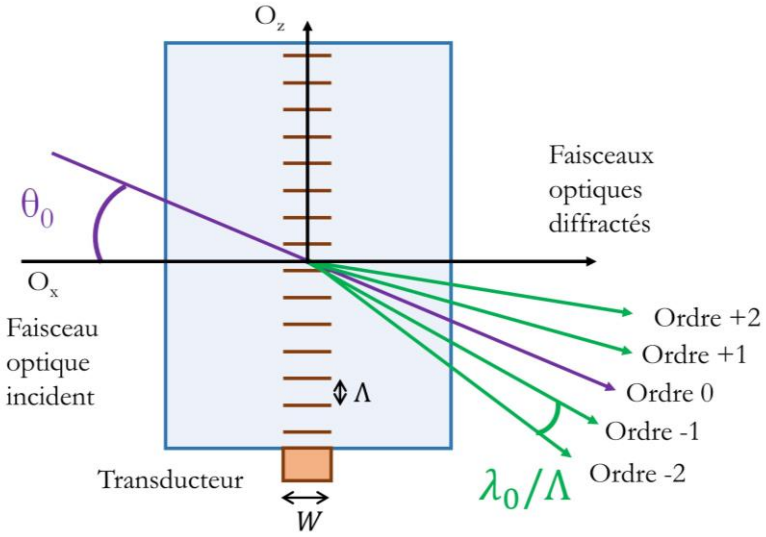


Figure 2.20 : Schéma de l'interaction acousto-optique dans le régime de Raman-Nath

a) Régime de Bragg

La diffraction se trouve dans le régime de Bragg lorsque l'épaisseur de la colonne acoustique est grande.

L'intérêt du régime de Bragg est que l'on obtient un seul faisceau diffracté. Comparativement au régime de Raman-Nath, les interférences ne sont constructives que pour le premier ordre. Les seuls faisceaux en sortie de composant sont alors l'ordre 1 (diffracté) et 0 (transmis).

Pour ce faire il faut que les conditions dites de Bragg soient remplies. Pour que les interférences soient constructives il faut que l'angle d'incidence de Bragg, θ_{Bragg} respecte cette condition :

$$\theta_{Bragg} = \frac{\theta_{diffracté}}{2} \tag{2.43}$$

L'analyse bien connue de la différence de marche entre deux rayons issus du faisceau optique incident permet de déterminer l'angle de Bragg.

Pour répondre aux conditions de Bragg, la divergence du faisceau optique incident dans un cristal doit être faible.

Les interférences sont constructives si la différence de marche donne un déphasage nul, il en découle la condition de Bragg :

$$\sin(\theta_{Bragg}) = \frac{\Lambda}{2 * \lambda} \tag{2.44}$$

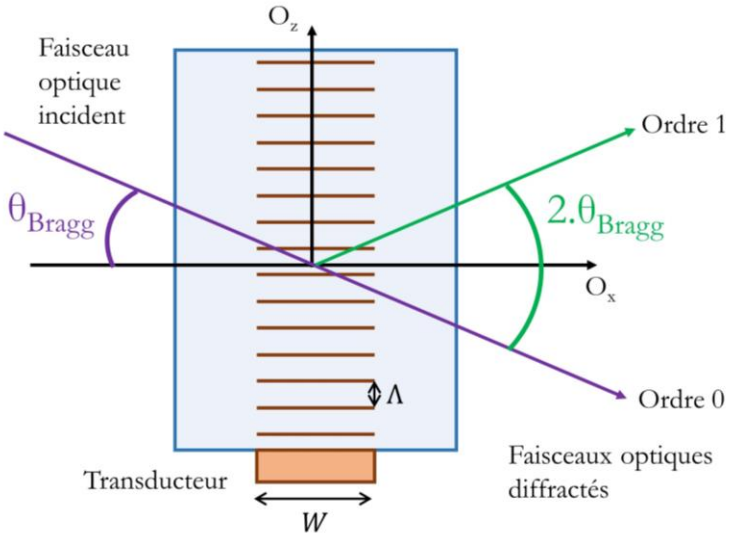


Figure 2.21 : Schéma de l'interaction acousto-optique dans le regime de Bragg

III.3. Diffraction acousto-optique

Nous déterminons ici le faisceau diffracté et présentons le facteur de mérite.

On se place dans le contexte d'une onde transversale lente se propageant dans le plan $(\bar{1}10)$ de la paratellurite, le champ des déplacements $\vec{u}$ de l'onde acoustique est alors :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} = \overrightarrow{u_0} \sin\left(\omega t - K\overrightarrow{N}.\vec{r}\right) \tag{2.45}$$

Avec : ω, la pulsation de l'onde $\vec{N}$ vecteur de la propagation de l'onde, $\vec{r}$ le vecteur unitaire de référence (x, y, z) et $\overrightarrow{u_0}$ déplacement des particules, pour une onde transversale ; $\overrightarrow{u_0}.\vec{N} = 0$.

a) Détermination du faisceau diffracté

En remplaçant l'expression des u_i (2.45) dans l'équation (2.36), le tenseur des déformations devient :

$$[S] = \begin{pmatrix} S_1 & S_6 & S_5 \\ S_6 & S_2 & S_4 \\ S_5 & S_4 & S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_1 & 0 & -S_4 \\ 0 & -S_1 & S_4 \\ -S_4 & S_4 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.46}$$

Avec :

$$\begin{aligned} S_1 = S_{11} &= \frac{1}{2} S_0 \cos(\theta_a) \cos\left(\omega t - K\overrightarrow{N}.\vec{r}\right) \\ S_4 = 2S_{23} &= \frac{1}{\sqrt{2}} S_0 \sin(\theta_a) \cos\left(\omega t - K\overrightarrow{N}.\vec{r}\right) \end{aligned} \tag{2.47}$$

Avec $S_0 = -Ku_0$.

En reprenant l'équation de ΔB (2.37), on obtient :

$$\Delta B = \begin{pmatrix} \Delta B_1 & 0 & -\Delta B_4 \\ 0 & -\Delta B_1 & \Delta B_4 \\ -\Delta B_4 & \Delta B_4 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.48}$$

Avec $\Delta B_1 = (p_{11} - p_{12})S_1$ et $\Delta B_4 = p_{44}S_4$.

Les vecteurs des champs induits (2.16) des faisceaux diffractés $\overrightarrow{D_d}$ peuvent être calculés à partir de celui du faisceau incident $\overrightarrow{D_i}$, par :

$$\overrightarrow{D_d} = [\Delta B_\alpha]\overrightarrow{D_i} \tag{2.49}$$

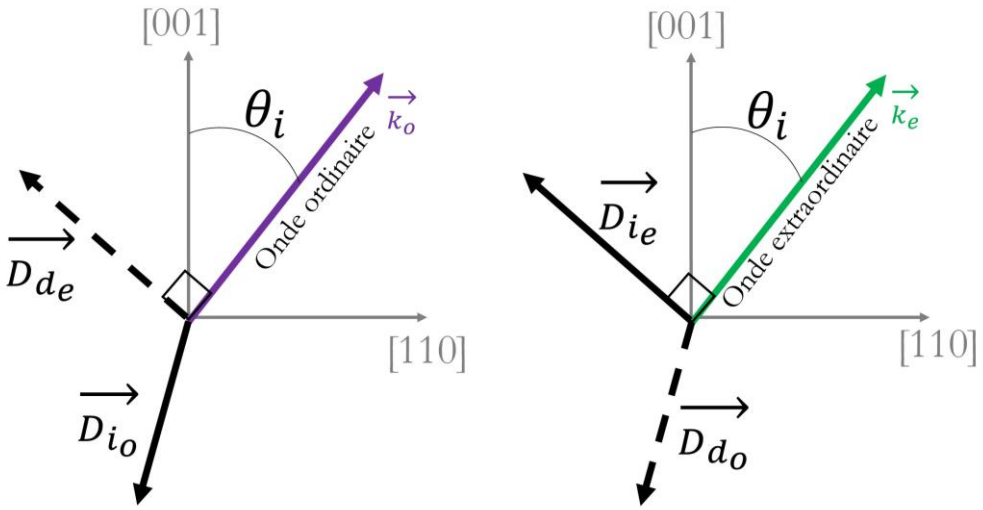


Figure 2.22 : Représentation des vecteurs de polarisation

Le vecteur $\vec{D}$ du faisceau incident peut être couplé sur les deux modes (ordinaire ou extraordinaire). On a deux cas possibles :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{D_{i_o}} &= D_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \overrightarrow{D_{i_e}} &= D_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\cos(\theta_i) \\ -\cos(\theta_i) \\ \sin(\theta_i) \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{2.50}$$

$\overrightarrow{D_{i_o}}$ ne dépend pas de θ_i étant donné qu'il est toujours orthogonal au plan d'interaction. $\overrightarrow{D_{i_e}}$ est perpendiculaire à $\overrightarrow{k_i}$ et est compris dans le plan d'interaction : il dépend de θ_i.

En remplaçant dans l'équation (2.49) on obtient alors l'expression des vecteurs $\vec{D}$ des faisceaux diffractés.

$$\overrightarrow{D_{d_o}} = D_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_1 \\ -2\Delta B_4 \end{pmatrix}$$
$$\overrightarrow{D_{d_e}} = D_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -(\Delta B_1 \cos(\theta_i) + \Delta \mathrm{B}_4 \sin(\theta_i)) \\ (\Delta B_1 \cos(\theta_i) + \Delta \mathrm{B}_4 \sin(\theta_i)) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

On a $\overrightarrow{D_{do}} \perp \overrightarrow{D_{i_e}}$ et $\overrightarrow{D_{de}} \perp \overrightarrow{D_{i_o}}$ et il est possible d'avoir des interactions $e \rightarrow o$ ou $o \rightarrow e$ dans le plan considéré.

b) Figure de mérite

Il existe plusieurs facteurs de mérite M_i (i de 1 à 5) chacun évaluant la différence entre les matériaux AO sur différents critères. Si on veut comparer le rendement des interactions des différents matériaux il faut prendre en compte M_2. Mais par exemple, M_1 serait intéressant pour la bande passante du composant [143].

Le facteur de mérite M_2 donne la proportion de lumière déviée dans le cas du régime de Bragg. Il est lié à la densité de puissance élastique, P_e, nécessaire pour dévier de la lumière. Nous allons dans ce paragraphe essayer de démontrer cela succinctement.

La différence de marche introduite précédemment implique donc une différence d'énergie entre l'onde du faisceau diffracté et l'onde d'ordre 0 transmise. Le déphasage dû à la variation d'indice est alors :

$$\Delta\Phi = -\frac{2\pi \mathrm{W}}{\lambda}\Delta \mathrm{n} \quad (2.52)$$

La fraction entre les intensités lumineuses des deux faisceaux s'exprime [135]:

$$\frac{I_{diffracté}}{I_{incident}} = \sin^2\left(\frac{|\Delta\Phi|}{2}\right) \quad (2.53)$$

On peut lier la variation de l'indice optique à la déformation du milieu. On suppose que $\Delta\varepsilon \ll 0$ et donc que $n_0 \approx \sqrt{\varepsilon}$. On a donc la relation suivante :

$$|\Delta n| = \frac{n_0^3}{2} pS \quad (2.54)$$

Avec p la constante photoélastique du cristal, S la déformation et n_0 l'indice moyen du milieu. La déformation peut s'écrire : $S = \sqrt{2P/\rho V^3}$ avec ρ la masse volumique du milieu. De là on peut remplacer dans l'équation (2.53) tous les termes et obtenir :

$$\frac{I_{diffracté}}{I_{icident}} = \sin^2\left(\frac{\pi \mathrm{W}}{\lambda}\sqrt{M_2 P}\right) \quad (2.55)$$

Avec M_2 le facteur de mérite :

$$M_2 = \frac{p^2 n^6}{\rho V^3} \tag{2.56}$$

Dans le cas de la Paratellurite on peut remplacer les termes par [137]:

$$M_2 = \frac{p_{eff}^2 n_o^3 n_e^3}{\rho V^3} \tag{2.57}$$

p_{eff} est issu du calcul des vecteurs de polarisation. On a $D_d = \left(D_o/\sqrt{2}\right) p_{eff}(-1,1,0)$. D'où :

$$p_{eff} = \cos(\theta_i)\frac{p_{11} - p_{12}}{2}\cos(\theta_a) - p_{44}\sin(\theta_i)\sin(\theta_a) \tag{2.58}$$

En choisissant les paramètres de l'interaction on peut alors déterminer le facteur de mérite de la paratellurite.

III.4. Synchronisme de phase

Le facteur de mérite permet de déterminer les matériaux les plus efficaces en matière de diffraction acousto-optique, il est maintenant nécessaire de déterminer les paramètres d'interaction optimum. Ceci relève de l'analyse de l'accord de phase.

a) Notion de synchronisme

Pour obtenir une interaction constructive, il faut respecter les conditions de Bragg, ou d'accord de phase (« Bragg phase matching »). L'étude de ces conditions permet d'obtenir des informations sur les angles (incident et diffracté), la longueur d'onde et la fréquence acoustique de l'interaction, étant donné que ces paramètres sont liés.

Dans les conditions de synchronisme, illustrées Figure 2.23, on a la relation suivante :

$$\overrightarrow{k_d} = \vec{K} + \overrightarrow{k_i} \tag{2.59}$$

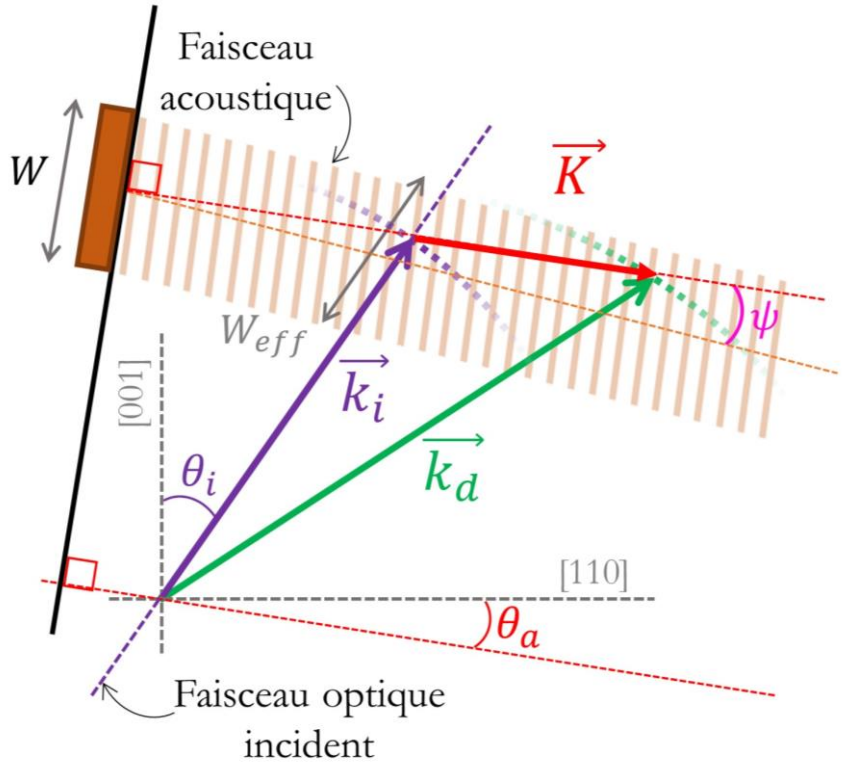


Figure 2.23 : Schéma d'une interaction au synchronisme

Le rendement correspond au rapport entre l'intensité lumineuse diffractée et incidente. On utilise souvent l'expression du rendement η sous la forme suivante :

$$\eta = \frac{I_{diffracté}}{I_{incident}} = \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{P}{P_0}}\right) \tag{2.60}$$

Avec P la puissance de l'onde acoustique et P_0 la puissance de l'onde acoustique nécessaire à avoir 100% de diffraction.

b) Asynchronisme

L'asynchronisme apparait quand les conditions de l'interaction ne sont pas idéales. En effet, s'il y a un petit écart aux conditions de Bragg résultant par exemple d'un « glissement » de l'angle incident ou de la fréquence acoustique, on aura alors un déphasage $\overrightarrow{\Delta k_d}$ qui induit une baisse d'efficacité de la diffraction.

La relation vectorielle exprimant la conservation du moment est alors modifiée :

$$\overrightarrow{k_d} = \vec{K} + \overrightarrow{k_i} + \overrightarrow{\Delta k_d} \tag{2.61}$$

Cette relation est illustrée Figure 2.24 où apparait le déphasage. On notera que sa direction est particulière, elle dépend de l'oblicité acoustique ψ et de la coupe acoustique. Sur cette

figure, le vecteur de déphasage $\overrightarrow{\Delta k_d}$ est orienté de ψ par rapport au plan d'onde acoustique, il est orthogonal à la colonne acoustique [144].

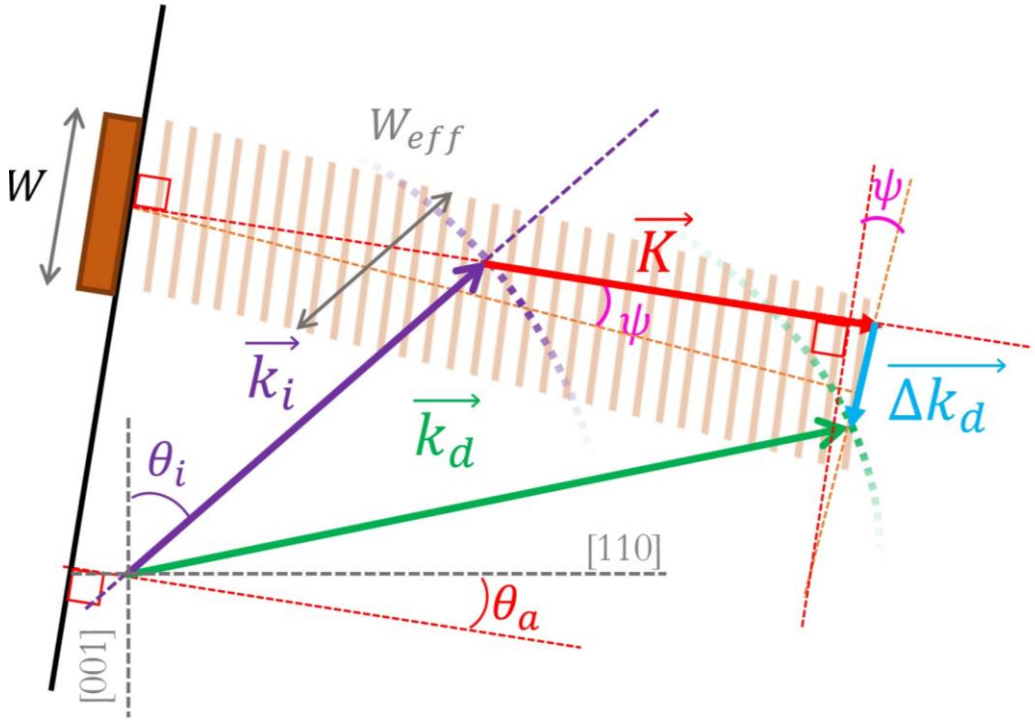


Figure 2.24 : Schéma d'une interaction à l'asynchronisme

En tenant compte du déphasage, une nouvelle expression du rendement peut être établie : en régime d'asynchronisme il vaut [140], [145]:

$$\eta = \frac{P}{P_0} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{P}{P_0} + \left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right)^2}\right)}{\frac{P}{P_0} + \left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right)^2} \tag{2.62}$$

Avec : $\Delta\Phi = \Delta k_d . W_{eff}$, l'asynchronisme de phase et W_{eff}, la longueur d'interaction effective qui vaut :

$$W_{eff} = \frac{W\cos(\psi)}{\cos(\psi - \theta_i + \theta_a)} \tag{2.63}$$

L'asynchronisme peut venir de plusieurs paramètres :

- Une variation de la longueur d'onde (bande passante spectrale) : $\Delta\lambda$
- Une variation de la fréquence (bande passante fréquentielle) : Δf
- Une variation de l'angle incident (acceptance angulaire) : $\Delta\theta$

La Figure 2.25 illustre l'impact de ces variations sur le rendement.

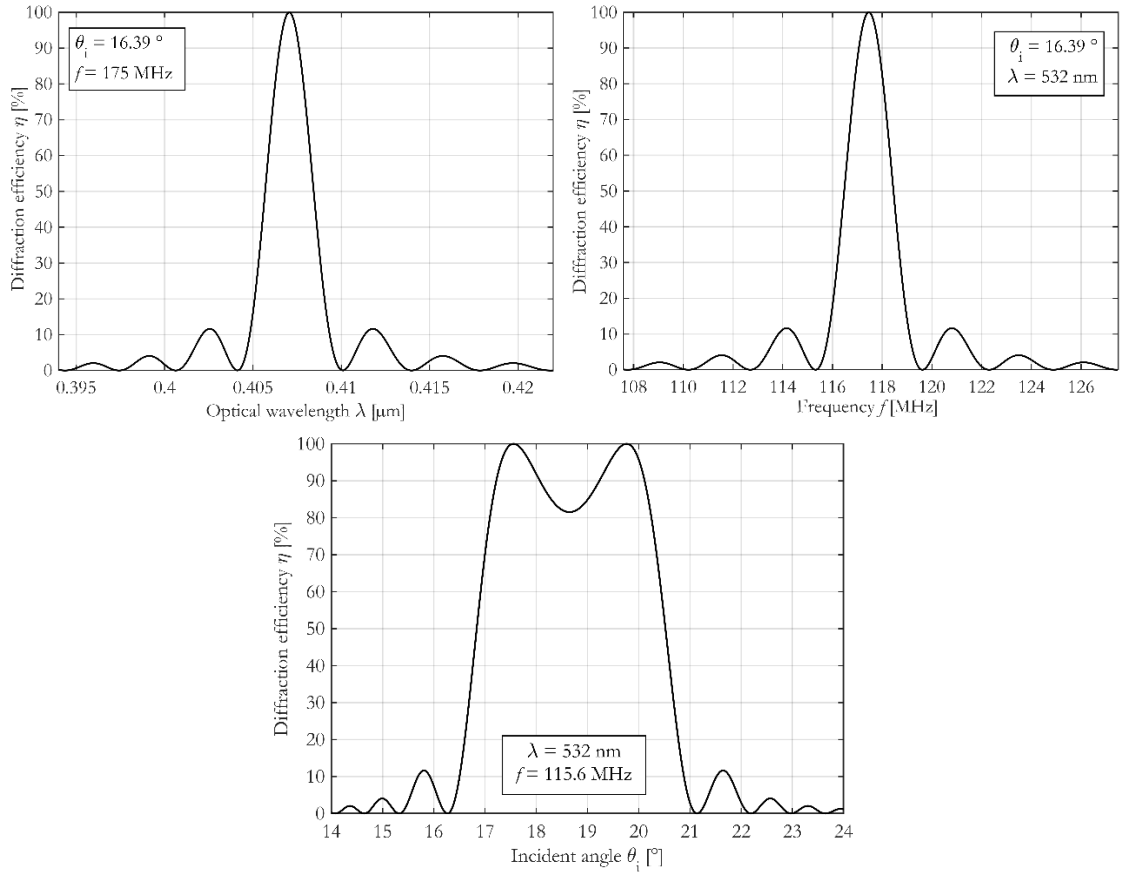


Figure 2.25 : Rendement de l'interaction AO en fonction des variables de l'interaction : longueur d'onde, fréquence acoustique et angle incident optique. Toutes les interactions correspondent au cas du mode extraordinaire au mode ordinaire.

Les courbes de rendement ont un profil reconnaissable : un lobe principal et des lobes secondaires pour une représentation en fonction de la longueur d'onde optique ou de la fréquence acoustique. Dans le cas de l'efficacité en fonction de l'angle incident, la forme est différente, en effet il y a deux angles pour lequel on a un rendement maximum pour une même fréquence acoustique comme on peut le voir sur la Figure 2.29. Selon les paramètres en jeu les lobes secondaires peuvent être un vrai problème lors des interactions acousto-optiques. Leur réduction peut être un enjeu dans de nombreux cas.

c) Différentes méthodes de calcul

Comme il y a deux modes d'interaction en fonction de la nature de l'onde optique incidente (du mode ordinaire au mode extraordinaire et inversement), il y a deux approches pour calculer analytiquement le rendement. L'indice optique du faisceau couplé au mode extraordinaire dépend de l'angle de ce faisceau, cela rend certains calculs un peu plus complexes. On utilise alors fréquemment une approximation de déphasage pour faciliter le calcul du rendement.

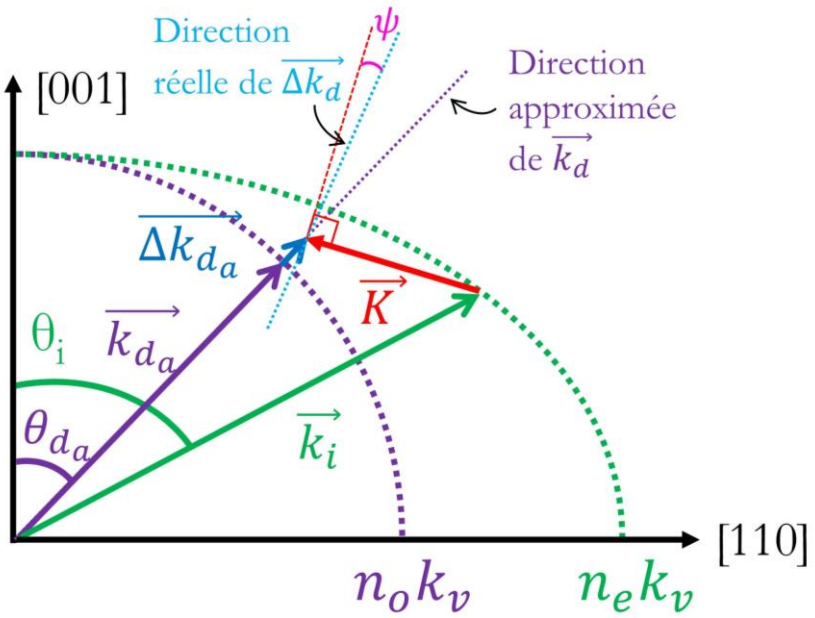


Figure 2.26 : Diagramme des vecteurs pour un cas à l'asynchronisme avec approximation

Dans le cadre de cette approximation F est conservée pour les calculs, le vecteur de déphasage étant différent, $\overrightarrow{\Delta k_{d_a}} \neq \overrightarrow{\Delta k_d}$, les angles de diffraction et la bande passante de l'interaction sont alors modifiés. Selon les cas cette approximation donne des résultats similaires à ceux obtenus pour les calculs prenant en compte l'orientation réelle du vecteur de déphasage.

III.5. Types d'interaction acousto-optique

Les interactions acousto-optiques peuvent avoir lieu dans différentes configurations, qui peuvent être liées au choix du matériau. Voici les différents cas usuels :

a) Interaction colinéaire

L'interaction la plus simple au niveau calcul est l'interaction colinéaire car, comme son nom l'indique, tous les vecteurs sont colinéaires. C'est-à-dire que le faisceau optique se propage dans la même direction que l'onde acoustique. Cette interaction est peu utilisée avec la Paratellurite mais peut être utilisée dans d'autres matériaux comme le Niobate de Lithium.

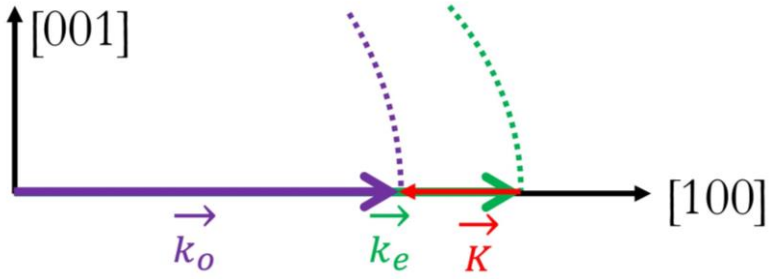


Figure 2.27 : Schéma d'une interaction colinéaire

La relation des vecteurs d'onde au synchronisme donne :

$$\left|\overrightarrow{k_d}\right| = \left|\overrightarrow{k_i}\right| + \left|\vec{K}\right| \tag{2.64}$$

Sachant que :

$$\mathrm{K} = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi}{\mathrm{V}} f \tag{2.65}$$

Avec f la fréquence acoustique.

Le calcul de la fréquence acoustique en fonction des paramètres de l'interaction est alors très simple. Etant données les valeurs de K et de k_i on a alors :

$$F_0 = \frac{V}{\lambda_0}(n_e - n_0) \tag{2.66}$$

L'intérêt de cette interaction est le suivant : si le faisceau optique incident n'est pas tout à fait colinéaire et qu'un angle entre le faisceau est la propagation acoustique apparait, le rendement ne diminue que très faiblement. Ce cas présente donc une grande acceptance angulaire.

b) Interaction non colinéaire

Considérons maintenant le cas non colinéaire, c'est l'interaction la plus étudiée dans la paratellurite. Bien que l'interaction non colinéaire soit un cas général, on peut tout de même présenter quelques cas particuliers, comme le cas des « tangentes parallèles » ou le cas de la « déflexion ».

i. Interaction non-colinéaire quelconque

Cette interaction met en jeu les angles des rayons optiques incidents θ_i et diffractés θ_d ainsi que la coupe acoustique θ_a. La Figure 2.28 présente les diagrammes des vecteurs pour les interactions non colinéaires en présentant les deux modes possibles selon la polarisation des faisceaux incidents.

Deux cas sont donc possibles, le cas où le faisceau incident est couplé sur le mode extraordinaire et le faisceau diffracté sur le monde ordinaire, et le cas inverse. La valeur de la fréquence acoustique nécessaire pour être dans les conditions de synchronisme, f_S, est différente selon la polarisation incidente.

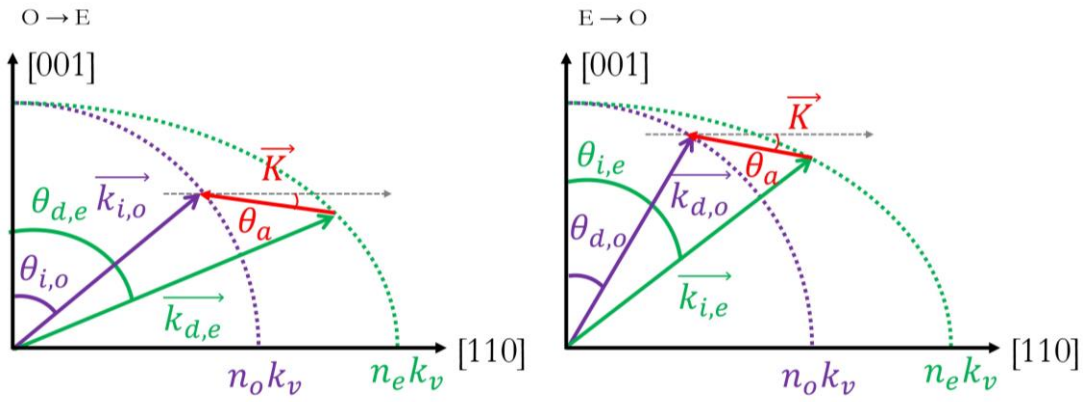


Figure 2.28 : Diagramme des vecteurs pour les interactions non colinéaires

La relation des vecteurs d'onde au synchronisme est toujours la même. Pour obtenir les expressions de la fréquence il faut projeter la relation vectorielle avec un changement de repère :

$$\begin{cases} k_d \cos(\theta_d - \theta_a) = k_i \cos(\theta_i - \theta_a) \\ K = \sigma(\, k_i \sin(\theta_i - \theta_a) - k_d \sin(\theta_d - \theta_a)) \end{cases} \tag{2.67}$$

Avec $\sigma = +1$ si l'interaction est du mode extraordinaire vers ordinaire ou $\sigma = -1$ si l'interaction est du mode ordinaire vers extraordinaire, comme illustré Figure 2.28. Les vecteurs k_d et k_i valent donc k_e ou k_o selon le mode.

On trouve les fréquences suivantes [144] :

$$f_S = \frac{V}{\lambda}\sigma\left(n_i(\theta_i)\sin(\theta_i - \theta_a) - \sqrt{{n_d}^2(\theta_d) - {n_i}^2(\theta_i)\cos^2(\theta_i - \theta_a)}\right) \tag{2.68}$$

L'équation de la fréquence est fonction des paramètres d'entrée : l'angle d'incidence θ_i, la coupe acoustique θ_a, la longueur d'onde optique considérée λ, la vitesse acoustique V. Mais aussi de ${n_i}^2(\theta_i)$ et ${n_d}^2(\theta_d)$, qui peuvent être retrouvés avec les formules des indices et θ_d qui peut être calculé par rapport aux projections sur les deux axes.

On remarque sur la Figure 2.29, qui présente les différentes fréquences acoustiques pour différents paramètres en fonction de l'angle incidence, que la fréquence d'interaction possède quelques particularités intéressantes :

- Elle augmente de manière non linéaire si la longueur d'onde diminue.
- Elle augmente si la coupe acoustique augmente.
- Il existe un angle incident pour chaque courbe de fréquence pour lequel la variation autour de cet angle ne provoque pas de grande variation de fréquence. Cet angle est l'angle nécessaire pour être dans un cas particulier : le cas des tangentes parallèles.
- Les courbes représentant les deux modes d'interaction se croisent en un seul point, c'est le point de la double interaction, où 100 % des polarisations sont diffractées.

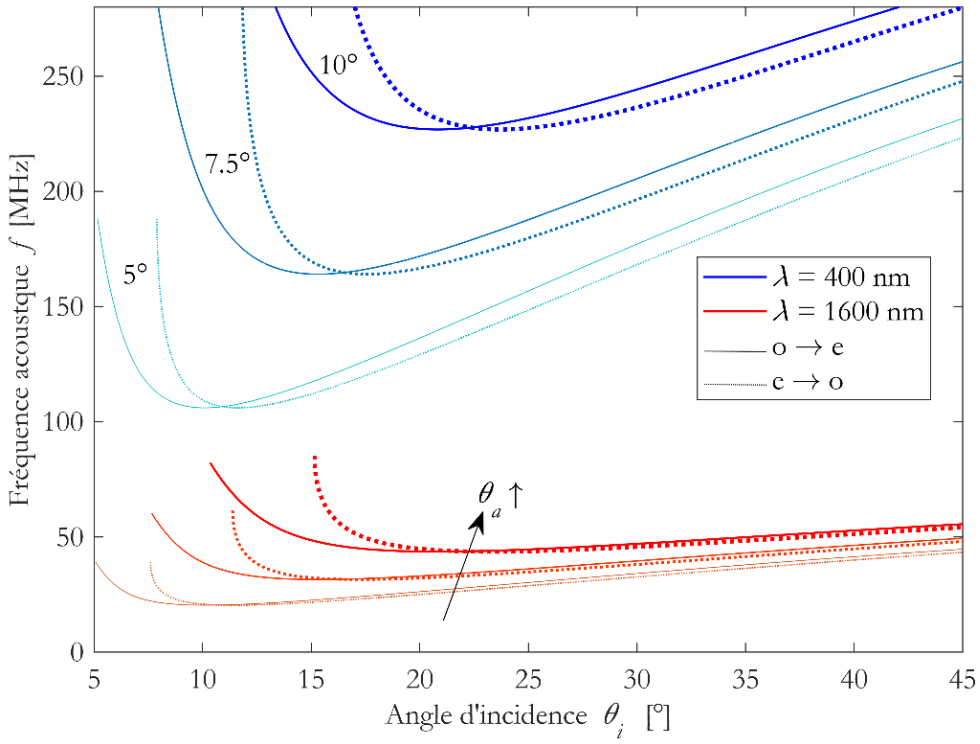


Figure 2.29 : Fréquences acoustiques nécessaires pour avoir être au synchronisme en fonction de l'angle incident pour deux longueurs d'onde (λ = 400 et 1600 nm) et trois coupes acoustiques (θ_a = 5°, 7.5°, et 10°) dans les deux modes d'interaction.

ii. Interaction non colinéaire, cas de la déflexion

Un cas particulier de l'interaction non colinéaire est celui de la déflexion. Dans cette configuration le vecteur K est tangent à la surface de l'indice n_o, ce qui fait que le vecteur k_d est perpendiculaire à K comme on peut le voir sur la Figure 2.30.

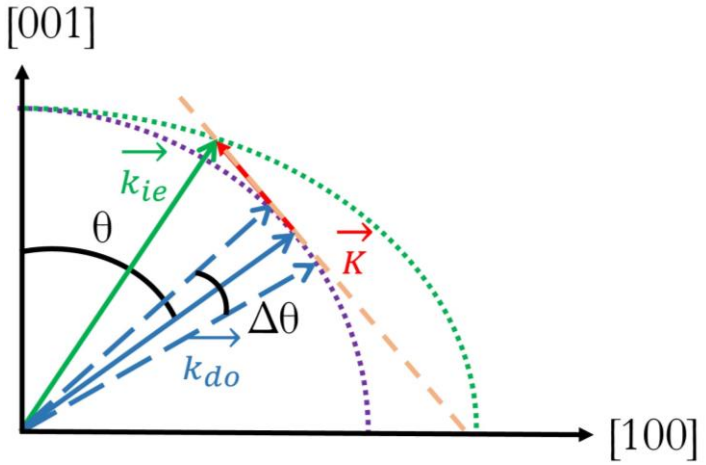


Figure 2.30 : Schéma d'une interaction non colinéaire, cas de la déflexion

Une faible variation de la fréquence acoustique implique une variation de l'angle de diffraction, elles sont proportionnelles.

$$\Delta\theta_d = \frac{\lambda}{V}\Delta f \tag{2.69}$$

On peut alors faire varier l'angle de sortie du faisceau en faisant varier la fréquence acoustique.

iii. Interaction non colinéaire, cas des tangentes parallèles

Pour un certain angle incident le vecteur de propagation de l'énergie du faisceau diffracté (vecteur de Poynting) est colinéaire au vecteur de propagation de l'énergie du faisceau incident, c'est ce qu'on appelle le cas des tangentes parallèles. En effet les tangentes aux surfaces des indices pour le vecteur d'onde du faisceau incident et pour le vecteur d'onde du faisceau diffracté sont parallèles comme on peut le voir sur la Figure 2.31.

Ce cas est intéressant car dans cette configuration une variation de l'angle incident n'implique pas de grande variation de l'efficacité de diffraction, ce qui permet une grande acceptance angulaire. Cette configuration permet aussi d'avoir une bonne résolution spectrale.

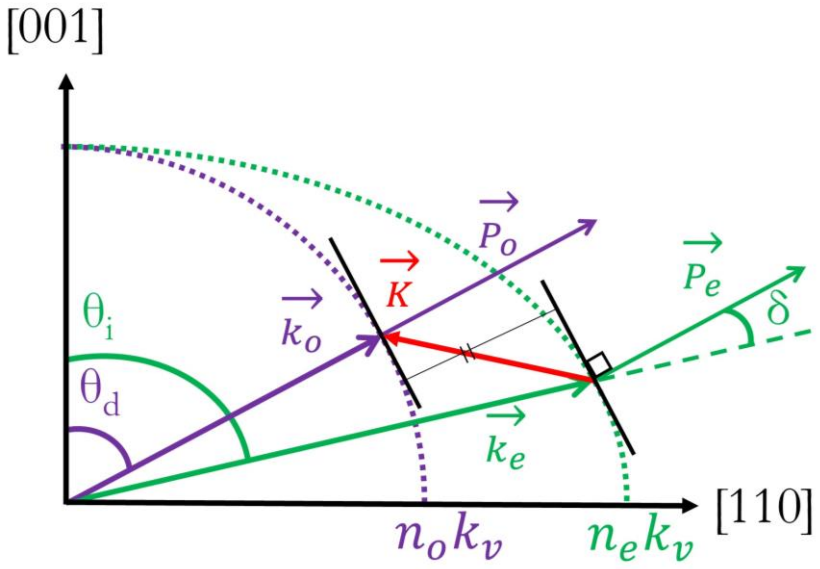


Figure 2.31 : Schéma d'une interaction non colinéaire cas des tangentes parallèles

La valeur de la fréquence d'interaction pour les tangentes parallèles a aussi une particularité : elle est la même quel que soit le mode, d'extraordinaire à ordinaire ou inversement. Cependant l'angle d'incidence pour l'un ou l'autre cas n'est pas le même, comme on peut le constater sur la Figure 2.29.

L'acceptance angulaire d'une interaction acousto-optique à tangente parallèles est grande comme le montre la Figure 2.32. Sur cette figure qui représente le rendement d'une interaction pour λ = 532 nm et θ_a = 8°, on obtient une acceptance angulaire de 2.87° pour η > 50% et de 1.75° pour η > 90%. A titre de comparaison pour une interaction quelconque, par exemple celle de la Figure 2.25, on obtient une acceptance angulaire de 0.85° autour d'un pic et un second autour d'un second pic. Cette configuration est très intéressante pour sa stabilité en termes d'efficacité si le faisceau incident connait des variations d'angle. De plus cela signifie aussi que l'efficacité peut être élevée sur une grande bande de longueur d'onde.

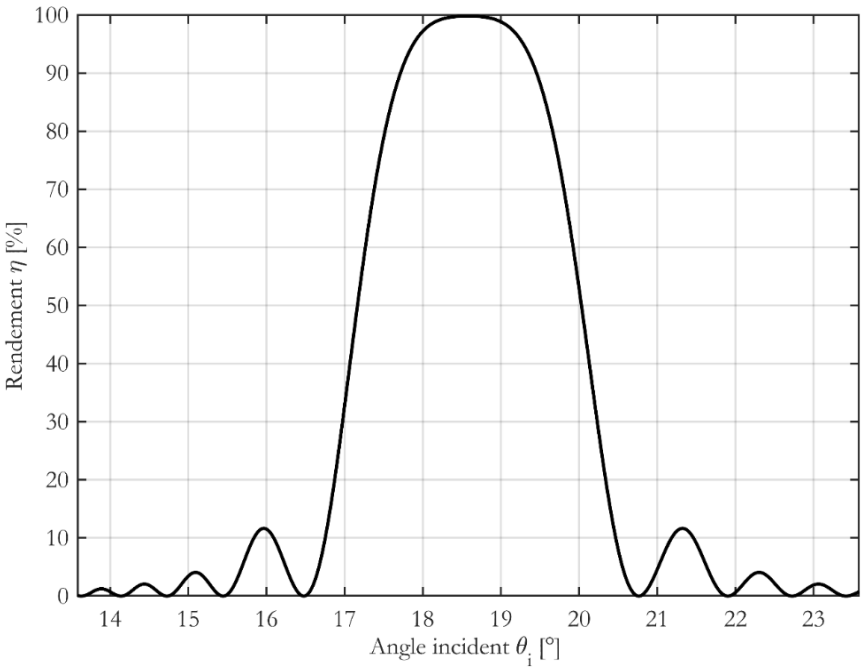


Figure 2.32 : Rendement pour une interaction à tangentes parallèles en fonction de l'angle d'incidence.

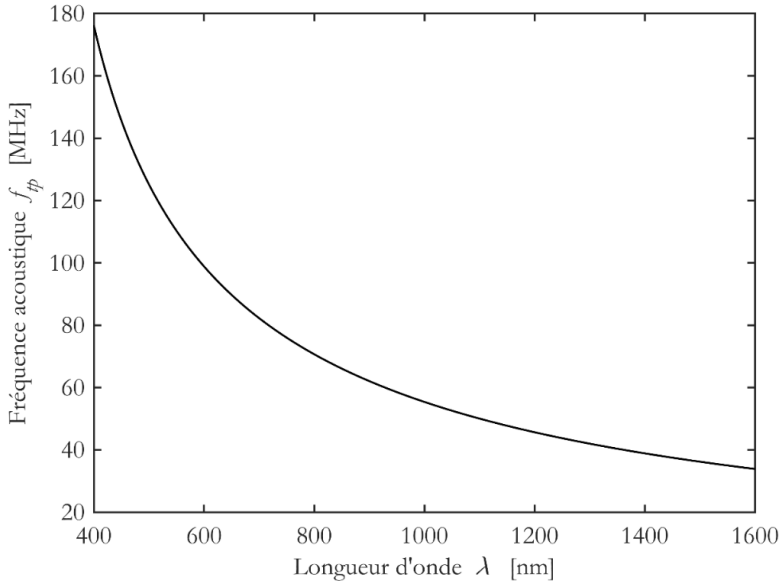


Figure 2.33 : Exemple de courbe de fréquence acoustique en fonction de la longueur d'onde pour le cas des tangentes parallèles.

La Figure 2.33 présente un exemple de courbe d'accord pour le cas des tangentes parallèles : elle donne la fréquence acoustique nécessaire pour avoir une interaction à tangente parallèle en fonction de la longueur d'onde du faisceau optique incident. On remarque que la fréquence acoustique nécessaire diminue quand la longueur d'onde augmente et que cette diminution est plus forte pour des faibles longueurs d'onde. Ce résultat était attendu au vu des courbes de la Figure 2.29, en effet pour des longueurs d'onde plus haute la gamme de fréquence possible est plus faible.

iv. Interactions quasi-colinéaires

Les interactions quasi-colinéaires correspondent à un cas où le faisceau incident est colinéaire à la direction de propagation de l'onde acoustique [146].

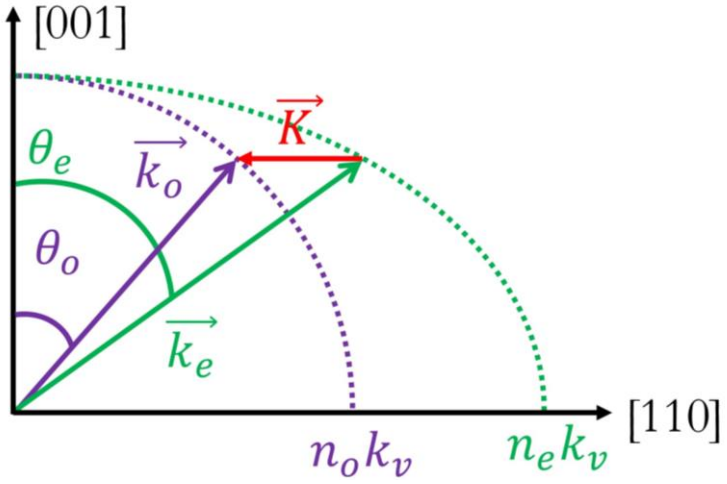


Figure 2.34 : Schéma d'une interaction quasi-colinéaire

IV. Les domaines d'application de l'acousto-optique

Dans cette partie nous présentons différentes utilisations de la technologie acousto-optique. Les 4 grandes fonctions réalisées sont la déflexion, la modulation, le décalage en fréquence et le filtrage.

Selon la fonction sollicitée, les composants acousto-optiques sont utilisés dans diverses applications (déflexion de faisceau optique, modulation de l'intensité lumineuse, décalage en longueur d'onde, filtrage spectrale, filtrage polarimétrique, analyse spectrale, commutation, multiplexage, etc.) et dans des nombreux domaines (médical, défense, industrie, communication, environnement…).

IV.1. Composition d'un composant acousto-optique

Un composant acousto-optique comporte différents éléments. Ses caractéristiques dépendent fortement du choix du matériau.

a) Principe

Un composant acousto-optique est notamment composé du cristal où se déroule l'interaction entre les ondes optiques et les ondes acoustiques.

Les ondes optiques peuvent provenir de différentes sources. Le faisceau optique entrant peut être le faisceau optique utile (image à filtrer, rayon à dévier etc.) ou peut être un faisceau utile pour une autre fonction par la suite (pour faire par exemple un scanner).

Le choix des directions de propagation relève de la coupe du cristal (θ_a, θ_i). Les ondes acoustiques sont générées par un transducteur qui est connecté à une ou des électrodes et créé une déformation mécanique. Pour transmettre efficacement la déformation au cristal, une couche d'adaptation mécanique est disposée entre la surface du cristal et le transducteur. De même, pour transmettre efficacement l'excitation électrique, une adaptation d'impédance est réalisée.

Ces éléments sont illustrés à la Figure 2.35 qui représente le schéma de principe d'un composant acousto-optique.

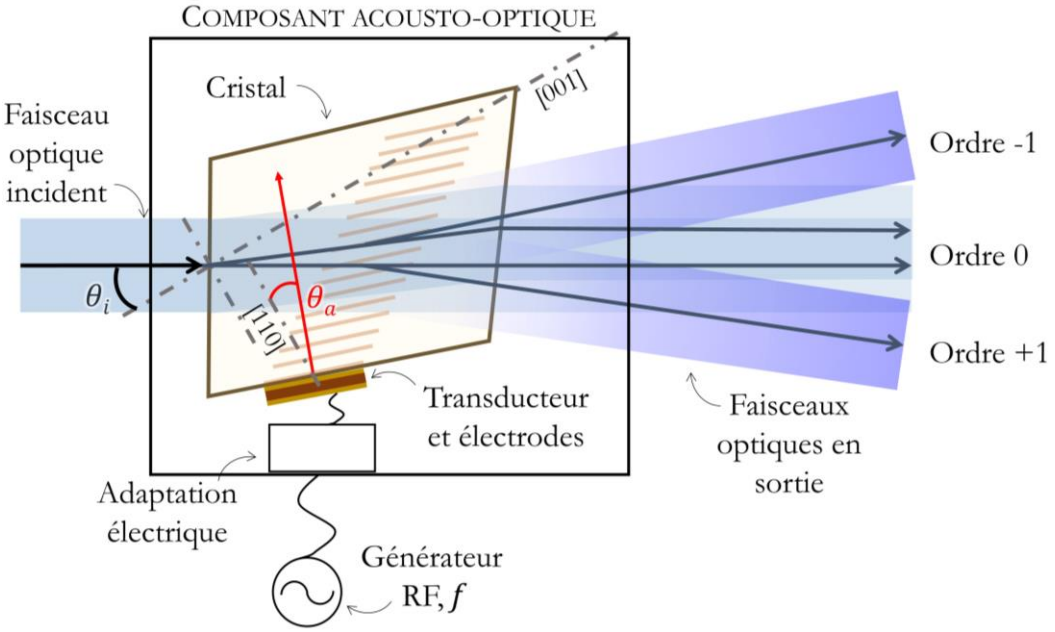


Figure 2.35 : Schéma d'un composant acousto-optique.

b) Les cristaux

Différents cristaux permettent de réaliser des composants acousto-optiques, ils sont choisis selon les fonctions que l'on veut réaliser et/ou les caractéristiques d'interaction voulues, notamment la largeur spectrale et la longueur d'onde centrale.

Ces cristaux présentent un facteur de mérite plus ou moins élevé, ils sont complémentaires car ils ne fonctionnent pas dans les mêmes bandes spectrales, acceptent plus ou moins d'énergie, etc.

Le Tableau 2-1 présente quelques paramètres des cristaux acousto-optiques usuels, ce tableau n'est pas exhaustif. On remarque que le facteur de mérite pour la Paratellurite est très élevé par rapport à d'autres matériaux, elle est remarquable aussi pour sa grande bande passante optique. Ce qui explique que ce cristal est très souvent utilisé pour la fabrication de composants AO.

Tableau 2-1 : Tableau citant quelques cristaux utilisés en acousto-optique avec quelques propriétés importantes.

Cristal	**mode**	**bande passante optique (nm)**	**vitesse acoustique (m/s)**	**Facteur de mérite M_2 (s^3/kg)**
Silice (de référence)	L [135]	200 – 2500 [135]	5960 [135]	1 [135] ($1.15\ 10^{-15}$)
Quartz-a SiO_2	L – Z[135]	180 – 2500 [147]	6363 [135]	0,87 [135]
Wulfénite $PbMoO_4$	L – [001] [143]	420 – 6000 [143]	3630 [143]	23,9 [143]
KDP KH_2PO_4	T – [100]	174 – 1570 [147]	1660 [148]	4,6 [148]
Niobate de lithium $LiNbO_3$	L – X [135]	500 – 4500 [135]	6560 [135]	1,8 [135]
Chlorure mercureux Hg_2Cl_2	L – [110] [143]	380 – 2800 [143]	1620 [143]	337 [143]
	T – [110] [143]		347 [143]	703 [143]
Rutile TiO_2	L – [100] [135]	200 – 900 [135]	8015 [135]	2,6 [135]
Paratellurite TeO_2	T – [110] [135]	350 – 5000 [135]	616 [135]	515 [135] / 765 [143]
	L – [110] [135]		4200 [135]	23 [1]

IV.2. Déflexion

Un déflecteur permet de contrôler la direction de propagation d'un faisceau optique.

a) Principe d'un déflecteur acousto-optique (AOD)

Un déflecteur permet de faire varier l'angle du faisceau transmis en fonction de la fréquence de l'onde acoustique envoyée dans le cristal. L'angle de déflection est proportionnel à la fréquence acoustique, (comme présenté dans l'équation (2.69)).

Un déflecteur peut être utilisé notamment pour réaliser un scan ou une commutation. Il est caractérisé par sa résolution spatiale qui est liée à la largeur angulaire du faisceau diffracté (et sa divergence) et à l'angle de diffraction balayé. Ce paramètre est identifié comme étant le nombre de points N_D que l'on peut distinguer pendant un scan. C'est le rapport entre la variation totale possible de l'angle du faisceau optique transmis $\Delta\theta_d$ et sa divergence angulaire $\delta\theta_d$.

$$\mathrm{N_D} = \frac{\Delta\theta_d}{\delta\theta_d} = \Delta f \frac{D}{V} = \Delta f\ \tau \tag{2.70}$$

Avec D l'ouverture angulaire du faisceau dans le plan de l'interaction acousto-optique e et τ le temps d'accès, c'est-à-dire le temps que met une onde acoustique de vitesse V à parcourir un faisceau optique de diamètre D.

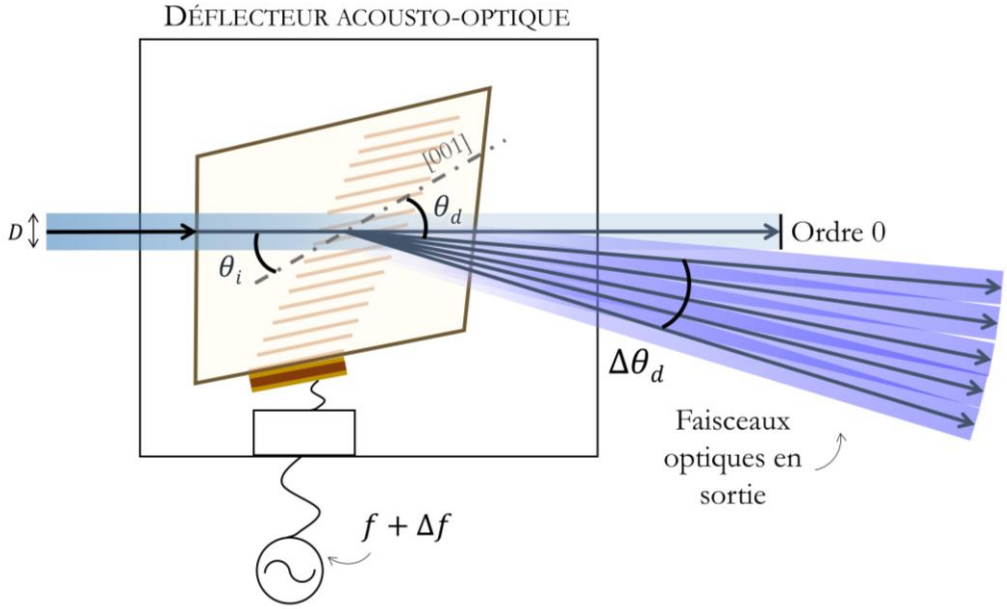


Figure 2.36 : Schéma d'un AOD

b) Exemples d'application

La principale utilisation des déflecteurs acousto-optique concerne le scanner laser. On peut réaliser des scanners très rapides : avec des temps de scan de l'ordre de la microseconde, permettant par exemple de faire du scan en temps réel en microscopie pour étudier des phénomènes biologiques dynamiques, comme des réseaux neuronaux [149], [150]. Les AOD sont appréciés car ils n'ont pas de partie mécanique et évitent donc certaines sources d'erreurs que présentent les autres types de scanners. Les AOD permettent de plus un scan aléatoire de la scène, il suffit en effet de changer la fréquence acoustique pour changer l'angle de déflexion et l'effet est très rapide : il n'est pas nécessaire de balayer toute la scène, d'une position de départ à l'autre. On peut donc éclairer un point précis quasi-instantanément, comme par exemple pour l'activation de neurones [151].

L'AOD peut aussi servir dans des systèmes pour piéger des molécules ou comme « pince » optique [152]. Il a notamment été utilisé pour le piégeage d'atomes, comme dans le cas du développement d'un ordinateur quantique [153].

Les AOD peuvent également être utilisés comme connecteurs : en effet le fait de pouvoir changer rapidement d'angle en sortie du composant permet de faire par exemple du routage. En changeant la fréquence acoustique on peut faire passer de la lumière sur un point précis d'un détecteur [154].

La déflection peut permettre aussi de faire de la projection de frange [155], cela permet de développer les mesures spatiales de surfaces en 3D.

Ils peuvent enfin servir pour de la lithographie [156].

IV.3. Modulation

Le rendement d'une interaction optique varie en fonction de la puissance de l'onde acoustique. On peut donc faire varier l'intensité lumineuse en sortie du composant en jouant sur la puissance acoustique en temps réel ; c'est le principe de la modulation.

a) Principe d'un modulateur acousto-optique (AOM)

Un modulateur se doit d'être rapide, dans ce contexte la donnée caractéristique utile du modulateur est son temps de montée, qui est approximativement le temps que met le faisceau acoustique pour traverser le faisceau optique.

$$\tau_m = \frac{BD}{V} \tag{2.71}$$

Avec D la largeur du faisceau lumineux, V la vitesse acoustique et $B = 0.64$ pour un faisceau Gaussien [157].

Pour améliorer la rapidité on peut alors :

- Travailler avec une largeur de faisceau plus faible
- Augmenter la vitesse acoustique, pour cela on travaille avec l'onde acoustique longitudinales (plutôt que transversale) dans les modulateurs.

La divergence du faisceau optique incident doit être faible pour satisfaire aux conditions de Bragg. En tenant compte de la divergence du faisceau acoustique, la condition de synchronisme suppose que la divergence du faisceau optique incident corresponde à la divergence acoustique, pour interagir de façon optimale. La divergence du faisceau optique à l'entrée du modulateur est donnée par :

$$\delta\theta_o = \frac{4\lambda}{\pi n D} \tag{2.72}$$

Avec D la largeur du faisceau (avant divergence, au « waist » dans le cas d'un faisceau laser).

Connaissant la divergence du faisceau acoustique $\delta\theta_a$ (équation (2.12)) on peut en déduire la largeur du faisceau optique D nécessaire pour obtenir une grande efficacité.

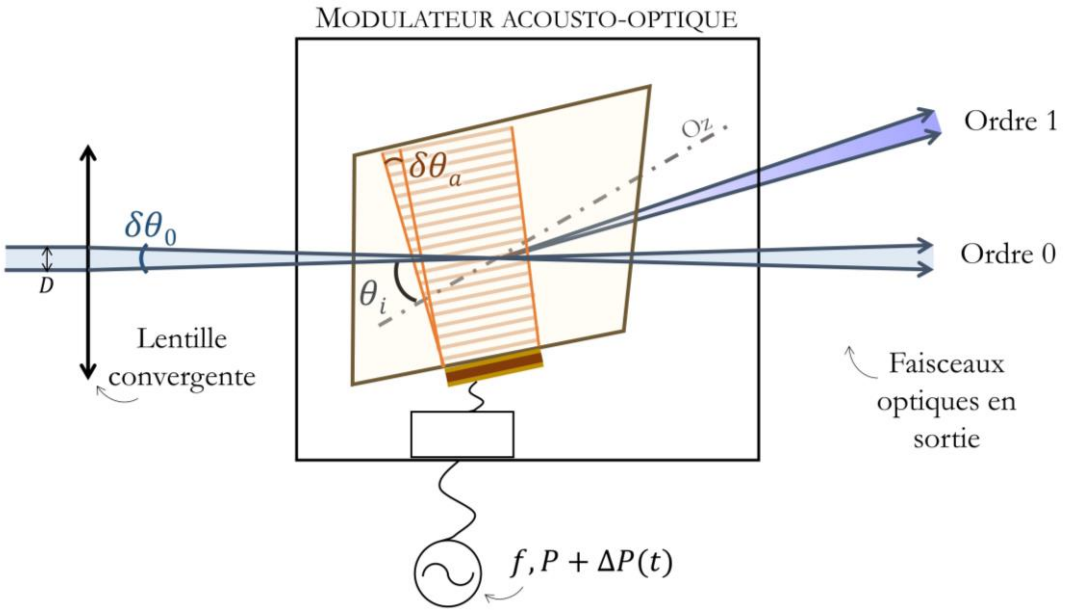


Figure 2.37 : Schéma d'un AOM

b) Exemples d'application

Les modulateurs acousto-optiques sont fréquemment utilisés pour moduler la lumière des lasers. On peut par exemple développer des lasers « Q-switch », notamment utilisés dans l'industrie. Le laser Q-switch est un laser impulsionnel, qui présente une puissance crête supérieure à celle d'un laser continu. Les AOM sont placés à l'intérieur des cavités des lasers et permettent de faire varier le facteur de qualité Q du laser (d'où vient leur nom), en augmentant artificiellement les pertes (en diminuant Q) du laser afin d'optimiser l'inversion de population, puis en baissant brutalement les pertes (en augmentant Q) pour créer une impulsion [158] [159]. Il existe d'autres sortes de modulateurs AO intra-cavités utilisés pour le verrouillage de modes (« mode locker »), qui est une variante pour obtenir un fonctionnement impulsionnel. Dans ce cas, la modulation est réalisée à la fréquence de résonnance de la cavité laser (correspondant à un aller-retour dans la cavité) et permet d'obtenir des pulses optiques très courts (~100 femto secondes) [143] [160]. Et il y a le « mode cavity dumping » qui permet d'obtenir des fréquences de répétition (en MHz) plus hautes que les Q-switch traditionnels [161]. La différence avec un Q-switch traditionnel est que l'énergie est stockée enter les parois de la cavité du laser et non pas dans le milieu amplificateur du laser [162]. C'est en changeant d'état que l'AOM redirige la lumière vers la sortie du laser (en diminuant le facteur Q), le laser étant maintenu au-dessus de son seuil, le taux de répétition dépend seulement de la capacité de l'AOM à changer d'état (en envoyant de courte impulsion acoustique dans son cristal).

