Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis

## Thèse de doctorat

## Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de

## VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS

**Spécialité : électronique**

**Présentée par Anthony DIEULANGARD.**

**Le 11/12/2014, à Valenciennes**

**Ecole doctorale :**
Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

**Equipe de recherche, Laboratoire :**
Institut d'Électronique, de Micro-Électronique et de Nanotechnologie / Département d'Opto-Acousto-Electronique (IEMN/DOAE)

# Nouvelles configurations d'interaction pour l'optimisation conjointe des performances des composants acousto-optiques

## JURY

**Président**
- Jean-Pierre VILCOT, Directeur de recherches CNRS IEMN.

**Rapporteurs**
- Badr-Eddine BENKELFAT, Professeur, Directeur du Département Electronique et Physique, Institut Mines-Télécom Sud-Paris.
- André PERENNOU, Professeur ENIB, LabSTICC Brest.

**Examinateur**
- Marc WUILPART, Professeur, Université de Mons, Faculté Polytechnique, Département Electromagnétisme & Télécom.

**Directeur de thèse** : Jean-Claude KASTELIK, Professeur, IEMN-DOAE, UVHC.
**Co-encadrant** : Samuel DUPONT, Maître de Conférences, IEMN-DOAE, UVHC.

**Membre invité**
- François LE FOUILLER, Docteur, AA Opto-electronic, Orsay

# Remerciements

Cette thèse CIFRE est le résultat d'une collaboration entre le laboratoire IEMN-DOAE de l'université de Valenciennes et la société AA Opto-electronic. Ces travaux ont été effectués en intermittence entre le siège du groupe AA basé à Orsay et le laboratoire de l'IEMN (Institut d'Électronique, Microélectronique et de Nanotechnologie) au sein de l'équipe « Composants et systèmes acousto-optiques » du Département d'Opto-Acousto-Electronique.

Je remercie M. Hadida, directeur de AA Opto-electronic, de m'avoir permis de réaliser ces travaux. Ma gratitude s'adresse également à Mr Darde pour les discussions fructueuses et le partage de son goût pour l'innovation. J'exprime ma profonde reconnaissance à François Le Fouiller pour avoir co-encadré cette thèse.

Ce travail de thèse n'aurait jamais pu voir le jour sans l'aide et l'encadrement au laboratoire de Jean-Claude Kastelik (directeur de thèse) et de Samuel Dupont (co-encadrant). Je les remercie pour leurs conseils et leur disponibilité, mais également pour l'autonomie et la confiance qu'ils m'ont accordées durant ces trois ans.

Je remercie très respectueusement M. Benkelfat  et M. Pérennou pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à mon travail en tant que rapporteur. Je remercie également M.Vilcot et M. Wuilpart d'avoir accepté d'examiner mon travail.

Je n'oublie pas de remercier ici mes collègues de travail, doctorants ou non : Vianney, Fred, Fatzo, Sabrina, Julien, Hossep, Kassem, Hamina, Adrien, Frédéric, Marie… Une pensée également pour mes collègues de bureau  successifs : Quentin, Thomas, Doan, et Pierre-Maximin. Je remercie également Sébastien et David.

Pour finir, je remercie ma famille, notamment mes parents et ma sœur pour leur soutien sans faille ainsi que mes amis. Je remercie particulièrement mon amie Annaïg pour m'avoir supporté au quotidien.

# Table des matières

**Remerciements** ..... **i**

**Table des matières** ..... **ii**

**Listes des figures** ..... **v**

**Nomenclature** ..... **ix**

**Introduction générale** ..... **1**

**Chapitre 1: Applications des composants acousto-optiques** ..... **3**

1 Généralités sur l'interaction acousto-optique ..... 4
1.1 Les différents régimes d'interactions ..... 5
1.2 Polarisation des faisceaux optiques ..... 7

2 Décaleur de fréquence optique : AOFS ..... 9
2.1 Paramètres caractéristiques ..... 9
2.2 Dispositif originaux de décalage en fréquence ..... 11
2.3 Exemple d'application : la vibrométrie laser ..... 12

3 Modulateur acousto-optique : AOM ..... 15
3.1 Paramètres caractéristiques ..... 15
3.2 Modulateur intra cavité : le Q-switch ..... 18
3.3 Exemple d'application : le pulse picker ..... 19

4 Déflecteur acousto-optique : AOD ..... 22
4.1 Paramètres caractéristiques ..... 22
4.2 Un exemple d'application : la projection de franges ..... 24

5 Filtre acousto-optique : AOTF ..... 29
5.1 Différentes configurations d'un filtre ..... 29
5.2 Application des AOTF en microscopie confocale ..... 33
5.3 Application des AOTF en imagerie polarimétrique et hyper-spectrale ..... 36

6 Conclusion ..... 37

**Chapitre 2: Étude théorique de l'interaction anisotrope dans la Paratellurite** ..... **39**

1 Propagation acoustique ..... 40
1.1 Détermination des surfaces de lenteurs ..... 40
1.2 Oblicité acoustique ..... 42

1.3 Divergence acoustique ..... 44
1.4 Notion de champ proche - champ lointain ..... 46

2 Propagation optique ..... 48
2.1 Biréfringence linéaire ..... 48
2.2 Biréfringence circulaire : activité optique ..... 51

3 Couplage acousto-optique ..... 56
3.1 Tenseur photo-élastique ..... 56
3.2 Recherche des conditions de synchronisme ..... 59
3.3 Asynchronisme de phase ..... 61
3.4 Rediffraction à l'ordre 2 ..... 63

4 Conclusion ..... 65

**Chapitre 3: Cas d'interactions anisotropes particulières : application aux déflecteurs et aux filtres ..... 66**

1 Conception d'un déflecteur ..... 67
1.1 Interaction TPM (Tangent Phase Matching) ..... 67
1.2 Calcul de la bande passante fréquentielle d'un AOD ..... 72
1.3 Acceptance angulaire d'un AOD ..... 73

2 Nouvelle fonction originale associée à un déflecteur : étude de sa bande passante spectrale ..... 74
2.1 Recherche des conditions de synchronisme sur une large bande optique ..... 74
2.2 Mise en place de l'expérience ..... 77
2.3 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques ..... 79
2.4 Interprétations et perspectives ..... 82

3 Conception d'un filtre ..... 84
3.1 Interaction NPM (Narrow Phase Matching) ..... 84
3.2 Étude de l'acceptance angulaire d'un AOTF ..... 87
3.3 Étude de la bande passante fréquentielle d'un AOTF ..... 88
3.4 Étude de la bande passante spectrale ..... 89

4 Réalisation d'un décaleur de fréquence variable par association d'un AOD et d'un AOTF ..... 91
4.1 Principe de l'expérience ..... 91
4.2 Dispositif expérimental ..... 92
4.3 Résultats expérimentaux ..... 94

5 Conclusion ..... 95

**Chapitre 4: Élaboration d'un composant multi-électrodes à interaction double ..... 96**

1 Solutions apportées par la configuration multi-électrodes à interaction double ..... 97
1.1 Principe de l'interaction double ..... 97
1.2 Modification de la longueur d'interaction ..... 98

1.3 Apodisation de la réponse acousto-optique ..... 99
2 Choix des principales caractéristiques du composant: ..... 101
2.1 Interaction double : ..... 101
2.2 Choix de la coupe acoustique ..... 102
2.3 Choix de la longueur des électrodes ..... 104
2.4 Acceptance angulaire de l'interaction double ..... 105
2.5 Caractéristiques de conception retenues ..... 107
3 Tests et validations du composant ..... 108
3.1 Dispositif expérimental ..... 108
3.2 Étude fréquentielle ..... 110
4 Conclusion ..... 120
**Conclusion générale ..... 122**
**Annexes ..... 125**
Annexe A : Formule de Sellmeier pour la Paratellurite ..... 126
**Bibliographie ..... 127**

# Listes des figures

Figure 1.1 : Réalisation d'un composant acousto-optique ..... 4
Figure 1.2 : Diffraction en régime de Raman-Nath..... 5
Figure 1.3 : Diffraction en régime de Bragg ..... 6
Figure 1.4 : Interaction isotrope a) et anisotrope b) ..... 8
Figure 1.5 : Intensité diffractée et transmise en fonction de la puissance acoustique injectée..... 10
Figure 1.6 : Mise en cascade de 2 AOFS ..... 11
Figure 1.7 : Décaleur de fréquence à multi-passages ..... 11
Figure 1.8 : Schéma d'un vibromètre hétérodyne ..... 12
Figure 1.9 : Signaux détectés par le vibromètre ..... 14
Figure 1.10 : Focalisation du faisceau optique incident ..... 15
Figure 1.11 : Diagramme des vecteurs d'ondes prenant en compte la divergence optique et acoustique ..... 16
Figure 1.12 : Taux de contraste statique suivant le diamètre du faisceau optique pour deux fréquences acoustiques ..... 17
Figure 1.13 : Vue 3D d'un Q-switch (AA Opto-electronic)..... 18
Figure 1.14 : Schéma de principe d'un pulse picker ..... 19
Figure 1.15 : Variation de la fenêtre de contrôle lors de la sélection d'une impulsion..... 20
Figure 1.16 : Allure de bande passante fréquentielle d'un AOD ..... 22
Figure 1.17 : La projection de franges pour des applications en reconnaissance facial..... 25
Figure 1.18 : Motif d'interférences obtenus lors du déphasage des ondes acoustiques $\Delta\varphi$ = 0°/180° (pour $f_1$ = 100 MHz )..... 26
Figure 1.19 : Schéma expérimental du projecteur de franges; a) Système interférométrique homodyne; b) Reconstruction géométrique des sources ponctuelles;..... 26
Figure 1.20 : Modification de la fréquence spatiale du réseau de franges ..... 27
Figure 1.21 : Détection de la fréquence spatiale des interfranges..... 27
Figure 1.22 : Diagramme des vecteurs d'ondes d'un filtre à interaction anisotrope colinéaire dans un milieu biréfringent..... 30
Figure 1.23 : Interaction quasi-colinéaire à réflexion acoustique ..... 31
Figure 1.24 : Schéma de principe d'un AOTF ..... 31
Figure 1.25 : Schéma de principe d'un microscope confocal (plans conjugués) ..... 33
Figure 1.26 : Association de trois fluorochromes..... 34
Figure 1.27 : Schéma microscopie confocale..... 34
Figure 1.28 : Accroissement de la bande passante optique du filtre avec la longueur d'onde ..... 35
Figure 1.29 : Configuration de filtre à double interaction..... 36
Figure 2.1 : Surface des lenteurs de la Paratellurite ..... 41

Figure 2.2 : Surface des lenteurs en 2D autour de l'axe 110 ..... 41
Figure 2.3 : Vitesse de propagation des ondes acoustiques suivant la coupe acoustique .. 42
Figure 2.4 : Direction de propagation de l'énergie acoustique en milieu anisotrope..... 42
Figure 2.5 : Oblicité acoustique dans la Paratellurite..... 43
Figure 2.6 : Longueur d'interaction effective en prenant en compte l'oblicité acoustique 44
Figure 2.7 : Divergence acoustique en milieu anisotrope ..... 45
Figure 2.8 : Divergence acoustique relative $1 - 2b$ ..... 45
Figure 2.9 : Image de Schlieren pour $\theta_b$ = 50°..... 46
Figure 2.10 : Allure du champ acoustique d'un transducteur circulaire ..... 46
Figure 2.11 : Visualisation du champ proche et du début du champ lointain (ordre 0) ..... 47
Figure 2.12: Courbes d'indices optique d'un cristal uniaxe positif..... 48
Figure 2.13 : Indices optiques de la Paratellurite ..... 49
Figure 2.14 : Oblicité optique dans la Paratellurite..... 50
Figure 2.15 : Séparation du faisceau optique incident de polarisation quelconque en 2 modes propres..... 50
Figure 2.16 : Schématisation de l'effet de la gyrotropie sur les courbes d'indices..... 52
Figure 2.17 : Pouvoir rotatoire de la Paratellurite suivant la longueur d'onde ..... 52
Figure 2.18 : Variations des indices dans le plan 110 pour $\lambda_0$ = 514 nm..... 54
Figure 2.19 : Facteur de mérite relatif ..... 58
Figure 2.20 : Interaction anisotrope (ordinaire vers extraordinaire) dans le plan 110..... 59
Figure 2.21 : Fréquence acoustique au synchronisme suivant l'angle incident $\theta_i$ pour $\theta_a$ = 10° et $\lambda_0$ = 633 nm ..... 60
Figure 2.22 : Condition de synchronisme dans le plan 110 suivant différentes coupes acoustiques (interaction extraordinaire vers ordinaire : Cas n°3) avec $\lambda_0$ = 514 nm..... 61
Figure 2.23 : Asynchronisme de phase dans un matériau présentant une forte oblicité acoustique..... 62
Figure 2.24 : Rendement $\eta$ en fonction du déphasage $\Delta\Phi/\pi$ pour différents rapports de puissances $P/P0$..... 63
Figure 2.25 : Rediffraction du faisceau d'ordre 1 dans l'ordre supérieur ..... 64
Figure 2.26 : Baisse de rendement dans le faisceau diffracté (ordre 1) dû à la rediffraction dans l'ordre 2..... 64
Figure 3.1 : Diagramme des vecteurs d'ondes de l'interaction TPM dite à tangente Basse fréquence (rouge) et à tangente Haute fréquence (vert) ..... 67
Figure 3.2 : Fréquence acoustique d'interaction au synchronisme suivant la coupe acoustique (**$\lambda_0$ = 405 nm**) ..... 68
Figure 3.3 : Angle $\theta_e$ au synchronisme suivant la coupe acoustique (**$\lambda_0$ = 405 nm**) ..... 68
Figure 3.4 : Angle $\theta_o$ au synchronisme suivant la coupe acoustique (**$\lambda_0$ = 405 nm**) ..... 68
Figure 3.5 : Fréquence acoustique d'interaction au synchronisme suivant la coupe acoustique (**$\lambda_0$ = 514 nm**) ..... 69
Figure 3.6 : Angle $\theta_e$ au synchronisme suivant la coupe acoustique (**$\lambda_0$ = 514 nm**) ..... 69
Figure 3.7 : Angle $\theta_o$ au synchronisme suivant la coupe acoustique (**$\lambda_0$ = 514 nm**) ..... 69
Figure 3.8 : Fréquence acoustique d'interaction au synchronisme suivant la coupe acoustique (**$\lambda_0$ = 1500 nm**) ..... 70

Figure 3.9 : Angle $\theta_e$ au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 1500 nm**) ..... 70
Figure 3.10 : Angle $\theta_o$ au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 1500 nm**) .... 70
Figure 3.11 : Extension de la bande passante fréquentielle d'un AOD suivant l'angle incident sélectionné ..... 73
Figure 3.12 : Acceptance angulaire (à l'intérieur du cristal) d'un déflecteur pour $\theta_a$ = 7.5°, $\lambda_0$ = 514 nm ..... 73
Figure 3.13 : Schéma de principe d'un séparateur de longueurs d'ondes ..... 74
Figure 3.14 : Effet de la gyrotropie sur les conditions d'interactions au synchronisme suivant la longueur d'onde optique pour $\theta_a$ = 7.5° ..... 74
Figure 3.15 : Diagramme des vecteurs d'ondes lors de la diffraction de plusieurs longueurs d'ondes simultanément par une même fréquence acoustique ..... 75
Figure 3.16 : Évolution de la bande passante spectrale selon différentes valeurs d'angle incident et de fréquence acoustique ..... 76
Figure 3.17 : Schéma de principe du dispositif expérimental ..... 77
Figure 3.18 : Montage expérimental ..... 78
Figure 3.19 : Évolution de la bande passante fréquentielle du déflecteur pour un angle d'incidence donné pour différentes longueurs d'ondes ..... 79
Figure 3.20 : a) Bande passante optique pour $f_1$ = 125 MHz: expérimentale (rouge) et numérique (noir) ; b) séparation angulaire des différents faisceaux optiques diffractés .... 80
Figure 3.21 : Évolution de la bande passante fréquentielle du déflecteur pour un angle d'incidence donné pour différentes longueurs d'ondes ..... 81
Figure 3.22 : a) Bande passante optique pour $f_1$ = 100 MHz: expérimentale (rouge) et numérique (noir) ; b) séparation angulaire des différents faisceaux optiques diffractés ;.. 81
Figure 3.23 : Comparaison des fréquences acoustiques au synchronisme de l'interaction tangente TPM haute fréquence (courbe bleue) et basse fréquence (courbe rouge) ..... 82
Figure 3.24 : Bande passante optique simulée pour $f$ = 125 MHz (interaction tangente haute fréquence) ..... 83
Figure 3.25 : Recherche de l'interaction NPM ..... 84
Figure 3.26 : Fréquence acoustique d'interaction au synchronisme suivant la coupe acoustique pour l'interaction NPM ..... 85
Figure 3.27 : Angle $\theta_e$ au synchronisme suivant la coupe acoustique pour l'interaction NPM ..... 85
Figure 3.28 : Angle $\theta_o$ au synchronisme suivant la coupe acoustique pour l'interaction NPM ..... 85
Figure 3.29 : Conditions de synchronisme en fonction de la longueur d'onde $\lambda_0$ ..... 86
Figure 3.30 : Acceptance angulaire d'un filtre en configuration NPM ($W_{eff}$ = 1 cm) ..... 87
Figure 3.31 : Comparaison de l'allure de l'asymptote horizontale (interaction NPM) pour trois longueurs d'ondes ..... 88
Figure 3.32 : Bande passante fréquentielle d'un filtre (o vers e) en configuration NPM ($W_{eff}$ = 1 cm) ..... 89
Figure 3.33 : a) Bande passante optique $\Delta\lambda$ du filtre AOTF pour $Weff$ = 1cm, $\lambda 0$ = 514nm ; b) Écart relatif suivant la méthode de calcul ; ..... 90

Figure 3.34 : Évolution de la bande passante optique en fonction de la longueur d'onde pour $W$ = 15 mm ..... 90
Figure 3.35 : Schéma de principe d'un faible décaleur de fréquence..... 91
Figure 3.36 : Schéma expérimental du dispositif en cascade ..... 92
Figure 3.37 : Courbes expérimentales ..... 94
Figure 4.1 : Phénomène de « crosstalk » (Diaphotie)..... 96
Figure 4.2 : Principe de l'interaction double ..... 97
Figure 4.3 : Diagramme des vecteurs d'ondes de l'interaction double ..... 98
Figure 4.4 : Bande passante fréquentielle de l'interaction double suivant la longueur d'interaction..... 98
Figure 4.5 : Configuration multi-électrodes à interaction double ..... 99
Figure 4.6 : Effet de la modification de la répartition de la puissance acoustique sur les 3 électrodes ; a) électrode 1 active ; b) électrode 2 active; c) électrode 3 active; d) activation des 3 électrodes;..... 100
Figure 4.7 : Recherche des conditions d'interaction double pour 2 longueurs d'onde (400 et 650 nm)..... 101
Figure 4.8 : Décalage de la fréquence de synchronisme pour un angle incident fixe ..... 102
Figure 4.9 : Conditions de synchronisme de l'interaction double pour différentes coupes acoustiques ..... 103
Figure 4.10 : Dimensionnement géométrique du cristal d'interaction ($TeO2$) ..... 103
Figure 4.11 : Évolution de la bande passante spectrale suivant la longueur d'onde pour différentes longueurs d'électrodes W ..... 105
Figure 4.12 : Linéarisation de la bande passante spectrale par l'activation de 1, 2 ou 3 électrodes ..... 105
Figure 4.13 : Acceptance angulaire du filtre pour W=3mm..... 106
Figure 4.14 : Schéma du dispositif expérimental ..... 108
Figure 4.15 : Mise en phase des lignes RF à l'entrée des transducteurs ..... 108
Figure 4.16 : Composant de démonstration fabriqué par AA Opto-electronic ..... 109
Figure 4.17 : Instrumentation RF du banc expérimental..... 109
Figure 4.18 : Comparaison des fréquences de synchronisme de l'interaction extraordinaire vers ordinaire et de l'interaction ordinaire vers extraordinaire ..... 110
Figure 4.19 : Puissance RF mesurée au maximum de rendement de diffraction suivant les différentes sources optiques - comparaison avec la théorie ..... 111
Figure 4.20 : Balayage fréquentiel pour dix sources optiques en configuration mono-électrode ($W$ = 3mm) ..... 112
Figure 4.21 : Bande passante fréquentielle du filtre selon le nombre d'électrodes activées (rouge : simulation ; bleu : expérimental) ..... 114
Figure 4.22 : Rendement obtenu pour la même puissance appliquée dans chaque voie.. 115
Figure 4.23 : Exemple d'apodisation pour $\lambda_0$ = 405 nm..... 116
Figure 4.24 : Apodisation en configuration multi-électrodes..... 118
Figure 4.25 : Optimisation du composant ..... 121

# Nomenclature

| | |
|---|---|
| AOD | Acouto-Optic Deflector : Déflecteur acousto-optique |
| AOFS | Acousto-Optic Frequency Shifter : Décaleur de fréquence acousto-optique |
| AOM | Acousto-Optic Modulator : Modulateur acousto-optique |
| AOTF | Acousto-Optic Tunable Filter : Filtre acousto-optique |
| NPM | Narrow Phase Phasing : Interaction à tangentes parallèles |
| TPM | Tangent Phase Matching : Interaction tangente basse/haute fréquence |
| F-AOFS | Fixed Acousto-Optic Frequency Shifter |
| T-AOFS | Tunabale Acousto-Optic Frequency Shifter |
| DPSS | Diode Pumped Solid State |

| | |
|---|---|
| **B** | Champ magnétique |
| $b_a$ | Paramètre d'anisotropie dans le plan $(1\bar{1}0)$ |
| $b_b$ | Paramètre d'anisotropie dans le plan $(001)$ |
| c | Célérité de la lumière |
| $c_{ij}$ | Constantes élastiques |
| **D** | Vecteur d'excitation électrique |
| **E** | Champ électrique |
| F, $f$ | Fréquence acoustique |
| $G$ | Vecteur gyration |
| $g_{ij}$ | Tenseur de gyration |
| H | Largeur de l'électrode |
| h | Constante de Planck |
| $\boldsymbol{K}$ | Vecteur d'onde acoustique |
| $\boldsymbol{k_i}$ | Vecteur d'onde optique incident |
| $\boldsymbol{k_d}$ | Vecteur d'onde optique diffracté |
| $\boldsymbol{k_{d+}}$ | Vecteur d'onde optique diffracté (ordre +1) |
| $\boldsymbol{k_{d-}}$ | Vecteur d'onde optique diffracté (ordre -1) |
| $M_2$ | Facteur de mérite |
| $n_o$ | Indice optique ordinaire |
| $n_e$ | Indice optique extraordinaire |
| $n_d$ | Indice optique circulaire droit |
| $n_g$ | Indice optique circulaire gauche |
| $N_s$ | Résolution statique |
| $N_d$ | Résolution dynamique |
| $P$ | Puissance acoustique appliquée |
| $P_0$ | Puissance acoustique permettant un rendement de diffraction maximal |
| $p_{ij}$ | Coefficients photo-élastiques |
| $p_{eff}$ | Coefficient photo-élastique effectif dans le plan $(1\bar{1}0)$ du $TeO_2$ |
| Q | Paramètre de Klein-Cook |

| | |
|---|---|
| $V$ | Vitesse acoustique |
| $W$ | Longueur de l'électrode |
| $W_{eff}$ | Longueur d'interaction |
| $Z_{fresnel}$ | Distance de Fresnel |
| | |
| $\delta$ | Oblicité optique |
| $\Delta B_{ij}$ | Tenseur d'impermittivité diélectrique |
| $\Delta F$ , $\delta f$ | Bande passante fréquentielle |
| $\Delta\lambda$ | Bande passante optique |
| $\Delta\theta$ | Angle séparant le faisceau diffracté de l'ordre 0 |
| $\Delta\theta_{\mathrm{d}}$ | Bande passante angulaire d'un déflecteur |
| $\Delta\theta_{\mathrm{i}}$ | Acceptance angulaire |
| $\Delta\theta_{\mathrm{acous}}$ | Divergence du faisceau acoustique dans un matériau isotrope |
| $\Delta\theta_{\mathrm{a}}$ | Divergence acoustique dans le plan $(1\bar{1}0)$ de la Paratellurite |
| $\Delta\theta_{\mathrm{b}}$ | Divergence acoustique dans le plan $(001)$ de la Paratellurite |
| $\Delta\theta_{\mathrm{opt}}$ | Divergence du faisceau optique (faisceau focalisé) |
| $\Delta\Phi$ | Asynchronisme de phase |
| $\Delta n$ | Biréfringence linéaire |
| $\Delta n_c$ | Biréfringence circulaire |
| $\Delta\theta_a$ | Divergence acoustique dans le plan $(1\bar{1}0)$ |
| $\Delta\theta_b$ | Divergence acoustique dans le plan $(001)$ |
| $\varepsilon_0$ | Permittivité du vide |
| $\varepsilon_{ij}$ | Tenseur de permittivité |
| $\eta$ | Rendement de diffraction acousto-optique |
| $\lambda_0$ | Longueur d'onde optique dans le vide |
| $\lambda$ | Longueur d'onde optique dans le matériau |
| $\Lambda$ | Longueur d'onde acoustique dans le matériau |
| $\nu_0$ | Fréquence de l'onde optique dans le vide |
| $\sigma$ | Splitting factor |
| $\theta_B$ | Angle de Bragg |
| $\theta_a$ | Coupe acoustique dans le plan $(1\bar{1}0)$ |
| $\theta_b$ | Coupe acoustique dans le plan $(001)$ |
| $\theta_i$ | Angle du faisceau optique incident par rapport à l'axe optique |
| $\theta_d$ | Angle du faisceau optique diffracté par rapport à l'axe optique |
| $\theta_e$ | Angle du faisceau optique correspondant au mode extraordianire |
| $\theta_o$ | Angle du faisceau optique correspondant au mode ordianire |
| $\tau_R$ | Temps de montée |
| $\tau_a$ | Temps d'accès |
| $\psi$ | Oblicité acoustique |
| $\rho$ | Masse volumique |
| $\varrho$ | Pouvoir rotatoire |

# Introduction générale

Cette thèse est le résultat d'une collaboration entre le laboratoire IEMN-DOAE (Institut d'Électronique, Microélectronique et de Nanotechnologie, Département d'Opto-Acousto-Electronique) de l'Université de Valenciennes et l'entreprise AA Opto-electronic dans le cadre d'une convention CIFRE. Plus précisément, ces travaux ont été réalisés au sein de l'équipe « Composants et systèmes acousto-optiques » du Département d'Opto-Acousto-Electronique de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis. Le laboratoire a été un des pionniers en étudiant les interactions acousto-optiques dès l'avènement du laser dans les années 60-70. Pour sa part, l'entreprise AA Opto-electronic conçoit et fabrique des composants acousto-optiques depuis plus de 30 ans et est un des leaders mondiaux sur le marché des modulateurs, des filtres, des déflecteurs et des décaleurs de fréquences. Le groupe AA dispose également d'un département électronique développant les amplificateurs et autres générateurs de fréquences indispensables au fonctionnement des composants acousto-optiques.

Les composants acousto-optiques sont des solutions efficaces dans un grand nombre d'applications comme par exemple dans la microscopie confocale, le « Q-switching » ou le « mode-locking » des lasers, la génération et le façonnage d'impulsions ultra-courtes et de forte intensité (Pulse picking), le piégeage optique d'atome, l'imagerie spectrale et hyperspectrale, la projection d'images, les télécommunications optiques, ainsi que dans les applications d'interférométrie hétérodyne, telles que la spectrométrie fluorescente ou d'absorption, la vibrométrie Laser….

Le contrôle de la lumière par une onde ultrasonore permet les fonctions de modulation, déviation, décalage en fréquence et filtrage de l'onde lumineuse et ce, sur une grande gamme optique allant des ultraviolets jusqu'aux infra-rouges lointains. La puissance acoustique injectée (ordre de grandeur : du milliwatt au Watt) ainsi que la fréquence de ces ondes ultrasonores (de l'ordre de la centaine de MHz) sont deux des principaux paramètres permettant ce contrôle. Les dimensions géométriques du cristal d'interaction, les angles de coupe des faces acoustiques et des faces optiques, l'épaisseur du transducteur piézoélectrique, les dimensions des électrodes influent également sur la fonction finale du composant. Les performances des composants acousto-optiques varient suivant la fonction optique à assurer et sont liées au matériau et à la configuration d'interaction.

Les travaux effectués lors de cette thèse sont à mettre en lien avec l'évolution du marché de l'acousto-optique, requérant tantôt une amélioration des temps de réponse des modulateurs, tantôt une amélioration de la réponse spectrale des filtres. Le manuscrit de cette thèse est organisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre est consacré à l'étude des différentes configurations d'interaction ayant lieu dans les différents matériaux usuellement employés dans le domaine acousto-optique. Pour chacune des fonctions que proposent les composants acousto-optiques, un exemple d'application est présenté en mettant en avant les caractéristiques déterminantes. Ainsi, seront présentées les applications de vibrométrie laser (décalage de fréquence),

d'extraction d'impulsions - pulse picking- (modulation), de réseau de franges (déflexion), de microscopie confocale et d'imagerie spectrale (filtrage).

Le second chapitre décrit les caractéristiques du cristal de Paratellurite, majoritairement employé pour les applications de déflexion et de filtrage de par ses qualités photo-élastiques remarquables et son large domaine de transparence optique. Une étude approfondie de la propagation des ondes acoustiques et optiques dans la Paratellurite est effectuée. Nous proposons ensuite une étude des conditions de synchronisme lors de l'interaction anisotrope.

Le chapitre 3 concerne plus particulièrement les caractéristiques des interactions appelées dans la littérature NPM (Narrow Phase Mismatch) et TPM (Tangent Phase Mismatch), respectivement employée pour le filtrage et la déflexion dans la Paratellurite. L'asynchronisme lié à une variation d'angle incident, de fréquence acoustique ou de longueur d'onde optique est étudié en détails pour les deux types d'interaction, NPM et TPM. Ceci nous conduit à l'étude de la bande passante spectrale d'un déflecteur et de sa potentielle application en tant que réseau de diffraction à bande passante et périodicité spatiale modulable. Le dernier paragraphe du chapitre 3 est ensuite consacré à la mise en cascade d'un déflecteur et d'un filtre dans le but de concevoir un décaleur de fréquence variable à faible décalage.

Le dernier chapitre de cette thèse propose des solutions aux contraintes d'utilisation rencontrées avec l'interaction NPM pour les applications de filtrage : nécessité d'une polarisation rectiligne, accroissement de la bande passante optique du filtre avec la longueur d'onde,… La conception et la réalisation d'un composant multi-électrodes à interaction double est alors présentée dans la gamme spectrale [400; 650 nm].

# Chapitre 1: Applications des composants acousto-optiques

La théorie de la diffraction d'une onde optique par une onde acoustique a été prédite par Brillouin dès 1922 [1]. Depuis, le domaine de l'acousto-optique a été largement étudié par de nombreux auteurs. Nous pouvons notamment citer les travaux de :

- Debye et Sears aux États-Unis [2] et ceux de Lucas et Biquard en France [3] en 1932
- Rytow en 1935 (observations expérimentales)
- Raman et Nath en 1937 [4] (modélisation du phénomène)
- Phariseau [5] en 1956 (diffraction d'un seul ordre)

Le laboratoire dans lequel j'ai effectué mes recherches en a également été un acteur majeur dès les années 70. Les travaux de Torguet [6], de Rouvaen [7] ainsi que de Gazalet [8] ont largement contribué à l'avancée scientifique dans ce domaine.

En premier lieu, cette technologie était uniquement utilisée dans la détermination des coefficients élastiques des cristaux [9]. Les premières applications industrielles apparaissent dans les années 60-70 avec le développement des sources laser et l'amélioration des techniques de fabrication des céramiques piézo-électriques. Les principales fonctions des composants acousto-optiques sont la modulation, la déviation, le filtrage et le décalage en fréquence de faisceaux optiques [10]. Ces différentes fonctions font appel à des matériaux et à des configurations d'interactions distinctes.

Ce chapitre présente dans un premier temps les différents régimes d'interactions possibles au sein d'un composant acousto-optique. Dans un second temps, les différentes fonctions sont décrites individuellement, en indiquant leurs paramètres clés. Les composants acousto-optiques sont généralement intégrés dans des systèmes mêlant différents domaines physiques. Aussi, un exemple d'application pour chacune des fonctions est présenté dans ce chapitre afin d'illustrer l'utilité d'une telle technologie dans l'industrie actuelle et également cerner différentes pistes de travail pour l'amélioration future des composants acousto-optiques. Dans les applications citées, nous retrouverons très régulièrement la Paratellurite, matériau en effet très largement utilisés dans la pratique, aussi bien pour la recherche scientifique que le milieu industriel. Dans ce chapitre, nous nous appuyons sur des composants conçus par la société AA Opto-electronic dont la gamme couvre les différentes applications présentées.

# 1 Généralités sur l'interaction acousto-optique

Le principe physique de l'acousto-optique repose sur l'interaction entre un faisceau lumineux (généralement une source laser) et une onde ultrasonore générée par un transducteur piézoélectrique. Ces interactions sont créées au sein d'un cristal présentant des propriétés photo-élastiques tel que le Quartz, la Silice ($SiO_2$), le Niobate de Lithium ($LiNbO_3$) ou la Paratellurite ($TeO_2$). La propagation d'ondes ultrasonores dans ce type de milieu modifie ses propriétés optiques : la propagation d'une onde ultrasonore sinusoïdale entraine une variation périodique de l'indice de réfringence optique du cristal, amenant à la création d'un « réseau de diffraction ».

Classiquement, un composant acousto-optique (Figure 1.1) est composé d'un cristal dont les faces optiques d'entrée et de sortie bénéficient d'un traitement antireflet pour réduire les pertes optiques aux interfaces. Sur la face acoustique se trouve le transducteur piézo-électrique et les électrodes permettant son excitation. Différentes couches d'adaptation mécanique sont interposées entre le transducteur et le cristal afin de faciliter le couplage des ondes ultrasonores dans le cristal d'interaction. Les électrodes du transducteur sont reliées à un circuit d'adaptation d'impédance (typiquement sous 50 Ω) lui-même connecté au générateur de fréquence RF. Au-delà de la zone d'interaction, les ondes acoustiques sont atténuées par un absorbeur acoustique. Le support sur lequel repose le cristal d'interaction permet d'évacuer les échauffements thermiques induits par les ondes acoustiques. Dans le cas de fortes puissances acoustiques, des mécanismes de refroidissement à eau ou air sont adjoints au système afin de réguler la température du cristal d'interaction.

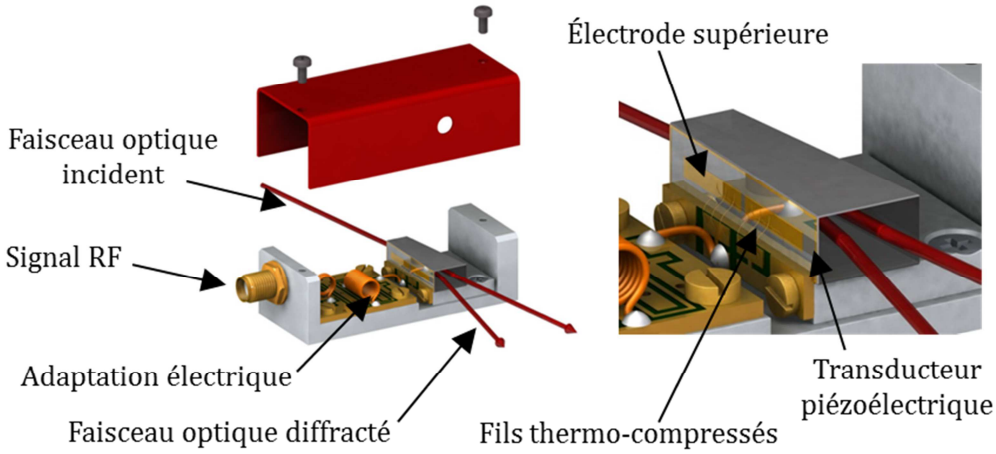



Figure 1.1 : Réalisation d'un composant acousto-optique

Lors de la conception d'un composant acousto-optique et suivant la fonction requise, différents paramètres sont à prendre en compte tels que : le matériau utilisé, l'orientation des faces optiques et acoustiques, le type d'ondes acoustiques générées, l'épaisseur, la longueur et la hauteur du transducteur, la polarisation des faisceaux optiques incident et diffracté, le régime d'interaction souhaité, etc…

## 1.1 Les différents régimes d'interactions

Dans la littérature, on distingue principalement deux régimes d'interactions: le régime de Raman-Nath et le régime de Bragg, le premier correspondant à la théorie des réseaux minces et le deuxième à la théorie des réseaux épais [11]. Le critère de Klein-Cook permet de séparer ces deux régimes. Le régime de Bragg est le plus utilisé dans la pratique car il donne lieu à un seul faisceau diffracté. On peut citer également le cas d'interactions en régime intermédiaire [12].

### 1.1.a Régime de Raman-Nath

La génération d'ondes ultrasonores par le transducteur piézo-électrique crée au sein du milieu d'interaction une colonne acoustique. La longueur $W$ de l'électrode supérieure détermine l'épaisseur de la colonne acoustique (suivant la direction de propagation du faisceau optique). Dans le cas d'une onde acoustique longitudinale, la propagation d'une onde ultrasonore déforme la maille cristalline du milieu, avec des zones de compressions et de décompressions. Ces déformations élastiques se traduisent alors par une modulation de l'indice optique du matériau créant un réseau de diffraction mobile.