Un modulateur acousto-optique peut être utilisé comme isolateur optique, permettant de bloquer les rayons optiques qui pourraient être réfléchis vers la source. La réinjection d'un faisceau à l'intérieur d'une cavité laser est connue pour provoquer des instabilités et provoquer du bruit. L'utilisation d'un AOM externe permet de s'affranchir de ce problème sans modifier la cavité laser [163].

Pour les applications citées, les AOM sont plus avantageux que les composants électro-optiques grâce à leur insensibilité aux variations de température, leur électronique simple et de faible puissance et leur sécurité d'emploi [143].

IV.4. Décalage en fréquence

Le principe de ce décalage est de mettre à profit la variation de la fréquence du faisceau diffracté résultant de l'effet Doppler.

a) Principe d'un décaleur de fréquence optique (AOFS)

Aux conditions de synchronisme et par conservation de l'énergie on a :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{k_d} &= \vec{K} + \overrightarrow{k_i} \\ \omega_d &= \Omega_a + \omega_i \end{aligned} \tag{2.73}$$

Avec Ω_a la pulsation de l'onde acoustique, ω_i la pulsation de l'onde optique incidente et ω_d la pulsation de l'onde optique diffractée.

La fréquence du faisceau optique diffracté est égale à la somme algébrique de la fréquence acoustique et de la fréquence optique incidente (effet Doppler), comme illustré Figure 2.38.

L'ajustement de la fréquence acoustique permet donc de contrôler la fréquence optique, et donc la longueur d'onde du faisceau optique diffracté.

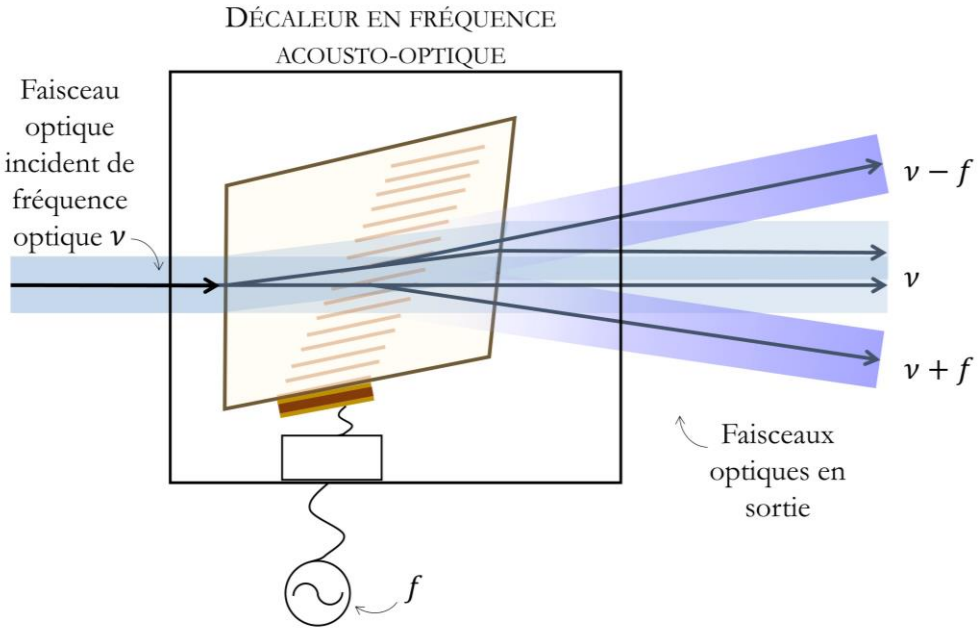


Figure 2.38 : Schéma d'un AOFS

b) Exemples d'application

Un AOFS peut être utilisé pour la détection optique hétérodyne. Dans de nombreux cas, un faisceau optique issu du même laser est séparé en un faisceau « pompe » pour faire une mesure et en un faisceau sonde qui, décalé en fréquence, sert de référence pour l'hétérodynage [164]. On peut par exemple mesurer des vibrations [165]. Généralement la mesure de vibration se fait avec des accéléromètres mais ils ont le désavantage de nécessiter un contact mécanique avec le milieu en vibration, et pour des petites masses, le capteur peut influencer la mesure. C'est pourquoi l'utilisation d'AOFS est intéressante ici : en utilisant l'interférométrie (effet Doppler) on peut mesurer les vibrations de surface qui diffusent la lumière. Un faisceau laser est diffracté dans l'AOFS, le faisceau d'ordre 0 est réfléchi sur l'objet en vibration puis est redirigé vers le photodétecteur et le faisceau d'ordre +1 est redirigé sur le photodétecteur. La différence de phase entre les deux faisceaux (en fonction du temps) donne la vitesse de vibration de l'objet. Une autre méthode consiste à placer l'AOFS sur l'objet vibrant et la fréquence de vibration de l'objet sert de vibration dans le cristal de l'AOFS et permet de diffracter une source lumineuse. La fréquence du faisceau diffracté donnera donc la vitesse de vibration de l'objet [166]. On peut aussi utiliser les décaleurs pour mesurer des distances et des vitesses, comme c'est le cas pour les systèmes optiques de vélocimétrie (en utilisant l'effet Doppler) [167].

IV.5. Filtrage

Le respect de la condition de synchronisme fait qu'un composant acousto-optique se comporte comme un filtre optique.

a) Principe d'un filtre acousto-optique accordable (AOTF)

Le principe du filtre acousto-optique est simple : la condition d'accord de phase de Bragg est remplie pour une longueur d'onde incidente donnée (dite centrale au synchronisme) et elle est partiellement remplie pour les longueurs d'onde proches (asynchronisme). L'efficacité de diffraction diminuant au fur et à mesure que l'asynchronisme croit, la fonction de transfert qui en résulte est de type filtre passe bande autour de la fréquence centrale. L'accordabilité (accordable : « Tunable »), résulte du choix de la fréquence acoustique qui permet de sélectionner la fréquence optique centrale.

Les AOTFs ont une large ouverture angulaire comparée aux autres composants AO, ce qui est utile notamment en imagerie. Il a été démontré par ailleurs [168] qu'il est possible de concevoir un composant fonctionnant quelle que soit la polarisation incidente (Figure 2.39 : Schéma d'un AOTF).

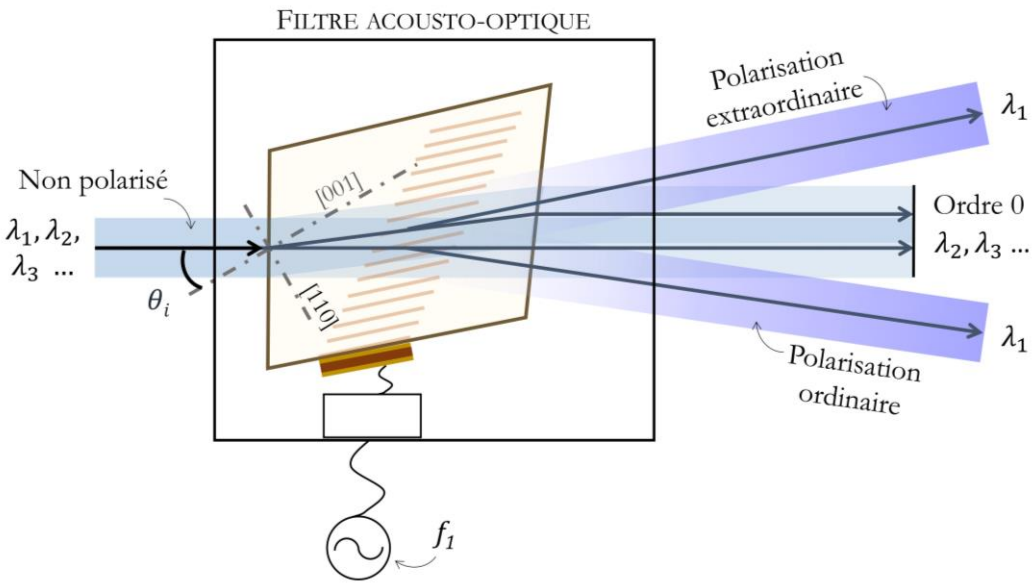


Figure 2.39 : Schéma d'un AOTF

b) Exemples d'application

La spectroscopie constitue sans doute la première application des AOTFs [169]. L'imagerie en bénéficie aussi [170], en particulier pour ce qui concerne l'imagerie en spectroscopie [23], prémisse de l'imagerie multispectrale et hyperspectrale. L'utilisation des AOTFs pour la spectroscopie présente plusieurs avantages : les AOTFs sont rapides, compacts et de faible encombrement, solides, ils peuvent être utilisés sur le terrain, ils ont en outre une bonne résolution et une large bande passante optique.

La plupart des applications possibles des filtres acousto-optiques pour l'imagerie hyperspectrale sont détaillées dans le Chapitre 1, d'autres applications peuvent néanmoins exister. On peut notamment évoquer la détection de faisceau laser de faible intensité, cette détection est réalisée en différenciant la lumière cohérente du laser de la lumière incohérente du fond (soleil, etc.) en réalisant la dérivée optique du spectre observé, le fond ayant une amplitude constante sur le spectre entier et le laser ayant une plus forte amplitude à une longueur d'onde précise, les dérivées de leurs spectres sont différentes [171]. Une autre utilisation des AOTFs peut être l'imagerie 3D, l'idée étant de prendre plusieurs images hyperspectrales de l'objet sous différents angles et de reconstruire son modèle 3D spatial grâce aux données spectrales obtenues, permettant d'une part de le différencier de ce qui l'entoure et d'autre part différencier les différentes parties de l'objet (si c'est une plante, distinguer les feuilles des tiges etc.) [131].

Conclusion du chapitre 2

Le thème de l'acousto-optique concerne évidemment l'interaction entre une onde optique et une onde acoustique, il englobe aussi les nombreuses applications qui en résultent. La plupart des développements technologiques nécessitent l'utilisation de matériaux photoélastiques cristallins. Nous nous intéressons particulièrement à l'interaction dans la Paratellurite, cristal anisotrope particulièrement efficace.

On retiendra que les paramètres importants caractérisant une interaction acousto-optique sont :

- Les paramètres acoustiques :
  - Vitesse acoustique et lenteur,
  - Angle de la coupe acoustique,
  - Oblicité acoustique et divergence,
  - Fréquence acoustique,
  - Puissance acoustique.
- Les paramètres optiques :
  - Indices optiques selon le matériau et gyrotropie,
  - Longueur d'onde optique,
  - Nature du faisceau incident (polarisation),
  - Largeur du faisceau incident,
  - Angle incident dans le cristal,
  - Oblicité optique.
- Les paramètres intrinsèques de l'interaction :
  - Le régime d'interaction (Bragg ou Raman-Nath),
  - Facteur de mérite du matériau,
  - Conditions de synchronisme et efficacité,
  - Types d'interaction (colinéaire ou non).
- La fonction à réaliser (Déflection, modulation, filtrage…).

La conception d'un composant consiste à déterminer l'ensemble optimum des paramètres, selon un cahier des charges applicatif donné.

Dans les chapitres suivants nous étudions plus particulièrement les AOTFs pour l'imagerie hyperspectrale et spectro-polarimétrique.

Chapitre 3 : Les composants acousto-optiques pour l'analyse de la polarisation

Introduction

Le phénomène de diffraction acousto-optique dans les cristaux biréfringents permet dans certaines cas l'analyse de la polarisation de la lumière. Les AOTFs sont capables de diffracter simultanément un faisceau issu d'une source lumineuse non polarisée en deux faisceaux de polarisations rectilignes et orthogonales. L'intensité lumineuse de chacun de ces faisceaux dépend de la polarisation du faisceau incident et des efficacités de diffraction. On peut ainsi sous certaines conditions obtenir une mesure polarimétrique, lorsque l'on se place dans les conditions qui permettent d'avoir un maximum d'efficacité pour ces deux diffractions, c'est-à-dire dans le cas dit de « diffraction simultanée ». Ce cas présente généralement une faible bande de fonctionnement.

Dans ce chapitre, la diffraction simultanée est explicitée et différents systèmes d'analyse polarimétrique comportant un AOTF sont présentés. Nous analysons et développons finalement un système permettant une lecture directe des polarisations tout en maintenant une large bande de fonctionnement.

I. Les composants AO pour la polarimétrie

L'utilisation des composantes acousto-optiques pour l'analyse de la polarimétrie se comprend intuitivement par l'emploi de cristaux biréfringents qui offre la possibilité de décomposer une source lumineuse non polarisée en deux faisceaux orthogonalement polarisés. Cela fait des AOTFs des séparateurs de polarisation « naturels ».

I.1. Principe

Avec les AOTFs il est possible d'obtenir une mesure de faisceaux polarisés linéairement. Cependant, nous ne réalisons pas une lecture complète de la polarisation de la source : cela ne permet pas en particulier de retrouver les 4 paramètres de Stokes I, Q, U et V (Annexe B, équation (Annexe B.4)). Une mesure de l'intensité des faisceaux diffractés nous permet d'obtenir seulement les paramètres I et Q, étant donné qu'on aura accès seulement aux valeurs des intensités des deux composantes. Mais sans obtenir U et V on ne peut pas faire la différence entre une lumière totalement non polarisée et une lumière polarisée linéairement à 45°, ou encore une onde polarisée circulairement [132]. Ce phénomène est illustré Figure 3.1.

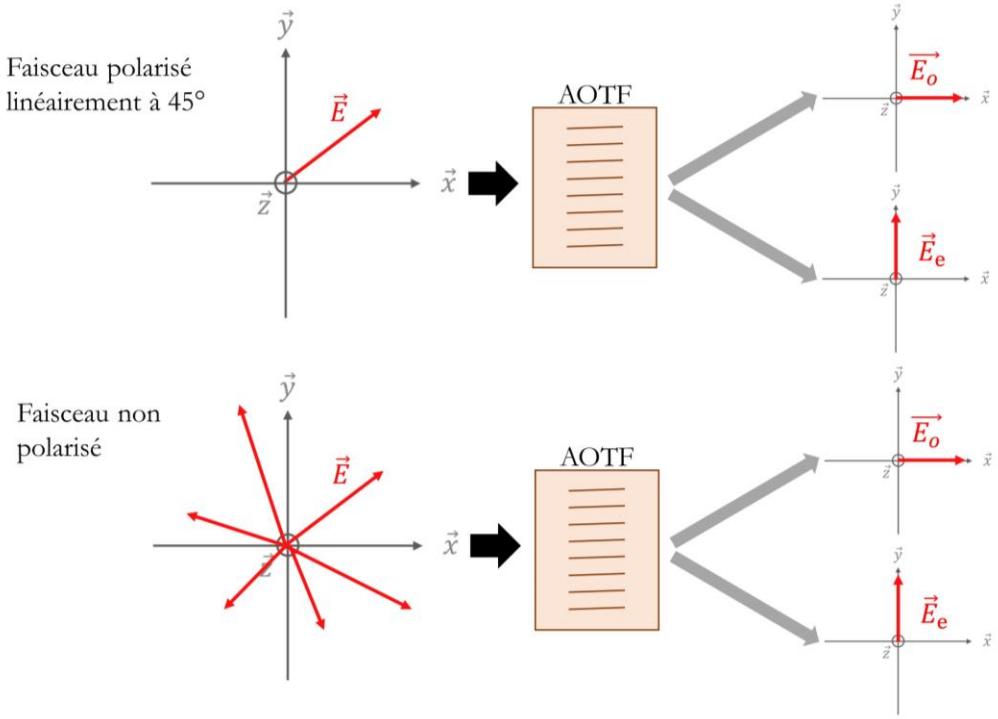


Figure 3.1 : Exemple de cas de faisceaux lumineux de différentes polarisations (un polarisé, l'autre non) où l'observation est identique après passage dans l'AOTF.

Cependant il n'est pas forcément nécessaire d'avoir les 4 coefficients de Stokes pour extraire une information utile sur la polarisation dans un certain nombre de cas, en particulier si le but est de détecter un objet et de le différencier du reste de la scène observée et que la mesure des polarisations linéaires et orthogonales donne des résultats différents.

Deux catégories de système de mesure de polarimétrie sont possibles avec un AOTF [172] : dans un cas on utilise l'AOTF seul et les deux faisceaux diffractés sont mesurés

en sortie de celui-ci, dans le second cas on place en amont un composant pour sélectionner la polarisation en entrée de l'AOTF et on peut alors ne mesurer qu'un faisceau diffracté.

La partie suivante présente un état de l'art des différentes possibilités de système comportant un AOTF pour analyser la polarisation d'une source.

I.2. Les différents systèmes développés

Un AOTF seul ne va permettre que de mesurer les intensités sur deux plans de polarisation orthogonaux. On obtient alors les mesures horizontales et verticales, et donc seulement les deux premiers paramètres de Stokes (I et Q) [132].

Une solution a été proposée pour améliorer la capacité à déterminer la polarisation, elle consiste à faire tourner selon l'axe optique le système complet sur lui-même (AOTF + caméra) et de se servir de l'AOTF comme d'un polariseur. Ceci permet d'avoir 4 positions de lecture de polarisation linéaire (0°, 45°, 90° et 135°) et donc de déterminer le dégrée de polarisation linéaire (DOLP) de la source [121]. Avec un tel système on détermine seulement les trois premiers paramètres de Stokes (I, Q et U). L'identification de la polarisation circulaire n'est toujours pas possible. Notons aussi que ce système est potentiellement moins précis et moins robuste avec l'ajout de parties mécaniques.

Une autre solution pour retrouver les quatre directions de polarisation linéaire (0°, 45°, 90° et 135°) est d'avoir deux AOTFs identiques en parallèle qui donnent chacun les ordres +1 et -1 et qui sont tournés de 45° l'un par rapport à l'autre (selon l'axe optique) [81]. Cependant ce système nécessite deux AOTFs identiques (avec les mêmes caractéristiques).

Si un AOTF seul ne permet pas la lecture complète de la polarisation et si la rotation de l'AOTF ajoute de l'imprécision de mesure, il est par ailleurs possible d'ajouter des composants polarisants au système pour permettre une analyse plus poussée de la polarisation tout en ayant qu'un seul AOTF.

Il est ainsi possible de réaliser une mesure de la polarisation en ajoutant une lame de retard en amont de l'AOTF. Alignée à 45° par rapport à un plan de polarisation de l'AOTF, la lame induit un retard en fonction de son épaisseur et selon la longueur d'onde. En observant la réponse de ce système en fonction de la longueur d'onde, une modulation apparait pour les éléments polarisants observés [121]. Ce système permet à nouveau d'obtenir les 3 trois premiers paramètres de Stokes, cela dit, la mesure spectrale quant à elle nécessite une analyse plus détaillée.

Pour pallier la modulation d'amplitude en fonction de la longueur d'onde, il faut contrôler le déphasage apporté au faisceau lumineux. Le plus souvent ce sont les LCVRs (liquid cristal variable retarder) qui sont utilisés pour apporter ce déphasage contrôlé. Un LCVR permet de choisir l'angle de la polarisation en fonction de l'orientation des cristaux liquides. Cette orientation est déterminée en fonction de la tension aux bornes de la lame à cristaux liquides, permettant d'avoir plusieurs directions de polarisation disponibles avec un seul composant. Ceci a l'avantage de n'ajouter aucune partie mécanique, tout en restant relativement rapide (les LCVRs sont plus lents que les AOTFs). Un exemple de système AOTF + LCVR est présenté Figure 3.2.

Lorsque l'on utilise un tel système (comportant un LCVR) on peut alors n'utiliser qu'un seul faisceau diffracté en sortie de l'AOTF [172]. En effet, les systèmes cités précédents devaient obligatoirement se trouver dans le cas de diffraction simultanée pour permettre de mesurer les deux polarisations en même temps, dans le cas contraire, deux mesures consécutives avec deux fréquences acoustiques différentes sont nécessaires (mais selon la source on perd en précision s'il y a variation temporelle). Dans les systèmes AOTF+LCVR il est possible de choisir les conditions de synchronisme en fonction d'un seul faisceau optique si nécessaire. On peut alors par exemple se trouver dans le cas des tangentes parallèles et obtenir une grande acceptance angulaire.

Un tel système est plus performant dans certains cas étant donné que la différence entre les polarisations orthogonales obtenues permet un meilleur contraste après traitement des données. Cela est suffisant pour détecter un objet polarisant linéairement la lumière dans un environnement non polarisant par exemple. C'est le cas notamment des objets manufacturés (souvent fabriqués avec des grandes surfaces lisses), comme par exemple les véhicules. S'ils sont camouflés, on peut les détecter au milieu de la végétation [56], [122]. C'est le cas aussi en médecine pour la détection d'anomalies (comme on a vu dans le chapitre 1, on peut utiliser dans la recherche pour le cancer) [85].

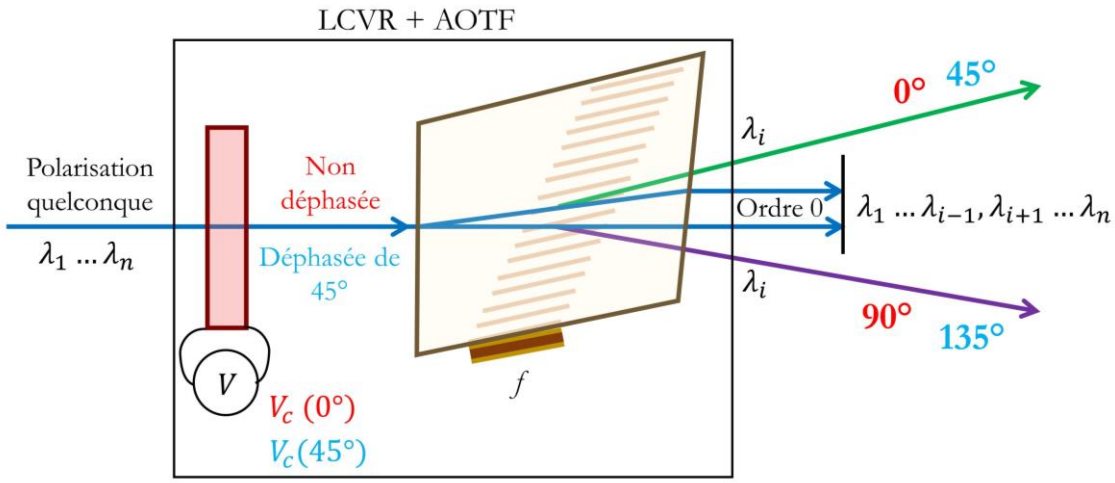


Figure 3.2 : Exemple de système AOTF + LVCR pour obtenir les 4 directions de polarisations linéaires.

Un tel système (AOTF + LCVR) permet uniquement de retrouver les paramètres linéaires du vecteur de Stokes. Pour obtenir les 4 composants du vecteur de Stokes, un seul LCVR ne suffit pas. En revanche, il a été démontré qu'avec deux LCVRs et un AOTF on peut mesurer totalement le vecteur de Stokes [132]. On peut alors avoir 4 images différentes selon les choix des paramètres des LCVRs et pour différentes longueurs d'onde grâce à l'AOTF. Avec ce système, même la polarisation circulaire peut être déterminée et donc le paramètre V du vecteur de Stokes. Il est dans certains cas beaucoup plus significatif de pouvoir mesurer les 4 paramètres de Stokes pour être plus précis dans la différenciation de matériaux (par exemple de minéraux [42] ou encore la détection d'objets [56], car certains matériaux (verre, roche…) polarisent la lumière alors que d'autres le font beaucoup moins (végétaux)). Ceci permet par exemple de détecter du camouflage dans le cas d'une faible intensité lumineuse et venir renforcer une analyse spectrale.

Le Tableau 3-1 résume les différentes méthodes de mesure polarimétrique concernant les AOTFs évoquées ci-dessus. On remarquera que le plus simple reste bien évidemment de n'utiliser qu'un AOTF, seul. En effet, bien qu'on ne puisse lire que deux paramètres de vecteur de Stokes on obtient quand même une idée de la polarisation de la lumière issue de l'objet observé. Dans certains cas cela est suffisant pour formuler une analyse de la scène. Les systèmes ajoutant les LCVRs sont plus précis en termes de lecture de la polarisation mais sont plus complexes, moins rapides, voient potentiellement leurs bandes spectrales diminuer et sont plus coûteux en énergie. De plus, les mesures sont obligatoirement réalisées les unes après les autres pour obtenir les différentes polarisations, et cela rend les mesures en temps réel moins efficaces.

En outre, dans le cas où la mesure est effectuée en faisant varier les paramètres de la source lumineuse éclairant l'objet observé, l'AOTF permet de donner deux polarisations orthogonales directement sans ambigüité.

Tableau 3-1 : Comparaison des différents systèmes comportant un AOTF pour la mesure de la polarisation

Système	**Stokes**				**Avantages**	**Inconvénients**
	I	Q	U	V		
AOTF seul	x	x			• Simple • Rapide • Mesures simultanées	• Mesure partielle de la polarisation
AOTF seul en rotation	x	x	x		• Plus de donnée que AOTF simple	• Peu robuste (partie mécanique)
2 AOTFs (tourné de 45°)	x	x	x		• Plus de donnée que AOTF simple	• Coût • Nécessite deux AOTFs identiques
AOTF + LCVR	x	x	x		• Peut avoir une plus grande acceptance angulaire	• Plus complexe • Moins rapide (ajout de LCVR)
AOTF + 2 LCVRs	x	x	x	x	• Mesure du vecteur en entier y compris la polarisation circulaire	• Complexe • Moins rapide (ajout de LCVR)

Selon les besoins et les applications on choisira évidemment le système le plus adapté.

II. Le principe de diffraction simultanée

L'interaction acousto-optique anisotrope dépend de la polarisation du faisceau incident. Il existe deux modes de diffraction : du mode ordinaire vers extraordinaire et du mode extraordinaire vers ordinaire. Il est ainsi possible d'avoir plusieurs faisceaux diffractés en sortie du cristal de polarisations différentes quand la polarisation du faisceau incident le permet. Le rendement de diffraction dépend notamment de la fréquence de l'onde acoustique. La fréquence théorique nécessaire pour obtenir un rendement de diffraction de 100% d'une polarisation vers une autre est connue analytiquement (2.68).

II.1. Obtention de la diffraction simultanée

Pour un faisceau optique incident non polarisé linéairement horizontalement ou verticalement (par rapport à l'AOTF), il y a potentiellement deux faisceaux diffractés.

Si l'interaction respecte les conditions de synchronisme pour les deux modes on a alors ce que l'on appelle une diffraction simultanée. La diffraction simultanée est obtenue dans le cas illustré par le diagramme des vecteurs en Figure 3.3. D'un seul faisceau optique incident non polarisé on obtient deux faisceaux diffractés d'ordre +1 et -1 dont les intensités lumineuses sont à leurs maxima.

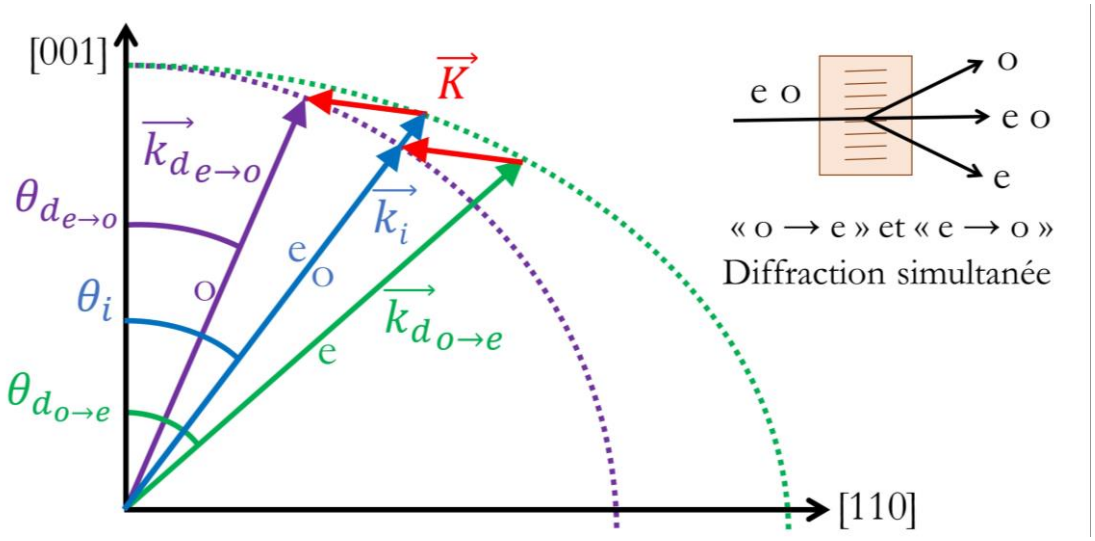


Figure 3.3 : Diagramme des vecteurs pour une interaction à diffraction simultanée

Le module du vecteur d'onde acoustique est identique pour les deux diffractions (cf. simultanées) et les deux diffractions sont au synchronisme : c'est à dire que l'on a une configuration qui permet d'avoir 100% de diffraction sur les deux modes. Il existe donc une unique fréquence acoustique pour un angle d'incidence donné qui permet cette interaction.

II.2. Fréquence acoustique de la diffraction simultanée

Les intensités lumineuses des faisceaux diffractés dépendent très fortement de l'angle d'incidence et de la fréquence acoustique choisis. En effet, dès que l'on se décale un peu de la condition de synchronisme pour l'une des interactions, on conserve une diffraction simultanée mais dont l'efficacité de diffraction diminue. Selon le choix des paramètres on aura plus ou moins l'ordre +1 ou l'ordre -1 en sortie du cristal.

La Figure 3.4 présente l'évolution des fréquences au synchronisme des deux modes (2.68), et met en exergue le point de diffraction simultanée. Il apparait clairement qu'il existe pour chaque longueur d'onde un couple de paramètres propres permettant la diffraction simultanée : (f_0, θ_{i0}). Toute variation éloignant l'angle d'incidence ou la fréquence de ce point de fonctionnement entraine alors une baisse de l'efficacité de l'une ou des deux diffractions.

On remarque notamment que cette variation est d'autant plus sensible pour les faibles longueurs d'onde où les courbes de fréquences pour les deux modes sont plus éloignées les unes des autres.

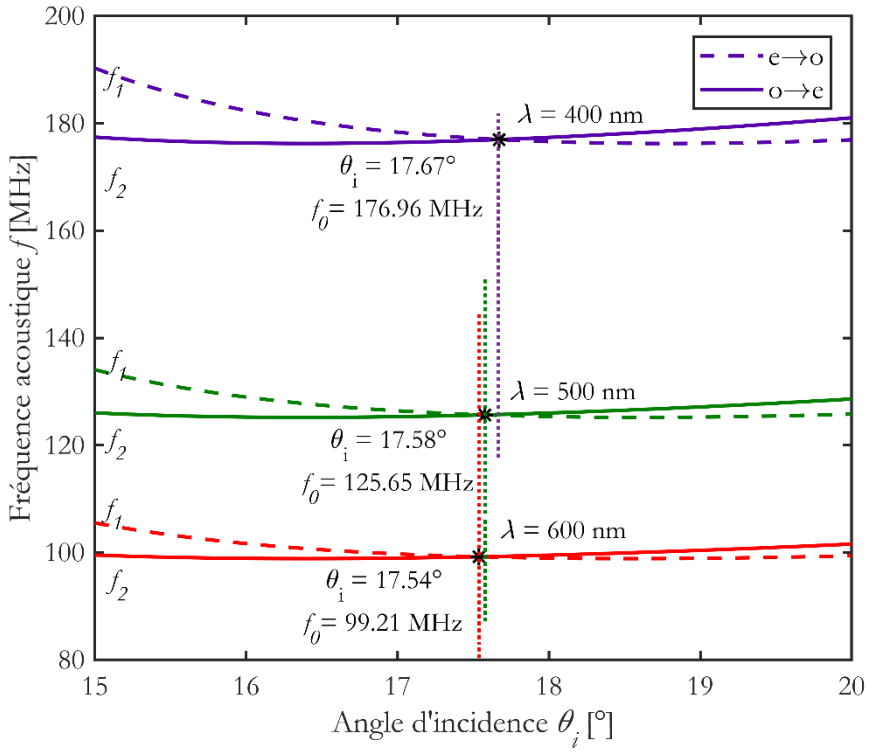


Figure 3.4 : Evolution des fréquences acoustiques au synchronisme en fonction de l'angle incident pour plusieurs longueurs d'onde. Le point de diffraction simultanée est mis en exergue (astérisque noire) ainsi que les valeurs de ce point de fonctionnement (fréquence et angle d'incidence).

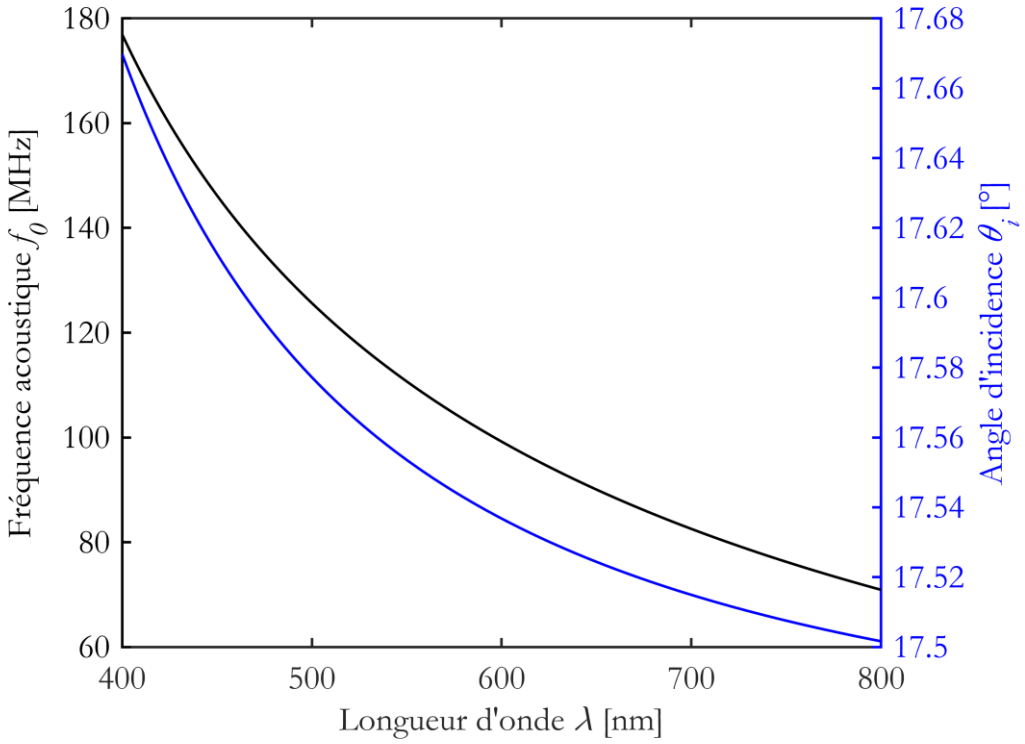


Figure 3.5 : évolutions de la fréquence acoustique et de l'angle d'incidence pour la diffraction simultanée en fonction de la longueur d'onde.

Les évolutions de la fréquence et de l'angle d'incidence de la diffraction simultanée en fonction de la longueur d'onde sont présentées Figure 3.5. Leurs allures sont similaires et confirment l'observation faite pour la Figure 3.4. Même si la valeur de l'angle d'incidence peut sembler à priori faible, un peu moins de 0,1° sur l'étendue de la bande visible, il n'en est rien : cela a une incidence majeure lors des interactions acousto-optiques.

III. Analyseur de polarisation acousto-optique large-bande

Un filtre acousto-optique permet de sélectionner la longueur d'onde des faisceaux diffractés mais aussi leurs polarisations. Les faisceaux diffractés d'ordre +1 et -1 sont de polarisations rectilignes et orthogonales. Cette capacité permet de déterminer qualitativement si la source est polarisée ou non. Cependant pour avoir une analyse quantitative de la polarisation, il faut assurer un rendement de diffraction égal pour les deux diffractions. C'est possible quand le point de fonctionnement respecte la condition de diffraction simultanée. Les paramètres menant à cette condition étant différents pour chaque longueur d'onde, ceci conduit à un système de faible bande passante spectrale de fonctionnement lorsque l'orientation de l'AOTF est fixée. Nous étudions ici la bande passante d'un tel filtre et développons une stratégie pour permettre une large bande spectrale de fonctionnement.

Le système proposé ici permet de mesurer les polarisations orthogonales avec un aspect quantitatif, sans réaligner le système, pour chaque longueur d'onde, dans une grande bande passante, tout en ne jouant que sur la fréquence acoustique.

III.1. Caractéristiques du montage expérimental

a) Caractéristiques de l'AOTF

L'AOTF utilisé est composé d'un cristal de TeO_2, il présente une coupe acoustique de 8° et travaille dans le visible (400 – 700 nm). Son unique transducteur possède une électrode de 15 mm permettant une bonne résolution spectrale (entre 0.4 nm et 2.4 nm). Cet AOTF permet de diffracter simultanément les deux polarisations (e vers o et o vers e).

b) Montage expérimental

Le système est aligné tel que le faisceau optique incident forme un angle θ_i constant avec l'axe cristallographique [001] du cristal. L'angle choisi est celui de la diffraction simultanée, pour une seule longueur d'onde : λ_c. Dans notre cas nous avons choisi $\lambda_c = 671$ nm. Lors des expérimentations nous utilisons plusieurs sources lasers polarisés linéairement. Pour faire varier la polarisation d'entrée, des lames à 45° sont utilisées pour créer un faisceau d'entrée polarisé à 45° (donc 50% horizontal et 50% vertical, soit 50% couplés sur le mode extraordinaire et 50% sur celui ordinaire). Cette polarisation est contrôlée et mesurée à l'aide d'un cube séparateur et d'une photodiode pour s'assurer de la répartition exacte de la polarisation.

La fréquence acoustique envoyée sur l'AOTF est contrôlée par un générateur RF qui permet de contrôler avec précision la fréquence. De plus, nous réalisons des balayages en fréquence pour déterminer les fréquences remarquables (celle de la diffraction simultanée et celle des deux maximums selon les modes).

Les intensités des faisceaux diffractés sont mesurées par une photodiode et affichées sur un oscilloscope. Pour éviter des différences de mesure les deux faisceaux sont envoyés sur la même photodiode grâce à une lentille convergente en sortie de l'AOTF. L'ordre 0 en sortie est systématiquement bloqué et les différents ordres +1 et -1 sont bloqués alternativement selon la polarisation mesurée.

La Figure 3.6 présente le montage expérimental nous permettant de mesurer la réponse de notre système.

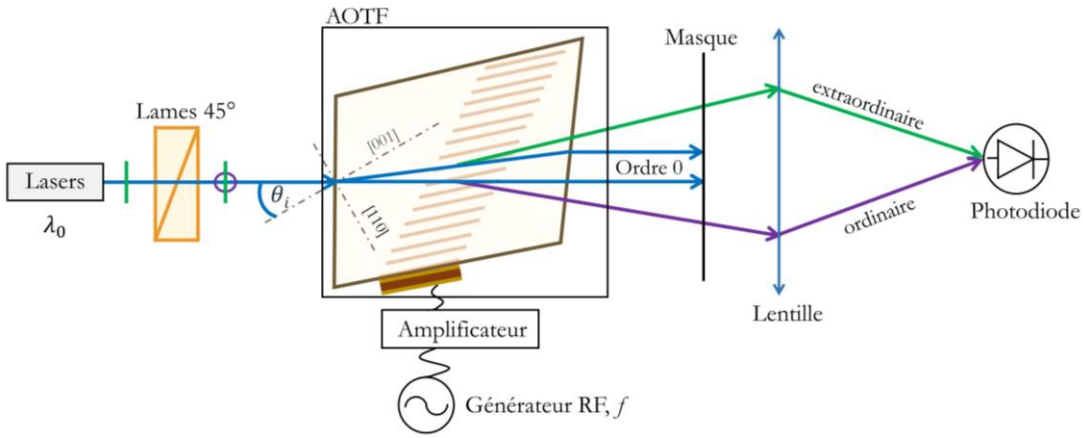


Figure 3.6 : Schéma du montage expérimental pour la validation de la mesure

III.2. Principe

Lorsque le système est aligné pour une longueur d'onde centrale, la fréquence acoustique idéale est alors la fréquence de la diffraction simultanée pour cette longueur d'onde. Cependant on ne cherche pas à refaire l'alignement du système à chaque fois que l'on change de longueur d'onde. L'angle d'incidence est alors fixe et correspond à l'angle de la diffraction simultanée pour une seule longueur d'onde.

a) Cas de la fréquence de diffraction simultanée

Le vecteur d'asynchronisme est différent pour les deux modes lorsque l'on utilise la fréquence de diffraction simultanée bien que l'angle d'incidence, lui, soit différent de celui de la diffraction simultanée. Ce phénomène est illustré sur la Figure 3.7.

On obtient alors des efficacités différentes pour les deux modes de diffraction et ce n'est pas ce que l'on cherche. L'exemple pour $\lambda = 405$ nm et $\lambda_c = 671$ nm est donné en Figure 3.8. On remarque que la fréquence de la diffraction simultanée ne permet pas de déterminer la polarisation du faisceau à 405 nm lorsque l'on se trouve avec l'angle de diffraction simultanée pour 671 nm.

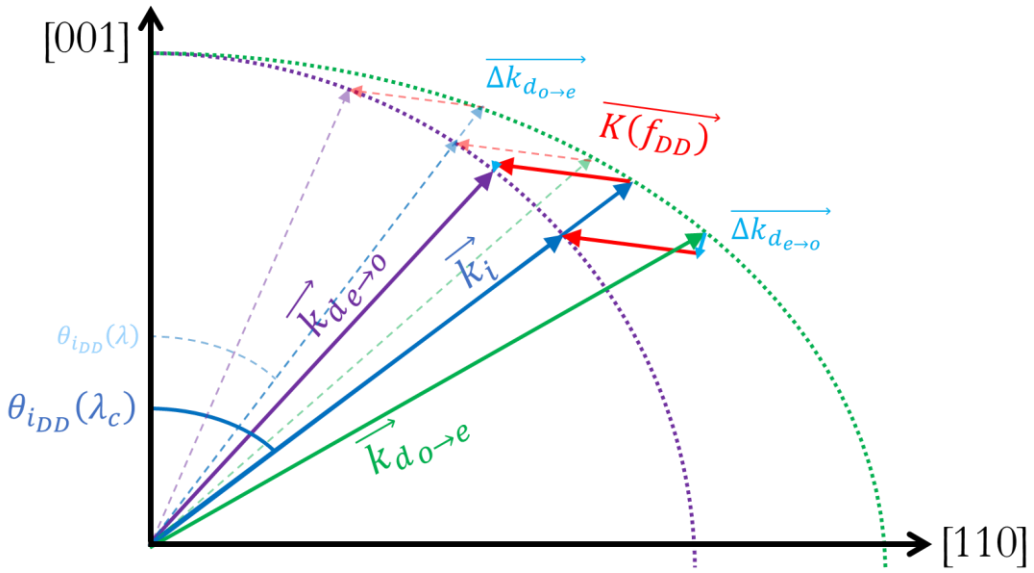


Figure 3.7 : Diagramme des vecteurs lors du changement d'angle d'incidence en utilisant la fréquence de diffraction simultanée

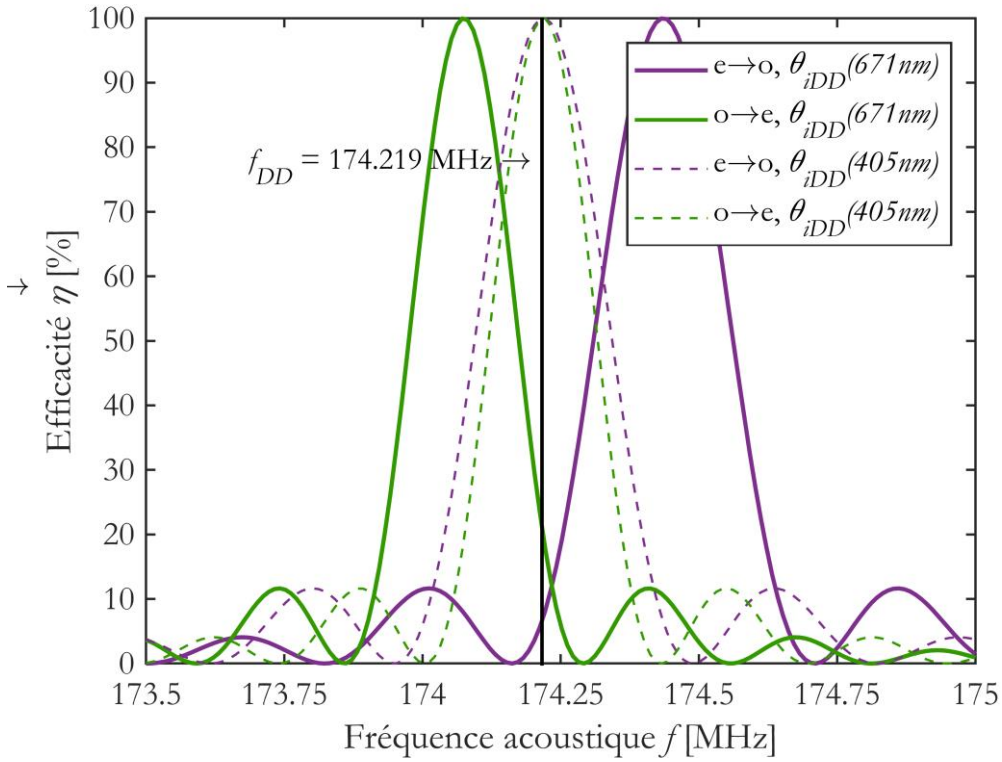


Figure 3.8 : Efficacité en fonction de la fréquence acoustique pour la longueur d'onde λ= 405 nm lorsque le système est aligné pour 671 nm (trait plein) pour les deux modes et lorsque le système est aligné pour 405 nm (en pointillé). La fréquence de la diffraction simultanée est indiquée et les efficacités pour λ= 405 nm.

b) Calcul des fréquences optimales de diffraction

En faisant varier la fréquence on s'attend à repérer la fréquence pour laquelle la proportion de diffraction des deux modes est identique, et qui permettra donc une mesure correcte de la polarisation de la source optique considérée :

$$\eta_{e\to o} = \eta_{o\to e} = \frac{P}{P_0}\frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{P}{P_0}+\left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right)^2}\right)}{\frac{P}{P_0}+\left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right)^2} \tag{3.1}$$

Avec $\Delta\Phi$ l'asynchronisme de phase ici identique pour les diffractions des deux modes.

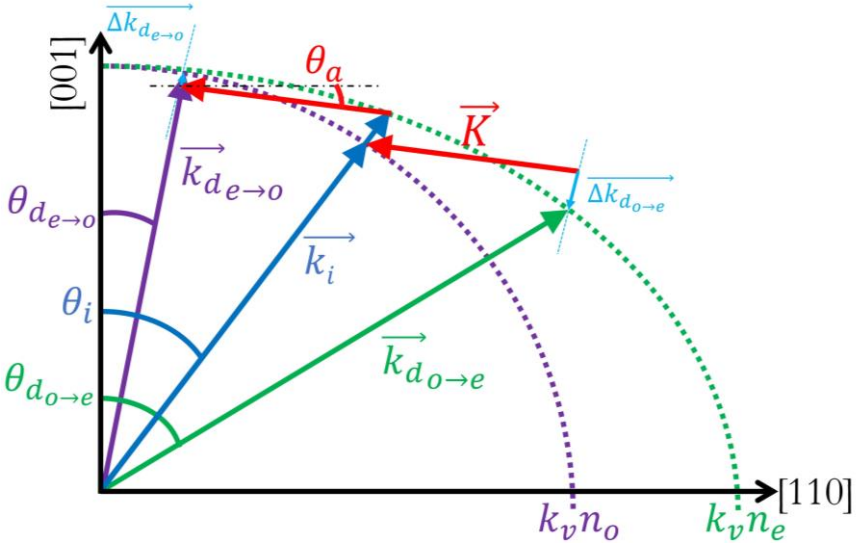


Figure 3.9 : Schéma de la diffraction simultanée lorsque les vecteurs $\overrightarrow{\Delta k_{d_{o\to e}}}$ et $\overrightarrow{\Delta k_{d_{e\to o}}}$ ne sont pas égaux

Sur la Figure 3.9 les vecteurs d'asynchronisme $\overrightarrow{\Delta k_{d_{o\to e}}}$et $\overrightarrow{\Delta k_{d_{e\to o}}}$ apparaissent, on peut alors géométriquement retrouver leurs expressions.

On note ici F la fréquence qui permet d'avoir cette égalité des asynchronismes.

L'expression permettant d'obtenir l'asynchronisme pour $e \to o$ pour cette interaction est la suivante :

$$\overrightarrow{\Delta k_{d_{o\to e}}} = \begin{pmatrix} n_e(\theta_{d_{oe}})\sin(\theta_{d_{oe}})\frac{2\pi}{\lambda} - n_o\sin(\theta_i)\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{F}{V}2\pi\cos(\theta_a) \\ n_e(\theta_{d_{oe}})\cos(\theta_{d_{oe}})\frac{2\pi}{\lambda} - n_o\cos(\theta_i)\frac{2\pi}{\lambda} + \frac{F}{V}2\pi\sin(\theta_a) \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

L'expression permettant d'obtenir l'asynchronisme pour $o \to e$ pour cette interaction est la suivante :

$$\overrightarrow{\Delta k_{d_{e\to o}}} = \begin{pmatrix} n_o(\theta_{d_{eo}})\sin(\theta_{d_{eo}})\frac{2\pi}{\lambda} - n_e(\theta_i)\sin(\theta_i)\frac{2\pi}{\lambda} + \frac{F}{V}2\pi\cos(\theta_a) \\ n_o(\theta_{d_{eo}})\cos(\theta_{d_{eo}})\frac{2\pi}{\lambda} - n_e(\theta_i)\cos(\theta_i)\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{F}{V}2\pi\sin(\theta_a) \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

Sachant que les vecteurs d'asynchronisme ont tous la même orientation (Chapitre 2 : Figure 2.24), le vecteur $\overrightarrow{\Delta k_d}$ est le même pour les deux diffractions donnant donc le même déphasage. On a alors $\overrightarrow{\Delta k_{d\,o\to e}} = -\overrightarrow{\Delta k_{d\,e\to o}} = \overrightarrow{\Delta k_d}$.

Par construction on obtient aussi :

$$\overrightarrow{\Delta k_d} = |\Delta k_d| \begin{pmatrix} \sin(\theta_a + \psi) \\ \cos(\theta_a + \psi) \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

Trouver cette fréquence revient à résoudre les équations suivantes :

$$\left|\overrightarrow{\Delta k_{d\,e\to o}}\right| = \left|\overrightarrow{\Delta k_{d\,o\to e}}\right| \tag{3.5}$$

$$\overrightarrow{\Delta k_{d\,o\to e}} = -\overrightarrow{\Delta k_{d\,e\to o}} \tag{3.6}$$

La résolution de l'équation (3.5) donne une expression de F dépendante des angles de diffraction des faisceaux sortants :

$$F = \frac{V}{2\lambda} \frac{n_e^2(\theta_{d_{oe}}) - n_e^2(\theta_i) + 2n_o\left[n_e(\theta_i)\cos(\theta_{d_{eo}} - \theta_i) - n_e(\theta_{d_{oe}})\cos(\theta_{d_{oe}} - \theta_i)\right]}{(n_e(\theta_i) + n_o)\sin(\theta_a - \theta_i) + n_o \sin(\theta_{d_{eo}} - \theta_a) + n_e(\theta_{d_{oe}})\sin(\theta_{d_{oe}} - \theta_a)} \tag{3.7}$$

Les angles de diffraction dépendent eux aussi de la fréquence acoustique. En développant l'équation (3.6), les termes comportant F s'annulent et on obtient :

$$\begin{cases} n_e(\theta_{d_{oe}})\sin(\theta_{d_{oe}}) = -n_o(\theta_{d_{eo}})\sin(\theta_{d_{eo}}) + (n_e(\theta_i) + n_o)\sin(\theta_i) \\ n_e(\theta_{d_{oe}})\cos(\theta_{d_{oe}}) = -n_o(\theta_{d_{eo}})\cos(\theta_{d_{eo}}) + (n_e(\theta_i) + n_o)\cos(\theta_i) \end{cases} \tag{3.8}$$

En réalisant la résolution numérique des équations (3.7) et (3.8) on obtient la valeur de la fréquence optimale.

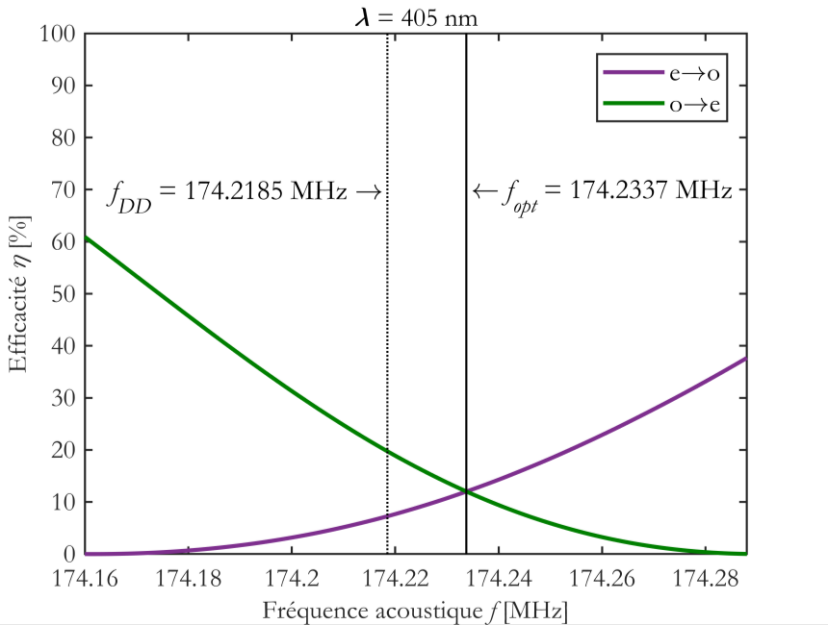


Figure 3.10 : Efficacité en fonction de la fréquence acoustique pour la longueur d'onde λ= 405 lorsque le système est aligné pour 671 nm. La fréquence de la diffraction simultanée et optimale sont indiquées.

Le résultat attendu pour 405 nm est présenté Figure 3.10. De cette façon on peut trouver la fréquence optimale, f_{opt} pour chaque longueur d'onde. Cette fréquence ainsi que la fréquence de la diffraction simultanée sont affichées sur cette figure.

En procédant de cette façon pour toutes les longueurs d'onde on peut trouver la fréquence optimale pour tout le spectre. Il y a une différence non négligeable entre les efficacités de diffraction des deux modes $\eta_{e\to o}$ et $\eta_{o\to e}$ pour les basses longueurs d'onde, les valeurs pour 405 nm sont comparées avec celles de 532 nm dans le Tableau 3-2.

Tableau 3-2 : Différence entre les efficacités pour la fréquence optimale et de la diffraction simultanée

Longueur d'onde	**Non optimisée**				**Optimisé**	
λ	f_{DD}	$\eta_{e\to o}$	$\eta_{o\to e}$	e = $\frac{\eta_{o\to e}}{\eta_{e\to o}}$	f_{opt}	$\eta_{e\to o} = \eta_{o\to e}$
[nm]	[MHz]	%	%		[MHz]	%
671	87,244	100	100	1	87,244	100
532	116.287	**94.44**	**95.55**	1.012	116.286	**94.92**
405	174,219	**7.263**	**19.74**	**2.72**	174.234	**12.01**

La différence entre les efficacités de diffraction se dégrade rapidement pour les basses longueurs d'onde. Par exemple pour 405 nm, on passe de rendements de 7.26% pour $\eta_{e\to o}$ et 19.74 % pour $\eta_{o\to e}$. Lorsque l'on veut utiliser un tel système pour la lecture d'une différence de polarisation entre les deux faisceaux en sortie (polarisation orthogonales), ici on aurait une différence de proportion entre les deux mesures d'un rapport de 2.72 : la lecture immédiate est alors impossible sachant que l'on aura une intensité pour un faisceau 2.72 fois plus forte que pour l'autre faisceau alors que la proportion initiale dans le faisceau incident est identique pour les deux polarisations orthogonales. Ce qui demanderait alors un traitement des données de plus à la sortie.

Avec l'utilisation de la fréquence optimale, on a alors 12.01% pour les deux modes de diffraction. Ceci se situe finalement entre les deux autres valeurs obtenues précédemment pour f_{DD} et permet une première analyse de la polarisation (limitée à la composition de polarisations linéaires et orthogonales) du faisceau incident.

III.3. Validation expérimentale

Le résultat attendu pour 532 nm quand le système est aligné pour la longueur d'onde centrale de 671 nm est présenté Figure 3.11. Une première expérience a été réalisée pour confirmer l'existence de la fréquence optimale. La Figure 3.12 présente l'efficacité relative pour 532 nm. Cette efficacité est normalisée avec la mesure de l'intensité de l'ordre 0.

Les résultats sont similaires à ceux obtenus pour la simulation : on obtient bien un point où les efficacités de diffraction sont égales.

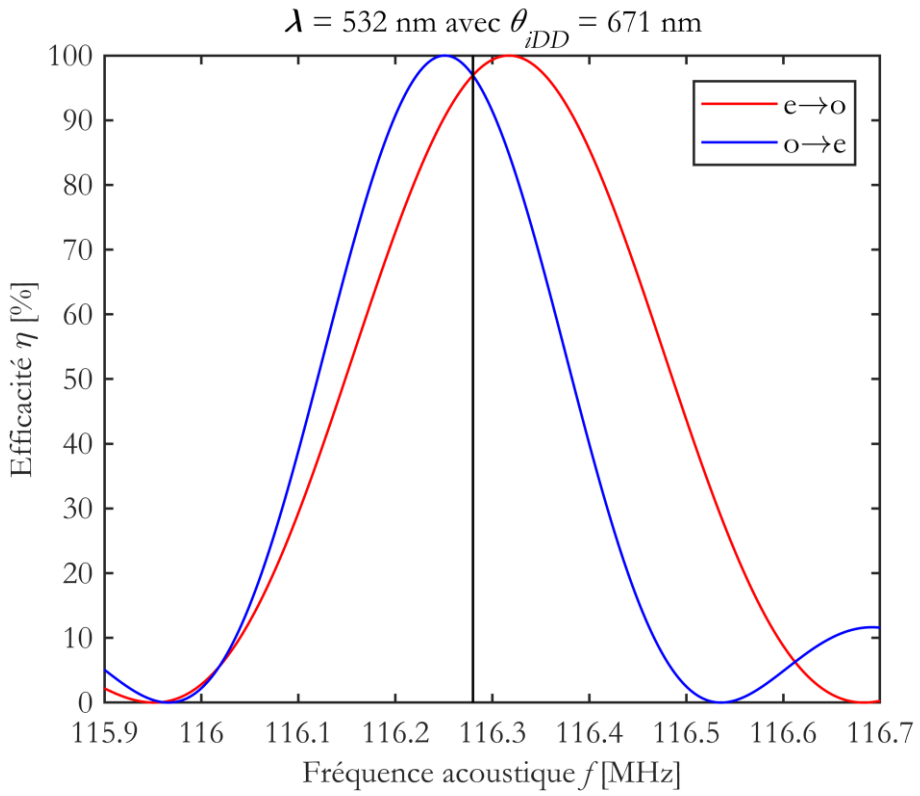


Figure 3.11 Efficacité en fonction de la fréquence acoustique pour la longueur d'onde λ= 532 lorsque le système est aligné pour 671 nm. La fréquence optimale est indiquée en noir.

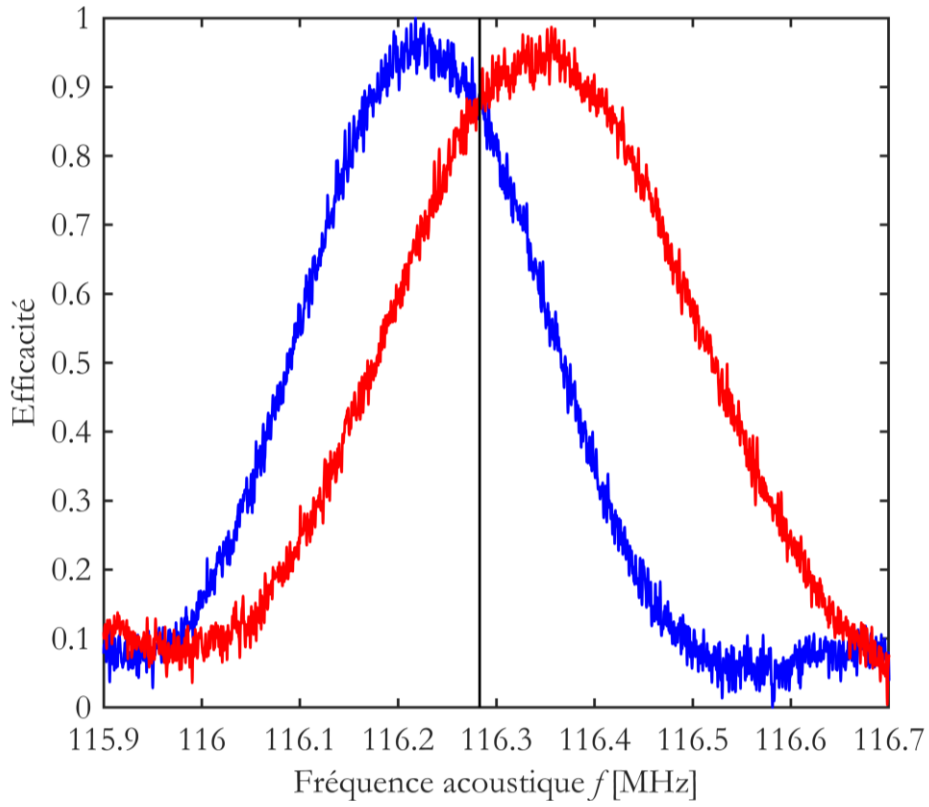


Figure 3.12 : Efficacité expérimentale en fonction de la fréquence acoustique pour la longueur d'onde λ= 532 nm lorsque le système est aligné pour 671 nm.

III.4. Etude de la bande passante

Lorsque le système est utilisé pour étudier la polarisation d'un faisceau optique strictement monochromatique de longueur d'onde, λ_c, il est possible de le régler dans les conditions optimales (diffraction simultanée au synchronisme) car l'angle d'incidence optique et la fréquence acoustique choisis sont uniques et optimaux pour cette longueur d'onde.

Dans le cas pratique d'un faisceau quasi-monochromatique, celui d'un laser par exemple, le système présente cette capacité d'analyse : pour l'angle d'incidence et la fréquence acoustique de la diffraction simultanée, l'efficacité de diffraction reste très haute pour les deux modes, du moins tant que l'on conserve une très faible variation de la longueur d'onde autour de λ_c.

Cependant, ce n'est plus le cas pour une bande passante optique de fonctionnement plus large : la variation rapide de l'efficacité autour du point de la diffraction simultanée est d'autant plus grande qu'elle est différente pour les deux modes (croît pour l'un, décroît pour l'autre, Figure 3.13). Il est nécessaire de réaligner le montage pour chaque longueur d'onde d'intérêt si l'on souhaite conserver la capacité d'analyse.

Dans certains cas, comme celui d'un faisceau polychromatique, il n'est pas désirable de changer l'angle d'incidence au cours de la mesure. Ceci pourrait être réalisé, par exemple, par l'ajout d'un système mécanique, mais pourrait être considéré comme un point faible du système : le rendant moins robuste et plus complexe ou plus encombrant. Dans notre cahier des charges, nous souhaitons conserver un angle d'incidence fixe pour toutes les longueurs d'onde. En conséquence, les interactions pour $\lambda \neq \lambda_c$ ne sont plus au synchronisme, l'efficacité de diffraction diminue fortement et devient très différente pour les deux modes de diffraction.

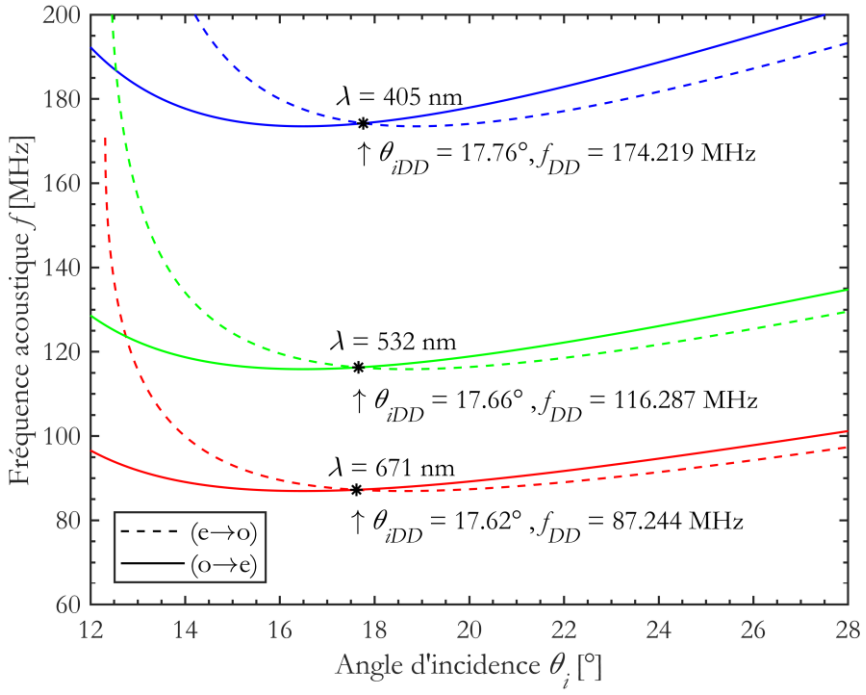


Figure 3.13 : Fréquence acoustique d'interaction en fonction de l'angle d'incidence au synchronisme et pour plusieurs longueurs d'onde pour les deux modes. Le point de la diffraction simultanée est précisé par un astérisque et les valeurs du couple $(\theta_{i_{DD}}, f_{DD})$ sont données.

En effet, l'évolution de l'efficacité de diffraction est différente en fonction du mode considéré. L'efficacité du mode e⟶o est plus large en bande passante (fréquentielle ou spectrale) que celle du mode o⟶e. Dans le cas, par exemple, où le faisceau incident est composé à 50 % de lumière polarisée verticalement et 50% de lumière polarisée horizontalement, les deux faisceaux diffractés en sortie n'auront pas cette répartition en intensité, menant à une fausse interprétation de la proportion de la polarisation incidente.

Il est donc nécessaire de trouver des conditions d'interaction permettant d'obtenir un rendement de diffraction égal pour les deux modes, indifférent de la longueur d'onde utilisée, tout en conservant un seul angle d'incidence.

L'angle d'incidence unique est noté : $\theta_{i_{DD}}(\lambda_c)$, c'est le même pour toutes les interactions. Une fois le système aligné pour cette longueur d'onde et donc avec cet angle d'incidence, la diffraction sera maximale et identique pour les deux modes seulement pour λ_c. Dans nos expérimentations λ_c= 671 nm. La stratégie que nous avons développée consiste à optimiser le choix de la fréquence acoustique.

Ainsi, dans le contexte d'un système large bande, nous avons étudié l'évolution de l'efficacité en fonction de la fréquence acoustique afin de trouver la fréquence optimale pour toutes les longueurs d'onde.

L'évolution de l'efficacité pour les deux modes en fonction de la longueur d'onde (autour de 405 nm) lorsque que la fréquence acoustique est celle de la diffraction simultanée pour 405 nm est présentée Figure 3.14.

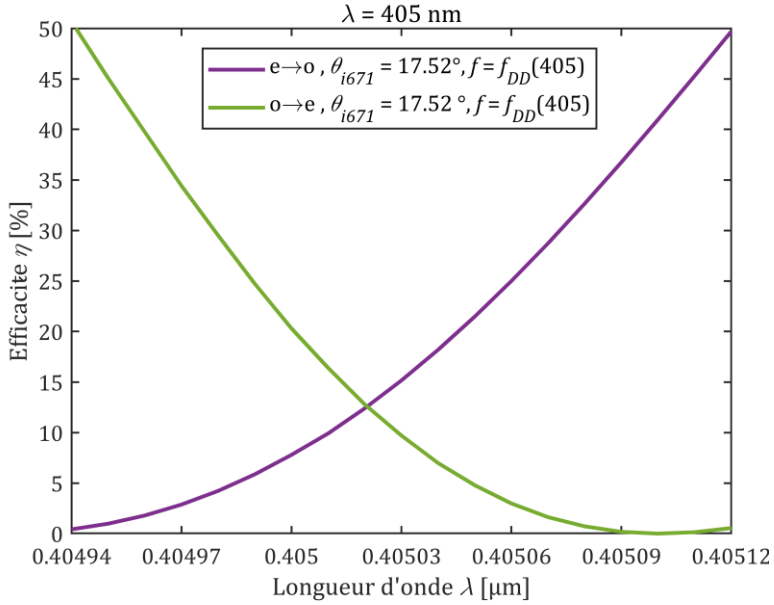


Figure 3.14 : Efficacité de diffraction pour les deux diffractions autour de $\lambda = 405\ nm$ avec $\theta_{i_{DD}}(\lambda_c = 671\ nm)$ et la fréquence de la diffraction simultanée.

On remarque que les deux modes voient leurs efficacités égales non pas pour 405 nm mais pour une autre longueur d'onde. L'emploi de la fréquence de diffraction simultanée pour 405 nm n'est donc pas possible, on peut imaginer que cela pourrait engendrer des erreurs d'interprétation de résultats du fait de la différence d'efficacité pour les deux modes. Analysons maintenant l'évolution des efficacités de diffraction en fonction de la fréquence pour une unique longueur d'onde de 405 nm.

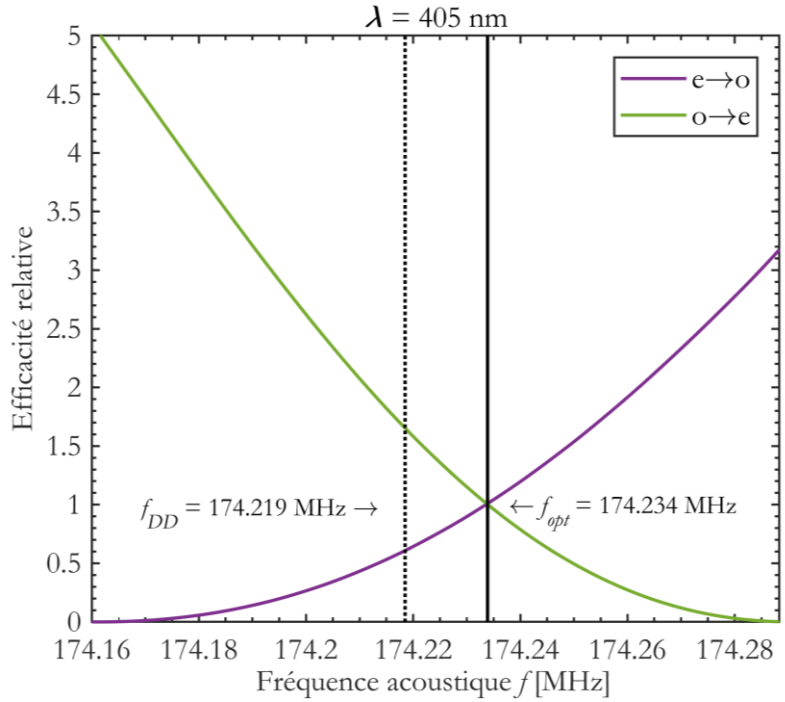


Figure 3.15 : Efficacité relative pour 405 nm en fonction de la fréquence acoustique avec $\theta_{i_{DD}}(\lambda_c = 671\ nm)$.

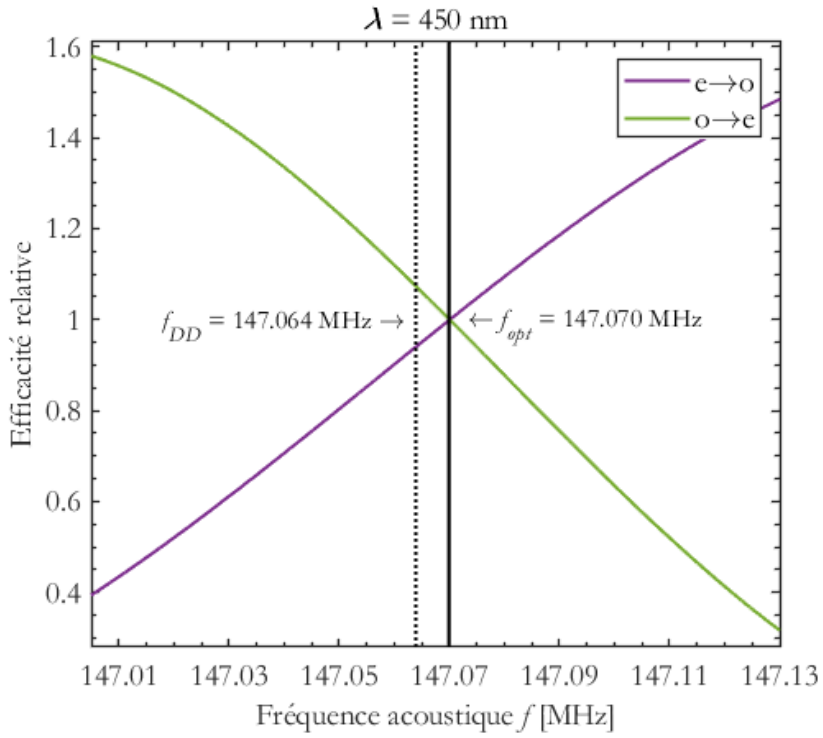


Figure 3.16 : Efficacité relative pour 450 nm en fonction de la fréquence acoustique avec $\theta_{i_{DD}}(\lambda_c = 671\ nm)$

La Figure 3.15 compare l'efficacité relative pour les deux modes de diffractions (e→o) et (o→e). L'efficacité relative est définie comme le rapport de l'efficacité d'un mode sur l'autre. L'efficacité relative vaut 1 quand les deux interactions présentent la même efficacité

de diffraction i.e. quand $\eta_{e\to o} = \eta_{o\to e}$. Deux fréquences acoustiques sont mises en exergue : f_{DD} et f_{opt}, qui correspond à la fréquence optimale : celle pour laquelle on retrouve un rendement de diffraction identique pour les deux modes.

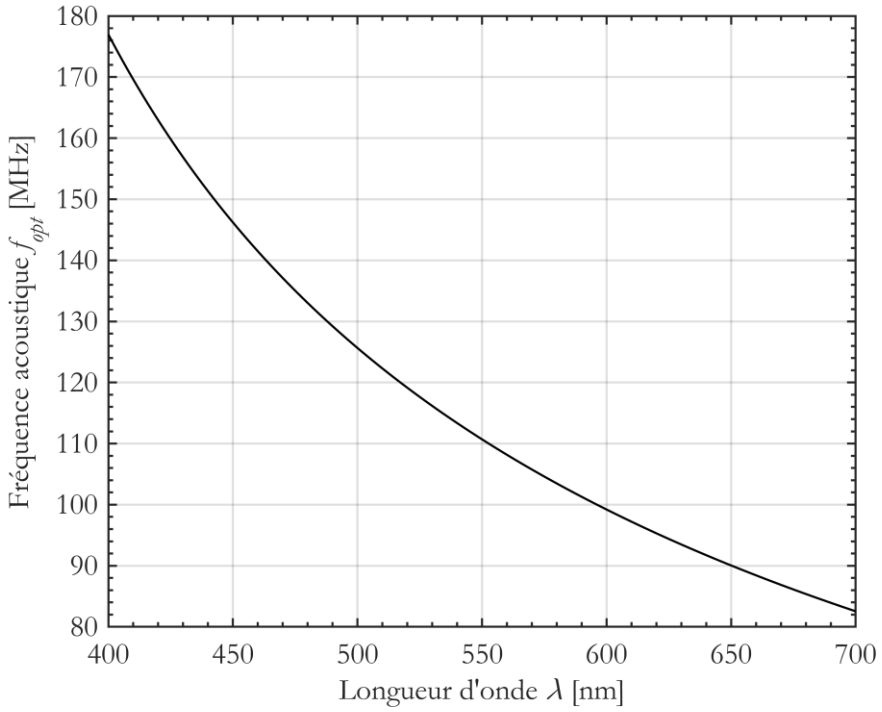


Figure 3.17 : fréquence optimales théoriques quand $\lambda_c = 671\ nm$ pour l'AOTF choisi. ($\theta_a = 8°$)

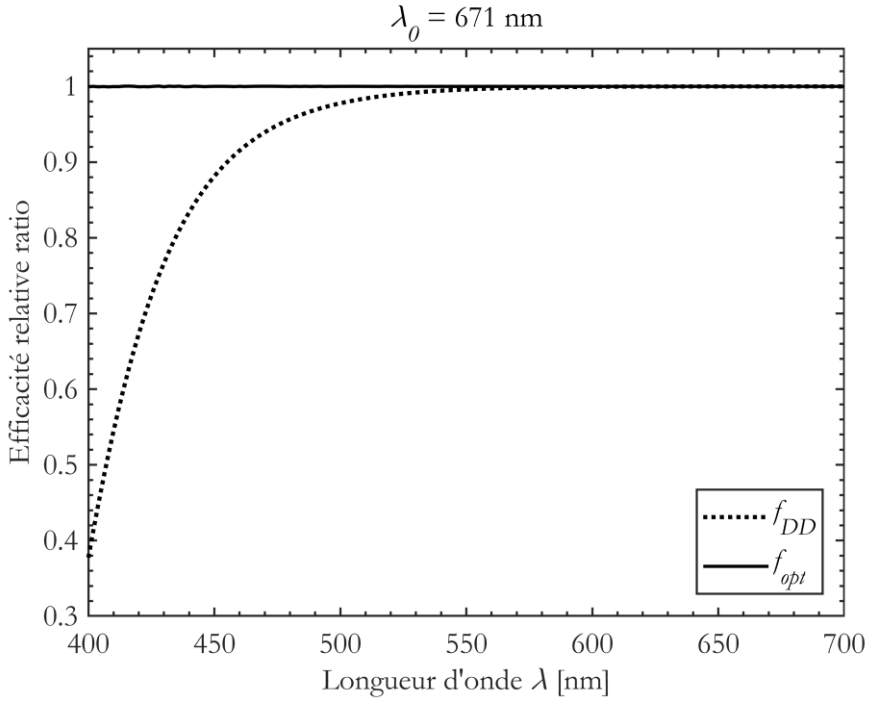


Figure 3.18 : Comparaison des rapports entre les efficacités relatives en fonction de la longueur d'onde pour les deux stratégies : la fréquence de la diffraction simultanée et la fréquence optimale.

L'évolution de la fréquence optimale déterminée pour l'AOTF utilisé est présentée Figure 3.17. On remarque que l'allure de cette courbe est similaire à celle de la fréquence de la diffraction simultanée. En effet, les fréquences f_{DD} et f_{opt} sont très proches (~0.02 MHz d'écart). Néanmoins, leur différence est à prendre en compte au vu des résultats obtenus : l'efficacité relative peut tomber à moins de 40% si l'on utilise f_{DD}.

La Figure 3.18 compare les rapports entre les efficacités des deux modes pour les deux stratégies. Comme attendu, pour la fréquence optimale le rapport reste de 1 sur toute la fenêtre spectrale, étant donné qu'elle a été déterminée dans le but d'obtenir ce résultat. Les résultats obtenus avec la fréquence de double diffraction sont en revanche fortement inégaux sur toute la fenêtre spectrale, en particulier pour les basses longueurs d'onde.

Pour les plus grandes longueurs d'onde de la fenêtre spectrale choisie, donc pour $\lambda >$ 550 nm ici, les efficacités pour les deux modes sont très proches quel que soit la stratégie employée (choix de la fréquence). Cela vient du fait que la fréquence de double diffraction et la fréquence optimale (on remarque cela en comparant par exemple la Figure 3.15 et la Figure 3.16) sont de plus en proches au voisinage de λ_c, ce qui se traduit par une différence d'efficacité de plus en plus faible.

Cependant, pour les plus courtes longueurs d'onde, le phénomène s'inverse : les fréquences sont de plus en plus éloignées. Par exemple, pour 405 nm et dans le cas de la fréquence de double diffraction, le rapport entre les deux efficacités est de moins de 0.4 : l'extrapolation de la polarisation est rendue impossible. Par conséquent, comme les efficacités sont très différentes pour les deux modes avec cette fréquence, on comprend qu'elle n'est pas exploitable pour une quelconque analyse de polarisation large bande. C'est cependant rendu possible avec l'utilisation de la fréquence optimale comme proposé.

L'utilisation d'un AOTF large bande pour l'analyse de la polarisation d'une source lumineuse polychromatique sans réalignement est donc possible, à condition que la fréquence acoustique choisie soit optimale. Cela permet une lecture directe de la polarisation rectiligne de la source sans réalignement du système et sans traitement numérique des résultats, en ne jouant que sur le choix de la fréquence acoustique.

Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre, un système large bande utilisant un seul AOTF pour permettre une étude de la polarisation est présenté. Il met à profit la sensibilité à la polarisation de la lumière des filtres acousto-optiques grâce à la biréfringence du cristal utilisé. Il est en effet possible d'obtenir en sortie du cristal deux polarisations orthogonales en régime de diffraction simultanée. Les conditions pour maintenir un rendement de diffraction égal sans devoir réaligner le système sont analysées, il repose sur une stratégie du choix de la fréquence d'opération.

Dans ces conditions, l'AOTF garde la capacité à séparer le faisceau lumineux incident en deux faisceaux de polarisations orthogonales et de mêmes intensités. Il est alors permis de déterminer la proportion de polarisation rectiligne dans deux directions.

Le système présenté dans ce chapitre permet une analyse sur une large bande spectrale de fonctionnement : 400 – 700 nm, soit l'intégralité du spectre visible.

Pour aller plus loin, on pourrait implémenter ce dispositif dans un système permettant la lecture complète de la polarisation.

Chapitre 4 : Les composants acousto-optiques pour le filtrage

Introduction

Les filtres acousto-optiques (AOTFs) sont caractérisés essentiellement par leurs bandes spectrales d'utilisation, leurs résolutions, le gabarit de leurs fonctions de transfert. Ces dernières peuvent présenter des lobes secondaires, liés à la forme du transducteur qui génère les ondes acoustiques. Cette caractéristique est un inconvénient majeur dans certains cas, notamment en imagerie, car elle génère une diaphotie.

Dans ce chapitre les caractéristiques des AOTFs et de l'apodisation sont explicitées et présentées.

Une architecture originale de système composée d'un seul AOTF est proposée, elle permet la réduction des lobes secondaires et une amélioration de la résolution spectrale. Ce système utilise la diffraction simultanée et met en œuvre une seconde diffraction grâce à un retour du faisceau diffracté dans le cristal. La bande passante spectrale de ce système est de plus analysée en fonction des paramètres choisis, comme la fréquence acoustique ou l'angle incident, permettant d'optimiser les performances du système. Des expériences sont présentées et confirment nos attentes.

I. Caractéristiques des filtres accordables acousto-optiques

Comme tous les composants acousto-optiques, les filtres sont conçus selon un cahier des charges qui privilégie certains critères selon l'utilisation visée. Certains filtres nécessitent par exemple une grande ouverture angulaire tandis que d'autres nécessitent une grande bande spectrale. Le gabarit d'un AOTF est bien connu : il s'agit d'un lobe principal et des lobes secondaires adjacents. Ces lobes pouvant être gênants, il est nécessaire de trouver des solutions pour les réduire : c'est l'apodisation.

Nous présentons ici les principales caractéristiques des AOTFs : bande passante optique, résolution spectrale, bande passante acoustique et acceptance angulaire.

I.1. Efficacité de diffraction

L'efficacité de diffraction η d'un composant acousto-optique dépend de différents paramètres (cf. expression (2.62)). Certains paramètres sont fixés pour un composant donné lors de la conception, d'autres sont ajustables lors de l'utilisation. Pour rappel, l'efficacité dépend de la longueur d'onde λ, de l'angle du faisceau optique incident θ_i, de la fréquence acoustique f, de la puissance acoustique P, de la coupe acoustique θ_a et de la longueur du transducteur W. S'agissant ici d'un filtre, nous nous intéressons à l'influence de ces paramètres sur le gabarit du filtre.

L'analyse de l'évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de la longueur d'onde, de l'angle d'incidence ou de la fréquence acoustique permet de déterminer respectivement : une bande passante optique (ou spectrale), angulaire ou acoustique. Les lobes secondaires qui caractérisent la remontée de l'efficacité de diffraction de part et d'autre du lobe principal peuvent être déterminés dans chacun de ces cas.

Les lobes secondaires ne sont pas désirés car ils réduisent les performances des filtres en créant de la diaphotie. C'est un problème quand on est en présence d'un signal de large bande spectrale : lorsque l'on accorde le filtre pour une longueur d'onde donnée, on peut obtenir une efficacité de diffraction pour une longueur d'onde voisine pouvant atteindre les 10 %. En imagerie ces lobes secondaires sont redoutables car ils rendent l'image floue.

I.2. Caractéristiques spectrales

La résolution spectrale est l'un des paramètres les plus importants pour un filtre acousto-optique, c'est le rapport entre la bande passante spectrale d'un filtre et la longueur d'onde (plusieurs définitions existe, on note par exemple : $R = \lambda/\Delta\lambda$ [85]). En spectroscopie et par extension en imagerie hyperspectrale, la résolution est la donnée déterminante caractérisant la performance du filtre. Certaines applications nécessitent en effet une résolution très fine.

On détermine la bande passante grâce à la relation (4.1) [144] :

$$\Delta K_d \cos\Psi \leq \pm 0.4\,\pi/W \qquad (4.1)$$

Cette expression qui permet de trouver une expression analytique des bandes passantes (spectrale ou fréquentielle) est issue de la relation vectorielle déterminée depuis le diagramme des vecteurs (Chapitre 2 : III.4).

La bande passante optique $\Delta\lambda$ est définie selon un critère d'efficacité minimum : usuellement 50 % (-3 dB) ou 90 % (-0.5 dB). La résolution spectrale s'en déduit.

La bande passante à 50 %, la « FWHM » (full width at half maximum), s'exprime selon l'expression suivante [173]:

$$\mathrm{FWHM} = \Delta\lambda_{50\%} = 0.9\frac{2\pi * \lambda^2}{\mathrm{B}(\lambda)\, L \sin^2(\theta_i)} \tag{4.2}$$

Avec L la longueur de l'interaction acousto-optique (équation (2.63)) et $\mathrm{B}(\lambda)$ la dispersion spectrale [173] telle que $\mathrm{B}(\lambda) = 2\pi\left(\Delta n(\lambda) - \lambda\frac{\partial\Delta n(\lambda)}{\partial\lambda}\right)$.

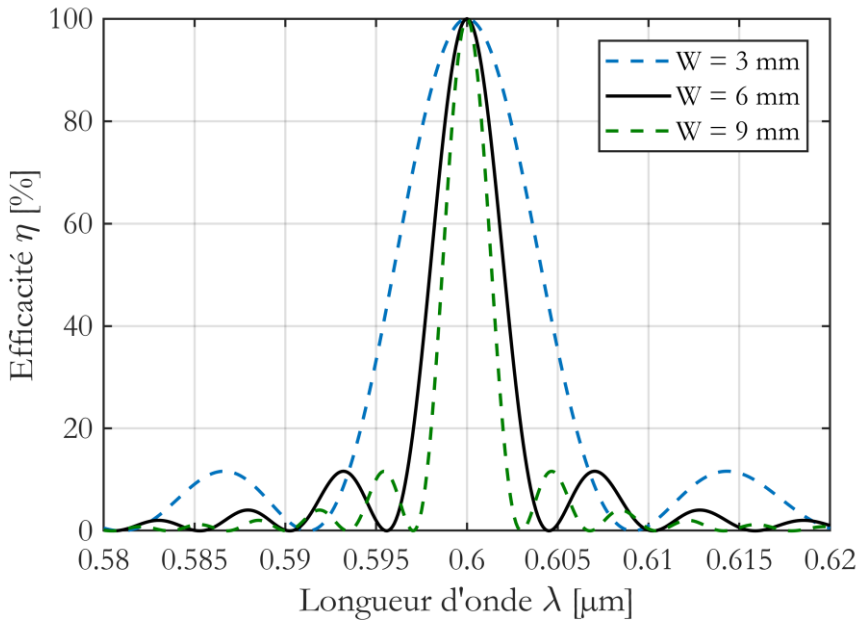


Figure 4.1 : évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de la longueur d'onde pour un jeu de paramètre (θ_a = 8°, λ = 600 nm, f = 99,2 MHz et (e → o))

La Figure 4.1 est un exemple de gabarit de l'efficacité de diffraction. On peut y voir les lobes secondaires de part et d'autre du pic central. Dans cet exemple plusieurs longueurs d'interaction ont été utilisées pour montrer la diminution de la bande passante spectrale en fonction de la longueur d'interaction. On remarque que cela n'a pas d'influence sur la hauteur des lobes secondaires.

L'évolution de la résolution déterminée pour un jeu de paramètres est illustrée Figure 4.2. Remarque, la résolution dépend du mode de diffraction : faisceau extraordinaire vers ordinaire (e → o) ou (o → e), les deux cas ne se sont en effet pas équivalents du fait de la forme elliptique de la surface des indices extraordinaire.

Pour chaque longueur d'onde, le couple de paramètres contenant la fréquence acoustique et l'angle d'incidence (f_0, θ_{i_0}) a été calculé pour obtenir un maximum de diffraction pour la longueur d'onde envisagée.

La Figure 4.2 montre clairement que la résolution n'est pas constante et que son évolution n'est pas linéaire. Ce point doit être pris en compte pour les systèmes ayant une large gamme spectrale de travail.

La résolution est dépendante de la longueur du transducteur : plus le transducteur est large plus la résolution est petite. Il s'agit d'un résultat cohérent étant donné que le faisceau optique aura parcouru, à l'échelle de la longueur d'onde, une plus large distance dans la colonne acoustique. Ce phénomène est illustré Figure 4.3.

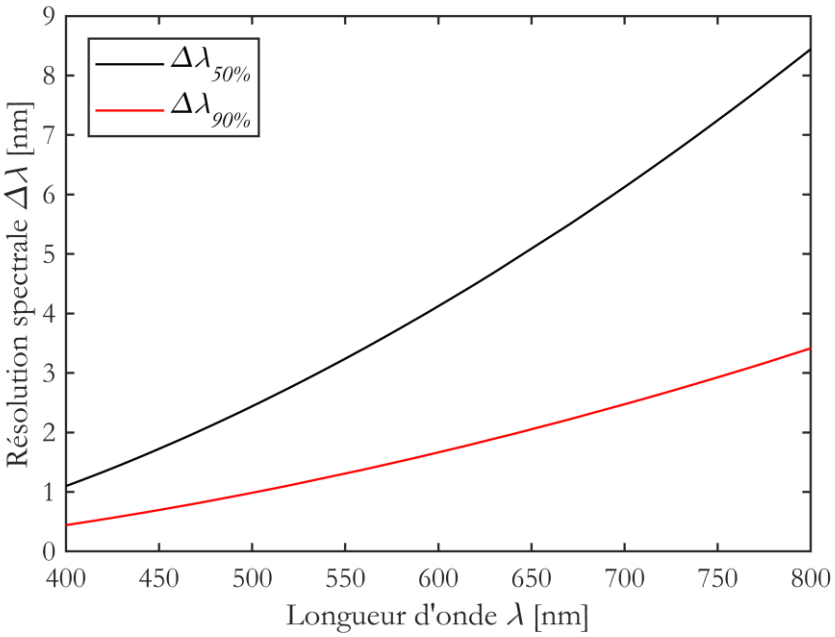


Figure 4.2 : Evolution de la bande passante spectrale à 50% (-3dB) et à 90% (-0.5dB) en fonction de la longueur d'onde, pour (W = 6 mm, θ_a = 8°) et pour le mode de diffraction (e → o)

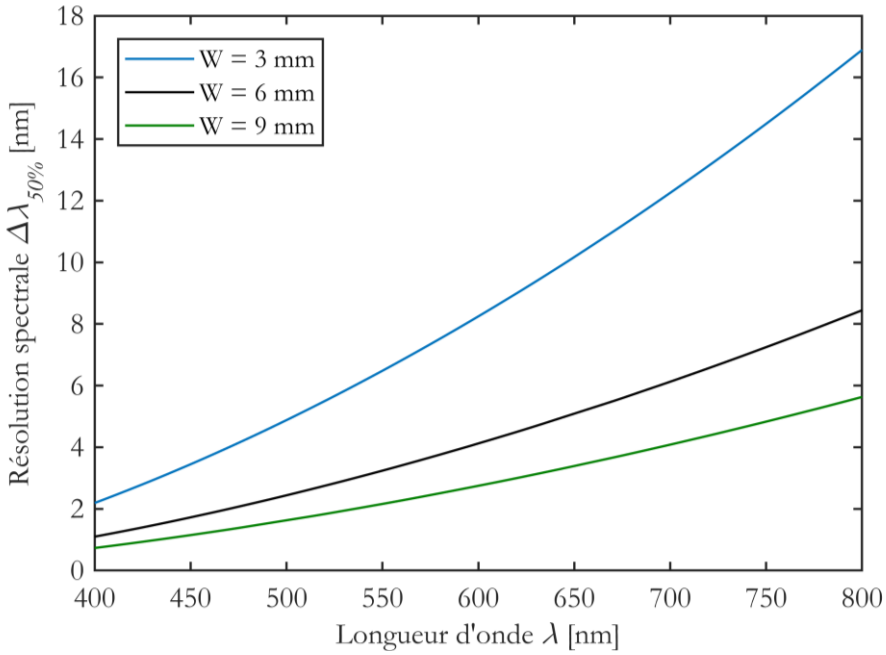


Figure 4.3 : : Evolution de la bande passante spectrale à 50% (-3dB) en fonction de la longueur d'onde, pour et pour différentes longueurs d'interaction, et pour le mode de diffraction (e → o)

La bande passante fréquentielle (Δf) et la bande passante spectrale ($\Delta\lambda$) sont liées par la relation suivante (approximation du premier ordre) [140] :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta f}{f} \tag{4.3}$$

Dans certains cas (par exemple pour les infrarouges), grâce à cette relation et à la mesure de (Δf), on peut estimer expérimentalement la valeur d'une bande passante optique. En effet, la bande passante fréquentielle est plus simple à mesurer, il est donc fréquent d'estimer la bande passante spectrale grâce à cette relation. Notons toutefois que dans ce manuscrit, les valeurs des bandes passantes calculées numériquement sont déterminées après établissement du diagramme des vecteurs (donc sans approximation).

II. Apodisation des filtres

L'apodisation est la méthode qui vise à réduire les lobes secondaires. C'est l'équivalent du « fenêtrage » pour les systèmes d'imagerie [174]. Dans le cas des AOTFs, il existe plusieurs solutions pour les diminuer, certaines interviennent sur la géométrie du transducteur et d'autres résultent de la conception du système, comme nous le détaillons maintenant.

II.1. Lien avec la géométrie du transducteur

Un transducteur piézoélectrique permet de générer une onde acoustique ultrasonore qui se propage dans le cristal. Comme les dimensions de la colonne acoustique dépendent des dimensions du transducteur, on se dit qu'il est possible de contrôler la zone d'interaction dans le cristal en jouant sur la géométrie de la colonne acoustique (la répartition spatiale de son intensité). Dans cet objectif, on peut ajouter plusieurs transducteurs indépendants sur un seul composant, pour agir sur la colonne acoustique afin de modifier l'évolution spatial du rendement, avec évidemment pour objectif d'améliorer la résolution (apodisation).

Le choix des dimensions du transducteur lors de la conception d'un filtre résulte d'un compromis entre les performances attendues du système (ouverture angulaire, résolution spectrale…) et les caractéristiques électriques du système.

Les lobes secondaires sont la conséquence de la forme rectangulaire de l'électrode. Il en résulte en première approximation une distribution de la puissance acoustique dans le cristal en forme de fonction « porte » dans le plan d'interaction. La transformée de Fourier de cette fonction de la variable espace, donne une fonction en sinus cardinal dans l'espace réciproque (des vecteurs k) [116]. Le vecteur k étant homothétique aux fréquences optiques, on comprend que les lobes secondaires sont la manifestation de la fonction en sinus cardinal (au carré). De plus la forme du transducteur influe sur son impédance, donc aussi sur la puissance acoustique obtenue et impacte l'efficacité de diffraction. Ce qui joue aussi sur la forme de la colonne acoustique et agit sur l'ouverture optique [175].

Un large transducteur permet d'avoir une bonne résolution spectrale mais son impédance diminue (par augmentation de la capacité). Il faut cependant accorder l'impédance électrique du transducteur à celle du circuit RF pour assurer un bon transfert de puissance. Les transducteurs à larges dimensions ont souvent une impédance plus faible que la partie électronique qui les précède. Or, pour maintenir une haute résolution et une bonne ouverture angulaire du filtre et tout en gardant une impédance proche du circuit électrique, il faudrait réduire la bande de fréquence. Ceci n'est pas une solution souhaitable puisque cela diminue la plage de fonctionnement spectrale du filtre ($[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$), la fréquence acoustique et la longueur d'onde étant liées.

Une autre solution consiste en revanche à diviser le transducteur en plusieurs électrodes connectées en série, comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants.

II.2. Les filtres à transducteurs modifiés

a) Les transducteurs multi-électrodes

Il est en effet possible de diviser le transducteur en différentes parties avec des électrodes reliées en série dans le sens de la longueur ou de la largeur. D'une part, grâce à la baisse de la capacité, les transducteurs à deux électrodes nécessitent 60% moins de puissance que ceux avec une seule électrode pour obtenir la même efficacité de diffraction [175]. Par contre la répartition de l'efficacité (et des autres paramètres qui en découlent : résolution et lobes secondaires) est moins uniforme sur la totalité de l'ouverture optique (donc il faudra préférer utiliser un faisceau moins large) [175] .

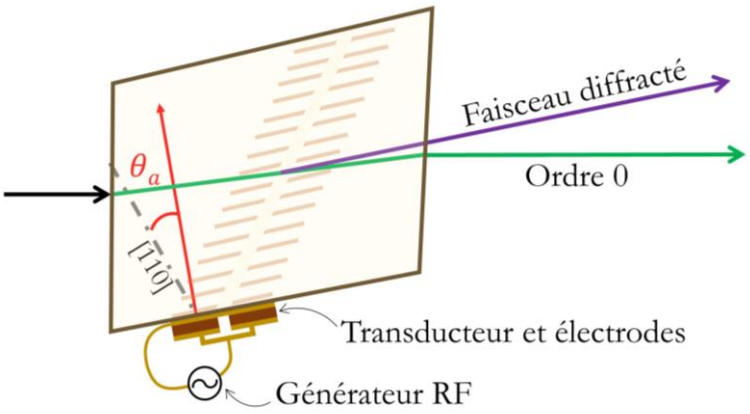


Figure 4.4 : Schéma d'un exemple de filtre à multi-électrode en série

L'avantage est donc de pouvoir augmenter la taille du transducteur pour améliorer la résolution spectrale, tout en garantissant d'avoir une impédance électrique d'environ 50 Ω. Cependant le fait de sectionner le transducteur en plusieurs parties placées en série peut amener un déphasage électrique entre les parties, il en résulte un déphasage entre les ondes acoustiques transmises dans le cristal par chaque électrode [176]. Ce phénomène doit être pris en compte.

b) Les transducteurs à géométries modifiées

Une autre solution est de modifier directement la forme de l'électrode. Usuellement les électrodes sont de forme rectangulaire, provoquant les lobes secondaires. Il est possible d'imaginer un transducteur de forme différente, qui permettrait d'obtenir par exemple une géométrie de colonne acoustique de forme gaussienne et par conséquent une évolution de l'efficacité de diffraction sans lobes secondaires.

On trouve dans la littérature des travaux rapportant l'utilisation d'une forme d'électrode aléatoire (créée à partir de fractales), qui permet de générer une répartition de puissance acoustique gaussienne et ainsi de diminuer les lobes secondaires (jusqu'à -25 dB) [116]. D'autres formes d'électrode ont été testées, comme par exemple en forme de losange (avec les sommet au centre du rectangle du transducteur) et donnent aussi une bonne réduction des lobes secondaires, cependant dans ce cas une baisse de l'efficacité maximale de diffraction est mesurée [177].

II.3. Les filtres mis en cascade

Une autre solution simple consiste à réaliser à la suite deux interactions acousto-optiques indépendantes en mettant en série deux filtres, on parle aussi de mise en cascade ou de filtre en tandem. En effet, contrôler deux filtres indépendants permet plus de liberté dans le choix des paramètres et de mise en œuvre. Outre le fait de pouvoir réaliser l'apodisation en multipliant les rendements des deux interactions successives qui ont lieu, il est possible par exemple de permettre au système total d'avoir une plus grande fenêtre spectrale en cumulant deux plages de bandes passantes différentes pour les deux cellules AO. Cela permet aussi d'utiliser l'ordre 0 et de créer un filtre à rejection de bande [178]. Pour ces deux derniers exemples de mise en œuvre, l'apodisation n'est évidemment pas réalisée.

Revenons au cas de l'apodisation, on utilise deux filtres avec les mêmes plages de fréquence et on cumule deux diffractions. On cascade en effet deux AOTFs de telle sorte que le faisceau diffracté issu du premier AOTF corresponde au faisceau incident pour le second AOTF. Ceci permet de créer une efficacité de diffraction totale en $sinc^4$ et de réduire par conséquent les lobes secondaires. Les faisceaux non désirés à la sortie du premier filtre peuvent être bloqués soit par un diaphragme soit en plaçant un polariseur entre les deux AOTFs [179]. Ce principe est illustré à la Figure 4.5.

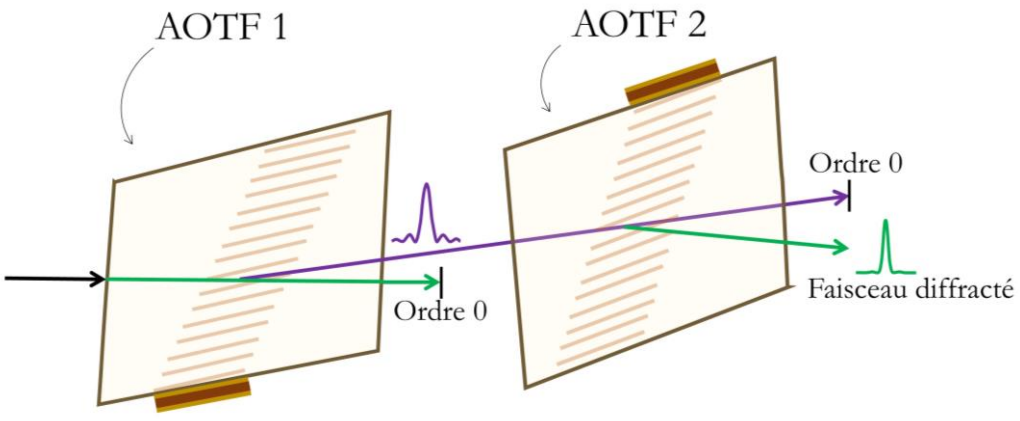


Figure 4.5 : Schéma de deux filtres mis en tandem (dans cet exemple, le faisceau entrant du premier AOTF est couplé sur le mode extraordinaire (vert), son faisceau diffracté est celui incident pour le second AOTF, couplé ordinairement (violet)).

Notons que ce système nécessite d'avoir deux AOTFs, ce qui peut rendre les alignements plus délicats. De plus, l'ouverture angulaire est réduite par la mise en série des deux filtres. Deux filtres nécessitent aussi plus de puissance qu'un seul filtre, ce qui évidemment doit être pris en compte pour les applications où la consommation énergétique doit être réduite. Des ordres de diffraction supplémentaires peuvent enfin apparaitre et créer des pertes d'efficacité indésirables [180].

II.4. Les filtres avec plusieurs transducteurs

Une autre solution consiste tout simplement à faire les deux interactions dans le même cristal. Ceci nécessite plusieurs transducteurs indépendants [137], comme illustré Figure 4.6 . N'utiliser qu'un cristal au lieu de deux pour un résultat similaire permet de réduire les coûts, l'encombrement du système et facilite grandement l'alignement. Cela requiert un effort de conception accru comparativement à un filtre mono-transducteur. En effet, il faut prendre en compte le fait que le faisceau diffracté ne suit plus la même direction que l'ordre 0 pour la deuxième interaction étant donné l'angle de diffraction.

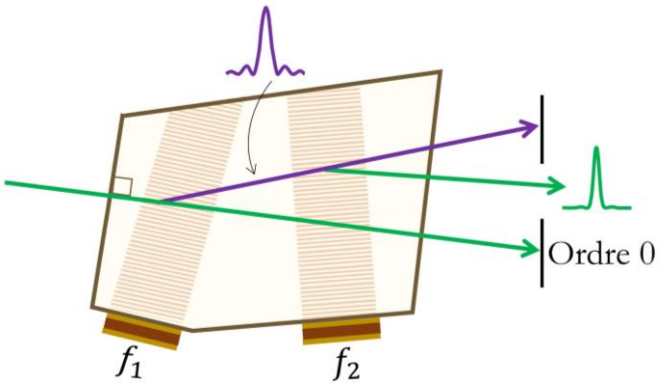


Figure 4.6 : Schéma d'un filtre avec deux transducteurs dans le but de réduire les lobes secondaires.

Notons que cette architecture peut aussi être utilisée dans le but d'augmenter la bande spectrale de fonctionnement du système, comme vu précédemment pour les filtres en tandem, en ayant deux plages de fréquences différentes [181] (N.B. en travaillant avec des plages différentes on ne réalise cependant plus l'apodisation).

II.5. Les filtres à passages multiples

Dans cette configuration on utilise un seul cristal AO et on fait interagir plusieurs fois le même faisceau par des passages multiples. Le système est moins onéreux et l'AOTF utilisé dans cette configuration est plus simple à concevoir qu'un composant multi-électrodes, puisque les interactions ont lieu avec la même colonne acoustique qui est créée avec l'unique transducteur.

Cependant cela nécessite un retour du faisceau diffracté dans le cristal pour subir une nouvelle diffraction. Le faisceau peut être réinjecté par des composants réfléchissants (miroirs plans, miroirs sphériques, lames réfléchissantes…) [182], [183] mais la nature de la lumière doit être prises en compte (polarisation, et gamme de longueur d'onde des composants). Une solution alternative consiste à faire un retour par fibre optique [184]. Ceci réduit néanmoins l'efficacité globale à cause des pertes de couplage dans la fibre.

Plusieurs configurations peuvent donc être envisagées [185]. Le retour peut être direct avec un miroir en sortie du cristal comme illustré Figure 4.7, ou bien par la face optique d'entrée du cristal (visible sur la Figure 4.11). On peut aussi aligner plusieurs miroirs sensibles à la polarisation (PBS) de part et d'autre du cristal multipliant ainsi le nombre de passages, comme illustré Figure 4.8.

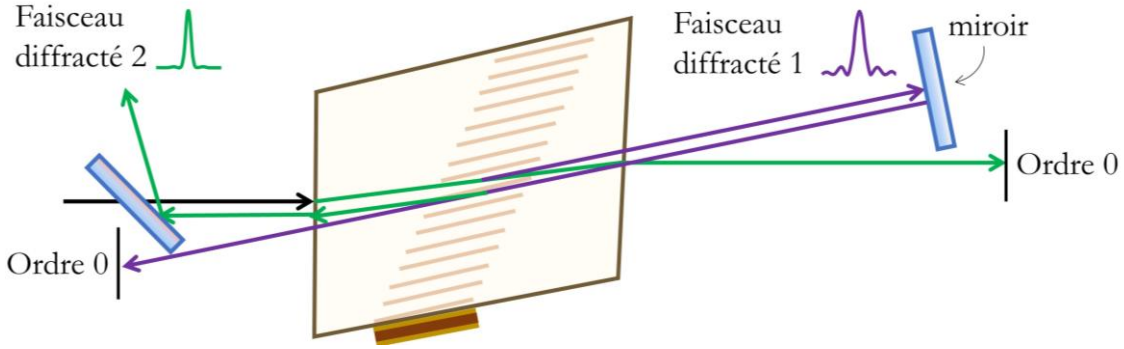


Figure 4.7 : Schéma d'un filtre où le faisceau optique passe deux fois dans le même cristal

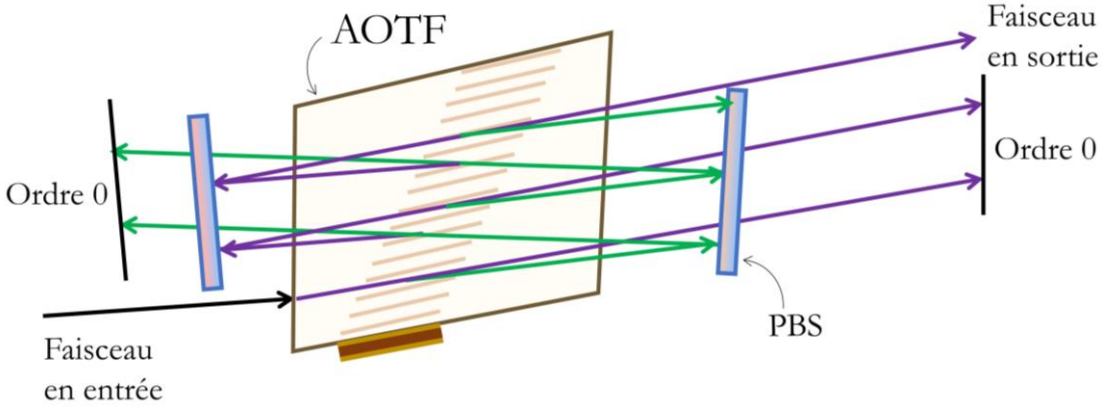


Figure 4.8 : Schéma d'un filtre à passages multiples

Un système à passages multiples peut nécessiter davantage de puissance optique (pour compenser les pertes à chaque passage) ou acoustique (pour compenser les pertes optiques et améliorer le rendement) pour obtenir une intensité lumineuse suffisante à la sortie du système. De plus, un nombre important de passages implique aussi plus de complexité dans l'alignement du système et favorise l'augmentation des pertes.

Limiter le nombre de passages à 2 ou 3 est un bon compromis pour améliorer fortement la résolution tout en gardant une intensité lumineuse en sortie suffisante.

III. Caractérisation d'un AOTF à double passage

L'une des solutions pour réduire les lobes secondaires consiste donc à réaliser un montage à double passage. Nous avons développé une telle solution puisqu'elle présente l'avantage de n'utiliser qu'une cellule acousto-optique avec un seul transducteur, de réduire la complexité de fabrication (donc les coûts) et le besoin en énergie. La solution décrite ici pour faire le retour du faisceau optique dans le cristal est l'utilisation de miroirs plans.

Comme il s'agit de réaliser deux interactions dans le même cristal avec la même colonne acoustique, les deux interactions ne fonctionnent pas sur le même mode (e → o puis l'inverse). Il faut donc évaluer les paramètres des deux interactions consécutivement.

L'objectif du système développé est de valider la réduction des lobes secondaires d'un montage à double passage, tout en conservant une forte efficacité (90% minimum). Les travaux précédents sur le sujet ont analysé le concept pour une seule longueur d'onde, nous proposons de l'analyser sur une large bande de longueur d'onde dans le visible.

III.1. Etude et caractérisation des angles de diffraction

Dans le cas du système développé, le retour du faisceau est assuré par des miroirs. Il est nécessaire de les aligner pour que l'angle d'incidence lors de la deuxième interaction soit le même que lors de la première interaction. Cette précaution permet de rester dans les conditions de synchronisme pour la longueur d'onde choisie λ_c (et évidemment lorsque l'on utilise le composant à la fréquence de diffraction simultanée). Pour cela il faut connaitre l'angle de diffraction en sortie du cristal après la première interaction. Notre première interaction couple le mode extraordinaire vers l'ordinaire. On part des relations (2.67) :

$$\begin{cases} n_o \frac{2\pi}{\lambda}\cos(\theta_d - \theta_a) = n_e(\theta_i)\frac{2\pi}{\lambda}\cos(\theta_i - \theta_a) \\ \frac{2\pi}{V} f = n_e(\theta_i)\frac{2\pi}{\lambda}\sin(\theta_i - \theta_a) - n_o\frac{2\pi}{\lambda}\sin(\theta_d - \theta_a) \end{cases} \tag{4.4}$$

Ce qui nous permet d'exprimer l'angle de diffraction à l'intérieur du cristal :

$$\theta_d = \cos^{-1}\left(\frac{n_e(\theta_i)}{n_o}\cos(\theta_i - \theta_a)\right) + \theta_a \tag{4.5}$$

On connait donc l'angle du faisceau diffracté en fonction des caractéristiques optiques du matériau (n_o et n_e), du faisceau incident θ_i et de la coupe acoustique θ_a.

Usuellement la conception des faces optiques d'entrée et de sortie permet à l'ordre 0 transmis d'être parallèle au faisceau optique en entrée du cristal, ou aux variations des angles de diffraction des deux ordres en sortie du composant d'être du même ordre de grandeur. Cela est permis par la création d'un angle θ_i entre les deux faces optiques : la coupe « prismatique ». Cet angle est visible sur la Figure 4.9.

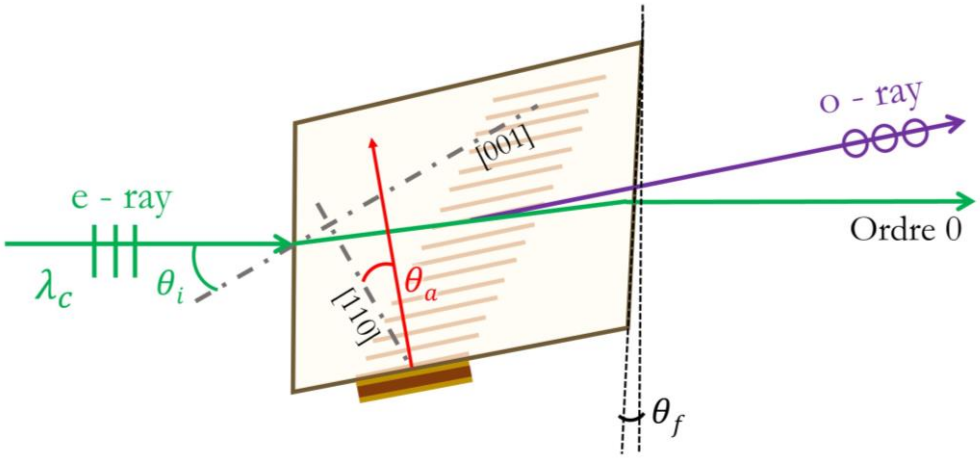


Figure 4.9 : Angle entre les deux faces optiques dans notre composant

Les lois de l'optique géométrique permettent de retrouver la valeur de l'angle du faisceau diffracté en sortie. La Figure 4.10 illustre l'évolution de l'angle de diffraction en fonction de la longueur d'onde centrale (avec prise en compte de l'angle θ_f dans le calcul), quand le système est aligné pour λ_c. La fréquence acoustique utilisée est celle de la diffraction simultanée.

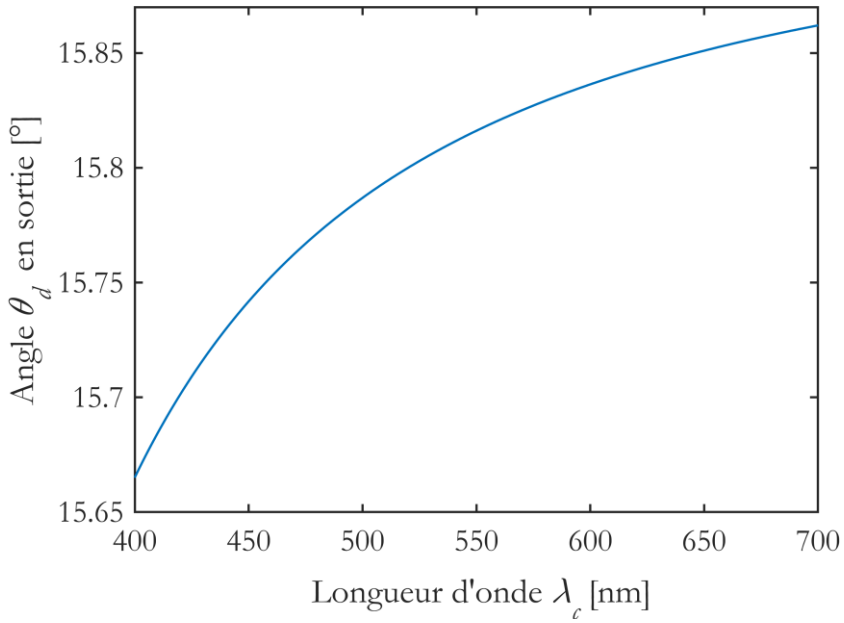


Figure 4.10 : Angles de diffraction en sortie de l'AOTF pour la première interaction (e vers o) en fonction de la longueur d'onde centrale.

On remarque sur cette figure que l'évolution de l'angle de diffraction n'est pas linéaire, il varie d'autant plus pour les faibles longueurs d'onde. La variation de l'angle de diffraction est en tout et pour tout de l'ordre de 0,2°. Cette valeur peut paraitre faible, cependant comme la distance à parcourir avec le retour par miroir est significative (de l'ordre de 70 cm), l'écart physique entre les faisceaux peut être de l'ordre du centimètre après avoir parcouru l'intégralité du chemin de retour.

III.2. Caractéristiques du montage expérimental

a) Caractéristiques de l'AOTF

On a utilisé un AOTF mono-transducteur travaillant dans le visible, principalement dans la bande optique de 400-700 nm. La coupe acoustique du composant est de 8°. La bande de fréquence associée est de 180 - 80 MHz.

L'électrode est relativement longue (15 mm) afin d'avoir une résolution spectrale très fine ($\Delta\lambda_{3dB}$ = 1.2 nm à 532 nm).

b) Montage expérimental

Pour notre expérience nous avons utilisé un retour par miroirs (deux miroirs plans) et un cube séparateur de polarisation (Polarisation Beam Splitter, PBS) comme visible sur la Figure 4.11.

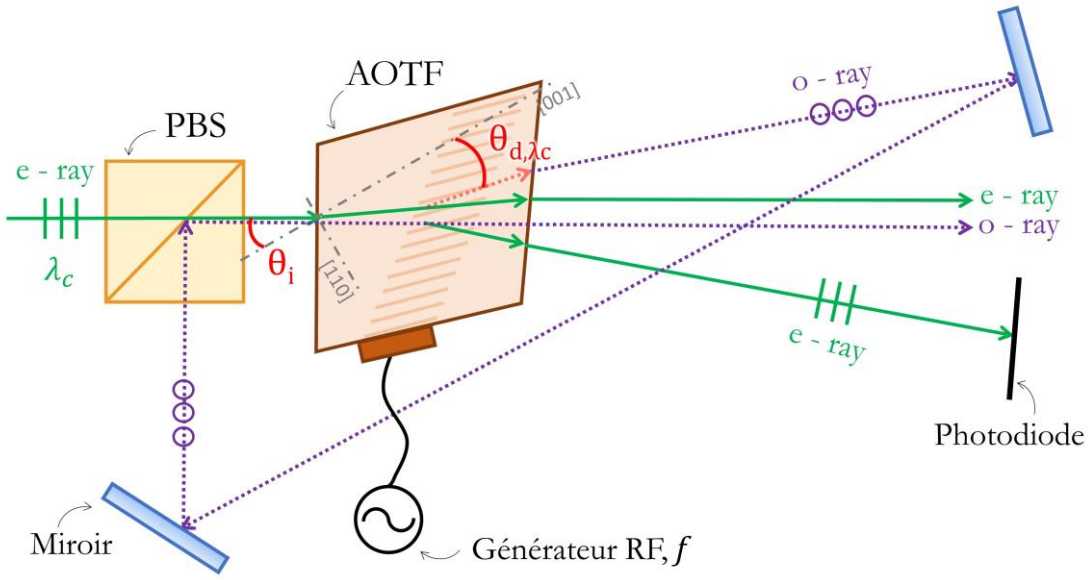


Figure 4.11 : Schéma du dispositif expérimental

Sur la figure les chemins des faisceaux optiques sont illustrés lorsque la longueur d'onde est λ_c.

Le faisceau incident est issu d'un laser de longueur d'onde λ_c= 532 nm et de polarisation linéaire. Ce faisceau passe par le PBS qui transmet le faisceau polarisé horizontalement, c'est-à-dire la polarisation extraordinaire du point de vue de l'interaction. Il pénètre le cristal acousto-optique sous un angle d'incidence $\theta_i = \theta_{i(e\rightarrow o),\lambda_c}$ par rapport à l'axe optique du cristal. Il interagit ensuite avec la colonne acoustique dont les paramètres sont déterminés par la coupe acoustique θ_a et la fréquence acoustique f. Le signal qui alimente le transducteur est fourni grâce à un générateur RF. La première interaction couple donc le mode extraordinaire vers le mode ordinaire (e⟶o). On obtient deux faisceaux en sortie de cette première interaction : l'ordre 0 et l'ordre +1. L'ordre 0 est bloqué par un écran bien que théoriquement il ait une intensité nulle (un réglage expérimental fin permet d'avoisiner effectivement les 100%

de diffraction). Le faisceau diffracté obtenu en sortie doit être rebouclé en entrée pour être couplé sur le mode ordinaire. Il forme un angle θ_{d,λ_c} avec l'axe optique du cristal. Pour réaliser la deuxième interaction il est alors réfléchi par les deux miroirs plans et le PBS, de sorte à être réinjecté dans le cristal sous la même incidence que le faisceau extraordinaire lors de la première interaction, $\theta_{i(o\to e),\lambda_c} = \theta_{i(e\to o),\lambda_c} = \theta_i$ (puisque l'on fonctionne au point de diffraction simultanée).

La deuxième interaction a donc lieu sous les mêmes conditions que la première (même fréquence et même angle incident), mais du mode ordinaire vers le mode extraordinaire (o→e). À l'instar de la première interaction, la seconde produit deux faisceaux en sortie. L'ordre 0 de la seconde interaction est colinéaire à celui de la première (et est aussi bloqué par le même dispositif). Le faisceau diffracté résultant est alors mesuré par une photodiode. L'angle d'incidence choisi est celui de la diffraction simultanée de même que la fréquence acoustique pour assurer une efficacité maximale pour les deux diffractions (Chapitre 3 : I.).

Il est intéressant de remarquer que la polarisation en sortie de ce système est la même que celle en entrée.

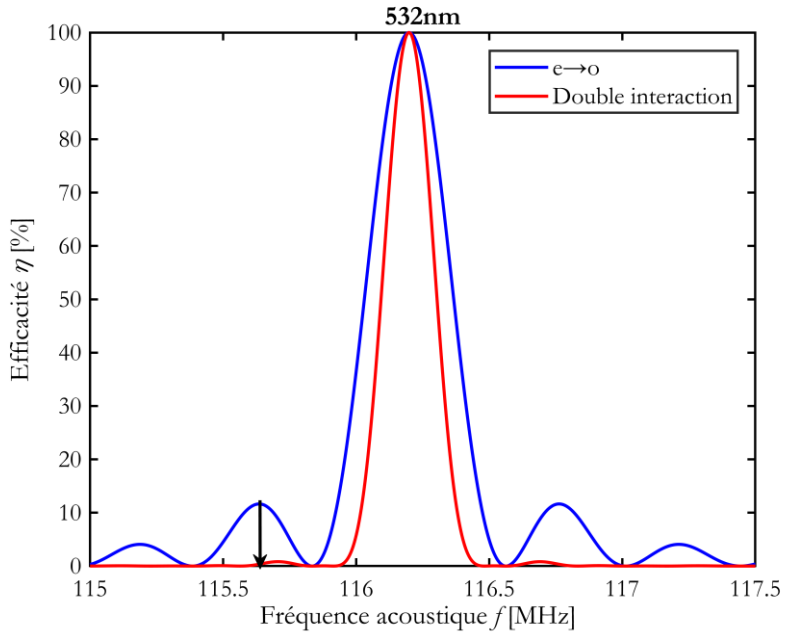


Figure 4.12 : Evolutions théoriques des efficacités pour la première interaction seule et après un double passage (en bleu et en rouge respectivement), en fonction de la fréquence acoustique.