Le régime de Raman-Nath s'établit lorsque l'épaisseur de la colonne acoustique est faible, comme explicité ci-après. Le faisceau optique incident est diffracté en une multitude d'ordres. Chaque ordre diffracté voit sa fréquence optique modifiée de ±F, ±2F, ±3F… comme présenté sur la Figure 1.2. Les différents faisceaux sont diffractés avec un écart angulaire constant et faible. L'intensité des ordres diffractés est reliée aux fonctions de Bessel : l'intensité est maximale dans l'ordre 0 puis décroit pour les ordres supérieurs [13].

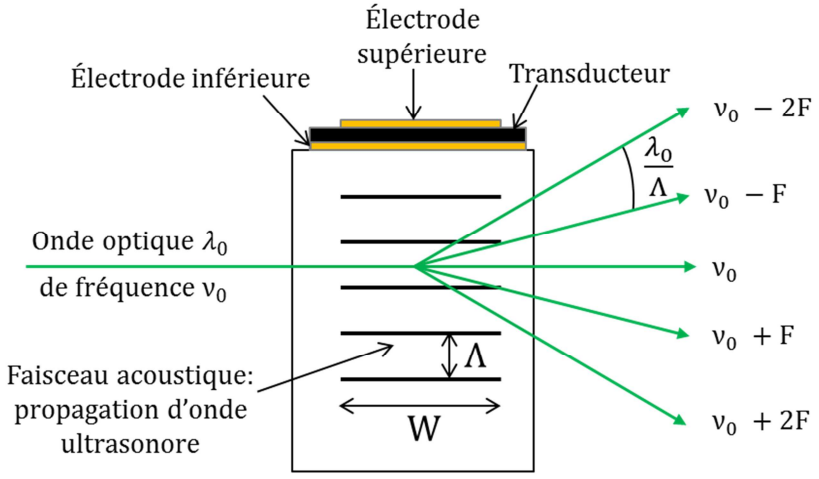



Figure 1.2 : Diffraction en régime de Raman-Nath

Afin de déterminer les conditions d'obtention des différents régimes d'interaction, Klein et Cook ont introduit un facteur de qualité $Q$, aussi appelé paramètre de Klein-Cook [14]:

$$Q = 2\pi \frac{\lambda_0 . W}{\Lambda^2 . n} = 2\pi \frac{\lambda_0 . W . F^2}{V^2 . n} \quad (1.1)$$

Où $\lambda_o$ est la longueur d'onde optique dans le vide, $W$ la longueur d'interaction, c'est-à-dire

l'épaisseur du réseau de diffraction, $F$ la fréquence acoustique, $V$ la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le milieu d'interaction et $n$ l'indice optique du milieu d'interaction. Le régime de Raman-Nath apparaît lors de faibles longueurs d'interactions $W$ et de grandes longueurs d'ondes acoustiques $\Lambda = V/F$ : $Q \leq 1$. En revanche, lorsque la colonne acoustique devient suffisamment épaisse ($Q$ > 10), le régime de Bragg s'établit [15].

### 1.1.b Régime de Bragg

Le régime de Bragg correspond à un réseau de diffraction de type épais avec un paramètre de Klein-Cook $Q$ > 10. En choisissant correctement l'angle d'incidence du faisceau optique incident, noté $\theta_b$, il est possible d'obtenir en sortie du composant un seul faisceau diffracté (Figure 1.3). Le régime de Bragg peut être vu comme un empilement de réseaux minces. L'empilement de ces différents réseaux conduit à des interférences destructives pour les ordres de diffraction supérieurs. En sortie du réseau, seul l'ordre 1 interfère de manière constructive. L'angle $\Delta\theta$ séparant le faisceau diffracté du faisceau transmis (à l'extérieur du cristal d'interaction) vaut alors $2\theta_b$ :

$$\Delta\theta = 2\theta_b = \frac{\lambda_0}{\Lambda} = \lambda_0 . \frac{F}{V} \qquad (1.2)$$

Ce régime de diffraction est analogue à celui de la diffraction par rayons X utilisé dans les appareils de type goniomètre [16], [17] (interactions entre les rayons X de longueur d'onde comprise entre 0.1 et 10 nm et la structure atomique du cristal).

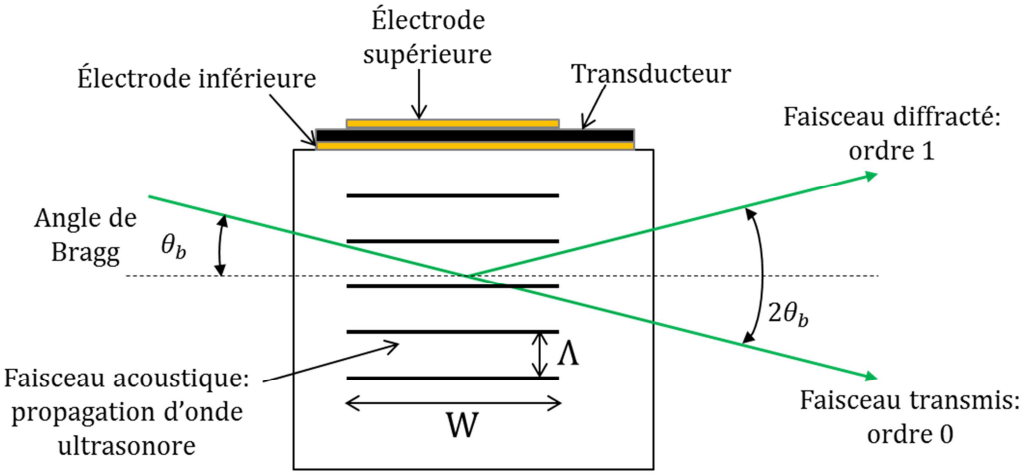



Figure 1.3 : Diffraction en régime de Bragg

Les ondes lumineuses sont généralement décrites comme des ondes électromagnétiques. La physique quantique propose également de définir la lumière comme un ensemble de corpuscules appelés photons, particules de masse nulle et d'énergie $E_{inc} = h.\nu$ où $h$ représente la constante de Planck (6,626 x $10^{-34}$ J.s) et $\nu$ la fréquence optique (en Hz). Le photon possède alors une quantité de mouvement $\boldsymbol{p_{inc}} = \frac{h}{2\pi}.\boldsymbol{k_i}$ où $k_i = \frac{2\pi}{\lambda}$ représente le vecteur d'onde de l'onde optique incidente.

De la même manière, le concept de la dualité onde-particule s'applique à la propagation d'une onde élastique qui peut être vue comme un déplacement de phonons

(particules élémentaires de vibration) au sein d'une structure cristalline. Chaque phonon présente une énergie $E_{ac} = h.F$ avec $F$ la fréquence de vibration acoustique et une quantité de mouvement $\boldsymbol{P}_{ac} = \frac{h}{2\pi}\boldsymbol{K}$ où $\boldsymbol{K} = \frac{\boldsymbol{2\pi}}{\boldsymbol{\Lambda}}$ représente le vecteur d'onde de l'onde acoustique. La loi de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement (relation vectorielle) nous donne alors [18] :

$$\begin{aligned} E_{inc} \pm E_{ac} &= E_{diff} \\ \boldsymbol{p}_{inc} \pm \boldsymbol{P}_{ac} &= \boldsymbol{p}_{diff} \end{aligned} \tag{1.3}$$

Soit :

$$\nu_{inc} \pm F = \nu_{diff} \tag{1.4}$$

$$\boldsymbol{k_i} \pm \boldsymbol{K} = \boldsymbol{k_{diff}} \tag{1.5}$$

Où l'indice $inc$ correspond au faisceau incident et l'indice $diff$ au faisceau diffracté. Les fréquences optiques des faisceaux incident et diffracté sont séparées de la fréquence acoustique $F$. Ce décalage de fréquence s'apparente à l'effet Doppler et est dû au fait que la propagation des ondes acoustiques génère un réseau mobile. Dans la suite de ce mémoire nous nous intéressons essentiellement aux interactions en régime de Bragg.

## 1.2 Polarisation des faisceaux optiques

La plupart des cristaux présentant des propriétés photo-élastiques remarquables ont la particularité d'être anisotrope optiquement et acoustiquement comme nous le verrons au chapitre 2. D'un point de vue optique, cela signifie que le cristal est biréfringent. Les cristaux employés ici sont majoritairement uniaxes, c'est-à-dire qu'ils possèdent deux indices de réfringence. Une onde optique de polarisation quelconque sera ainsi décomposée en deux modes propres de polarisations orthogonales. Dans ce type de cristaux d'interactions, la polarisation du faisceau optique incident joue un rôle essentiel puisqu'elle détermine l'indice optique à prendre en compte. On distingue deux types d'interactions en milieu anisotrope : l'interaction de type isotrope (sans changement de polarisation) et l'interaction anisotrope (avec changement de polarisation entre le faisceau optique transmis et le diffracté). Notons que l'interaction anisotrope offre des degrés de liberté supplémentaires permettant l'optimisation des paramètres de certaines fonctions.

### 1.2.a Interaction isotrope

L'interaction isotrope a lieu aussi bien dans un matériau isotrope qu'anisotrope. Considérons un faisceau optique incident polarisé linéairement et dont la direction de polarisation correspond à l'une des directions propres du milieu. L'intensité lumineuse est alors couplée en totalité sur un des modes optiques du cristal. Une manière simple de représenter le phénomène est d'étudier le diagramme des vecteurs d'ondes de l'interaction :

$$\boldsymbol{k_i} \pm \boldsymbol{K} = \boldsymbol{k_d} \tag{1.6}$$

Où $\boldsymbol{k_i}$ représente le vecteur d'onde optique correspondant au faisceau incident, $\boldsymbol{k_d}$ le vecteur

d'onde optique correspondant au faisceau diffracté et ***K*** le vecteur d'onde acoustique. Les faisceaux incident et diffracté sont tous deux couplés au même mode optique, il n'y a pas de changement de polarisation au cours de l'interaction. La Figure 1.4-a représente une interaction isotrope au synchronisme, ce qui signifie que les angles optiques et la fréquence acoustique sont parfaitement définis.

### 1.2.b Interaction anisotrope

L'interaction acousto-optique anisotrope prend nécessairement place dans des matériaux biréfringents. Lors de cette interaction, la polarisation du faisceau diffracté est modifiée et se retrouve à la perpendiculaire de celle du faisceau incident (Figure 1.4-b). La polarisation du faisceau optique incident nécessite le plus souvent d'être couplée à un des modes propres du cristal (polarisation linéaire dans la majorité des cas pratiques).

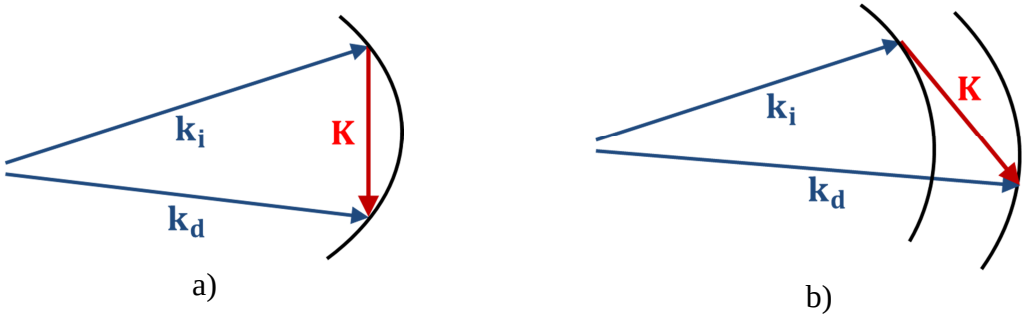



Figure 1.4 : Interaction isotrope a) et anisotrope b)

Cette configuration offre de nombreuses possibilités en termes de performances. Suivant les angles optiques et acoustique choisis, on pourra privilégier une grande bande passante fréquentielle pour des applications de déflexion ou au contraire une bande passante fréquentielle étroite pour les applications de type filtrage.

Notons que certaines applications requièrent l'utilisation de faisceaux optiques de polarisation quelconque. Cette contrainte a été prise en compte lors de ces travaux et sera étudiée au chapitre 4.

# 2 Décaleur de fréquence optique : AOFS

Les décaleurs de fréquence AOFS (Acousto-Optical Frequency Shifter) trouvent leur principales applications dans les systèmes d'interférométrie et d'hétérodynage telles que la vibrométrie et la vélocimétrie Doppler [19], [20], [21], la tomographie optique (OCT : optical coherence tomography [22], [23], [24], [25], [26]), l'holographie [27], [28], la spectroscopie [29], [30], les communications optiques [31], le refroidissement d'atomes, les horloges atomiques [32].

## 2.1 Paramètres caractéristiques

La fonction "décalage de fréquence" est due au principe physique de la diffraction et à l'équation de conservation de l'énergie [33]. Cette fonction est donc présente dans tout type d'interaction, aussi bien isotrope qu'anisotrope.

Suivant la direction de propagation de l'onde ultrasonore, le décalage de fréquence du faisceau optique diffracté correspondra à + F (configuration up-shift) ou à -F (configuration down-shift), F étant la fréquence RF appliquée dans le transducteur piézo-électrique. Selon le type de configuration (matériau utilisé, longueur d'onde optique), la gamme de fréquences acoustiques usuelles varie entre 20 et 250 MHz. Des dispositifs en cascade sont disponibles pour les applications nécessitant un décalage en fréquence inférieur ou supérieur à cette plage usuelle (voir paragraphe 2.2).

La puissance acoustique $P_0$ représente la puissance acoustique théorique nécessaire pour diffracter 100% du faisceau incident dans l'ordre 1. Cette puissance doit être modifiée selon la longueur d'onde optique incidente $\lambda_0$.

$$P_0 = \frac{H}{W} . \frac{\lambda_0^2}{2. M_2} \tag{1.7}$$

Où $W$ représente la longueur d'interaction (≈ longueur de l'électrode supérieure), $H$ la largeur de l'électrode supérieure et $M_2$ le facteur de mérite du cristal d'interaction. Le facteur de mérite $M_2$ est un paramètre propre à chaque matériau. Il quantifie l'aptitude d'un matériau à produire une interaction acousto-optique. Ce facteur dépend des propriétés intrinsèques du cristal d'interaction (masse volumique) mais également de la direction de propagation des faisceaux optiques et acoustiques dans le cristal. Il s'exprime par :

$$M_2 = \frac{n^6 p_{eff}^2}{\rho. V^3} \tag{1.8}$$

Où $n$ représente l'indice optique du milieu d'interaction, $\rho$ sa masse volumique, $V$ la vitesse de propagation des ondes acoustiques et $p_{eff}$ le coefficient photo-élastique effectif. Le facteur de mérite $M_2$ n'est donc pas constant et varie sensiblement en fonction des plans d'interactions. Le but est alors de trouver les meilleures conditions d'interaction afin d'augmenter le facteur de mérite $M_2$ et ainsi diminuer la puissance acoustique requise.

La réponse d'un composant acousto-optique n'est pas linéaire. Le rendement d'interaction $\eta$ est lié à la puissance acoustique injectée $P$ par la relation suivante :

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{P}{P_0}}\right) \tag{1.9}$$

Selon le matériau et le plan optique choisis, la puissance optique nécessaire pour diffracter la totalité du faisceau incident dans l'ordre 1 varie de quelques milliwatts pour la Paratellurite en interaction anisotrope à quelques Watts pour le Quartz en interaction isotrope.

Dans le cas d'une puissance injectée supérieure à $P_0$, le rendement de diffraction chute jusqu'à redevenir nul (Figure 1.5). Il est donc primordial de déterminer $P_0$ afin de se situer toujours au plus à ce niveau de puissance. Toutefois, en pratique, la puissance mesurée correspond à la puissance électrique injectée et est toujours supérieure à $P_0$, du fait des différentes pertes lors de la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique puis acoustique.

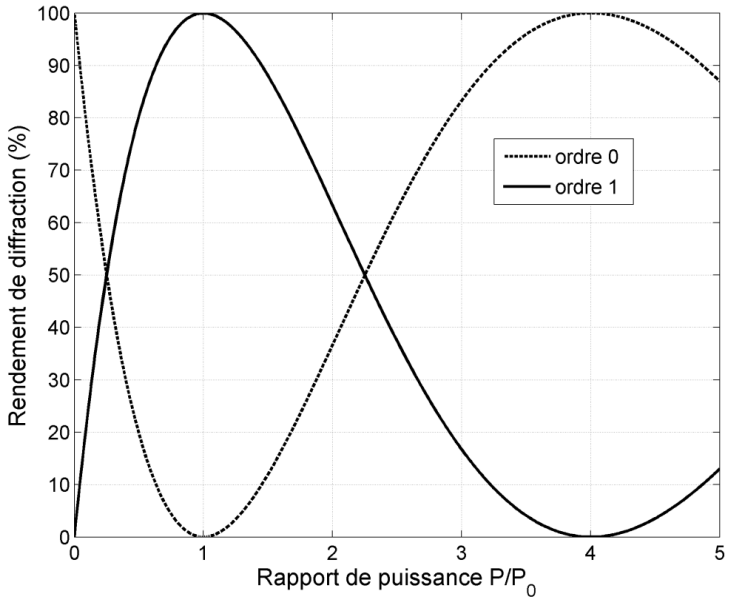



Figure 1.5 : Intensité diffractée et transmise en fonction de la puissance acoustique injectée

Le tableau suivant présente les caractéristiques classiques d'un AOFS dans l'Infra-Rouge:

| Modèle | Matériau | Gamme optique (nm) | Ouverture (mm x mm) | Décalage de fréquence (MHz) | Temps de montée (ns) | Bande passante de modulation (MHz) | Efficacité |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| MQ40-A3-1064 | Silice Interaction isotrope | 1030 - 1080 | 3 x 3 | 40 | 50 | 10 | 80% |

## 2.2 Dispositif originaux de décalage en fréquence

### 2.2.a Faible décalage de fréquence : dispositif en cascade

Pour les applications exigeant des décalages de fréquence optique de l'ordre du MHz, du kHz ou voire moins, il est possible de cascader 2 AOFS [34], [35], l'un en configuration up-shit (décalage positif) et l'autre en configuration down-shift (décalage négatif) comme illustré Figure 1.6. Le passage dans le premier composant donnera un faisceau diffracté de fréquence $\nu_1 = \nu_0 + F_1$. En réinjectant ce faisceau dans le deuxième composant, la fréquence optique du faisceau diffracté en sortie du système sera alors $\nu_2 = \nu_1 - F_2 = \nu_0 + F_1 - F_2$.

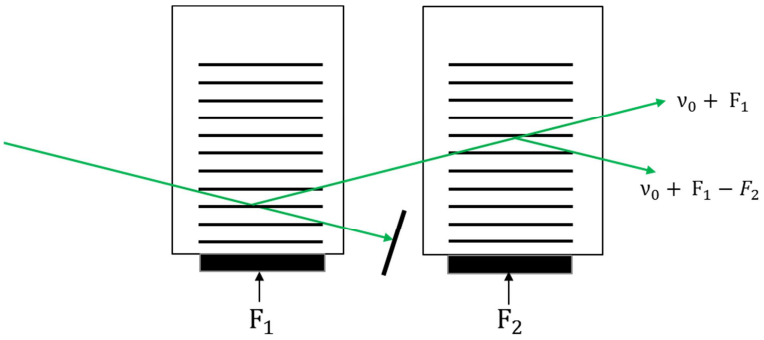



Figure 1.6 : Mise en cascade de 2 AOFS

Notons que de tels dispositifs permettent également une augmentation du shift en fréquence lorsque les 2 AOFS sont dans la même configuration (up-shift ou down-shift pour les deux).

### 2.2.b Décaleur de fréquence à multi-passages

D'autres systèmes permettent également d'augmenter le décalage en fréquence en utilisant un seul composant [36]. Le faisceau optique incident, sous incidence de Bragg, est diffracté une première fois (configuration up-shift). Sa fréquence est décalée de +F. Il est renvoyé dans le cristal à l'aide d'un prisme. Le faisceau est diffracté une seconde fois et est de nouveau décalé en fréquence de +F. La Figure 1.7 présente le cas de 2 passages.

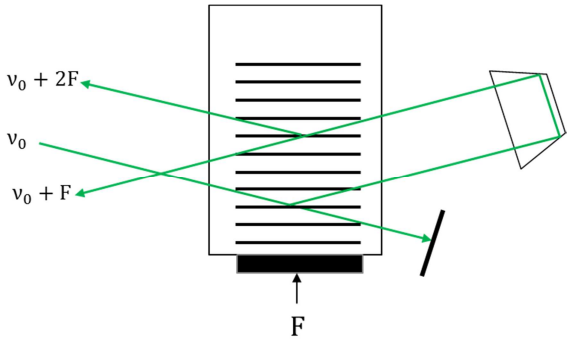



Figure 1.7 : Décaleur de fréquence à multi-passages

La diffraction par une onde acoustique implique toujours un décalage en fréquence entre le faisceau diffracté et transmis. Dans le cas d'applications nécessitant une fréquence

optique identique dans les deux faisceaux, un système semblable à celui présenté ci-dessus propose un décalage nul [37].

## 2.3 Exemple d'application : la vibrométrie laser

La vibrométrie laser est une technique non-invasive développée depuis les années 60 avec l'avènement du laser qui permet de réaliser des mesures de vitesses et de déplacements sans contact [38]. Il existe différents types de vibromètres Laser permettant d'adresser la cible à tester en deux, voire trois dimensions. Ces systèmes utilisent l'effet Doppler (glissement de fréquence) : lorsqu'une onde lumineuse monochromatique de fréquence $\nu_0$ rencontre une surface mobile, la fréquence instantanée de l'onde réfléchie (rétro-diffusée) est décalée de $\delta f$. Nous nous intéressons ici au cas simple d'un vibromètre mono-point permettant la détection de vitesse et de déplacement orthogonale au plan d'une surface mobile (vitesse 'hors plan').

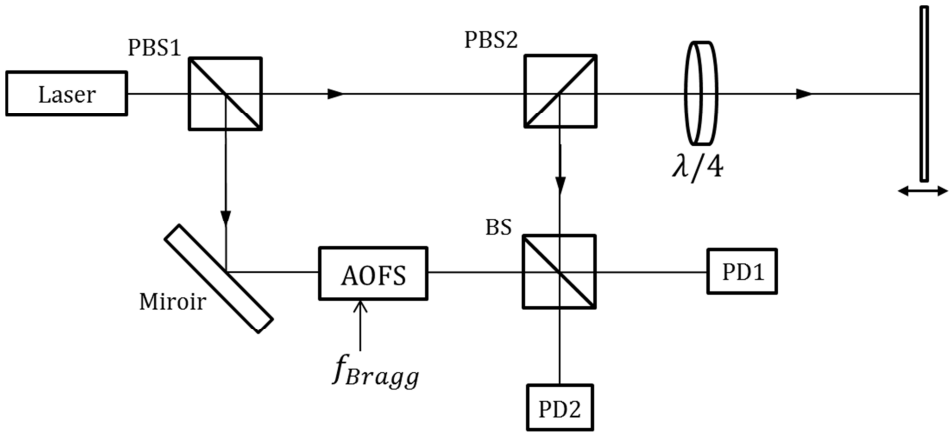



Figure 1.8 : Schéma d'un vibromètre hétérodyne

Les systèmes actuels utilisent la technologie de l'interférométrie hétérodyne (Figure 1.8). Le principal avantage des systèmes hétérodynes par rapport aux systèmes homodynes est qu'ils permettent de déterminer le sens de déplacement de l'objet mobile. Le faisceau optique incident, polarisé rectilignement à 45°, est séparé en deux faisceaux de même intensité et de polarisations perpendiculaires par le séparateur de polarisation PBS1. L'un est envoyé dans le bras de référence où sa fréquence est décalée de $f_{Bragg}$ après passage dans un composant acousto-optique de type AOFS. L'autre est envoyé dans le bras de mesure vers la surface mobile à étudier. Une lame quart-d'onde transforme la polarisation rectiligne en polarisation circulaire. Après réflexion sur la cible mobile, l'onde réfléchie est polarisée circulairement dans le sens opposé. Le passage dans la lame quart-d'onde donne alors une polarisation rectiligne perpendiculaire à la polarisation incidente. Le passage dans le séparateur de polarisation PBS2 renvoie le faisceau réfléchi vers le séparateur de faisceau (BS) où il interfère avec le faisceau du bras de référence. À ce niveau, la polarisation des deux faisceaux optiques interférant est identique : les photodiodes PD1 et PD2 reçoivent respectivement les intensités modulées :

$$\begin{aligned} I_{PD1}(t) &= I_0\,(1 + m\cos\Phi) \\ I_{PD2}(t) &= I_0\,(1 - m\cos\Phi) \end{aligned} \qquad (1.10)$$

Avec $I_0 = I_1 + I_2$ et $m = 2\sqrt{(I1.I2)/(I1+I2)}$, le contraste d'interférence où $I1$ et $I2$ représentent l'intensité des faisceaux du bras de référence et du bras de mesure. $m$ s'exprime également en fonction de $I_{Max}$ et $I_{Min}$, l'intensité des franges claires et sombres respectivement : $m = \frac{I_{Max}-I_{Min}}{(I_{Max}+I_{Min})}$.

La différence des signaux reçus par PD1 et PD2 permet de supprimer la composante continue. La phase Φ contient un terme de phase temporelle dû au décalage de fréquence $f_{Bragg}$ et un terme de phase spatiale dû à la différence de chemin optique. Le signal d'interférence est un signal modulé en fréquence par le décalage doppler instantané et est directement relié à la vitesse : $f(t) = f_{Bragg} + \delta f(t)$ avec :

$$\delta f(t) = \frac{\boldsymbol{V}(t).(\boldsymbol{e_r} - \boldsymbol{e_i})}{\lambda_0} \tag{1.11}$$

où $\boldsymbol{V}(t)$ correspond au vecteur vitesse de la surface en mouvement, $\boldsymbol{e_i}$ correspond au vecteur unitaire colinéaire au vecteur d'onde incident $\boldsymbol{k_i}$ et $\boldsymbol{e_r}$ au vecteur unitaire colinéaire au vecteur d'onde réfléchie $\boldsymbol{k_r}$. Dans ce dispositif, le faisceau sonde est sous incidence normale (Figure 1.9), $\boldsymbol{e_i}$ et $\boldsymbol{e_r}$ sont colinéaires et de direction opposés, la mesure détecte les déplacements et les vitesses hors-plan (perpendiculaires à la surface mobile). En considérant une surface mobile vibrant sinusoïdalement à $f_{vib}$ avec une amplitude de déplacement $x_0$ , l'intensité du signal détecté prend la forme :

$$i_{hét} = k\cos\left(2\pi f_{Bragg}.t + \frac{4\pi}{\lambda_0}\, x_0.\sin(2\pi.f_{vib}.t) + \Phi_0\right) \tag{1.12}$$

Différentes solutions électroniques sont adjointes en sortie de la chaine optique afin de déterminer soit la vitesse instantanée (par démodulation de fréquence) soit le déplacement instantané (par démodulation de phase). Il est possible de déterminer les deux simultanément, cela nécessite toutefois deux décodeurs distincts (Figure 1.9). Les vibromètres actuels proposent de nombreux décodeurs, chacun adapté à différentes gammes de fréquence de vibration, de vitesse et de déplacement. Plusieurs technologies sont ainsi employées, digitale ou analogique, telles que des compteurs de franges ou des processeurs digitaux spécifiques type DSP (Digital Signal Processing). Le décalage Doppler maximum $\delta f_D$, encore appelé excursion de fréquence en modulation de fréquence est de la forme:

$$\delta f_D = \frac{2\mathrm{V}_0}{\lambda_0} \tag{1.13}$$

où $V_0$ correspond à la vitesse maximale de vibration de la surface mobile et $\lambda_0$ la longueur d'onde optique utilisée (généralement 633 nm). La vitesse maximale de vibration $V_0$ est liée à la fréquence de vibration $f_{vib}$ et au déplacement maximal $x_0$ de la surface mobile par :

$$V_0 = 2\pi.f_{vib}.x_0 \tag{1.14}$$

La règle de Carlson [39] permet de déterminer la bande passante du système de détection (dans le cas d'une modulation de fréquence large bande) :

$$BP_{hét} = 2(\delta f_D + f_{vib}) = 2\left(\frac{2V_0}{\lambda_0} + f_{vib}\right) \tag{1.15}$$

Afin d'éviter le repliement de spectre, cette bande passante doit impérativement être inférieure au double de la fréquence de Bragg : $BP_{hét} < 2\, f_{Bragg}$. La bande passante du signal modulé en fréquence dépend donc de la vitesse de vibration de la surface mobile mais également de sa fréquence de vibration. Pour une même amplitude de déplacement, la bande passante du signal d'interférence et donc du système de détection double lorsque la fréquence de vibration double. Afin de mesurer des déplacements (ou des vitesses) et des fréquences de vibrations élevées, la fréquence de Bragg appliquée dans le composant acousto-optique doit être suffisamment grande, typiquement, de l'ordre de 40 MHz à 70 MHz [40]. À titre d'exemple, une cellule de Bragg travaillant à 40 MHz permet de mesurer des vitesses jusqu'à 10 m/s avec une fréquence de vibration maximale de 1.5 MHz. Dans ces conditions, le déplacement maximum est de 1 µm. Pour des vitesses de vibrations plus faibles, de l'ordre de 0.5m/s, la fréquence de vibration maximum peut atteindre 30 MHz pour un déplacement maximal inférieur à la dizaine de nanomètres (3 nm).

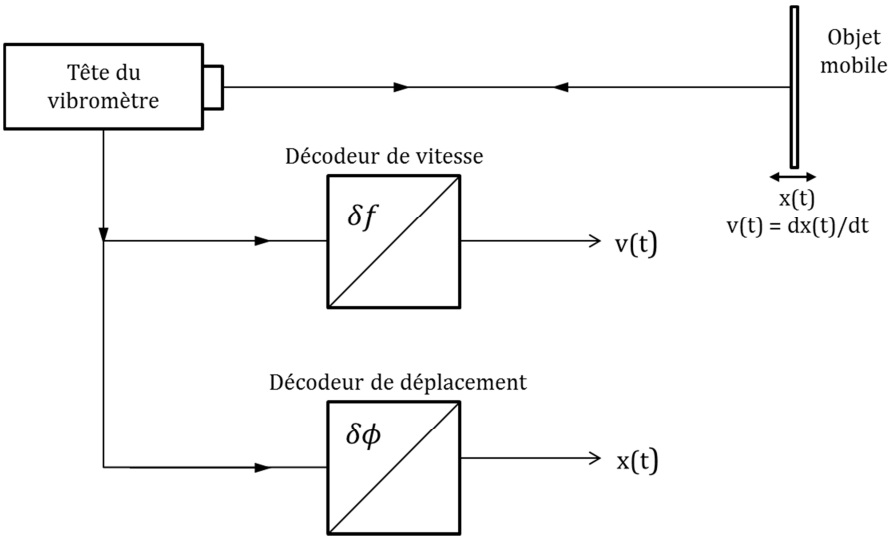



Figure 1.9 : Signaux détectés par le vibromètre

# 3 Modulateur acousto-optique : AOM

La fonction modulation est prépondérante sur le marché des composants acousto-optiques. Les modulateurs acousto-optiques AOM (Acousto-Optic Modulator) sont utilisés pour le contrôle de l'intensité lumineuse dans le domaine médical, notamment en chirurgie oculaire dans les lasers UV de type excimer ou encore en dermatologie lors de la suppression de tatouage. Dans l'industrie métallurgique, ils sont intégrés au Laser de haute puissance (composant intra cavité de type Q-Switch) pour le marquage, le gravage, le découpage, le perçage ou le soudage de métaux. La génération d'impulsions de courte durée (Pulse Picker) et la mise en forme d'impulsions [41] sont également des domaines en plein essor. Les AOMs sont également utilisés pour les applications de réflectométrie OTDR (OTDR: Optical Time Domain Reflectometer) afin de caractériser les défauts au sein d'une fibre optique [42].

## 3.1 Paramètres caractéristiques

### 3.1.a Temps de montée

La caractéristique première d'un modulateur est sa rapidité. Pour cela, on définit le temps de montée $\tau_R$ comme le temps nécessaire pour passer d'un rendement de diffraction de 10% à 90%. Dans le cas d'un faisceau optique incident de type Gaussien ($TEM_{00}$), caractéristique des faisceaux laser, le temps de montée vaut :

$$\tau_R = 0.66\frac{D}{V} \tag{1.16}$$

où D correspond au diamètre du faisceau optique dans la colonne acoustique.

Les modulateurs utilisent les ondes acoustiques longitudinales, plus rapides que les ondes transversales, afin de réduire le temps de montée. Cela implique une diminution du facteur de mérite $M_2$ et donc des puissances acoustiques plus élevées. Afin d'accroitre encore la rapidité du système, le faisceau optique incident est bien souvent focalisé à l'aide d'une lentille convergente placée en amont de l'AOM (Figure 1.10).

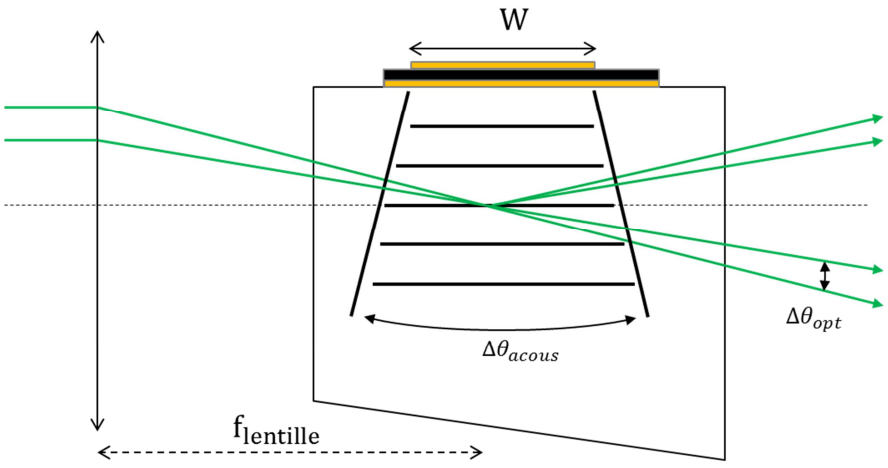



Figure 1.10 : Focalisation du faisceau optique incident

### 3.1.b Faisceau optique focalisé

La focalisation du faisceau optique implique une augmentation de sa divergence. La divergence s'exprime en fonction de la focale de la lentille convergente et vaut (moyennant une constante multiplicatrice dépendant de la forme du faisceau) [43]:

$$\Delta\theta_{opt} = \frac{Ø}{f_{lentille}} \tag{1.17}$$

Où Ø correspond au diamètre du faisceau en sortie du laser.

Un faisceau optique incident trop divergent implique une perte de la condition de synchronisme du régime de Bragg ce qui induit alors une diminution du rendement de diffraction. Cette perte de synchronisme est compensée par la forme du champ acoustique. Le transducteur étant de dimension finie, le faisceau acoustique présente également une certaine divergence $\Delta\theta_{acoust}$. Dans un matériau isotrope, la divergence acoustique dépend directement de la longueur d'interaction et vaut :

$$\Delta\theta_{acoust} = \frac{\Lambda}{W} = \frac{V}{F.W} \tag{1.18}$$

Dans les matériaux acoustiquement anisotropes, la divergence des faisceaux dépend de l'allure des surfaces des lenteurs [44]. On parle ici de divergence isotrope puisque les modulateurs utilisent principalement les ondes acoustiques longitudinales dont les surfaces des lenteurs sont assez proches du cas isotrope.

Dans le cas d'une divergence optique très supérieure à la divergence du faisceau acoustique, la condition de synchronisme est respectée uniquement pour les vecteurs d'onde optique centraux (proches de la condition de Bragg). Ceci implique une diminution du rendement de diffraction, quelle que soit la puissance acoustique injectée. A l'inverse, dans le cas d'une divergence acoustique plus élevée que la divergence optique, la totalité des vecteurs d'ondes optiques incidents respecte la condition de Bragg. Cependant, la bande passante fréquentielle du modulateur sera réduite. En pratique, le couple (longueur d'interaction $W$, fréquence acoustique $F$) doit être déterminé de telle manière que la divergence optique et la divergence acoustique soient du même ordre de grandeur (Figure 1.11).

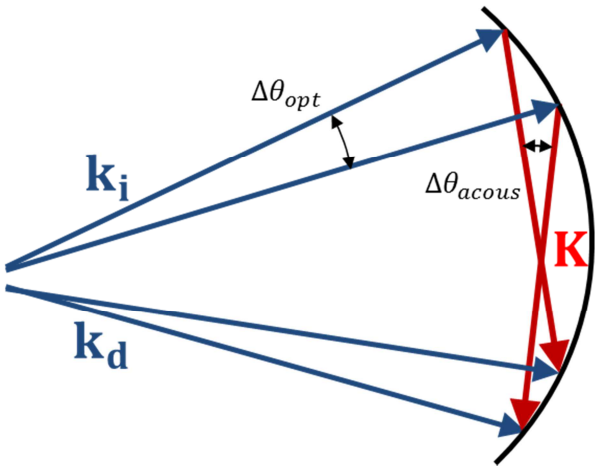



Figure 1.11 : Diagramme des vecteurs d'ondes prenant en compte la divergence optique et acoustique

### 3.1.c Taux d'extinction

Le taux d'extinction statique est lié au composant acoustique en lui-même (imperfection du cristal, angle de séparation entre le faisceau incident et diffracté) et à l'électronique de commande (fuite de puissance RF). Expérimentalement, le taux d'extinction (statique) se définit comme le rapport de l'intensité maximale du faisceau diffracté à son intensité minimale :

$$C = \frac{I_{diff_{max}}}{I_{diff_{min}}} \tag{1.19}$$

$I_{diff_{max}}$ correspond à l'intensité diffractée maximale qui est maximisée en optimisant les conditions de synchronisme et en se plaçant à la puissance acoustique optimale. $I_{diff_{min}}$ correspond à l'intensité perçue dans la direction du faisceau diffracté lorsque la puissance acoustique est nulle (position OFF). Cette intensité peut être non négligeable lorsque les faisceaux optiques présentent une forte divergence (forte focalisation). Par exemple, le graphe présenté Figure 1.12 nous donne le taux de contraste statique typique d'un modulateur utilisant les ondes acoustiques longitudinales dans la Paratellurite (V = 4200 m/s) pour deux fréquences distinctes (100 et 200 MHz).