La Figure 4.12 illustre le résultat attendu lors du double passage : une réduction significative des lobes secondaires et une résolution améliorée. Pour la fréquence de la double diffraction l'efficacité est maximale (100% en théorie, selon ((2.62)).

III.3. Résultats expérimentaux

Les mesures d'efficacité en fonction de la fréquence ont été réalisées en faisant varier la fréquence autour de la fréquence théorique de la diffraction simultanée f_{0,λ_c}, l'alignement est réalisé pour λ_c. L'efficacité est exprimée selon un ratio en pourcentage qui est déterminé en comparant l'intensité mesurée du faisceau diffracté et de l'ordre 0. Dans le but de mesurer la

diminution des lobes secondaires, nous avons comparé l'efficacité pour une interaction seule (la première) et pour un double passage. L'expérience a été réalisée plusieurs fois, pour plusieurs longueurs d'onde centrales.

La Figure 4.13 présente l'évolution de l'efficacité à 532 nm après la première interaction et la Figure 4.14 après le double passage. Les résultats expérimentaux sont comparés sur ces courbes à la simulation et on remarque un très bon accord. De plus, les améliorations attendues sont atteintes : une meilleure résolution spectrale et des lobes secondaires négligeables après le double passage. Le rendement de diffraction est d'ailleurs quasiment de 100% après la première interaction et de près de 95% après le double passage, ce qui est très satisfaisant et cela montre que le retour ne dégrade que peu l'efficacité globale du système.

Ceci valide le concept d'apodisation par ce type de montage et sa capacité à maintenir une efficacité globale élevée quand il est aligné pour une longueur d'onde unique de travail.

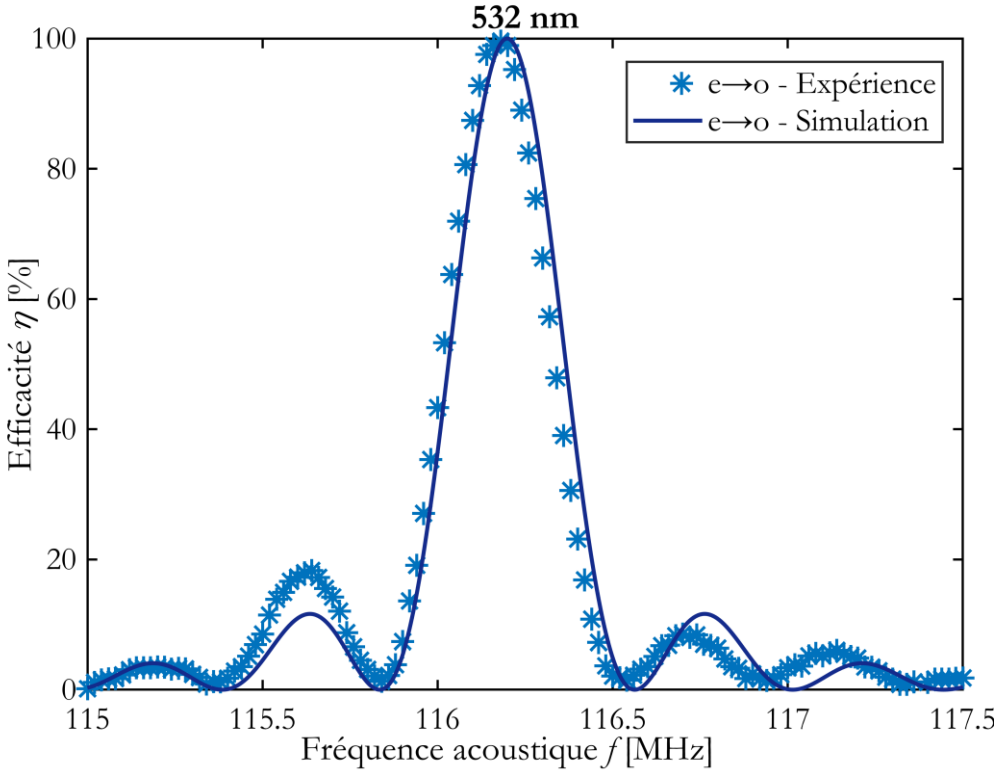


Figure 4.13 : Comparaison entre les valeurs de l'efficacité théorique (trait plein) et expérimentale (astérisques) pour la première interaction pour 532 nm.

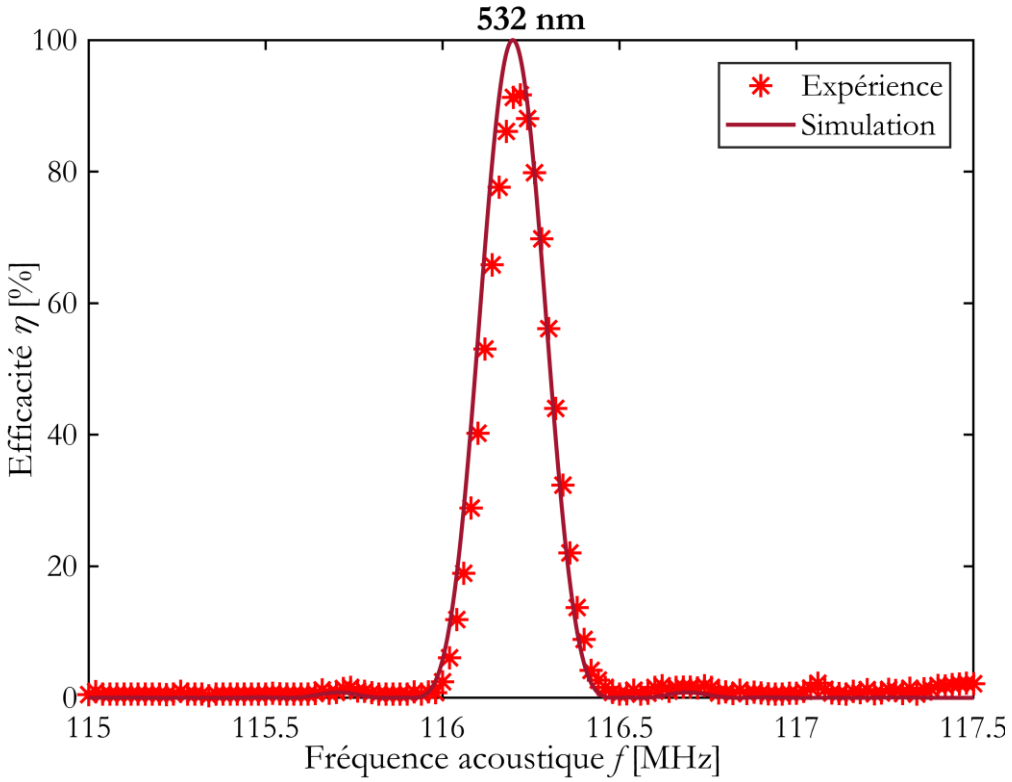


Figure 4.14 : Comparaison entre les valeurs de l'efficacité théorique (trait plein) et expérimentale (astérisques) pour la deuxième interaction pour 532 nm.

Maintenant, si l'on cherche à obtenir des résultats identiques pour d'autres longueurs d'onde λ_c, il faut refaire l'alignement complet du système pour obtenir l'angle d'incidence de la diffraction simultanée et réaligner les miroirs pour permettre à la seconde interaction d'être dans les conditions de la diffraction simultanée.

C'est ce qui a été réalisé pour deux autres longueurs d'onde : 593 nm et 671 nm, tel que présenté Figure 4.15 et Figure 4.16 respectivement.

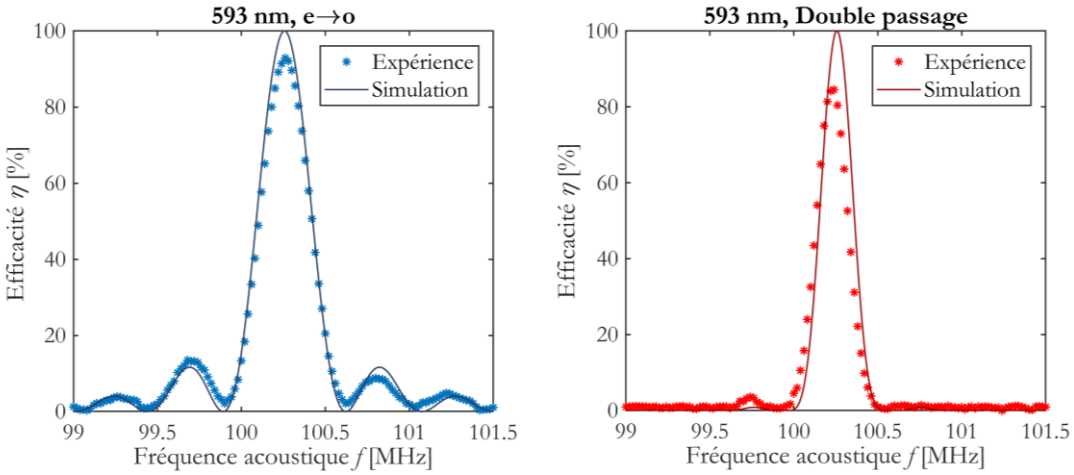


Figure 4.15 : Efficacités pour la première interaction seule et le double passage en fonction de la fréquence acoustique pour une longueur d'onde centrale de 593 nm. Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats théoriques.

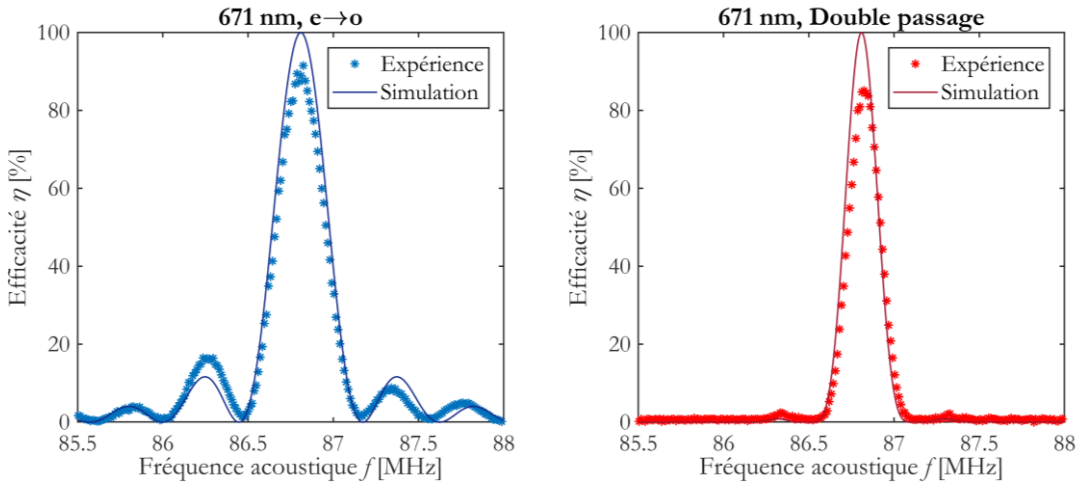


Figure 4.16 : Efficacités pour la première interaction seule et le double passage en fonction de la fréquence acoustique pour une longueur d'onde centrale de 671 nm. Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats théoriques.

Les résultats pour ces deux autres longueurs d'onde centrales sont très similaires aux précédents. La première diffraction n'atteint pas les 100 % car il y a des pertes, en effet, les différents éléments optiques du système ont leurs propres pertes (réflexion du miroir etc.) notamment le PBS qui a une fenêtre de fonctionnement spectrale limitée. On se retrouve alors en limite de la bande d'utilisation spectrale des éléments du montage, cependant cela pourrait être améliorer avec différents composants. Ces pertes explique pourquoi les efficacités maximales des seconds passages sont légèrement plus faibles (les pertes sont multipliées par deux). En effet, on observe une réduction conséquente des lobes secondaires ainsi qu'une réduction de la bande passante acoustique, toujours en accord avec les résultats de la simulation numérique. Cela montre que le système est très efficace pour une large gamme de longueurs d'onde centrales tant que l'alignement est adapté à celles-ci.

III.4. Etude de la bande passante de fonctionnement

L'efficacité η est maximale quand les conditions de synchronisme et de diffraction simultanée sont respectées, c'est-à-dire pour un point de fonctionnement très précis : un angle incident θ_{i,λ_c}et une fréquence acoustique f_{0,λ_c} précis, déterminés pour une unique longueur d'onde considérée λ_c. Cependant, en présence d'un faisceau incident polychromatique, l'angle d'incidence pour la première interaction est le même pour toutes les longueurs d'onde : $\theta_i = \theta_{i,\lambda c}$. Alors si l'on considère une autre longueur d'onde $\lambda \neq \lambda_c$, le point de diffraction simultanée ne sera pas exactement atteint (comme illustré à la Figure 3.4). L'angle incident de la diffraction simultanée varie en effet en fonction de la longueur d'onde. L'écart des conditions de fonctionnement au point de diffraction simultanée entraine une diminution de l'efficacité pour la première interaction, dès lors que λ s'éloigne de λ_c.

Mais cela entrainera également un changement d'angle de diffraction étant donné que celui-ci varie aussi en fonction de la longueur d'onde, ce qui n'est pas sans conséquence.

a) Variation angulaire en fonction de la longueur d'onde

La variation de l'angle de diffraction est ici une problématique importante car elle se répercute sur le reste du système : le retour par les miroirs entraine une différence de l'angle incident lors de la deuxième interaction. Cela provoque une baisse de l'efficacité pour la deuxième interaction, le système n'étant plus dans les conditions de synchronisme pour cette interaction.

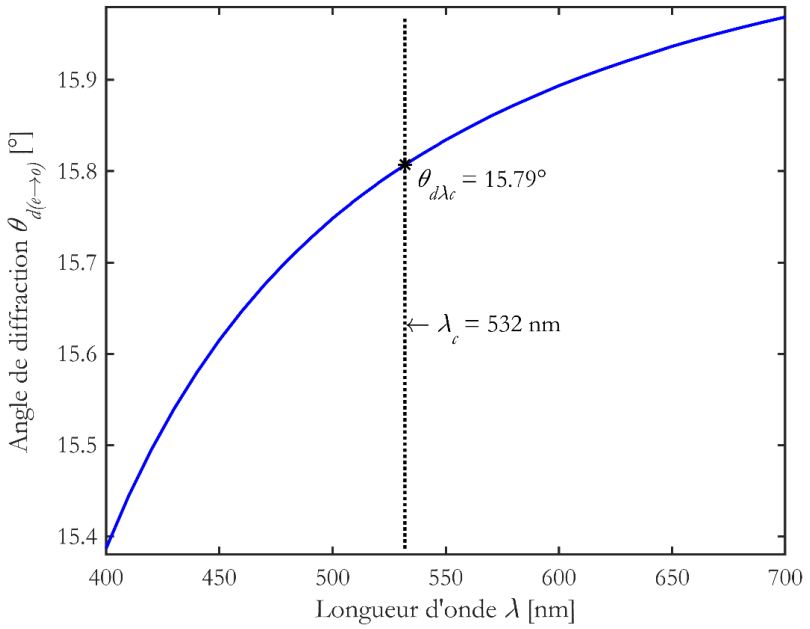


Figure 4.17 : Angles de diffraction en sortie de l'AOTF pour la première interaction (e vers o) en fonction de la longueur d'onde. La valeur de cet angle pour la valeur centrale (532 nm) est précisée.

Nous avons réalisé les expériences pour 532 nm en tant que longueur d'onde centrale car c'est une valeur relativement au centre de la bande visible du spectre optique (l'œil humain perçoit avec une sensibilité accrue pour le vert-jaune, vers 550 nm [186]).

La Figure 4.17 illustre la variation de l'angle de diffraction en fonction de la longueur d'onde en prenant en compte l'angle d'incidence fixe pour 532 nm.

Pour les valeurs des longueurs d'onde plus faibles la variation est d'autant plus grande. La variation de l'angle incident pour la deuxième interaction est évidente : la variation de l'angle en sortie du cristal $\Delta\theta_d$ est la variation à l'entrée du cristal :

$$\theta_{d_\lambda} - \theta_{d_{\lambda c}} = \Delta\theta_d = \theta_{i_\lambda} - \theta_{i_{\lambda c}} \qquad (4.6)$$

Cette variation est illustrée dans la Figure 4.18 : le parcours du faisceau optique après la première interaction s'en voit changé.

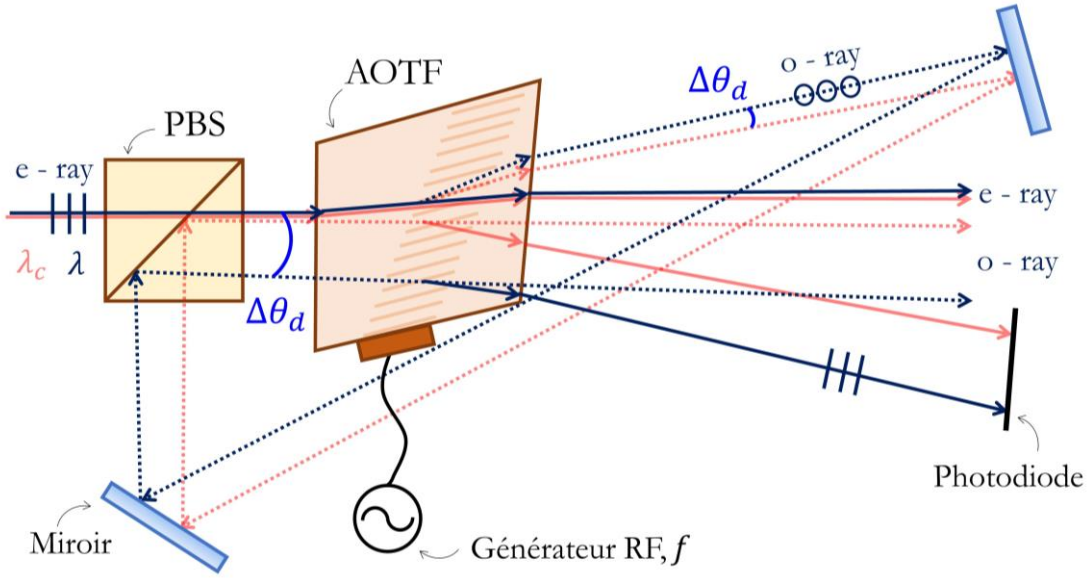


Figure 4.18 : Variation de l'angle incident de la seconde interaction liée à la variation de l'angle du faisceau diffracté de la première interaction, lorsque l'on change de longueur d'onde.

Notre objectif est donc d'analyser la bande passante spectrale de fonctionnement, autour de la longueur d'onde pour laquelle les conditions initiales sont optimales et de proposer une solution pour maximiser cette bande passante.

b) Etude de la bande passante spectrale pour la fréquence acoustique de la diffraction simultanée

L'étude de la bande passante nous permet de déterminer sur quelle bande optique le système est fonctionnel. De plus, cela nous permet de vérifier qu'il est nécessaire d'apporter des modifications au système pour l'améliorer.

Pour ce faire, on considère dans un premier temps que le système se trouve dans la configuration idéale d'une diffraction simultanée pour une longueur d'onde centrale λ_c : pour cette longueur d'onde l'efficacité est maximale pour le couple de paramètres : angle incident θ_{i,λ_c}et fréquence acoustique f_{0,λ_c}.

On détermine ensuite l'évolution de l'efficacité pour $\lambda \neq \lambda_c$, avec la fréquence de la diffraction simultanée $f_0(\lambda)$ comme précédemment, mais en maintenant l'angle d'incidence obtenu pour λ_c (cas du faisceau polychromatique pour lequel on ne réaligne pas). Cette fréquence, $f_0(\lambda)$, est optimale en théorie quand les conditions sont respectées pour λ. Mais on s'attend à ce que l'efficacité soit dégradée en s'éloignant de la longueur d'onde centrale car la valeur de l'angle de d'incidence pour λ sera de plus en plus éloignée de la valeur de l'angle pour λ_c. Les résultats théoriques de la dégradation de l'efficacité en fonction de la longueur d'onde sont donnés en Figure 4.19, pour une valeur centrale de 532 nm. Les efficacités des deux interactions considérées seules et l'efficacité du système global après le double passage sont comparées. La première interaction (en bleu et pointillé) garde un rendement de plus de 50% sur toute la plage spectrale considérée, et a même plus de 90 % pour les plus hautes

longueurs d'onde du spectre. Cependant la deuxième interaction présente une efficacité fortement dégradée, atteignant même moins de 5 % pour les faibles longueurs d'onde. Cette dernière influe fortement le rendement final.

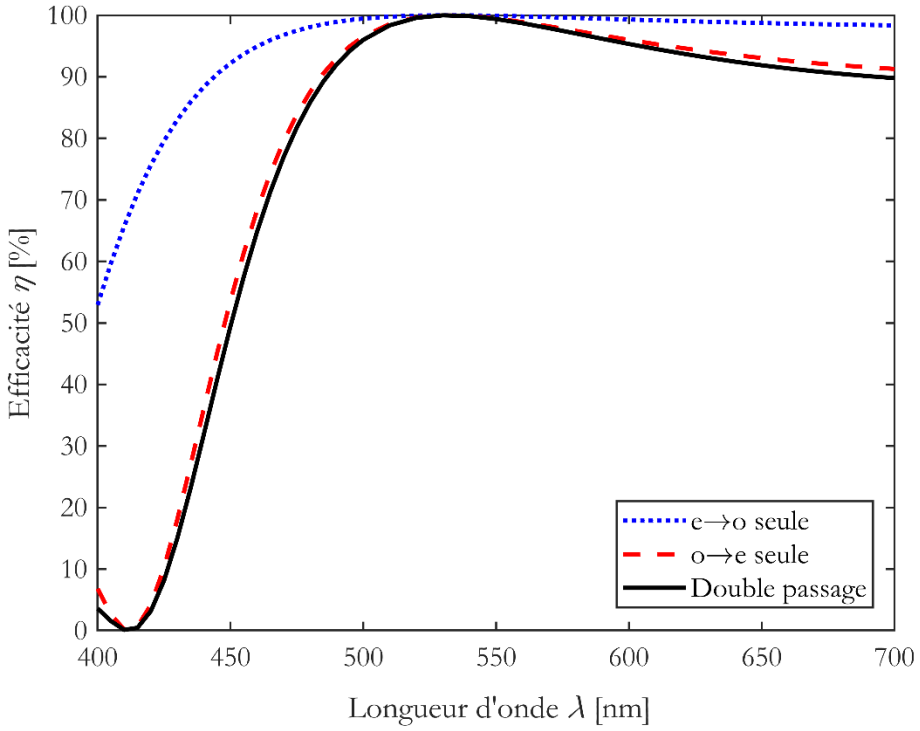


Figure 4.19 : Comparaison de l'efficacité pour $f = f_0$ quand λ_c = 532 nm.

Ne désirant pas réaligner notre système pour augmenter ses performances dans le cadre du cahier des charges considéré, il est nécessaire de trouver une solution « non géométrique » pour améliorer le rendement global. La première idée consiste à optimiser la fréquence acoustique, car c'est le paramètre le plus facile à ajuster.

L'évolution en fonction de l'angle d'incidence des fréquences d'interaction pour les deux modes sont distinctes. La condition de diffraction simultanée se trouve être au croisement des deux courbes. Cette condition survient pour un couple particulier angle incident / fréquence. Lorsque l'on est contraint de fonctionner avec un angle incident non optimal, on peut imaginer que la fréquence idéale pour avoir un maximum de diffraction se trouve quelque part entre les deux courbes de fréquence. Une première approche « naïve » consiste à calculer les efficacités pour une nouvelle fréquence : la moyenne : $f_m = (f_1 + f_2)/2$, comme indiqué sur la Figure 4.20.

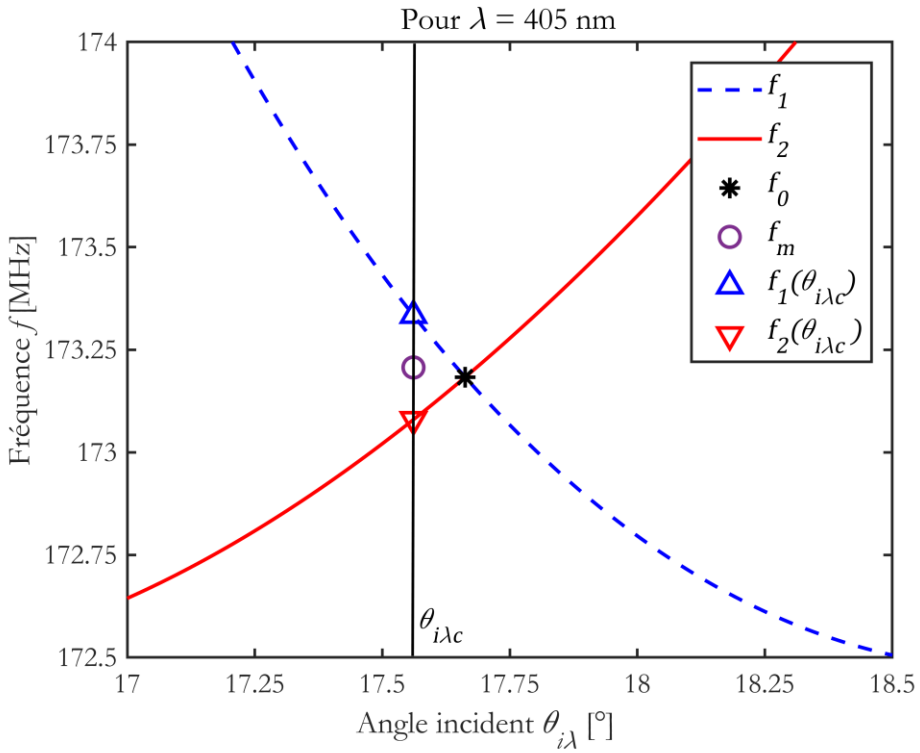


Figure 4.20 : Evolution des fréquences pour θ_{i,λ_c} pour λ_c= 671 nm et λ = 405 nm.

L'analyse du rendement avec cette nouvelle fréquence donne des résultats plus efficaces mais peu satisfaisants, comme on peut le voir sur la Figure 4.21.

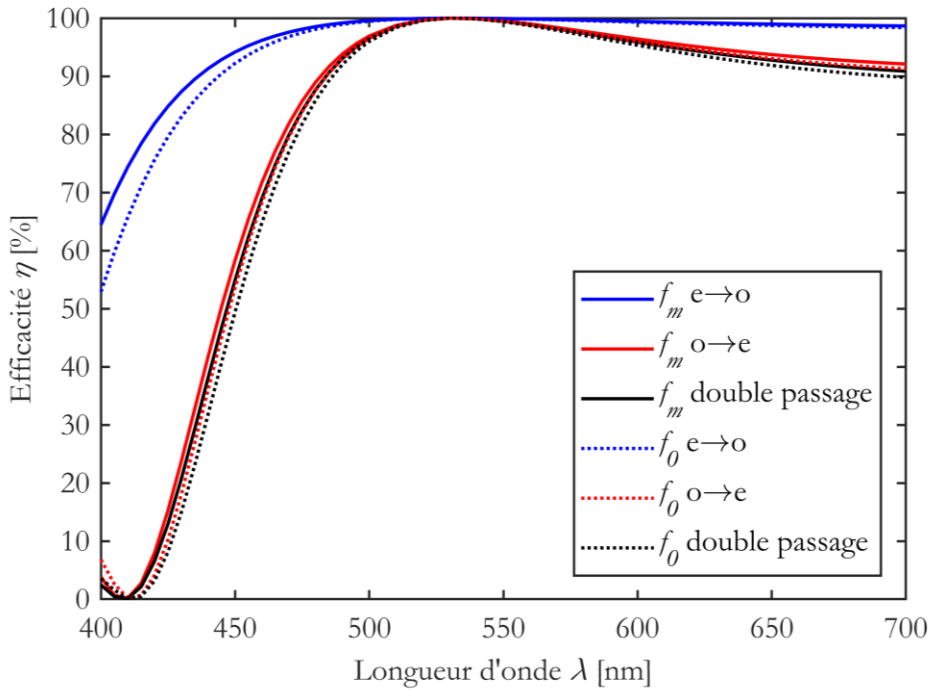


Figure 4.21 : Comparaison de l'efficacité pour $f = f_m$ (en train plein) et pour $f = f_0$ (en pointillé) quand λ_c = 532 nm

En effet la première interaction voit son efficacité augmentée mais c'est la seconde diffraction qu'il faut améliorer. Cette fréquence n'est donc pas adaptée pour la seconde interaction, vu que l'angle d'incidence varie plus pour celle-ci.

c) Optimisation de la fréquence acoustique

Il est donc nécessaire de trouver une procédure qui permette de trouver la fréquence idéale pour le double passage. En effet il est évident qu'il existe une fréquence acoustique pour laquelle le taux de diffraction est identique pour les deux faisceaux de polarisations orthogonales (contenus dans le faisceau incident). La problématique est donc de trouver la fréquence optimale, f_{opt}, pour laquelle $\eta_{e\to o} = \eta_{o\to e}$ dans le cas où l'angle d'incidence est un paramètre fixe pour la première interaction.

Le changement de fréquence entraine un changement dans le vecteur d'asynchronisme ΔK_d, ce phénomène est illustré Figure 4.22. Il existe donc un seul point où l'efficacité est égale pour les deux diffractions en ayant une valeur haute.

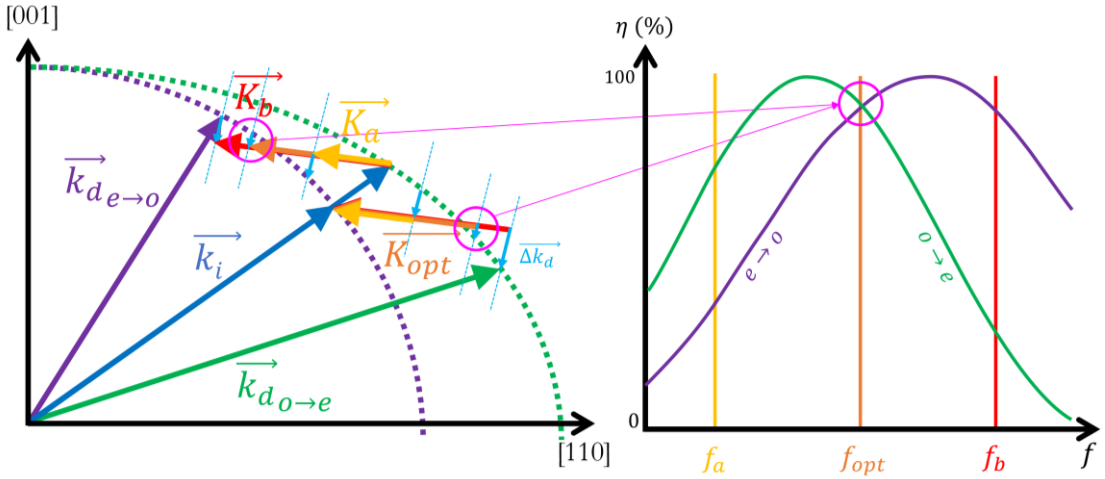


Figure 4.22 : Schéma montrant le lien entre le point théorique où $\eta_{e\to o} = \eta_{o\to e}$ sur le diagramme des vecteurs et en fonction de la fréquence dans le cas idéal.

Sur la Figure 4.22, le lien entre la diminution de l'efficacité des deux diffractions et la fréquence acoustique est mis en exergue. En effet, plusieurs valeurs pour le vecteur acoustique sont représentées, entrainant des efficacités différentes. Les vecteurs acoustiques en rouge et en jaune sont des exemples pour lesquels la fréquence acoustique est soit trop faible soit trop grande, ce qui donne de grandes différences entre les deux efficacités de diffraction. Le seul vecteur acoustique permettant d'obtenir l'égalité est représenté en orange. En Annexe C, un diagramme des vecteurs déterminé numériquement est présenté pour donner un exemple de cas réel.

Pour trouver le point de fonctionnement optimal, il faut calculer dans un premier temps η pour les deux diffractions en faisant varier la fréquence autour de la fréquence de double diffraction. On trouve alors les courbes d'efficacité comme illustré Figure 4.23. Sur ces courbes ont été calculées les efficacités pour 400, 500 et 671 nm. On remarque que pour 500 et 671 nm les courbes pour les deux modes d'interaction sont très proches et le point où leur efficacité est égale est supérieur à 80 %, et même 90% pour 500 nm car la longueur d'onde centrale est proche (532 nm). Les points sur les courbes montrent les valeurs de l'efficacité pour les fréquences mentionnées précédemment (fréquence de la diffraction simultanée, fréquence moyenne et fréquence optimale). Les performances pour le point de fonctionnement correspondant à la fréquence optimale sont clairement très supérieures aux autres points de fonctionnement. On relève alors la fréquence optimale pour chaque longueur d'onde, elles sont présentées sur la Figure 4.24 entre 400 et 700 nm dans notre configuration. On remarque que cette courbe présente une évolution assez similaire à la fréquence de la diffraction double présentée Figure 3.5.

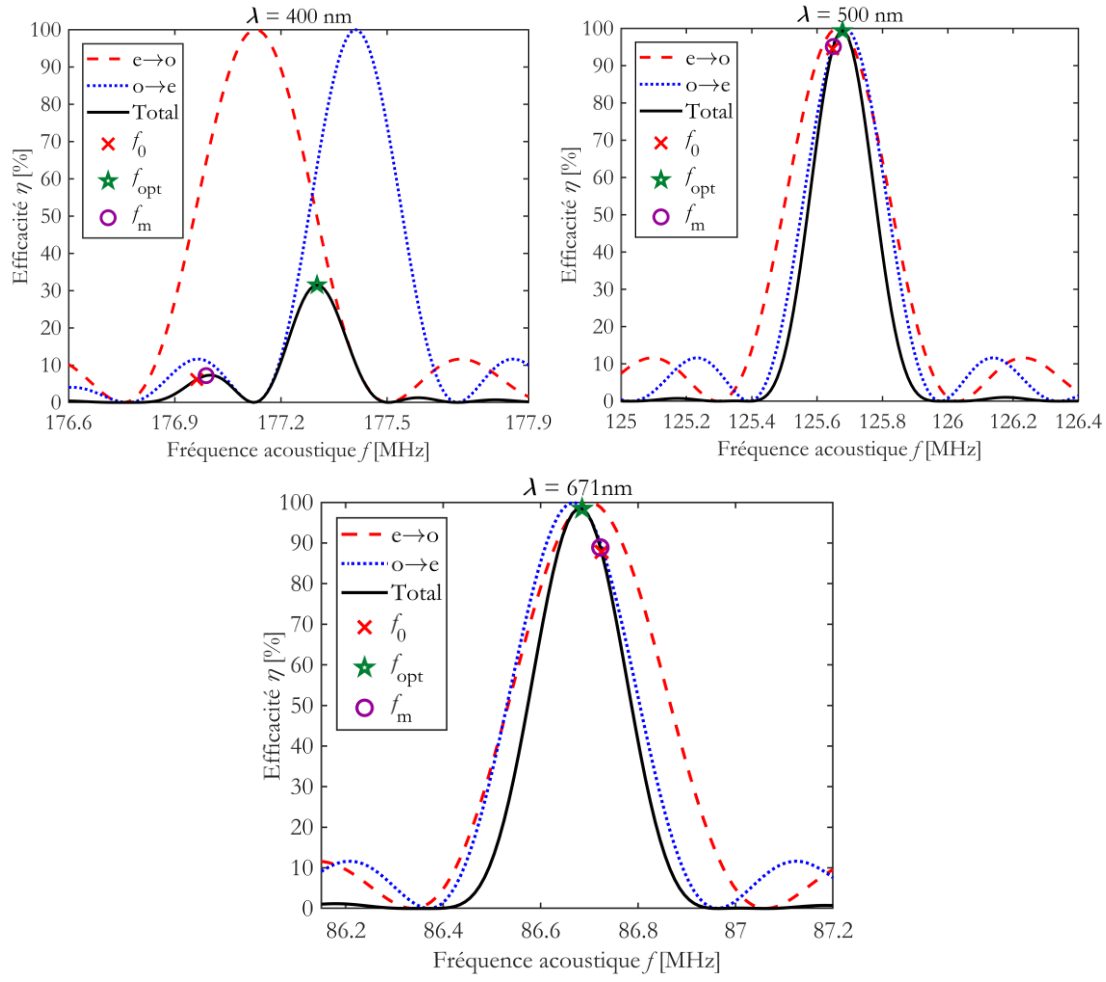


Figure 4.23 : Efficacités en fonction de la fréquence acoustique dans le but de trouver la fréquence optimale pour chaque longueur d'onde (400,500 et 671 nm) avec l'angle d'incidence de la double diffraction pour 532 nm. Les efficacités pour f_0 et f_m sont montrés pour la comparaison

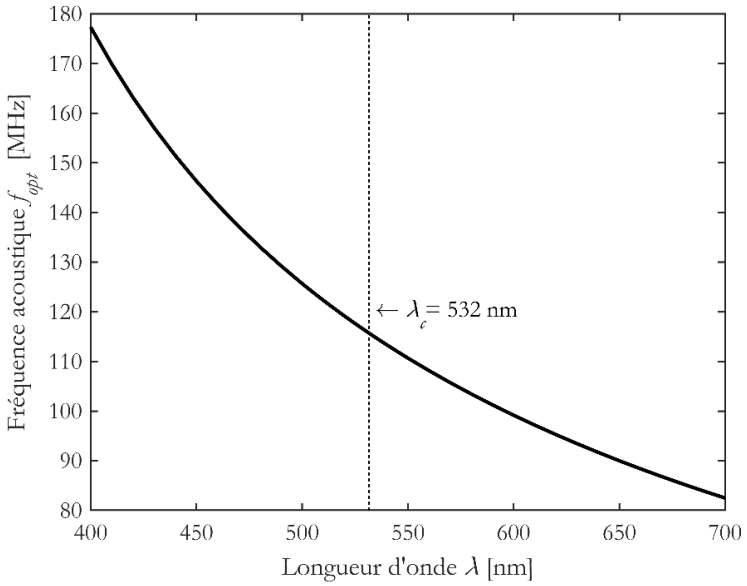


Figure 4.24 : Fréquence optimale en fonction de la longueur d'onde dans le cas de notre composant et pour une longueur d'onde centrale de 532 nm.

On relève ensuite la valeur d'efficacité pour la fréquence optimale. On obtient alors la Figure 4.25. Si l'on compare à la Figure 4.19, on voit très nettement l'amélioration de l'efficacité, notamment pour les basses longueurs d'onde.

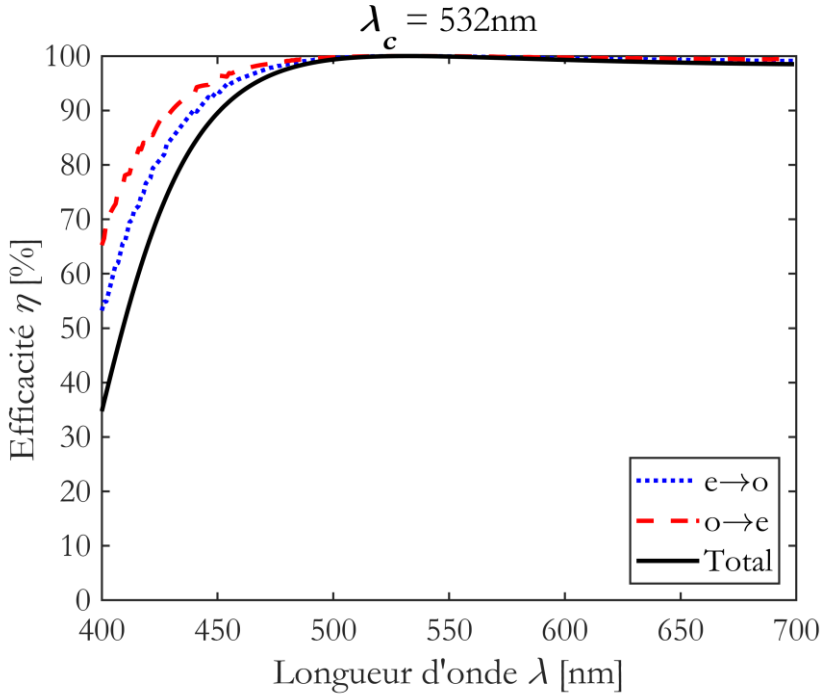


Figure 4.25 : Efficacités des deux interactions et efficacité du système en fonction de la longueur d'onde avec la fréquence optimale et une longueur d'onde centrale de 532 nm.

Avec la nouvelle fréquence les plus faibles efficacités sont obtenues pour 400 nm sur cette plage de longueur d'onde, et valent plus de 30 %, on a donc augmenté de 40 % notre rendement pour 400 nm et de 15 % au-delà de 600nm, obtenant donc un rendement de plus de 95% sur une plage plus haute (plus de 200 nm en tout).

On peut cependant, encore améliorer ces valeurs quand le choix de la longueur d'onde centrale est libre, c'est ce qu'on analyse maintenant.

d) Optimisation de l'angle d'incidence

Dans le paragraphe précédent, l'optimisation de la fréquence acoustique a été analysée, pour un angle d'incidence fixe résultant du choix d'une longueur d'onde centrale. En fait, la fréquence est l'un des deux paramètres importants de la diffraction simultanée : l'angle d'incidence est l'autre. Bien qu'une fois le système aligné cet angle ne soit plus modifiable car il dépend du choix de la longueur d'onde centrale, le choix de la longueur d'onde centrale apparait comme un critère qu'il convient d'optimiser, tout en conservant la fenêtre spectrale d'utilisation la même que précédemment (400-700 nm). Nous étudions maintenant l'influence du choix de la longueur d'onde centrale (et donc par extension de l'angle d'incidence fixe qui en résulte pour la première interaction) sur les performances du système, dans le but d'optimiser l'efficacité et la bande passante spectrale de fonctionnement.

Les mêmes développements que précédemment sont réalisés, mais pour différentes longueurs d'onde centrales. Les résultats obtenus sont illustrés Figure 4.26 pour sept longueurs d'onde réparties au sein de la fenêtre spectrale visée.

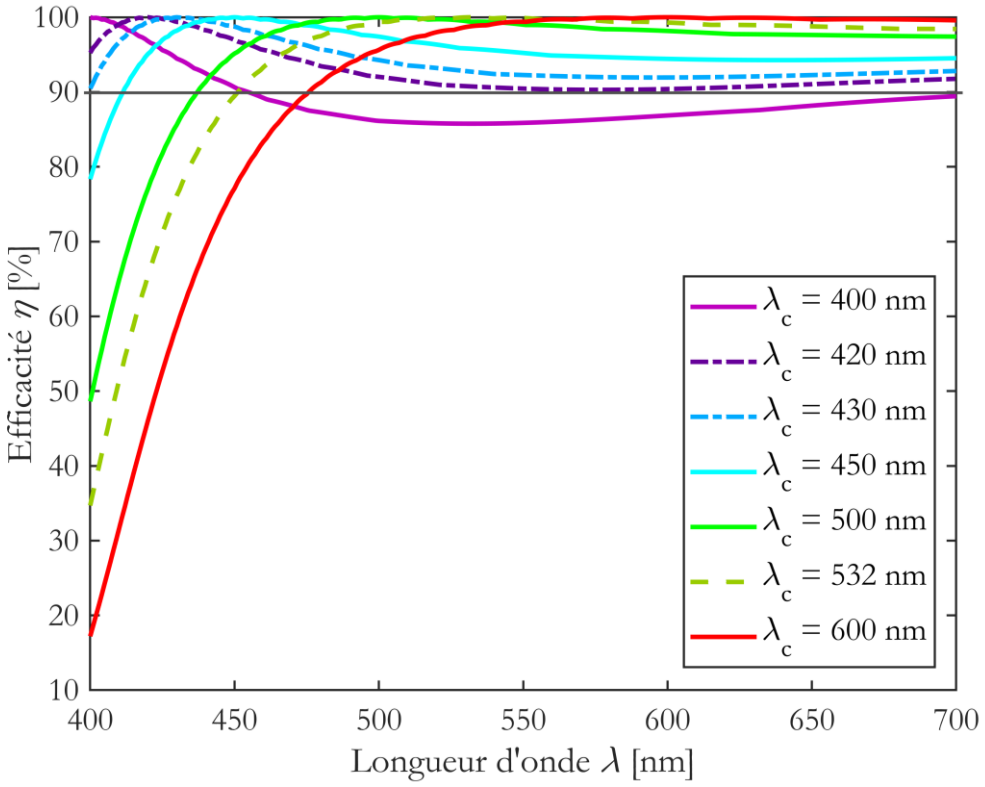


Figure 4.26 : Efficacités en fonction de la longueur d'onde avec la fréquence optimale et pour différentes longueurs d'ondes centrales.

L'analyse de la Figure 4.26 montre que pour avoir une meilleure efficacité pour les faibles longueurs d'onde, il faut logiquement diminuer le choix de λ_c. Cependant, si l'on choisit une valeur trop faible, comme par exemple 400 nm, on dégrade l'efficacité pour les autres longueurs d'onde (moins de 90 %) au-delà de 455nm. Le choix d'une longueur d'onde centrale

de 450 nm et au-delà, ne serait pas un choix avisé non plus étant donné que l'on perd d'autant plus d'efficacité pour les faibles longueurs d'onde.

Il est néanmoins possible d'obtenir une efficacité de plus de 90 % sur toute la bande spectrale choisie pour des longueurs d'ondes centrales comprises entre 420 et 430 nm (comme indiquées en pointillés violets et bleus sur la Figure 4.26). Tout choix en dehors de cette plage fera diminuer l'efficacité pour les hautes ou pour les basses fréquences. Cette plage de longueurs d'onde centrale correspond à un fonctionnement du système optimal entre 400 et 700 nm (à adapter à chaque système en fonction du cahier des charges).

Les deux paramètres clés de l'optimisation ont été étudiés pour notre système à haute résolution spectrale et double passage dans le but de diminuer fortement les lobes secondaires. À la suite de l'optimisation, le système offre une résolution fine sur une large bande spectrale (400-700 nm) avec plus de 90 % d'efficacité de diffraction en sortie. C'est-à-dire que ce système présente une perte de seulement 0.5 dB, avec une diminution des lobes secondaires d'environ 10 dB.

III.5. Synthèse et perspectives

Notre analyse montre pour la première fois que l'on peut obtenir de bons résultats (efficacité >90%) pour un système d'analyse de polarisation large bande spectrale avec une diminution des lobes secondaires [187]. Une condition expérimentale s'est néanmoins avérée nécessaire : le retour par miroirs doit être fonctionnel, c'est-à-dire que la dispersion angulaire liée à la première diffraction ne soit pas trop grande et que le faisceau retour soit réinjecté pour permettre la seconde diffraction. Cet aspect peut être un souci technique qu'il convient de prendre en compte lors du montage du système et qu'il faudra peut-être améliorer par la suite.

Il est possible de placer d'autres composants optiques pour assurer un retour dans le système, comme par exemple un prisme (des solutions pour contrer les déconvenues des variations des angles de diffraction ont été en effet envisagés dans la littérature [188]).

Conclusion du chapitre 4

Au cours de ce chapitre nous avons résumé les caractéristiques importantes des AOTFs, notamment concernant les bandes passantes et la résolution spectrale. Les caractéristiques des lobes secondaires indésirables ont été expliquées et des techniques d'apodisation permettant de les réduire ont été présentées.

Dans ce contexte, nous avons réalisé un système à « double passage » composé d'un seul AOTF mono-transducteur dans le but de réduire les lobes secondaires et d'améliorer la résolution spectrale. Les résultats expérimentaux présentés sont cohérents et confirment la réduction de ces lobes de manière efficace.

Nous avons montré que l'analyse de la bande passante spectrale permet de trouver une fréquence acoustique adaptée qui engendre une efficacité de diffraction optimale sur une large bande optique. De plus l'optimisation du choix des conditions initiales (de la longueur d'onde centrale, donc de l'angle d'incidence) permet une amélioration de la largeur de cette bande optique. Il est donc possible de réduire les lobes secondaires et d'améliorer la résolution spectrale tout en assurant une efficacité de plus de 90 % sur la bande 400 nm – 700 nm entière (pour notre composant).

Les chapitres suivants auront pour objet un design d'AOTF multi-transducteur qui reprendra certains des concepts évoqués dans ce chapitre.

Chapitre 5 : Conception et caractérisation d'un imageur spectro-polarimètre acousto-optique

Introduction

Nous avons abordé dans les chapitres précédents les caractéristiques des AOTFs et les enjeux principaux quant à leurs utilisations pour l'imagerie hyperspectrale et la spectro-polarimétrie. Il s'agit de travailler sur une large bande spectrale, de réduire les lobes secondaires, de pouvoir mesurer deux polarisations orthogonales simultanément tout en gardant une efficacité satisfaisante (critère à -3dB). La problématique de la résolution spectrale est un enjeu particulièrement important lorsque l'on cherche à augmenter la capacité à différencier des éléments très proches en termes de signature spectrale, quand parfois seulement quelques petits changements peuvent révéler des informations sur l'objet observé. Avec la complexification des systèmes, des compromis s'avèrent nécessaires sur les paramètres que l'on cherche à améliorer.

Dans ce chapitre nous présentons la conception et la validation de filtres spectro-polarimètres acousto-optiques permettant d'avoir une résolution spectrale constante sur une large bande spectrale. Ces composants ont été conçus pour une application en imagerie, il faut prendre en compte les aberrations possibles et les pertes d'efficacité lorsque le faisceau entrant n'est pas collimaté, ce sera l'objet de la première partie de ce chapitre.

La variation de la résolution spectrale est permise par la fabrication d'un transducteur divisé en 5 électrodes permettant de jouer sur la longueur d'interaction facilement en activant et désactivant les électrodes. Nous avons réalisé la conception de deux composants (deux bandes optiques différentes : une dans le visible et l'autre dans les infrarouges) et nous présentons la caractérisation du premier en fin de chapitre.

I. Efficacité des AOTFs dans le plan pour l'imagerie

Jusqu'à présent nous avons parlé des efficacités selon l'angle d'incidence dans le plan ($\bar{1}10$), cependant lorsque l'on réalise le filtrage d'une image il faut soit adapter l'optique du système pour que le faisceau entrant soit parfaitement collimaté soit il faut prendre en compte l'efficacité de diffraction aussi dans le plan perpendiculaire. De plus des aberrations chromatiques peuvent être engendrées dans le système acousto-optique, et elles aussi peuvent altérer l'efficacité du système.

I.1. Les aberrations chromatiques engendrées dans les systèmes d'imagerie acousto-optiques

Comme tous composants optiques, les composants acousto-optiques engendrent des aberrations chromatiques, certaines sont de fait inhérentes et utiles à l'acousto-optique comme la diffraction, mais certaines peuvent être plus contraignantes et nécessitent d'être corrigées. Il est intéressant de les connaître avant de concevoir un système comportant un AOTF mais aussi avant même la conception de ce dernier.

a) Descriptions des aberrations chromatiques

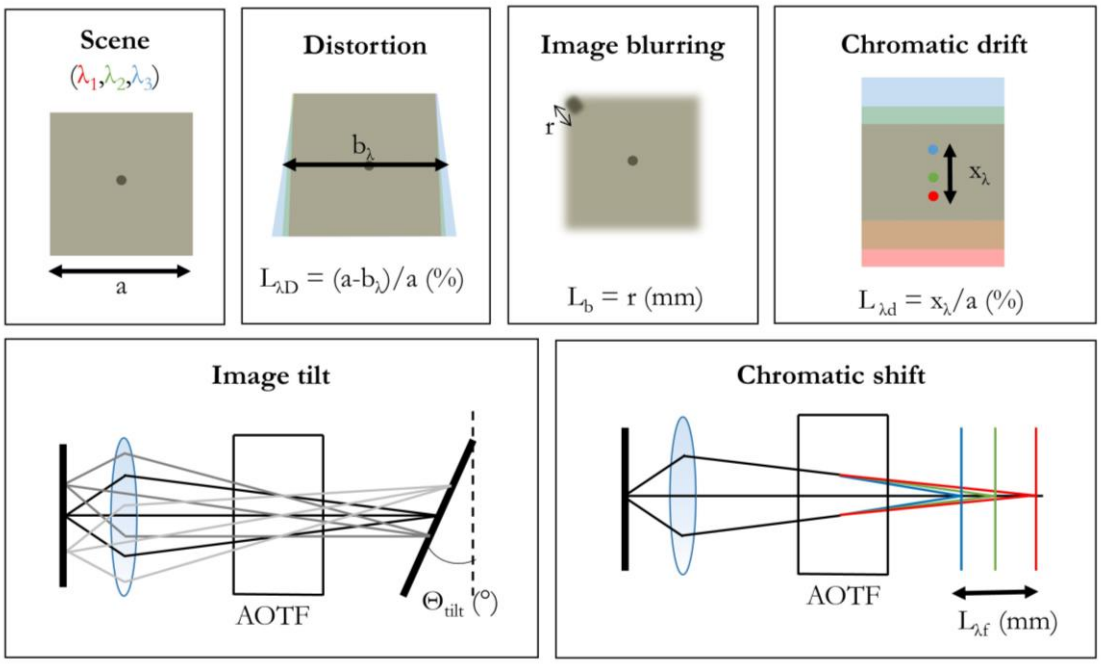


Figure 5.1 : Les différentes aberrations apparaissant dans les systèmes acousto-optiques

Il existe plusieurs types d'aberrations dans les systèmes d'imagerie spectrale et cela s'applique notamment pour les AOTFs [189] illustrées Figure 5.1 :

- La distorsion de l'image, qui résulte dans un changement de proportion de l'image, cela dépend aussi de la longueur d'onde.
- L'image qui se floute plus on s'éloigne du centre de l'image (« image bluring »).
- Le décalage de l'image en fonction de la longueur d'onde dans le plan focal (« chromatic drift »). Elle est aussi appelée aberration chromatique latérale.
- L'image qui est inclinée par rapport au plan focal (« image tilt »).
- Le décalage de l'image en fonction de la longueur d'onde dans des plans parallèles au plan focal (« chromatic shift »). Elle est aussi appelée aberration chromatique longitudinale.

La distorsion de l'image vient de la variation des angles de diffraction dans le plan. Une solution pour réduire la distorsion de l'image après le passage dans un AOTF, c'est d'utiliser un système d'AOTFs en tandem, qui permettra d'avoir le même défaut dans les deux directions et donc de retrouver une proportion d'image identique à celle de la scène.

Le flou peut provenir de différents phénomènes. Par exemple, dans le cristal le faisceau acoustique va connaître une divergence sur les côtés de la colonne acoustique, et cela peut provoquer une interaction acousto-optique non utile et provoquer des images parasites non focalisées. Ce phénomène peut être minimiser lors de la conception en trouvant un compromis dans les paramètres de conception de l'AOTF (longueur d'interaction et fréquence acoustique) pour permettre d'avoir une divergence optique et acoustique de même ordre de grandeur [140]

L'aberration chromatique longitudinale est quasiment nulle dans les systèmes collimatés car les faisceaux entrants sont tous parallèles entre eux. Néanmoins il peut y avoir une légère divergence (ou convergence) si on s'éloigne (ou se rapproche) de la scène observée. Dans ce cas l'aberration a lieu mais reste plus faible que pour un système confocal par exemple [190].

L'expression simplifiée (par la théorie des petits angles) de la variation entre le point focal de deux longueurs d'onde est la suivante [190] :

$$\Delta L_{\lambda f} = 2 l_A \left[\frac{1}{n_o(\lambda_2) + n_e(\lambda_2)} - \frac{1}{n_o(\lambda_1) + n_e(\lambda_1)} \right] \tag{5.1}$$

Avec l_A la distance que le faisceau parcoure dans le cristal (liée à la longueur du cristal).

On peut remarquer ici que cette aberration est directement liée à la longueur du cristal : un long cristal introduira une aberration chromatique longitudinale plus importante, il faut essayer dans ce cas, lorsque cela est possible, de fabriquer l'AOTF le plus court possible.

L'aberration chromatique latérale est causée par la variation de l'angle de diffraction en fonction de la longueur d'onde pour un AOTF, cela donne un « effet prisme » et est ici peu problématique : elle peut être diminuée en ajoutant un angle à la coupe de la face optique de sortie (en jouant sur les relations de Snell-Descartes), ou encore en ajoutant un prisme [188]. Les AOTFs en tandem peuvent aussi corriger cette différence d'angle diffracté.

Ces deux aberrations (aberrations chromatiques latérale et longitudinale) ne peuvent pas être corrigées par un AOTF seul.

L'inclinaison de l'image quant à elle est souvent peu problématique car il suffit d'incliner le capteur avec le même angle pour obtenir une image correcte.

Pour résumer, dans le cas des AOTFs utilisés pour de l'imagerie, les aberrations problématiques à prendre en compte lors de la conception sont le flou et les aberrations chromatiques longitudinales, pour cela il faut éviter les divergences des faisceaux entrant et les cristaux trop longs.

Tableau 5-1 : Tableau des différents types d'aberration et de leurs solutions pour un AOTF

Aberration	Gravité	Paramètres liés	Solutions
Distorsion	Faible	Angle de diffraction	AOTF en tandem
Flou	Peut être forte, notamment pour de l'imagerie	Divergence acoustique	Prise en compte de la divergence pendant la conception
Chromatique latérale	Faible	Angle de diffraction en fonction de la longueur d'onde	Coupe de la sortie optique inclinée Ajout d'un prisme à la sortie / optique adaptée
Inclinaison	Faible	Angle des faisceaux optiques	Inclinaison du capteur
Chromatique longitudinale	Peut être forte, notamment pour de l'imagerie	Longueur du cristal	Cristal le plus court possible

a) Les différents systèmes d'imagerie acousto-optiques et leurs aberrations

Il existe plusieurs types de système optique comportant des AOTFs selon que le faisceau optique source soit collimaté, confocal, focalisé à l'intérieur de l'AOTF ou non [189] [191]. Dans ces différents modèles les aberrations qui ont lieu ne sont pas les mêmes et selon les applications on se concentrera sur la résolution d'une ou plusieurs aberrations en particulier.

Ici tous les systèmes présentés montrent des polariseurs en entrée et en sortie de l'AOTF mais ce n'est pas obligatoire, et ne change en rien les résultats des aberrations, cependant ici cela permet de ne travailler qu'avec un ordre de diffraction en sortie de l'AOTF.

i. Modèle focalisé

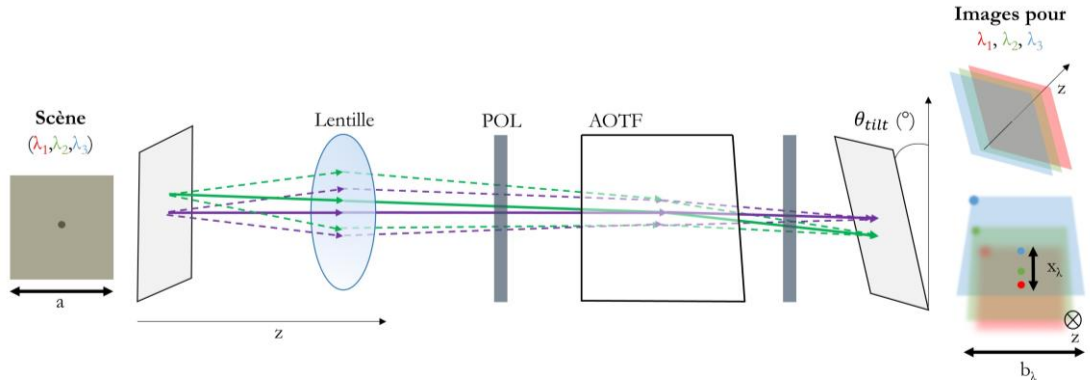


Figure 5.2 : Schéma d'un système focalisé

Un modèle très simple à faire consiste à ajouter une lentille en amont d'un filtre AOTF. Cette lentille est choisie pour faire converger les rayons issus d'un point objet (de la scène) dans le filtre et ils ne se focalisent alors que sur l'écran. Bien que ce modèle paraisse simple (peu de composant) c'est celui qui comporte le plus d'aberrations (aberration chromatique latérales et longitudinales, inclinaison de l'image, flou et distorsion). Ici on peut considérer l'utilisation d'un prisme pour corriger la dérive de l'image selon la longueur d'onde. Pour la distorsion il est suggéré d'utiliser un second AOTF en cascade du premier. Ce modèle est le moins courant car il comporte un nombre trop important d'aberrations à corriger et n'est pas optimal.

ii. Modèle collimaté

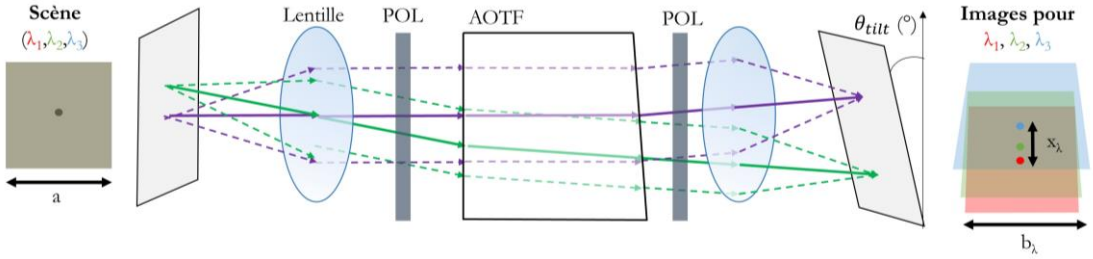


Figure 5.3 : Schéma d'un système collimaté

Ici les rayons issus de la scène sont collimaté grâce à une lentille en amont de l'AOTF, les points objets étant sur le plan focal objet de la lentille. Une lentille est placée en sortie de l'AOTF et un écran est placé ensuite dans son plan focal image permettant d'avoir les faisceaux diffractés focalisés sur l'écran.

Les systèmes AOTFs avec faisceau collimaté sont les plus courants car faciles à mettre en œuvre. Les rayons issus d'un point de la scène sont parallèles entre eux dans le cristal. Le fait que les rayons soient parallèles dans le cristal permet d'éviter l'aberration chromatique longitudinale (même angle d'incidence pour les différentes longueurs d'onde d'un même point objet), ce qui est avantageux, l'aberration chromatique longitudinale étant difficile à corriger. Ce système engendre cependant l'aberration chromatique latérale qui peut être réduite en optimisant l'angle de la face optique de sortie du cristal et positionnant la lentille légèrement inclinée, l'image sort donc inclinée, ce qui n'est pas un problème avant un écran incliné. L'image est distordue.

On remarque aussi que différents angles d'incidence résultent de ce montage (selon la provenance sur la scène des faisceaux incidents). Cette variation d'angle peut avoir des répercussions sur l'efficacité de l'interaction acousto-optique. Une scène très éloignée présentera toutefois une variation de l'angle d'incidence assez faible qui ne posera pas de problème.

iii. Modèle confocal

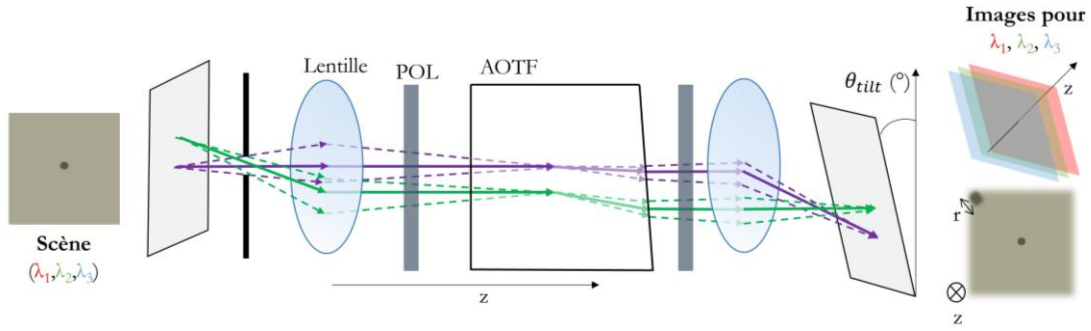


Figure 5.4 : Schéma d'un système confocal

Ici l'AOTF se trouve au centre d'un système deux lentilles, un diaphragme est ajouté pour éviter aberrations de la première lentille (les rayons ne passent que dans le centre de la lentille). Les rayons issus d'un même point se focalisent dans l'AOTF sur le plan focal image de la première lentille qui est aussi le plan focal objet de la seconde lentille, d'où l'appellation confocale. Les rayons sortants de l'AOTF n'ayant pas le même angle selon la longueur d'onde, on retrouve alors l'aberration chromatique longitudinale. L'image sur le détecteur est finalement inversée, floue et inclinée. On peut alors jouer sur l'angle de la face de sortie optique et sur l'inclinaison du détecteur pour corriger ces erreurs. L'avantage principal de ce système est l'absence de distorsion de l'image.

iv. Modèle télécentrique confocal

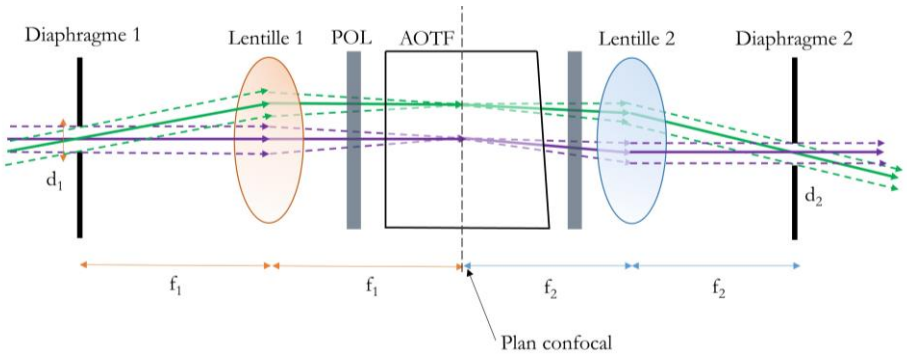


Figure 5.5 : Schéma d'un système télécentrique confocal

Ce dernier modèle est une amélioration du modèle confocal, l'ajout de diaphragme permettant de réduire certaines aberrations (des lentilles notamment). Ce système reste confocale car il y a un foyer commun aux deux lentilles qui se situe au centre, dans l'AOTF. Ce modèle est télécentrique car les ouvertures sont sur les plans focaux des lentilles, ce qui permet notamment d'éliminer l'ordre 0 avec le second diaphragme. Etant donnée l'utilisation d'un diaphragme proche de l'axe optique les rayons provenant de la scène sont quasi parallèles mais les rayons provenant d'un même point, eux, sont forcément parallèles (formant un

angle constant avec l'axe optique, on a donc toujours la même ouverture angulaire à l'entrée de l'AOTF pour chaque point).

L'optique télécentrique permet de réduire les erreurs (de la mise au point) provoquées lorsque l'objet n'est plus tout à fait à la même place (c'est-à-dire que la distance à la scène peut varier), très utile en imagerie aéroportée par exemple, contrairement au modèle confocal qui nécessite que l'objet soit parfaitement dans le plan focal objet de la première lentille.

Utiliser ce modèle permet de réduire les aberrations provoquées par les AOTFs du système [192]. Un décalage de l'AOTF par rapport au plan confocal induit cependant des aberrations notamment du flou [192]. Prenons l'exemple d'un AOTF décalé d'une distance l_2 par rapport au plan confocal, cela permet de comprendre l'apparition de l'aberration qui provoque le flou de l'image : les rayons à la sortie du système ne sont plus parallèles (ils divergent ou convergent). Ce phénomène est illustré sur la Figure 5.6.

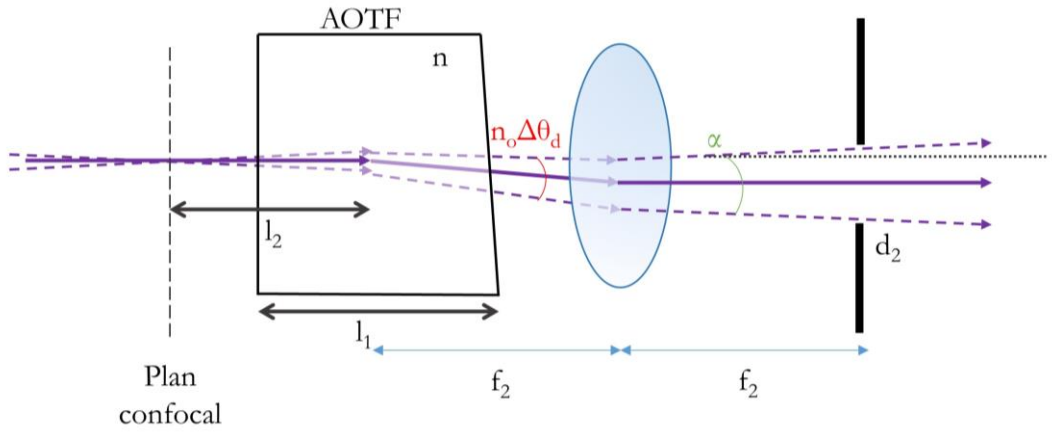


Figure 5.6 : AOTF décalé dans le système télecentrique confocal

L'aberration résultante est l'addition de trois aberrations issues de différents phénomènes. La première composante est due au passage dans la lentille des rayons divergents en sortie de l'AOTF et est direction proportionnelle à l_2 (et donc nulle quand l_2 est nulle). La seconde composante vient du fait que l'on ait une focalisation à l'intérieur du cristal, ce qui est induit une aberration que l'on n'aurait pas dans un système collimaté : les faisceaux entrent et sortent du cristal avec des angles différents pour chaque longueur d'onde. Cette dernière est considérée comme négligeable [192]. La dernière composante dépend des espaces libres laissés par les diaphragmes, des focales des lentilles et de la longueur de l'AOTF. Cette dernière est faible si le cristal est court et si le rapport de la largeur du diaphragme sur la focale est grand ou encore si la variation de l'indice optique (du cristal) est faible.

v. Résumé des différents montages

Le tableau suivant est le résumé de ce que l'on vient de voir.

Tableau 5-2 : Tableau des différents types d'aberration et de leurs solutions pour un AOTF

	Focalisé	Collimaté	Confocal	Télécentrique confocal
Facilité de montage	Simple (peu de composant)	Simple	Modéré (Nécessite une grande précision de montage)	Modéré (Nécessite une grande précision de montage)
Sensibilité à la distance de la scène	Modéré	Pratique si la scène est éloignée	Forte	Très faible
Aberrations problématiques	Chr. Longitudinale Distorsion (si AOTF seul) Flou	Distorsion (si AOTF seul) Chr. Latérale (si AOTF seul)	Chr. Longitudinale (réduit si placement précis)	Chr. Longitudinale (réduit si placement précis)
Aberrations corrigées facilement	Inclinaison Distorsion (si AOTF tandem) Chr. Latérale (avec un prisme en sortie)	Inclinaison Distorsion (si AOTF tandem) Chr. Latérale (si AOTF tandem)	Inclinaison Chr. latérale Flou (réduit si placement précis)	Inclinaison Chr. latérale Flou (réduit si placement précis)
Aberrations évitées	Aucune	Chr. longitudinale	Distorsion	Distorsion

I.2. Rendement pour une image d'un AOTF à grande ouverture angulaire

Lorsqu'ils sont utilisés en imagerie, les caractéristiques des AOTFs peuvent diminuer de 3% à 8% les rendement du système [193]. Il est en particulier nécessaire de bien comprendre l'évolution de l'efficacité des filtres, selon les deux directions d'incidence, et de les quantifier pour concevoir les systèmes AO. 7

a) Diagramme des vecteurs dans l'espace

Pour les AOTFs utilisés en imagerie, il peut être utile de prendre en compte non seulement le plan d'interaction $(\bar{1}10)$, mais aussi le plan orthogonal à celui-ci (et toujours orthogonal au sens de propagation) c'est-à-dire (001). Jusqu'à présent nous n'avions pris en compte que l'angle d'incidence θ_i qui se situe dans le plan $(\bar{1}10)$ de la paratellurite. Cet angle correspond à l'angle entre [110] et le faisceau optique incident. Cependant on peut imaginer que le faisceau optique ne fait plus parti du plan $(\bar{1}10)$ et qu'il ait une variation de sa direction dans l'espace. Dans ce cas-là, le faisceau diffracté ne fait plus parti du plan $(\bar{1}10)$ non plus, mais il ne fait pas parti du même plan que le faisceau incident non plus. On se retrouve alors dans une situation en 3D comme illustré Figure 5.7.

Les faisceaux optiques incidents et les diffractés ont alors deux angles chacun à prendre en compte selon le plan. On projettera ces angles dans deux plans : on note θ_1 et θ_2 les angles incidents pour les deux plans (XZ et YZ) et Ψ_1 et Ψ_2 pour les angles de diffractions (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.** et Figure 5.9).

On doit aussi prendre en compte les angles directeurs de l'onde acoustique : $\gamma_1$et γ_2. De plus, $\overrightarrow{\Delta k_d}$ se décompose aussi dans chaque plan, ce qui donne les angles ν_1 et ν_2 . Si γ_2 et ν_2 sont nuls alors on revient à la configuration usuelle et dans ce cas θ_2 et Ψ_2 seront nuls aussi.

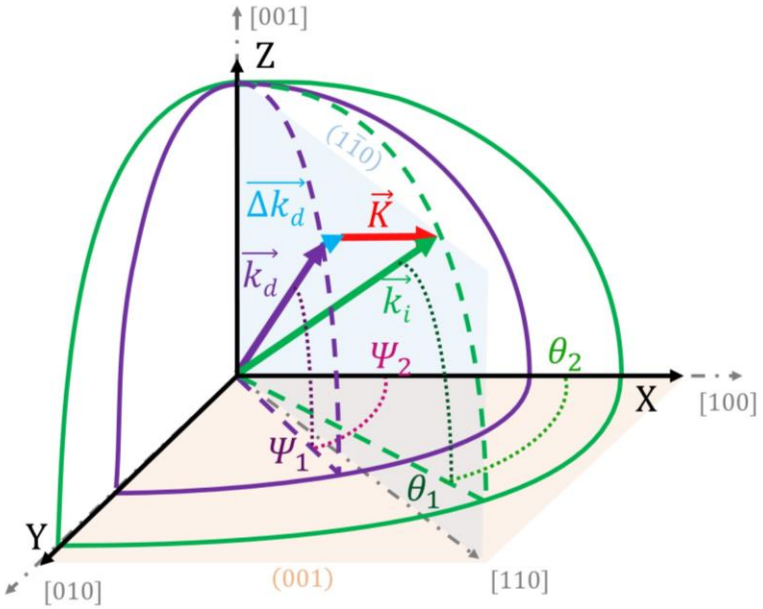


Figure 5.7 : Diagramme des vecteurs avec les vecteurs de l'interaction acoustique et les différents angles.

b) Expressions générales des angles dans l'espace

Pour bien visualiser les vecteurs de l'interaction, on les projette dans les deux plans (XZ et YZ). Pour le mode extraordinaire vers ordinaire on a les schémas présentés à la **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** et pour le mode ordinaire vers extraordinaire les schémas sont Figure 5.9.

Pour déterminer les expressions permettant de calculer d'asynchronisme en fonction des angles incidents il faut passer par plusieurs étapes de calculs, pour notamment retrouver les expressions de Ψ_1 et Ψ_2.

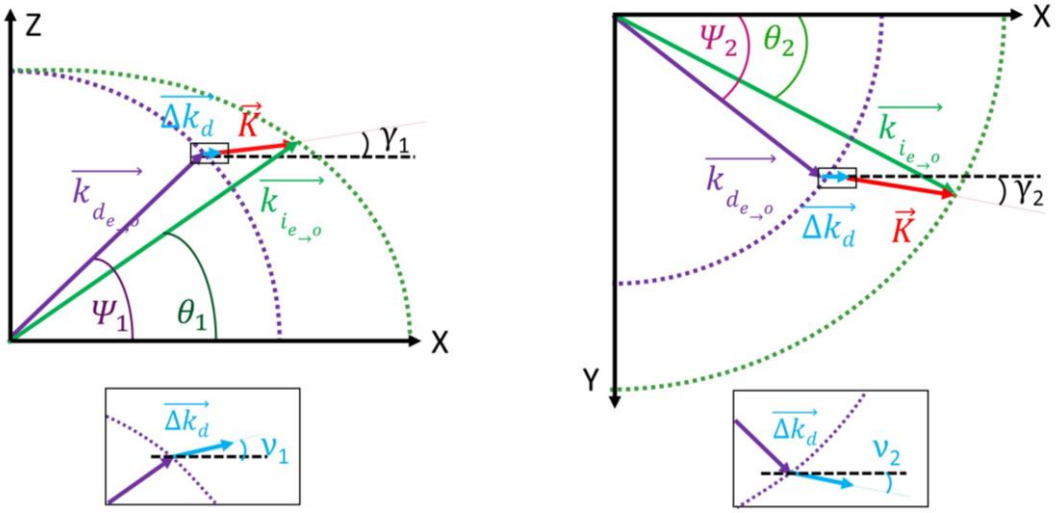


Figure 5.8 : Schémas des diagrammes des vecteurs projetés dans les deux plans pour le mode extraordinaire vers ordinaire.

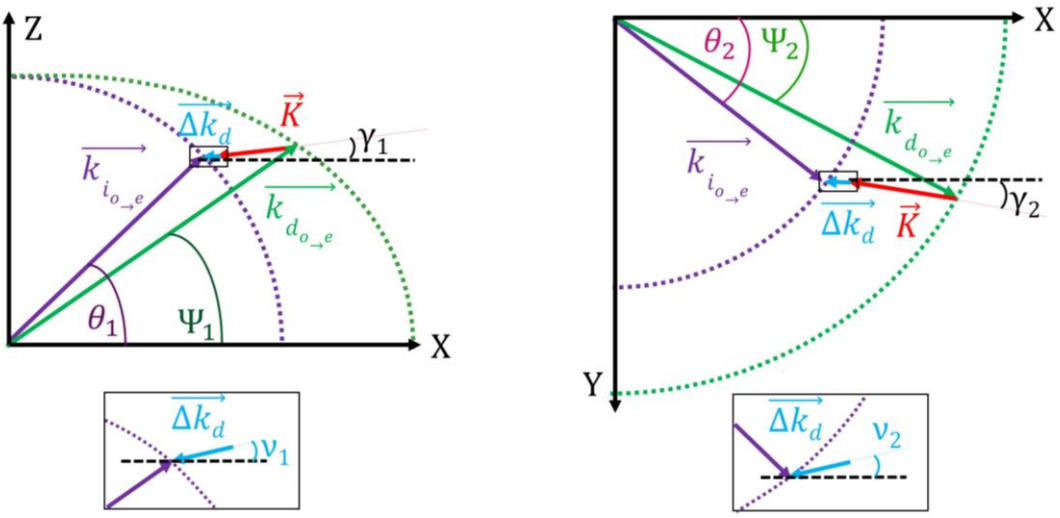


Figure 5.9 : Schémas des diagrammes des vecteurs projetés dans les deux plans pour le mode ordinaire vers extraordinaire

On commence par exprimer la somme vectorielle en tenant compte de l'asynchronisme :

$$\overrightarrow{\Delta k_d} = \vec{k_i} - \vec{K} - \overrightarrow{k_d} \tag{5.2}$$

On exprime les coordonnées des vecteurs grâce aux angles introduits précédemment, on obtient les expressions suivantes :

$$\begin{pmatrix} \cos(\gamma_1)\cos(\gamma_1) \end{pmatrix} \tag{5.3}$$

$$\overrightarrow{\Delta k_d} = |\Delta k| \begin{pmatrix} \cos(\nu_1)\cos(\nu_2) \\ \cos(\nu_1)\sin(\nu_2) \\ \sin(\nu_1) \end{pmatrix}$$

i. Cas général du monde extraordinaire vers ordinaire

Pour le mode extraordinaire vers ordinaire on a :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{k_{\iota_{e\to o}}} &= n_e(\theta_1) k_v \begin{pmatrix} \cos(\theta_1)\cos(\theta_2) \\ \cos(\theta_1)\sin(\theta_2) \\ \sin(\theta_1) \end{pmatrix} \\ \overrightarrow{k_{d_{e\to o}}} &= n_o k_v \begin{pmatrix} \cos(\psi_1)\cos(\psi_2) \\ \cos(\psi_1)\sin(\psi_2) \\ \sin(\psi_1) \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{5.4}$$

Ici la plus grande inconnue est évidemment l'asynchronisme, on ne connait ni son angle ni son module. Pour la simplification des expressions on choisit la méthode d'approximation présentée dans le chapitre 2, on prend donc $\overrightarrow{\Delta k_d}$ colinéaire à $\overrightarrow{k_d}$ et on a alors $\nu_1 = \psi_1$ et $\nu_2 = \psi_2$. Ce cas décrit notamment le cas d'une interaction non colinéaire dans du TeO_2 avec une région d'interaction de 1x1x1cm [193].

Ce qui donne directement, après calculs, les angles suivants [193] [194]:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \tan^{-1}\left(\frac{\xi(\theta_1)\sin(\theta_1) - \kappa\sin(\gamma_1)}{\sqrt{(\xi(\theta_1)\cos(\theta_1) - \kappa\cos(\gamma_1))^2 + 2\kappa\xi(\theta_1)\cos(\theta_1)\,(1-\cos(\theta_2-\gamma_2))}}\right) \\ \Psi_2 &= \tan^{-1}\left(\frac{\xi(\theta_1)\cos(\theta_1)\sin(\theta_2) - \kappa\cos(\gamma_1)\sin(\gamma_2)}{\xi(\theta_1)\cos(\theta_1)\cos(\theta_2) - \kappa\cos(\gamma_1)\cos(\gamma_2)}\right) \end{aligned} \tag{5.5}$$

Avec $\xi(\theta_1) = \frac{n_e(\theta_1)}{n_o}$ et $\kappa = \frac{|\vec{K}|}{kn_o} = \frac{f\lambda}{Vn_o}$.

Ces angles dépendent des paramètres connus de l'interaction, on peut alors retrouver l'asynchronisme [194]:

$$\Delta k_{d_{e\to o}} = n_o k_v \sqrt{(\xi(\theta_1)-\eta)^2 + 2\kappa\xi(\theta_1)[1 - A_1 + \cos\theta_1\cos\gamma_1\,(1-A_2)]} - 1 \tag{5.6}$$

Avec $A_1 = \cos(\theta_1 - \gamma_1)$ et $A_2 = \cos(\theta_2 - \gamma_2)$

A partir de cette expression on peut aussi calculer le rendement total d'interaction acousto-optique pour le mode extraordinaire vers ordinaire, en utilisant la formule générale de l'efficacité (présentée au chapitre 2, (2.62)).

ii. Cas général du mode ordinaire vers extraordinaire

Pour le mode ordinaire vers extraordinaire on a :

$$\overrightarrow{k_{l_{o\to e}}} = n_o k_v \begin{pmatrix} \cos(\theta_1)\cos(\theta_2) \\ \cos(\theta_1)\sin(\theta_2) \\ \sin(\theta_1) \end{pmatrix}$$
$$\overrightarrow{k_{d_{o\to e}}} = n_e(\psi_1) k_v \begin{pmatrix} \cos(\psi_1)\cos(\psi_2) \\ \cos(\psi_1)\sin(\psi_2) \\ \sin(\psi_1) \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Les calculs sont plus ardus étant donné qu'on voit apparaître $n_e(\psi_1)$ et $\xi(\psi_1)$. Comme il est plus difficile de les calculer (cela donne une équation du 6ème degré [195]) on choisit de faire l'approximation $\xi(\psi_1) \approx \xi(\theta_1)$ (ceci revient à considérer la biréfringence faible et constante).

Pour la simplification des expressions on prend maintenant $\overrightarrow{\Delta k_d}$ colinéaire à $\overrightarrow{k_l}$, on a alors $\nu_1 = \theta_1$ et $\nu_2 = \theta_2$ [195].

On obtient les angles les formules approchés suivantes :

$$\Psi_1 \approx \sin^{-1}\left(\frac{(1-\chi)\sin(\theta_1) - \sin(\gamma_1)}{\xi(\theta_1)}\right)$$
$$\Psi_2 \approx \tan^{-1}\left(\frac{(1-\chi)\sin(\theta_1)\sin(\theta_2) + \kappa\cos(\gamma_1)\sin(\gamma_2)}{(1-\chi)\cos(\theta_1)\cos(\theta_2) + \kappa\cos(\gamma_1)\cos(\gamma_2)}\right) \quad (5.8)$$

Avec $\chi = 1 - \kappa B - \sqrt{\kappa^2(B^2-1) + \xi(\theta_1)^2}$ le coefficient de déphasage de l'onde, qui par définition vaut : $\chi = \frac{|\Delta k_{o\to e}|}{n_o k_v}$

Avec $B = \cos(\theta_1 - \gamma_1) - \cos(\theta_1)\cos(\gamma_1)\,(1 - \cos(\theta_2 - \gamma_2))$.

Quand χ est égale à 0 on se retrouve dans la situation usuelle (l'interaction est comprise dans le plan $(\bar{1}10)$ et au synchronisme).

On retrouve alors facilement $\Delta k_{o\to e}$, ce qui permet finalement de calculer l'efficacité selon les deux angles d'incidence considérés. Etant donné les simplifications utilisées, il est tout de même préférable de travailler avec le mode extraordinaire vers ordinaire : l'accord à l'expérience se fera avec plus de précision.

c) Efficacité de diffractions dans l'espace

On peut remarquer que dans la majorité des cas l'orientation du vecteur acoustique est comprise dans le plan $(\bar{1}10)$ et par conséquent on peut avoir $\gamma_2 = 0$.

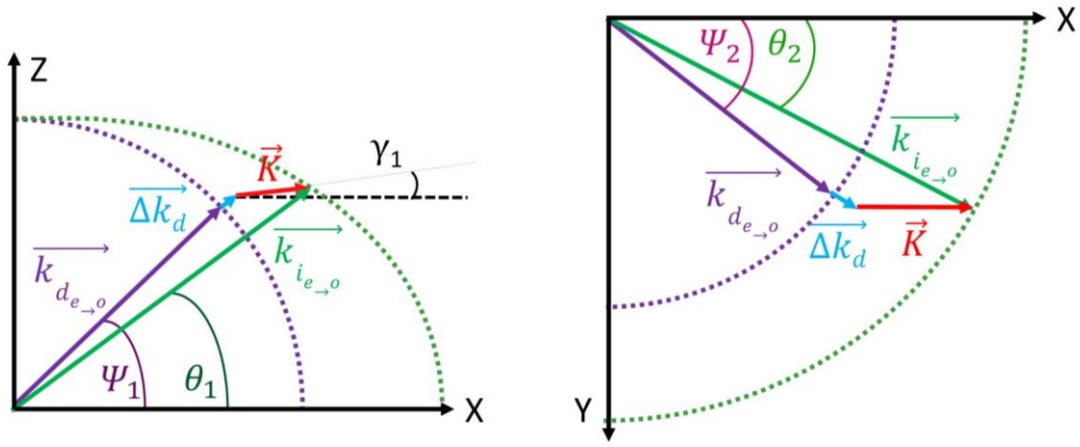


Figure 5.10 : Diagramme des vecteurs dans le cas $\gamma_2 = 0$ (pour l'interaction e vers o)

Il est possible d'évaluer numériquement l'efficacité dans le plan en fonction des angles d'incidence, θ_1 et θ_2. Ces simulations permettent de qualifier l'évolution de l'efficacité dans le plan, et ainsi de mieux appréhender les résultats que l'on obtiendra avec un faisceau de large diamètre (s'ils ne sont pas parfaitement collimatés). En effet, cela permet de tester différents compromis en termes de paramètres pour obtenir la meilleure répartition de l'efficacité dans le cas d'une variation des angles d'incidence. Si le faisceau est quasiment collimaté, on peut imaginer que les variations des angles d'incidence restent faibles, et ne dépasseraient pas quelques degrés. Cependant, quelques degrés peuvent être suffisants pour dégrader les performances.

Pour les exemples suivants nous nous plaçons dans le cas d'une interaction pour λ =700 nm avec une coupe acoustique de 8° et dans le cas d'une diffraction simultanée. Nous rappelons les valeurs des fréquences nécessaires au synchronisme dans la Figure 5.11.

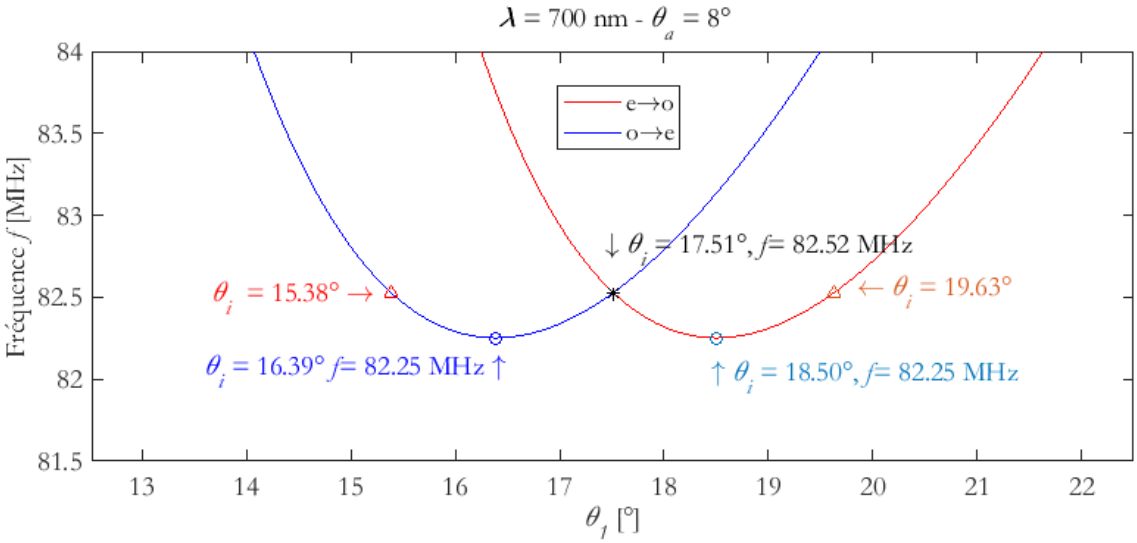


Figure 5.11 : Fréquences acoustiques en fonction de l'angle d'incidence pour les deux modes.

Quelques exemples de répartition de l'efficacité en fonction des angles d'incidence sont donnés dans les figures suivantes pour différentes fréquences.

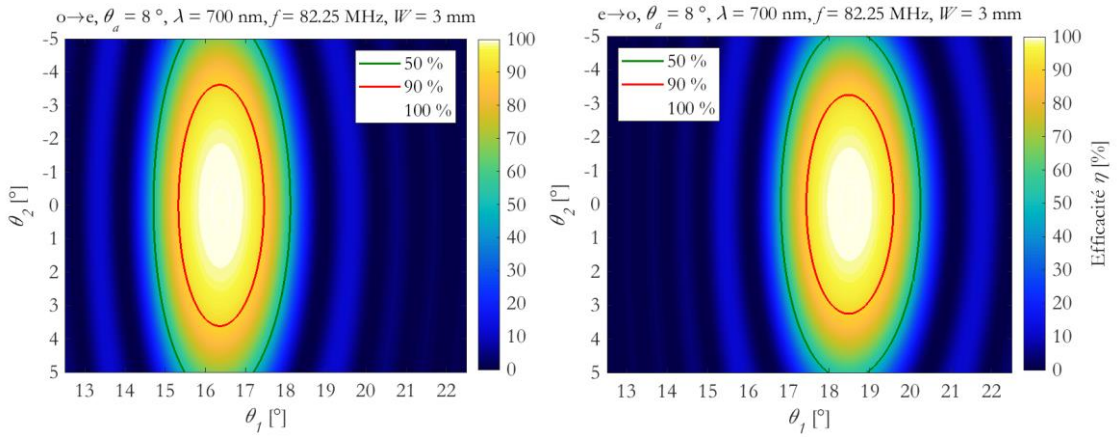


Figure 5.12 : Efficacité pour les deux modes de fonctionnement dans le cas des tangentes parallèles.

Dans ce premier exemple, la fréquence choisie, 82.25 MHz, correspond au cas des tangentes parallèles puisque c'est celui qui donne la meilleure acceptance angulaire dans le plan de référence. Sur la Figure 5.12 on peut voir une tache centrale de haute efficacité (à l'intérieur de la courbe rouge nous avons ici toujours plus de 90 %), ici nous sommes à 3.45° maximum pour l'acceptance angulaire (à -3dB) dans le plan usuel et plus de 10° dans le plan perpendiculaire.

On note des différences entre les différents modes, d'une part on voit que l'acceptance angulaire dans le plan perpendiculaire n'est pas la même pour les deux modes, cette différence peut provenir de la géométrie de l'interaction et des approximations faites dans les expressions des asynchronismes (d'une part l'approximation de la direction de $\overrightarrow{\Delta k_d}$ et d'autre part l'approximation faite pour le mode o vers e), une validation expérimentale permettrait de le vérifier. D'autre part les maximums ne sont pas atteints pour les mêmes angles. Il faudra d'ailleurs y être très vigilent si l'on veut travailler en simultané avec les deux polarisations, car on remarque que les efficacités ne sont pas les mêmes pour les deux modes selon les angles. C'est notamment ce pourquoi on utilise les fréquences de la diffraction simultanée.

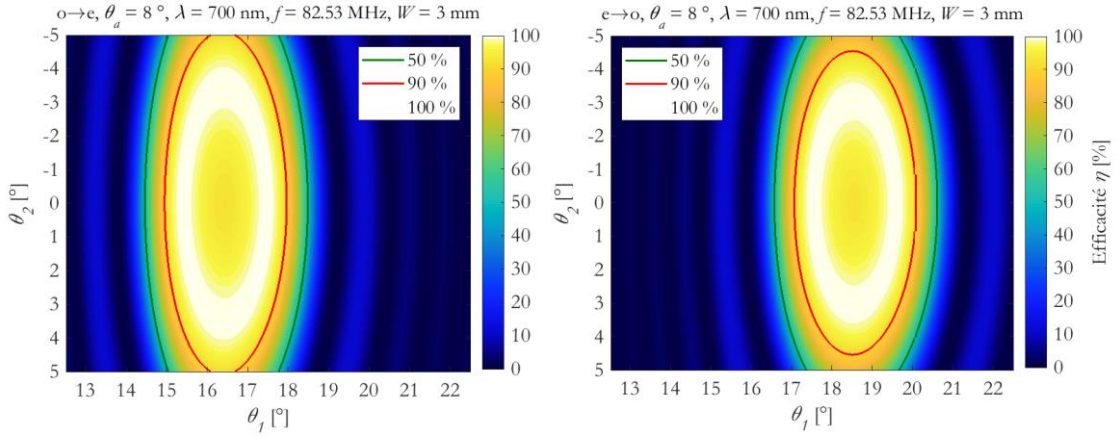


Figure 5.13 : Efficacité pour les deux modes de fonctionnement et pour le cas de la diffraction simultanée.

Le second cas, celui de la diffraction simultanée est présentée en Figure 5.13. Les maximums communs des deux modes sont bien atteints pour le même angle d'incidence θ_1. Cela

dit, dans ce cas aussi les lieux d'efficacité ne se superposent pas. Ceci s'explique très simplement par l'allure des courbes des fréquences en fonctions des angles d'incidences présentées en Figure 5.11 : on remarque deux points (repérés par des triangles sur la courbe) où on atteint un maximum d'efficacité avec la fréquence simultanée mais pour deux angles éloignés (ici ~4° de différence). Au centre des courbes d'iso-efficacité, nous observons une bonne superposition des lieux à plus de 90%. Ceci reste totalement exploitable en imagerie et confirme que cette fréquence peut être utilisée, la zone où les deux modes ont leur efficacité à plus de 90 % (respectivement 50%) est de l'ordre du degré (2°) pour θ_1 comme visible à la Figure 5.14.

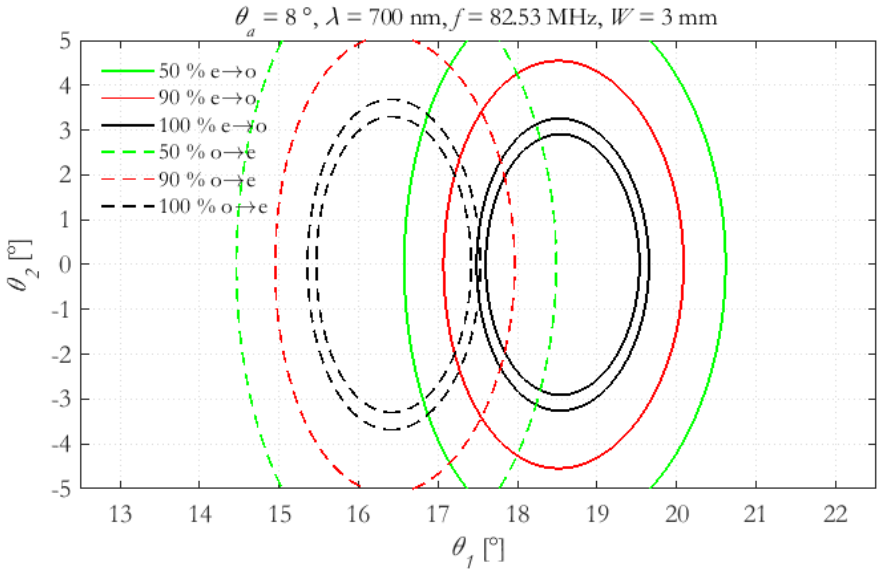


Figure 5.14 : Courbes d'iso-efficacité, à 50, 90 et 100 % pour les deux modes

Cependant si on s'éloigne trop de la fréquence correspondant aux tangentes parallèles on voit le recouvrement des iso-efficacités s'éloigner de l'efficacité maximale (et on tombe à moins de 50 % d'efficacité) comme pour l'exemple de la Figure 5.15. Les maximums d'efficacité pour les deux modes interviennent pour des angles θ_1 totalement différents, et il n'est pas possible d'avoir d'une part une mesure simultanée des deux polarisations et d'autre part une grande acceptance angulaire.

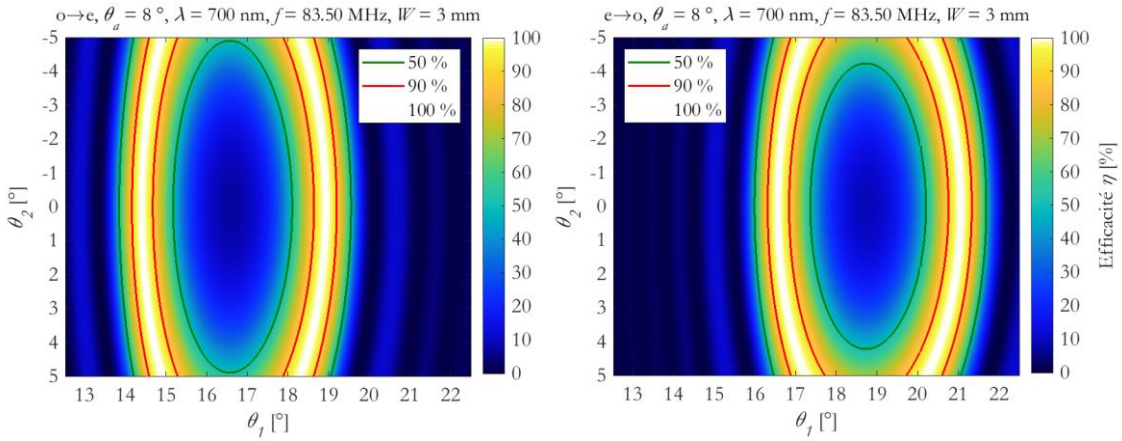


Figure 5.15 : Efficacité pour les deux modes de fonctionnement et pour le cas d'une fréquence plus haute que celle de la diffraction simultanée

Ces résultats sont en accord avec les courbes de fréquence nécessaire au synchronisme présentées précédemment.

D'autres critères jouent sur l'acceptance angulaire du filtre, notamment la longueur d'onde, encore la coupe acoustique et la longueur d'interaction.

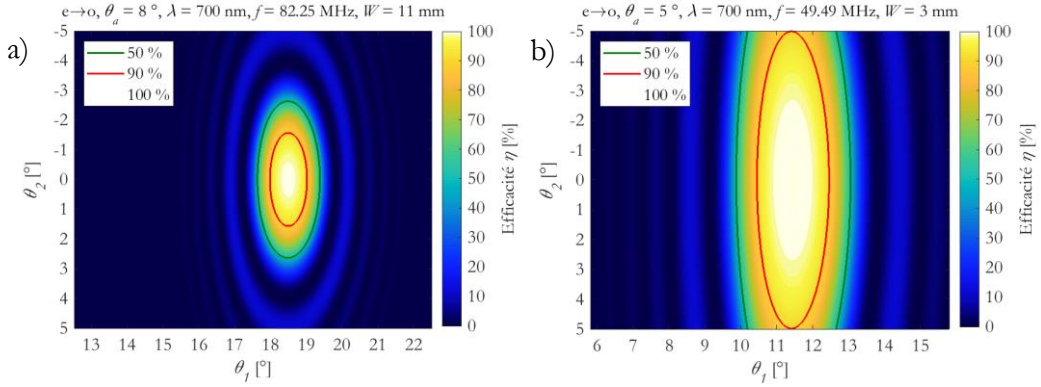


Figure 5.16 : Cas des efficacités pour le même faisceau entrant avec la fréquence des tangentes parallèles mais deux composants différents : a) θ_a = 8° et W = 11 mm, b) θ_a = 5° et W = 3 mm

La Figure 5.16 prend en exemple deux cas différents. Pour le cas a) on a juste changé la longueur du transducteur, le reste des paramètres restant ceux des cas précédents et pour le cas b) c'est la coupe acoustique qui varie.

En plus de fournir une analyse de l'efficacité dans le plan, ces simulations nous permettent d'identifier des critères de conception pour les AOTFs pour l'imagerie. En effet cela permet de fixer une ouverture angulaire limite pour l'interaction AO dans le cristal en fonction des deux angles d'incidence (variation autour de l'axe optique) et en fonction de la longueur d'onde, de la coupe acoustique et de la longueur d'interaction. La longueur d'interaction joue un rôle important pour les bandes passantes, il faut alors trouver un compromis : une grande longueur d'interaction réduit la bande passante spectrale au détriment de l'acceptance angulaire. On remarque que la coupe acoustique influe surtout sur l'acceptance angulaire pour l'angle d'incidence θ_2, en effet elle est bien meilleure pour une plus petite coupe acoustique, néanmoins l'acceptance angulaire pour θ_1 est légèrement diminuée. Si l'on veut une efficacité de diffraction plus équilibrée dans les deux directions il faut alors choisir une coupe acoustique la plus grande (dans notre exemple 8° est mieux que 5°).

II. Conceptions d'AOPTFs multi-électrodes

Nous présentons la conception de deux AOPTFs (Acousto-Optic Polarimetric Tunable Filter) ; l'un des deux opérant dans le visible et l'autre dans le NIR. Cette partie est consacrée aux choix de conception pour ces deux composants.

L'utilisation prévue de ces deux composants est l'imagerie hyperspectrale, ils doivent donc répondre à quelques critères de conception liés aux besoins de la HSI. On a notamment choisi de faire des composants avec une lecture de la polarisation en sortie et résolution spectrale adaptable pour avoir une résolution constante sur toute la bande spectrale de mesure. Sur ce dernier point, le système est tout à fait novateur.

II.1. Critères de conception

Lors de la conception, les critères essentiels pour répondre aux besoins identifiés ont été dégagés. Bien entendu les cahiers des charges seront différents pour les deux composants car ils ne travaillent pas sur les mêmes bandes optiques et cela affecte beaucoup le dimensionnement. Les deux composants doivent respecter néanmoins les points suivants :

- Être indifférent à la polarisation d'entrée i.e. fonctionner quelques soit la polarisation du faisceau optique source, et plus exactement permettre la détermination partielle de la polarisation de la source lumineuse.
- Pouvoir réaliser la diffraction simultanée.
- Comporter plusieurs électrodes tout en étant réalisables industriellement.
- Permettre de conserver une bande passante spectrale constante (ou du moins avec un faible taux de variation) sur la bande optique.
- Permettre de diminuer les lobes secondaires.
- Travailler sur une bande spectrale étendue.
- Être applicables à l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique.

II.2. Aspects à prendre en compte

La conception d'un composant acousto-optique nécessite plusieurs compromis pour arriver à respecter le cahier des charges. En effet lorsque l'on veut améliorer certains critères cela dégrade la performance du composant sur d'autres critères. Il faut prendre tout cela en compte pour réussir à obtenir le filtre acousto-optique répondant à un besoin spécifique.

On cherche à obtenir un cristal de dimension acceptable pour la fabrication tout en assurant une résolution fine et ne variant que très peu sur une large bande, avec une bonne efficacité de diffraction et dont les dimensions permettent la séparation physique des faisceaux optiques dans le cristal et l'impossibilité pour la colonne acoustique de se réfléchir sur à un endroit où le faisceau optique passe pour éviter des interactions non souhaitées.

Lorsque l'on connait la bande spectrale sur laquelle on veut travailler il faut en fonction du cristal choisi, ici le TeO_2, trouver la coupe acoustique θ_a de ce cristal.

On a vu lors du chapitre 2 que la gyrotropie était problématique, notamment pour les angles d'incidence inférieur à 5° (proche de l'axe optique). L'angle d'incidence nécessaire au synchronisme dépend de la coupe acoustique θ_a. Plus la coupe acoustique est faible plus les angles d'incidence sont faibles. Il faut alors éviter les coupes acoustiques trop faibles (>3°) pour éviter le plus possible d'avoir une grande gyrotropie.

Augmenter θ_a a pour conséquence d'augmenter la fréquence acoustique f associéee à une longueur d'onde λ. De plus, dans la plage de fonctionnement, plus la longueur d'onde est grande et plus la fréquence acoustique est faible.

Plus la coupe acoustique est forte plus la fréquence acoustique augmente en fonction de la longueur d'onde. Pour certaines bandes spectrales on aura alors une bande fréquentielle nécessaire très grande. Cependant, les transducteurs travaillent généralement sur une plage de fréquence précise (environ une octave), contraignant alors à réduire la bande spectrale dans certains cas. Pour une bande spectrale choisie il faut alors choisir la coupe acoustique permettant une variation fréquentielle sur la bande qui ne dépasse pas l'octave.

En parallèle une plus grande coupe acoustique fait diminuer la résolution spectrale, ce qui est un paramètre essentiel ici. La résolution spectrale augmente avec la longueur d'onde. Et comme on a pu le voir, elle diminue aussi avec la longueur d'interaction W_{eff} qui dépend elle-même de la taille du transducteur W.

On peut alors jouer sur cet aspect pour trouver une coupe acoustique et une largeur de transducteur (ou des électrodes) adéquates à nos attentes.

A priori on pourrait se dire de prendre une coupe acoustique très grande et/ou un large transducteur pour avoir les meilleures résolutions spectrales, cependant, une augmentation de la coupe acoustique (ou de la longueur du transducteur) augmente l'acceptance angulaire du composant. Or en imagerie, trop réduire l'acceptance angulaire nuit à la performance du dispositif. De même, pour la taille du transducteur. Cependant l'acceptance angulaire augmente avec la longueur d'onde et cela augmente les risques de recouvrement des faisceaux optiques diffractés (au sein du cristal mais aussi en sortie) et gêner la mesure.

De plus, il est important de rappeler que le TeO2 est un cristal artificiel qui peut être couteux et difficile à obtenir en grande dimension, l'intérêt est donc aussi de réussir à minimiser et optimiser la taille du cristal nécessaire. De plus comme nous l'avons vu à la partie I.1a) un cristal court permet de réduire l'aberration chromatique longitudinale, qui serait gênante en imagerie.

Augmenter la coupe acoustique augmente la taille de la zone non utilisée du cristal. Augmenter la longueur du transducteur augmente la taille du cristal. Ce qui augmente les couts de production et la difficulté à produire les composants. Cependant la divergence du faisceau acoustique diminue lorsque W augmente, ainsi que les angles de diffraction, ce qui diminue le risque de recouvrement spectral, qui lui est augmenté avec la longueur d'onde.

C'est en prenant en compte tous ces aspects que l'on arrive à un compromis pour la conception des composants. Ces compromis seront exploités dans les parties suivantes relayant de la conception des AOTFs.

III. AOPTF pour le visible

Pour le premier AOPTF que nous avons conçu, nous avons fixé les bornes de notre analyse entre 400 nm et 900 nm afin de bien encadrer le spectre visible pour commencer la conception.

Dans la littérature il existe des transducteurs sectionnés en plusieurs électrodes, comme présenté au Chapitre 4 : II. Cependant ces composants ont généralement 2 ou 3 électrodes, rarement plus. Nous avons choisi 5 électrodes pour le transducteur. Ces 5 électrodes sont activables indépendamment, cela rend possible la variation de la longueur d'interaction W_{eff} et donc faire varier la bande passante optique $\Delta\lambda$ (et finalement la résolution spectrale). Cela

permet d'avoir un composant versatile, proposant une résolution spectrale constante (ou variant peu) sur une large bande et offrant une fonctionnalité d'apodisation. Une résolution spectrale plus fine correspond aux évolutions des besoin des imageurs hyperspectraux actuels comme vu dans le Chapitre 1 : III.3.

De plus pour réaliser une analyse polarimétrique, notre composant doit être capable de réaliser la diffraction simultanée avec une seule fréquence acoustique sur toutes les électrodes.

Pour réaliser le dimensionnement des différents composants il faut commencer par avoir ses caractéristiques comme la bande passante spectrale et bande la bande passante fréquentielle. Cette dernière dépend de la première mais aussi de la coupe acoustique. C'est pourquoi c'est l'un des premiers éléments à déterminer.

III.1. Coupe acoustique

Avant de pouvoir calculer les autres paramètres du composant il faut pouvoir trouver une coupe acoustique qui réponde à nos critères. Pour commence par étudier l'évolution de la bande de fréquence nécessaire en fonction de la longueur d'onde, pour différentes coupes acoustiques.

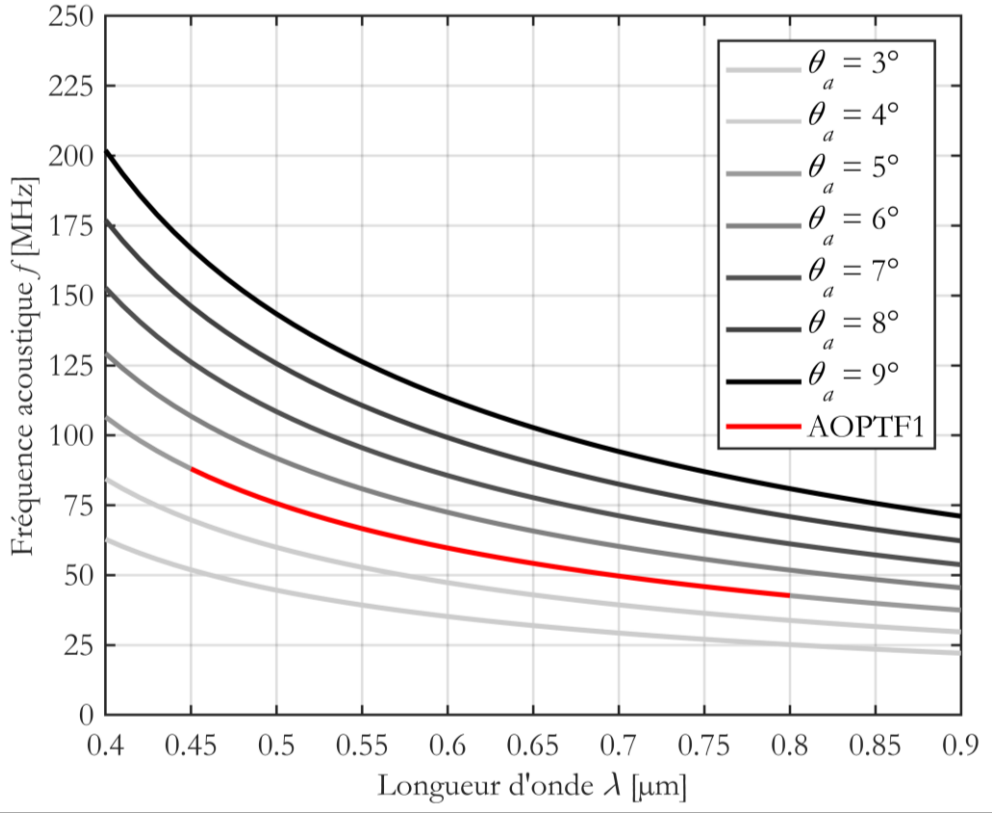


Figure 5.17 : Fréquence acoustique en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs coupes acoustiques. En rouge est mis en exergue la bande passante de notre système final.

L'évolution de la fréquence acoustique sur la bande spectrale de référence est donnée en Figure 5.17 pour plusieurs coupes acoustiques allant de 3° à 9°. On remarque effectivement que la fréquence diminue quand la longueur d'onde augmente et que le phénomène est

encore plus visible quand la coupe acoustique est haute. La Figure 5.18 donne la fréquence acoustique en fonction de la coupe acoustique pour différentes longueurs d'onde. On remarque que les faibles longueurs d'onde sont celles qui créent le plus de variation de la fréquence acoustique, et donc celles qui sont le plus critiques pour la détermination d'une coupe acoustique. Ici on comprend donc qu'on ne choisit pas de trop hautes valeurs pour θ_a (< 8°).

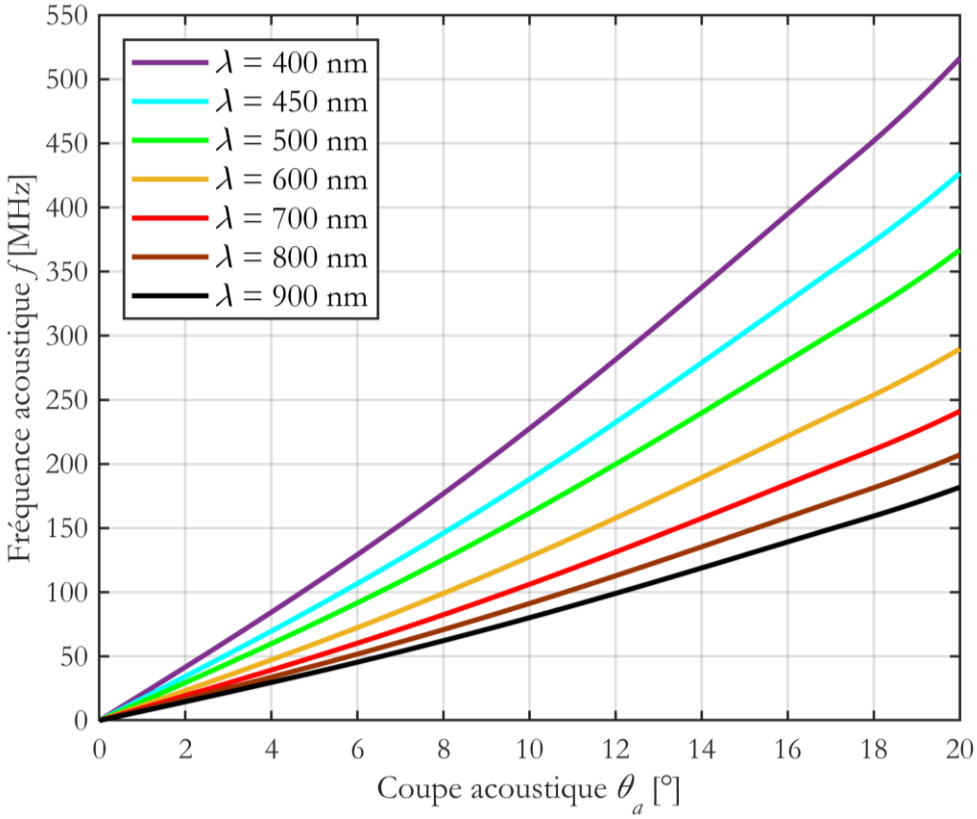


Figure 5.18 : Fréquence acoustique en fonction de la coupe acoustique pour plusieurs longueurs d'onde.

Le critère pour éviter une gyrotropie cité au-dessus était un angle d'incidence de plus de 5°, ce qui correspond à une coupe acoustique de plus de 3°, cependant pour avoir une marge on peut aussi éviter les coupes acoustiques en dessous de 5° (ce qui correspond alors à des angles d'incidence de plus de 10°, on a alors une très faible gyrotropie [140], négligeable).

La résolution spectrale est un critère important dans le choix de la coupe acoustique pour nos composants. La courbe de la résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs coupes acoustiques est présentée Figure 5.19. La résolution spectrale est plus faible pour les coupes acoustiques plus élevées. On remarque une forte évolution de la résolution spectrale pour les faibles couples acoustiques, ce qui fait des résolutions spectrales trop hautes pour les hautes longueurs d'onde, comme par exemple 60 nm pour $\theta_a = 3°$ (avec W=7mm) pour 900 nm, ce qui est trop étendu ici alors que pour 400 nm on a 6 nm On peut directement dire qu'on retient une coupe acoustique supérieure à 4° pour la conception.

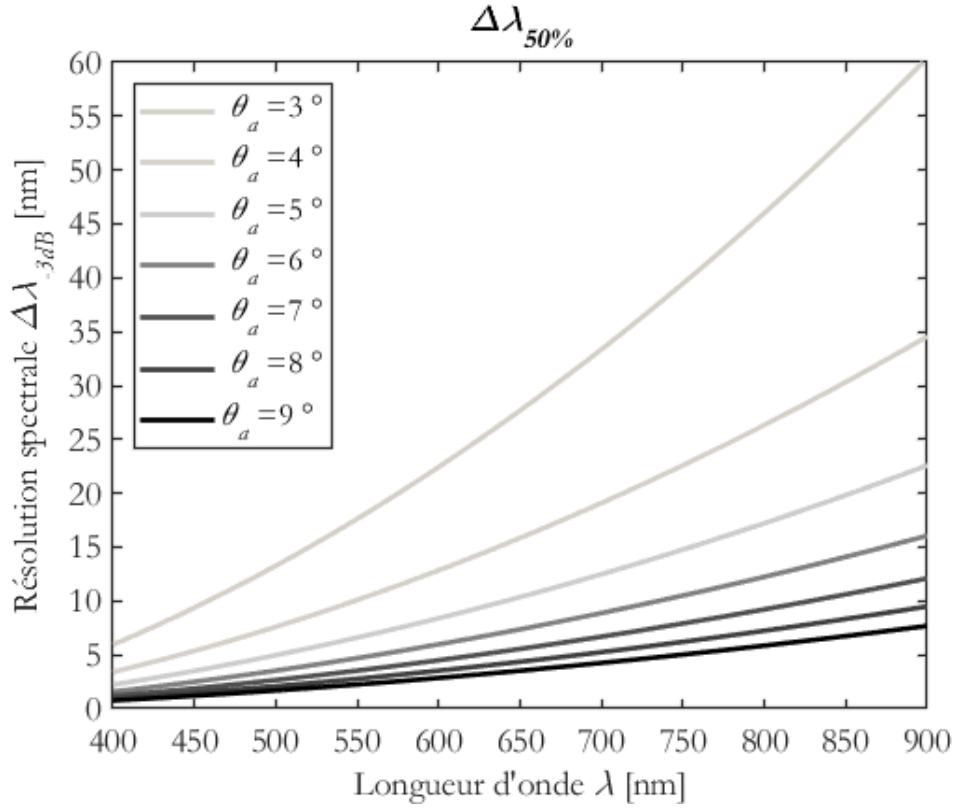


Figure 5.19 : Résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs coupes acoustiques (ici W = 7mm)

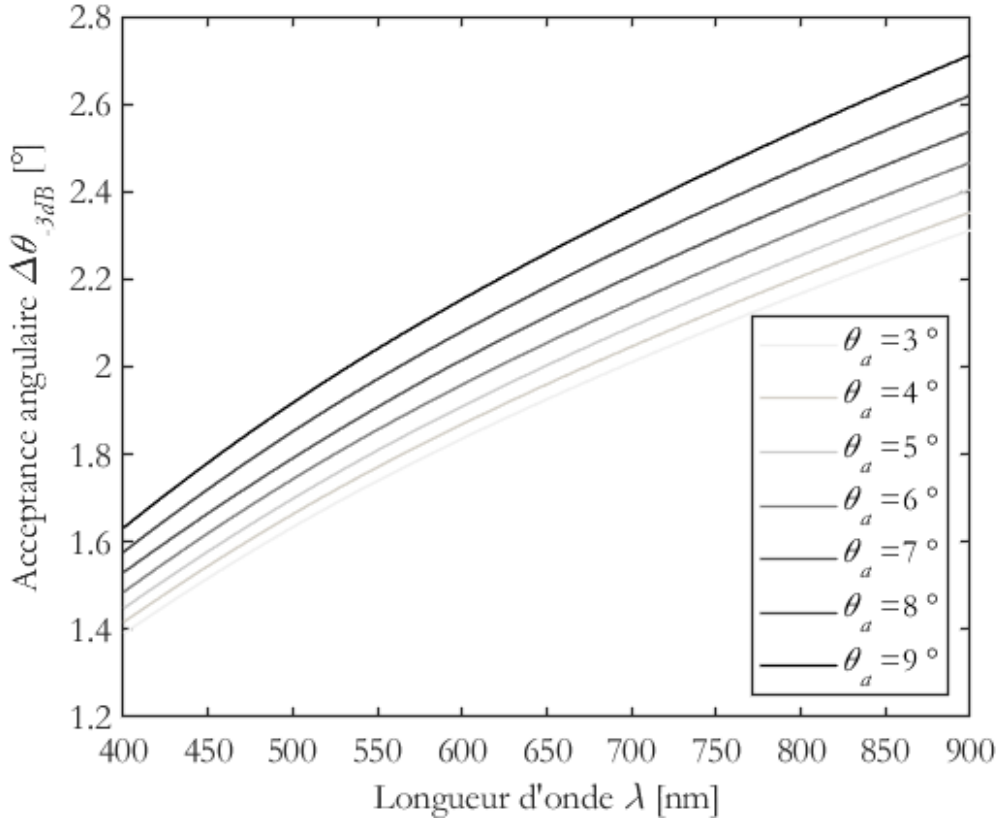


Figure 5.20 : acceptance angulaire en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs coupes acoustiques (ici W = 7mm)

Ensuite la Figure 5.20 présente l'acceptance angulaire en fonction de la longueur d'onde pour différentes coupes acoustiques. Attention, ici le calcul de l'acceptance a été réalisé pour le cas des tangentes parallèles pour éviter le creux formé entre les deux pics d'acceptance angulaire qui peut descendre en dessous de 50% dans certains cas et donc permettre d'avoir un calcul correct. La conclusion des simulations est cela dit la même. On remarque que l'acceptance angulaire augmente quand la coupe acoustique augmente. La variation en fonction de la longueur d'onde est plus faible que pour la variation de la fréquence acoustique. Une forte coupe acoustique est donc plus intéressante. Cela dit son influence ici est plus faible que les remarques faites précédemment pour l'influence sur la fréquence acoustique. La fréquence acoustique est donc un facteur plus déterminant. Ce constat va dans le sens du constat précèdent et on évitera les coupes acoustiques faibles ($\theta_a \geq 5°$).

Tous ces calculs nous aident à faire notre choix pour la coupe acoustique en considérant les compromis (faible résolution spectrale, bonne acceptance angulaire) et les contraintes de conception (bande passante fréquentielle du transducteur).