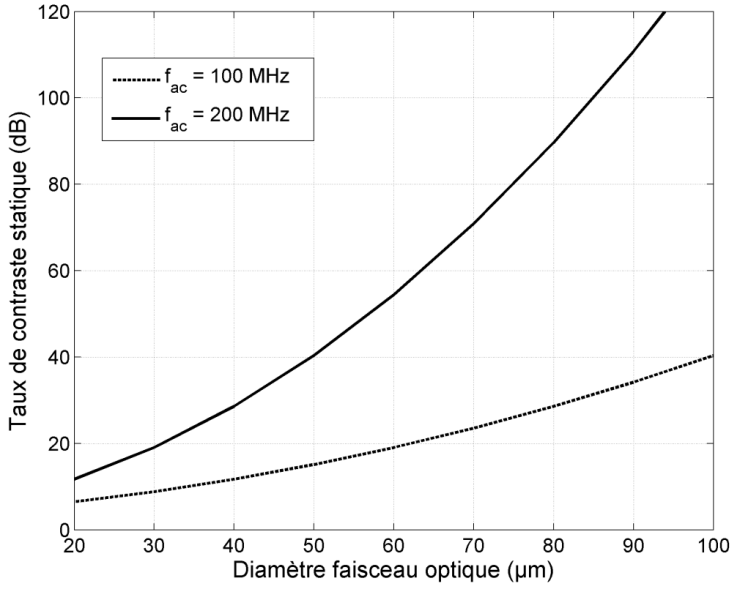



Figure 1.12 : Taux de contraste statique suivant le diamètre du faisceau optique pour deux fréquences acoustiques

Le taux de contraste statique est amélioré lorsque les fréquences acoustiques injectées sont élevées. Un taux de contraste statique est considéré comme satisfaisant lorsqu'il est supérieur à 1000 :1 (30 dB).

### 3.1.d Fréquence de modulation

La détermination de la fréquence de modulation maximale dépend du type d'utilisation et de la qualité de restitution de la forme d'impulsion. La fréquence de modulation $f_m$ maximale d'un AOM est directement liée à son temps de montée $\tau_r$.

Lors de la modulation par un signal de type « tout ou rien », le produit fréquence de modulation-temps de montée $f_m.\tau_r$ est lié au taux de contraste dynamique, c'est-à-dire à la qualité de la modulation. En modulation numérique, l'essentiel est de pouvoir distinguer un niveau haut d'un niveau bas (codage binaire). Une restitution de bonne qualité requiert généralement un taux de contraste dynamique supérieur à 30 :1 qui correspond à un produit $f_m.\tau_r$ inférieur à 0.3 [45].

Dans le cas d'une modulation analogique, le critère de fidélité requis est généralement bien plus strict que dans le cas d'une modulation numérique. Prenons le cas d'un signal acoustique de fréquence F et modulé par un signal de type sinusoïdal de pulsation $\Omega_{mod} = 2\pi.f_{mod}$. La transformée de Fourier nous donne alors un spectre centré sur F ainsi que 2 composantes de part et d'autre à $F - f_{mod}$ et $F + f_{mod}$. Ces 3 composantes du signal électrique alimentent le transducteur piézoélectrique et doivent nécessairement être comprises dans la bande passante fréquentielle du modulateur afin de restituer fidèlement le signal. De plus, afin d'éviter le recouvrement de spectre, la bande passante fréquentielle d'un composant acousto-optique est généralement limitée à une octave.

Pour obtenir des fréquences de modulation élevées, il est préférable de concevoir les modulateurs avec des fréquences de travail élevées tout en prenant garde à l'atténuation acoustique qui diminue le rendement d'interaction pour des fréquences acoustiques supérieures à 250 MHz dans la Paratellurite. Néanmoins, ceci implique également des technologies de fabrication plus pointues et donc un coût plus important.

## 3.2 Modulateur intra cavité : le Q-switch

Les modulateurs de type Q-switch sont des composants directement intégrés à l'intérieur de la cavité d'un Laser où ils sont utilisés comme obturateur optique rapide. Le principe de fonctionnement est le suivant : lorsque le modulateur est en position OFF (pas de puissance acoustique), le faisceau incident n'est pas dévié et le pompage s'opère entre les deux miroirs de la cavité Laser. A l'inverse, lorsque le modulateur est en position ON, le faisceau incident est dévié ce qui annule l'effet d'émission stimulée dans la cavité.

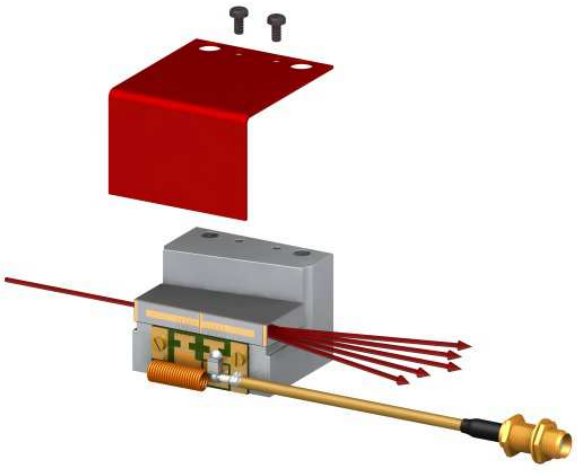


Figure 1.13 : Vue 3D d'un Q-switch (AA Opto-electronic)

La qualité du cristal d'interaction est donc primordiale, tout comme celle des faces optiques d'entrée et de sortie dont le traitement antireflet atteint généralement un niveau de transmission supérieur à 99.9%.

Les Q-switch sont les rares composants acousto-optiques travaillant en régime de Raman-Nath. Cela leur permet de fonctionner à des fréquences acoustiques plus basses (le paramètre de Klein-Cook étant proportionnel au carré de la fréquence acoustique) permettant une fabrication plus aisée. La majorité des Q-Switch sont conçus pour fonctionner dans la bande optique 1030-1080 nm.

## 3.3 Exemple d'application : le pulse picker

Les lasers pulsés génèrent des trains d'ondes de courte durée allant de la nanoseconde jusqu'à la femtoseconde. Le taux de répétition des trains est généralement de l'ordre de 10 à 100 MHz. En comparaison avec les lasers continus, à puissance moyenne égale, les lasers pulsés offrent l'avantage d'éviter les effets photo-thermiques dommageable, en particulier dans le cas d'applications biomédicales. Le pulse picking (sélectionneur de pic) est une technique permettant de sélectionner une impulsion parmi un train de N impulsions. Ces composants sont généralement insérés en amont de l'étage d'amplification, juste à la sortie du laser pulsé. Ceci permet d'amplifier uniquement l'impulsion souhaitée, diminuant ainsi la puissance optique moyenne en sortie du système.

Différentes technologies permettent de faire de la sélection d'impulsion. Les modulateurs électro-optiques (EOM) sont des candidats intéressants de par leur rapidité. Ils proposent en effet des temps de montée nettement plus rapides par rapport aux modulateurs acousto-optiques. Cependant, ils nécessitent de fortes tensions électriques diminuant considérablement leur taux de répétition. La technologie acousto-optique, bien qu'elle dispose de temps de montée plus long, permet des taux de répétition supérieurs au MHz (jusqu'à 80 MHz).

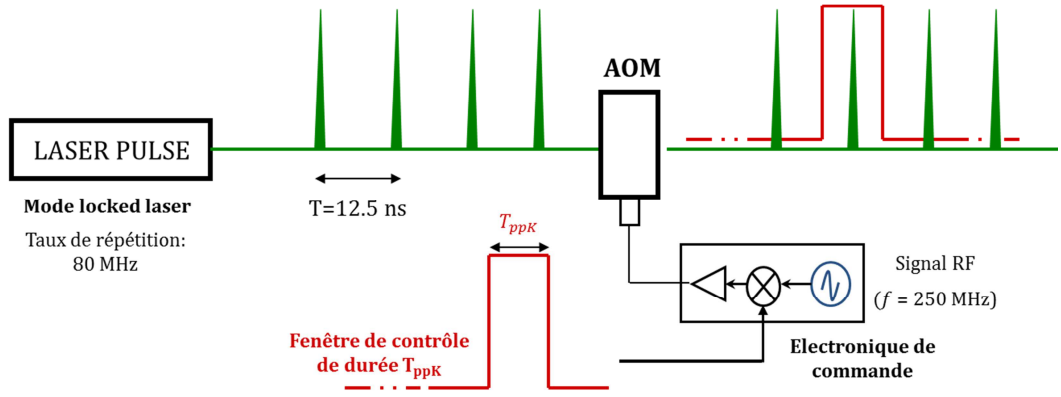



Figure 1.14 : Schéma de principe d'un pulse picker

Le pulse picker est une gâchette optique contrôlée électriquement. En l'occurrence, dans le cas d'un composant acousto-optique, elle est contrôlée par le signal RF envoyé au transducteur piézoélectrique. Le temps de montée est déterminant dans cette application, aussi, les matériaux utilisés sont soit la Paratellurite (en interaction isotrope), soit le Quartz. L'avantage du premier est de travailler avec des puissances de commande faible alors que le deuxième dispose d'un seuil de dommage optique élevé. La densité de puissance maximale

est typiquement de l'ordre de 50 à 100 MW/cm$^2$ dans la Paratellurite et de l'ordre de 1 GW/cm$^2$ dans le Quartz. Le temps de montée est minimisé en focalisant le faisceau optique incident. La limite inférieure de diamètre de faisceau est déterminée par le seuil de densité de puissance optique et par les pertes d'ellipticité. Les pertes d'ellipticité correspondent à la déformation du spot du faisceau optique incident lorsque la divergence optique est supérieure à la divergence acoustique (Figure 1.11). À titre d'exemple, selon la configuration, la taille minimum du faisceau est de l'ordre de quelques dizaines de µm.

La Figure 1.14 décrit le principe de fonctionnement d'un pulse picker. L'AOM est contrôlé électroniquement par modulation d'amplitude à sa fréquence de synchronisme (f = 250 MHz dans cet exemple). La fenêtre de contrôle de durée $T_{ppK}$ détermine le nombre d'impulsions sélectionnées. Les systèmes actuels permettent d'obtenir une impulsion parmi N ou *m* impulsions parmi N.

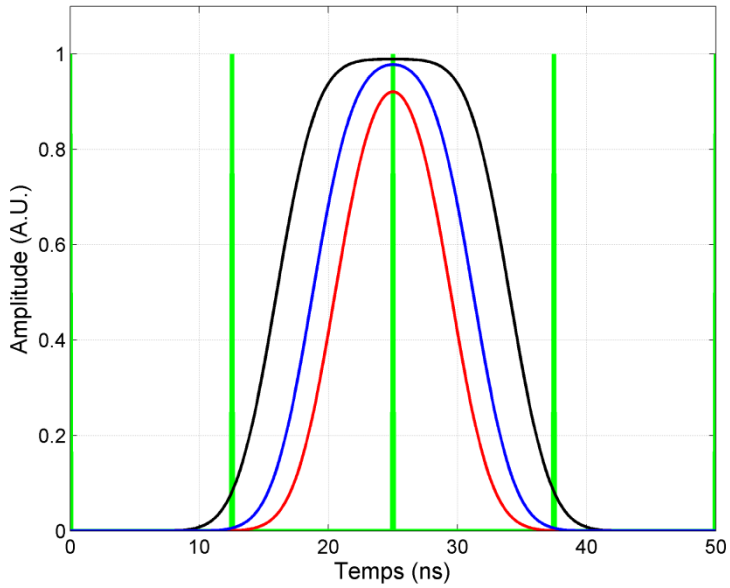



Figure 1.15 : Variation de la fenêtre de contrôle de durée $T_{ppK}$ lors de la sélection d'une impulsion

Plus précisément, dans le cas de la sélection d'une impulsion, deux paramètres déterminent les caractéristiques d'un pulse picker : l'efficacité d'extraction et le CPER (Consecutive Pulse Extension Ratio), le taux d'extinction des pulses consécutifs. L'efficacité d'extraction d'une impulsion est reliée au rendement maximal de diffraction acousto-optique et au temps de réponse $\tau_R$ de l'AOM. Le CPER caractérise le degré de suppression des impulsions non voulues et est directement relié à $\tau_R$, à $T_{ppK}$ et à $T$, la durée entre deux impulsions laser [46]. Afin d'obtenir un bon rendement de diffraction et un taux d'extinction des pulses consécutifs constants, il faut choisir un composant dont le temps de réponse est inférieur au temps $T$. Typiquement, un rapport $\tau_R / T < 0.3$ permet de s'affranchir des problèmes dynamiques en obtenant un CPER du même ordre de grandeur que le contraste statique. Dans le cas d'un laser pulsé avec un taux de répétition de 80 MHz, la durée entre deux impulsions est $T$ = 12.5 ns. Les modulateurs acousto-optiques les plus rapides ont un temps de réponse d'environ 6 ns. Dans le cas critique d'un modulateur présentant un temps de réponse $\tau_R$ = T/2, la durée $T_{ppK}$ de la fenêtre de contrôle modifie les caractéristiques de

l'impulsion sélectionnée (Figure 1.15). Si la durée $T_{ppK}$ est inférieure à $\tau_R$, le modulateur n'atteint pas son rendement maximal (courbe rouge). L'amplitude du pulse extrait est alors réduite. Ceci présente l'avantage de minimiser la proportion d'impulsion non désirée (augmentation du CPER). Si la durée $T_{ppK}$ est supérieure à $\tau_R$, le modulateur atteint son rendement maximal. L'amplitude de l'impulsion extraite est maximale mais une partie des impulsions adjacentes est également sélectionnée, diminuant le CPER (courbe noire). Un bon compromis est de prendre la durée $T_{ppK}$ de la fenêtre de contrôle environ égale à $\tau_R$: le modulateur atteint plus de 95% de son efficacité maximale et le le taux d'extinction des pulses consécutifs est supérieur à 20 dB.

Les applications de type pulse picker nécessitent de prendre en compte les performances du composant acousto-optique mais également de l'électronique de commande qui présente dans certains cas un temps de montée égal voire supérieur au premier.

$$\tau_{\mathrm{tot}} = \sqrt{\tau_{\mathrm{R}}^2 + \tau_{\mathrm{RF}}^2} \tag{1.20}$$

Ceci est notamment vrai dans le cas de composants acousto-optiques en Quartz : les puissances acoustiques nécessaires impliquent l'utilisation d'amplificateur haute puissance plus lent. Le temps de réponse de l'électronique de commande est alors du même ordre de grandeur que celui du modulateur. Pour un composant en Paratellurite avec une vitesse acoustique V = 4200 m/s et un diamètre de faisceau optique D = 37.5 µm. Le temps de réponse $\tau_R$ vaut 6 ns (Eq. (1.16)). L'interaction dans la Paratellurite nécessitant de faibles puissances acoustiques, le temps de montée de l'électronique de commande est relativement rapide, de l'ordre de 3 ns ce qui permet de négliger ce dernier par la suite ($\tau_{\mathrm{tot}}$= 6.7 ns ≈ $\tau_R$).

Les caractéristiques d'un modulateur utilisé pour des applications de pulse picking sont présentées ci-dessous :

| Modèle | Matériau | Gamme optique (nm) | Ouverture (mm x mm) | Diamètre faisceau optique (mm) | Temps de montée (ns) | Taux d'extinction statique | Efficacité |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| MT250-A0.12-800 | $TeO_2$ : Interaction isotrope | 700 - 950 | 0.12 x 1 | 0.04-0.1 | 6-16 | > 2000 :1 | 75-85% |

# 4 Déflecteur acousto-optique : AOD

Les applications principales des déflecteurs acousto-optiques (AOD : Acousto-Optic Deflector) se trouvent dans les processus de lithographie UV [47], l'inspection et la découpe de wafer, le piégeage d'atomes (pinces optiques) [48], [49], la microscopie multi-photons [50], [51], [52], [53], et la projection de franges [54], [55], [56]. En termes de performances, les déflecteurs acousto-optiques s'insèrent entre les déflecteurs électro-optiques et les MOEMS. La technologie électro-optique présente des temps de réponses plus rapides (<µs) mais des angles de déflexions plus faibles tandis que la technologie MOEMS (Micro Opto Electro Mechanical System : Microsystème opto-électro-mécanique) propose de grands angles de déflexion au détriment d'un temps de réponse plus long [57].

## 4.1 Paramètres caractéristiques

### 4.1.a Bande passante fréquentielle

Sauf dans le cas de performances demandées modestes, la majorité des déflecteurs AOD utilise les interactions anisotropes dans la Paratellurite, en particulier l'interaction tangente (TPM : Tangent Phase Matching) qui est décrite plus précisément au chapitre 3. Cela leur confère une large bande passante fréquentielle $\Delta F$ [58]:

$$\Delta F \ \% \frac{1}{\sqrt{W}} \tag{1.21}$$

avec $W$ la longueur d'interaction.

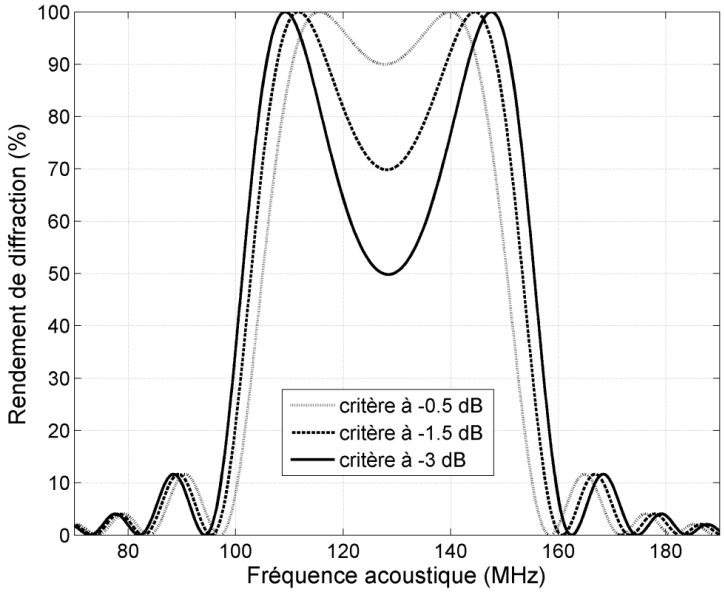



Figure 1.16 : Allure de bande passante fréquentielle d'un AOD

La bande passante fréquentielle $\Delta F$ d'un déflecteur peut être multipliée par un facteur $\sqrt{2}$ en modifiant les conditions de synchronisme par un léger décalage de l'angle optique

incident par rapport à l'angle de Bragg [59]. Différents critères (-0.5dB, -1.5dB, -3dB) sont possibles suivant les contraintes de l'utilisateur (Figure 1.16).

#### 4.1.b Angle de déflexion - bande passante angulaire

La bande passante angulaire à l'extérieur du cristal d'interaction se définit à partir de la bande passante fréquentielle $\Delta F$ du composant et correspond à la variation de la position angulaire du faisceau diffracté autour de sa position de référence (à la fréquence de Bragg) :

$$\Delta\theta_d = \frac{\lambda_0 . \Delta F}{V} \tag{1.22}$$

Où $\lambda_0$ correspond à la longueur d'onde optique incidente dans le vide et $V$ la vitesse de propagation des ondes ultrasonores. Notons que cette équation est valable en sortie du cristal (dans l'air).

#### 4.1.c Temps d'accès

Le temps d'accès $\tau_a$ correspond au temps de parcours des ondes ultrasonores au travers le faisceau optique incident de diamètre D.

$$\tau_a = \frac{D}{V} \tag{1.23}$$

On distingue les déflecteurs à temps d'accès court et les déflecteurs à temps d'accès long en fonction de l'utilisation d'ondes acoustiques longitudinales ou transversales. L'interaction TPM nécessite l'emploi d'ondes acoustiques transversales lentes (650m/s dans la Paratellurite) qui augmentent le temps d'accès. Des temps d'accès plus courts (inférieurs à la µs) s'obtiennent par l'emploi d'ondes acoustiques longitudinales au détriment cette fois d'une bande passante angulaire et fréquentielle réduite.

#### 4.1.d Résolution d'un déflecteur

La divergence d'un faisceau optique de type gaussien $TEM_{00}$ (critère à $1/e^2$) dans le vide (c'est-à-dire à l'extérieur du cristal) et de diamètre D vaut [43]:

$$\delta\theta = \frac{4}{\pi} . \frac{\lambda_0}{D} \tag{1.24}$$

Plus précisément, afin d'améliorer les caractéristiques d'un déflecteur, le faisceau optique incident n'est pas nécessairement circulaire mais bien souvent elliptique [60]. Dans ce cas, la dimension à prendre en compte lors du calcul de la divergence $\delta\theta$ et du temps d'accès est celle correspondant à la direction de propagation de l'onde acoustique.

Dans les applications de type scan et commutation [61], il est intéressant d'obtenir un grand nombre de points de résolution $N_s$. Ce paramètre est directement relié à la bande passante angulaire du déflecteur et à la divergence du faisceau diffracté (d'après le critère de Rayleigh [62], [63]) :

$$N_s = \frac{\Delta\theta_d}{\delta\theta} \tag{1.25}$$

La résolution statique $N_s$ du déflecteur correspond au nombre maximum de points distincts du faisceau diffracté lors de l'adressage discret des fréquences acoustiques entre $f_{min}$ et $f_{max}$ (avec $\Delta F = f_{max} - f_{min}$). La résolution statique s'exprime également en fonction du produit temps-bande passante :

$$N_s = \frac{\pi}{4}.\frac{D}{V}.\Delta F = \frac{\pi}{4}.\tau_a.\Delta F \quad (1.26)$$

Cette expression est ici valable pour un faisceau optique incident $TEM_{00}$.

Lors de l'adressage rapide de fréquences acoustiques (balayage continu entre $f_{min}$ et $f_{max}$), il est nécessaire de prendre en compte l'effet de lentille cylindrique crée par le déflecteur. Lors d'un balayage rapide, à un instant $t_0$, nous observons plusieurs fréquences acoustiques dictinctes au sein du faisceau optique de dimension D. Le faisceau optique n'est plus diffracté par une unique fréquence discrète. Chacune des fréquences acoustiques diffracte le faisceau optique avec un certain angle. À cet instant $t_0$, la tache du faisceau optique est plus large que dans le cas d'un adressage de fréquence discret : le nombre de points discernables en dynamique est donc moindre. La résolution dynamique du déflecteur s'exprime par [64] :

$$N_d = N_s\left(1 - \frac{\tau}{T}\right) + 1 \quad (1.27)$$

Où $T$ représente la période de balayage entre $f_{min}$ et $f_{max}$. À titre d'exemple, un déflecteur présentant un temps d'accès de 6.5 µs et une résolution statique $N_s$ de 250 points aura dans le cas d'un balayage de période $T$ = 20 µs une résolution dynamique $N_d$ de 169 points.

Le tableau suivant présente les caractéristiques classiques d'un AOD :

| Modèle | Matériau | Gamme optique (nm) | Ouverture (mm x mm) | Balayage angulaire $\Delta\theta_d$ (mrad) | Temps d'accès (µs) | Résolution ($N_s$) | Efficacité |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| DTSX-250 | $TeO_2$ : Interaction anisotrope | 375 - 1600 | 4.5 x 4.5 | 41 @ 532nm | 6.5 | 250 @ 532nm | > 70% |

## 4.2 Un exemple d'application : la projection de franges

La détermination de la forme tridimensionnelle d'un objet présente de nombreuses applications, notamment dans les domaines des mesures sans contact ainsi que de la reconnaissance faciale [65]. Différentes techniques optiques ont été proposées. Parmi elles, nous pouvons citer les techniques basées sur la détermination du temps de vol, les techniques dites de balayage, les techniques multi-caméras ou encore les techniques par projection de franges [66]. La projection de franges est une méthode optique dite de triangulation active ne nécessitant pas de balayage. Différents systèmes sont disponibles afin de créer ce réseau de franges sombres et claires comme par exemple l'utilisation de vidéoprojecteurs ou encore l'utilisation de films colorés ou de masques de lithographie [66]. Ce paragraphe propose d'introduire brièvement cette application et de présenter la possibilité d'utiliser une paire de déflecteurs acousto-optiques afin de générer ces réseaux de franges [67], [68].

Le principe de cette technique est le suivant : un réseau de franges sombres et claires est projeté sur l'objet d'étude. Lors de la projection sur une surface plane, l'amplitude de ces rayures varie sinusoïdalement. En cas de projection sur une surface non plane, ces rayures vont se déformer (Figure 1.17) : le signal sinusoïdal est modulé par l'objet 3D. L'enregistrement via une caméra et l'analyse de ces déformations par démodulation permet dès lors de reconstruire la forme de l'objet. Dans le cas de formes complexes, un minimum de deux réseaux de franges distincts (différence de phase ou de fréquence) est requis afin de déterminer précisément la forme globale ainsi que les détails de l'objet. Deux solutions sont alors disponibles, la première étant le multiplexage temporel (succession de réseaux de franges) et la seconde le multiplexage fréquentiel (superposition de deux réseaux de franges distincts simultanément). La première solution implique une dépendance temporelle alors que la seconde permet d'étudier l'évolution de l'objet d'étude en temps réel. Cette dernière est envisageable par l'emploi d'une paire de déflecteurs.

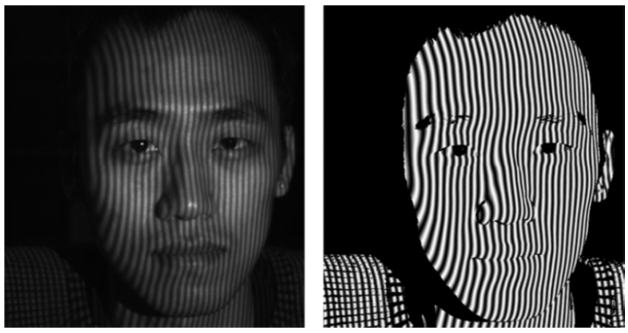


Figure 1.17 : La projection de franges pour des applications en reconnaissance facial [65]

Différentes solutions technologiques permettent de générer deux sources ponctuelles jumelles. Le système décrit ci-après se base sur un interféromètre de Mach-Zehnder (Figure 1.19-a) dans lequel le faisceau laser de polarisation verticale et de longueur d'onde $\lambda_0$ est divisé en deux. Ensuite, deux AODs de conception identique sont disposés respectivement sur chacun des bras de l'interféromètre afin d'obtenir une configuration symétrique. Pour chaque déflecteur, le faisceau transmis est stoppé par un diaphragme tandis que les faisceaux diffractés sont recombinés puis envoyés dans un système optique de projection. Les deux AODs sont alimentés par un signal RF de fréquence identique $f_1$ compris dans la bande passante des déflecteurs. Un décaleur de phase contrôlé en tension permet de modifier le déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux signaux RF. En sortie du système de projection, les deux faisceaux diffractés sont convertis en ondes sphériques (Figure 1.19-b) et séparés de la distance $2d$, directement proportionnelle à la fréquence acoustique $f_1$ choisie. Ces deux sources ponctuelles sont positionnées selon l'axe vertical, de manière symétrique par rapport à l'axe optique du système. La distance $2d(f_1)$ implique une différence de chemin optique à l'origine d'interférences constructives et destructives conduisant à un réseau de franges dont les motifs sont horizontaux et dont l'espace interfrange vaut $\lambda_0 L/2d(f_1)$. La différence de phase optique à la distance $L$ des deux sources s'exprime par :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_0}.\frac{2d(f_1).x}{L} + \Delta\varphi \qquad (1.28)$$

où $x$ correspond à la position verticale sur l'écran d'étude, $\Delta\varphi$ la différence de phase entre les deux ondes acoustiques et $\lambda_0$ la longueur d'onde optique dans le vide.

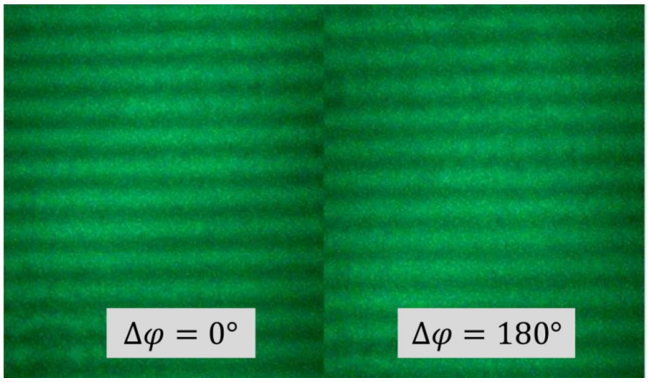



Figure 1.18 : Motif d'interférences obtenus lors du déphasage des ondes acoustiques Δφ = 0°/180° (pour $f_1$ = 100 MHz ) [55]

Pour une fréquence $f_1$ donnée, la modification du déphasage Δφ entre les ondes acoustiques alimentant chaque déflecteur influe directement sur la position des franges claires et sombres (Figure 1.18). Ceci présente l'intérêt de pouvoir modifier la position spatiale des franges claires et sombres afin de s'adapter à la zone d'étude, et ce, sans déplacement mécanique.

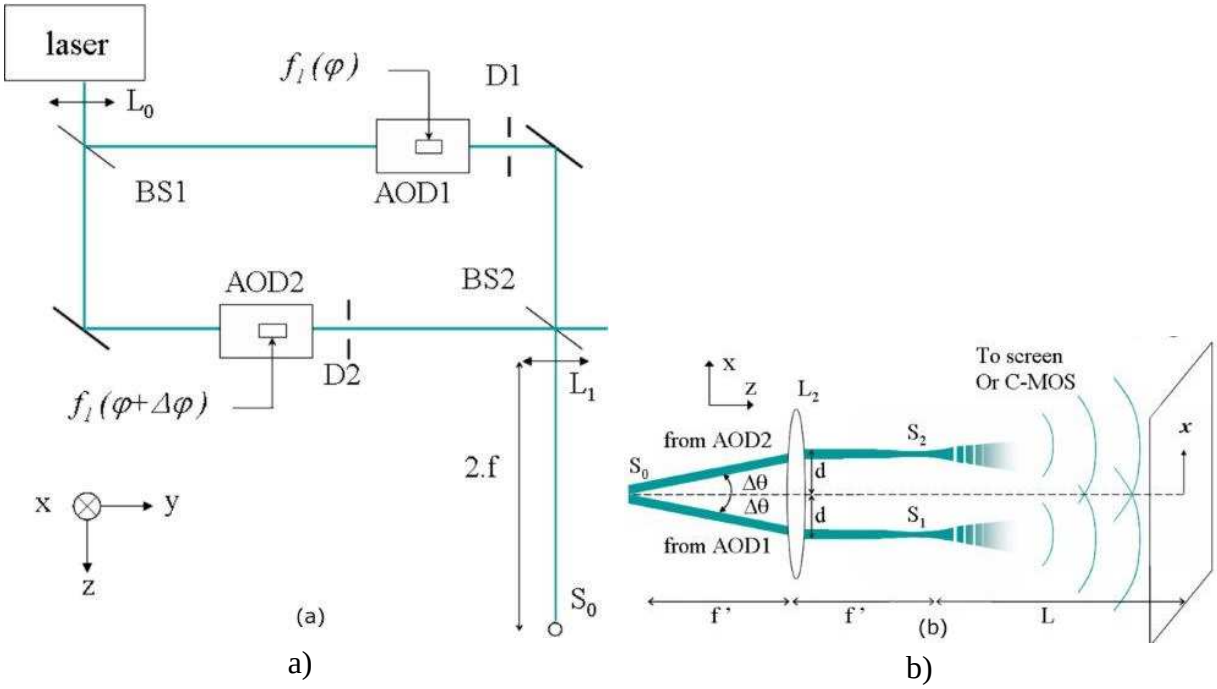



Figure 1.19 : Schéma expérimental du projecteur de franges ; a) Système interférométrique homodyne; b) Reconstruction géométrique des sources ponctuelles; [56]

A l'inverse du système de vibrométrie présenté précédemment, l'expérience est ici basée sur l'interférométrie homodyne : les deux bras de l'interféromètre sont tous les deux décalés en fréquence par la même fréquence $f_1$. Le réseau de franges est donc statique. Les deux déflecteurs permettent d'éloigner ou de rapprocher spatialement les deux sources ponctuelles. Lors de leurs designs, l'angle au sommet du cristal de Paratellurite a été choisi de tel sorte que l'angle Δθ (Figure 1.19) du faisceau diffracté soit nul (une seule source ponctuelle) lorsque $f_1$ correspond à la fréquence basse de la bande passante ($f_1 \approx 80$ MHz). Lorsque $f_1$ augmente, la distance $2d$ croît et l'espace interfrange diminue (Figure 1.20). L'utilisation de Déflecteurs Acousto-Optiques à large bande passante fréquentielle permet ainsi d'obtenir une large variabilité de la fréquence spatiale du réseau de frange.

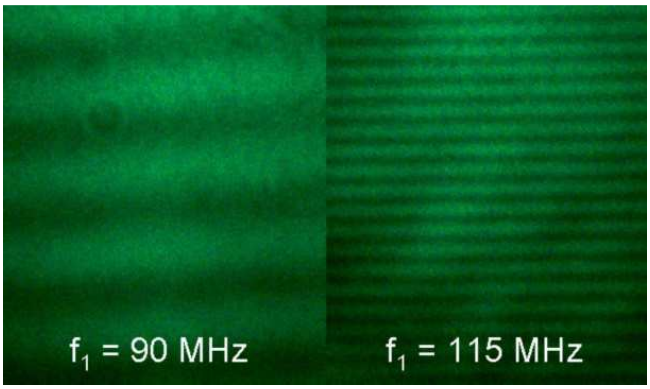
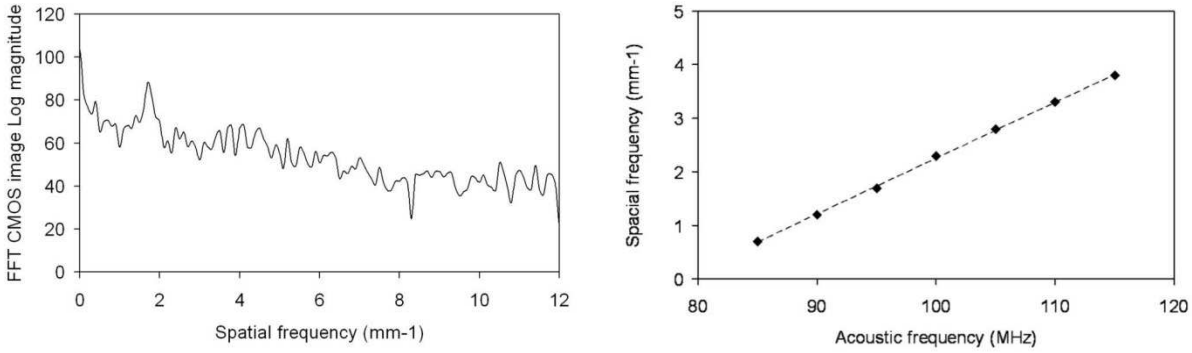



Figure 1.20 : Modification de la fréquence spatiale du réseau de franges [56], [55]

Expérimentalement, la fréquence spatiale des franges d'interférences est déterminée en effectuant la Transformée de Fourier du motif d'interférence enregistrée par la caméra. La Figure 1.21-a présente la FFT spatiale du signal détecté pour une fréquence acoustique $f_1$ = 95 MHz. Le principal pic indique la fréquence spatiale du réseau de franges et vaut ici 1.7 $mm^{-1}$. La Figure 1.21-b regroupe les mesures de fréquences spatiales effectuées pour différentes fréquences acoustiques couvrant la bande passante fréquentielle des AODs : la fréquence spatiale des franges varie linéairement avec la fréquence des ondes acoustiques. Le dispositif présenté ici permet de faire varier la fréquence spatiale des franges dans un rapport de 1 à 4. D'autres travaux [56] utilisant des déflecteurs à plus large bande passante (135-190 MHz) donnent une variation de la fréquence spatiale des franges dans un rapport de 1 à 20.




a) b)

Figure 1.21 : Détection de la fréquence spatiale des interfranges ; a) FFT du signal d'interférence pour $f_1$ = 95 MHz; b) Évolution de la fréquence spatiale des interfranges suivant la fréquence acoustique injectée dans les déflecteurs acousto-optiques; [55]

L'utilisation d'une paire de déflecteurs permet de créer simultanément 2 réseaux de franges statiques distincts en alimentant chaque déflecteur avec deux fréquences acoustiques $f_1$ et $f_2$ suffisamment éloignées l'une de l'autre ($\delta f = f_1 - f_2$) afin d'éviter l'intermodulation [69]. Ceci donne lieu à 2 faisceaux diffractés à la sortie de chaque déflecteur faisant respectivement un angle $\Delta\theta_1$ et $\Delta\theta_2$ avec l'axe optique du système [54]. Les deux couples de sources ponctuelles ($S_1$, $S_2$) et ($S_1^{'}$, $S_2^{'}$) produisent 2 réseaux de franges indépendants, chacun liés à la distance $2d_1$ et $2d_2$ les séparant. Cependant, les sources ponctuelles ($S_1$, $S_2^{'}$) et ($S_1^{'}$ , $S_2$) interfèrent également entre elles donnant lieu à la création de réseaux mobiles dû au décalage doppler $\delta f$. Bien que la présence de réseaux mobiles dégrade la qualité des motifs des réseaux

statiques (diminution du contraste), l'utilisation de caméra « lente » agit comme un filtre passe-bas et lisse le signal détecté, ce qui permet ainsi de s'affranchir de cette contrainte.