Pour résumer : une grande coupe acoustique permettra d'avoir une fine résolution spectrale et une grande ouverture angulaire mais réduit la fenêtre spectrale possible à cause de la forte augmente de la fréquence acoustique d'accord, et on rappelle qu'une grande coupe acoustique diminue aussi la flexibilité du filtre face à un faisceau non collimaté comme vu dans la partie I.2.

Un compromis a été sélectionné en prenant $\theta_a = 5°$, ce qui permet d'avoir une octave en fréquence pour le transducteur pour la fenêtre spectrale comprise entre 450 nm et 800 nm, ce qui rentre dans notre critère de gamme d'utilisation.

Ensuite il faut choisir la longueur des électrodes du transducteur pour dimensionner le cristal.

III.2. Transducteur

Une fois la coupe acoustique choisie, il reste à déterminer les paramètres du transducteur. La longueur du transducteur va elle aussi jouer sur la résolution spectrale. Il faut prévoir la longueur totale du transducteur mais aussi la longueur et le nombre de chacune des électrodes. La Figure 5.21 présente la variation de la résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs longueurs de transducteur différentes (de 2 mm à 11 mm). On remarque bien que la variation est d'autant plus grande pour les faibles longueurs de transducteur et que les grands transducteurs permettent les meilleures finesses de résolution pour toute la bande spectrale.

Des travaux précédents [140] ont permis de tester un composant avec 3 électrodes de 3 mm chacune et pour une bande spectrale de 450-650 nm. Les résultats montrent que la résolution spectrale n'augmente que d'un facteur de 2 au lieu de 5 (lorsque l'on a un transducteur non sectionné). Avoir deux électrodes de plus dans notre cas nous permet d'aller plus loin dans cette démarche et d'augmenter la capacité d'adaptation pour notre utilisation et encore réduire cette variation sur une plus large bande.

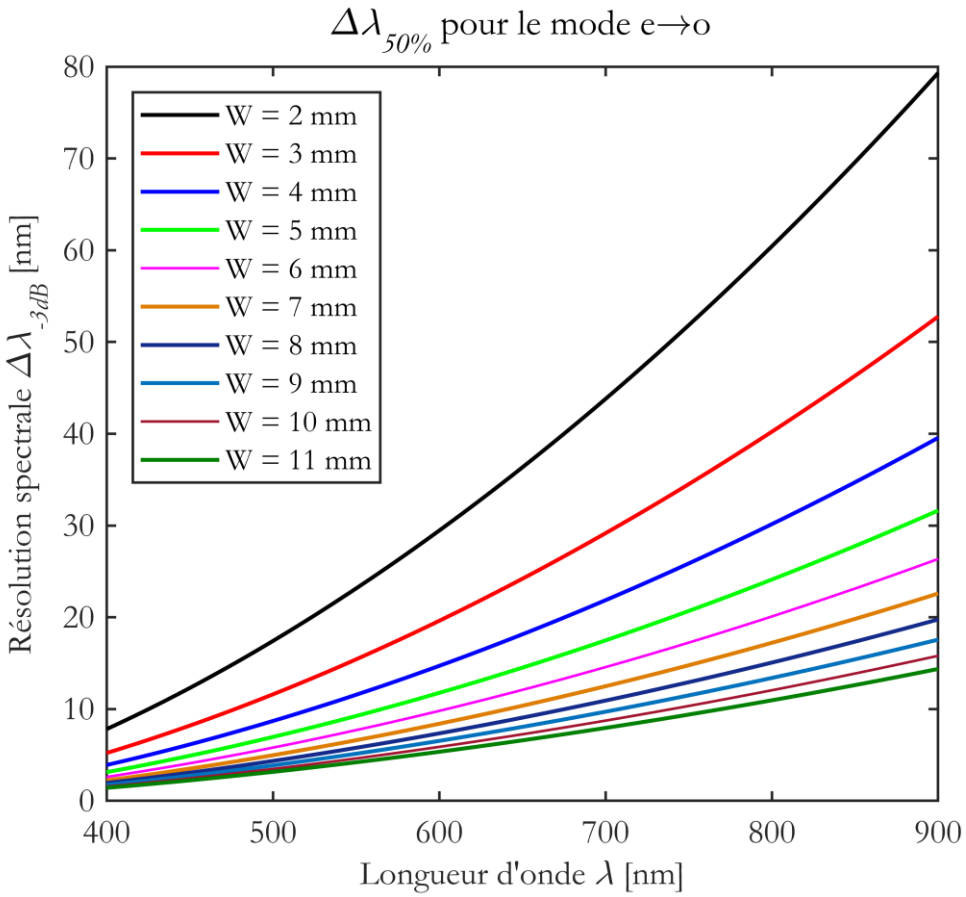


Figure 5.21 : Résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs longueurs de transducteur.

Nous avons donc choisi 5 électrodes. Si nous étions restés sur les choix du composant prédécédant i.e. avec les mêmes longueurs d'électrodes, nous aurions eu un transducteur de 15 mm au total, ce qui aurait considérablement augmenté la taille du composant. De plus les longueurs actives de transducteur n'auraient été que des multiples de 3 et nous aurions eu que 5 cas d'interaction (3,6,9,12,15 mm). Ici il y a plus de variation de longueur, ainsi on peut d'autant plus adapter la résolution spectrale.

L'électrode centrale est plus grande que les autres, elle fait 3 mm. Les autres sont plus petites avec 2 mm. Ce qui donne la possibilité d'avoir si on ne choisit que des électrodes activées consécutivement des longueurs suivantes : 2, 3, 4, 5, 7, 9 et 11 mm. Si on étend aux cas où les électrodes ne sont pas allumées consécutivement : 6 et 8 mm. Ce qui nous donne 9 configurations utiles et permet donc une plus grande variété de gabarit.

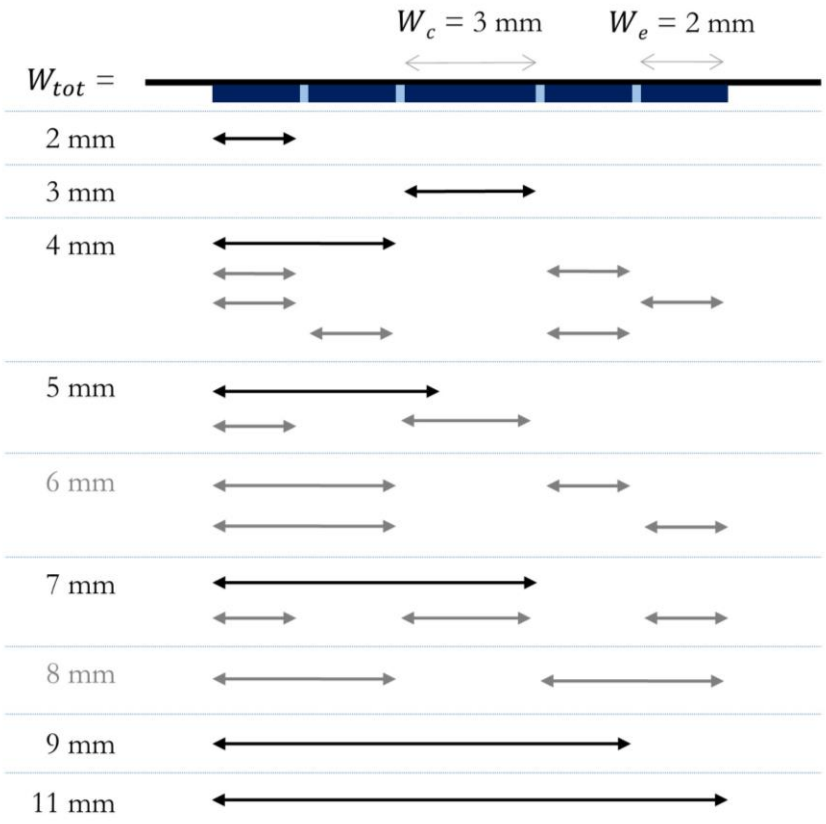


Figure 5.22 : Les différentes longueurs de la colonne acoustique possible selon le choix d'activation des électrodes.

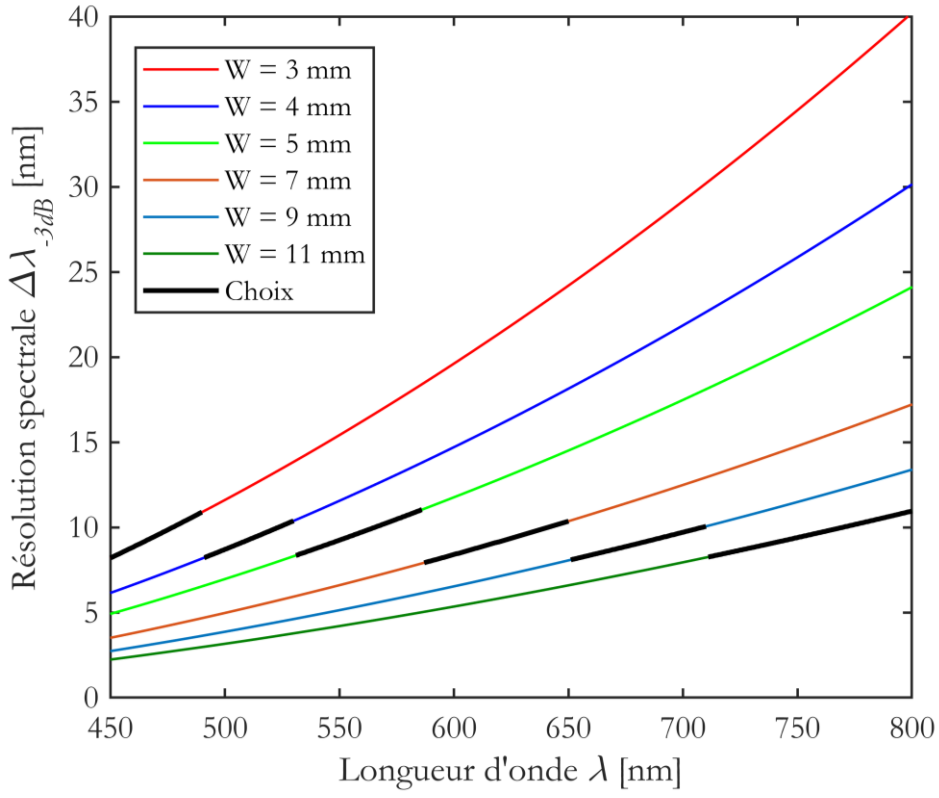


Figure 5.23 : Exemple de courbe finale de résolution spectrale attendue pour notre composant

En considérant que l'on active que les électrodes lorsqu'elles sont adjacentes (en noire sur la figure), on peut déjà faire une estimation de la résolution spectrale sur toute la bande optique. Certaines configurations sont plus prometteuses pour l'observation de la variation de la bande passante spectrale, notamment 3 mm, 7 mm et 11 mm, car très différentes.

Cette estimation est présentée Figure 5.23.

En ne choisissant, par exemple, que les configurations permettant de 3 à 11 mm on peut notamment avoir une résolution spectrale qui varie de quelques nm seulement sur toute la bande optique entre environ 8 et 11 nm ce qui fait un facteur de 1.4 entre la plus haute longueur d'onde et la plus basse au lieu de 5.

Les choix de bandes spectrales en fonction des électrodes est une fonctionnalité qui permet de s'adapter aux différents besoins.

III.3. Calculs des dimensions du cristal

Selon les calculs précédents on a retenu une coupe acoustique de 5° et un transducteur à 5 électrodes de 2, 2, 3, 2 et 2 mm, travaillant entre 450 nm et 800 nm.

Les Figure 5.24 et Figure 5.25 représentent le schéma du composant avec tous les paramètres importants et ceux à déterminer. Globalement le cristal est taillé en parallélépipède dont les faces optiques sont parallèles entre elle pour permettre la colinéarité du faisceau incident et du faisceau d'ordre 0 en sortie du cristal, pour faciliter l'alignement du système.

Il faut pour construire le composant choisir $W_{cristal}$, $L_{cristal}$ et $H_{cristal}$ qui sont les 3 valeurs des côtés du cristal. Elles dépendent notamment de la taille du transducteur mais aussi de la taille maximale du faisceau optique D que l'on veut pouvoir utiliser. Dans le cas de système d'imagerie hyperspectrale D peut être large, ici on a choisi $D = 8$ mm, qui permet donc d'utiliser les sources lumineuses larges, par exemple collimatées ou non. Les dimensions du cristal dépendent aussi de la largeur de la colonne acoustique via son oblicité et sa divergence (assez faible dans le plan de diffraction). Il faut pouvoir avoir une colonne acoustique non réfléchie dans la zone de l'interaction. En prenant en compte la taille de la colonne acoustique on obtient $W_{cristal_{mini}}$. Evidemment, on ne prend pas une valeur finale de $W_{cristal}$ strictement égale à $W_{cristal_{mini}}$ par précaution. $L_{cristal_{mini}}$ prend en compte l'entièreté du faisceau optique incident (D) mais doit aussi permettre aux faisceaux optiques diffractés de sortir du cristal en entier (prise en compte de α_e et α_o, variation des angles de diffraction pour les modes extraordinaire et ordinaire). On tient donc compte de la distance entre le faisceau d'ordre 0 et d'ordre +-1 projetée sur la face optique en sortie, δL.

$W_{cristal}$ et $L_{cristal}$ ne sont pas indépendantes, étant donné la géométrie de la colonne. Il faut y prêter attention lorsque l'on veut modifier l'un des deux paramètres.

Plusieurs angles sont aussi à prendre en compte. Le premier est β qui est lié à l'orientation du cristal pour la découpe du cristal ($\beta = \theta_i - \theta_{ac}$). Le second est γ, le « tilt » de la face de sortie du cristal. Il est assez faible (~0.1°) et assure la colinéarité des faisceaux en sortie, il permet aussi de jouer sur les angles des faisceaux diffractés en sortie du cristal et obtenir des variations de $\alpha_{e_{out}}$ et $\alpha_{o_{out}}$ égales.

Pour obtenir $H_{cristal}$ il faut prendre en compte la largeur du transducteur dans ce plan d'une part H, qui est identique à celle du faisceau optique entrant, D. D'autre part il faut

prendre en compte la divergence de la colonne acoustique dans le plan perpendiculaire au plan d'interaction qui est beaucoup plus élevée que dans le plan d'interaction (ça peut aller jusqu'à 20°).

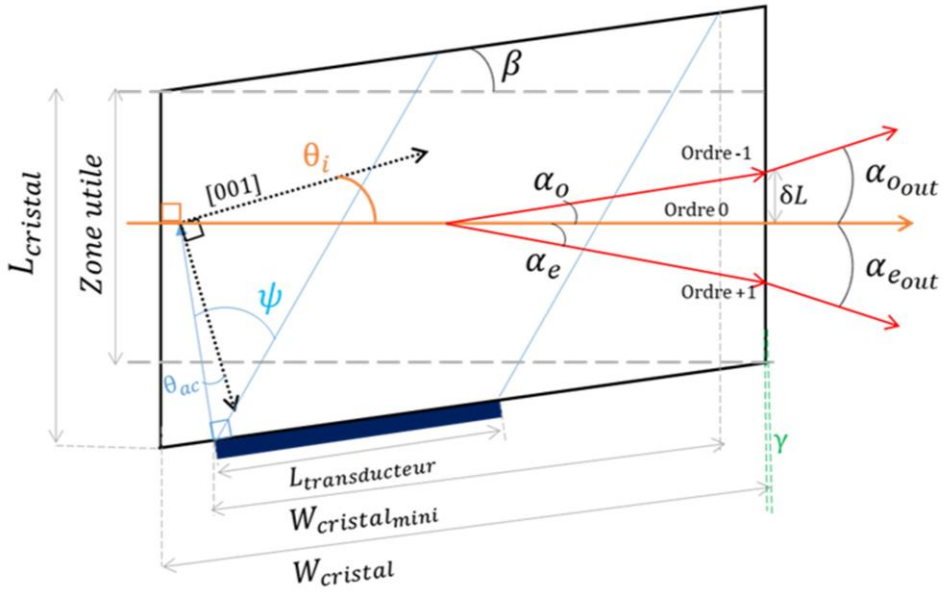


Figure 5.24 : Schéma présentant tous les paramètres dans le plan de l'interaction du dimensionnement à calculer.

Dans un premier temps il faut déterminer une longueur d'onde centrale pour choisir l'angle d'incidence correspondant, ce qui permettra de paramétrer les angles du cristal et les dimensions en dépendant. On choisit 600 nm qui correspond au milieu de la bande visible. Cependant, le fait que la valeur ne se trouve pas au milieu de notre bande spectrale finale peut sembler surprenant, mais il vaut mieux choisir une valeur plus faible car les angles d'incidence dans les basses longueurs d'onde varient plus. Ici nous avons donc $\theta_i = 10.83°$ (pour 600 nm) comme on peut le voir sur la Figure 5.26.

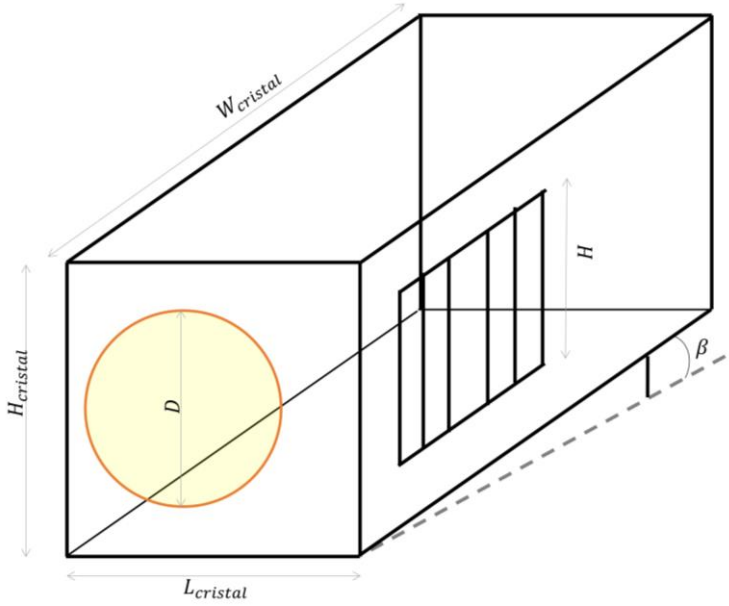


Figure 5.25 : Schéma du dimensionnement du composant en 3D

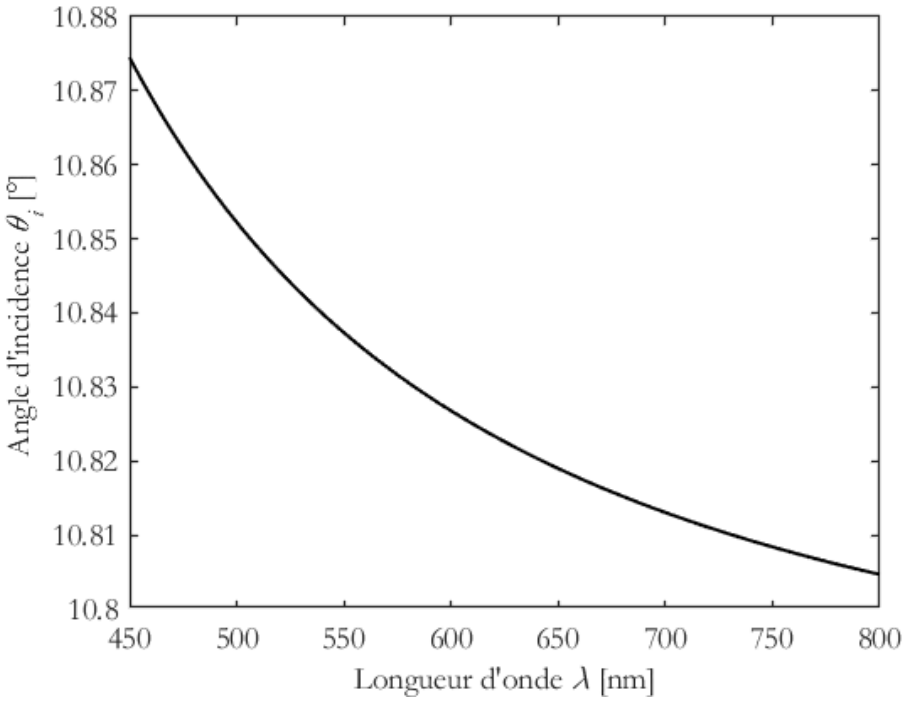


Figure 5.26 : Variation de l'angle d'incidence en fonction de la longueur d'onde.

Ainsi nous pouvons déterminer l'oblicité, qui permettra de déterminer la colonne acoustique dans le cristal, et ainsi les dimensions minimales du cristal pour éviter la réflexion des ondes acoustiques et donc le repliement de la colonne sur elle-même (pour éviter de recréer une diffraction acoustique parasite). Le calcul de l'oblicité nous donne $\psi = 40.03°$.

Avec toutes ces données on peut alors déterminer les dimensions du cristal.

III.4. Composant final

Un schéma à l'échelle du composant conçus est présenté à la Figure 5.27. Des marges de sécurité ont été prises pour ne pas avoir les valeurs minimales calculées précédemment, ainsi on peut voir que la colonne acoustique est effectivement contenue dans le plan sans réflexion par la face optique de sortie. La face opposée à celle où est collée le transducteur est traitée ou coupée de sorte que l'onde acoustique ne se réfléchisse pas dans la zone d'interaction évitant toute onde parasite.

Les valeurs finales ont été choisies : $L_{cristal}$ = 16 mm, $W_{cristal}$ = 25 mm et $H_{cristal}$ = 12 mm.

Une photographie du composant final est présentée Figure 5.28. On peut remarquer sur le composant que la face opposée à la face du transducteur est tronquée, en effet cela permet aussi d'empêcher le repliement des ondes acoustiques sans altérer l'interaction acousto-optique.

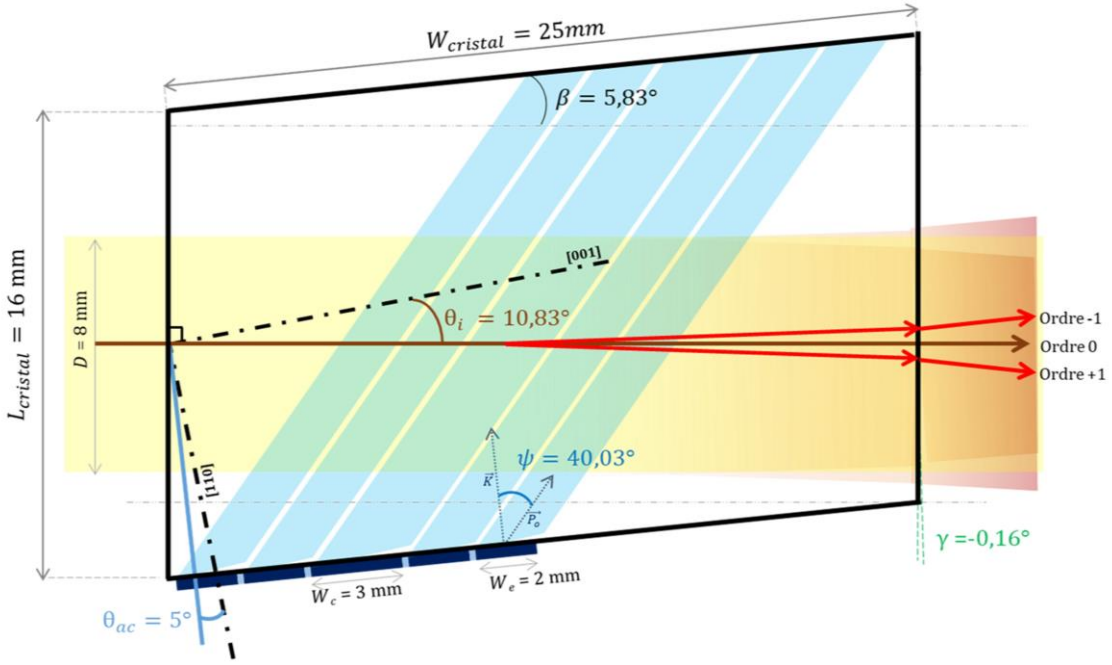


Figure 5.27 : schéma du composant final tel qu'il a été construit.

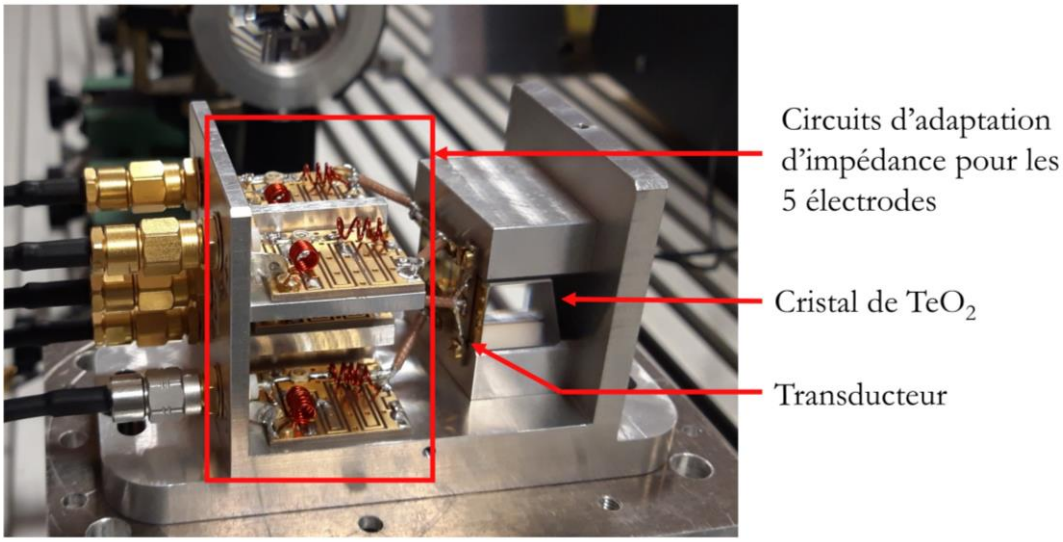


Figure 5.28 : Photographie du composant final

IV. AOPTF pour l'infrarouge

Ce second composant a pour but de fonctionner dans l'infrarouge avec une fonctionnalité relativement similaire au composant dans le visible. En effet ici aussi on cherche à obtenir un composant permettant de jouer sur la résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde. La bande spectrale d'étude se situait de 900 – 1500 nm. Dans l'infrarouge la variation de la résolution spectrale est d'autant plus grande et c'est pourquoi il est intéressant de pouvoir avoir un moyen de contrôle sur la valeur de la résolution spectrale.

IV.1. Coupe acoustique

Pour ce composant, la démarche est identique à celle présentée précédemment, cependant la bande spectrale étant dans les infrarouges les valeurs seront très différentes car les variations ne sont pas aussi abruptes que dans les faibles longueurs d'onde.

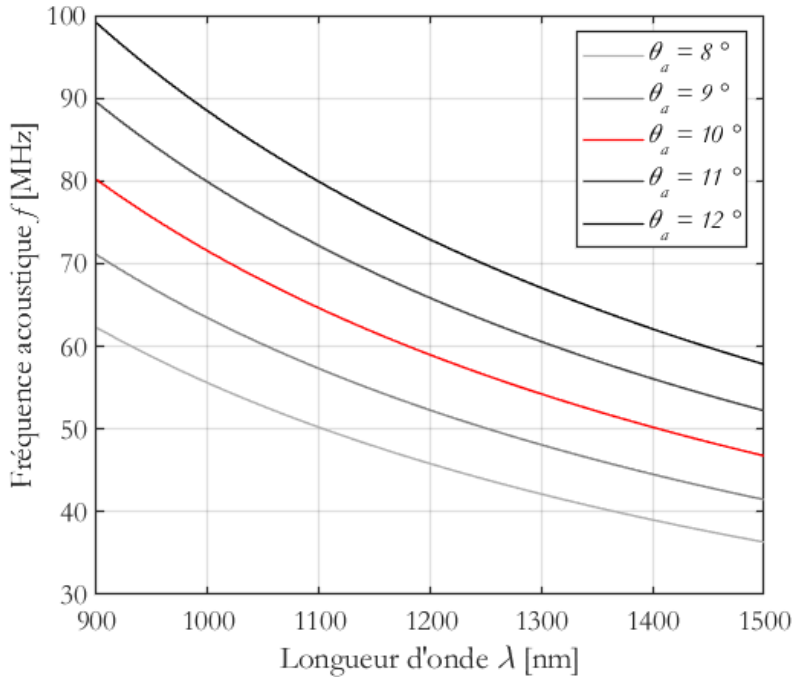


Figure 5.29 : Fréquence acoustique en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs coupes acoustiques. En rouge est mis en exergue la bande passante de notre système final

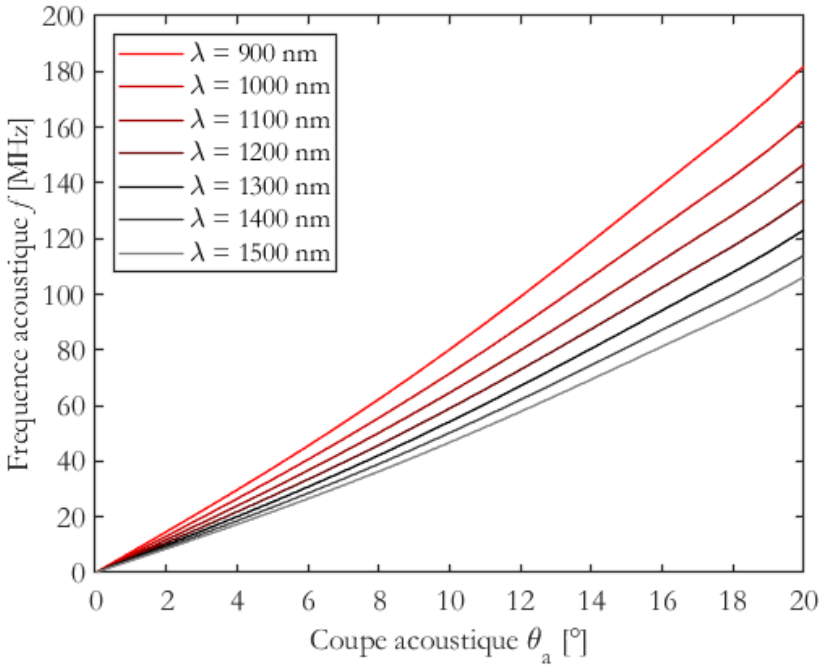


Figure 5.30 : Fréquence acoustique en fonction de la coupe acoustique pour plusieurs longueurs d'onde

Ici l'étude de la fréquence acoustique en fonction de la longueur d'onde est donnée en Figure 5.30 pour plusieurs coupes acoustiques entre 8° et 12°. Les résultats sont cohérents avec ceux de la conception du composant dans le visible, cependant on peut remarquer qu'ici les variations sont plus faibles en fonction de la longueur d'onde ou de la coupe acoustique. Pour notre bande optique la bande fréquentielle n'est jamais plus grande qu'une octave quel que soit la coupe acoustique.

Les calculs de l'acceptance angulaire en fonction de la longueur d'onde pour différentes coupes acoustiques ont été réalisés de la même façon que précédemment. La Figure 5.31 présente l'évolution de l'acceptance angulaire en fonction de la longueur d'onde pour différentes coupes acoustiques (même remarque que précédemment, on est ici dans le calcul pour les tangentes parallèles). Les conclusions sont les mêmes que pour le composant dans le VIS : une forte coupe acoustique favorise une grande acceptance angulaire. Cela dit son influence ici est plus faible que précédemment.

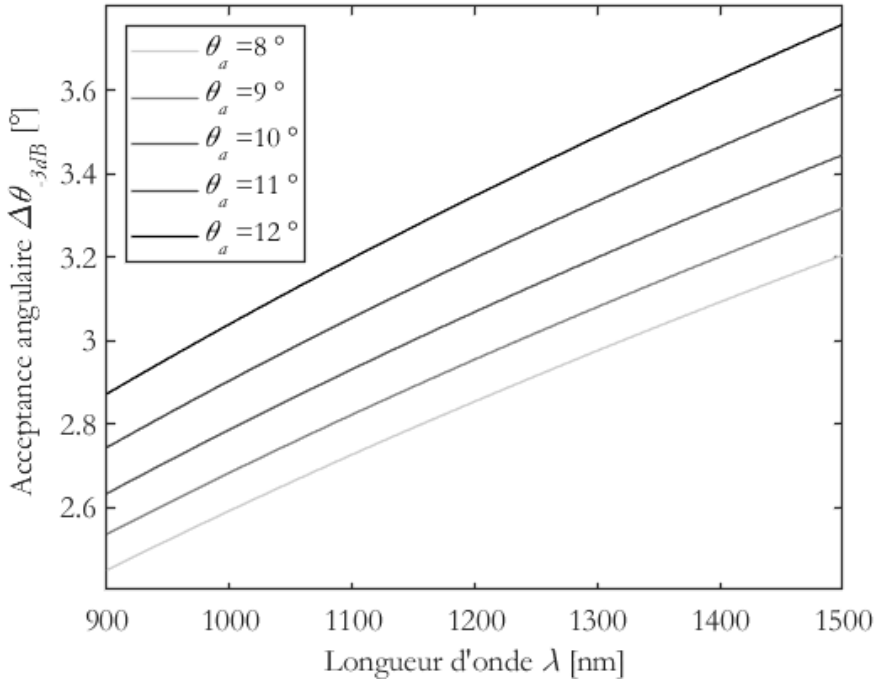


Figure 5.31 : acceptance angulaire en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs coupes acoustiques (ici W=8mm)

La courbe de la résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs coupes acoustiques est présentée Figure 5.32. Encore une fois, pour les IR les évolutions sont plus douces et bien que la bande spectrale soit plus étroites pour les coupes acoustiques plus élevées, on a une plus grande flexibilité dans les choix des paramètres.

Un compromis a été sélectionné en prenant $\theta_a = 10$ °, ce qui permet d'avoir une octave en fréquence pour le transducteur pour la fenêtre spectrale entre 900 nm et 1500 nm qui rentre dans nos critères.

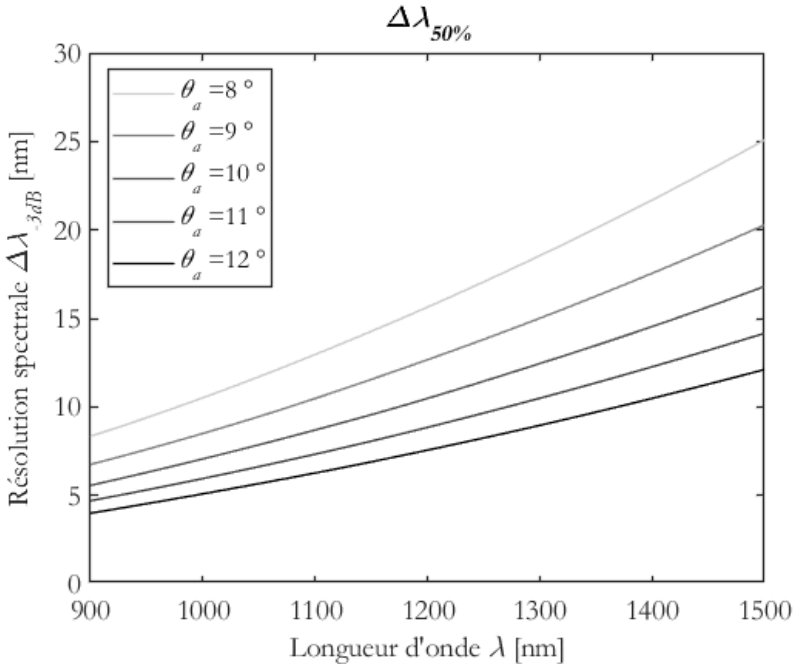


Figure 5.32 : Résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs coupes acoustiques (ici W=8mm)

IV.2. Transducteur

Lors des premiers calculs pour le dimensionnement de ce composant, nous avons évalué les avantages et inconvénients d'une configuration à 5 électrodes. Première remarque : lorsque l'on a des grandes longueurs d'onde (IR), il faut des longueurs d'électrodes plus importantes pour obtenir des résolutions spectrales exploitables.

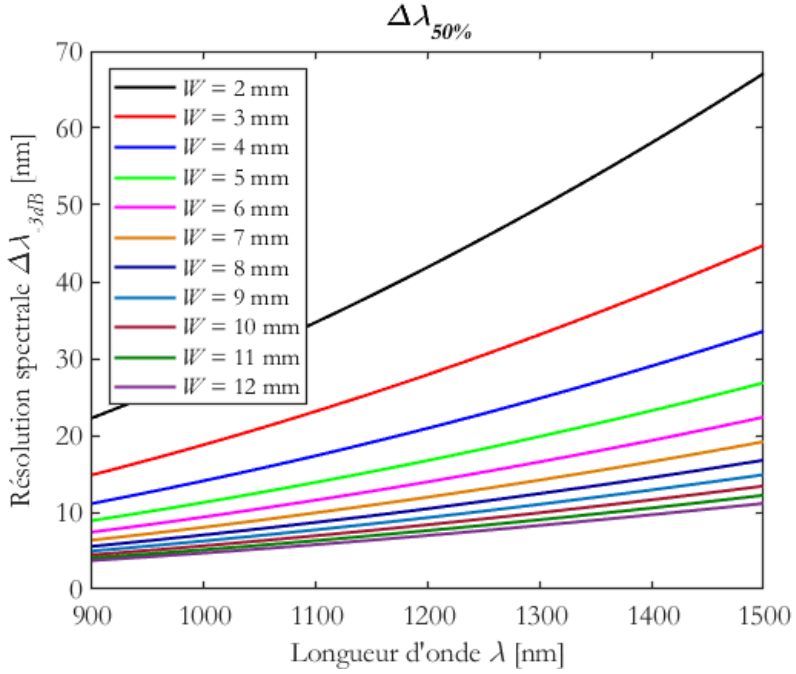


Figure 5.33 : Résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs longueurs de transducteur.

La Figure 5.33 présente la variation de la résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde pour des longueurs de transducteurs/électrodes très variées (de 2 à 12 mm). On remarque pour 2 et 3 mm les valeurs de la résolution est supérieur à 15nm, ce qui reste très haut et monte notamment jusqu'à plus de 45 nm. Ces choix sont donc peu recommandés.

Nous avons déterminé les performances d'un transducteur à 5 électrodes avec les tailles suivantes : 4,4,5,4,4 mm. Cependant, cela fait un transducteur de 21 mm au total, au vu de la forte oblicité acoustique, cela implique des valeurs pour les côtés du cristal entre 45 et 50 mm pour $W_{cristal}$. Ceci nous paraissait important et a été confirmé après discussion avec notre partenaire, AA. Nous avons donc décidé de réduire le nombre d'électrodes. Ne pouvant nous contraindre à réduire la taille des électrodes élémentaires, nous avons décidé de travailler avec 3 électrodes, plutôt que 5, avec une longueur unique de 4 mm.

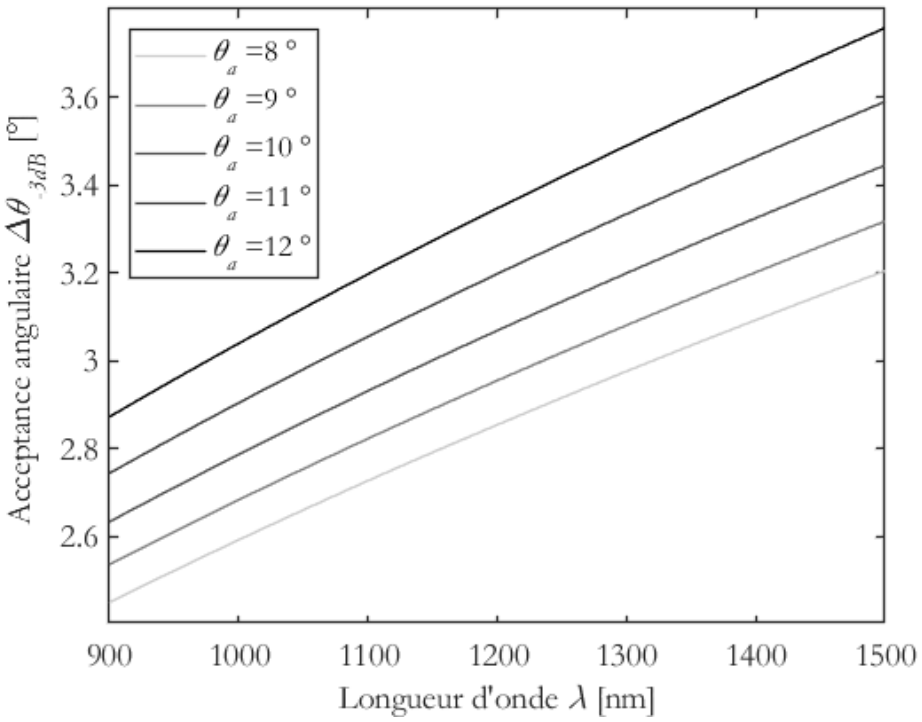


Figure 5.34 : Acceptance angulaire en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs coupes acoustiques

Les possibilités d'activation des électrodes sont alors : 4, 8 et 12 mm. Il y alors 3 longueurs différentes.

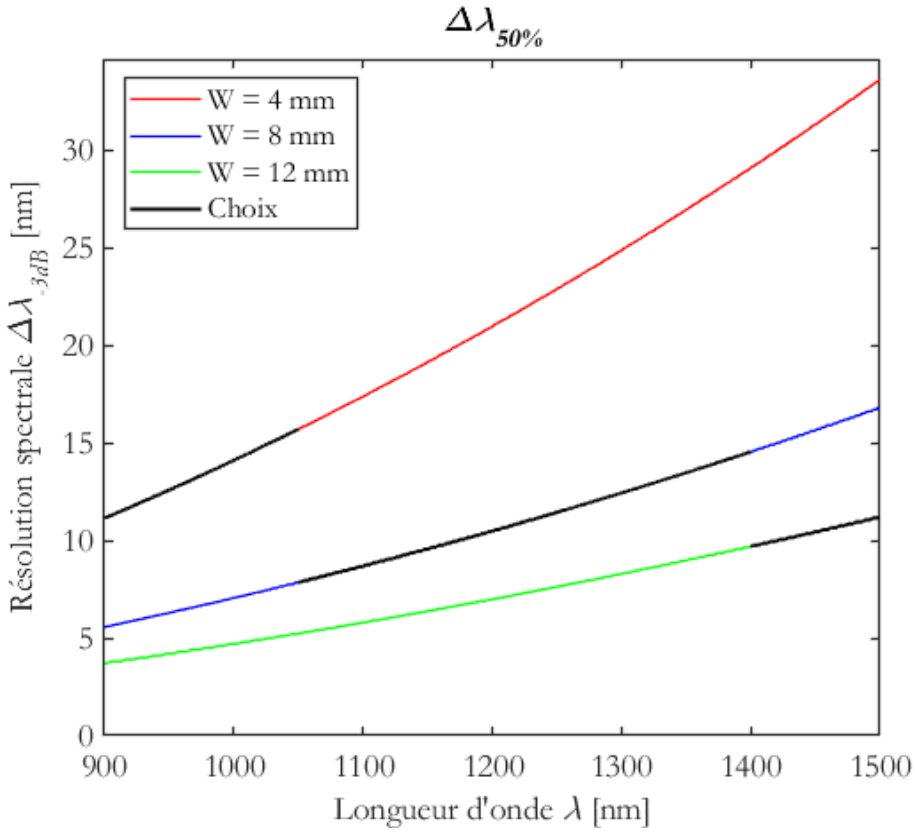


Figure 5.35 : Exemple de courbe finale de résolution spectrale attendue pour notre composant

Dans cet exemple, lorsque l'on change le nombre d'électrode activées on se rend compte que pour 8 et 12 mm la différence pour la résolution spectrale n'est pas si grande, cependant il est préférable d'utiliser tout le transducteur pour les hautes longueurs d'onde. La résolution spectrale varie ici d'environ 8 nm à 16 nm, ce qui nous fait un facteur de 2 seulement (sinon la résolution varie d'un facteur 3 pour un W fixe).

L'adaptation de la largeur spectrale en fonction des électrodes activées est une fonctionnalité qui permet de s'adapter au gré des besoins.

IV.3. Calculs des dimensions du cristal

Selon les choix précédents on a une coupe acoustique de 10°, un transducteur à 3 électrodes de 4 mm chacune pour un composant travaillant entre 900 nm et 1500 nm. La méthode pour la suite du dimensionnement est identique à celle utilisée pour le composant dans le visible sachant que le matériau est le même et la fabrication aussi.

Etant donné la taille plus conséquente, nous avons cette fois ci choisi un diamètre de faisceau entrant D, plus faible, en prenant 5 mm toujours dans le but de correspondre aux contraintes de fabrication.

L'angle d'incidence varie moins fortement dans les IR (Figure 5.36), et la valeur de l'angle d'incidence pour la longueur d'onde central (1200 nm) est quasiment au milieu des angles d'incidence du spectre optique, donc c'est pour cela que l'on a choisi un θ_i de 22.13° ici. Le calcul de l'oblicité nous donne ici ψ=. 53.63°.

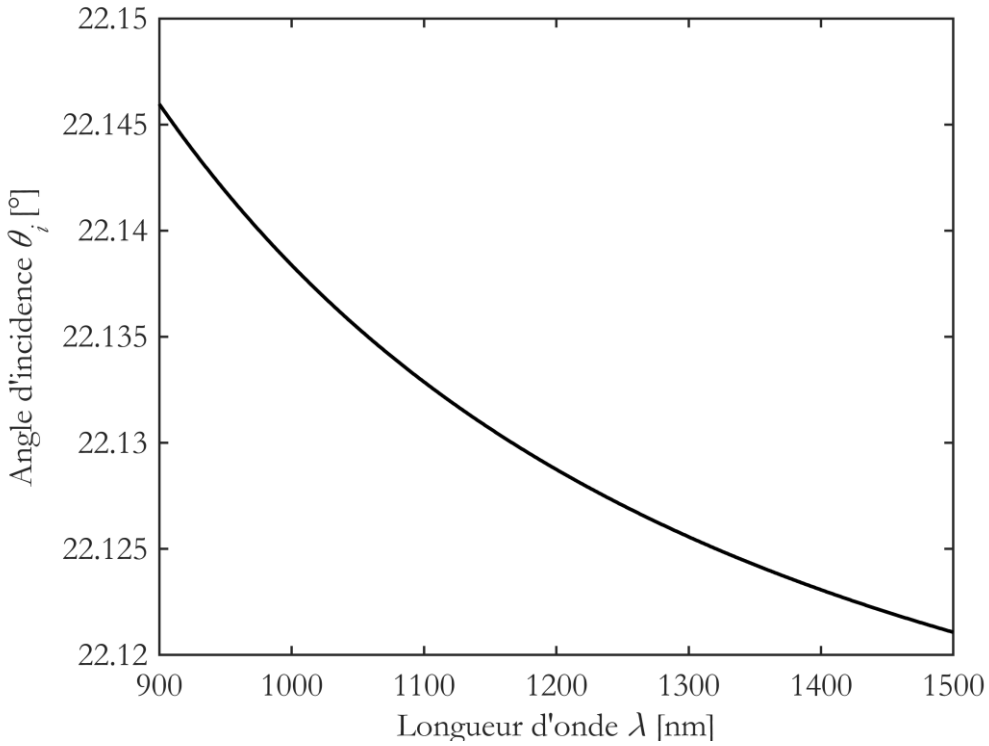


Figure 5.36 : évolution des angles d'incidence en fonction de la longueur d'onde

Avec toutes ces données on peut alors déterminer les valeurs des dimensions du cristal.

IV.4. Composant final

Un schéma à l'échelle du composant conçus est présenté à la Figure 4.24 (le dimensionnement a tenu compte des marges de sécurité). Les valeurs finales ont été choisies : $L_{cristal}$ = 11.61 mm, $W_{cristal}$ =27.32 mm et $H_{cristal}$ = 8.5 mm.

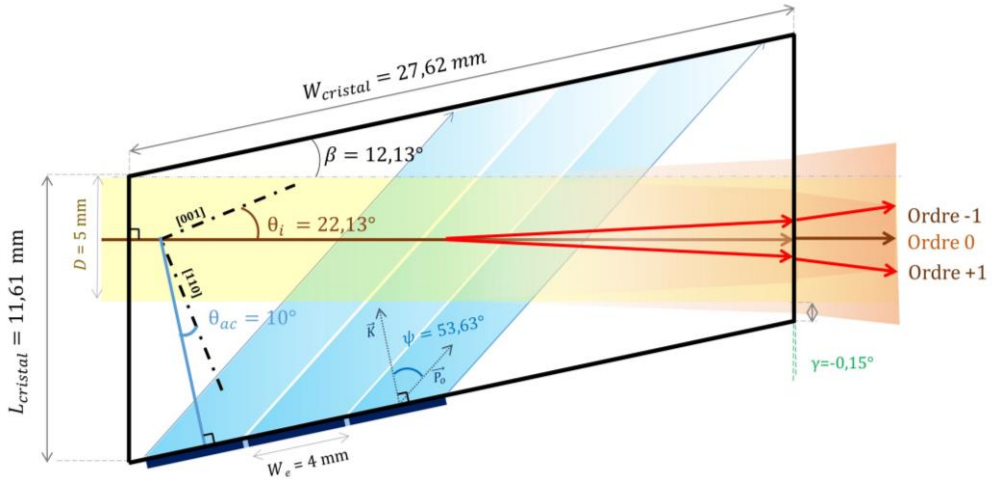


Figure 5.37 : Schéma du composant IR final tel qu'il a été dimensionné

Ce composant est en cours de réalisation lors de la rédaction de ce mémoire.

V. Caractérisation et validation de l'AOPTF

Dans cette partie, la caractérisation de l'AOPTF fonctionnant dans le visible est présentée. Le but est de déterminer si ce composant répond correctement à nos attentes, qui sont de pouvoir faire varier la largeur de bande spectrale en fonction du nombre d'électrodes activées, afin de réussir à obtenir une variation de la bande spectrale en fonction de la longueur d'onde assez faible sur toute la largeur spectrale du composant.

V.1. Montage expérimental

Pour la validation expérimentale, on a décidé d'utiliser comme sources lumineuses différentes sources lasers pour obtenir des résultats sur une large bande spectrale. Les différents lasers ont leurs faisceaux collimatés permettant d'avoir un angle d'incidence identique pour chaque laser et ne pas avoir à refaire l'alignement comme présentée Figure 5.38.

Les lasers utilisés sont : un laser à l'Argon ayant plusieurs longueurs d'onde : 457.9, 476.5, 488, 496.5, 501.7 et 514.5 nm ; des lasers de type diode ; des laser à états solides pompés par diode, ayant pour longueur d'onde : 405, 532, 593 et 671 nm. Tous les faisceaux sont alignés et collimatés, le faisceau polychromatique obtenu peut être utilisé dans la suite pour nos caractérisations.

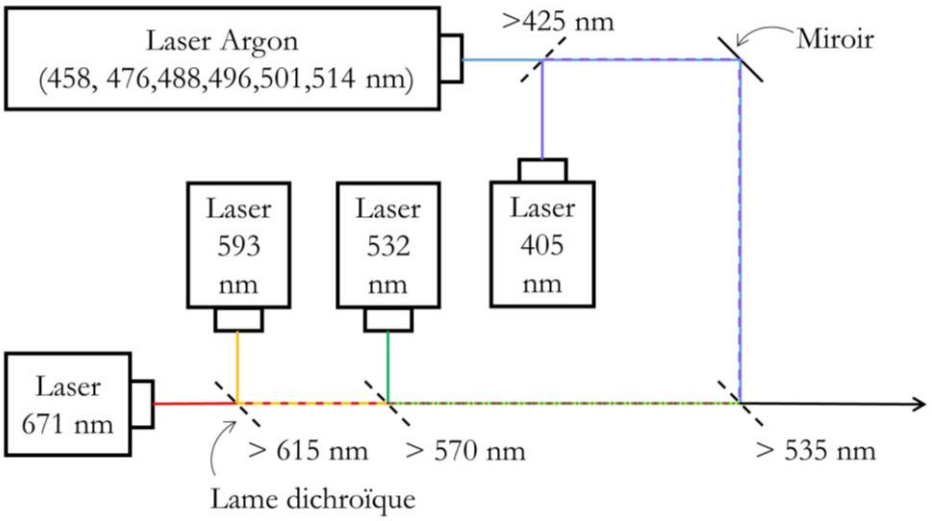


Figure 5.38 : Montage des différents lasers pour obtenir un faisceau contenant plusieurs longueurs d'onde en entrée du montage acousto-optique

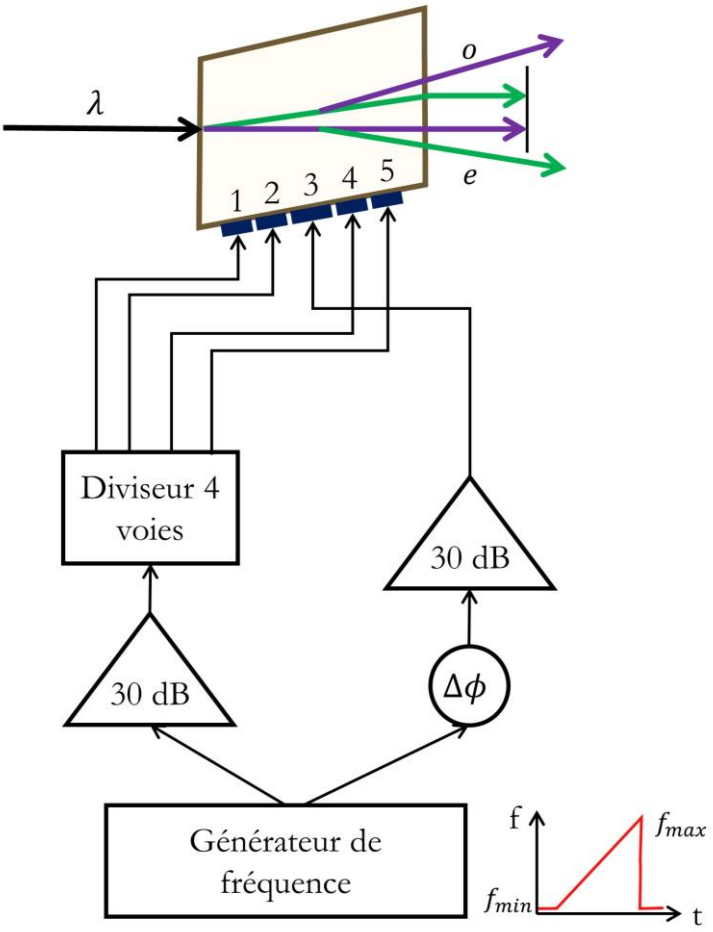


Figure 5.39 : Schéma de la génération du signal acoustique du montage expérimental

Entre les sources lasers et l'AOTF une adaptation optique a lieu pour obtenir un faisceau plus large mais toujours collimaté à l'entrée du composant, le faisceau a alors la dimension prévue lors de la conception.

Le signal électrique permettant l'envoi de la fréquence acoustique adéquate sur les électrodes est délivré par un générateur de fréquence dans lequel on choisit soit d'envoyer une unique fréquence, soit de balayer en fréquence sur la plage de notre choix. Il dispose de plusieurs sorties permettant d'envoyer des signaux différents sur différentes entrées de l'AOTF. Cependant avant d'envoyer le signal sur l'AOTF il est nécessaire d'utiliser des amplificateurs prévus à cet effet, ayants des gains de 30 dB, ce qui permet d'envoyer des puissances idéales au bon fonctionnement des AOTFs. Une puissance RF. trop importante pourrait endommager le composant, il est donc essentiel lors de la phase de montage de commencer à faible puissance et de calculer la puissance maximale à ne pas dépasser.

Notre composant ayant 5 électrodes nous avons choisis d'envoyer un signal différent à l'électrode centrale par rapport aux 4 autres. D'une part parce qu'elle est plus large et d'autre part car elle sera toujours utilisée. Le signal envoyé aux 4 autres électrodes est créé avec une sortie du générateur de fréquence et divisé en 4 par un diviseur 4 voies.

Nous avons placé des déphaseurs aux électrodes les plus éloignées pour tenter de pallier le déphasage entre les entrées des électrodes. On peut aussi jouer sur le déphasage de l'électrode centrale en inversant la sortie du générateur de fréquence. L'AOTF et les déphaseurs sont alimentés grâce à un générateur de tension. Ce système de génération du signal acoustique est présenté à la Figure 5.39.

Ensuite les faisceaux diffractés engendrés sont mesurés grâce à une photodiode reliée à un oscilloscope.

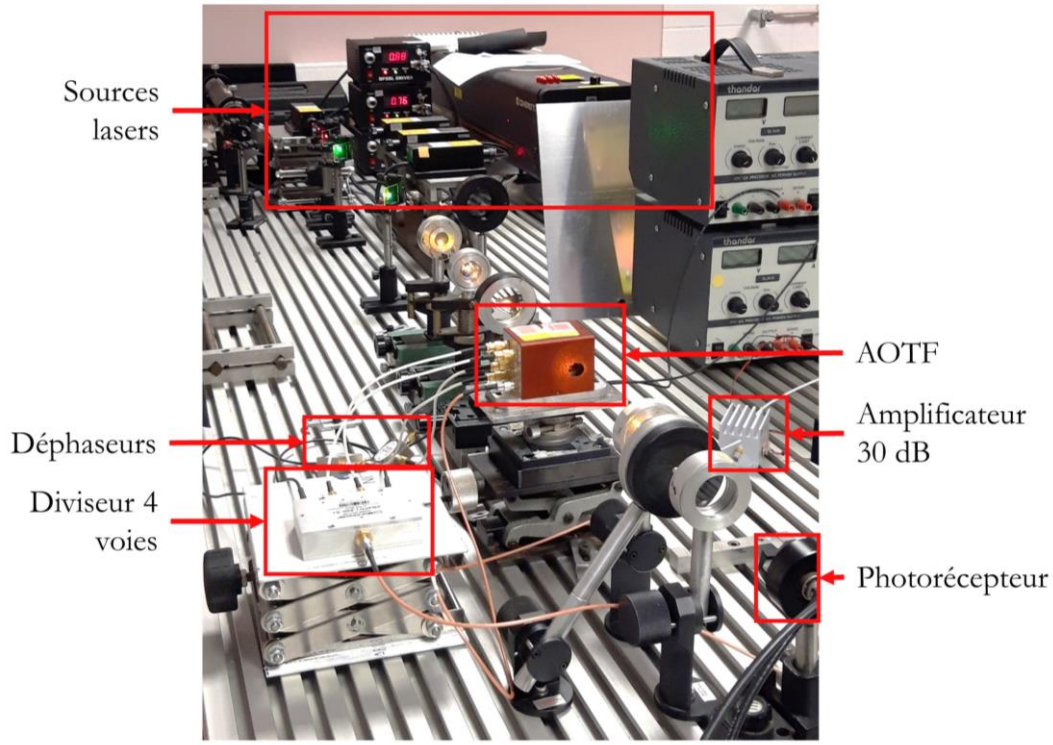


Figure 5.40 : Photographie du montage expérimental

Le montage expérimental que nous avons utilisé est présenté sur la Figure 5.40.

Les différentes expériences ont été réalisées pour chaque longueur d'onde, pour les deux modes d'interaction, pour différents cas d'électrodes activées ou non.

Pour obtenir les deux modes d'interaction, des lames quart-d'onde ont été utilisées afin d'obtenir un faisceau incident de polarisation rectiligne à 45° permettant d'obtenir les deux modes en sortie.

V.2. Résultats expérimentaux

Les choix des électrodes que l'on active sont les suivants :

- Cas 1 : Electrode centrale activée seule, [3], W=3 mm
- Cas 2 : Trois électrodes centrales activées, [234], W= 7mm
- Cas 3 : Electrodes périphériques activées seules (donc sans la centrale), [1245], W = 8mm
- Cas 4 : Toutes les électrodes activées, [12345], W= 11 mm

Le cas 3 est un cas particulier permettant d'obtenir une longueur d'interaction intermédiaire. Cependant le déphasage qui a lieu entre les électrodes se fait ressentir d'autant plus dans ce cas-là, étant donné la discontinuité entre les électrodes 2 et 4.

De plus, l'électrode centrale recevait une puissance supérieure aux 4 autres (en effet, le signal des 4 autres voies passe dans un diviseur de voie) ce qui influe sur les résultats du cas numéro 3.

Bien que les fils entre le générateur de fréquence et l'AOTF soient identiques pour les 4 voies et que les parties électriques de chacune des électrodes soient identiques, nous avons remarqué un déphasage entre les voix. Nous avons alors ajouté des déphaseurs sur les électrodes les plus éloignées (1 et 5) pour les cas 3 et 4. Il y a des répercussions sur la forme de la réponse fréquentielle de l'AOTF, en effet et les lobes secondaires ne sont pas autant réduit qu'attendu.

Les résultats ont été enregistrés et moyennés sur au moins 12 mesures chacun, permettant d'avoir des signaux très peu bruités. Pour un souci de présentation, les résultats ont été normalisés, en effet, selon les différentes longueurs d'onde, le rendement maximum n'atteignaient pas totalement 100% (notamment à cause de différences entre les deux modes pour une même longueur d'onde, selon les optiques utilisées), rendant les courbes moins comparables visuellement.

a) Comparaison avec la théorie

Les trois figures suivantes (Figure 5.41, Figure 5.42 et Figure 5.43) montrent la comparaison entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux pour $\lambda = 514$ nm pour le cas 1, 2 et 4 c'est-à-dire lorsque les électrodes activées sont à la suite les unes des autres.

Cette première comparaison permet de valider que le système répond comme attendu, à savoir qu'il est possible de maintenir des bandes passantes très similaires sur toute la plage de fonctionnement du composant. La bande passante à 50% théorique est plus fines car c'est le cas idéal, approché dans la pratique. Notons que pour le cas 4, les bandes passantes théoriques et expérimentales sont quasiment identiques. On remarque aussi que les bandes passantes diminuent avec l'augmentation du nombre d'électrodes activées.

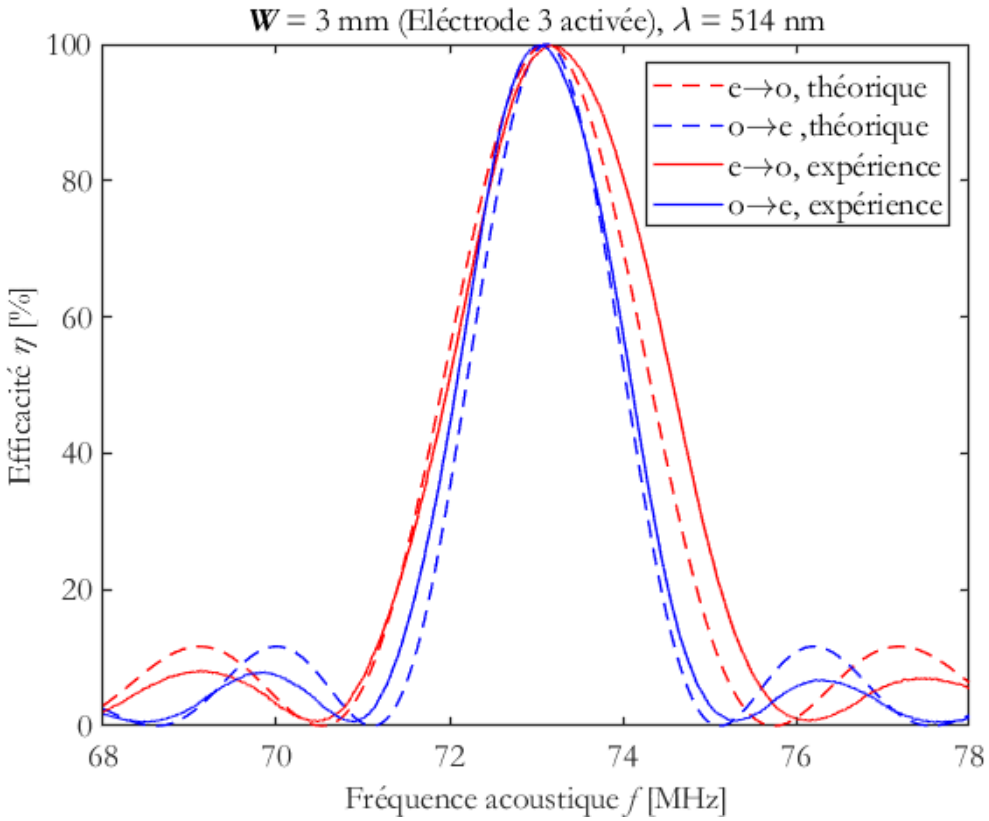


Figure 5.41 : Résultats expérimentaux comparés à la théorie pour l'efficacité pour les deux modes pour 514 nm et l'électrode centrale activée (cas 1).

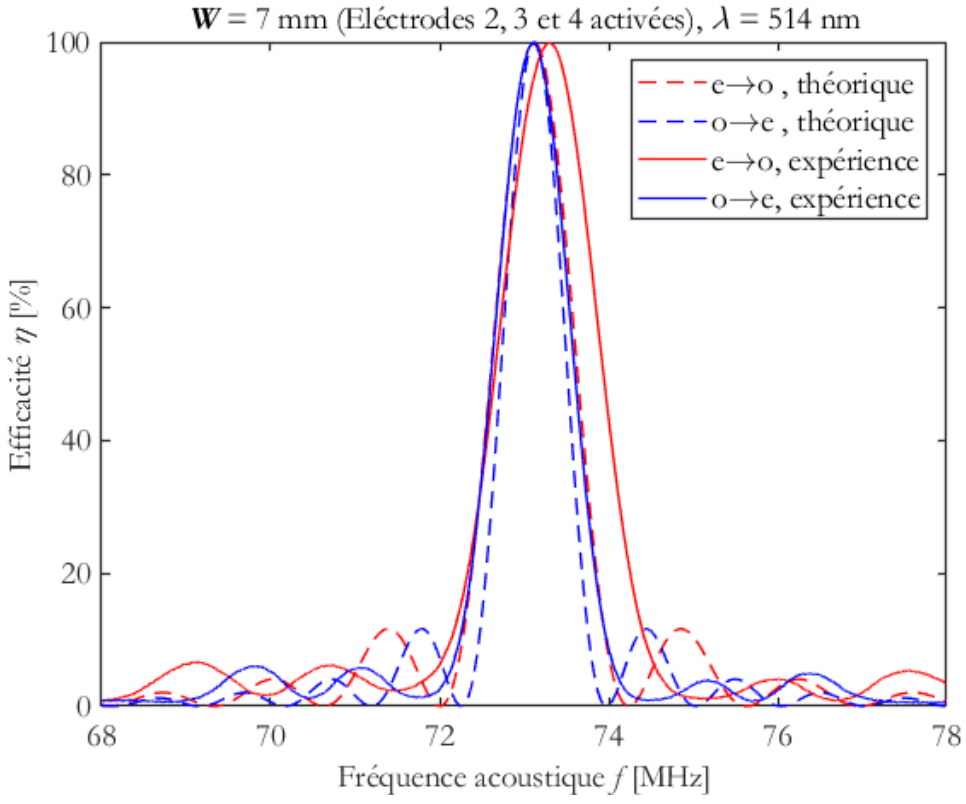


Figure 5.42 : Résultats expérimentaux comparés à la théorie pour l'efficacité pour les deux modes pour 514 nm et les trois électrodes au centre activées (cas 2).

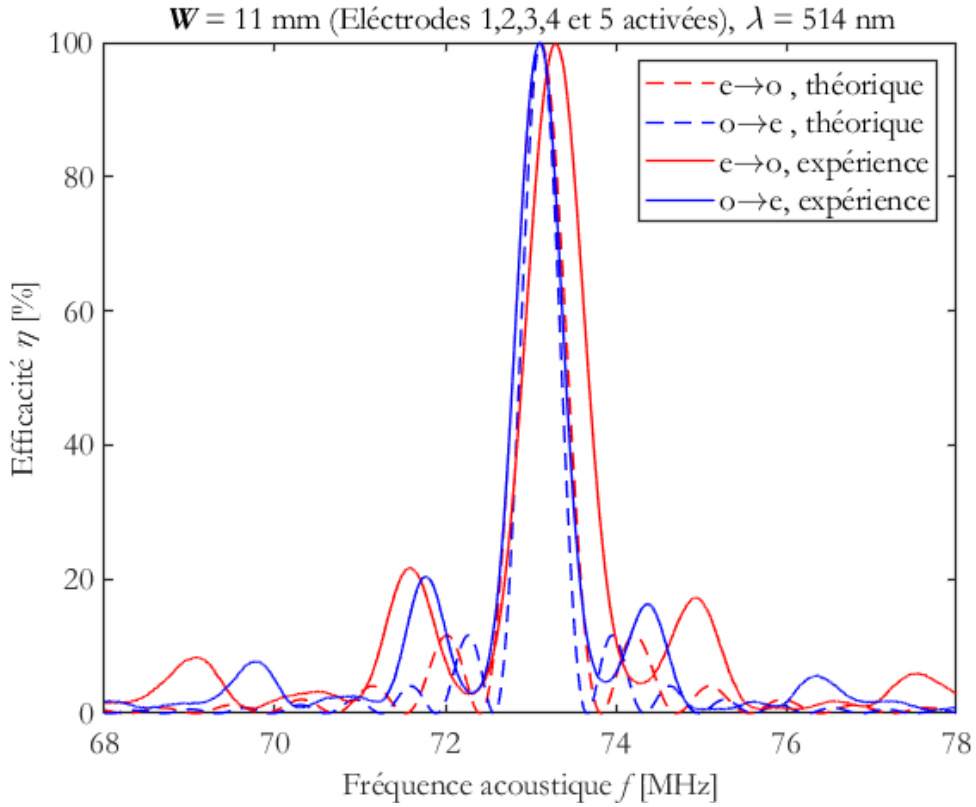


Figure 5.43 : Résultats expérimentaux comparés à la théorie pour l'efficacité pour les deux modes pour 514 nm et toutes les électrodes activées (cas 4).

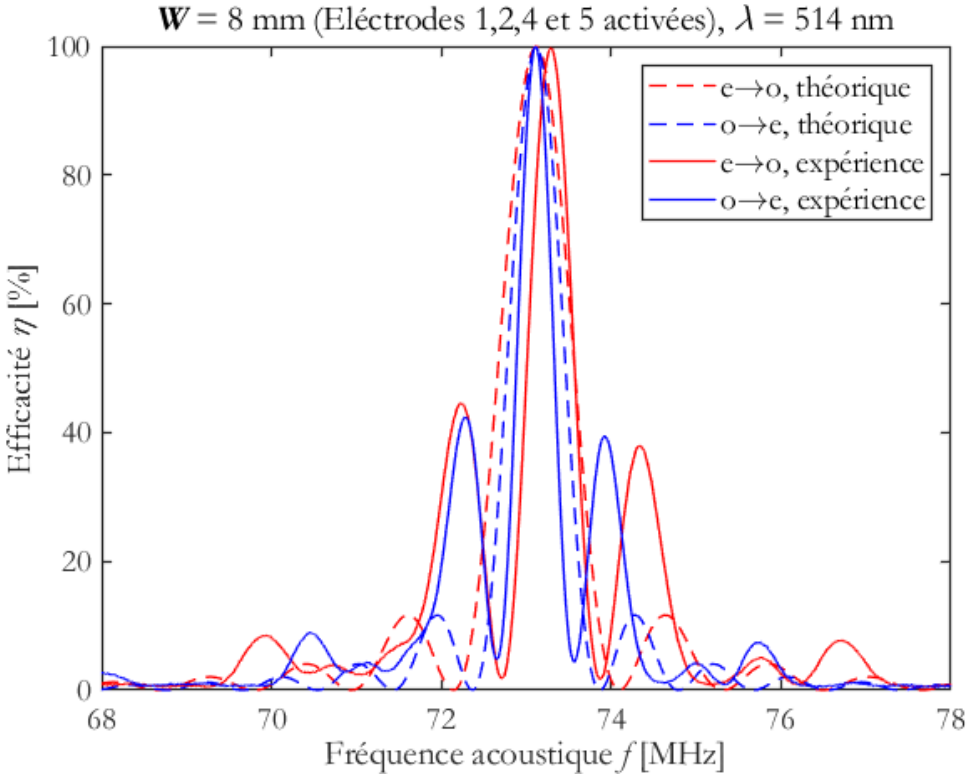


Figure 5.44 : Résultats expérimentaux comparés à la théorie pour l'efficacité pour les deux modes pour 514 nm et les électrodes périphériques activées (cas 3)

On remarque quelques phénomènes intéressants dans cet exemple (514 nm), notamment la hauteur des lobes secondaires. Dans le cas 1 et 2, les lobes secondaires sont plus faibles que prévu, cependant le cas 4 montre des lobes secondaires bien plus élevés. Cette observation est liée au déphasage introduit entre les électrodes, l'analyse théorique étant valide pour un déphasage nul. Ces lobes secondaires sont d'autant plus élevés pour le cas 3 (Figure 5.44) notamment parce que la puissance envoyée aux 4 électrodes activées est relativement faible. On remarquera en revanche que la bande passante est plus fine pour le cas 3. En effet, on est en dessous de la bande passante théorique pour cette longueur d'interaction. Ce phénomène s'explique par le déphasage introduit entre les électrodes. En faisant varier le déphasage on peut jouer sur la finesse de la bande passante, cependant toujours avec une augmentation des lobes secondaires.

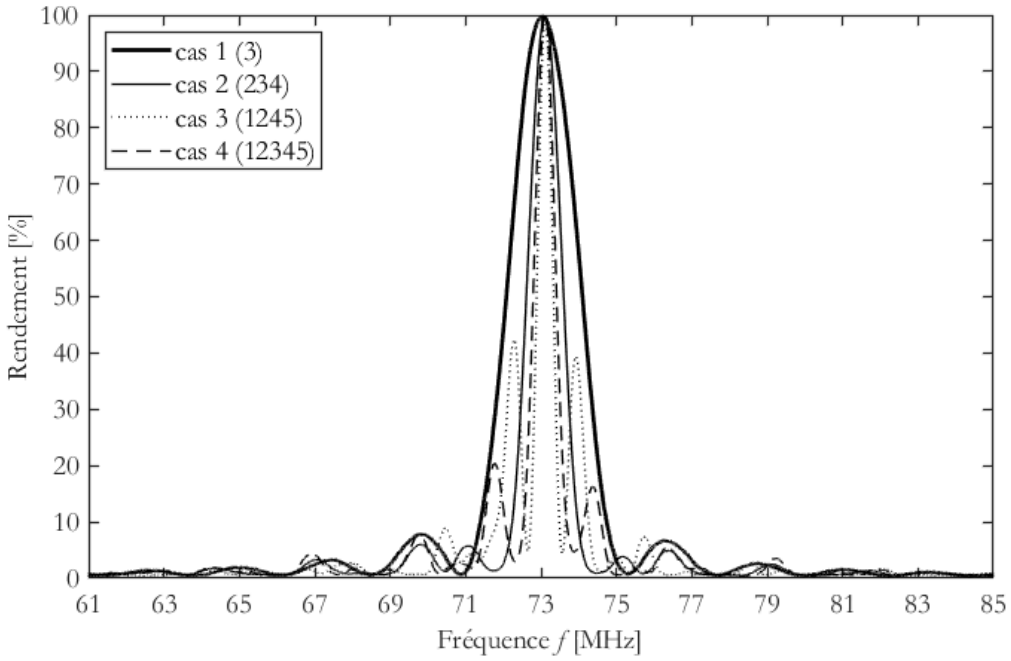


Figure 5.45 : Résultats expérimentaux normalisés pour 514 nm et pour le mode o ver e pour tous les cas.

Lorsque l'on compare les 4 cas ensemble, on voit bien que les amplitudes des efficacités pour les cas 2 et 3 sont toujours plus faibles que celle du cas 1. Cependant malgré l'augmentation apparent des lobes secondaires, on remarque qu'ils sont atteints pour des fréquences acoustiques initialement comprises dans le pic principal du cas 1. Cette observation permet de conclure qu'il y a tout de même une meilleure bande passante fréquentielle (à 50%), et donc une amélioration des performances.

b) Résultats pour chaque longueur d'onde

Les résultats obtenus pour les différentes longueurs d'onde entre 458 nm et 671 nm et sont visibles de la Figure 5.46 à la Figure 5.54, pour les deux modes et pour les 4 cas. Les remarques faites précédemment pour 514 nm sont valables pour les autres longueurs d'onde, ce qui valide la possibilité d'utiliser notre composant une large bande spectrale (ici à minima 458 – 671 nm). Cela valide aussi qu'on observe bien une réduction de la bande passante (fréquentielle et donc spectrale) avec l'augmentation du nombre d'électrodes activées.

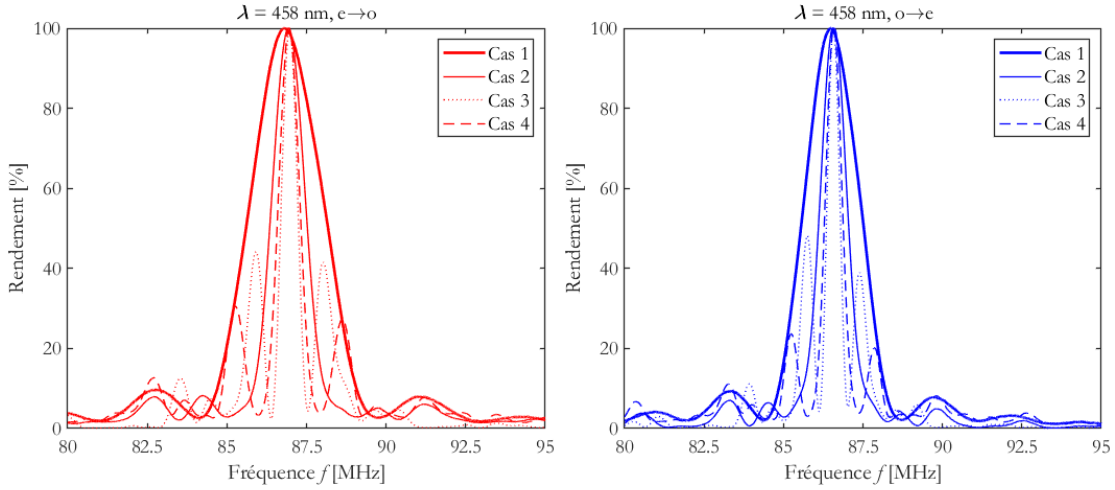


Figure 5.46 : Résultats pour 458 nm, pour les deux modes et les 4 cas.

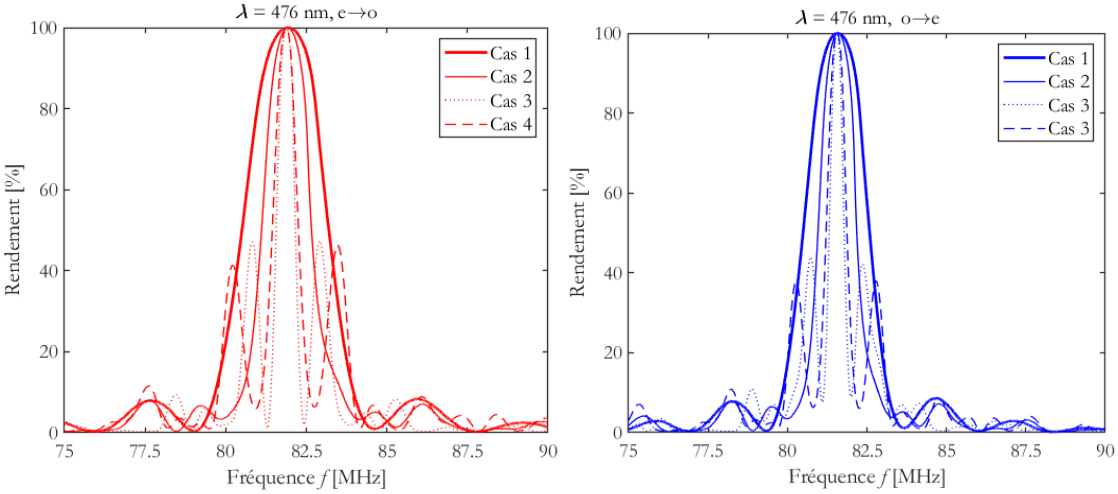


Figure 5.47 : Résultats pour 476 nm, pour les deux modes et les 4 cas.

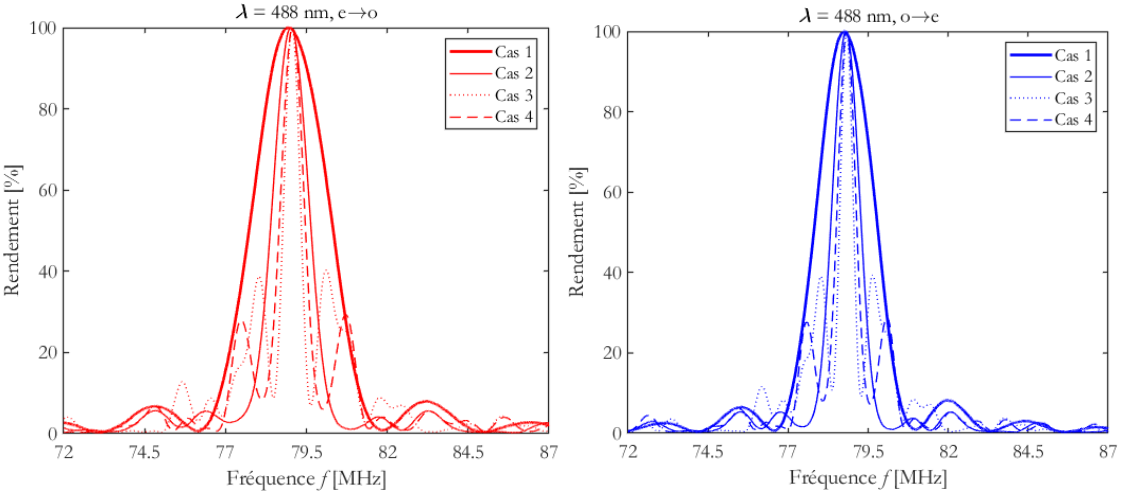


Figure 5.48 : Résultats pour 488 nm, pour les deux modes et les 4 cas.

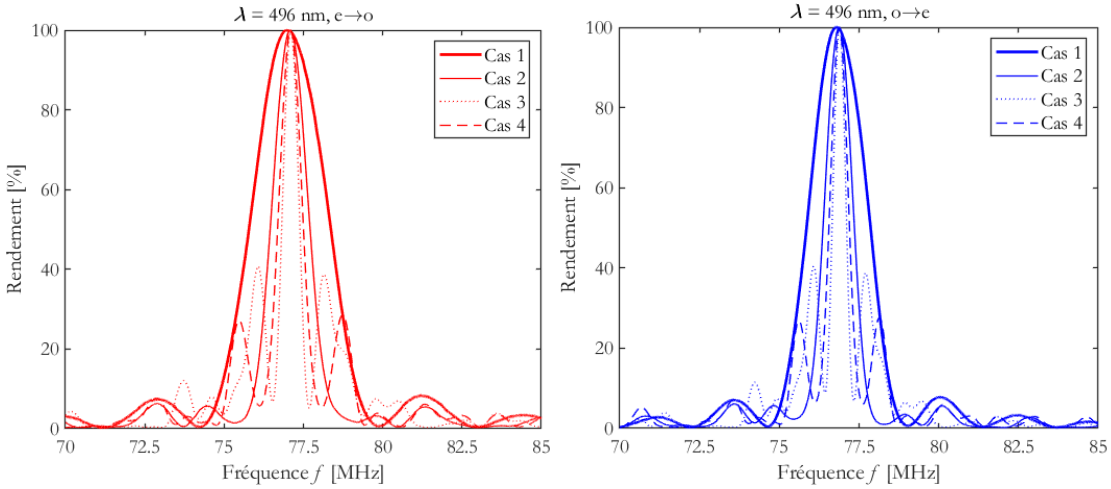


Figure 5.49 : Résultats pour 496 nm, pour les deux modes et les 4 cas.

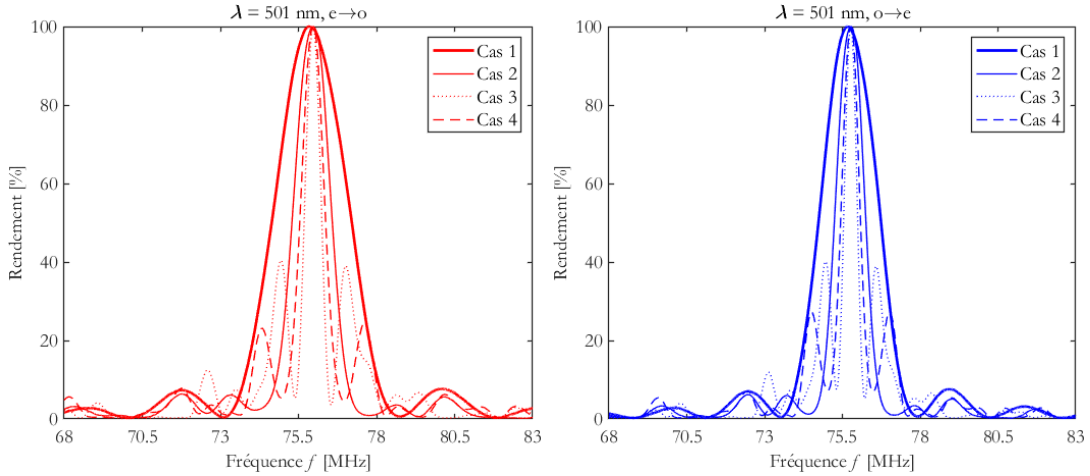


Figure 5.50 : Résultats pour 501 nm, pour les deux modes et les 4 cas.

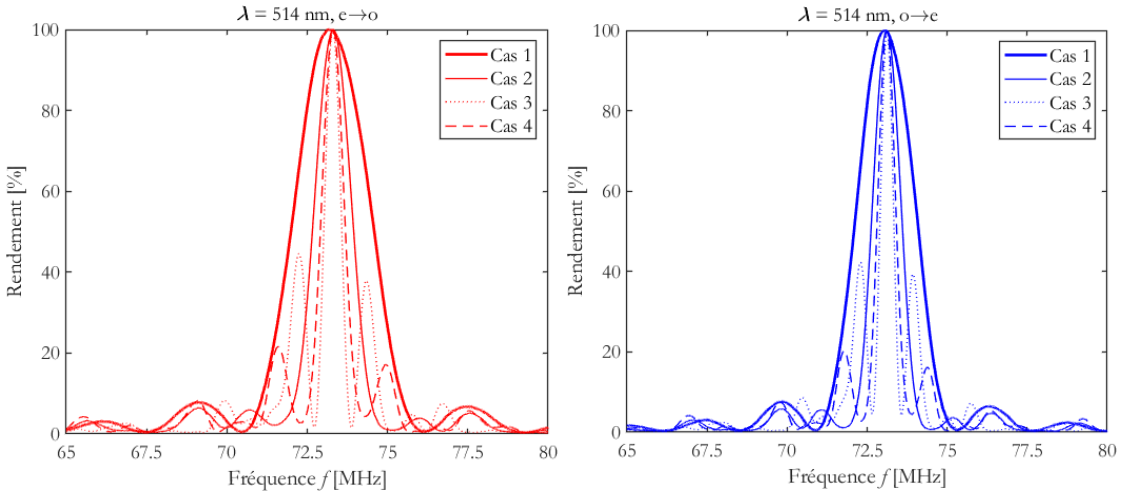


Figure 5.51 : Résultats pour 514 nm, pour les deux modes et les 4 cas.

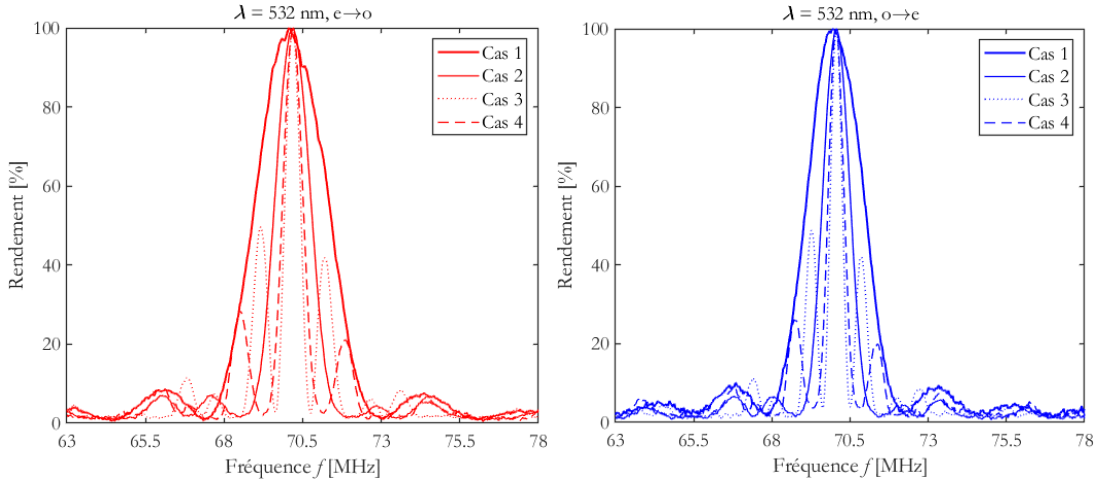


Figure 5.52 : Résultats pour 532 nm, pour les deux modes et les 4 cas.

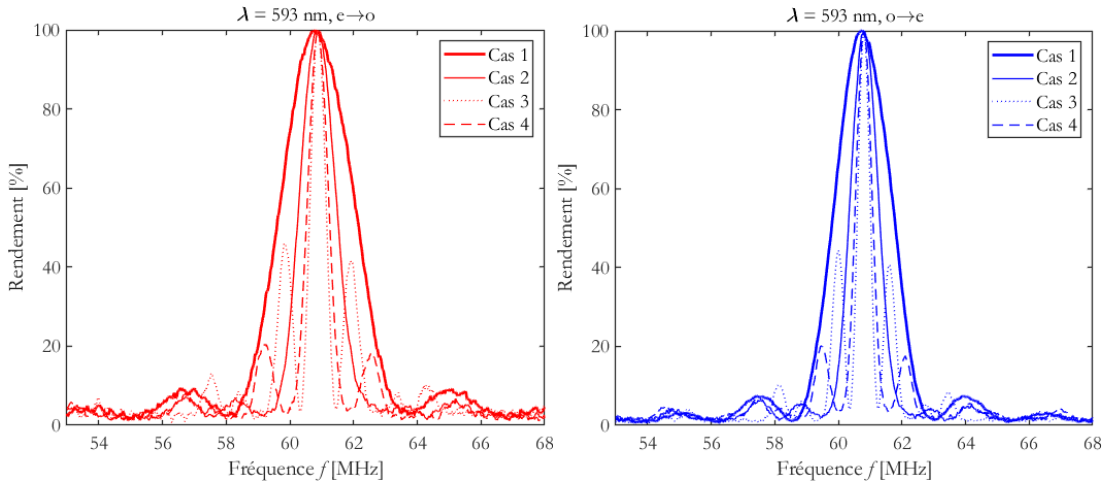


Figure 5.53 : Résultats pour 593 nm, pour les deux modes et les 4 cas.

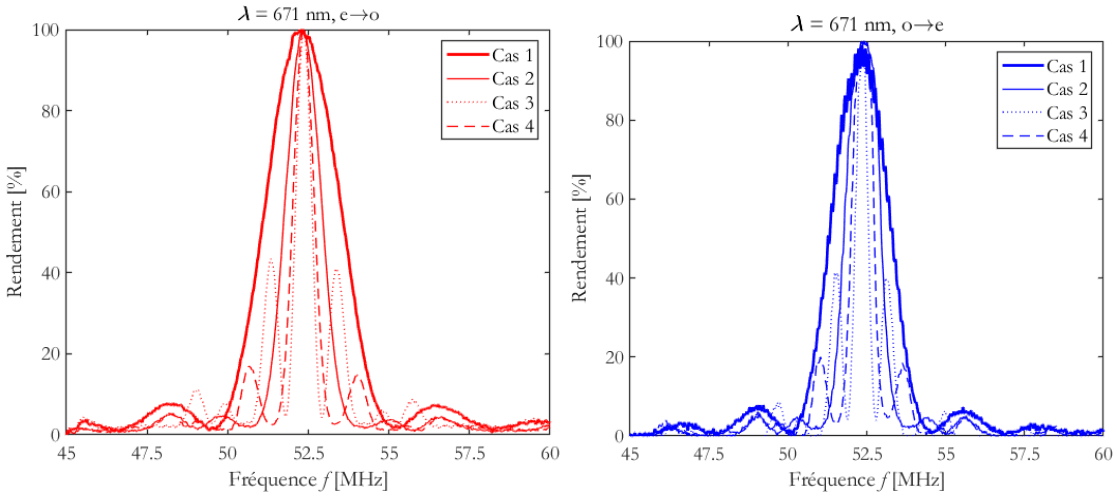


Figure 5.54 : Résultats pour 671 nm, pour les deux modes et les 4 cas.

Finalement, si l'on compare directment le cas 1 et 4 pour toutes les longueurs d'onde on remarque d'autant plus facilement la réduction de la bande passante fréquentielle pour chaque test, et notamment le fait qu'elle soit constante sur tout le spectre.

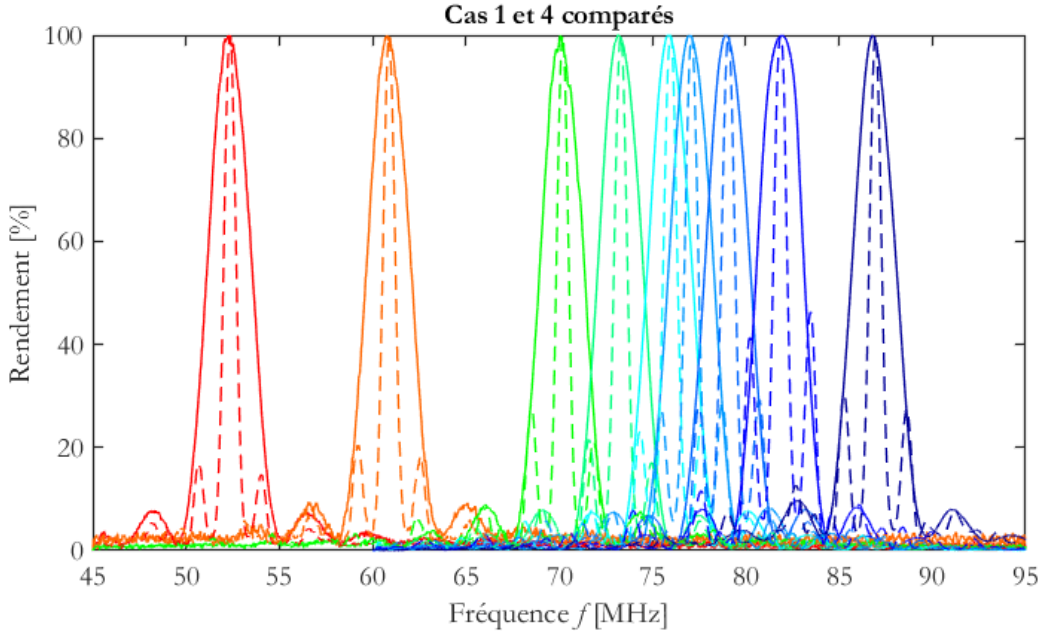


Figure 5.55 : Résultats expérimentaux normalisés de l'efficacité de diffraction pour toutes les longueurs d'onde disponibles pour le cas 1(en trait plein) et 4 (en pointillé) comparé (mode e vers o).

On remarque aussi moins de recouvrement fréquentiel pour nos différentes longueurs d'onde même lorsqu'elles sont très proches, i.e. lorsque l'on aura un faisceau lumineux avec un spectre étendu la différentiation des longueurs d'onde sera plus facile (meilleure résolution).

V.3. Courbe d'accord

La fréquence étant un point important lors des mesures, les fréquences expérimentales d'efficacité maximale sont comparées à la courbe théorique attendue pour notre composant à la Figure 5.56.

Les fréquences mesurées sont légèrement plus grandes que celle théorique mais la différence est négligeable et cohérente sur tout le spectre. Grâce à cette courbe, l'utilisateur peut facilement connaître les fréquences qu'il doit envoyer pour chaque longueur d'onde. Un rétrofit des constantes utilisées est même envisageable afin de faire coïncider les valeurs, mais ne présente pas d'intérêt à ce stade.

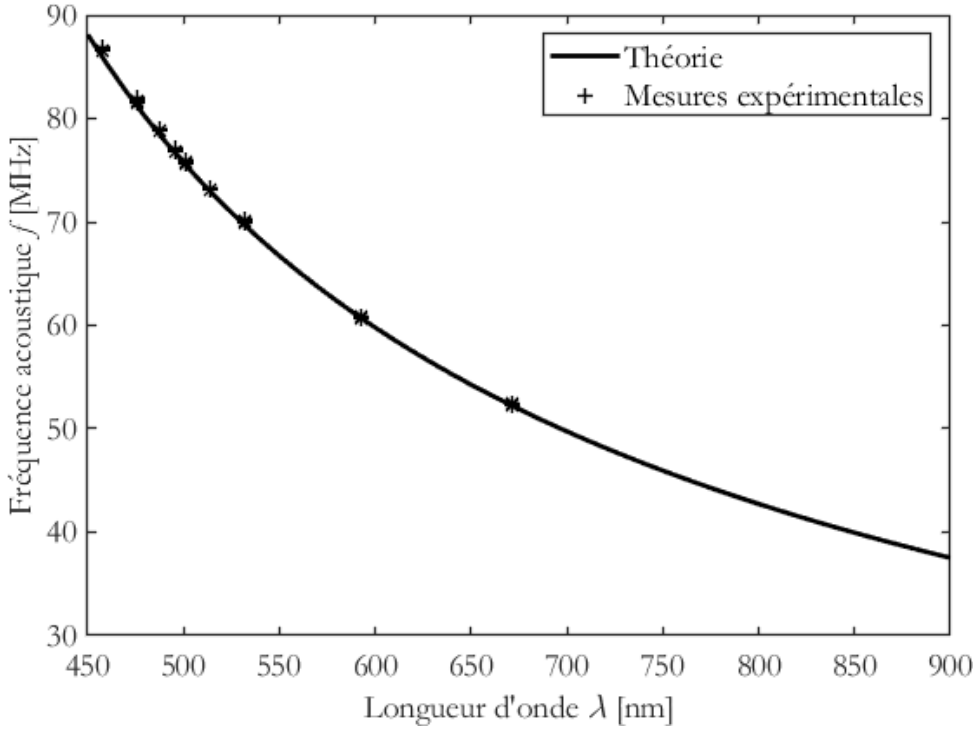


Figure 5.56 : Courbe d'accord pour notre composant, comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées théoriquement

V.4. Résolution spectrale

Etant donné que les mesures sont réalisées avec des sources lasers et non une source étendue, il n'est pas possible de mesurer directement la résolution spectrale, cependant comme nous l'avons vu précédemment, la bande passante spectrale peut être approximée avec la bande passante fréquentielle, les valeurs des fréquences (i.e. fréquence de l'interaction simultanée) et les valeurs des longueurs d'onde (voir équation (4.3)).

Les valeurs expérimentales des bandes passantes fréquentielles à -3dB pour les cas 1, 2 et 4 sont présentées à la Figure 5.57 et sont comparées aux valeurs théoriques attendues. Les cas 3 n'est pas présentées, car les résultats sont altérés par le déphasage : lobes secondaires trop haut mais bandes passantes fréquentielles plus basses. Concernant les cas représentés, les valeurs expérimentales sont légèrement plus grandes que celles calculées. Plusieurs facteurs peuvent expliquer le décalage entre les valeurs mesurées (conditions réelles) et théoriques (conditions idéales) : l'alignement du composant est, d'une part, délicat et il peut être légèrement décalé par rapport aux conditions de synchronisme exact, d'autre part les transducteurs pourraient être légèrement plus courtes (physiquement et/ou au contact avec le cristal). Il n'est donc pas anormal de trouver des valeurs légèrement plus hautes.

Ces valeurs étant plus hautes que les valeurs théoriques pour la bande passante fréquentielle, on attend le même constat pour les valeurs de la bande passante spectrale.

Les résolutions spectrales pour les 3 cas principaux d'activation des électrodes ont été présentées en Figure 5.58

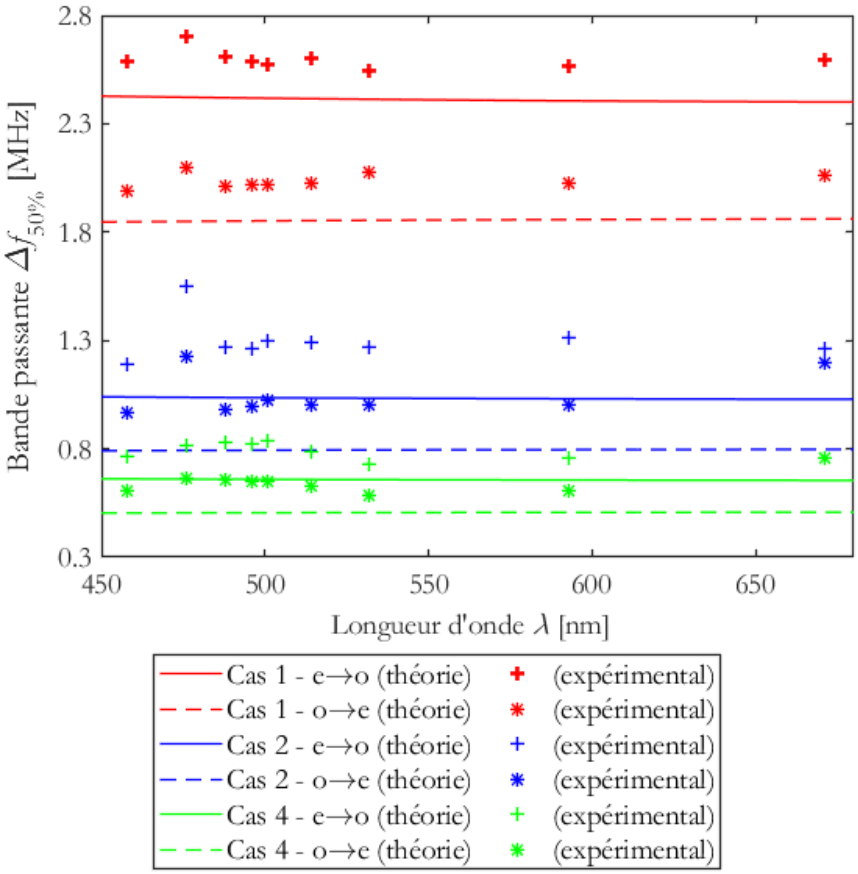


Figure 5.57 : Comparaison entre les valeurs expérimentales de la bande passante fréquentielles et les valeurs calculées théoriquement

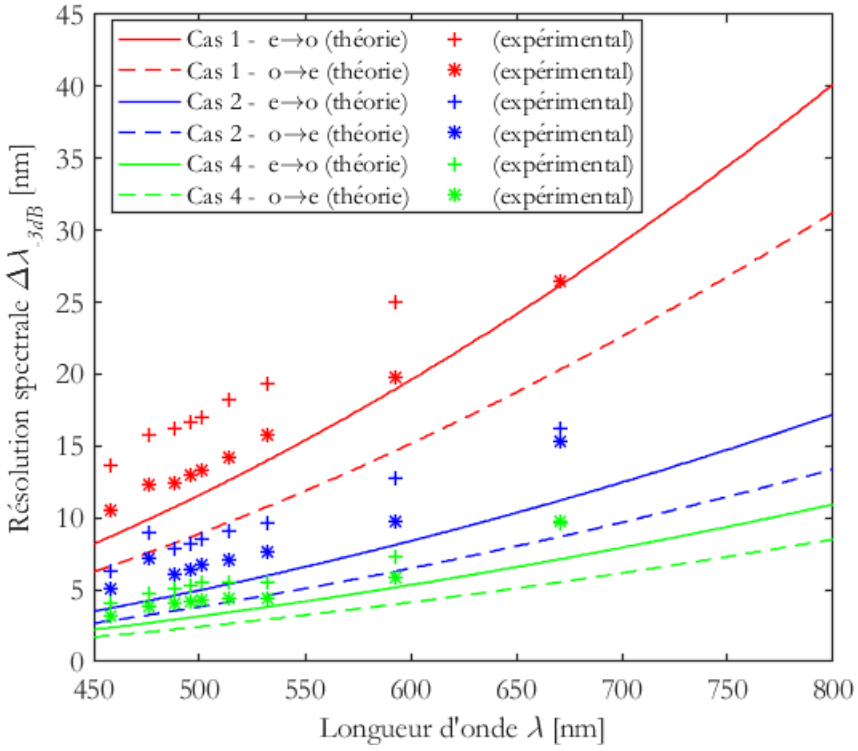


Figure 5.58 : Comparaison des résolutions spectrales théoriques et des résolutions apprimées issues de l'expérience pour les cas 1, 2 et 4 pour les deux modes.

Les résolutions calculées à partir des valeurs expérimentales sont ici encore supérieures aux valeurs théoriques. L'allure cependant est identique aux courbes théoriques, on peut donc valider la capacité du composant à ajuster la résolution spectrale en activant plus ou moins les électrodes du composant.

V.5. Perspectives

Tout d'abord, il serait intéressant de tester toutes les configurations de commande évoquées lors de la partie de la conception (III.2) pour caractériser les résolutions résultantes, même pour les configurations en apparence moins prometteuses.

Nous n'avons pas de mesures pour les longueurs d'onde au-dessus de 671 nm. La disponibilité d'autres lasers ou d'une source de spectre étendue permettrait de valider le composant sur une plus grande bande spectrale, étendue au proche I.R.

L'approche multi-électrodes a été abordée afin d'apodiser la réponse spectrale des filtres par un choix approprié de la répartition des amplitudes, cette approche permet aussi de considérer l'aspect réseau à contrôle de phase. L'étude que nous avons menée ouvre de fait une perspective d'étude systémique quant au rôle de la phase dans le cas de la diffraction par un réseau acoustiquement monochromatique, mais fractionné par zones déphasées entre-elles. Nous avons effectivement observé que les lobes secondaires sont sensibles aux déphasages introduits. Cette perspective suppose d'ajouter un déphaseur sur chaque entrée. On pourrait de plus contrôler conjointement la puissance pour chaque entrée, ce qui est plus classique et aiderait à réduire les lobes secondaires encore plus efficacement. Les multiples électrodes pouvant être considérés comme un réseau, l'étude d'un accord de l'angle de Bragg est aussi envisageable.

Enfin, les filtres développés lors de cette thèse ouvrent la possibilité de réaliser des tests pour l'imagerie d'échantillons réels et une source lumineuse externe étendue (blanche), puis réaliser cela aussi avec le filtre IR.

Conclusion du chapitre 5

Dans ce chapitre nous avons vu les différentes étapes qui mènent à la conception puis à la validation d'un filtre acousto-optique capable de travailler en tant que spectro-polarimètre.

Nous avons dans un premier temps discuté de l'efficacité dans le cas où l'on fait varier l'angle du faisceau incident dans le plan usuel $(\bar{1}10)$ mais aussi dans son plan orthogonal (001), c'est-à-dire dans le cas d'un faisceau qui n'est pas parfaitement collimaté. Pour cela nous avons d'une part présenté les différentes aberrations des AOTFs et d'autre part étudié les résultats de simulation de variation d'efficacité en fonction du plan pour plusieurs paramètres. Ces simulations de l'efficacité dans un plan permettent d'aborder de nouvelles perspectives pour la conception de système AOTF pour l'imagerie. Les résultats montrent qu'il est important de quantifier l'acceptance angulaire selon deux directions lors de la conception d'un imageur AOTF, pour minimiser la sensibilité des composants à la variation de direction du faisceau incident.

Deux AOPTFs ont été conçus et présentés, l'un dans le visible (450 – 800 nm), l'autre dans le proche IR (900 – 1500 nm). Le premier possède 5 électrodes de (2,2,3,2,2) mm permettant de contrôler la résolution spectrale en fonction de la longueur d'onde afin d'obtenir une résolution quasi-constante sur le spectrale entier (un facteur de 1.4 est réalisable en théorie entre la résolution spectrale de la plus petite et la plus grande longueur d'onde). Cette conception est originale car peu exploitée dans la littérature pour le moment (les composants ne possédaient que 3 électrodes en général au maximum). Le second composant possède 3 électrodes identiques (4 mm). Ce choix est issu d'un compromis lié à la difficulté de fabriquer des composants plus grands (il faudrait pour cela des cristaux de paratellurite de plus de 3 ou 4 cm de long, ce qui est techniquement difficile et couteux).

La caractérisation et la validation du composant dans le visible a montré que celui-ci répondait bien aux attentes et qu'il est donc possible de réduire la résolution spectrale facilement en activant plusieurs électrodes. On peut sur une large bande avoir une résolution spectrale qui ne varie que d'un facteur de 1.4 au lieu de 5 entre la résolution de la première et de la dernière longueur d'onde du spectre. Ce qui revient à garantir une lecture du spectre presque constante sur une octave avec ici une résolution de l'ordre de 10 nm, soit l'équivalent 35 bandes spectrales distinctes.

Conclusion générale

L'objet de cette thèse était d'améliorer les performances de systèmes composés de filtres acousto-optiques accordables ayants pour application l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique. Plus précisément nous avons travaillé sur le filtrage acousto-optique de faisceaux non polarisés sur une large bande spectrale. Nous avons étudié plusieurs systèmes : pour l'analyse de la polarisation linéaire (deux composantes orthogonales simultanément), pour l'apodisation du signal avec amélioration de la résolution spectrale et avons réalisé la conception et la caractérisation d'un filtre acousto-optique pour l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique présentant une résolution constante sur la bande spectrale.

Dans le premier chapitre, nous avons réalisé un état de l'art sur les systèmes et applications de l'imagerie hyperspectrale et de la polarimétrie pour en dégager leurs besoins actuels, ainsi que l'utilisation de l'acousto-optique dans ces domaines. Nous avons remarqué que l'imagerie hyperspectrale et la polarimétrie, étant des méthodes de mesure non destructives, possèdent beaucoup d'applications, notamment l'observation de la terre et de l'espace, la défense, l'agriculture, la biologie et l'industrie.

Aujourd'hui les besoins pour ces domaines sont liés à l'amélioration de la résolution spatiale mais aussi résolution spectrale pour une meilleure différenciation des éléments observés. Nos travaux se sont placés dans un contexte applicatif en pleine évolution : les bandes spectrales des capteurs deviennent plus larges, nécessitant des composants travaillant sur ces larges bandes ; la quantité de données mesurées va grandissant ; la mesure spectrale se doit d'être rapide. C'est aussi le cas pour l'imagerie en temps réel qui demande donc des mesures quasi-instantanées. Pour les systèmes embarqués, il faut de plus répondre à des critères de faible puissance et de faible encombrement tout en restant robuste.

Dans ce contexte et comme le montre notre analyse du domaine, les AOTFs présentent de nombreux avantages, notamment parce qu'ils peuvent réaliser une mesure hyperspectrale et polarimétrique simultanément : ils permettent donc d'avoir moins de composant pour réaliser les deux fonctions. Les AOTFs sont rapides, robustes et fiables. Il n'est pas nécessaire de mesure tout le spectre en continu pour avoir un résultat : l'utilisateur peut sélectionner les longueurs d'onde d'intérêt en réalisant l'accord avec la fréquence acoustique immédiatement.

Puis nous avons rappelé la théorie des interactions acousto-optiques, les notions et paramètres importants de l'interaction acousto-optiques ont été présentés, en particulier avec l'emploi de la paratellurite, cristal biréfringent uniaxe. Nous avons expliqué que la conception des AOTFs large bande nécessite de faire des compromis.

Un système large bande utilisant un seul AOTF pour permettre l'étude de la polarisation est présenté dans le chapitre 3. Ce système est basé sur la possibilité d'obtenir deux polarisations orthogonales simultanément en sortie du cristal. Cependant, il n'existe qu'une configuration pour laquelle ces deux diffractions ont un rendement égal : la diffraction simultanée. Elle est obtenue pour un angle incident et une fréquence acoustique particulière, pour chaque longueur d'onde. Cependant, la problématique analysée, requiert de travailler avec une large bande spectrale, ne permettant alors pas de respecter ces conditions tout le long de la bande spectrale (l'angle d'incidence étant fixé). Nous avons alors analysé les conditions pour main-

tenir un rendement de diffraction égal pour différentes longueurs d'onde sans changer l'alignement du composant (i.e. l'angle d'incidence). Notre système permet donc une lecture immédiate de la proportion de polarisation rectiligne (ordinaire et extraordinaire) sur une large bande spectrale : 400 – 700 nm, c'est-à-dire tout le spectre visible, à condition d'avoir bien établi la courbe d'accord du système (un écart de 1 kHz peut engendrer une différence de quelques % de différences entre les efficacités des deux modes d'interaction). Ceci a été rendu possible grâce à la détermination de la fréquence acoustique optimale pour chaque longueur d'onde, comme l'ont montré nos analyses et expériences.

Un autre système large bande utilisant un seul AOTF mono-transducteur a été réalisé pour permettre l'apodisation de la réponse du filtre avec réduction de la bande passante spectrale, comme présenté dans le chapitre 4. L'efficacité d'un système AO évolue en « sinus cardinal » et il y a donc des lobes secondaires indésirables de part et d'autre du pic principal. Ces lobes secondaires peuvent créer de la diaphotie, ce qui se résulte, en imagerie, en une mauvaise interprétation des résultats et une dégradation de la performance du système. Après avoir analysé les différents types d'apodisation en acousto-optique, nous avons opté pour la réalisation d'un système à « double-passage ». Pour ce faire, le faisceau optique incident polarisé (par exemple extraordinaire) subit une première diffraction au sein du cristal. Puis le faisceau diffracté qui en est issu (ordinaire) est redirigé à l'entrée du cristal, sous le même angle incident que le faisceau d'origine, pour être à nouveau filtré. Ceci donne un faisceau en sortie (extraordinaire) ayant subi deux interactions consécutives avec les mêmes paramètres (notamment la fréquence acoustique).

Le rendement global du filtre est le rendement du premier passage multiplié par celui du second passage qui, rappelons-le, ne présentent pas les mêmes gabarits : les lobes secondaires des deux interactions ne sont pas atteints pour les mêmes valeurs. Il en résulte qu'ils s'annulent entre eux. L'expérience a montré que l'on peut atteindre des lobes secondaires de 1% après le double passage au lieu de 10% habituellement. Nous avons observé aussi une réduction de la bande passante, et donc une amélioration de la résolution spectrale. L'efficacité maximale atteinte quant à elle ne diminue pas si le système est aligné en fonction de la longueur d'onde utilisée. Pour un fonctionnement sur une large bande passante, le système ne sera aligné avec le bon angle incident que pour une unique longueur d'onde (choisie). Pour les autres longueurs d'onde, les conditions de synchronisme et l'angle d'incidence du faisceau de la deuxième diffraction ne sont pas remplies, il y a consécutivement une dégradation des performances. Nous avons proposé une méthode pour contourner ce problème, notre analyse des performances sur une large bande donne les conditions et les paramètres permettant d'obtenir les meilleurs résultats, avec une efficacité de plus de 90 % sur la bande 400 nm – 700 nm.

Ces deux systèmes comportant des filtres nous ont permis de comprendre et d'améliorer les performances lors du filtrage AO pour une large bande spectrale. Finalement nous avons conçu et caractérisé un AOTF pour l'imagerie hyperspectrale et polarimétrique, c'est l'objet du dernier chapitre. Dans un premier temps nous avons analysé les différents types de système d'imageur comportant des AOTFs pour permettre de comprendre quelles étaient les aberrations les plus courantes à prendre en compte lors de la conception. Des simulations de rendement dans le plan perpendiculaire à la propagation du faisceau optique ont permis de

connaitre les limites des imageurs AOTFs en fonction de leurs paramètres pour des faisceaux non collimatés ou qui ne sont pas parfaitement collimatés. Ces simulations permettent aussi d'orienter la conception.

Lors de cette thèse deux AOPTFs (Acousto-Optic Polarimetric Tunable Filter) ont été conçus pour deux bandes spectrales différentes, 400 – 800 nm et 900 – 1500 nm. Ils sont tous deux dotés d'un transducteur multi-électrodes permettant de choisir la longueur d'interaction et donc la largeur de la bande passante optique du système, i.e. pour permettre d'obtenir une résolution spectrale constante. L'AOPTF dans le visible possède 5 électrodes de 2, 2, 3, 2 et 2 mm permettant plusieurs choix de longueurs d'interaction en activant ou désactivant les électrodes. Nous avons obtenu un facteur de 1,4 entre les bandes passantes spectrales à 50 % (au lieu de 5) sur toute l'étendue de la bande spectrale d'utilisation. Nous avons réalisé la caractérisation et la validation de ce composant, les expériences sont en accord avec la théorie et leur réponse correspond aux attentes en termes de réduction de gabarit. Ce qui revient à garantir une lecture du spectre presque constante sur une octave avec une résolution aussi faible que 10 nm.

Nos travaux ont permis de montrer qu'il était possible de travailler avec des larges bandes à condition de calculer les fréquences acoustiques nécessaires pour obtenir les meilleurs rendements que ça soit pour le filtrage avec apodisation ou pour l'analyse de la polarisation. Nous avons aussi démontré qu'il était possible de concevoir et d'utiliser un AOTF possédant un transducteur à 5 électrodes pour l'harmonisation de la bande passante spectrale sur toute la bande spectrale de fonctionnement du composant.

Chacun des systèmes présentés dans cette thèse pourrait encore être amélioré. L'analyseur de polarisation linéaire pourrait être implémenté d'un composant supplémentaire permettant de mesurer la polarisation complète de la source. Le filtre « double pass » serait d'autant plus performant si le retour optique permettait de ne pas faire varier l'angle d'incidence, on pourrait par exemple ajouter un prisme qui annulerait la dispersion en sortie de la première interaction.

Notre AOTF à 5 électrodes a été caractérisé en résolution spectrale, il sera capable de réduire encore les lobes secondaires en envoyant des puissances différences à chaque électrode, nos travaux ouvrent donc la voie à de nombreux raffinements sur la « commande ».

Finalement, étant conçus pour cela, des expériences en intégrant nos filtres à un système d'imagerie sont désormais possibles. Ceci permettra notamment de valider expérimentalement les efficacités de diffraction dans le plan. Les images d'une scène, obtenues pour différentes longueurs d'onde et différentes polarisations, dans le visible et dans l'infrarouge compléteront l'étude. Les perspectives ouvertes sont donc nombreuses et prometteuses.

Annexes

Annexe A. La paratellurite

La paratellurite est un cristal anisotrope, fréquemment utilisé en acousto-optique. Le dioxyde de tellure est le résultat de la réaction entre du dioxygène et du tellure, il existe sous deux formes qui différent par leurs propriétés cristallographiques. Dans la nature cette réaction produit de la tellurite (β-TeO2). Mais il est possible de créer artificiellement une autre forme : la paratellurite (α-TeO2). La paratellurite est un cristal de type tétragonale (422), anisotrope uniaxe.

L'une des premières raisons à son utilisation est sa grande transparence : ce cristal est transparent dans le visible, dans le proche UV (à partir de 350 nm) et dans l'infrarouge (jusqu'à environ 4500 nm) [23].

Bien qu'il possède de forts avantages en acousto-optique, ce cristal a malgré tout quelques inconvénients à prendre en compte. Connu pour sa forte biréfringence, la paratellurite est aussi caractérisée par une forte gyrotropie près de l'axe optique. De plus, les ondes acoustiques de très hautes fréquences sont fortement atténuées, ce qui rend l'utilisation de ce matériau plus limité pour ces fréquences.

Cette annexe présente les constantes et les propriétés de la Paratellurite telles qu'utilisées pour nos calculs.

i. Constantes d'élasticité

$$C = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & - & - & - \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & - & - & - \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & - & - & - \\ - & - & - & c_{44} & - & - \\ - & - & - & - & c_{44} & - \\ - & - & - & - & - & c_{66} \end{pmatrix} \qquad \text{(Annexe A.1)}$$

Plusieurs jeux de données sont possibles pour ces constantes :

Tableau A-1 : Constantes d'élasticité pour la paratellurite

Coefficients d'élasticité (10^{10} N/m²)						**Masse volumique ρ (10^3Kg/m³)**	**Références**
C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{33}	C_{44}	C_{66}		
5.575	5.11	2.29	10.66	2.66	6.58	5.984	[196]
5.59	5.13	2.17	10.56	2.67	6.62	6.02	[147]
5.57	5.12	2.18	10.58	2.65	6.59	5.99	[197]
5.32	4.86	2.12	10.85	2.44	5.52	5.99	[9]
5.6	5.16	2.72	10.51	2.70	6.68	6.11	[8]

ii. Indices optiques

Formule de Sellmeier :

$$n_o = \sqrt{1 + \frac{A_{1o}\lambda^2}{\lambda^2 - {B_{1o}}^2} + \frac{A_{2o}\lambda^2}{\lambda^2 - {B_{2o}}^2}}$$
$$n_e = \sqrt{1 + \frac{A_{1e}\lambda^2}{\lambda^2 - {B_{1e}}^2} + \frac{A_{2e}\lambda^2}{\lambda^2 - {B_{1e}}^2}} \quad \text{(Annexe A.2)}$$

λ est en micron.

Tableau A-2 : Constantes d'élasticité pour la paratellurite

n_o				n_e				Références
A_{1o}	B_{1o}	A_{2o}	B_{2o}	A_{1e}	B_{1e}	A_{1e}	B_{1e}	
2.5844	0.1342	1.1557	0.2638	2.8525	0.1342	1.5141	0.2631	(1987) [139]
2.5838	0.01801	1.1566	0.06959	2.8228	0.01801	1.5416	0.06922	(1992) [198]
3.71789	0.19619	0.07544	4.61196	4.33449	0.20242	0.14739	4.93667	(2002) [173]

iii. Constantes photoélastiques

Les constantes photoélastiques de la Paratellurite sont :

$$P = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & - & - & - \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & - & - & - \\ p_{13} & p_{13} & p_{33} & - & - & - \\ - & - & - & p_{44} & - & - \\ - & - & - & - & p_{44} & - \\ - & - & - & - & - & p_{66} \end{pmatrix} \quad \text{(Annexe A.3)}$$

Plusieurs jeux de données sont possibles pour ces constantes, par exemple :

Tableau A-3 : Constantes photoélastiques pour la paratellurite

Coefficients photoélastiques							Références
p_{11}	p_{12}	p_{13}	p_{31}	p_{33}	p_{44}	p_{66}	
0.007	0.187	0.340	0.090	0.240	-0.17	-0.046	[135]
0.0074	0.187	0.340	0.0905	0.240	0.04	-0.0463	[143]

Annexe B. Rappels sur la polarisation de la lumière

La lumière est une onde électromagnétique et la « polarisation » décrit la direction de vibration du vecteur champ de l'onde plane monochromatique. On dit que $\vec{E}$ (ou $\vec{H}$) est polarisé linéairement, circulairement ou plus généralement elliptiquement. La polarisation de la lumière traduit l'orientation du vecteur du champ électrique $\vec{E}$ dans l'espace, c'est à dire l'orientation de la vibration.

La lumière dite « naturelle » est considérée comme étant non polarisée, c'est-à-dire qu'on ne retrouve pas d'orientation particulière du vecteur du champ électrique.

i. Polarisation de la lumière

Dans un espace définit par le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, on considère une onde plane harmonique qui se propage suivant $\vec{z}$, sa polarisation est déterminée en observant les composantes du champ $\vec{E}$ suivant les axes $\vec{x}$ et $\vec{y}$. Dans le cas où l'orientation de $\vec{E}$ ne varie pas dans ce plan alors la polarisation de l'onde est appelée « linéaire », ou encore « rectiligne », par exemple si $\vec{E}$ suit seulement $\vec{y}$. Dans le cas où les composantes de $\vec{E}$ varient dans le plan, alors la polarisation est elliptique, ou circulaire si les modules de $\vec{E}$ suivant les axes $\vec{x}$ et $\vec{y}$ sont identiques. Les différents types de polarisation sont illustrés par les Figure B.1 et Figure B.2.