Une autre manière de modifier l'espace interfrange est de travailler avec différentes longueurs d'ondes optiques. Les déflecteurs acousto-optiques, en particulier basés sur un cristal d'interaction en Paratellurite présentent un large domaine de transparence, de l'Ultra-violet à l'Infra-Rouge (350 nm -3.5 µm). Nous pouvons dès lors envisager l'utilisation de longueurs d'ondes dans chacun des spectres vidéo, R, G et B. La contrainte ici est de trouver une fréquence acoustique commune permettant de diffracter simultanément les différents signaux optiques. Les conditions d'obtention de rendement sur une large bande passante spectrale pour un déflecteur utilisant l'interaction TPM sont présentées au paragraphe 2 du chapitre 3.

# 5 Filtre acousto-optique : AOTF

Les filtres acousto-optiques accordables (AOTF : Acousto-Optic Tunable Filter) sont largement déployés dans différents secteurs industriels tels que le biomédical (particulièrement en microscopie confocale [70] et en cytométrie en flux [71]), dans le domaine de l'instrumentation (spectroscopie [72], [73], [74], [75], [76]), en imagerie hyper spectrale [77] et polarimétrique [78], pour des applications militaires [79], [80] ou aérospatiales [81], [82], [83], [84] ou encore dans l'industrie (contrôle de procédés, tri alimentaire [85] et détection d'aérosols [86] ).

## 5.1 Différentes configurations d'un filtre

Les AOTF sont généralement assimilés à des modulateurs acousto-optiques polychromatiques accordables. Dans le cas d'un faisceau optique polychromatique, un AOTF permet d'extraire de ce faisceau une longueur d'onde optique particulière en sélectionnant la fréquence acoustique correspondante. À une longueur d'onde optique correspond une fréquence acoustique. Comme vu au paragraphe précédent, la divergence des faisceaux optiques et acoustiques confèrent une certaine tolérance par rapport aux conditions de synchronisme. Ce paramètre d'asynchronisme que l'on définira au chapitre 2 détermine la bande passante fréquentielle $\Delta F$ du composant, son acceptance angulaire $\Delta\theta_i$ (variation angulaire du vecteur d'onde optique incident autour de sa direction au synchronisme) et également sa bande passante optique $\Delta\lambda$. Cette dernière est inversement proportionnelle à la longueur d'interaction W [76] :

$$\Delta\lambda \propto \frac{1}{W} \tag{1.29}$$

Expérimentalement, en l'absence d'analyseur de spectre optique, il est plus aisé de déterminer la bande passante fréquentielle $\Delta F$ d'un filtre plutôt que sa bande passante spectrale $\Delta\lambda$. Ces deux paramètres sont en effet liés par la relation suivante (approximation au premier ordre) :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta F}{F} \tag{1.30}$$

où F est la fréquence acoustique au synchronisme.

Différentes configurations de filtres sont proposées [87]. Elles prennent place dans des matériaux anisotropes (biréfringents) et se classent en trois sections : les interactions colinéaires, les interactions quasi-colinéaires et les interactions non colinéaires.

### 5.1.a Interaction colinéaire

Les filtres à interaction colinéaire proposent une architecture originale par rapport à la configuration de Bragg classique [88], [89]. Les faisceaux incident et diffracté ont la même direction de propagation (Figure 1.22), seule leur polarisation diffère : la polarisation du

faisceau incident (ordre 0) est perpendiculaire à la polarisation du faisceau diffracté (ordre 1). En sortie, un simple séparateur de polarisation permet de récolter le faisceau diffracté. Cette méthode permet d'augmenter significativement la longueur d'interaction. Des bandes passantes spectrales $\Delta\lambda$ inférieures au nm dans le visible et de l'ordre de 2nm dans l'infra-rouge sont obtenues [90]. L'acceptance angulaire de l'interaction colinéaire est de l'ordre de 1 à 2°.

Cette configuration a été développée dans le Niobate de Lithium en générant des ondes acoustiques de surface (ondes de Rayleigh) à l'aide d'un transducteur inter-digité. La fréquence acoustique de travail est ici plus élevée que dans le cas d'ondes de volumes, de l'ordre du Gigahertz. Une autre réalisation a été proposé dans le Molybdate de Calcium ($CaMoO_4$) en générant des ondes acoustiques de volume (100 MHz) avec réflexion et changement de polarisation [75].

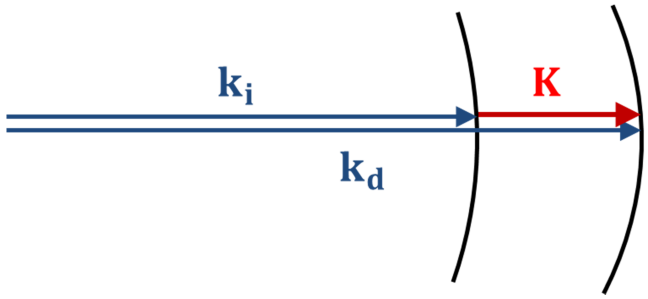



Figure 1.22 : Diagramme des vecteurs d'ondes d'un filtre à interaction anisotrope colinéaire dans un milieu biréfringent

La fréquence acoustique au synchronisme est déterminée aisément et vaut :

$$F = V.\frac{\Delta n}{\lambda_0} \tag{1.31}$$

où $\Delta n$ correspond à la biréfringence du matériau $\Delta n = n_e - n_o$.

Le principal inconvénient de cette configuration est qu'elle ne peut avoir lieu uniquement dans les cristaux non centro-symétriques, excluant l'emploi de la Paratellurite [91].

### 5.1.b Interaction quasi-colinéaire

L'interaction quasi-colinéaire prend place dans les cristaux présentant une forte anisotropie acoustique ($TeO_2$, $HgCl_2$,…). Elle se distingue de l'interaction colinéaire par la forte oblicité acoustique qui sépare angulairement la direction du vecteur d'onde acoustique $\boldsymbol{K}$ et la direction de l'énergie acoustique, donnée par le vecteur de Poynting $\boldsymbol{P}$. On parle de quasi-colinéarité dans le sens où seule la direction de l'énergie acoustique est colinéaire à la direction du vecteur d'onde optique incident. Ainsi, en reprenant une nouvelle fois le diagramme des vecteurs d'ondes, il en découle que les faisceaux optiques incident et diffracté sont angulairement séparés. Néanmoins, la colinéarité du vecteur de Poynting et du vecteur d'onde optique conduit à une grande longueur d'interaction entre photon et phonon.

Cette interaction se présente sous deux variantes. La quasi-colinéarité est obtenue soit par réflexion de l'onde acoustique [92], soit par réflexion de l'onde incidente optique [93].

La Figure 1.23 illustre le principe de fonctionnement de l'interaction quasi-colinéaire à réflexion acoustique. Le faisceau acoustique généré par le transducteur est dirigé de telle manière à être réfléchi sur la face optique d'entrée du filtre. La nouvelle direction du vecteur d'onde acoustique est déterminée par les lois classiques de la réflexion. En revanche, la direction de l'énergie se retrouve orthogonale à la face optique d'entrée du filtre. La conception de tel dispositif impose de connaître parfaitement les surfaces des lenteurs du cristal d'interaction ainsi que les conversions de modes acoustiques s'y opérant [94].

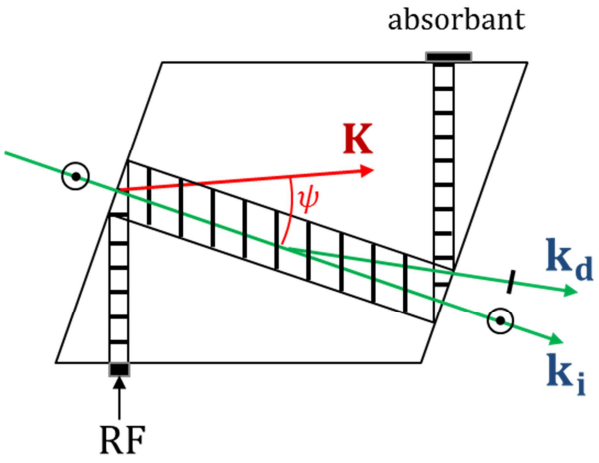



Figure 1.23 : Interaction quasi-colinéaire à réflexion acoustique [92]

Ce type d'interaction présente l'avantage d'une bande passante optique $\Delta\lambda$ très étroite, de l'ordre de 0.7 nm pour $\lambda_0$ = 1.55µm dans la Paratellurite [95], [96].

En contrepartie, l'inconvénient majeur est la faible acceptance angulaire. En effet, la colinéarité entre l'énergie acoustique et l'énergie optique nécessite une collimation parfaite du faisceau optique incident entraînant une acceptance angulaire de seulement quelques dixièmes de degrés.

### 5.1.c Interaction non-colinéaire

Les travaux menés par Yano, Watanabe [97] et Chang [98] ont permis la configuration de filtres dont les faisceaux incident et diffracté sont séparés angulairement (non colinéaire). Le schéma de principe est présenté Figure 1.24.

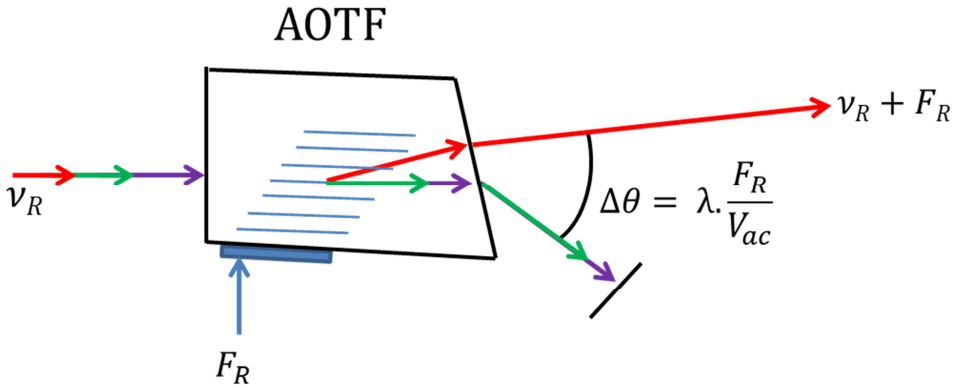



Figure 1.24 : Schéma de principe d'un AOTF

La configuration d'interaction non colinéaire ne se restreint pas à une certaine classe de cristaux. Cette configuration a été testée avec plusieurs matériaux, tels que le Molybdate de Plomb ($PbMoO_4$), le KDP (Potassium Dihydrogène Phosphate) et le Fluorure de Magnésium ($MgF_2$) [99], [100]. Le matériau usuellement employé est la Paratellurite en configuration d'interaction anisotrope appelé NPM (Narrow Phase Matching). Le faisceau incident polychromatique et de polarisation rectiligne entre dans le cristal de Paratellurite sous incidence normale. Les ondes ultrasonores générées par le transducteur piézoélectrique à la fréquence $F_R$ diffractent la longueur d'onde associée. L'intensité de l'ordre diffracté est directement reliée à la puissance acoustique. Les filtres AOTF permettent de sélectionner jusqu'à 8 longueurs d'ondes en injectant en simultané 8 fréquences acoustiques différentes avec des puissances acoustiques réglables individuellement [46]. Un ajustement de l'angle au sommet entre les faces optiques d'entrée et de sortie permet d'obtenir une quasi-colinéarité entre le faisceau optique incident et le diffracté. L'angle séparant le faisceau diffracté (ordre 1 ou -1) du faisceau non diffracté (ordre 0) vaut toujours en sortie du cristal (approximativement):

$$\Delta\theta = \lambda_0 . \frac{F}{V} \tag{1.32}$$

Contrairement aux déflecteurs où seule la fréquence acoustique varie (longueur d'onde fixe), dans le cas des filtres, le couple ($\lambda_0$, $F$) varie simultanément : la fréquence acoustique d'interaction (au synchronisme) diminue lorsque la longueur d'onde augmente. En conséquence, le facteur $\lambda_0 . F$ est quasi-constant : lors de la sélection de plusieurs longueurs d'ondes simultanément, les différents faisceaux diffractés sont quasi colinéaires.

Le principal avantage des AOTF réside dans la finesse de leur résolution spectrale $\Delta\lambda/\lambda$ ainsi que dans leur accordabilité : dans l'IR, la gamme optique de travail s'étend jusqu'à 1200nm (entre 1300 et 2500 nm) dans le cas d'interactions non colinéaires. Les filtres à interaction non-colinéaire permettent d'obtenir des bandes passantes optiques typiquement comprises entre 1 et 25nm dans le visible. De plus, en raison de l'interaction de type NPM, ces filtres présentent une faible dépendance à la direction du vecteur d'onde incident $k_i$ :

$$\Delta\theta_i \,\%\, \frac{1}{\sqrt{W}} \tag{1.33}$$

Ces composants présentent ainsi une acceptance angulaire $\Delta\theta$ intéressante de l'ordre de 5° [58]. Le tableau suivant présente les caractéristiques classiques d'un AOTF à interaction non-colinéaire:

| Modèle | Matériau | Gamme optique (nm) | Ouverture (mm x mm) | Acceptance angulaire (°) | Temps d'accorda-bilité (µs) | Sélectivité spectrale (nm) à -3dB | Efficacité |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| AOTF nC-IR | $TeO_2$ : Interaction anisotrope | 700-1100 | 2.5x2.5 | 4 | < 3 | 9-3 | > 85% |

## 5.2 Application des AOTF en microscopie confocale

Le principe de la microscopie confocale a été présenté en 1957 par Minsky (breveté en 1961), il faut attendre la fin des années 80 pour voir les premiers CLSM (Confocal Laser Scanning Microscopy) industrialisés. Ce type de microscopie s'apparente à la microscopie de fluorescence conventionnelle (plein champ). Le spécimen d'étude est généralement marqué par un ou plusieurs fluorochromes. Un faisceau laser, dont la longueur d'onde est contenue dans le spectre d'excitation du fluorochrome, est dirigé en un point particulier du spécimen (qui va correspondre par la suite à un pixel de l'image reconstruite). La gamme de longueur d'onde du spectre d'émission du fluorochrome (lumière émise par fluorescence) est supérieure à celle du spectre d'excitation. Afin de détecter le signal utile, le spectre d'émission est séparé du spectre d'excitation (la source laser) par un filtre dichroïque. Les détecteurs utilisés sont généralement des photomultiplicateurs qui permettent de convertir chaque photon reçu en une avalanche d'électrons.

Dans les systèmes de microscopie confocale, un diaphragme est ajouté en amont du photomultiplicateur afin de réduire la profondeur de champ. Le diaphragme est placé dans le plan conjugué au plan focal et permet de supprimer les rayons hors-champ (Figure 1.25).

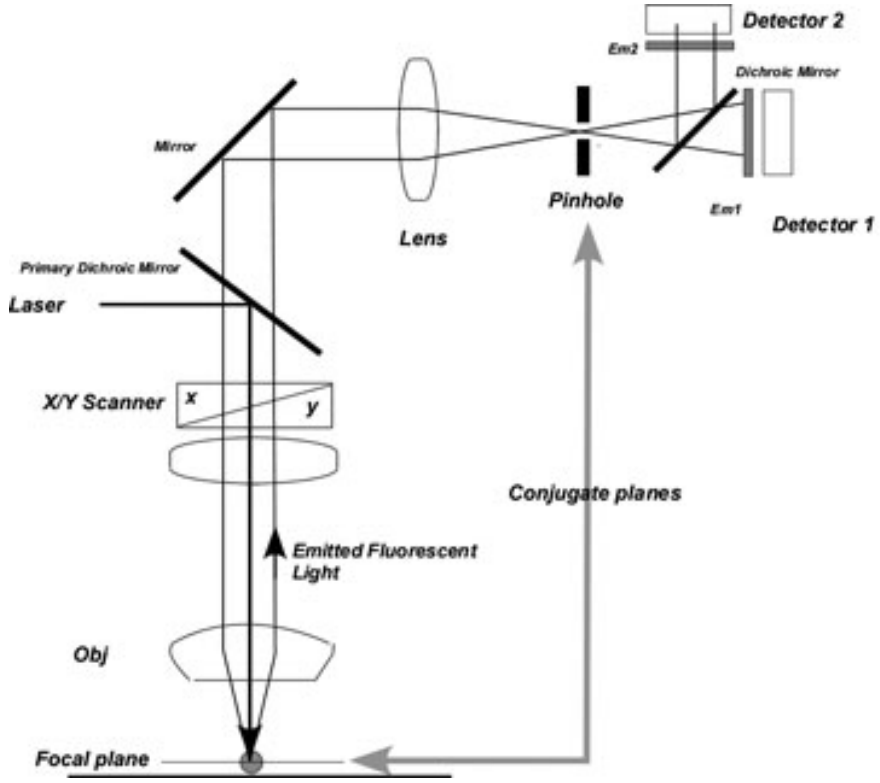



Figure 1.25 : Schéma de principe d'un microscope confocal (plans conjugués) [101]

La résolution axiale $r_z$ est ainsi améliorée de l'ordre de 30% par rapport à la microscopie de fluorescence conventionnelle. Par exemple, pour un objectif de grossissement (x100) et d'ouverture numérique ON = 1.4, la résolution axiale ($\lambda_0$ = 488 nm) est de l'ordre de 350 nm. Notons que la résolution latérale est également améliorée (de l'ordre de 15%). L'ouverture du diaphragme de détection permet de contrôler la résolution spatiale ainsi que la quantité de lumière reçue par les photomultiplicateurs.

Cette technique est différente de la microscopie conventionnelle dans le sens où l'image est reconstruite point par point. Une combinaison de miroirs rotatifs motorisés permet de scanner dans le plan horizontal la totalité de l'échantillon. L'image est reconstruite en 2D, pixel par pixel. En réalisant plusieurs coupes 2D suivant z (Z-stacks), il est possible de reconstruire en 3D l'échantillon d'étude. En contrepartie, ceci conduit à des cadences d'images relativement faibles (3 images/seconde).

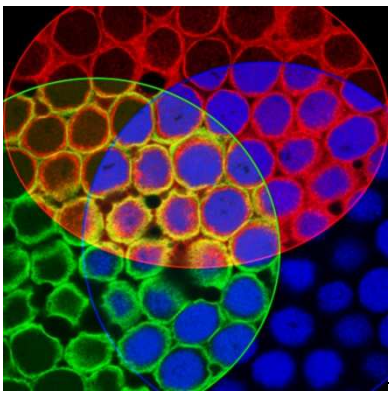


Figure 1.26 : Association de trois fluorochromes

L'ajout d'un diaphragme réduit considérablement la quantité de photons reçus par le photomultiplicateur. Il est donc primordial de pouvoir ajuster finement l'intensité lumineuse de la source laser. Une source laser trop puissante engendra un effet de saturation du fluorochrome tandis que le photomultiplicateur ne détectera pas suffisamment de photons dans le cas d'une source trop peu lumineuse. Le filtre AOTF apporte la fonction modulation d'intensité : les sources laser fonctionnent à leur régime optimal ce qui procure une bonne stabilité et une réduction du bruit. Les faisceaux optiques des différentes sources laser sont alignés et confondus en un unique faisceau à l'aide de filtres dichroïques afin d'être injectés dans le filtre AOTF. L'intensité lumineuse de chaque longueur d'onde est modulée par la puissance du signal RF correspondant (Figure 1.26).

Ces modifications sont programmables ce qui permet l'automatisation du processus et la synchronisation avec les différents paramètres évolutifs de l'expérience (rotation des miroirs de balayage, déplacement du spécimen d'étude, enregistrement séquentiel).

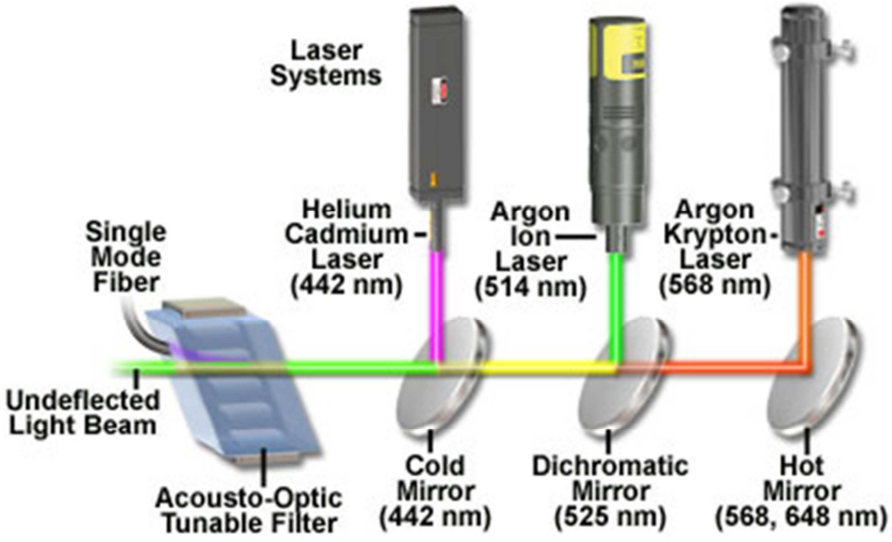



Figure 1.27 : Schéma microscopie confocale [102]

Avec la multiplication du nombre de fluorochromes, les longueurs d'ondes des sources lasers requises s'étendent de l'ultra-violet à l'infra-rouge. Le filtre acousto-optique permet de sélectionner la longueur d'onde souhaitée parmi celles disponibles (jusqu'à 8 longueurs d'ondes pour le LSM 710 NLO de Carl Zeiss). Anciennement, les lasers à gaz possédaient une résolution spectrale étroite (raie) ce qui n'impliquait aucune condition particulière quant à la bande passante optique des AOTF. Elle devait simplement être suffisamment étroite afin d'éviter de transmettre deux longueurs d'ondes simultanément. Les nouvelles générations de sources lumineuses (laser à état solide, diode, diode laser) proposent des caractéristiques distinctes suivant la longueur d'onde. Par exemple, les diodes lasers émettant à 405 nm ont une largeur de raie de quelques nm. Ceci ne présente pas réellement d'inconvénients, et même un avantage dans le cas de la fluorescence puisque la bande du spectre d'excitation est accrue. Cependant, il faut également veiller à ce que le filtre acousto-optique ait une bande passante optique suffisamment large afin de transmettre la totalité de l'énergie optique émise par le laser. Cet exemple soulève ici un dilemme: la bande passante optique $\Delta\lambda$ étant une fonction croissante suivant la longueur d'onde, une configuration d'interaction optimisée pour la longueur d'onde 405 nm impliquera une bande passante optique relativement large pour les longueurs d'ondes supérieures menant à de la diaphonie optique (« cross talk »). En effet, la dimension finie du transducteur piézoélectrique mène à une réponse du composant de type sinus cardinal : le lobe principal est centré sur la longueur d'onde sélectionnée tandis que des lobes secondaires apparaissent de part et d'autre. La Figure 1.28 représente la courbe de réponse spectrale d'un filtre AOTF pour différentes fréquences RF appliquées.

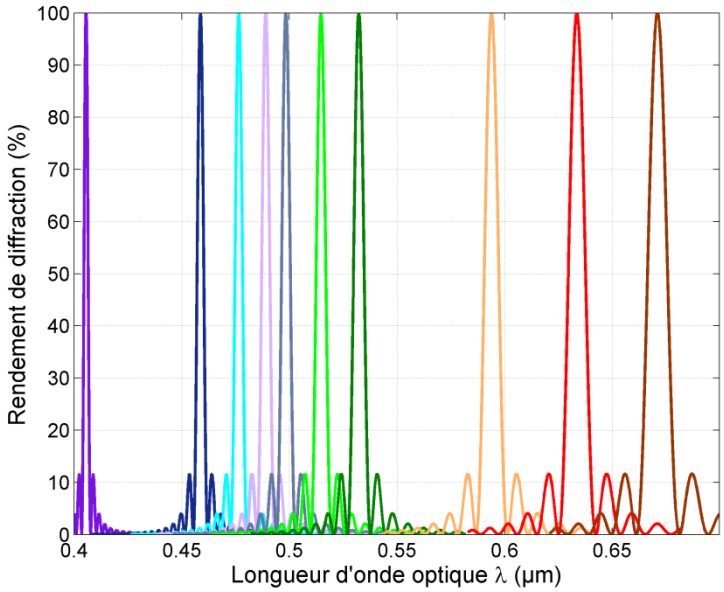



Figure 1.28 : Accroissement de la bande passante optique du filtre avec la longueur d'onde

Dans cette application, l'emploi de nombreux fluorochromes et de nouvelles sources optiques requièrent de la part de l'AOTF une large accordabilité, de l'Ultra-Violet jusqu'au proche Infra-Rouge avec dans l'idéal la possibilité de sélectionner individuellement la bande passante optique, pour chaque longueur d'onde utilisée. Une modification de la bande passante optique implique une modification de la longueur d'interaction, nécessitant l'emploi de composant de type « multi-transducteurs », comme décrit au chapitre 4.

## 5.3 Application des AOTF en imagerie polarimétrique et hyper-spectrale

Une seconde application permet de mettre en avant le deuxième avantage des filtres acousto-optiques : leur large acceptance angulaire qui leur permet d'être utilisés dans les applications d'imagerie. Ces composants utilisent principalement l'interaction anisotrope non colinéaire. Une scène (atmosphère, fumée, végétation, océan, …) est étudiée longueur d'onde par longueur d'onde. La scène est balayée spectralement en faisant varier la fréquence acoustique. Ceci permet de définir ses différents constituants déterminés selon leur « empreinte spectrale » : gaz, flore, métal, … Cependant, l'inconvénient majeur des filtres AOTF est leur sensibilité à la polarisation : pour qu'il y ait interaction, la polarisation du faisceau optique incident doit être soit colinéaire soit orthogonal à l'axe optique du cristal (selon la conception du composant). L'image recueillie ne représente alors qu'une polarisation donnée. Afin de palier à la nécessité d'une polarisation rectiligne en entrée du filtre acousto-optique, un type d'interaction basé sur l'interaction non colinéaire et appelé « à interaction double » permet de diffracter simultanément avec la même fréquence acoustique $f$ les ondes incidentes polarisées extraordinaire et ordinaire (Figure 1.29). Ces deux polarisations sont diffractées selon deux diagrammes des vecteurs d'ondes: l'une des deux polarisations donnera un faisceau diffracté décalé en fréquence positivement (up-shift) et l'autre un faisceau diffracté décalé en fréquence négativement (down-shift). Cette interaction présente un avantage non négligeable, elle permet d'elle-même de séparer les deux polarisations e et o sans ajout de système optique [103]. Ce type d'interaction trouve des applications dans tout le domaine optique, de l'UV [104] à l'infrarouge [105].

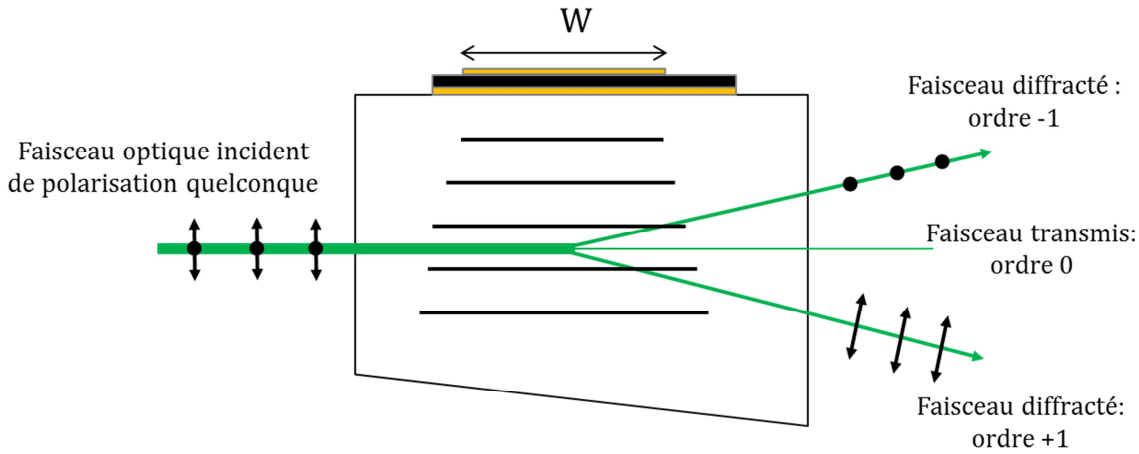



Figure 1.29 : Configuration de filtre à double interaction

Notons qu'il est également possible de faire de la séparation de polarisation de faisceau monochromatique par l'injection de deux fréquences acoustiques distinctes en dissociant l'interaction avec une onde optique incidente polarisée ordinaire ou extraordinaire [106].

# 6 Conclusion

Les composants acousto-optiques constituent un choix judicieux pour de nombreuses applications comme nous l'avons vu dans ce premier chapitre. Bien que cette science soit appliquée depuis de nombreuses années, l'amélioration des sources lasers et de l'électronique requièrent d'améliorer sans cesse la qualité des interactions aussi bien au niveau de la fabrication que de la conception. Les différentes applications présentées dans ce premier chapitre ont pour but d'illustrer l'intégration des composants acousto-optiques dans des systèmes optiques conséquents ayant des domaines d'utilisation variés. Néanmoins, ces applications représentent également des pistes de travail exploitées par la suite.

En premier lieu, l'application de projection de franges illustre l'intérêt de réaliser de la déflexion optique non par pour une source monochromatique mais pour une source polychromatique. Nous pouvons dès lors nous poser la question de la bande passante spectrale d'un déflecteur, étude bien souvent cantonnée aux filtres AOTF. Ceci représente également un intérêt académique : l'étude de l'évolution des courbes d'indices optiques en fonction de la longueur d'onde. Cette étude est présentée au chapitre 3 après avoir décrit en détail l'interaction tangente (TPM) propre aux déflecteurs.

Les systèmes d'interférométrie hétérodyne nécessitent l'emploi de composants de type AOFS et ne requièrent pas uniquement un décalage de fréquence optique fixe. Aussi, le chapitre 3 présente une configuration originale de mise en cascade de deux composants aux propriétés complémentaires : un déflecteur et un filtre. Ceci dans le but d'obtenir un décaleur de fréquence variable dans une plage comprise entre 0 et quelques dizaines de MHz. Le dernier paragraphe du chapitre 3 est consacré à cette étude.

L'application proposée dans le paragraphe *Modulateur* de ce chapitre illustre un marché en plein essor. Bien que la modulation soit une fonction accessible à tout type de composant acousto-optique, l'application de pulse picking révèle les tendances actuelles d'augmenter sans cesse les performances des composants. Ce manuscrit concerne l'étude des interactions anisotropes dans le cristal de $TeO_2$. Une application telle que le pulse picking confirme l'émergence constante de nouvelles applications, pas uniquement dans le cas d'interactions spécifiques telles celles des filtres ou des déflecteurs mais également les interactions plus classiques de type isotrope. Ceci démontre l'intérêt de poursuivre les recherches dans tous les domaines de l'acousto-optique.

Les filtres optiques représentent quant à eux un marché en mutation. Les premiers filtres étaient couplés à des lasers à gaz de raies spectrales très fines. L'apparition de nouvelles sources lasers (laser à état solide, diodes lasers, diodes, lampe) a mis en avant un paramètre déterminant : la largeur de la bande passante optique $\Delta\lambda$. Les filtres acousto-optiques doivent s'adapter à ces nouvelles sources. De par leur conception, la bande passante optique des filtres est une fonction croissante de la longueur d'onde. Cette caractéristique intrinsèque est problématique lors de l'emploi de source large bande dans les longueurs d'ondes proches de l'UV (405 nm par exemple). Ainsi, la technologie de filtres à résolution variable de conception type multi-électrodes est très certainement un marché d'avenir. Cette configuration « multi-transducteurs » révèle une autre qualité : la possibilité de diminuer l'intensité des lobes secondaires par apodisation. De plus, les applications d'imagerie hyper

spectrale soulignent un inconvénient des composants acousto-optiques : leur sensibilité à la polarisation. Il existe cependant des coupes particulières (dites à interaction double) déjà employées dans le domaine aérospatial et de l'analyse de gaz. Le composant conçu lors de cette thèse est également basé sur l'interaction double. La gamme spectrale d'étude varie entre 400 et 650 nm, une plage critique où l'influence de la biréfringence et de la gyrotropie est non négligeable. La conception et la réalisation d'un composant multi-électrodes à interaction double a fait l'objet d'une étude approfondie et est présentée au chapitre 4.

Quel que soit le type de composant et l'application, le design et la détermination des dimensions du cristal implique une bonne connaissance de la propagation du faisceau acoustique. Ceci implique l'étude de la divergence des faisceaux acoustiques ainsi que de l'allure du champ acoustique. Pour cela, la première partie du chapitre 2 est dédiée à l'étude de la propagation d'ondes acoustiques transversales lentes dans la Paratellurite dans le plan d'interaction anisotrope $(1\bar{1}0)$.

La suite de ce manuscrit se concentre sur la conception de composants à interaction anisotrope dans le visible, entre 400 et 700 nm. Ce domaine optique est critique puisqu'il présente une forte variation d'indices et également une activité optique forte. Pour cela la deuxième partie du chapitre 2 est dédiée à l'étude de la propagation d'ondes optiques dans la Paratellurite dans le plan d'interaction anisotrope $(1\bar{1}0)$.

# Chapitre 2: Étude théorique de l'interaction anisotrope dans la Paratellurite

La Paratellurite est un cristal de synthèse produit pour la première fois en 1963. Ce cristal a très rapidement été étudié et mis en avant pour ces qualités photo-élastiques remarquables. La Paratellurite permet de travailler aussi bien en interaction isotrope qu'anisotrope. Dans le cas d'interaction isotrope, un facteur de Mérite intéressant est obtenu lors de la propagation d'ondes acoustiques longitudinales dans le plan $(010)$. Ce type de configuration est généralement utilisé dans les composants de type modulateur AOM ou décaleur de fréquence AOFS. En configuration d'interaction anisotrope, l'emploi d'ondes acoustiques transversales dans le plan $(1\bar{1}0)$ présente le meilleur facteur de mérite, grâce à la faible vitesse de propagation des ondes transversales dans ce plan. Les propriétés de biréfringence optique permettent dès lors des configurations originales telles que l'interaction TPM (Tangent Phase Matching), NPM (Narrow Phase Matching) ou encore l'interaction double, qui seront décrites précisément dans les Chapitres 3 et 4. Ces configurations offrent des caractéristiques très différentes permettant la conception de composants tels que les déflecteurs AOD ou les filtres AOTF.

La Paratellurite s'impose par les caractéristiques qu'elle offre en termes de vitesse de propagation acoustique, et également en termes de transparence sur un large spectre optique, de l'Ultra-Violet à l'Infra-Rouge. Cependant, ce cristal présente également quelques inconvénients tels qu'une activité optique prépondérante près de l'axe optique ou encore une atténuation acoustique assez forte limitant la propagation d'ondes acoustiques de plus haute fréquence (supérieure à 300 MHz). Néanmoins, une bonne connaissance de ces caractéristiques permet de cerner la zone de travail optimale.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier dans un premier temps les caractéristiques acoustiques puis optiques du cristal de Paratellurite. Ensuite, une description du couplage acousto-optique est proposée avec l'étude des conditions au synchronisme lors de l'interaction anisotrope.

# 1 Propagation acoustique

## 1.1 Détermination des surfaces de lenteurs

La vitesse de l'onde acoustique est un paramètre primordial dans la qualité de l'interaction et influe largement sur le rendement global puisque le facteur de Mérite $M_2$ est inversement proportionnel à $V^3$ (Eq.(1.8)). Au sein d'un solide acoustiquement anisotrope, trois modes de propagation sont définis : l'onde quasi longitudinale (onde de compression), l'onde quasi-transversale rapide et l'onde quasi-transversale lente (ondes de cisaillement). La valeur de ces vitesses, pour toute direction de propagation, s'obtient en résolvant l'équation de Christoffel :

$$\Gamma_{ik}.N_k = \rho V^2.N_k \tag{2.1}$$

Avec :

$$\Gamma_{ik} = \mathrm{C_{ijkl}}.N_j.N_l \quad \text{avec } N = \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

où $\mathrm{C_{ijkl}}$ sont les coefficients d'élasticité propres à chaque matériau et $N$ est un vecteur unitaire colinéaire à la direction du vecteur d'onde acoustique $\boldsymbol{K}$. Pour un cristal tel que le $TeO_2$, de classe 422 et de système tétragonal, la matrice de rigidité avec les notations contractées prend la forme suivante :

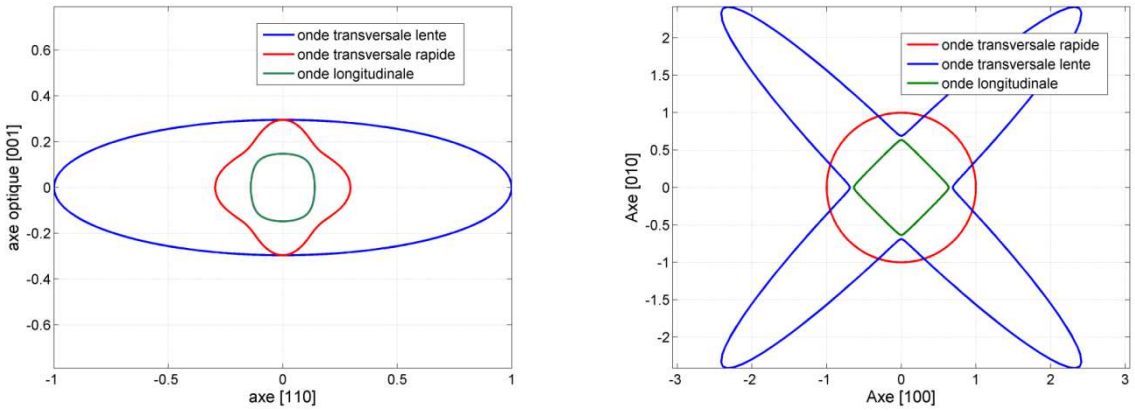
$$\mathrm{c_{ij}} = \begin{pmatrix} \mathrm{c_{11}} & \mathrm{c_{12}} & \mathrm{c_{13}} & 0 & 0 & 0 \\ \mathrm{c_{12}} & \mathrm{c_{11}} & \mathrm{c_{13}} & 0 & 0 & 0 \\ \mathrm{c_{13}} & \mathrm{c_{13}} & \mathrm{c_{33}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathrm{c_{44}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mathrm{c_{44}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathrm{c_{66}} \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

Plusieurs ensembles de valeurs sont disponibles dans la littérature et sont présentés ci-dessous :

| Coefficients d'élasticité ($10^{10}$ N/m$^2$) | | | | | | Masse volumique ($10^3$Kg/m$^3$) | Références |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\mathbf{C_{11}}$ | $\mathbf{C_{12}}$ | $\mathbf{C_{13}}$ | $\mathbf{C_{33}}$ | $\mathbf{C_{44}}$ | $\mathbf{C_{66}}$ | | |
| 5.575 | 5.11 | 2.29 | 10.66 | 2.66 | 6.58 | 5.984 | Ogi, Fukunaga, 2004 [107] |
| 5.59 | 5.13 | 2.17 | 10.56 | 2.67 | 6.62 | 6.02 | Molecular Technology [108] |
| 5.57 | 5.12 | 2.18 | 10.58 | 2.65 | 6.59 | 5.99 | Ohmachi, Uchida, 1970 [109] |
| 5.32 | 4.86 | 2.12 | 10.85 | 2.44 | 5.52 | 5.99 | Uchida, Ohmachi, 1969 [110] |
| 5.6 | 5.16 | 2.72 | 10.51 | 2.70 | 6.68 | 6.11 | Arlt, Schweppe, 1968 [111] |

Tableau 2.1 : Constantes élastiques et masse volumique de la Paratellurite

Les vitesses acoustiques (ainsi que leurs directions de polarisation) sont déterminées par résolution matricielle en déterminant les valeurs propres et les vecteurs propres de l'équation de Christoffel (2.1). Afin d'avoir une vision globale de la variation des vitesses acoustiques à l'intérieur du cristal, on représente usuellement les surfaces des lenteurs ($s = 1/V$) comme illustré sur la Figure 2.1.




a) b)

Figure 2.1 : Surface des lenteurs de la Paratellurite ; a) dans le plan $(1\bar{1}0)$ ; b) dans le plan $(001)$

Lors de la fabrication d'un composant, les ondes acoustiques sont généralement générées à l'aide d'un transducteur piézoélectrique en Niobate de Lithium ($LiNbO_3$), matériau également anisotrope. Selon la coupe utilisée, le transducteur génèrera principalement des ondes longitudinales (coupe Y-36) ou transversales (coupe X-41, Y-163) [112]. Nous nous intéressons ici à l'interaction anisotrope, et donc à la propagation de l'onde acoustique transversale lente. Une représentation en deux dimensions de la surface de lenteur de l'onde transversale lente autour de l'axe $[1\bar{1}0]$ est proposée Figure 2.2.

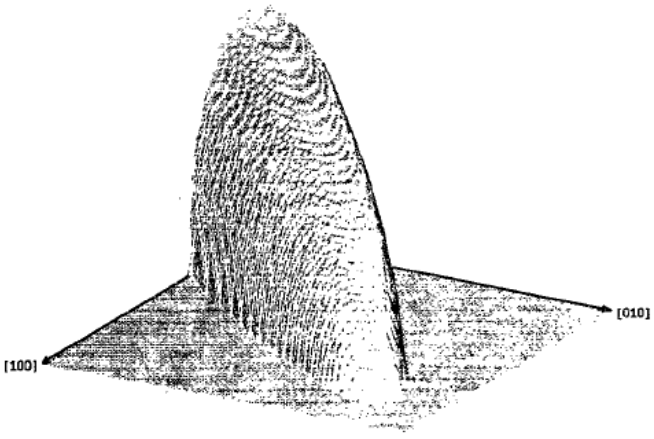



Figure 2.2 : Surface des lenteurs en 2D autour de l'axe [110] [113]

Dans le plan $(1\bar{1}0)$, l'expression analytique de la vitesse acoustique de l'onde transversale lente polarisée selon $[1\bar{1}0]$ vaut :

$$V = \sqrt{\frac{\frac{c_{11} - c_{12}}{2}.\cos^2\theta_a + c_{44}.\sin^2\theta_a}{\rho}} \qquad (2.4)$$

Où l'angle $\theta_a$ correspond à la coupe acoustique, c'est-à-dire l'angle entre l'axe [110] et la direction de propagation de l'onde acoustique (de vecteur d'onde ***K***). Selon les références, la vitesse de l'onde acoustique transversale lente oscille entre 600 et 625 m/s pour une propagation selon l'axe [110]. La Figure 2.3 indique l'évolution de la vitesse acoustique pour des valeurs de coupe acoustique comprises entre 0 et 16°.

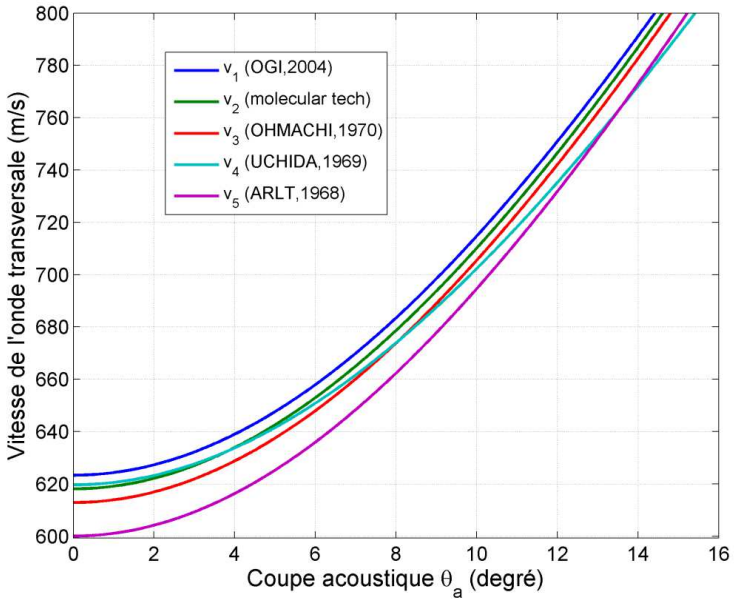



Figure 2.3 : Vitesse de propagation des ondes acoustiques suivant la coupe acoustique

Dans la suite de l'étude, nous utiliserons les constantes élastiques déterminées par OGI [107].

## 1.2 Oblicité acoustique

La forte anisotropie acoustique de la Paratellurite pour l'onde transversale lente fait apparaitre le phénomène d'oblicité $\psi$: l'énergie du faisceau acoustique n'est plus colinéaire à la direction de propagation du vecteur d'onde mais au vecteur de Poynting. De manière générale, l'oblicité se définit comme l'angle entre la direction du vecteur d'onde ***K*** et la direction du vecteur de Poynting ***P***.

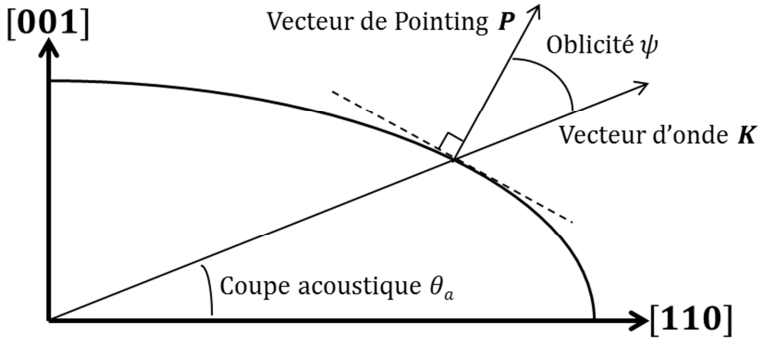



Figure 2.4 : Direction de propagation de l'énergie acoustique en milieu anisotrope

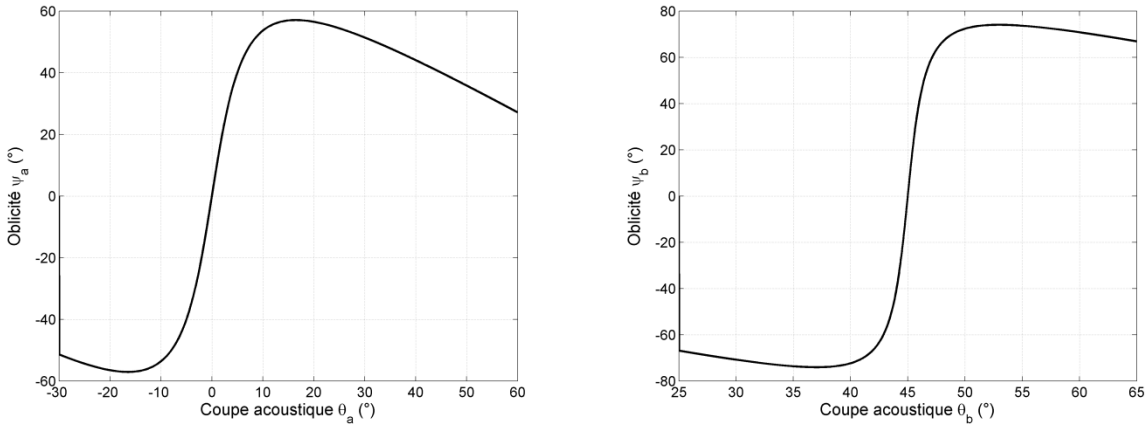
Géométriquement, la direction de l'énergie (du vecteur de Poynting) est perpendiculaire à la tangente à la surface des lenteurs pour une direction du vecteur d'onde ***K*** donnée (Figure 2.4):

$$\psi = \arctan\left(\frac{1}{s}\frac{\partial s}{\partial \theta}\right) \tag{2.5}$$

Où $s$ est l'inverse de la vitesse et $\theta$ l'angle par rapport à une direction principale donnée. Dans le plan $(1\bar{1}0)$, l'oblicité $\psi_a$ vaut :

$$\psi_a = \arctan\left(\left(\frac{2C_{44}}{C_{11}-C_{12}}\right)\tan\theta_a\right) - \theta_a \tag{2.6}$$

L'évolution de l'oblicité $\psi_a$ en fonction de la coupe acoustique $\theta_a$ dans le plan d'interaction $(1\bar{1}0)$ est présentée à la figure Figure 2.5-a. L'oblicité est nulle pour $\theta_a$ = 0° tandis que pour les coupes acoustiques classiquement utilisées ($\theta_a$ entre 6° et 12°) l'oblicité varie entre 45° et 55°. L'énergie du faisceau acoustique est alors très fortement inclinée, il faut donc veiller à bien dimensionner le cristal lors de la conception d'un composant afin que l'onde acoustique puisse se propager sans introduire de perturbations dues à d'éventuelles réflexions acoustiques. Après avoir déterminé l'oblicité $\psi_a$ dans le plan d'interaction $(1\bar{1}0)$, il est aussi intéressant de déterminer l' oblicité $\psi_b$ dans le plan orthogonal au plan d'interaction, le plan $(001)$. Nous introduisons ici la coupe acoustique $\theta_b$ qui correspond à l'angle entre [100] et le vecteur d'onde acoustique se propageant dans le plan $(001)$ ($\theta_a$ nul). L'axe [110] correspond ici à $\theta_b$ = 45°. Ce plan présente des valeurs d'oblicité $\psi_b$ très élevées dès que l'on quitte l'axe [110] avec un maximum de 74° atteint pour $\theta_b$ = 53° (Figure 2.5-b).




a) b)

Figure 2.5 : Oblicité acoustique dans la Paratellurite ; a) dans le plan $(1\bar{1}0)$ ; b) dans le plan $(001)$

Afin de déterminer au mieux les caractéristiques d'une interaction acousto-optique, il est essentiel de connaître la longueur d'interaction. En première approximation, cette dimension correspond à la longueur de transducteur W. Cette approximation est applicable dans le cas d'interaction dans des cristaux peu anisotropes. Cependant, lors de l'interaction anisotrope dans la Paratellurite, les conditions particulières d'incidence optique et la forte oblicité nécessitent de prendre en compte l'angle d'incidence $\theta_i$, la coupe acoustique $\theta_a$ ainsi que l'oblicité $\psi_a$ afin de déterminer la longueur d'interaction effective $W_{eff}$ [87] :

$$W_{eff} = W\frac{\cos\psi_a}{\cos(\psi_a + \theta_a - \theta_i)} \tag{2.7}$$

La Figure 2.6 illustre la longueur d'interaction effective dans le cas d'une interaction dans le plan $(1\bar{1}0)$ pour une coupe acoustique $\theta_a$ non nulle.

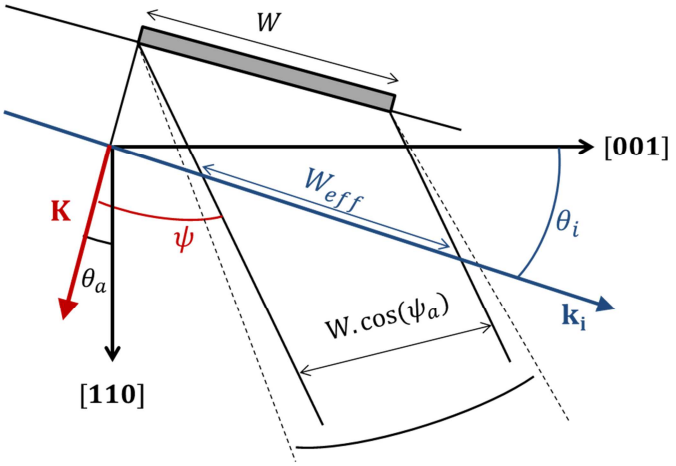



Figure 2.6 : Longueur d'interaction effective en prenant en compte l'oblicité acoustique

## 1.3 Divergence acoustique

Lors d'une interaction acousto-optique, l'onde acoustique est générée par un transducteur de dimensions finies (W, H correspondant respectivement à la longueur et la largeur du transducteur) ce qui a pour conséquence d'introduire de la divergence. En milieu isotrope, la divergence $\delta\theta$ d'un faisceau acoustique se définit par le rapport de la longueur d'onde acoustique $\Lambda$ sur la dimension du transducteur et est identique quel que soit la direction de propagation. Dans un milieu anisotrope, la divergence du faisceau dépend toujours des dimensions du transducteur : plus le transducteur est de petite dimension, plus le faisceau acoustique diverge. Cependant, pour un transducteur de dimension carrée (W = H), la divergence introduite dans les plans orthogonaux (suivant W ou H) est différente et dépend de la courbure des surfaces des lenteurs dans chacun de ces plans. Dans le cas où la courbure de la surface des lenteurs est fortement convexe, la divergence du faisceau sera supérieure au cas isotrope (Figure 2.7) A l'inverse, dans le cas où la courbure de la surface de lenteur est concave, le faisceau acoustique sera focalisé. La forme particulière de la surface des lenteurs près de l'axe [110] conduit à une forte divergence du faisceau acoustique, notamment dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux optiques (plan $(001)$).
Dans la littérature, Pape et Goutzoulis [45] introduisent le paramètre d'anisotropie $b$ qui permet d'approximer la divergence d'un faisceau acoustique en milieu anisotrope en se référant au cas isotrope :

$$\Delta\theta = \delta\theta.|1 - 2b| \qquad (2.8)$$

Où $|1 - 2b|$ correspond au facteur de courbure acoustique. La divergence du faisceau acoustique est supérieure au cas isotrope lorsque $b$ est négatif. Ce paramètre est déterminé autour de l'axe [110] selon le plan $(1\bar{1}0)$ pour la divergence $\Delta\theta_a$, c'est-à-dire selon la

longueur du transducteur W et selon le plan $(001)$ pour la divergence $\Delta\theta_b$,c'est-à-dire selon la largeur du transducteur H :

$$\Delta\theta_a = \frac{\Lambda(1-2b_a)}{W} \; et \; \Delta\theta_b = \frac{\Lambda(1-2b_b)}{H} \tag{2.9}$$

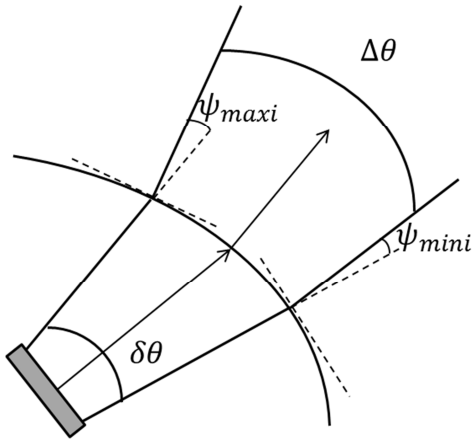
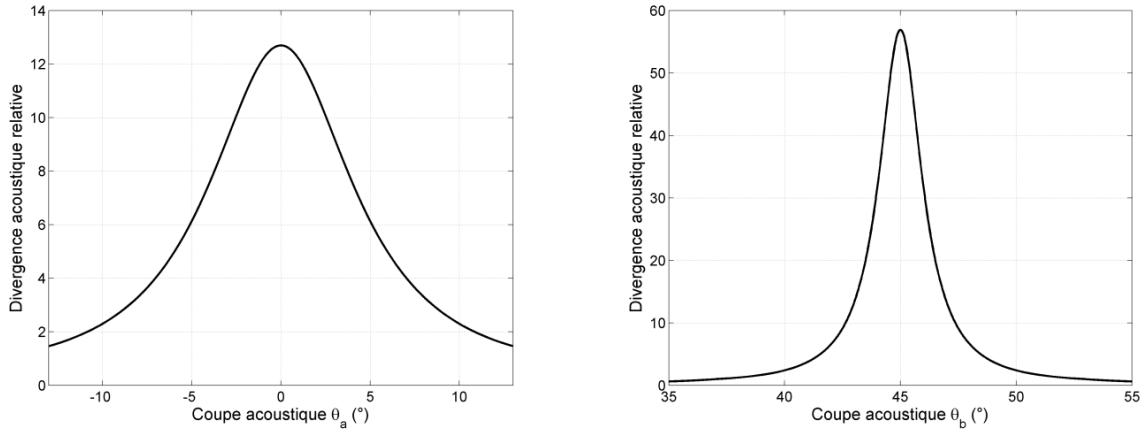



Figure 2.7 : Divergence acoustique en milieu anisotrope

La Figure 2.8 représente l'évolution des facteurs de courbures acoustiques $|1-2b_a|$ et $|1-2b_b|$ autour de l'axe [110]. Concernant la divergence $\Delta\theta_a$ du faisceau acoustique selon la longueur du transducteur, nous observons que le facteur de courbure atteint son maximum sur l'axe [110] ($|1-2b_a|$= 12.6 pour $\theta_a$ = 0°) puis décroit lorsque la coupe acoustique augmente. Pour les coupes acoustiques usuelles (de 6 à 12°), le facteur de courbure $|1-2b_a|$ varie entre 4 et 2 (Figure 2.8-a). De manière équivalente, le facteur de courbure $|1-2b_b|$ déterminant la divergence $\Delta\theta_b$ du faisceau acoustique dans le plan orthogonal au plan d'interaction (suivant la largeur H du transducteur) est représenté figure Figure 2.8-b. Dans le cas d'un faisceau acoustique se propageant suivant [110] (cas usuel : $\theta_b$ = 45°), le faisceau acoustique est près de 55 fois plus divergent que dans le cas isotrope. Notons que la divergence $\Delta\theta_b$ décroit très rapidement dès que l'on quitte l'axe [110]. À titre d'exemple, elle n'est plus que deux fois supérieure au cas isotrope lorsque $\theta_b$ vaut 50°.




a) b)

Figure 2.8 : Divergence acoustique relative $|1-2b|$ ; a) dans le plan $(1\bar{1}0)$ ; b) dans le plan $(001)$ ;

La Figure 2.9 représente l'image de Schlieren d'un faisceau acoustique se propageant dans le cristal selon la coupe acoustique $\theta_b$ = 50°. Cette technique permet d'observer la direction de propagation de l'énergie acoustique. Trois faisceaux acoustiques sont issus de trois transducteurs distincts disposés sur le côté gauche de l'image. En sortie des transducteurs, les trois faisceaux acoustiques sont largement inclinés en raison de la forte oblicité : $\psi_b$ = 72.5° pour $\theta_b$ = 50°. Néanmoins, les trois faisceaux sont quasiment collimatés et se propagent dans le cristal de Paratellurite en se réfléchissant sur ses faces.



Figure 2.9 : Image de Schlieren pour $\theta_b$ = 50° [114]

Cette figure illustre également le phénomène d'atténuation acoustique. La Paratellurite présente une atténuation assez élevée dans le plan $(1\bar{1}0)$ de 17.9 dB/µsec/GHz$^2$ [45], soit 73dB/cm à 500MHz. C'est plus de deux fois l'atténuation dans la Silice. Notons que dans le plan $(010)$ utilisé pour l'interaction isotrope, l'atténuation est moindre (6.3 dB/µsec/GHz$^2$) ce qui permet de monter plus haut en fréquence.

## 1.4 Notion de champ proche - champ lointain

Classiquement, la détermination du champ acoustique d'un transducteur circulaire est plus aisée que celle d'un transducteur rectangulaire, du fait de la symétrie de révolution. Généralement, on assimile un transducteur rectangulaire à un cylindre de hauteur infinie afin de travailler en deux-dimensions.

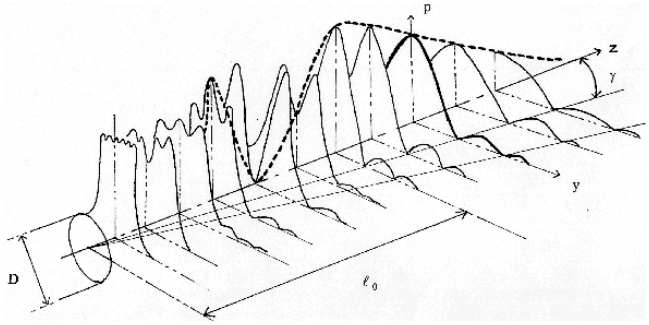



Figure 2.10 : Allure du champ acoustique d'un transducteur circulaire [115]

Une dimension caractéristique du champ acoustique est sa distance de Fresnel. Elle délimite le champ proche du champ lointain : le champ proche est caractérisé par de multiples oscillations et présentent de nombreux trous d'intensité comme le montre la Figure 2.10 et la Figure 2.11 tandis que le champ lointain permet d'observer le lobe principal ainsi que les

lobes secondaires caractéristiques des diagrammes de directivité. La distance de Fresnel dépend de la divergence acoustique ainsi que de la dimension du transducteur [116]. Dans le cas d'un transducteur de longueur W très supérieure à sa largeur H, la distance de Fresnel s'exprime par :

$$Z_{\text{fresnel}} = \frac{H}{\Delta\theta_b} \tag{2.10}$$

L'étude du champ acoustique d'un transducteur rectangulaire de dimensions finies et proches dans un matériau fortement anisotrope est un vaste sujet nécessitant la mise en place de techniques numériques complexes telle que la méthode des éléments finis [117]. L'équation (2.10) permet d'obtenir rapidement les zones du champ acoustique à éviter lors de la phase de conception d'un composant. La Figure 2.11 présente l'allure du champ acoustique d'un transducteur de dimension H = 3 mm se propageant selon la coupe acoustique $\theta_a$ = 6° à la fréquence de 100 MHz. Par calcul, nous obtenons une distance de Fresnel de 8 mm ce qui est en accord avec la mesure réalisée expérimentalement. Remarquons que lors de la visualisation du champ acoustique par la méthode de Schlieren, l'oblicité acoustique $\psi_a$ modifie les distances perçues ce qui nécessite de multiplier $Z_{fresnel}$ par le coefficient $\cos\psi_a$ pour retrouver la valeur de la distance de Fresnel.

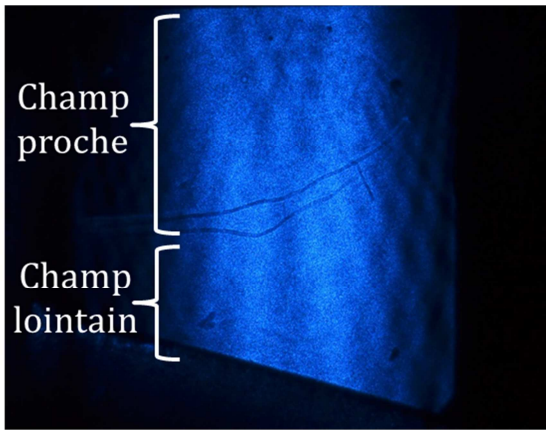



Figure 2.11 : Visualisation du champ proche et du début du champ lointain (ordre 0)

Cette première partie nous a montré que la propagation d'une onde acoustique dans un milieu anisotrope nécessite d'être soigneusement étudiée afin de déterminer les dimensions du cristal et du transducteur (plus précisément la longueur et la largeur de l'électrode supérieure W et H). Notons que d'autres paramètres, non présentés ici sont également à prendre en compte lors de la conception comme par exemple l'adaptation électrique ainsi que l'adaptation mécanique du transducteur.

# 2 Propagation optique

La Paratellurite est un cristal présentant à la fois de la biréfringence linéaire et de l'activité optique (biréfringence circulaire). Dans un premier temps, nous nous intéressons à la biréfringence linéaire seule.

## 2.1 Biréfringence linéaire

Nous nous intéressons dans ce premier paragraphe à la biréfringence linéaire dans les matériaux uniaxes tel le $TeO_2$ qui décompose une onde de polarisation quelconque en deux ondes de polarisation rectiligne. Une onde optique incidente de vecteur d'onde $\boldsymbol{k_i}$ est une onde électromagnétique composée d'un champ électrique $\boldsymbol{E}$ et d'un champ magnétique $\boldsymbol{B}$ en comparaison aux ondes ultrasonores qui sont des ondes élastiques (vibration de la matière). Dans le vide, ($\boldsymbol{k_i}, \boldsymbol{E}, \boldsymbol{B}$) formant un trièdre direct, lorsqu'une telle onde (de polarisation quelconque) traverse un milieu optiquement anisotrope, elle se décompose dès l'entrée du cristal en deux modes propres de propagation, deux vibrations à polarisation linéaire dont les directions de vibration sont orthogonales : le mode ordinaire et le mode extraordinaire. De plus, lorsqu'une onde lumineuse (polarisée rectiligne) pénètre dans un cristal uniaxe et que le champ $\boldsymbol{E}$ de cette onde est parallèle à l'axe optique [001] du cristal, alors l'onde voit le cristal comme étant un matériau ayant l'indice $n_e$. On parle du mode extraordinaire. En revanche, lorsque le champ $\boldsymbol{E}$ de cette onde est orthogonale à l'axe optique [001] du cristal, l'onde « voit » le cristal comme étant un matériau ayant l'indice $n_o$. On parle du mode ordinaire. L'allure des courbes d'indices ordinaire et extraordinaire est présentée Figure 2.12

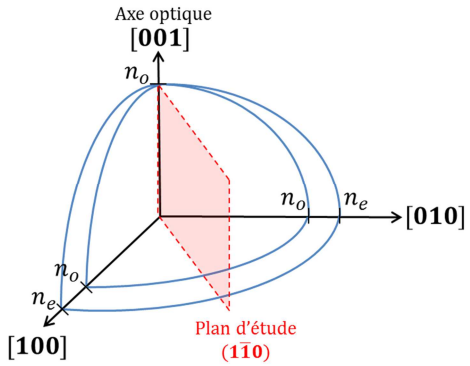



Figure 2.12: Courbes d'indices optique d'un cristal uniaxe positif

Afin de déterminer les indices $n_e$ et $n_o$, nous introduisons le tenseur de permittivité diélectrique $\varepsilon_{ij}$ qui lie le champ électrique $\boldsymbol{E}$ au vecteur excitation électrique $\boldsymbol{D}$ :

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_{ij}\,\boldsymbol{E} = \varepsilon_0\,\varepsilon_r\,\boldsymbol{E} \tag{2.11}$$

Avec $\varepsilon_0$ la permittivité du vide et $\varepsilon_r$ :

$$\boldsymbol{\varepsilon_r} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

Pour un milieu isotrope, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$ donc il n'est pas nécessaire de définir le tenseur de permittivité, il s'agit dans ce cas d'un simple scalaire. L'indice de réfringence du milieu vaut alors $n = \sqrt{\boldsymbol{\varepsilon_r}}$ . Pour un milieu anisotrope uniaxe, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \neq \varepsilon_{zz}$ : le milieu possède deux indices de réfringence, $n_o$ et $n_e$. Nous obtenons ainsi l'ellipsoïde des indices :

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \tag{2.13}$$

Les indices $n_o$ et $n_e$ dépendent de la longueur d'onde $\lambda$. Différentes formules de Sellmeier approximent la valeur de l'indice extraordinaire et ordinaire : citons McCarthy [118] (formule présentée ci-dessous), Georgiev [119] et Xu, Stroud [120].

[118]

$$n_o = \sqrt{1 + \frac{2.5844.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.1342^2} + \frac{1.1557.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.2638^2}}$$
$$n_e = \sqrt{1 + \frac{2.8525.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.1342^2} + \frac{1.5141.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.2631^2}} \tag{2.14}$$

La Figure 2.13-a représente la variation des indices ordinaire et extraordinaire de la Paratellurite suivant la longueur d'onde, dans le domaine de transparence de la Paratellurite [0.35µm; 3.5µm] :

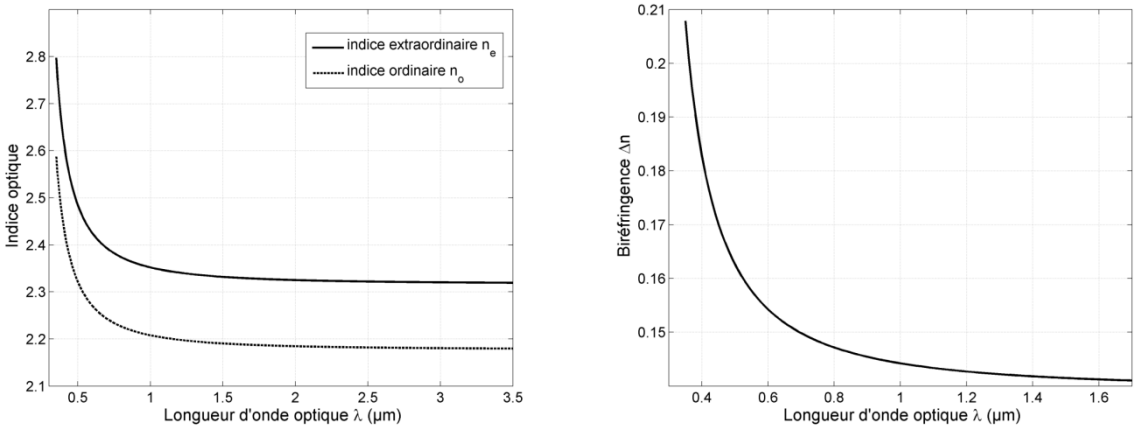



Figure 2.13 : Indices optiques de la Paratellurite ; a) évolution des indices ordinaire et extraordinaire suivant la longueur d'onde ; b) évolution de la biréfringence $\Delta n$

La Figure 2.13-b représente l'évolution de la biréfringence $\Delta n = n_e - n_o$. Dans le cas de la Paratellurite, $\Delta n > 0$ (matériau uniaxe positif). Un rayon couplé sur le mode ordinaire verra toujours dans le $TeO_2$ un indice de réfraction égal à $n_o$ (lorsque la gyrotropie est négligée). Pour un rayon couplé sur le mode extraordinaire, l'indice de réfraction $n$ varie suivant la direction de propagation $\theta_i$ du faisceau incident par rapport à l'axe optique [001] avec : $n_o \leq n(\theta_i) \leq n_e$. Dans le plan $(1\bar{1}0)$, $n(\theta_i)$ est défini par :

$$\frac{1}{n(\theta_i)} = \sqrt{\frac{\cos^2\theta_i}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta_i}{n_e^2}} \tag{2.15}$$

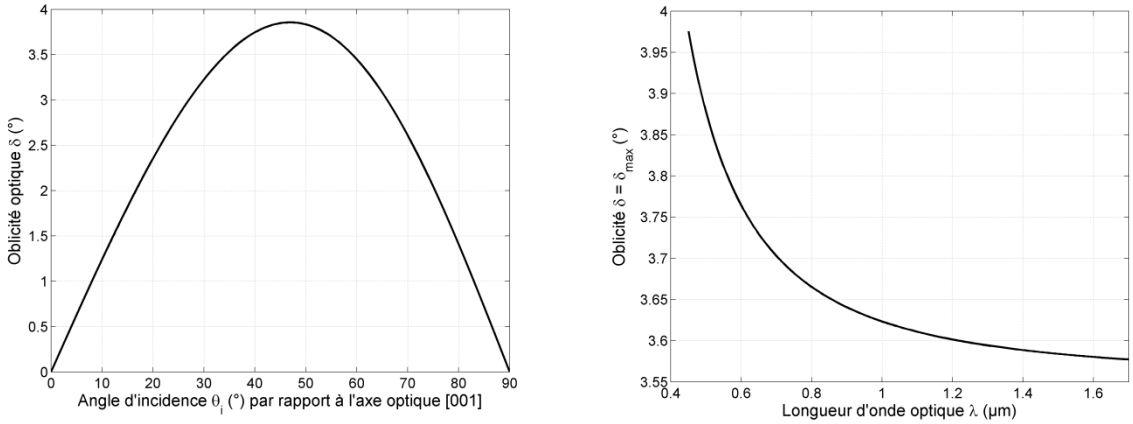
Rappelons que cette relation ne fait intervenir que la biréfringence linéaire. De même que pour le domaine acoustique, l'oblicité optique $\delta$ est définie par :

$$\delta = \arctan\left(\frac{1}{n(\theta_i)}\frac{\partial n(\theta_i)}{\partial \theta_i}\right) \tag{2.16}$$

Dans le cas de la surface d'indice ordinaire, l'oblicité optique est nulle pour toute direction du vecteur d'onde optique. Dans le cas de la surface d'indice extraordinaire, l'expression analytique de l'oblicité optique est la suivante [87]:

$$\delta = \arctan\left[\left(\frac{n_e^2 - n_o^2}{2}\right)\frac{\sin 2\theta_i}{n_e^2 \cos^2\theta_i + n_o^2 \sin^2\theta_i}\right] \tag{2.17}$$

La Figure 2.14-a représente l'oblicité optique en fonction de l'angle d'incidence dans le plan $(1\bar{1}0)$. L'oblicité est maximale pour un angle d'incidence voisin de 47° et vaut ici $\delta_{max}$ = 3.9° pour la longueur d'onde $\lambda_0$ = 514 nm. La Figure 2.14-b montre l'évolution de l'oblicité maximale $\delta_{max}$ suivant la longueur d'onde.




a) b)

Figure 2.14 : Oblicité optique dans la Paratellurite ; a) dans le plan $(1\bar{1}0)$ pour $\lambda_0$ = 514 nm; b) ; Oblicité maximale suivant la longueur d'onde

La séparation angulaire des 2 modes de propagation est observable expérimentalement comme le montre la Figure 2.15.

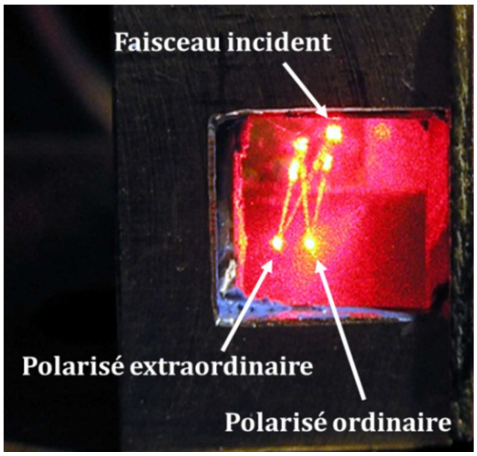



Figure 2.15 : Séparation du faisceau optique incident de polarisation quelconque en 2 modes propres

## 2.2 Biréfringence circulaire : activité optique

Dans ce second paragraphe, nous nous intéressons à la biréfringence circulaire. La biréfringence circulaire est la propriété de décomposer une onde optique incidente de polarisation quelconque en deux ondes polarisées circulairement. Cette dernière, encore appelée activité optique ou gyrotropie se déclare près de l'axe optique [001]. Il faut noter que le $TeO_2$ est un matériau où la biréfringence linéaire est forte. Cependant, il présente une activité optique non négligeable autour de l'axe optique. Dans le cas d'interaction isotrope dans la Paratellurite, le faisceau optique incident est proche de l'axe [100], l'effet de l'activité optique est nul. Dans le cas d'interaction anisotrope, le faisceau optique incident peut être, selon le type de configuration d'interaction, voisin de l'axe optique. L'effet indésirable d'une modification de la polarisation linéaire du faisceau optique incident est alors nuisible au rendement de l'interaction.