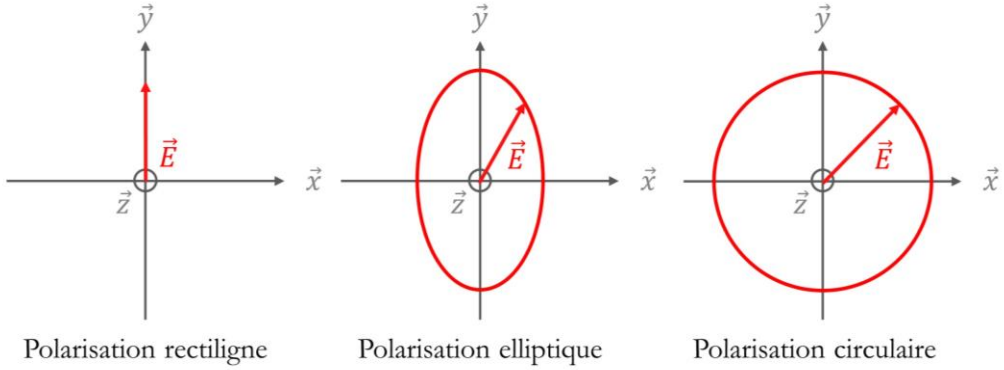


Figure B.1 : Les différents types de polarisations

Le cas général est le cas elliptique. La polarisation rectiligne est le cas où $E_x$et E_y sont déphasés de π et l'ellipse se réduit à un segment. Avec un choix d'axe selon cette direction, une seule composante demeure, E_y par exemple. La polarisation circulaire quant à elle est le cas où les composantes ont le même module dans les deux directions et sont déphasées de $\pi/2$. Pour les polarisations elliptique et circulaire, le sens dans lequel semble « tourner » le champ électrique peut être « droite » ou « gauche ». Dans la Figure B.2 la polarisation circulaire est droite.

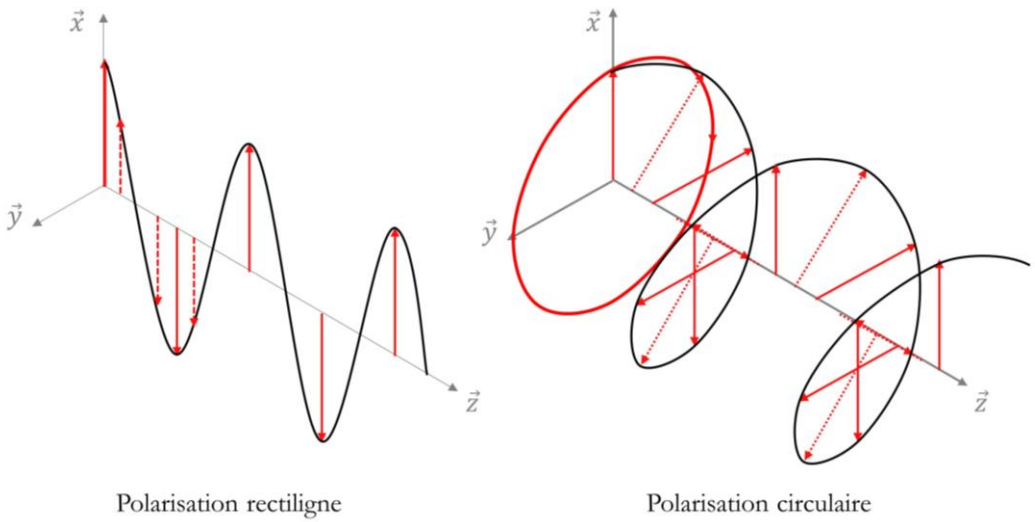


Figure B.2 : Comparaison de la propagation d'une onde de polarisation rectiligne avec une onde de polarisation circulaire.

Une onde lumineuse polarisée linéairement peut être vue comme une somme d'ondes polarisées circulairement. Une lumière non polarisée peut être considérée comme une superposition de différentes ondes polarisées.

Il existe plusieurs formalismes pour présenter les différentes polarisations. Les plus connues et répandues sont le formalisme de Jones et le formalisme de Stokes.

ii. Formalisme de Stokes

Pour décrire la polarisation avec le formalisme de Stokes (1852), il faut considérer le vecteur du champ électrique $\vec{E}$ de la forme : $\vec{E} = (Ae^{i\omega t},\quad Be^{i\omega t},\quad 0)$ se propageant dans la direction $\vec{z}$. A et B étant les amplitudes (complexes) du vecteur sur $\vec{x}$ et $\vec{y}$.

Le vecteur de Stokes est défini comme cela :

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} AA^* + BB^* \\ AA^* - BB^* \\ AB^* + A^*B \\ i(A^*B - AB^*) \end{pmatrix} \qquad \text{(Annexe B.4)}$$

Avec I l'intensité totale, Q et U qui déterminent les paramètres de la polarisation rectiligne et V, la polarisation circulaire. Au final, trois des quatre composantes sont indépendantes.

Pour un faisceau de lumière cohérente et monochromatique, on a : $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$. I permet de trouver l'amplitude du faisceau, en effet $I = E^2$ et les autres paramètres les caractéristiques (angles α et sens : droite ou gauche).

On peut donc retrouver l'état de la polarisation avec les paramètres de Stokes :

- Un faisceau strictement polarisé rectilignement aura $V = 0$ et donc $I^2 = Q^2 + U^2$. Q et U permettent de retrouver l'angle de polarisation.
- Un faisceau strictement polarisé circulairement aura $Q = 0$ et $U = 0$ et donc $I^2 = V^2$. Le signe de V donne le sens de rotation.
- Le cas plus général avec le faisceau polarisé elliptiquement aura toutes les composantes et on peut alors retrouver les paramètres de l'ellipse de polarisation.

En général ces paramètres sont retrouvés à partir de 4 mesures de polarisation linéaire (horizontale, verticale et penchées à 45°) de polarisation faites pour différents angles (0°, 45°, 90° et 135°) et 2 mesures de polarisation circulaire (à droite et à gauche).

On peut alors réécrire le vecteur de Stokes selon ces mesures :

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_H + I_V \\ I_H - I_V \\ I_{45°} - I_{135°} \\ I_D - I_G \end{pmatrix} \qquad \text{(Annexe B.5)}$$

Avec $I_H, I_V, I_{45°}\, I_{135°}$, les intensités mesurées pour les ondes polarisées horizontalement, verticalement, à 45° et à 135° respectivement. I_D et I_G sont les intensités pour les ondes polarisées circulairement à droite et à gauche respectivement.

Les éléments optiques seront donc des matrices 4x4, appelées matrice de Muller, généralisation des matrices de Jones (en effet les matrices de Jones ne sont utilisées que pour les faisceaux cohérents et polarisés).

Voici quelques exemples de détermination de la polarisation grâce au vecteur de Stokes :

- Faisceau non polarisé : $(1,0,0,0)$
- Faisceau linéairement :
    - Horizontal : $(1,1,0,0)$
    - Vertical : $(1,-1,0,0)$
    - +45° : $(1,0,1,0)$
    - +135° : $(1,0,-1,0)$
- Faisceau circulairement :
    - Droite : $(1,0,0,1)$
    - Gauche : $(1,0,0,-1)$.
- Faisceau à polarisation elliptique : $(1, \cos(2\epsilon)\cos(2\alpha), \cos(2\epsilon)\sin(2\alpha), \sin(2\epsilon))$

Avec α l'angle d'azimut (angle du grand axe de l'ellipse par rapport à $\vec{x}$) et ϵ l'angle d'ellipticité (angle entre le grand axe de l'ellipse et la diagonale de l'ellipse)

Annexe C. Diagramme des vecteurs pour la diffraction simultanée

Dans cette annexe le diagramme des vecteurs est présenté pour 514 nm avec $\theta_a = 8°$ et $\theta_{i_{DD}}(671\ nm)$. Ces valeurs sont les valeurs théoriques calculées grâce aux équations apportées tout au long de ce document. L'intérêt d'afficher ces diagrammes lors des simulations est de visualiser l'interaction d'une part, et d'autre part cela permet de vérifier l'exactitude de la simulation (erreur de signe, etc…).

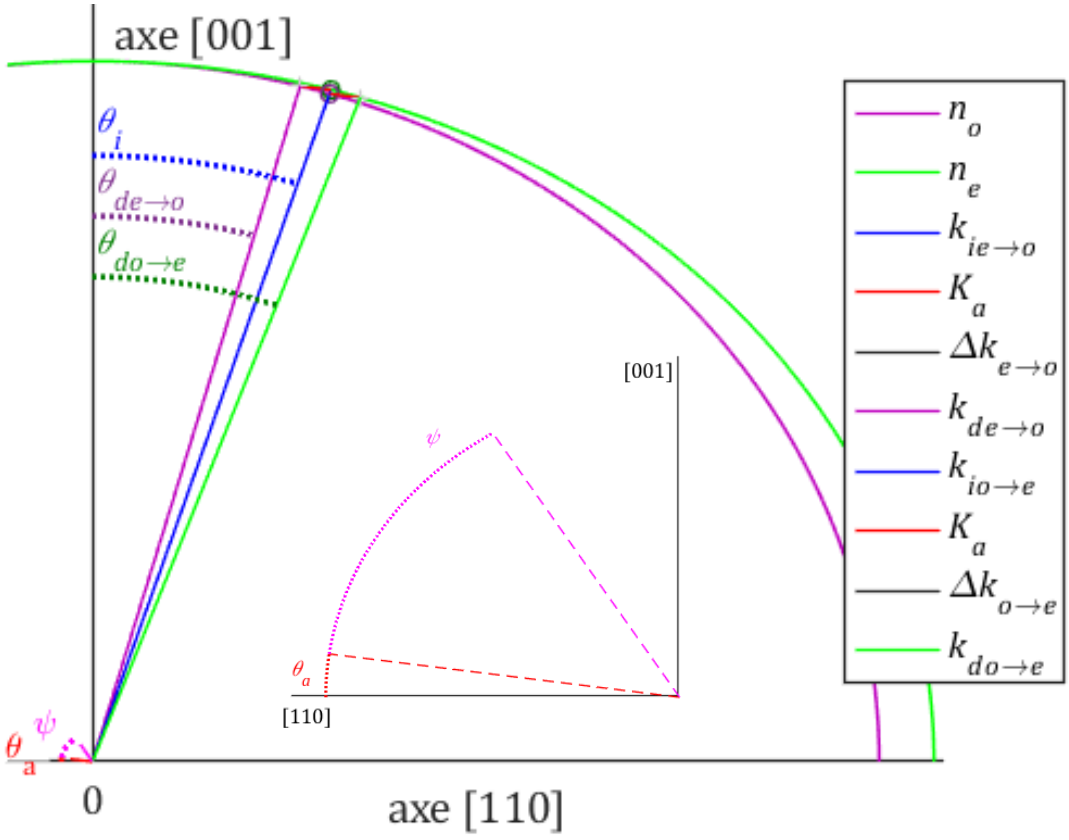


Figure C.3 :: Diagramme des vecteurs calculés sur MATLAB, pour 514 nm et $\theta_a = 8°$.

Sur ce diagramme des vecteurs les angles et les distances ont donc été respectés (mais normalisées).

On remarque sur la figure suivante que les vecteurs d'asynchronisme n'ont pas les mêmes valeurs pour les deux interactions

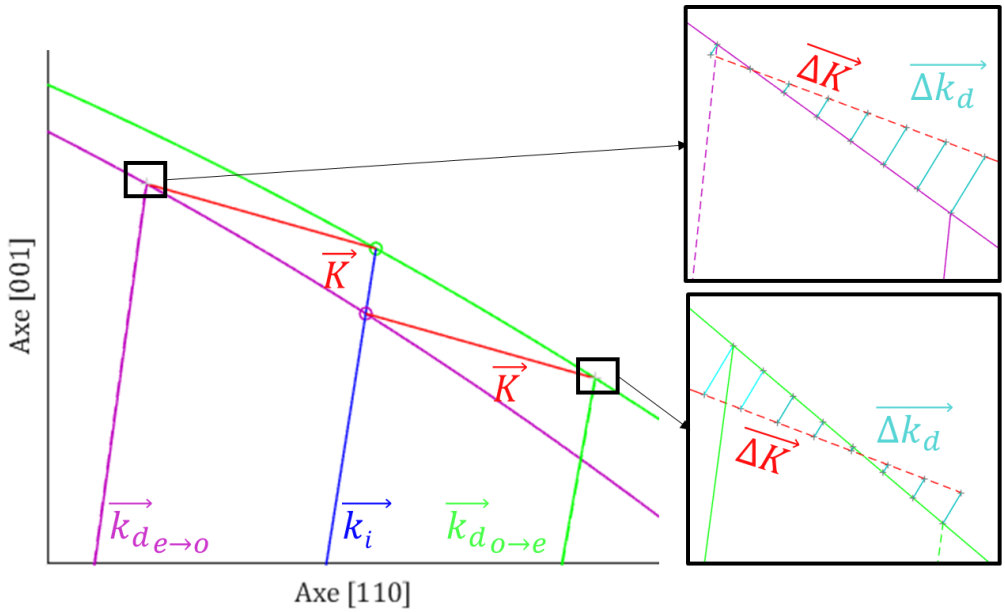


Figure C.4 : : Parties zoomés de la figure précédente permettant de voir les vecteurs d'asynchronisme.

Bibliographie

[1] L. Brillouin, “Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène : Influence de l’agitation thermique,” *Ann. Phys.*, vol. 9, no. 17, pp. 88–122, 1922, doi: 10.1051/anphys/192209170088.

[2] P. Debye and F. W. Sears, “On the scattering of light by supersonic waves,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 18, no. 6, pp. 409–414, 1932.

[3] R. Lucas and P. Biquard, “Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores,” *J. Phys. Radium*, vol. 3, no. 10, pp. 464–477, 1932, doi: 10.1051/jphysrad:01932003010046400.

[4] C. V. Raman and N. S. Nagendra Nath, “The diffraction of light by high frequency sound waves: Part I.,” *Proc. Indian Acad. Sci. (Math. Sci.)*, vol. 2, no. 4, pp. 406–412, Oct. 1935, doi: 10.1007/BF03035840.

[5] W. H. Bragg and W. L. Bragg, “The reflection of X-rays by crystals,” *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 88, no. 605, pp. 428–438, Jul. 1913, doi: 10.1098/rspa.1913.0040.

[6] P. Phariseau, “On the diffraction of light by progressive supersonic waves,” in *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Section A*, 1956, vol. 44, pp. 165–170.

[7] R. Dixon, “Acoustic diffraction of light in anisotropic media,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 3, no. 2, pp. 85–93, Feb. 1967, doi: 10.1109/JQE.1967.1074447.

[8] G. Arlt and H. Schweppe, “Paratellurite, a new piezoelectric maternal,” *Solid State Communications*, vol. 6, no. 11, pp. 783–784, Nov. 1968, doi: 10.1016/0038-1098(68)90119-1.

[9] N. Uchida and Y. Ohmachi, “Elastic and Photoelastic Properties of TeO2 Single Crystal,” *Journal of Applied Physics*, vol. 40, no. 12, pp. 4692–4695, Nov. 1969, doi: 10.1063/1.1657275.

[10] S. E. Harris and R. W. Wallace, “Acousto-optic tunable filter,” *Josa*, vol. 59, no. 6, pp. 744–747, 1969.

[11] I. C. Chang, “Analysis of the noncollinear acousto-optic filter,” *Electronics Letters*, vol. 11, no. 25–26, p. 617, 1975, doi: 10.1049/el:19750470.

[12] T. Yano and A. Watanabe, “Acoustooptic TeO_2 tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction,” *Applied Optics*, vol. 15, no. 9, p. 2250, Sep. 1976, doi: 10.1364/AO.15.002250.

[13] A. F. H. Goetz, L. C. Rowan, and M. J. Kingston, “Mineral Identification from Orbit: Initial Results from the Shuttle Multispectral Infrared Radiometer,” *Science*, vol. 218, no. 4576, pp. 1020–1024, Dec. 1982, doi: 10.1126/science.218.4576.1020.

[14] A. F. H. Goetz, G. Vane, J. E. Solomon, and B. N. Rock, “Imaging Spectrometry for Earth Remote Sensing,” *Science*, vol. 228, no. 4704, pp. 1147–1153, Jun. 1985, doi: 10.1126/science.228.4704.1147.

[15] O. Sandus, “A Review of Emission Polarization,” *Appl. Opt.*, vol. 4, no. 12, p. 1634, Dec. 1965, doi: 10.1364/AO.4.001634.

[16] R. Walraven, “Polarization Imagery,” *Opt. Eng*, vol. 20, no. 1, Feb. 1981, doi: 10.1117/12.7972655.

[17] J. E. Solomon, “Polarization imaging,” *Appl. Opt.*, vol. 20, no. 9, p. 1537, May 1981, doi: 10.1364/AO.20.001537.

[18] J. O. Stenflo and H. Povel, “Astronomical polarimeter with 2-D detector arrays,” *Appl. Opt.*, vol. 24, no. 22, p. 3893, Nov. 1985, doi: 10.1364/AO.24.003893.

[19] L. M. Dale *et al.*, “Hyperspectral Imaging Applications in Agriculture and Agro-Food Product Quality and Safety Control: A Review,” *Applied Spectroscopy Reviews*, vol. 48, no. 2, pp. 142–159, Mar. 2013, doi: 10.1080/05704928.2012.705800.

[20] G. Lu and B. Fei, "Medical hyperspectral imaging: a review," *Journal of Biomedical Optics*, vol. 19, no. 1, p. 010901, Jan. 2014, doi: 10.1117/1.JBO.19.1.010901.

[21] Stuart, McGonigle, and Willmott, "Hyperspectral Imaging in Environmental Monitoring: A Review of Recent Developments and Technological Advances in Compact Field Deployable Systems," *Sensors*, vol. 19, no. 14, p. 3071, Jul. 2019, doi: 10.3390/s19143071.

[22] R. B. Gomez, "Hyperspectral imaging: a useful technology for transportation analysis," *Opt. Eng*, vol. 41, no. 9, p. 2137, Sep. 2002, doi: 10.1117/1.1497985.

[23] N. Gat, "Imaging spectroscopy using tunable filters: a review," in *AeroSense 2000*, 2000, pp. 50–64.

[24] J. S. MacDonald, S. L. Ustin, and M. E. Schaepman, "The contributions of Dr. Alexander F.H. Goetz to imaging spectrometry," *Remote Sensing of Environment*, vol. 113, pp. S2–S4, Sep. 2009, doi: 10.1016/j.rse.2008.10.017.

[25] M. PETREMAND, "Détection des galaxies a faible brillance de surface, segmentation hyperspectrale dans le cadre de l'observatoire virtuel," Université Louis Pasteur - Strasbourg I.

[26] G. de Synthèse Hyperspectrale, "Synthèse sur l'imagerie hyperspectrale," *CNES strategic documentation*, 2008.

[27] T. H. Kurz and S. J. Buckley, "A REVIEW OF HYPERSPECTRAL IMAGING IN CLOSE RANGE APPLICATIONS," *ISPRS - International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences*, vol. XLI-B5, pp. 865–870, Jun. 2016, doi: 10.5194/isprsarchives-XLI-B5-865-2016.

[28] D. Manolakis, D. Marden, and G. A. Shaw, "Hyperspectral Image Processing for Automatic Target Detection Applications," *Lincoln Laboratory Journal*, vol. 14, no. 1, p. 38, 2003.

[29] Fuan Tsai and W. D. Philpot, "A derivative-aided hyperspectral image analysis system for land-cover classification," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 40, no. 2, pp. 416–425, Feb. 2002, doi: 10.1109/36.992805.

[30] A. Lowe, N. Harrison, and A. P. French, "Hyperspectral image analysis techniques for the detection and classification of the early onset of plant disease and stress," *Plant Methods*, vol. 13, no. 1, p. 80, Dec. 2017, doi: 10.1186/s13007-017-0233-z.

[31] G. A. Shaw and H. K. Burke, "Spectral imaging for remote sensing," *Lincoln Laboratory Journal*, vol. 14, no. 1, pp. 3–28, 2003.

[32] F. Auriol *et al.*, "Multidirectional visible and shortwave infrared polarimeter for atmospheric aerosol and cloud observation: OSIRIS (Observing System Including PolaRisation in the Solar Infrared Spectrum)," in *Proc. SPIE*, Dec. 2008, vol. 7149, pp. 71491D1-12, doi: 10.1117/12.806421.

[33] S. C. Kefauver, J. Peñuelas, and S. L. Ustin, "Applications of hyperspectral remote sensing and GIS for assessing forest health and air pollution," in *Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), 2012 IEEE International*, 2012, pp. 3379–3382.

[34] B.-C. Gao, M. J. Montes, C. O. Davis, and A. F. H. Goetz, "Atmospheric correction algorithms for hyperspectral remote sensing data of land and ocean," *Remote Sensing of Environment*, vol. 113, pp. S17–S24, Sep. 2009, doi: 10.1016/j.rse.2007.12.015.

[35] E. J. Male *et al.*, "Using hyperspectral plant signatures for CO2 leak detection during the 2008 ZERT CO2 sequestration field experiment in Bozeman, Montana," *Environmental Earth Sciences*, vol. 60, no. 2, pp. 251–261, Mar. 2010, doi: 10.1007/s12665-009-0372-2.

[36] G. A. Blackburn, "Hyperspectral remote sensing of plant pigments," *Journal of Experimental Botany*, vol. 58, no. 4, pp. 855–867, Nov. 2006, doi: 10.1093/jxb/erl123.

[37] S. Sankaran, A. Mishra, R. Ehsani, and C. Davis, "A review of advanced techniques for detecting plant diseases," *Computers and Electronics in Agriculture*, vol. 72, no. 1, pp. 1–13, Jun. 2010, doi: 10.1016/j.compag.2010.02.007.

[38] M. Govender, K. Chetty, and H. Bulcock, "A review of hyperspectral remote sensing and its application in vegetation and water resource studies," *Water Sa*, vol. 33, no. 2, pp. 145–151, 2007.

[39] R. F. Kokaly, G. P. Asner, S. V. Ollinger, M. E. Martin, and C. A. Wessman, "Characterizing canopy biochemistry from imaging spectroscopy and its application to ecosystem studies," *Remote Sensing of Environment*, vol. 113, pp. S78–S91, Sep. 2009, doi: 10.1016/j.rse.2008.10.018.

[40] M. Kamal and S. Phinn, "Hyperspectral Data for Mangrove Species Mapping: A Comparison of Pixel-Based and Object-Based Approach," *Remote Sensing*, vol. 3, no. 10, pp. 2222–2242, Oct. 2011, doi: 10.3390/rs3102222.

[41] D. Caballero, M. Bevilacqua, and J. Amigo, "Application of hyperspectral imaging and chemometrics for classifying plastics with brominated flameretardants," *J. Spectral Imaging*, p. a1, Jan. 2019, doi: 10.1255/jsi.2019.a1.

[42] N. Gupta, "Development of spectropolarimetric imagers for imaging of desert soils," in *Applied Imagery Pattern Recognition Workshop (AIPR), 2014 IEEE*, 2014, pp. 1–7.

[43] J. M. Ellis, H. H. Davis, and J. A. Zamudio, "Exploring for onshore oil seeps with hyperspectral imaging," *Oil and Gas Journal*, vol. 99, no. 37, pp. 49–58, 2001.

[44] Helmi Shafri, ebrahim taherzadeh, Shattri Mansor, and Ravshan Ashurov, "Hyperspectral Remote Sensing of Urban Areas: An Overview of Techniques and Applications," *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*, vol. 5(11), pp. 1557–1565, 2012.

[45] S. Homayouni, "Caractérisation des Scènes Urbaines par Analyse des Images Hyperspectrales," Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de ParisTélécom Paris, 2005.

[46] P. S. Thenkabail, R. B. Smith, and E. De Pauw, "Hyperspectral Vegetation Indices and Their Relationships with Agricultural Crop Characteristics," *Remote Sensing of Environment*, vol. 71, no. 2, pp. 158–182, Feb. 2000, doi: 10.1016/S0034-4257(99)00067-X.

[47] Y. Ge, G. Bai, V. Stoerger, and J. C. Schnable, "Temporal dynamics of maize plant growth, water use, and leaf water content using automated high throughput RGB and hyperspectral imaging," *Computers and Electronics in Agriculture*, vol. 127, pp. 625–632, Sep. 2016, doi: 10.1016/j.compag.2016.07.028.

[48] M. J. Khan, H. S. Khan, A. Yousaf, K. Khurshid, and A. Abbas, "Modern Trends in Hyperspectral Image Analysis: A Review," *IEEE Access*, vol. 6, pp. 14118–14129, 2018, doi: 10.1109/ACCESS.2018.2812999.

[49] M. Halicek, H. Fabelo, S. Ortega, G. M. Callico, and B. Fei, "In-Vivo and Ex-Vivo Tissue Analysis through Hyperspectral Imaging Techniques: Revealing the Invisible Features of Cancer," *Cancers*, vol. 11, no. 6, p. 756, May 2019, doi: 10.3390/cancers11060756.

[50] O. Awolude, B. Akinwunmi, and I. Adewole, "Multimodal hyperspectroscopy screening in women at risk of cervical cancer: Results of a pilot study in a developing country," *Trop J Obstet Gynaecol*, vol. 34, no. 2, p. 134, 2017, doi: 10.4103/TJOG.TJOG_31_17.

[51] Q. Li, Y. Xue, G. Xiao, and J. Zhang, "New microscopic pushbroom hyperspectral imaging system for application in diabetic retinopathy research," *J. Biomed. Opt.*, vol. 12, no. 6, p. 064011, 2007, doi: 10.1117/1.2821210.

[52] G. J. Edelman, E. Gaston, T. G. van Leeuwen, P. J. Cullen, and M. C. G. Aalders, "Hyperspectral imaging for non-contact analysis of forensic traces," *Forensic Science International*, vol. 223, no. 1–3, pp. 28–39, Nov. 2012, doi: 10.1016/j.forsciint.2012.09.012.

[53] SPICES team *et al.*, "SPICES: spectro-polarimetric imaging and characterization of exoplanetary systems: From planetary disks to nearby Super Earths," *Experimental Astronomy*, vol. 34, no. 2, pp. 355–384, Oct. 2012, doi: 10.1007/s10686-012-9290-5.

[54] O. I. Korablev, D. A. Belyaev, Y. S. Dobrolenskiy, A. Y. Trokhimovskiy, and Y. K. Kalinnikov, "Acousto-optic tunable filter spectrometers in space missions [Invited]," *Applied Optics*, vol. 57, no. 10, p. C103, Apr. 2018, doi: 10.1364/AO.57.00C103.

[55] L.-J. Cheng and G. F. Reyes, "AOTF polarimetric hyperspectral imaging for mine detection," Jun. 1995, vol. 2496, pp. 305–311, doi: 10.1117/12.211326.

[56] L. J. Denes, M. Gottlieb, B. Kaminsky, and D. F. Huber, "Spectro-polarimetric imaging for object recognition," in *Proc. SPIE*, 1998, vol. 3240.

[57] T. Chen, P. Yuen, M. Richardson, G. Liu, and Z. She, "Detection of Psychological Stress Using a Hyperspectral Imaging Technique," *IEEE Trans. Affective Comput.*, vol. 5, no. 4, pp. 391–405, Oct. 2014, doi: 10.1109/TAFFC.2014.2362513.

[58] D. Wu and D.-W. Sun, "Advanced applications of hyperspectral imaging technology for food quality and safety analysis and assessment: A review — Part I: Fundamentals," *Innovative Food Science & Emerging Technologies*, vol. 19, pp. 1–14, Jul. 2013, doi: 10.1016/j.ifset.2013.04.014.

[59] C. Blanch-Perez-del-Notario, W. Saeys, and A. Lambrechts, "Hyperspectral imaging for textile sorting in the visible–near infrared range," *J. Spectral Imaging*, p. a17, Oct. 2019, doi: 10.1255/jsi.2019.a17.

[60] H. Liang, "Advances in multispectral and hyperspectral imaging for archaeology and art conservation," *Appl. Phys. A*, vol. 106, no. 2, pp. 309–323, Feb. 2012, doi: 10.1007/s00339-011-6689-1.

[61] M. Moroni, A. Mei, A. Leonardi, E. Lupo, and F. Marca, "PET and PVC Separation with Hyperspectral Imagery," *Sensors*, vol. 15, no. 1, pp. 2205–2227, Jan. 2015, doi: 10.3390/s150102205.

[62] Y. Ferrec, "Spectro-imagerie aéroportée par transformation de Fourier avec un interféromètre statique a décalage latéral : réalisation et mise en œuvre," Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Faculté des sciences d'Orsay - Université Paris-Sud XI, Paris, 2008.

[63] N. Gupta, "Development of staring hyperspectral imagers," in *Applied Imagery Pattern Recognition Workshop (AIPR), 2011 IEEE*, 2011, pp. 1–8.

[64] N. Hagen and M. W. Kudenov, "Review of snapshot spectral imaging technologies," *Opt. Eng*, vol. 52, no. 9, p. 090901, Sep. 2013, doi: 10.1117/1.OE.52.9.090901.

[65] S.-H. Baek, I. Kim, D. Gutierrez, and M. H. Kim, "Compact single-shot hyperspectral imaging using a prism," *ACM Trans. Graph.*, vol. 36, no. 6, pp. 1–12, Nov. 2017, doi: 10.1145/3130800.3130896.

[66] O. Korablev *et al.*, "SPICAM IR acousto-optic spectrometer experiment on Mars Express," *Journal of Geophysical Research*, vol. 111, no. E9, 2006, doi: 10.1029/2006JE002696.

[67] C. N. Pannell, J. D. Ward, E. S. Wachman, B. G. Zhang, and M. K. Reed, "A high-performance passband-agile hyperspectral imager using a large aperture acousto-optic tuneable filter," in *Proc. SPIE*, San Francisco, California, United States, Mar. 2015, vol. 9369, p. 936906, doi: 10.1117/12.2076468.

[68] J. Vila-Francés, "Use of acousto-optic filters in imaging applications. A contribution to the SMARTSPECTRA Project.," Universitat de València, 2009.

[69] S. Sahli, J. Hayward, Q. Fang, and R. M. Y. M. Abdlaty, "Hyperspectral imaging: comparison of acousto-optic and liquid crystal tunable filters," in *Medical Imaging 2018: Physics of Medical Imaging*, Houston, United States, Mar. 2018, p. 96, doi: 10.1117/12.2282532.

[70] Saari, H., Mäkynen, J.;, Viherkanto, K., Mannila, R., Holmlund, C., and Antila, J., "Fabry-Perot Interferometer Hyperspectral Imaging Technology Transfer to Space Applications," presented at the 8th ESA Round Table on Micro and Nano Technologies for Space Applications, VTT Technical Research Centre of Finland, 2012.

[71] P. G. Lucey, K. A. Horton, and T. Williams, "Performance of a long-wave infrared hyperspectral imager using a Sagnac interferometer and an uncooled microbolometer array," *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 28, p. F107, Oct. 2008, doi: 10.1364/AO.47.00F107.

[72] A. Y. Fong and E. Wachman, "Hyperspectral Imaging for the Life Sciences," *Biophotonics International*, p. 4.

[73] R. T. Kester, N. Bedard, L. Gao, and T. S. Tkaczyk, "Real-time snapshot hyperspectral imaging endoscope," *J. Biomed. Opt.*, vol. 16, no. 5, p. 056005, 2011, doi: 10.1117/1.3574756.

[74] J. Brauers, N. Schulte, and T. Aach, "Multispectral Filter-Wheel Cameras: Geometric Distortion Model and Compensation Algorithms," *IEEE Trans. on Image Process.*, vol. 17, no. 12, pp. 2368–2380, Dec. 2008, doi: 10.1109/TIP.2008.2006605.

[75] P. Terrier, V. Devlaminck, and J. M. Charbois, "Segmentation of rough surfaces using a polarization imaging system," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 25, no. 2, p. 423, Feb. 2008, doi: 10.1364/JOSAA.25.000423.

[76] L. B. Wolff, "Polarization-based material classification from specular reflection," *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.*, vol. 12, no. 11, pp. 1059–1071, Nov. 1990, doi: 10.1109/34.61705.

[77] D. C. Giancoli, L.-A. Hamel, and P.-E. Ouellette, *Ondes, optique et physique moderne*. Bruxelles: De Boeck Université, 1993.

[78] I. Leonard, A. Alfalou, and C. Brosseau, "Sensitive test for sea mine identification based on polarization-aided image processing," *Opt. Express*, vol. 21, no. 24, p. 29283, Dec. 2013, doi: 10.1364/OE.21.029283.

[79] R. J. Peralta *et al.*, "Aerosol polarimetry sensor for the Glory Mission," in *Proc. SPIE*, Wuhan, China, Nov. 2007, vol. 6786, p. 67865L, doi: 10.1117/12.783307.

[80] O. Dubovik *et al.*, "Polarimetric remote sensing of atmospheric aerosols: Instruments, methodologies, results, and perspectives," *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 224, pp. 474–511, Feb. 2019, doi: 10.1016/j.jqsrt.2018.11.024.

[81] E. Dekemper *et al.*, "New AOTF-based instrumental concepts for atmospheric science," in *Proc. SPIE, Fourteenth School on Acousto-Optics and Applications*, Torun, Poland, Nov. 2019, vol. 11210, p. 112100S, doi: 10.1117/12.2540981.

[82] F. Snik *et al.*, "An overview of polarimetric sensing techniques and technology with applications to different research fields," in *Proc. SPIE*, Baltimore, Maryland, USA, May 2014, vol. 9099, p. 90990B, doi: 10.1117/12.2053245.

[83] D. A. Belyaev *et al.*, "Compact acousto-optic imaging spectro-polarimeter for mineralogical investigations in the near infrared," *Optics Express*, vol. 25, no. 21, p. 25980, Oct. 2017, doi: 10.1364/OE.25.025980.

[84] M. Anastasiadou, "Imagerie polarimétrique : développements instrumentaux et applications biomédicales.," LPICM - Laboratoire de physique des interfaces et des couches minces, Palaiseau, 2010.

[85] N. Gupta, "Acousto-optic-tunable-filter-based spectropolarimetric imagers for medical diagnostic applications—instrument design point of view," *Journal of Biomedical Optics*, vol. 10, no. 5, p. 051802, 2005, doi: 10.1117/1.2102507.

[86] J. Boyer, J. C. Keresztes, W. Saeys, and J. Koshel, "An automated imaging BRDF polarimeter for fruit quality inspection," in *Proc. SPIE*, San Diego, California, United States, Oct. 2016, vol. 9948, p. 99481G, doi: 10.1117/12.2239008.

[87] B. Peng, T. Ding, and P. Wang, "Propagation of polarized light through textile material," *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 26, p. 6325, Sep. 2012, doi: 10.1364/AO.51.006325.

[88] D. M. Goodall, "Chiral analysis based on polarimetric detection," *TrAC Trends in Analytical Chemistry*, vol. 12, no. 4, pp. 177–184, Apr. 1993, doi: 10.1016/0165-9936(93)87020-X.

[89] A. Kalra, V. Taamazyan, S. K. Rao, K. Venkataraman, R. Raskar, and A. Kadambi, "Deep Polarization Cues for Transparent Object Segmentation," p. 10.

[90] K. O. Amer, M. Elbouz, A. Alfalou, C. Brosseau, and J. Hajjami, "Enhancing underwater optical imaging by using a low-pass polarization filter," *Opt. Express*, vol. 27, no. 2, p. 621, Jan. 2019, doi: 10.1364/OE.27.000621.

[91] C. J. Beeler *et al.*, "Hyperspectral imaging polarimeter (HIP) observations of ice clouds: data and modeling," in *2000 IEEE Aerospace Conference. Proceedings (Cat. No.00TH8484)*, Big Sky, MT, USA, 2000, vol. 3, pp. 373–385, doi: 10.1109/AERO.2000.879866.

[92] G. Rondeaux and M. Herman, "Polarization of light reflected by crop canopies," *Remote Sensing of Environment*, vol. 38, no. 1, pp. 63–75, 1991.

[93] M. Dubreuil, P. Delrot, I. Leonard, A. Alfalou, C. Brosseau, and A. Dogariu, "Exploring underwater target detection by imaging polarimetry and correlation techniques," *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 5, p. 997, Feb. 2013, doi: 10.1364/AO.52.000997.

[94] J.-D. Durou, M. Falcone, Y. Quéau, and S. Tozza, "A Comprehensive Introduction to Photometric 3D-reconstruction," *hal*, vol. 02547952, 2020.

[95] J. S. Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault, and J. A. Shaw, "Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications," *Applied optics*, vol. 45, no. 22, pp. 5453–5469, 2006.

[96] C. A. Farlow, D. B. Chenault, J. L. Pezzaniti, K. D. Spradley, and M. G. Gulley, "Imaging polarimeter development and applications," in *Proc. SPIE, Polarization Analysis and Measurement IV*, San Diego, CA, USA, Jan. 2002, vol. 4481, p. 118, doi: 10.1117/12.452880.

[97] J. L. Pezzaniti and D. B. Chenault, "A division of aperture MWIR imaging polarimeter," in *Proc. SPIE*, San Diego, California, USA, Aug. 2005, vol. 5888, p. 58880V, doi: 10.1117/12.623543.

[98] C. K. Harnett and Harold. G. Craighead, "Liquid-crystal micropolarizer array for polarization-difference imaging," *Appl. Opt.*, vol. 41, no. 7, p. 1291, Mar. 2002, doi: 10.1364/AO.41.001291.

[99] P. Clemenceau, S. Breugnot, and L. Collot, "Polarization diversity active imaging," in *Proc. SPIE*, Orlando, FL, Sep. 1998, vol. 3380, p. 284, doi: 10.1117/12.327201.

[100] J. M. Bueno, "Polarimetry using liquid-crystal variable retarders: theory and calibration," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 2, no. 3, pp. 216–222, May 2000, doi: 10.1088/1464-4258/2/3/308.

[101] A. Alvarez-Herrero *et al.*, "Polarization modulators based on liquid crystal variable retarders for the Solar Orbiter mission," in *Proc. SPIE*, San Diego, California, United States, Sep. 2015, vol. 9613, p. 96130I, doi: 10.1117/12.2188591.

[102] F. J. Bolton, A. S. Bernat, K. Bar-Am, D. Levitz, and S. Jacques, "Portable, low-cost multispectral imaging system: design, development, validation, and utilization," *J. Biomed. Opt.*, vol. 23, no. 12, p. 1, Dec. 2018, doi: 10.1117/1.JBO.23.12.121612.

[103] A. Signoroni, M. Savardi, A. Baronio, and S. Benini, "Deep Learning Meets Hyperspectral Image Analysis: A Multidisciplinary Review," *J. Imaging*, vol. 5, no. 5, p. 52, May 2019, doi: 10.3390/jimaging5050052.

[104] W. Du, W. Jia, and Z. Zhang, "Optimization of infrared Stokes imaging polarimeter for detection of camouflaged target," in *Infrared, Millimeter-Wave, and Terahertz Technologies VI*, Hangzhou, China, Nov. 2019, p. 67, doi: 10.1117/12.2539378.

[105] A. Furchner, C. Kratz, J. Rappich, and K. Hinrichs, "Hyperspectral infrared laser polarimetry for single-shot phase–amplitude imaging of thin films," *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 19, p. 4893, Oct. 2019, doi: 10.1364/OL.44.004893.

[106] X. Wang, J. Ouyang, Y. Wei, F. Liu, and G. Zhang, "Real-Time Vision through Haze Based on Polarization Imaging," *Applied Sciences*, vol. 9, no. 1, p. 142, Jan. 2019, doi: 10.3390/app9010142.

[107] A. M. Locke *et al.*, "Snapshot imaging spectropolarimeter," in *Proc. SPIE*, San Diego, CA, USA, Jan. 2002, vol. 4481, doi: 10.1117/12.452874.

[108] R. J. Aspinall, W. A. Marcus, and J. W. Boardman, "Considerations in collecting, processing, and analysing high spatial resolution hyperspectral data for environmental investigations," *Journal of Geographical Systems*, vol. 4, no. 1, pp. 15–29, 2002.

[109] B. R. Oppenheimer *et al.*, "Project 1640: the world's first ExAO coronagraphic hyperspectral imager for comparative planetary science," in *Proc. SPIE*, Amsterdam, , Netherlands, Sep. 2012, vol. 8447, pp. 844720-844720–13, doi: 10.1117/12.926419.

[110] P. J. Curran, "Remote sensing of foliar chemistry," *Remote Sensing of Environment*, vol. 30, no. 3, pp. 271–278, Dec. 1989, doi: 10.1016/0034-4257(89)90069-2.

[111] J. Jia, Y. Wang, J. Chen, R. Guo, R. Shu, and J. Wang, "Status and application of advanced airborne hyperspectral imaging technology: A review," *Infrared Physics & Technology*, vol. 104, p. 103115, Jan. 2020, doi: 10.1016/j.infrared.2019.103115.

[112] W.-H. Su, "Advanced Machine Learning in Point Spectroscopy, RGB- and Hyperspectral-Imaging for Automatic Discriminations of Crops and Weeds: A Review," *Smart Cities*, vol. 3, no. 3, pp. 767–792, Aug. 2020, doi: 10.3390/smartcities3030039.

[113] A. Alcolea, M. E. Paoletti, J. M. Haut, J. Resano, and A. Plaza, "Inference in Supervised Spectral Classifiers for On-Board Hyperspectral Imaging: An Overview," *Remote Sensing*, vol. 12, no. 3, p. 534, Feb. 2020, doi: 10.3390/rs12030534.

[114] U. Kürüm, P. R. Wiecha, R. French, and O. L. Muskens, "Deep learning enabled real time speckle recognition and hyperspectral imaging using a multimode fiber array," *Opt. Express*, vol. 27, no. 15, p. 20965, Jul. 2019, doi: 10.1364/OE.27.020965.

[115] T. Cocks, R. Jenssen, A. Stewart, I. Wilson, and T. Shields, "The HYMAPTM airborne hyperspectral sensor: The system, claibration and performance," *Proc. 1st EARSeL Workshop on Imaging Spectroscopy*, pp. 37–42, Oct. 1998.

[116] C. Stedham, M. Draper, J. Ward, E. Wachman, and C. Pannell, "A novel acousto-optic tunable filter for use in hyperspectral imaging systems," in *Proc. SPIE*, Feb. 2008, vol. 6889, p. 68891C, doi: 10.1117/12.765532.

[117] V. B. Voloshinov, K. B. Yushkov, and B. B. J. Linde, "Improvement in performance of a TeO2 acousto-optic imaging spectrometer," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 9, no. 4, pp. 341–347, Apr. 2007, doi: 10.1088/1464-4258/9/4/006.

[118] M. Bürmen, F. Pernuš, and B. Likar, "Spectral Characterization of Near-Infrared Acousto-optic Tunable Filter (AOTF) Hyperspectral Imaging Systems Using Standard Calibration Materials," *Applied Spectroscopy*, vol. 65, no. 4, pp. 393–401, Apr. 2011, doi: 10.1366/10-05987.

[119] Z. He, R. Shu, and J. Wang, "Imaging spectrometer based on AOTF and its prospects in deep-space exploration application," in *Proc. SPIE*, Jun. 2011, vol. 8196, p. 819625, doi: 10.1117/12.902420.

[120] D. A. Glenar, J. J. Hillman, B. Saif, and J. Bergstralh, "Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing," *Applied Optics*, vol. 33, no. 31, p. 7412, Nov. 1994, doi: 10.1364/AO.33.007412.

[121] J. Ward, M. Farries, C. Pannell, and E. Wachman, "An acousto-optic based hyperspectral imaging camera for security and defence applications," in *Proc. SPIE*, Oct. 2010, vol. 7835, p. 78350U, doi: 10.1117/12.864972.

[122] N. Gupta, R. Dahmani, M. S. Gottlieb, L. J. Denes, B. Kaminsky, and P. Metes, "Hyperspectral imaging using acousto-optic tunable filters," in *Proc. SPIE*, Orlando, FL, 1999, vol. 3718, pp. 512–521, doi: https://doi.org/10.1117/12.359988.

[123] N. Gupta, "Hyperspectral imager development at Army Research Laboratory," in *Proc. SPIE*, Apr. 2008, vol. 6940, p. 69401P, doi: 10.1117/12.777110.

[124] L.-J. Cheng, T.-H. Chao, and G. Reyes, "JPL activities on development of acousto-optic tunable filter imaging spectrometer," Jun. 1992.

[125] L.-J. Cheng, M. Hamilton, C. Mahoney, and G. Reyes, "Field observations using an AOTF polarimetric imaging spectrometer," Oct. 1993.

[126] L.-J. Cheng, "A Polarimetric Hyperspectral Imaging Sensor," in *Applications of Photonic Technology*, G. A. Lampropoulos, J. Chrostowski, and R. M. Measures, Eds. Boston, MA: Springer US, 1995, pp. 183–189.

[127] L.-J. Cheng, C. Mahoney, G. Reyes, C. L. Baw, and G. P. Li, "Polarimetric Hyperspectral Imaging Systems and Applications," Sep. 1996.

[128] K. B. Yushkov and V. Ya. Molchanov, "Hyperspectral imaging acousto-optic system with spatial filtering for optical phase visualization," *Journal of Biomedical Optics*, vol. 22, no. 6, p. 066017, Jun. 2017, doi: 10.1117/1.JBO.22.6.066017.

[129] Y. Inoue and J. Peñuelas, "An AOTF-based hyperspectral imaging system for field use in ecophysiological and agricultural applications," *International Journal of Remote Sensing*, vol. 22, no. 18, pp. 3883–3888, Jan. 2001, doi: 10.1080/01431160110069863.

[130] Y. Chen *et al.*, "A 10-nm Spectral Resolution Hyperspectral LiDAR System Based on an Acousto-Optic Tunable Filter," *Sensors*, vol. 19, no. 7, p. 1620, Apr. 2019, doi: 10.3390/s19071620.

[131] J. Liang, A. Zia, J. Zhou, and X. Sirault, "3D Plant Modelling via Hyperspectral Imaging," in *2013 IEEE International Conference on Computer Vision Workshops*, Sydney, Australia, Dec. 2013, pp. 172–177, doi: 10.1109/ICCVW.2013.29.

[132] N. Gupta and D. R. Suhre, "Acousto-optic tunable filter imaging spectrometer with full Stokes polarimetric capability," *Applied optics*, vol. 46, no. 14, pp. 2632–2637, 2007.

[133] J. Vanhamel, E. Dekemper, S. Berkenbosch, and R. Clairquin, "Novel acousto-optical tunable filter (AOTF) based spectropolarimeter for the characterization of auroral emission," *Instrumentation Science & Technology*, pp. 1–13, Sep. 2020, doi: 10.1080/10739149.2020.1814809.

[134] B. J. Elash, A. E. Bourassa, P. R. Loewen, N. D. Lloyd, and D. A. Degenstein, "The Aerosol Limb Imager: acousto-optic imaging of limb-scattered sunlight for stratospheric aerosol profiling," *Atmos. Meas. Tech.*, vol. 9, no. 3, pp. 1261–1277, Mar. 2016, doi: 10.5194/amt-9-1261-2016.

[135] D. Royer and E. Dieulesaint, *Elastic wave in solids*. 1996.

[136] V. B. Voloshinov and N. V. Polikarpova, "Acousto-optic investigation of propagation and reflection of acoustic waves in paratellurite crystal," *Applied optics*, vol. 48, no. 7, pp. C55–C66, 2009.

[137] J.-C. Kastelik, H. Benaissa, S. Dupont, and M. Pommeray, "Acousto-optic tunable filter using double interaction for sidelobe reduction," *Applied optics*, vol. 48, no. 7, pp. C4–C10, 2009.

[138] A. P. Goutzoulis and D. R. Pape, Eds., *Design and fabrication of acousto-optic devices*. New York: M. Dekker, 1994.

[139] K. A. McCarthy, A. P. Goutzoulis, M. Gottlieb, and N. B. Singh, "Optical rotatory power in crystals of the mercurous halides and tellurium dioxide," *Optics Communications*, vol. 64, no. 2, pp. 157–159, Oct. 1987, doi: 10.1016/0030-4018(87)90043-5.

[140] A. Dieulangard, "Nouvelles configurations d'interaction pour l'optimisation conjointe des performances des composants acousto-optiques," UVHC, valenciennes, 2014.

[141] E. Yu. Vorontsova *et al.*, "Manifestation of gyrotropy upon light scattering in paratellurite," *Optics and Spectroscopy*, vol. 104, no. 6, pp. 886–889, Jun. 2008, doi: 10.1134/S0030400X08060143.

[142] M. G. Moharam and L. Young, "Criterion for Bragg and Raman-Nath diffraction regimes," *Applied Optics*, vol. 17, no. 11, p. 1757, Jun. 1978, doi: 10.1364/AO.17.001757.

[143] I. C. Chang, "Acousto optic devices and applications," in *Handbook of optics*, vol. II, 1995.

[144] V. B. Voloshinov, V. Y. Molchanov, and J. C. Mosquera, "Spectral and polarization analysis of optical images by means of acousto-optics," *Optics & Laser Technology*, vol. 28, no. 2, pp. 119–127, 1996.

[145] J. C. Kastelik, “Independent acousto-optic separation of the two wavelengths of a polychromatic light beam,” *Opt. Eng*, vol. 36, no. 2, p. 535, Feb. 1997, doi: 10.1117/1.601224.

[146] V. Molchanov and O. Makarov, “Quasicollinear acoustooptic filters using strong acoustic anisotropy in tellurium dioxide crystal,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 92, p. 012070, Dec. 2007, doi: 10.1088/1742-6596/92/1/012070.

[147] “MolTech.” http://mt-berlin.com/frames_cryst/crystals_frameset1.htm.

[148] N. Gupta and V. Voloshinov, “Hyperspectral imager, from ultraviolet to visible, with a KDP acousto-optic tunable filter,” *Applied optics*, vol. 43, no. 13, pp. 2752–2759, 2004.

[149] R. Salomé *et al.*, “Ultrafast random-access scanning in two-photon microscopy using acousto-optic deflectors,” *Journal of Neuroscience Methods*, vol. 154, no. 1–2, pp. 161–174, Jun. 2006, doi: 10.1016/j.jneumeth.2005.12.010.

[150] Y. Shao *et al.*, “Ultrafast, large-field multiphoton microscopy based on an acousto-optic deflector and a spatial light modulator,” *Optics letters*, vol. 37, no. 13, pp. 2532–2534, 2012.

[151] Y. Liu *et al.*, “Instrumentation of a compact random-access photostimulator based on acousto-optic deflectors,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 2, p. 025116, Feb. 2012, doi: 10.1063/1.3689954.

[152] M. J. Lang, C. L. Asbury, J. W. Shaevitz, and S. M. Block, “An automated two-dimensional optical force clamp for single molecule studies,” *Biophysical journal*, vol. 83, no. 1, pp. 491–501, 2002.

[153] S. Kim, R. R. Mcleod, M. Saffman, and K. H. Wagner, “Doppler-free, multiwavelength acousto-optic deflector for two-photon addressing arrays of Rb atoms in a quantum information processor,” *Applied optics*, vol. 47, no. 11, pp. 1816–1831, 2008.

[154] P. C. Huang, W. E. Stephens, T. C. Banwell, and L. A. Reith, “Performance of 4×4 optical crossbar switch utilising acousto-optic deflector,” *Electronics Letters*, vol. 25, no. 4, p. 252, 1989, doi: 10.1049/el:19890176.

[155] S. Dupont, J. C. Kastelik, and F. Causa, “Wide-band acousto-optic deflectors with high efficiency for visible range fringe pattern projector,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 78, no. 10, p. 105102, Oct. 2007, doi: 10.1063/1.2793775.

[156] M. Koechlin, G. Poberaj, and P. Günter, “High-resolution laser lithography system based on two-dimensional acousto-optic deflection,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 80, no. 8, p. 085105, Aug. 2009, doi: 10.1063/1.3202274.

[157] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. New York: Wiley, 1991.

[158] S.-H. Shim, D. B. Strasfeld, E. C. Fulmer, and M. T. Zanni, “Femtosecond pulse shaping directly in the mid-IR using acousto-optic modulation,” *Optics Letters*, vol. 31, no. 6, p. 838, Mar. 2006, doi: 10.1364/OL.31.000838.

[159] T. Feng *et al.*, “Intracavity-frequency-doubled Q-switched and mode-locked Nd:Lu0.15Y0.85VO4/KTP green laser with AO modulator and central SESAM,” *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 125, no. 12, pp. 2739–2744, Jun. 2014, doi: 10.1016/j.ijleo.2014.01.009.

[160] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, and A. J. Schmidt, “Mode locking with cross-phase and self-phase modulation,” *Optics Letters*, vol. 16, no. 7, p. 502, Apr. 1991, doi: 10.1364/OL.16.000502.

[161] D. Maydan and R. B. Chesler, “Q-Switching and Cavity Dumping of Nd:YAlG Lasers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 42, no. 3, pp. 1031–1034, Mar. 1971, doi: 10.1063/1.1660137.

[162] K. R. Nambiar, *Lasers: principles, types and applications*. New Delhi: New age international, 2004.

[163] G. Polovy, J. Schmidt, D. Uhland, E. Frieling, K. Dare, and K. W. Madison, “Phase noise reduction of mutually tunable lasers with an external acousto-optic modulator,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 36, no. 2, p. 464, Feb. 2019, doi: 10.1364/JOSAB.36.000464.

[164] V. I. Teleshevskii, “Heterodyne methods of laser interferometry on the basis of acoustic light modulation,” *Measurement Techniques*, vol. 18, no. 1, pp. 70–74, Jan. 1975, doi: 10.1007/BF01121733.

[165] Kaczmarek, P. R., Rogowski, T., Antonczak, A. J., and Abramski, K. M., “Laser Doppler vibrometry with acoustooptic frequency shift,” *Optica Applicata*, vol. 34, no. 3, pp. 373–384, 2004.

[166] B. K. A. Ngoi and K. Venkatakrishnan, “An Acousto-Optic Vibrometer for Measurement of Vibration in Ultra-Precision Machine Tools,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 16, no. 11, pp. 830–834, Sep. 2000, doi: 10.1007/s001700070017.

[167] H. D. Ford, D. S. Nobes, and R. P. Tatam, “Acousto-optic frequency switching for single-camera planar Doppler velocimetry,” in *Proc. SPIE*, San Diego, CA, USA, Nov. 2001, vol. 4448, doi: 10.1117/12.449384.

[168] H. Lee, “Polarization-independent acoustooptic light modulation with large angular aperture,” *Applied optics*, vol. 27, no. 5, pp. 815–817, 1988.

[169] L. Bei, “Acousto-optic tunable filters: fundamentals and applications as applied to chemical analysis techniques,” *Progress in Quantum Electronics*, vol. 28, no. 2, pp. 67–87, 2004, doi: 10.1016/S0079-6727(03)00083-1.

[170] L. J. Denes, M. S. Gottlieb, and B. Kaminsky, “Acousto-optic tunable filters in imaging applications,” *Optical Engineering*, vol. 37, no. 4, pp. 1262–1268, 1998.

[171] I. Chang, “Laser detection utilizing tunable acoustooptic filters,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 14, no. 2, pp. 108–111, Feb. 1978, doi: 10.1109/JQE.1978.1069749.

[172] N. Gupta, “Acousto-optic tunable filter based spectropolarimetric imagers,” in *Proc. SPIE*, Apr. 2008, vol. 6972, p. 69720C, doi: 10.1117/12.782800.

[173] G. Georgiev, D. A. Glenar, and J. J. Hillman, “Spectral characterization of acousto-optic filters used in imaging spectroscopy,” *Applied optics*, vol. 41, no. 1, pp. 209–217, 2002.

[174] P. Nisenson and C. Papaliolios, “Detection of Earth-like Planets Using Apodized Telescopes,” *The Astrophysical Journal*, vol. 548, no. 2, pp. L201–L205, Feb. 2001, doi: 10.1086/319110.

[175] P. Maák, S. Lenk, L. Jakab, A. Barócsi, and P. Richter, “Optimization of transducer configuration for bulk acousto-optic tunable filters,” *Optics Communications*, vol. 241, no. 1–3, pp. 87–98, Nov. 2004, doi: 10.1016/j.optcom.2004.07.001.

[176] A. V. Muromets, V. B. Voloshinov, and I. A. Kononin, “Transmission characteristics of acousto-optic filter using sectioned transducer,” *Applied Acoustics*, vol. 112, pp. 221–225, Nov. 2016, doi: 10.1016/j.apacoust.2016.04.008.

[177] V. B. Voloshinov and G. A. Knyazev, “Acoustooptic cells with nonuniform length of light-sound interaction,” *Technical Physics*, vol. 48, no. 11, pp. 1475–1479, 2003.

[178] J.-C. Kastelik, J. Champagne, S. Dupont, and K. B. Yushkov, “Wavelength characterization of an acousto-optic notch filter for unpolarized near-infrared light,” *Applied Optics*, vol. 57, no. 10, p. C36, Apr. 2018, doi: 10.1364/AO.57.000C36.

[179] P. Wang and Z. Zhang, “Double-filtering method based on two acousto-optic tunable filters for hyperspectral imaging application,” *Optics Express*, vol. 24, no. 9, p. 9888, May 2016, doi: 10.1364/OE.24.009888.

[180] L. N. Magdich, K. B. Yushkov, and V. B. Voloshinov, “Wide-aperture diffraction of unpolarised radiation in a system of two acousto-optic filters,” *Quantum Electronics*, vol. 39, no. 4, pp. 347–352, Apr. 2009, doi: 10.1070/QE2009v039n04ABEH013904.

[181] N. Gupta, “Hyperspectral and polarization imaging with double-transducer aotfs for wider spectral coverage,” *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, vol. 17, no. 04, pp. 845–855, 2007.

[182] V. B. Voloshinov, L. N. Magdich, and G. A. Knyazev, “Tunable acousto-optic filters with the multiple interaction of light and sound,” *Quantum Electronics*, vol. 35, no. 11, pp. 1057–1063, Nov. 2005, doi: 10.1070/QE2005v035n11ABEH013035.

[183] J.-W. You, J. Ahn, S. Kim, and D. Kim, “Efficient double-filtering with a single acoustooptic tunable filter,” *Optics express*, vol. 16, no. 26, pp. 21505–21511, 2008.

[184] H. Issa, V. Quintard, and A. Perennou, “Optical double-pass in an acousto-optic tunable filter in quasi-collinear interaction,” in *Microelectronics (ICM), 2013 25th International Conference on*, 2013, pp. 1–4.

[185] G. A. Knyazev and V. B. Voloshinov, “Acousto-Optical Filtering Systems with improved spectral resolution,” presented at the VIII International Conference for Young Researches, Wave electronics and its applications in information and telecommunications systems, St. Petersburg, Russia, 2005.

[186] J. L. Schnapf, T. W. Kraft, and D. A. Baylor, “Spectral sensitivity of human cone photoreceptors,” *Nature*, vol. 325, no. 6103, pp. 439–441, Jan. 1987, doi: 10.1038/325439a0.

[187] J. Champagne, J.-C. Kastelik, S. Dupont, and J. Gazalet, “Study of the spectral bandwidth of a double-pass acousto-optic system [Invited],” *Applied Optics*, vol. 57, no. 10, p. C49, Apr. 2018, doi: 10.1364/AO.57.000C49.

[188] S. Y. Ryu, J.-W. You, Y. Kwak, and S. Kim, “Design of a prism to compensate the angular-shift error of the Acousto-optic Tunable Filter,” *Optics express*, vol. 16, no. 22, pp. 17138–17147, 2008.

[189] Vladislav Batshev, “Influence of Acousto-optic Interaction Geometry on the Image Quality in AOTF-based Spectral Imaging Systems,” presented at the 13th School on Acousto-Optics and Applications, Moscow, 2017.

[190] H. Zhao, Z. Wang, G. Jia, Y. Zhang, and Z. Xu, “Chromatic aberrations correction for imaging spectrometer based on acousto-optic tunable filter with two transducers,” *Optics Express*, vol. 25, no. 20, p. 23809, Oct. 2017, doi: 10.1364/OE.25.023809.

[191] A. Machikhin, V. Batshev, and V. Pozhar, “Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems,” *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 34, no. 7, p. 1109, Jul. 2017, doi: 10.1364/JOSAA.34.001109.

[192] D. R. Suhre, L. J. Denes, and N. Gupta, “Telecentric confocal optics for aberration correction of acousto-optic tunable filters,” *Applied Optics*, vol. 43, no. 6, p. 1255, Feb. 2004, doi: 10.1364/AO.43.001255.

[193] A. S. Machikhin and V. E. Pozhar, “Image aberrations in an acousto-optical tunable filter,” *Technical Physics*, vol. 55, no. 10, pp. 1490–1496, Oct. 2010, doi: 10.1134/S1063784210100154.

[194] V. Pozhar and A. Machihin, “Image aberrations caused by light diffraction via ultrasonic waves in uniaxial crystals,” *Applied Optics*, vol. 51, no. 19, p. 4513, Jul. 2012, doi: 10.1364/AO.51.004513.

[195] A. S. Machikhin and V. E. Pozhar, “Spatial and spectral image distortions caused by diffraction of an ordinary polarised light beam by an ultrasonic wave,” *Quantum Electronics*, vol. 45, no. 2, pp. 161–165, Feb. 2015, doi: 10.1070/QE2015v045n02ABEH015385.

[196] H. Ogi, M. Fukunaga, M. Hirao, and H. Ledbetter, “Elastic constants, internal friction, and piezoelectric coefficient of α − TeO2,” *Physical Review B*, vol. 69, no. 2, Jan. 2004, doi: 10.1103/PhysRevB.69.024104.

[197] Y. Ohmachi and N. Uchida, “Temperature Dependence of Elastic, Dielectric, and Piezoelectric Constants in TeO_2 Single Crystals,” *Journal of Applied Physics*, vol. 41, no. 6, pp. 2307–2311, May 1970, doi: 10.1063/1.1659223.

[198] J. Xu and R. Stroud, *Acousto-optic devices: principles, design, and applications*. New York: Wiley, 1992.