Fresnel s'intéressa à l'activité optique dès 1825 et montra qu'elle émanait de la double réfraction circulaire, l'une donnant une onde polarisée circulaire droite (se propageant dans un milieu d'indice $n_d$), l'autre une onde polarisée circulaire gauche (se propageant dans un milieu d'indice $n_g$) [121]. Ce phénomène est lié à la chiralité des molécules et n'a lieu que dans les matériaux ne présentant pas de centre de symétrie. On parle de dissymétrie cristalline. Pour détailler le phénomène de la gyrotropie, on peut considérer le fait qu'une onde plane polarisée linéairement est la superposition de deux ondes planes polarisées circulairement (l'une étant droite et l'autre gauche). La phase de l'onde circulaire droite est alors $e^{i\varphi}$ et celle de l'onde circulaire gauche $e^{-i\varphi}$. Les indices $n_d$ et $n_g$ étant différents, les deux ondes polarisées circulairement vont traverser le cristal avec une vitesse différente ( $v = c/n$ ) ce qui donnera pour effet final un déphasage angulaire entre l'onde incidente en entrée du cristal et l'onde transmise en sortie. Lors de la traversé d'une distance *d* à l'intérieur du cristal, la phase φ s'exprime alors par:

$$\varphi = \pi(n_g - n_d).d/\lambda_0 \tag{2.18}$$

Nous introduisons ensuite le pouvoir rotatoire : $\varrho = \varphi/d$. Il représente la déviation angulaire du champ électrique de l'onde par unité de surface (en rad/mm ou deg/mm) :

$$\varrho = \frac{\pi}{\lambda_0}.(n_g - n_d) \tag{2.19}$$

En sortie du cristal, la polarisation de l'onde transmise est toujours linéaire mais est tournée de $\pm\varrho.d$ suivant que le milieu est dextrogyre ou lévogyre. Ce décalage angulaire est particulièrement gênant dans la conception des composants acousto-optiques puisqu'il induit directement une diminution du couplage acousto-optique et donc du rendement. L'intérêt d'étudier la gyrotropie est d'en mesurer l'impact pour ainsi éviter ses effets. Les deux paramètres mesurant la gyrotropie sont le pouvoir rotatoire $\varrho$ (rad/mm) et le *splitting factor* $\sigma$ (sans unité) :

$$\sigma = \frac{\varrho.\lambda_0}{2\pi.n_o} \tag{2.20}$$

Au voisinage de l'axe optique, $\Delta n_c = n_o.\sigma$ représente la biréfringence circulaire du cristal :

$$\begin{aligned} n_g &= n_o + \Delta n_c = n_o(1+\sigma) \\ n_d &= n_o - \Delta n_c = n_o(1-\sigma) \end{aligned} \tag{2.21}$$

La Figure 2.16 illustre schématiquement les variations induites par la gyrotropie sur les surfaces d'indices près de l'axe optique avec les indices $n_d$ et $n_g$ qui entourent l'indice ordinaire.

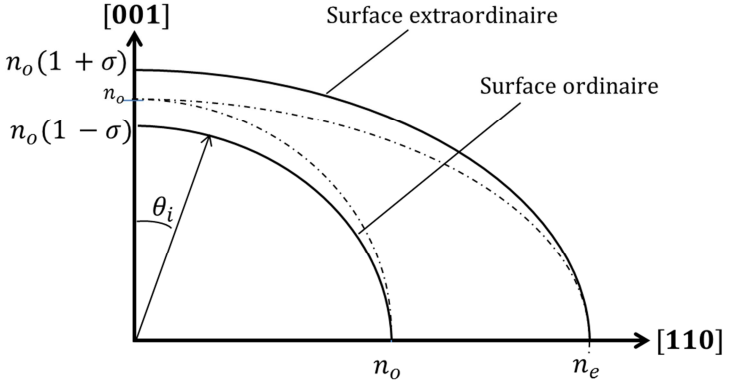



Figure 2.16 : Schématisation de l'effet de la gyrotropie sur les courbes d'indices ordinaire et extraordinaire

La Figure 2.17 présente le pouvoir rotatoire en fonction de la longueur d'onde optique du faisceau incident [122]. Ainsi, de la même manière que pour la variation des indices optiques, l'effet de la gyrotropie est d'autant plus marqué que la longueur d'onde est courte.

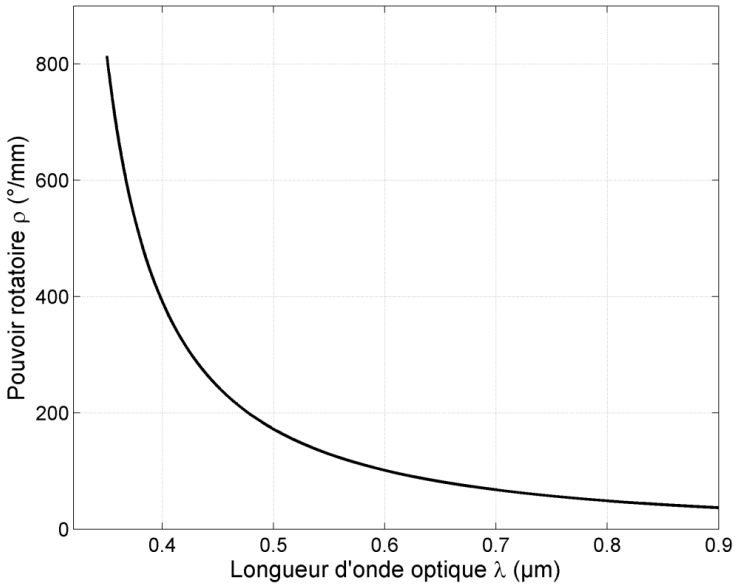



Figure 2.17 : Pouvoir rotatoire de la Paratellurite suivant la longueur d'onde

Afin de déterminer plus finement les conditions d'interaction acousto-optique, Dixon a assimilé l'effet de la gyrotropie à une modification elliptique des surfaces d'ondes ordinaire et extraordinaire [88] : l'indice $n_e(\theta_i)$ suit un ellipsoïde de petit axe $n_o(1+\sigma)$ et de grand axe $n_e$ alors que l'indice $n_o(\theta_i)$ suit un ellipsoïde de petit axe $n_o(1-\sigma)$ et de grand axe $n_o$ :

$$\frac{1}{n_e(\theta_i)} = \sqrt{\frac{\cos^2\theta_i}{n_o^2(1+\sigma)^2} + \frac{\sin^2\theta_i}{n_e^2}} \tag{2.22}$$

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

De nombreux articles ont par la suite repris ces expressions des courbes d'indices ( [123] [124]). Ces expressions algébriques offrent l'avantage d'être intégrées facilement dans les calculs. Cependant, elles modifient fortement les courbes d'indices alors que la gyrotropie est un phénomène très concentré autour de l'axe optique [125]. Afin de déterminer au plus près les courbes d'indices ordinaire et extraordinaire, il est nécessaire de repartir de l'équation de Fresnel proposé par Yariv et Yeh [126], en prenant la nouvelle expression du vecteur excitation électrique $\boldsymbol{D}$ :

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0\, \varepsilon_r\, \boldsymbol{E} + i\varepsilon_0\, \boldsymbol{G}\, \mathrm{x}\, \boldsymbol{E} \tag{2.24}$$

Où $\boldsymbol{G}$ est le vecteur gyration. Le vecteur gyration est colinéaire à la direction du vecteur d'onde optique. Il s'exprime en fonction d'un vecteur unitaire $\boldsymbol{S}$ et du tenseur de gyration $g_{ij}$ :

$$G = g_{ij}\mathrm{S_i S_j} \quad \text{avec} \quad i,j = x,y,z \tag{2.25}$$

Le tenseur de gyration $g_{ij}$ vaut, pour un cristal tétragonal de classe 422:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} g_{11} & 0 & 0 \\ 0 & g_{11} & 0 \\ 0 & 0 & g_{33} \end{pmatrix} \tag{2.26}$$

Dans le plan $(1\bar{1}0)$, le vecteur unitaire $\boldsymbol{S}$ dépend de l'angle $\theta_i$ entre l'axe optique et le vecteur d'onde optique :

$$\boldsymbol{S} = \frac{\boldsymbol{k_i}}{\|\boldsymbol{k_i}\|} = \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \\ s_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1/\sqrt{2}.\sin\theta_i \\ -1/\sqrt{2}.\sin\theta_i \\ \cos\theta_i \end{pmatrix} \tag{2.27}$$

Finalement, dans le plan $(1\bar{1}0)$, la norme du vecteur gyration $G$ vaut :

$$G = g_{11}.\sin^2\theta_i + g_{33}.\cos^2\theta_i \tag{2.28}$$

Il est expérimentalement complexe de déterminer $g_{11}$ [127]. Du fait que la gyrotropie se manifeste pour des valeurs d'angle incident $\theta_i$ faibles ($sin^2 \to 0$), une approximation au premier ordre nous donne $G \approx g_{33}$. Nous obtenons une relation simple entre le vecteur gyration $G$, le pouvoir rotatoire $\rho$ et le splitting factor $\sigma$ :

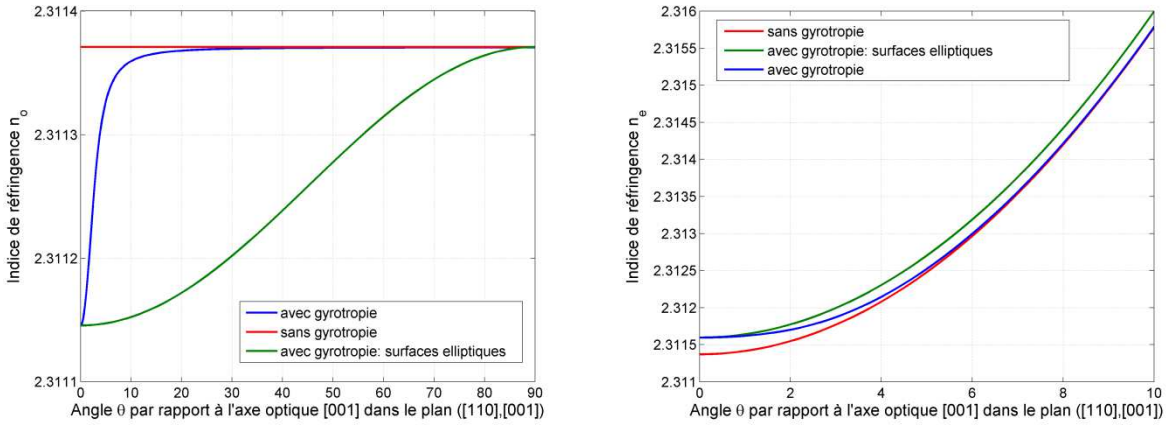
$$\rho \approx \frac{\pi G}{\lambda_0 n_o} \quad \text{et} \quad \sigma \approx \frac{G}{2.n_o^2} \tag{2.29}$$

Les indices ordinaire $n_o(\theta_i)$ et extraordinaire $n_e(\theta_i)$ s'obtiennent alors en résolvant l'équation de Fresnel :

$$\frac{S_x^2}{n^2-n_o^2}+\frac{S_y^2}{n^2-n_o^2}+\frac{S_z^2}{n^2-n_e^2}-\frac{1}{n^2}=\mathrm{G}^2\frac{S_x n_o^2+S_y n_o^2+S_z n_e^2}{n^2(n^2-n_e^2)(n^2-n_o^2)^2} \qquad (2.30)$$

Les figures Figure 2.18-a et Figure 2.18-b permettent de comparer les variations d'indices induites par les deux méthodes de prise en compte de la gyrotropie. Sur chacun de ces graphes, trois courbes sont représentées :

- l'évolution des indices sans prendre en compte la gyrotropie (courbe rouge) : prise en compte de la biréfringence linéaire uniquement
- l'évolution des indices en prenant en compte les équations de Dixon (courbe verte) : Courbes d'indices elliptiques
- l'évolution des indices par résolution de l'équation de Fresnel (courbe bleue)




a) b)

Figure 2.18 : Variations des indices dans le plan $(1\bar{1}0)$ pour $\lambda_0$ = 514 nm; a) $n_o(\theta_i)$; b) $n_e(\theta_i)$

La Figure 2.18-a représente la variation de l'indice ordinaire $n_o(\theta_i)$ pour $\lambda_0$ = 514 nm et pour un angle incident $\theta_i$ variant entre 0° (axe optique [001]) et 90° (axe [110]). En prenant en compte uniquement la biréfringence linéaire, $n_o(\theta_i)$ est évidemment constant quel que soit l'angle d'incidence. Avec les équations de Dixon, la gyrotropie affecte l'indice $n_o(\theta_i)$ même lorsque la direction de propagation du faisceau optique est éloignée de l'axe optique. La résolution par l'équation de Fresnel (courbe bleue) affecte la valeur de l'indice $n_o(\theta_i)$ uniquement autour de l'axe optique, pour des angles d'incidences $\theta_i$ inférieurs à 10°.

La Figure 2.18-b représente la variation de l'indice extraordinaire $n_e(\theta_i)$ lorsque le faisceau optique se propage aux environs de l'axe optique [001], entre 0 et 10°. La prise en compte de la gyrotropie par la résolution de l'équation de Fresnel modifie l'indice $n_e(\theta_i)$ dans un périmètre de 5° autour de l'axe optique alors que les équations de Dixon modifient la valeur de l'indice pour des angles d'incidence bien plus élevés.

Les modélisations présentées ici sont en accord avec l'approximation appliquée dans la pratique qui consiste à négliger la gyrotropie pour des angles optiques supérieurs à 5°. Il faut cependant garder en mémoire que la gyrotropie est un phénomène dépendant de la longueur d'onde optique et que son effet est majeur dans la gamme du proche UV. Bien

qu'elle ne semble modifier que faiblement les indices optiques, l'effet de la gyrotropie est très visible lors d'une interaction acousto-optique. En particulier lors d'une interaction de type tangente basse fréquence (déflecteur) puisque les angles incidents et diffractés sont proches de l'axe optique. Différentes simulations d'interactions acousto-optiques au synchronisme comparant les méthodes de prise en compte de la gyrotropie ont été réalisées. Ces résultats sont présentés au chapitre 3.

Notons que la gyrotropie influe également sur les fréquences acoustiques des interactions acousto-optiques du fait de la modification des ellipsoïdes d'indices et également sur la polarisation des ondes incidente et diffracté. Cet effet de rotation de polarisation est non négligeable dans le rendement final de l'interaction. Elle reste cependant difficile à prendre en compte pour un faisceau optique qui ne se propage pas exactement sur l'axe optique.

# 3 Couplage acousto-optique

## 3.1 Tenseur photo-élastique

Après avoir étudié les caractéristiques acoustiques puis optiques de la Paratellurite, le but de ce paragraphe est de lier le domaine acoustique avec le domaine optique en introduisant le tenseur photo-élastique afin de déterminer les orientations les plus pertinentes pour obtenir une interaction acousto-optique efficace. Pour cela, nous rappelons l'expression générale du tenseur des déformations $S$ induit par une onde acoustique :

$$S_{kl} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k}\right) \tag{2.31}$$

Où $u$ est le champ de déplacement : $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{u_0}\sin(\omega t - K.r)$. Le tenseur de déformation pour une onde transversale lente dans le plan $(1\bar{1}0)$ vaut :

$$\begin{cases} S_1 = s_{11} = \dfrac{S_0}{2}.\cos\theta_a \\ S_2 = s_{22} = -\dfrac{S_0}{2}.\cos\theta_a \\ S_3 = s_{33} = 0 \\ S_4 = 2\,s_{23} = -\dfrac{S_0}{\sqrt{2}}.\sin\theta_a \\ S_5 = 2\,s_{13} = -\dfrac{S_0}{\sqrt{2}}.\sin\theta_a \\ S_6 = 2\,s_{12} = 0 \end{cases} \tag{2.32}$$

en posant $S_0 = K.u_0$. Plus généralement, l'amplitude de déformation $S_0$ associée à une onde plane se définit en introduisant l'intensité de l'onde acoustique $I_{ac}$ [11] :

$$S_0 = \sqrt{\frac{2.I_{ac}}{\rho.V^3}} \tag{2.33}$$

Nous avons introduit dans le paragraphe 2 de ce chapitre la permittivité $\boldsymbol{\varepsilon_r}$, dans le cas de l'étude du couplage acousto-optique, il est plus aisé de travailler avec l'impermittivité diélectrique (ou d'imperméabilité diélectrique en référence à l'électromagnétisme) :

$$B_\alpha = [\boldsymbol{\varepsilon_r}]^{-1} \tag{2.34}$$

Lors de la propagation d'une onde acoustique dans le cristal, les déformations élastiques de la maille cristalline vont mener à une variation de l'impermittivité diélectrique $\Delta B_\alpha$ définit par :

$$\Delta B_\alpha = p_{\alpha\beta}.S_\beta \tag{2.35}$$

Où $p_{\alpha\beta}$ est appelé tenseur photo-élastique. Dans le cas du $TeO_2$, il possède 7 composantes différentes :

$$p_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & 0 & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{66} \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

L'expression générale de l'impermittivité est un tenseur de rang 3 :

$$\Delta B_\alpha = \begin{pmatrix} \Delta B_1 & \Delta B_6 & \Delta B_5 \\ \Delta B_6 & \Delta B_2 & \Delta B_4 \\ \Delta B_5 & \Delta B_4 & \Delta B_3 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Dans le plan $(1\bar{1}0)$, la variation de l'impermittivité diélectrique $\Delta B_\alpha$ est donné par :

$$\begin{cases} \Delta B_1 = \dfrac{(p_{11} - p_{12})}{2}.S_0.\cos\theta_a \\ \Delta B_2 = -\dfrac{(p_{11} - p_{12})}{2}.S_0.\cos\theta_a \\ \Delta B_3 = 0 \\ \Delta B_4 = -p_{44}.S_0.\dfrac{\sin\theta_a}{\sqrt{2}} \\ \Delta B_5 = p_{44}.S_0.\dfrac{\sin\theta_a}{\sqrt{2}} \\ \Delta B_6 = 0 \end{cases} \quad (2.38)$$

Dans les conditions d'interaction de Bragg, la création d'un réseau de diffraction suffisamment épais par la colonne acoustique (paramètre de Klein Cook Q > 10) est une condition nécessaire mais non suffisante à la génération d'un ordre diffracté. Le plan d'interaction sélectionné doit bénéficier d'un couplage acousto-optique satisfaisant. L'étude de ce couplage et de la possibilité d'obtenir un faisceau diffracté se détermine par :

$$\boldsymbol{D_{dif}} = \Delta B_\alpha.\boldsymbol{D_{inc}} \quad (2.39)$$

Où $\boldsymbol{D_{inc}}$ et $\boldsymbol{D_{dif}}$ correspondent aux vecteurs excitations électriques du faisceau incident et diffracté. Suivant le plan d'interaction, le vecteur excitation électrique diffracté $\boldsymbol{D_{dif}}$ sera colinéaire (interaction isotrope) ou orthogonal (interaction anisotrope) au vecteur excitation électrique incident $\boldsymbol{D_{inc}}$. Prenons ici le cas d'un faisceau incident couplé sur le mode extraordinaire se propageant dans le plan $(1\bar{1}0)$ avec un angle d'incidence $\theta_i$ par rapport à l'axe optique :

$$\boldsymbol{D_{inc}} = D_0 \begin{pmatrix} -1/\sqrt{2}.\cos(\theta_i) \\ -1/\sqrt{2}.\cos(\theta_i) \\ -\sin(\theta_i) \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

D'après l'équation (2.39), nous avons :

$$\boldsymbol{D_{dif}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{(p_{11}-p_{12})}{2}.\cos\theta_a.\cos\theta_i + p_{44}.\sin\theta_a.\sin\theta_i\right] \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{(p_{11}-p_{12})}{2}.cos\,\theta_a.cos\theta_i + p_{44}.\sin\theta_a.\sin\theta_i\right] \\ 0 \end{pmatrix}.D_0 \qquad (2.41)$$

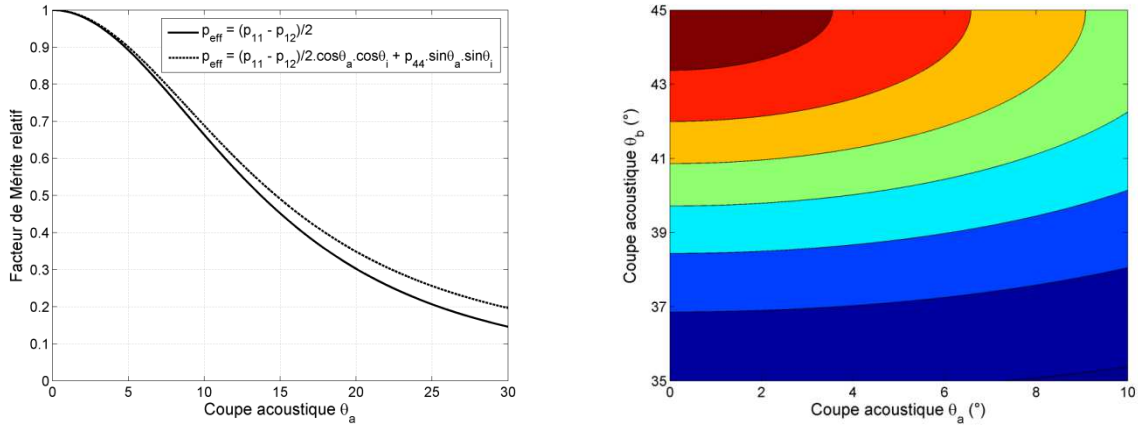
$\boldsymbol{D_{dif}}$ est orthogonal à $\boldsymbol{D_{inc}}$. Les coefficients du tenseur photo-élastique mis en jeu déterminent $p_{eff}$, le coefficient photo-élastique effectif dépend de la configuration d'interaction ($\theta_a$, $\theta_i$) et vaut:

$$p_{eff} = \left(\frac{p_{11}-p_{12}}{2}\right)\cos\theta_a\cos\theta_i + p_{44}\sin\theta_a\sin\theta_i \qquad (2.42)$$

Pour la Paratellurite, $p_{11}$ = 0.0074, $p_{12}$ = 0.187 et $p_{44}$ = -0.17 [110]. Le facteur de mérite (Eq.(1.8)) permet de comparer les propriétés acousto-optiques de différents matériaux. La Figure 2.19-a représente l'évolution du facteur de mérite en fonction de la coupe acoustique $\theta_a$. La courbe en trait continue correspond au facteur de mérite approximé en prenant pour $p_{eff}$ l'expression simplifiée : $p_{eff} = \left(\frac{p_{11}-p_{12}}{2}\right)$. La courbe en pointillé correspond à l'expression exacte de $p_{eff}$ pour $\theta_i$ = 10°. Nous observons que l'expression simplifiée minimise le facteur de mérite, ce qui ne nuit en rien à la conception des composants. Ainsi, pour tout type d'interaction, l'expression du facteur de mérite dans le plan $(1\bar{1}0)$ s'exprime par :

$$M_2 = \frac{\left(\frac{p_{11}-p_{12}}{2}\right)^2.n_o^3.n_e(\theta_i)^3}{\rho.V_{ac}^3} \qquad (2.43)$$

Où $n_e(\theta_i)$ correspond à l'indice optique du mode extraordinaire pour un angle d'incidence $\theta_i$ donné. Notons que la Figure 2.19-a compare les expressions des facteurs de mérite relatifs, en fonction de sa valeur maximale obtenue pour une coupe acoustique nulle. À titre indicatif, sur l'axe [110], $M_2 \approx 1.10^{-12}$ s$^3$/kg pour $\lambda_0$ = 514 nm.




a) b)

Figure 2.19 : Facteur de mérite relatif ; a) Suivant la fonction de la coupe acoustique $\theta_a$; b) Suivant $\theta_a$et $\theta_b$ ;

La Figure 2.19-b représente le facteur de mérite $M_2$ autour de l'axe [110], en fonction des coupes acoustiques $\theta_a$ et $\theta_b$ définies au point 3.1. Concernant la coupe acoustique $\theta_b$,

nous observons qu'un facteur de mérite correct est disponible lorsqu'un décalage de 5° autour de l'axe optique est effectué : pour $\theta_b$= 40°, la ligne de niveau verte correspond au facteur de Mérite obtenu pour $\theta_a$= 10°. Bien qu'une telle configuration introduise une forte oblicité dans le plan orthogonal au plan d'interaction, la faible divergence acoustique de cette coupe représente également un atout non négligeable, notamment dans le cas de configurations multi-canaux.

## 3.2 Recherche des conditions de synchronisme

Afin qu'une interaction acousto-optique puisse avoir lieu, il est nécessaire de travailler dans un plan d'interaction présentant un couplage acousto-optique intéressant et de satisfaire les conditions de Bragg :

$$\boldsymbol{k_i} \pm \boldsymbol{K} = \boldsymbol{k_d} \tag{2.44}$$

avec pour rappel $k_i = 2\pi n/\lambda_0$, $K = 2\pi . f/V$ . Les conditions de Bragg déterminent les différents paramètres de l'interaction : la longueur d'onde optique $\lambda_0$, l'angle du faisceau optique incident $\theta_i$, la fréquence acoustique $f$, la coupe acoustique $\theta_a$. La Figure 2.20 illustre une interaction anisotrope quelconque dans le plan $(1\bar{1}0)$ où le faisceau incident est couplé au mode ordinaire de la Paratellurite d'où, pour cet exemple : $\boldsymbol{k_o} = \boldsymbol{k_i}$, $\theta_o = \theta_i$ et $\boldsymbol{k_e} = \boldsymbol{k_d}$, $\theta_e = \theta_d$.

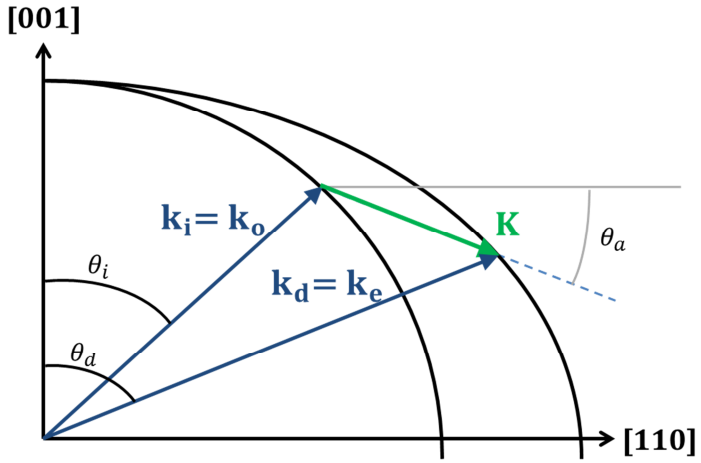



Figure 2.20 : Interaction anisotrope (ordinaire vers extraordinaire) dans le plan $(1\bar{1}0)$

Pour ce cas de figure, en prenant en compte la gyrotropie et en décomposant les vecteurs d'onde selon les 2 axes principaux du plan, nous obtenons le couple d'équations suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{2\pi . n_o(\theta_i)}{\lambda_0}\cos\theta_i - 2\pi.\dfrac{f}{V}\sin\theta_a = \dfrac{2\pi . n_e(\theta_d)}{\lambda_0}\cos\theta_d \\ \dfrac{2\pi . n_o(\theta_i)}{\lambda_0}\sin\theta_i + 2\pi.\dfrac{f}{V}\cos\theta_a = \dfrac{2\pi . n_e(\theta_d)}{\lambda_0}\sin\theta_d \end{cases} \tag{2.45}$$

avec $\theta_i$ et $\theta_a$ choisis positifs. La prise en compte de la gyrotropie ne permet pas une résolution algébrique de ce système. Les résultats présentés par la suite ont été obtenus par calcul numérique.

Lors de la recherche des conditions de synchronisme, il existe au total 4 cas de figure différents :

- Cas n°1 : Interaction du mode ordinaire vers le mode extraordinaire avec $\theta_i > \theta_d$
- Cas n°2 : Interaction du mode ordinaire vers le mode extraordinaire avec $\theta_i < \theta_d$
- Cas n°3 : Interaction du mode extraordinaire vers le mode ordinaire avec $\theta_i > \theta_d$
- Cas n°4 : Interaction du mode extraordinaire vers le mode ordinaire avec $\theta_i < \theta_d$

La Figure 2.21 présente l'obtention des conditions de synchronisme pour chacun des cas pour une longueur d'onde optique et une coupe acoustique données ($\theta_a$ = 10° et $\lambda_0$ = 633 nm).

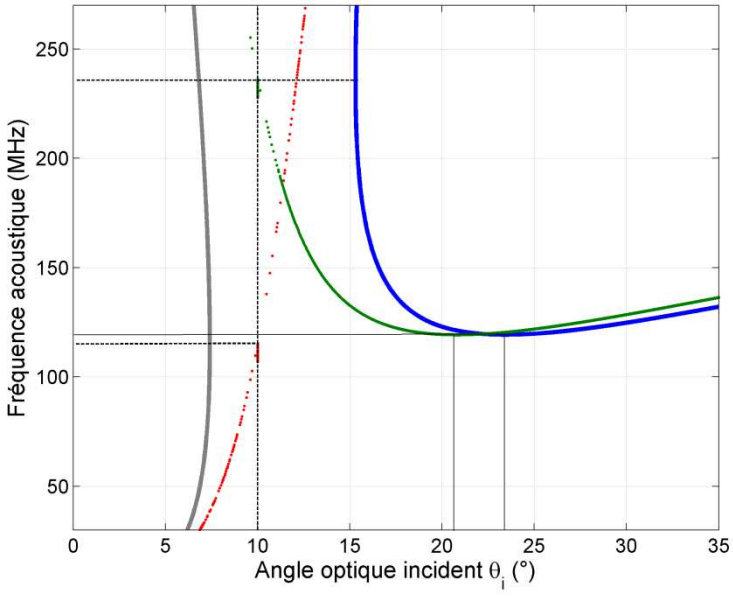



Figure 2.21 : Fréquence acoustique au synchronisme suivant l'angle incident $\theta_i$ pour $\theta_a$ = 10° et $\lambda_0$ = 633 nm

- Le cas n°1 correspond à la courbe rouge et ne présente que peu d'intérêt en terme de caractéristiques d'interaction : plus nous nous éloignons de l'axe optique, plus la fréquence acoustique au synchronisme augmente.

- Le cas n°2 correspond à la courbe verte. Nous distinguons une asymptote horizontale pour le couple ($f$ = 119.3 MHz, $\theta_i$ = 20.7°). Autour de ce point de fonctionnement, une variation de l'angle d'incidence $\theta_i$ influe peu sur la fréquence acoustique au synchronisme. Ce point de fonctionnement est caractéristique de l'interaction dite NPM (Narrow Phase Mismatch) utilisée dans les composants de type filtre AOTF et qui mène à une grande acceptance angulaire.

- Le cas n°3 correspond à la courbe bleue et présente un double intérêt. Comme pour le cas précédent, nous distinguons une asymptote horizontale au point de fonctionnement ($f$ = 119.3 MHz, $\theta_i$ = 23.4°). La fréquence acoustique est identique au cas précédent : nous retrouvons ici les trois grandeurs caractéristiques de l'interaction dite NPM : la fréquence acoustique $f$, l'angle $\theta_o$ (qui correspond à l'angle incident du cas n°2) et l'angle $\theta_e$ (qui correspond à l'angle incident de ce cas). Nous observons également une asymptote verticale au point de fonctionnement ($f$ = 236.1 MHz, $\theta_i$ = 15.3°). Autour de ce point de fonctionnement, une variation de la fréquence acoustique influe peu sur la condition de synchronisme de l'angle d'incidence $\theta_i$. Ce point de fonctionnement est caractéristique de

l'interaction dite TPM (Tangent Phase Mismatch) utilisée dans les composants de type déflecteur AOD et qui mène à une grande bande passante fréquentielle.
- Le cas n°4 correspond à la courbe noire. Nous observons également une asymptote verticale au point de fonctionnement ($f$ = 115.7 MHz, $\theta_i$ = 7.4°) caractéristique de l'interaction TPM. Il n'y a ici pas de correspondance avec le point de fonctionnement observé au cas n°3. L'interaction TPM a lieu pour deux configurations d'interactions distinctes appelées tangente basse fréquence (cas n°4) et tangente haute fréquence (cas n°3).

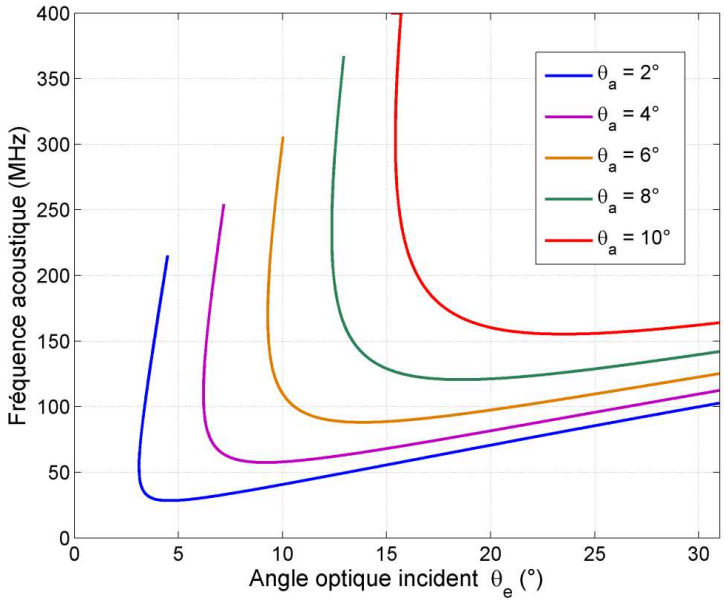



Figure 2.22 : Condition de synchronisme dans le plan $(1\bar{1}0)$ suivant différentes coupes acoustiques (interaction extraordinaire vers ordinaire : Cas n°3) avec $\lambda_0$ = 514 nm

La conception d'un composant nécessite de sélectionner la coupe acoustique optimale afin de correspondre au mieux à un cahier des charges donné. La Figure 2.22 présente les conditions de synchronisme en fréquence et en angle d'incidence lors d'une interaction du mode extraordinaire vers le mode ordinaire (Cas n°3) pour différentes valeurs de coupes acoustiques. Classiquement, les coupes acoustiques utilisées varient entre 6° et 12°. Quelle que soit la coupe acoustique, nous observons toujours une tangente verticale et une tangente horizontale, point de fonctionnement des interactions TPM et NPM respectivement. Notons que plus la coupe acoustique diminue, plus les points de fonctionnement des interactions TPM et NPM sont proches l'un de l'autre. Lorsque la coupe acoustique augmente, la fréquence acoustique et l'angle d'incidence au synchronisme augmente. De larges bandes passantes fréquentielles ainsi que de grandes acceptances angulaires sont envisageables lorsque la coupe acoustique augmente, au détriment d'une diminution du facteur de mérite.

## 3.3 Asynchronisme de phase

Le paragraphe précédent nous a permis de définir les conditions au synchronisme donnant lieu à un transfert de l'énergie optique théorique de 100% du faisceau incident au diffracté. Comme tout système, les composants acousto-optiques présentent une certaine bande passante due aux propriétés des faisceaux optique et acoustique (divergence,

dimensions finies,..). L'asynchronisme de phase permet l'étude de cette bande passante. Il doit être pris en considération de trois manières différentes :

- S'il correspond à une modification de la fréquence acoustique $f$ autour de sa fréquence de synchronisme, on parle de bande passante fréquentielle $\Delta F$.
- S'il correspond à une modification de l'angle incident $\theta_i$, on parle d'acceptance angulaire $\Delta\theta$.
- S'il correspond à une modification de la longueur d'onde optique, on parle de bande passante spectrale $\Delta\lambda$.

Dans tous les cas, l'asynchronisme correspond à un déphasage $\boldsymbol{\Delta k_d}$ entre les vecteurs d'ondes incident, acoustique et diffracté :

$$\boldsymbol{k_i} + \boldsymbol{K} + \boldsymbol{\Delta k_d} = \boldsymbol{k_d} \tag{2.46}$$

La Figure 2.23 représente le diagramme des vecteurs d'une interaction asynchrone dans un matériau présentant une forte oblicité acoustique, tel le $TeO_2$. Le vecteur $\boldsymbol{\Delta k_d}$ est orthogonal à la direction de propagation de l'énergie acoustique [59].

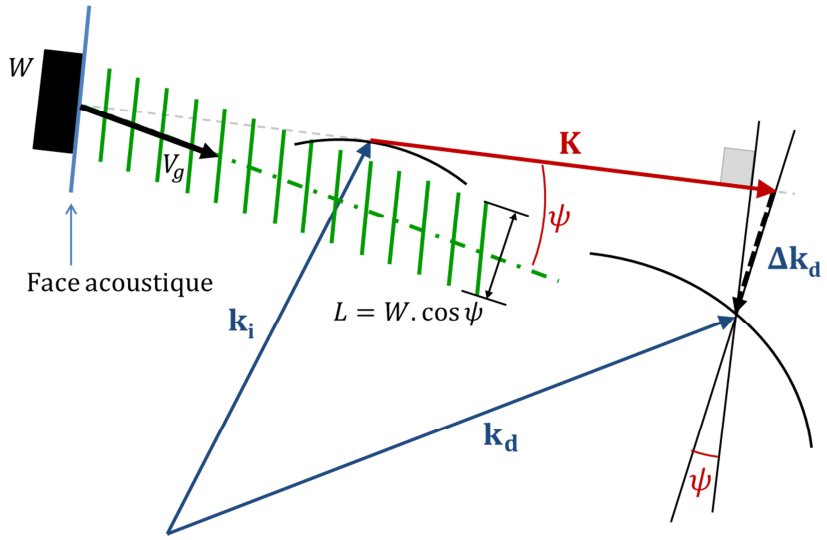



Figure 2.23 : Asynchronisme de phase dans un matériau présentant une forte oblicité acoustique

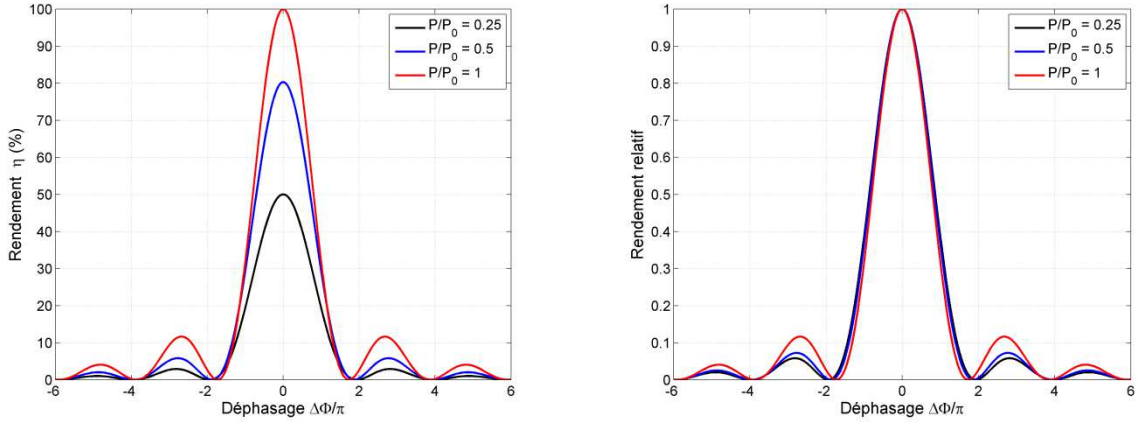
Afin de quantifier la perte de rendement induit par le vecteur $\boldsymbol{\Delta k_d}$, nous introduisons l'asynchronisme de phase $\Delta\Phi$ :

$$\Delta\Phi = \Delta k_d . W_{eff} \tag{2.47}$$

Où $W_{eff}$ est la longueur d'interaction effective décrite précédemment (Eq.(2.7)). L'équation (1.9) du rendement présentée au chapitre 1 n'est valable qu'au synchronisme. La détermination des bandes passantes d'un composant acousto-optique implique l'introduction de l'asynchronisme de phase $\Delta\Phi$ dans le calcul du rendement :

$$\eta = \frac{P}{P_0} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{P}{P_0} + \left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right)^2}\right)}{\frac{P}{P_0} + \left(\frac{\Delta\Phi}{\pi}\right)^2} \tag{2.48}$$

Le rendement $\eta$ s'exprime suivant la fonction sinus cardinal. Cette fonction est à relier directement à la géométrie du transducteur. En effet, un transducteur piézoélectrique de dimension rectangulaire s'assimile à une porte de type créneau dont la transformée de Fourier est un sinus cardinal. De même, lors de l'étude du champ acoustique, nous observons l'apparition de lobes secondaires (cf Figure 2.11). La Figure 2.24-a représente l'évolution du rendement en fonction de $\Delta\Phi/\pi$ pour différents rapports de puissance $P/P_0$. Pour $P/P_0$= 1 (courbe rouge), le rendement maximum est de 100% et le rendement dans les lobes secondaires atteint 12%. Pour $P/P_0$= 0.5 (courbe bleue), le rendement maximum est de 80% et les lobes secondaires sont inférieurs à 6%. Pour $P/P_0$= 0.25 (courbe noire), le rendement maximum est de 50% et les lobes secondaires sont inférieurs à 3%.




a) b)

Figure 2.24 : Rendement $\eta$ en fonction du déphasage $\Delta\Phi/\pi$ pour différents rapports de puissances $P/P_0$ ; a) Rendement effectif ; b) Rendement relatif ;

La Figure 2.24-b représente les rendements relatifs permettant de comparer les rapports entre le maximum de diffraction dans le lobe principale et le lobe secondaire. Ces rapports sont de 12%, 7% et 6% respectivement pour $P/P_0$= 1, $P/P_0$= 0.5 et $P/P_0$= 0.25. Ces résultats sont intéressants dans le sens où, si une application ne requiert pas un rendement de diffraction optimal, il est possible de réduire l'influence des lobes secondaires en diminuant la puissance acoustique $P$. Notons que les courbes théoriques de bandes passantes fréquentielle, spectrale et d'acceptance angulaire présentées par la suite sont obtenues par résolution numérique en déterminant le paramètre $\boldsymbol{\Delta k_d}$ lié au déphasage $\Delta\Phi/\pi$.

## 3.4 Rediffraction à l'ordre 2

Le phénomène de rediffraction à l'ordre 2 est différent du régime de Raman-Nath (Figure 2.25). Lors d'une interaction anisotrope, les conditions de rediffraction s'obtiennent lorsque le faisceau diffracté $\boldsymbol{k_1}$ issu de l'interaction entre $\boldsymbol{k_0}$ et $\mathbf{K}$ est potentiellement au départ d'une nouvelle interaction ayant lieu entre $\boldsymbol{k_1}$, $\boldsymbol{K'}$ et $\boldsymbol{k_2}$ : $\boldsymbol{k_1 + K' = k_2}$.

La prise en compte de la rediffraction de plusieurs ordres requiert l'étude des modes couplés [128], [129]. L'équation (2.48) n'est plus valide et la détermination du rendement dans chaque ordre est effectuée numériquement par résolution matricielle.

La Figure 2.26 illustre une situation de rediffraction à l'ordre 2 dans le cas d'une interaction anisotrope extraordinaire vers ordinaire avec comme paramètres d'interaction : $\theta_i$ = 5.7° ; $\lambda_0$ = 633 nm ; $\theta_a$ = 8° et W = 7 mm. Nous observons ici l'étude de la bande passante fréquentielle du composant. Sans prise en compte de la diffraction, nous obtenons la réponse classique en sinus cardinal (courbe grise pointillé). En réalité, une partie de l'énergie transmise dans le faisceau diffracté $k_1$ (courbe rouge) est de nouveau couplée au faisceau rediffracté $k_2$ (courbe noire) pour les fréquences acoustiques comprises entre 141 et 146 MHz.

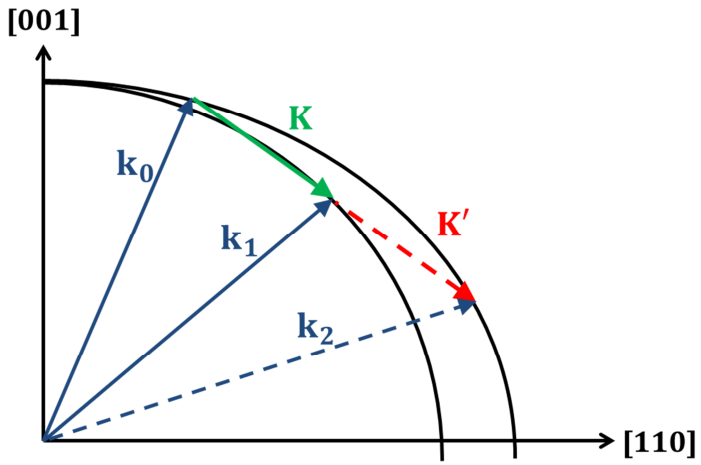



Figure 2.25 : Rediffraction du faisceau d'ordre 1 dans l'ordre supérieur

Dans la suite de ce mémoire, à des fins de clarté, la visualisation des ordres supérieurs ne sera pas indiquée sur les graphiques. Les coupes présentant un risque de rediffraction ont été évitées lors de la conception des composants présentés dans les chapitres 3 et 4 et la rediffraction éventuelle dans les ordres -1 et +2 a bien été vérifiée.

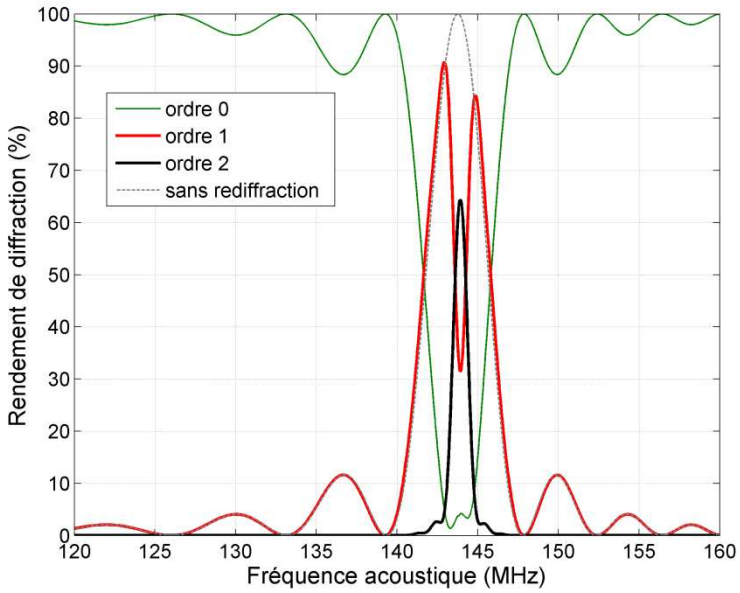



Figure 2.26 : Baisse de rendement dans le faisceau diffracté (ordre 1) dû à la rediffraction dans l'ordre 2

# 4 Conclusion

Dans un matériau anisotrope tel que la Paratellurite, différents types d'interactions peuvent opérer selon le plan d'étude, selon la polarisation du faisceau optique incident et selon le choix de la coupe acoustique $\theta_a$ et de l'angle d'incidence $\theta_i$.

Les interactions acousto-optiques n'ont pas lieu dans toutes les directions du cristal et il faut rechercher les coupes intéressantes pour chaque type d'ondes acoustiques (onde transversale lente et onde longitudinale dans le $TeO_2$).

Dans le cas des ondes acoustiques transversales lentes, le plan $(1\bar{1}0)$ présente un taux de couplage très intéressant, avec un facteur de mérite élevé (500 fois plus que dans la silice), que ce soit pour l'interaction extraordinaire vers ordinaire ou ordinaire vers extraordinaire. Ceci est dû à la vitesse de propagation des ondes acoustiques transversale lente suivant [110]. Néanmoins, cette direction de propagation induit une forte divergence acoustique et également de l'oblicité. Actuellement, la majorité des interactions anisotropes ont lieu dans ce plan. Cependant, en introduisant la coupe acoustique $\theta_b$, les plans proches présentent également un facteur de Mérite intéressant et une divergence acoustique moindre, au détriment d'une forte oblicité dans le plan orthogonal au plan d'interaction.

Le plan $(1\bar{1}0)$ offre de nombreux degrés de liberté, en fonction du choix de la coupe acoustique $\theta_a$ et de l'incidence du faisceau optique $\theta_i$, il permet de travailler dans des configurations complémentaires, privilégiant une large bande passante fréquentielle dans le cas de l'interaction TPM (Tangent Phase Mismatch) ou au contraire une faible bande passante fréquentielle et une large acceptance angulaire dans le cas de l'interaction NPM (Narrow Phase Mismatch). Ces deux points de fonctionnement sont étudiés au chapitre 3 de manière détaillée.

# Chapitre 3: Cas d'interactions anisotropes particulières : application aux déflecteurs et aux filtres

Le chapitre précédent a présenté les conditions de synchronisme pour une coupe acoustique donnée pour tout angle incident $\theta_i$. Des points de fonctionnement particuliers ont été mis en avant : l'interaction TPM (Tangent Phase Mismatch) et l'interaction NPM (Narrow Phase Mismatch). Les interactions anisotropes dans la Paratellurite sont essentiellement basées sur ces points de fonctionnement particuliers.

Dans ce chapitre, le premier paragraphe définit les caractéristiques d'un déflecteur acousto-optique AOD utilisant l'interaction TPM.

Par rapport à l'utilisation classique de cette interaction pour la déflexion, nous nous sommes intéressés à ses propriétés spectrales dans le but d'obtenir un réseau de diffraction de bande passante modulable. Ces résultats sont présentés au paragraphe 2 de ce chapitre par la mise en évidence d'un réseau de diffraction dynamique.

Le paragraphe 3 est dévoué à l'étude des caractéristiques d'un filtre AOTF utilisant la configuration NPM. L'évolution des bandes passantes fréquentielles, optiques, des fréquences de synchronisme et acceptances angulaires en fonction des caractéristique du filtre (gamme spectrale, longueur d'interaction, coupe acoustique, …) sont détaillés dans ce paragraphe.

Ces deux configurations (NPM et TPM), qui offrent des spécificités bien distinctes, sont ensuite associées en cascade afin de concevoir un décaleur de fréquence variable de 0 à quelques dizaines de MHz (Paragraphe 4).

# 1 Conception d'un déflecteur

## 1.1 Interaction TPM (Tangent Phase Matching)

Les caractéristiques principales d'un déflecteur sont son nombre de directions disctinctes $N_s$ (Eq.(1.25)) ainsi que son angle maximal de déflexion $\Delta\theta_d$ (Eq.(1.22)). Le chapitre précédent nous a permis d'identifier deux zones de fonctionnement optimisant la bande passante fréquentielle d'un AOD. Dans ces deux configurations, le faisceau optique incident est couplé au mode extraordinaire (colinéaire à l'axe optique) et le vecteur d'onde acoustique ***K*** est tangent à la surface d'onde ordinaire (Figure 3.1). Ceci permet de minimiser l'asynchronisme de phase $\Delta\Phi$ lorsque la fréquence acoustique varie autour de la fréquence de synchronisme. Sans prendre en compte la gyrotropie, l'angle diffracté est déterminé aisément : il correspond à la coupe acoustique $\theta_a$. Pour l'interaction tangente basse fréquence, l'angle d'incidence ($\theta_i = \theta_{e_{BF}}$) est inférieur à l'angle diffracté ($\theta_d = \theta_o$), alors que pour l'interaction tangente haute fréquence, $\theta_i = \theta_{e_{HF}}$ est supérieur à $\theta_d$. Il en résulte que, pour une même coupe acoustique, la fréquence au synchronisme de l'interaction tangente basse fréquence est inférieure à celle de l'interaction tangente haute fréquence, d'où leur appellation.

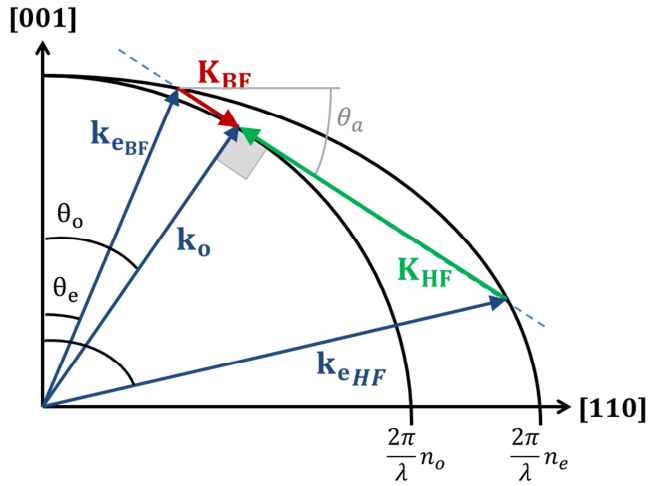
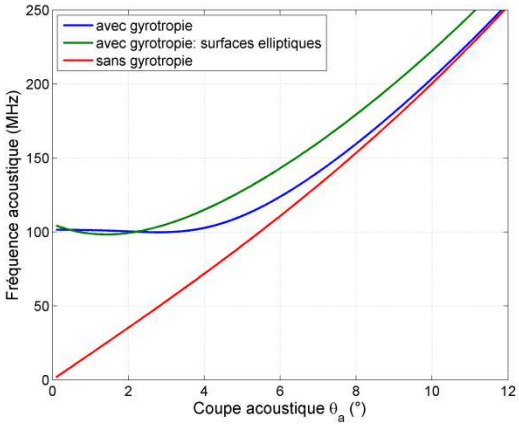
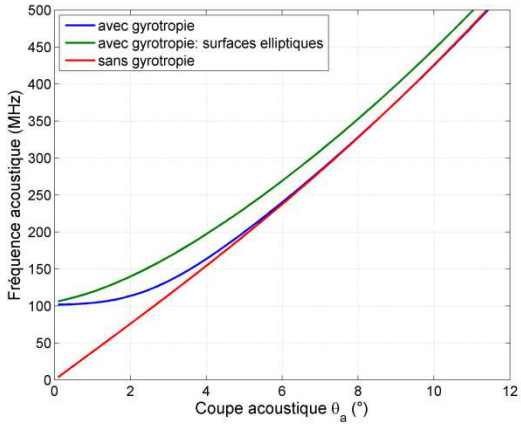



Figure 3.1 : Diagramme des vecteurs d'ondes de l'interaction TPM dite à tangente Basse fréquence (rouge) et à tangente Haute fréquence (vert)

Les figures suivantes présentent les conditions de synchronisme en fréquence (Figure 3.2, Figure 3.5 et Figure 3.8), et en angle d'incidence (Figure 3.3, Figure 3.6 et Figure 3.9) pour les deux interactions TPM : l'interaction tangente basse fréquence (a) et l'interaction tangente haute fréquence (b). Ces résultats sont présentés pour trois longueurs d'ondes distinctes : 405, 514 et 1500 nm en fonction de la coupe acoustique $\theta_a$. Chaque figure compare les trois méthodes de calcul des courbes d'indices optiques (Chapitre 3 - Paragraphe 2). Les trois courbes correspondent aux conditions de synchronisme sans prise en compte de la gyrotropie (courbe rouge), avec prise en compte de la gyrotropie par les équations de courbes d'indices elliptiques (courbe verte) et avec prise en compte des surfaces réelles (courbe bleue).

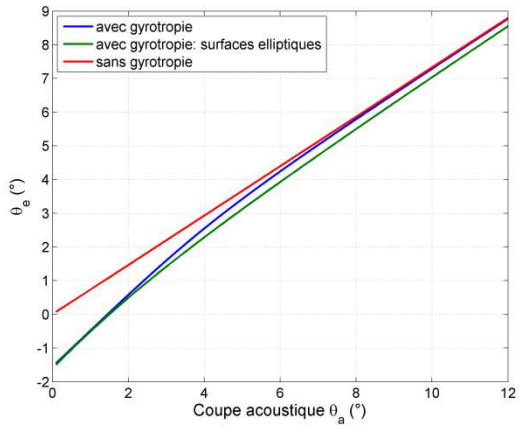



a)

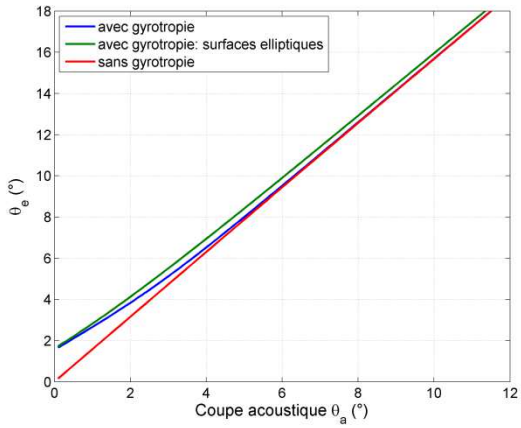



b)

Figure 3.2 : Fréquence acoustique d'interaction au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 405 nm**) ; a) Pour l'interaction TPM Basse fréquence ; b) Pour l'interaction TPM Haute fréquence

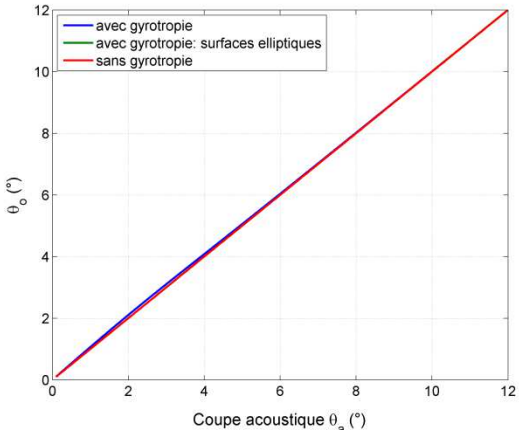



a)

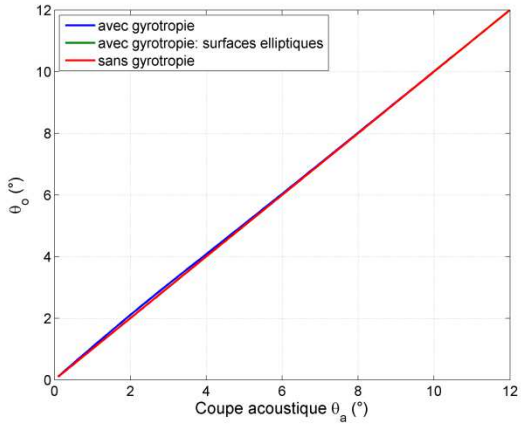



b)

Figure 3.3 : Angle $\theta_e$ au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 405 nm**) ; a) Pour l'interaction TPM Basse fréquence ; b) Pour l'interaction TPM Haute fréquence




a)




b)

Figure 3.4 : Angle $\theta_o$ au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 405 nm**) ; a) Pour l'interaction TPM Basse fréquence ; b) Pour l'interaction TPM Haute fréquence

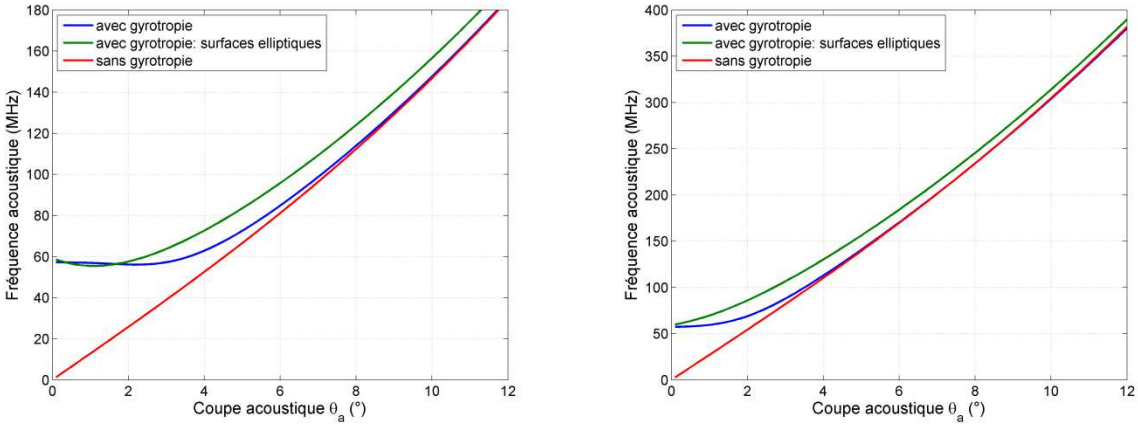



Figure 3.5 : Fréquence acoustique d'interaction au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 514 nm**) ; a) Pour l'interaction TPM Basse fréquence ; b) Pour l'interaction TPM Haute fréquence

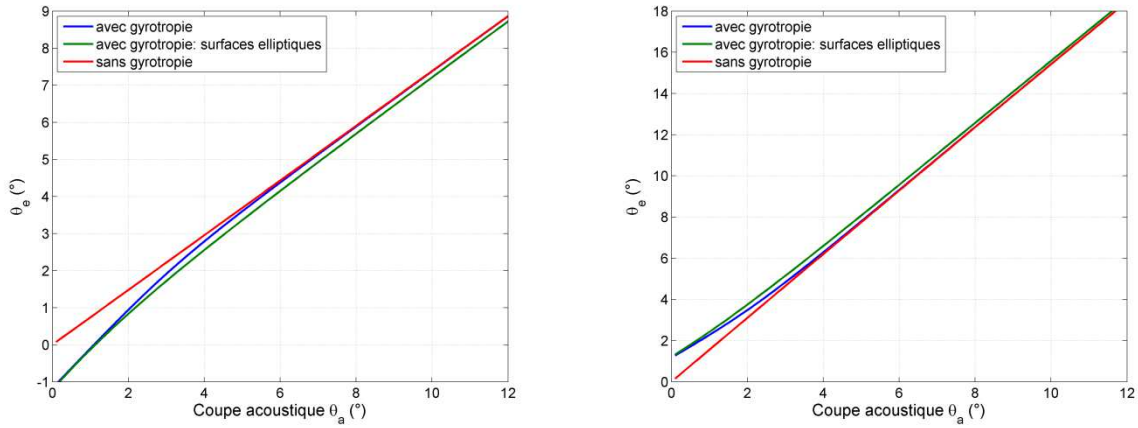



Figure 3.6 : Angle $\theta_e$ au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 514 nm**) ; a) Pour l'interaction TPM Basse fréquence ; b) Pour l'interaction TPM Haute fréquence

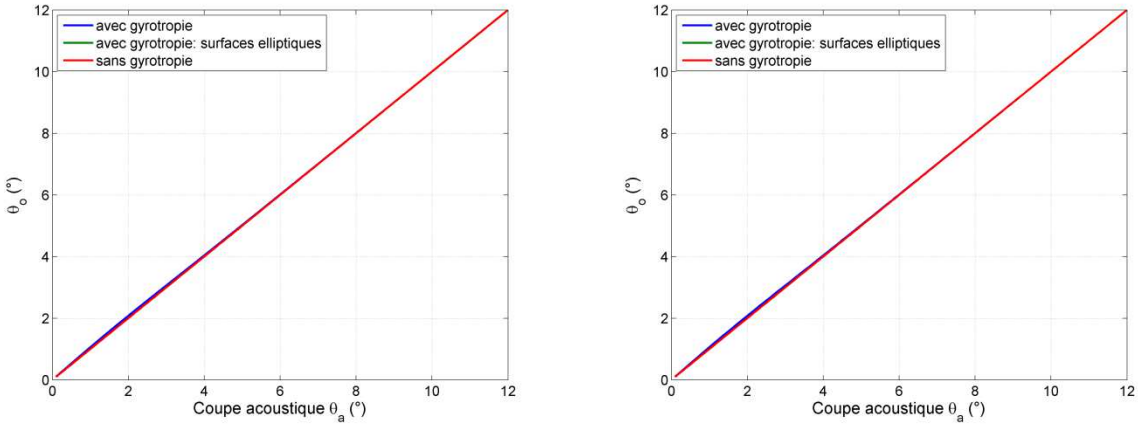



Figure 3.7 : Angle $\theta_o$ au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 514 nm**) ; a) Pour l'interaction TPM Basse fréquence ; b) Pour l'interaction TPM Haute fréquence

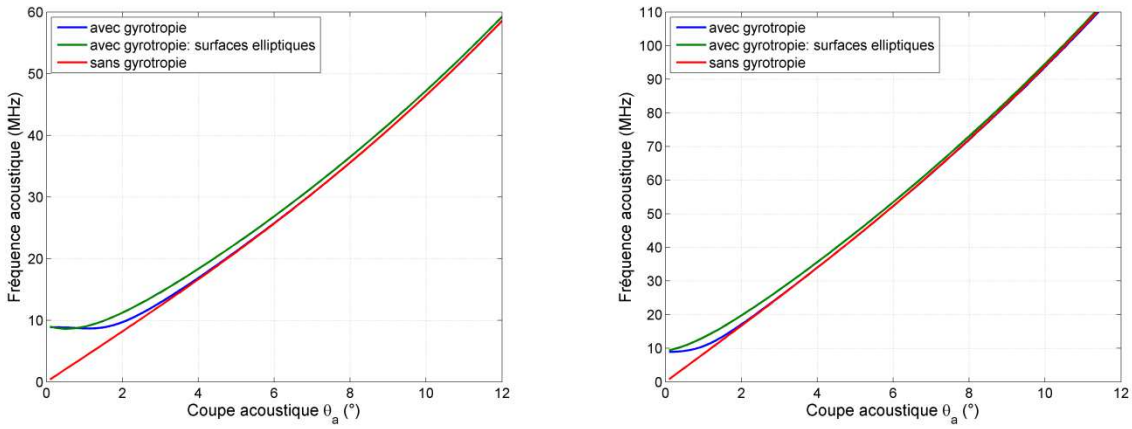



Figure 3.8 : Fréquence acoustique d'interaction au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 1500 nm**) ; a) Pour l'interaction TPM Basse fréquence ; b) Pour l'interaction TPM Haute fréquence

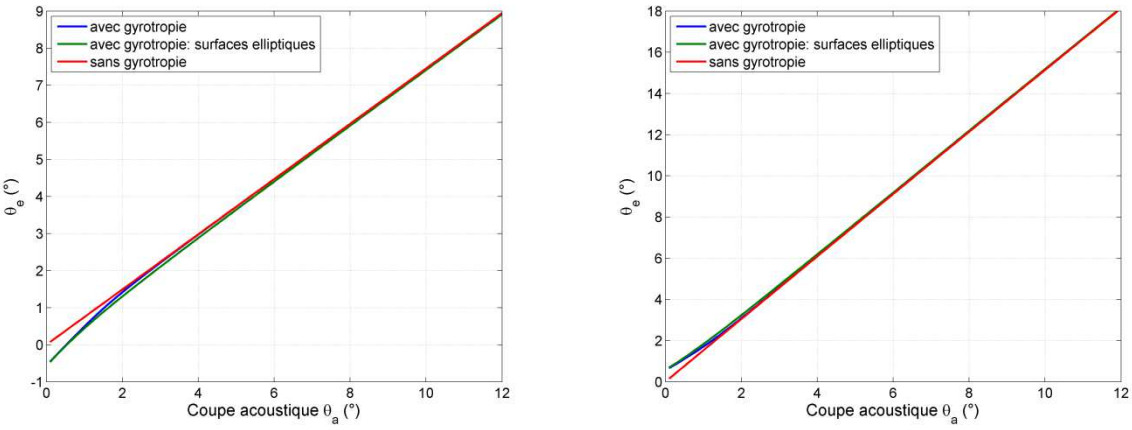



Figure 3.9 : Angle $\theta_e$ au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 1500 nm**) ; a) Pour l'interaction TPM Basse fréquence ; b) Pour l'interaction TPM Haute fréquence

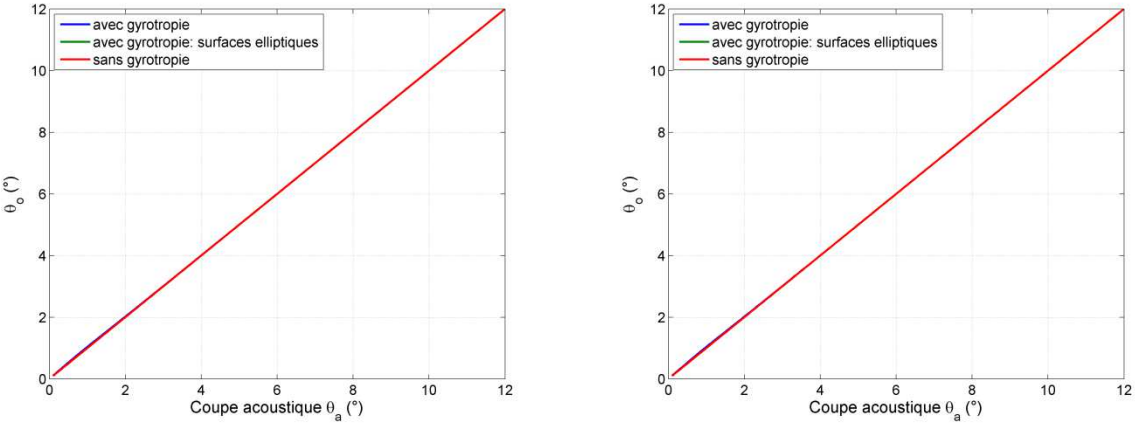



Figure 3.10 : Angle $\theta_o$ au synchronisme suivant la coupe acoustique ($\boldsymbol{\lambda_0}$ **= 1500 nm**) ; a) Pour l'interaction TPM Basse fréquence ; b) Pour l'interaction TPM Haute fréquence

Différentes observations sont à noter ici. Sans prendre en compte l'effet de la gyrotropie (courbes rouges), quelle que soit la longueur d'onde, les conditions de synchronisme évoluent de manière quasi-linéaire suivant la coupe acoustique. Pour $\theta_a$ = 0°, $\theta_i = \theta_e$ = 0°, l'interaction a lieu au voisinage de l'axe optique où les indices ordinaire et extraordinaire sont tous deux égaux à $n_o$. La fréquence acoustique au synchronisme est alors nulle.

La prise en compte de la gyrotropie modifie fortement les résultats numériques près de l'axe optique. La fréquence acoustique au synchronisme est non nulle près de l'axe optique du fait de l'écart entre les indices ordinaire $n_o(1-\sigma)$ et extraordinaire $n_o(1+\sigma)$. Par exemple, pour l'interaction tangente basse fréquence ($\lambda_0$ = 514 nm), $f$ = 58 MHz pour $\theta_a$ = 0° (Figure 3.5-a). Par la suite, lorsque la coupe acoustique augmente, les angles incidents au synchronisme augmentent également, le calcul des fréquences acoustiques au synchronisme dépend des courbes d'indices optiques. Les deux méthodes de prise en compte de la gyrotropie donnent alors des résultats différents. L'écart des mesures est plus important pour les longueurs d'ondes courtes, là-même où le phénomène de gyrotropie est prépondérant (Figure 3.2 en comparaison avec la Figure 3.8).

La prise en compte des surfaces elliptiques (courbes vertes) maximise l'effet de la gyrotropie au-delà de son champ d'action. Dans le cas de l'interaction tangente haute fréquence, pour la longueur d'onde $\lambda_0$ = 514 nm (Figure 3.5-b), pour une coupe acoustique de 10°, la fréquence acoustique au synchronisme ne converge pas avec les deux autres méthodes de calcul alors que l'angle incident est très éloigné de l'axe optique ($\theta_i$ = 15.8°).

Les simulations prenant en compte les courbes d'indices réelles (courbes bleues) montrent que les conditions de tangence diffèrent près de l'axe optique. Nous pouvons cependant déterminer les coupes à partir desquelles la gyrotropie peut être négligée. Celles-ci dépendent de la longueur d'onde.

Pour $\lambda_0$ = 405 nm, les fréquences au synchronisme calculées avec et sans gyrotropie (courbes bleues et rouges) convergent à partir de $\theta_a$ = 10° pour l'interaction tangente basse fréquence (Figure 3.2-a) et à partir de $\theta_a$ = 5° pour l'interaction tangente haute fréquence (Figure 3.2-b). Dans les deux cas, ceci correspond à un angle d'incidence $\theta_i$ = 8° (Figure 3.3-a et Figure 3.3–b). Pour $\lambda_0$ = 514 nm, les fréquences au synchronisme calculées avec et sans gyrotropie (courbes bleues et rouges) convergent à partir de $\theta_a$ = 7° pour l'interaction tangente basse fréquence (Figure 3.5-a) et à partir de $\theta_a$ = 3° pour l'interaction tangente haute fréquence (Figure 3.5-b). Dans les deux cas, ceci correspond à un angle d'incidence $\theta_i$ = 5° (Figure 3.6-a et Figure 3.6–b). Pour $\lambda_0$ = 1500 nm, les fréquences au synchronisme calculées avec et sans gyrotropie (courbes bleues et rouges) convergent à partir de $\theta_a$ = 3° pour l'interaction tangente basse fréquence (Figure 3.8-a) et à partir de $\theta_a$ = 1.5° pour l'interaction tangente haute fréquence (Figure 3.8-b). Dans les deux cas, ceci correspond à un angle d'incidence $\theta_i$ = 2.5° (Figure 3.9-a et Figure 3.9–b).

Ces comparaisons montrent que l'activité optique ne peut pas être négligée pour une valeur d'angle d'incidence donnée mais que ce dernier est dépendant de la longueur d'onde. Ainsi, pour des composants travaillant dans le proche UV, un angle optique incident supérieur à 8° est à privilégier. Dans le vert, l'angle incident minimum requis est de 5° et dans l'IR, il n'est plus que de 2.5°.

La Figure 3.4, la Figure 3.7 et la Figure 3.10 présentent la valeur de l'angle diffracté en fonction de la coupe acoustique et montrent que la gyrotropie n'a pas d'influence sur la valeur de l'angle diffracté $\theta_d$. Quelle que soit la coupe acoustique et la longueur d'onde, nous obtenons bien $\theta_d \approx \theta_o$.

## 1.2 Calcul de la bande passante fréquentielle d'un AOD

Dans les conditions de synchronisme parfait présentées précédemment, la bande passante d'un AOD en configuration d'interaction tangente basse fréquence ou haute fréquence est exprimée en MHz et est donné par la relation [59] :

$$\delta f = 2.V\sqrt{\frac{n_o}{\lambda_0.W_{eff}}.\left(\frac{\Phi_{max}}{\pi}\right)} \tag{3.1}$$

Avec $W_{eff}$, la longueur d'interaction exprimée en mm (Cf. Eq.(2.7)) et $\lambda_0$ exprimée en nm. Différents critères de bande passante sont communément considérés. Le critère à -3dB (diminution de 50% du rendement) correspond à $\Phi_{max}/\pi$= 0.8. Pour le critère à -1.5 dB, $\Phi_{max}/\pi$ = 0.58 et $\Phi_{max}/\pi$ = 0.32 pour le critère à -0.5 dB. Ces valeurs d'asynchronisme sont valables dans le cas d'un rendement de diffraction théorique de 100% ($P/P_0$ = 1).

Dans la suite de ce chapitre, nous étudions plus en détails les caractéristiques d'un déflecteur de coupe acoustique $\theta_a$ = 7.5° utilisant l'interaction tangente basse fréquence avec un transducteur de longueur $W$ = 0.55 cm. La longueur d'onde de travail est centrée autour de $\lambda_0$ = 514 nm. Pour cette longueur d'onde, la coupe acoustique utilisée permet de s'affranchir de la gyrotropie et la bande passante fréquentielle $\delta f$ avec un critère de rendement à -3dB vaut ($P/P_0$ = 1):

$$\delta f_{-3\text{dB}} \approx 25.6\ \frac{1}{\sqrt{W_{eff}}} \tag{3.2}$$

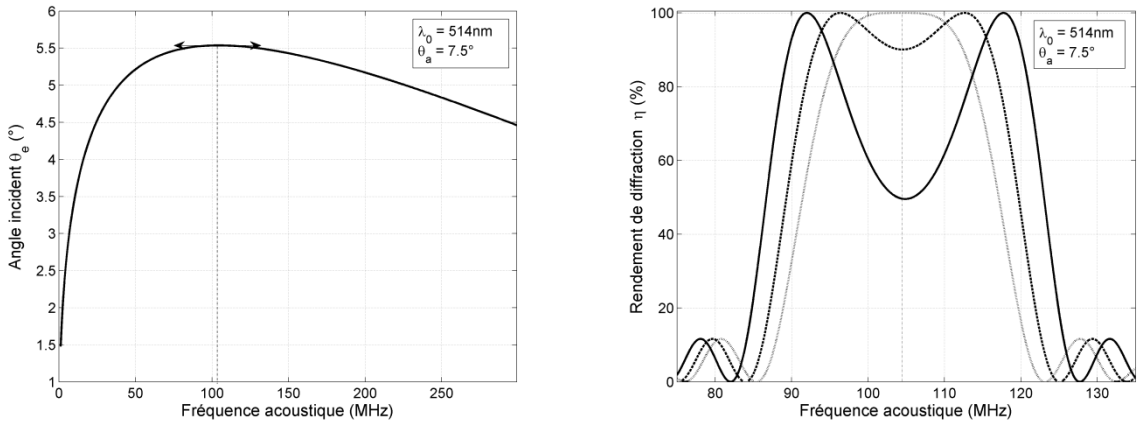
Avec $\delta f_{-3\text{dB}}$ exprimée en MHz et $W_{eff}$ en cm. Avec un critère de rendement à -0.5 dB, $\delta f$ vaut ($P/P_0$ = 1):

$$\delta f_{-0.5\text{dB}} \approx 16.3\ \frac{1}{\sqrt{W_{eff}}} \tag{3.3}$$

L'intérêt de l'interaction tangente TPM est de pouvoir moduler la largeur de la bande passante fréquentielle par un léger décalage de l'angle incident. Sur la Figure 3.11-a, la condition de synchronisme parfait correspond à l'asymptote : $\theta_{i_0}$ = 5.51° et $f_0$ = 106.3 MHz. En prenant $\theta_i$ légèrement inférieur à $\theta_{i_0}$, deux fréquences de synchronisme apparaissent. En fonction du décalage, différents critères de rendement sont possibles. La Figure 3.11-b présente les bandes passantes obtenues par simulation numérique pour un critère de rendement à -3 dB, -0.5 dB et 0 dB pour $W$ = 1cm. La bande passante étendue Δf est facilement calculable par l'approximation [59]:

$$\Delta f \approx \sqrt{2}.\delta f \tag{3.4}$$

Des bandes passantes théoriques de 31.1 MHz et 48.8 MHz sont alors attendues pour un critère de bande passante de respectivement -0.5 et -3 dB pour un transducteur de longueur $W$ = 0.55 cm. Notons que ces expressions de bande passantes sont obtenues aussi bien par l'équation (3.1) que par simulation numérique (Figure 3.11-b). En effet, des écarts relatifs inférieurs à 3% sont obtenus entre ces deux méthodes de calcul.




a) b)

Figure 3.11 : Extension de la bande passante fréquentielle d'un AOD suivant l'angle incident sélectionné ; a) Condition de synchronisme ; b) Différents critères de rendement ($\lambda_0$ = 514 nm, W = 1cm);

## 1.3 Acceptance angulaire d'un AOD

Les déflecteurs présentent l'avantage d'une large bande passante fréquentielle au détriment d'une acceptance angulaire réduite. Aussi, les déflecteurs nécessitent l'emploi de faisceaux optiques incidents collimatés. La Figure 3.12 représente l'acceptance angulaire normalisée pour $W$ = 1 cm à l'intérieur du cristal de $TeO_2$. Pour une longueur de transducteur $W$ = 0.55 cm, l'acceptance angulaire du déflecteur est inférieure au dixième de degré (< 0.1° à l'extérieur du cristal).

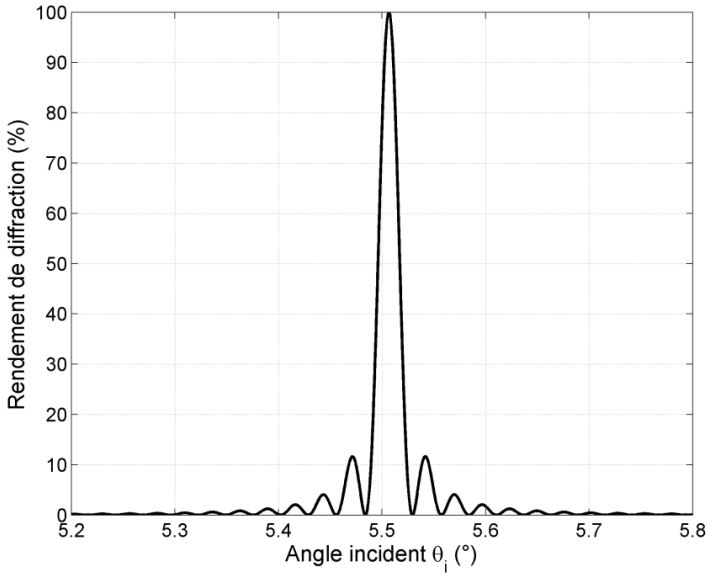



Figure 3.12 : Acceptance angulaire (à l'intérieur du cristal) d'un déflecteur pour $\theta_a$ = 7.5°, $\lambda_0$ = 514 nm

# 2 Nouvelle fonction originale associée à un déflecteur : étude de sa bande passante spectrale

## 2.1 Recherche des conditions de synchronisme sur une large bande optique

Les déflecteurs acousto-optique sont utilisés pour des longueurs d'ondes optiques bien définies. La majorité des applications de déflexion implique l'utilisation d'un laser monochromatique. Néanmoins, la configuration de type TPM permet de séparer angulairement différentes longueurs d'ondes issues d'un faisceau polychromatique collimaté, tel des réseaux de diffraction à rainures et holographiques. L'originalité ici est de pouvoir modifier le pas du réseau (« pitch ») et également la bande spectrale de fonctionnement. De plus, il révèle également un intérêt académique non négligeable : l'étude de l'évolution des courbes d'indices. La Figure 3.13 décrit le principe de fonctionnement d'un déflecteur soumis à un faisceau incident polychromatique et de polarisation linéaire. Le cristal de Paratellurite est orienté de tel sorte que le faisceau optique incident soit couplé au mode extraordinaire. La sélection d'une fréquence acoustique particulière $f_1$ diffracte chacune des longueurs d'ondes du faisceau polychromique avec un angle de diffraction proportionnel à $\nu_i$.

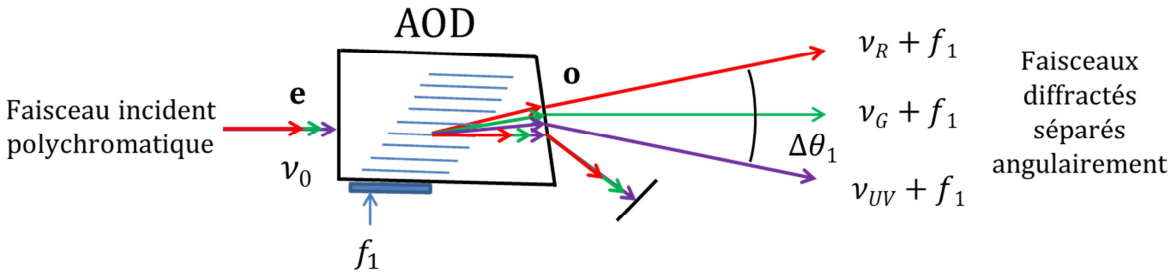



Figure 3.13 : Schéma de principe d'un séparateur de longueurs d'ondes

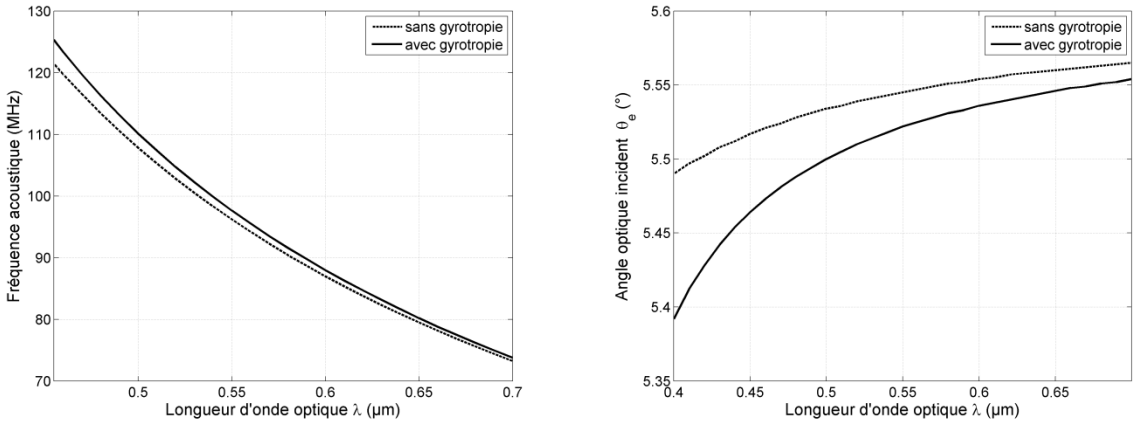
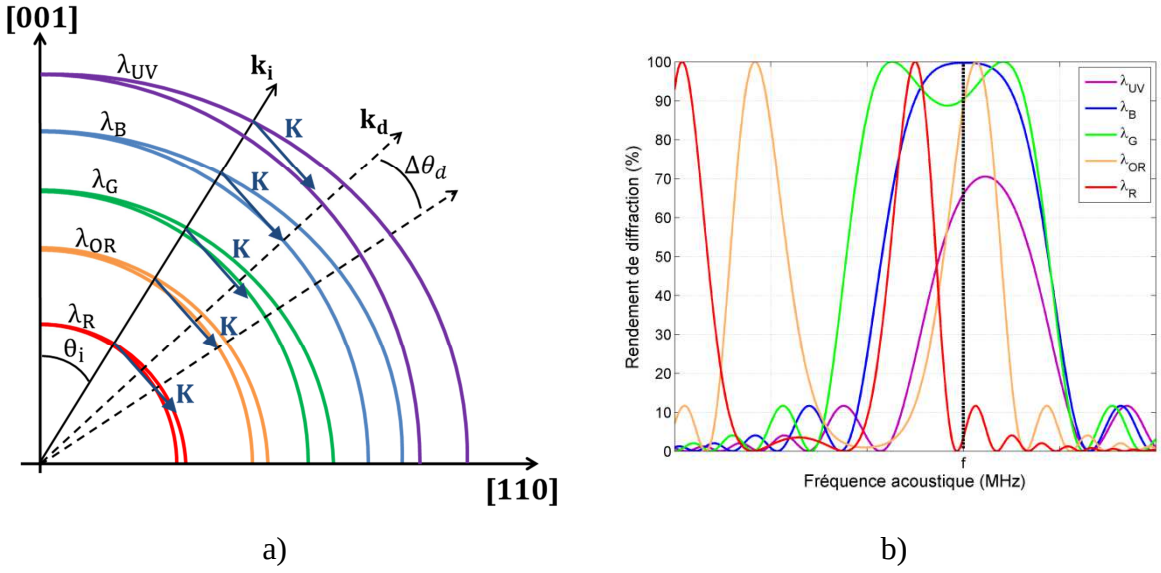



Figure 3.14 : Effet de la gyrotropie sur les conditions d'interactions au synchronisme suivant la longueur d'onde optique pour $\theta_a$ = 7.5° ; a) Fréquence acoustique ; b) Angle d'incidence

La difficulté réside dans la recherche de conditions optimales de déviation sur une large plage optique. L'étude porte sur un déflecteur de coupe acoustique $\theta_a$ = 7.5° utilisant l'interaction tangente basse fréquence avec $W$ = 0.55 cm [130]. La Figure 3.14 détermine la fréquence acoustique au synchronisme (a) et l'angle d'incidence au synchronisme en fonction de la longueur d'onde $\lambda_0$, entre 450 et 700 nm. Les deux courbes représentent les simulations réalisées sans prendre en compte la gyrotropie (trait pointillé) et en prenant en compte les courbes d'indices réelles (trait continu). L'observation de ces courbes ne permet pas de trouver un angle de fonctionnement commun ou une fréquence commune à plusieurs longueurs d'ondes. Néanmoins, l'angle incident évolue de quelques dixièmes de degré sur la plage 450-550 nm, ce qui offre la possibilité d'obtenir un angle moyen de fonctionnement.




a) b)

Figure 3.15 : Diagramme des vecteurs d'ondes lors de la diffraction de plusieurs longueurs d'ondes simultanément par une même fréquence acoustique

Prenons le cas de la séparation de 5 longueurs d'ondes différentes (Figure 3.15). L'angle d'incidence $\theta_{i_1}$ et la fréquence acoustique $f_1$ sont ajustés de telle manière à obtenir les conditions de synchronisme pour la longueur d'onde $\lambda_B$. Pour cette longueur d'onde, le rendement de diffraction est optimal (100% en théorie : courbe bleue de la Figure 3.15-b). Dans le cas d'une longueur d'onde $\lambda_{UV}$ inférieure à $\lambda_B$, pour le même angle d'incidence, le vecteur d'onde acoustique $\boldsymbol{K}$ n'intercepte pas la surface d'onde ordinaire. Le rendement de diffraction pour la fréquence $f_1$ chute (courbe violette de la Figure 3.15-b). La limite inférieure de la bande spectrale est atteinte. Dans le cas d'une longueur d'onde $\lambda_G$ supérieure à $\lambda_B$, le vecteur d'onde acoustique $\boldsymbol{K}$ intercepte deux fois la surface d'onde ordinaire aux fréquences $f'$ et $f''$. Ceci correspond au cas d'un déflecteur de bande passante fréquentielle élargie avec un critère de rendement faible (par exemple, -0.5 dB pour la courbe verte de la Figure 3.15-b). La fréquence $f_1$ s'intercale entre $f'$ et $f''$ donnant un bon rendement de diffraction. Pour la longueur d'onde $\lambda_{OR}$ supérieure à $\lambda_G$, le vecteur d'onde acoustique intercepte la surface d'onde ordinaire en deux fréquences éloignées l'une de l'autre (courbe orange de la Figure 3.15-b). L'une de ces fréquences est proche de $f_1$ et le rendement de diffraction est maintenu à un niveau élevé. Pour la longueur d'onde $\lambda_R$ supérieure à $\lambda_{OR}$,

nous observons toujours deux pics de rendement. Cette fois-ci, $f_1$ ne se situe plus sur un des pics et la limite supérieure de bande spectrale est atteinte (courbe rouge de la Figure 3.15-b).

L'angle incident et la fréquence acoustique étant invariants, l'angle de déviation séparant les différents faisceaux diffractés (à l'extérieur du cristal) dépend de longueur d'onde acoustique (le pitch du réseau : $\Lambda = V/F$) et de la bande passante spectrale $\Delta\lambda$ :

$$\Delta\theta_d = \frac{\Delta\lambda.\mathrm{F}}{V} \tag{3.5}$$

De la même manière que pour la bande passante fréquentielle, la sélection judicieuse de l'angle incident et de la fréquence acoustique permet d'obtenir deux longueurs d'ondes pour lesquelles le rendement est maximal. Des critères de bandes passantes adaptés sont alors définis. La Figure 3.16 indique différentes simulations de bandes passantes optiques réalisées pour le même déflecteur. Pour la Figure 3.16-a l'angle incident est fixe : $\theta_i$ = 5.48°. Pour la fréquence $f_1$ = 125 MHz, un critère de bande passante à -0.5dB est obtenu (courbe rouge). Le fait de diminuer la fréquence augmente le critère de bande passante : -1.5 dB pour $f_1$ = 121.5 MHz (courbe bleue) et -3 dB pour $f_1$ = 118.4 MHz (courbe noire). Les bandes passantes optiques associées sont de 115, 135 et 152 nm respectivement (critère à -3dB).

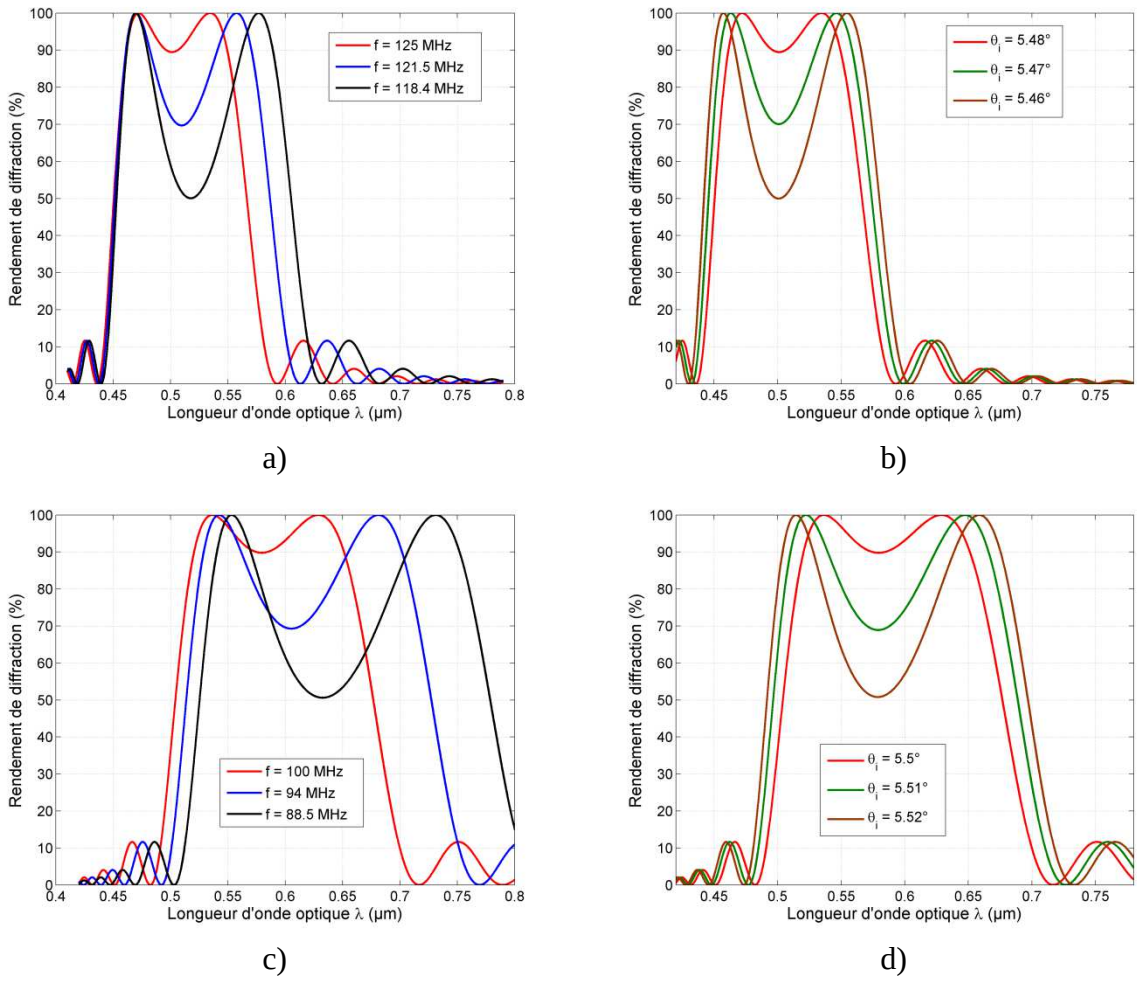



Figure 3.16 : Évolution de la bande passante spectrale selon différentes valeurs d'angle incident et de fréquence acoustique : a) Centrée sur 458 nm et modification de la fréquence; b) Centrée sur 458 nm et modification de l'angle incident; c) Centrée sur 514 nm et modification de la fréquence; d) Centrée sur 514 nm et modification de l'angle incident;

Pour la Figure 3.16-b la fréquence est cette fois fixée à 125 MHz et nous appliquons un décalage sur l'angle incident. De la même manière, différents critères de rendement sont obtenus. Notons qu'ici, la modification de l'angle incident pour une fréquence donnée ne modifie pas la position de la longueur d'onde centrale de la bande passante optique. Les bandes passantes optiques associées sont de 115, 127 et 136 nm pour un critère de rendement de -0.5, -1.5 et -3 dB respectivement. Pour la Figure 3.16-c, les conditions d'interactions sont modifiées afin de travailler, non plus dans la gamme 450-550 nm mais dans la gamme 500-650 nm. L'angle incident est fixe : $\theta_i$ = 5.51° et correspond à la condition de synchronisme pour $\lambda_0$ = 514 nm. Pour la fréquence $f_1$ = 100 MHz, un critère de bande passante à -0.5dB est obtenu (courbe rouge). Les critères de bande passante à -1.5 dB et -3 dB sont obtenus pour $f_1$ = 94 MHz (courbe bleue) et $f_1$ = 88.5 MHz (courbe noire). Les bandes passantes optiques associées sont de 172, 214 et 254 nm respectivement. La Figure 3.16-d est similaire à la Figure 3.16-b avec une fréquence acoustique fixée à 100 MHz. Les bandes passantes optiques associées sont de 173, 192 et 205 nm pour un critère de rendement de -0.5, -1.5 et -3 dB respectivement. Un même composant présente donc une plage de fonctionnement modulable avec une bande passante spectrale ajustable en termes de fréquence centrale et de critère de rendement.

## 2.2 Mise en place de l'expérience

Étudier expérimentalement la bande passante optique d'un déflecteur nécessite l'emploi de plusieurs sources lasers parfaitement collimatées afin d'obtenir un angle incident identique. Ce réglage, effectué à l'aide de lames dichroïques, est la partie la plus délicate du montage de l'expérience. Le dispositif se compose de six sources lasers distinctes : un laser Argon délivrant cinq longueurs d'ondes distinctes (458, 476, 488, 496, 514 nm) simultanément ou individuellement ; un laser Hélium-Néon à 633 nm ; des lasers de type diodes et diodes à états solides (DPSS) pour les longueurs d'ondes 405, 532, 593 et 671 nm. Une première lame dichroïque (LD1) de longueur d'onde de coupure 425 nm permet de collimater le faisceau laser issu du laser Argon avec celui issu de la diode laser à 405 nm. Les lames dichroïques LD2, LD3 et LD4 ont respectivement pour longueur d'onde de coupure 660, 615 et 570 nm. Elles permettent de regrouper les longueurs d'ondes comprises entre 532 et 671 nm. Enfin, la lame LD5 (de longueur d'onde de coupure 535 nm) collimate en entrée du déflecteur AOD les six faisceaux optiques issus des différentes sources (Figure 3.17).

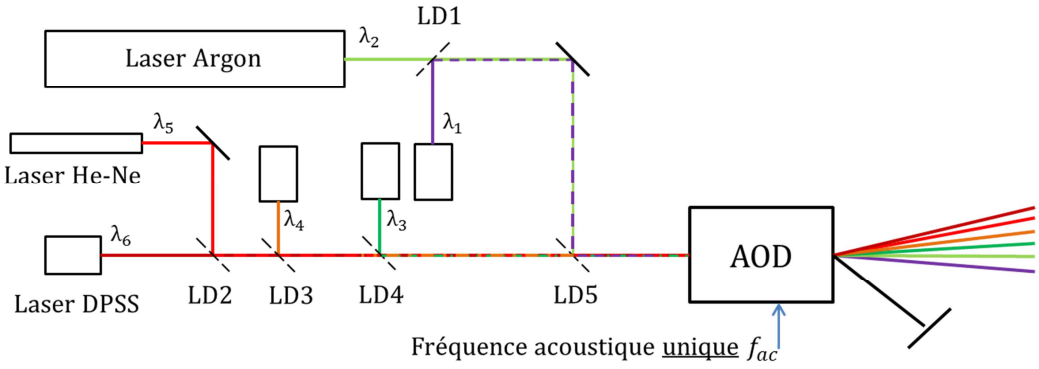
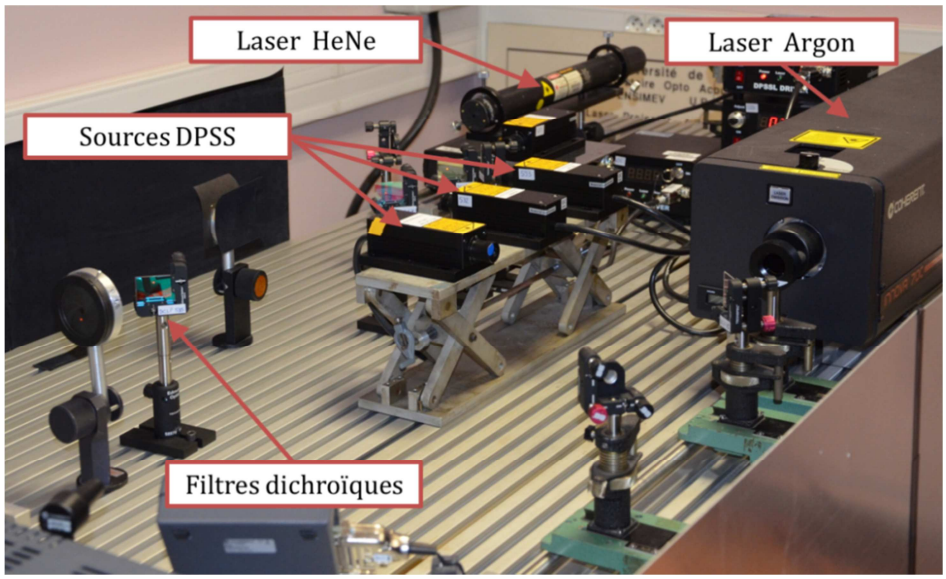


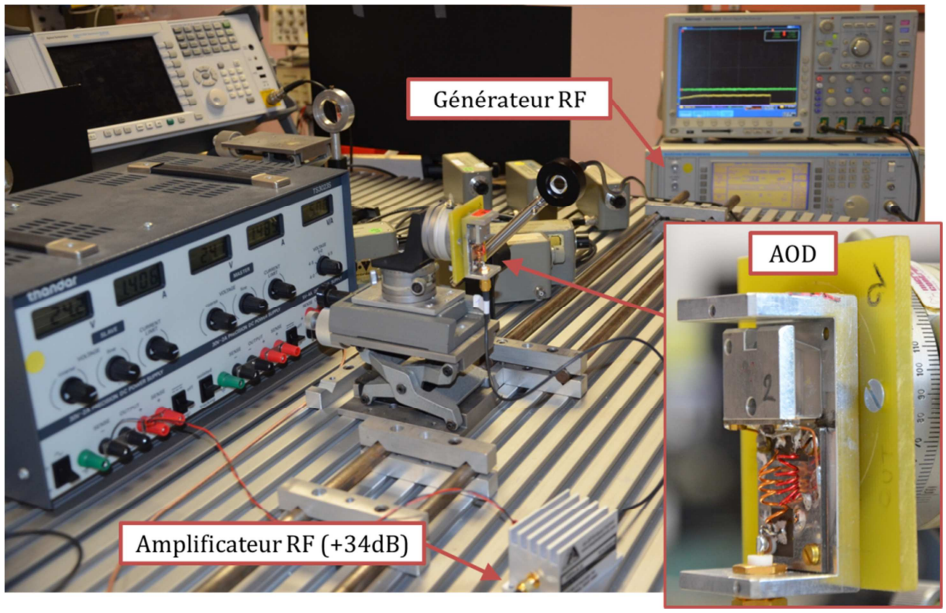

Figure 3.17 : Schéma de principe du dispositif expérimental

Un synthétiseur de fréquence relié à un amplificateur de puissance (+34dB) alimente le transducteur piézoélectrique du déflecteur. Le synthétiseur permet d'ajuster finement la fréquence (avec une précision allant jusqu'au Hz) et également d'effectuer des balayages sur la plage de fonctionnement du transducteur. Dans cette expérience, le déflecteur a été conçu pour générer des ondes acoustiques entre 70 et 130 MHz avec un taux d'ondes stationnaires (TOS) inférieur à 2 sur toute la plage de travail. La détection des faisceaux diffractés est effectuée à l'aide d'une photodiode en silicium. Pour une longueur d'onde donnée, un oscilloscope, synchronisé sur le synthétiseur de fréquence, affiche la réponse du déflecteur (Figure 3.18).

Par la suite, deux expériences ont été réalisées afin de déterminer la bande passante optique du déflecteur sur deux gammes optiques distinctes : dans le bleu vert (450-550 nm) ainsi que dans le vert-rouge (500-650 nm) afin d'étudier l'évolution de la bande passante optique suivant la longueur d'onde.




a)




b)

Figure 3.18 : Montage expérimental : a) Recombinaison des faisceaux optiques incidents ; b) Chaîne RF ;

## 2.3 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

### 2.3.a Première configuration

La première étude porte sur les longueurs d'ondes issues du laser Argon (458 à 514 nm) et du laser DPSS à 532 nm.

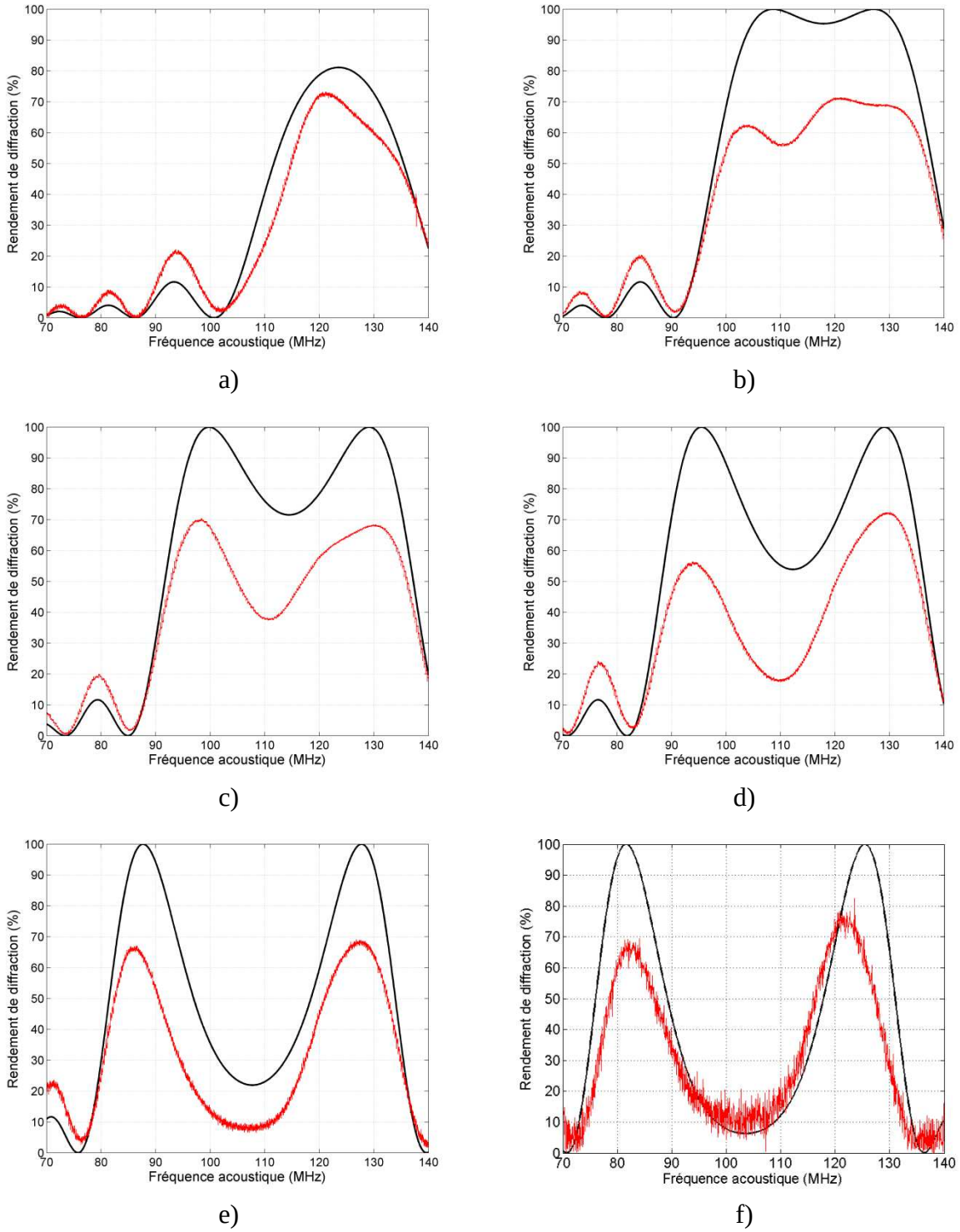
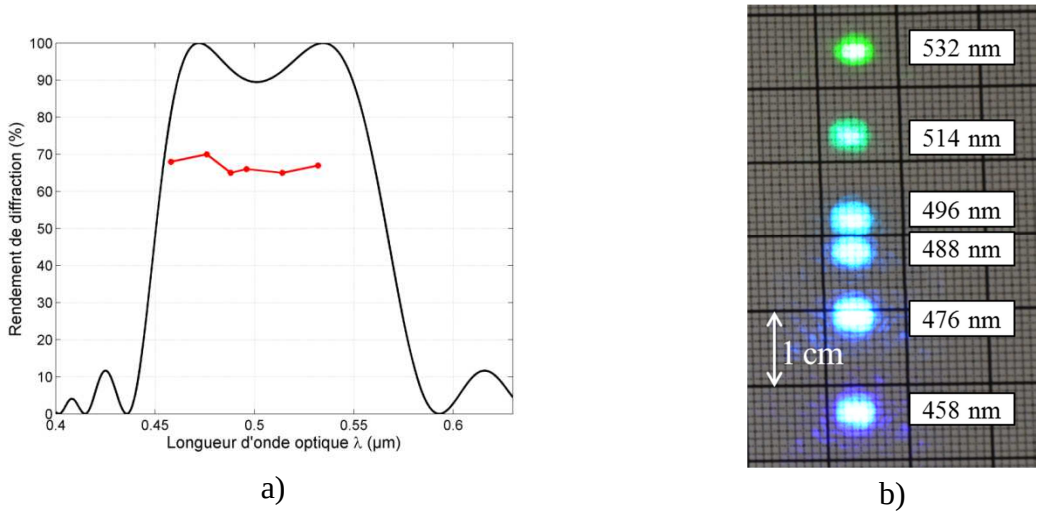



Figure 3.19 : Évolution de la bande passante fréquentielle du déflecteur pour un angle d'incidence donné pour différentes longueurs d'ondes : a) 458 nm ; b) 476 nm ; c) 488 nm ; d) 496 nm ; e) 514 nm ; f) 532 nm ;

Le banc expérimental mis à disposition ne permettant pas d'étudier directement la bande passante optique des composants acousto-optiques, nous étudions la bande passante fréquentielle du déflecteur pour différents angles incidents et pour les six longueurs d'ondes à disposition. L'étude de la bande passante fréquentielle permet de visualiser quelle fréquence optimise le rendement pour chaque longueur d'onde. Ainsi, nous avons sélectionné un angle incident permettant d'obtenir des rendements d'interactions suffisants pour chacune des longueurs d'ondes testées. La Figure 3.19 permet de comparer les résultats obtenus expérimentalement avec ceux déterminés numériquement pour chaque longueur d'onde (angle incident fixe). La courbe a) (458 nm) correspond au cas $\lambda_{UV}$ du diagramme explicatif de la Figure 3.15, la courbe c) (488 nm) au cas $\lambda_G$ et la courbe f) (532 nm) au cas $\lambda_{OR}$. L'observation de ces six courbes nous montre qu'une fréquence acoustique voisine de 125 MHz permet d'obtenir un rendement de diffraction satisfaisant pour chacune des longueurs d'ondes testées. Ces valeurs de rendement sont reportées Figure 3.20-a sur laquelle est représentée la bande passante optique expérimentale du déflecteur pour $f_1$ = 125 MHz (courbe rouge). Des rendements expérimentaux supérieurs à 60% sont alors obtenus.




a) b)

Figure 3.20 : a) Bande passante optique pour $f_1$ = 125 MHz: expérimentale (rouge) et numérique (noir) ; b) séparation angulaire des différents faisceaux optiques diffractés ;

La Figure 3.20-b illustre la séparation angulaire des différents faisceaux optiques diffractés. La cible, placée à un distance de 25 cm du composant AOD nous donnent un angle de séparation des faisceaux diffractés de 0.8° entre les longueurs d'ondes 458 et 532 nm. Ces valeurs sont d'ailleurs en concordance avec celles obtenues numériquement où une bande passante optique de 110 nm est atteinte entre 450 et 560 nm (critère à -3dB). La séparation angulaire des faisceaux en extrémité de bande vaut $\Delta\theta_{450-560}$ = 1.2°.

### 2.3.b Deuxième configuration

La seconde étude porte sur les longueurs d'ondes comprises entre 532 et 671 nm. Par rapport à la première expérience, une légère modification de l'angle d'incidence permet de retrouver des conditions de synchronisme dans une gamme optique supérieure. La Figure 3.21 représente les bandes passantes fréquentielles du déflecteur pour 4 longueurs d'ondes distinctes. Comme précédemment, nous identifions une fréquence acoustique $f_2$ = 100 MHz

pour laquelle des rendements intéressants sont observés aussi bien numériquement qu'expérimentalement. Pour ces quatre longueurs d'ondes, des rendements expérimentaux supérieurs à 80% sont alors obtenus (Figure 3.22-a).

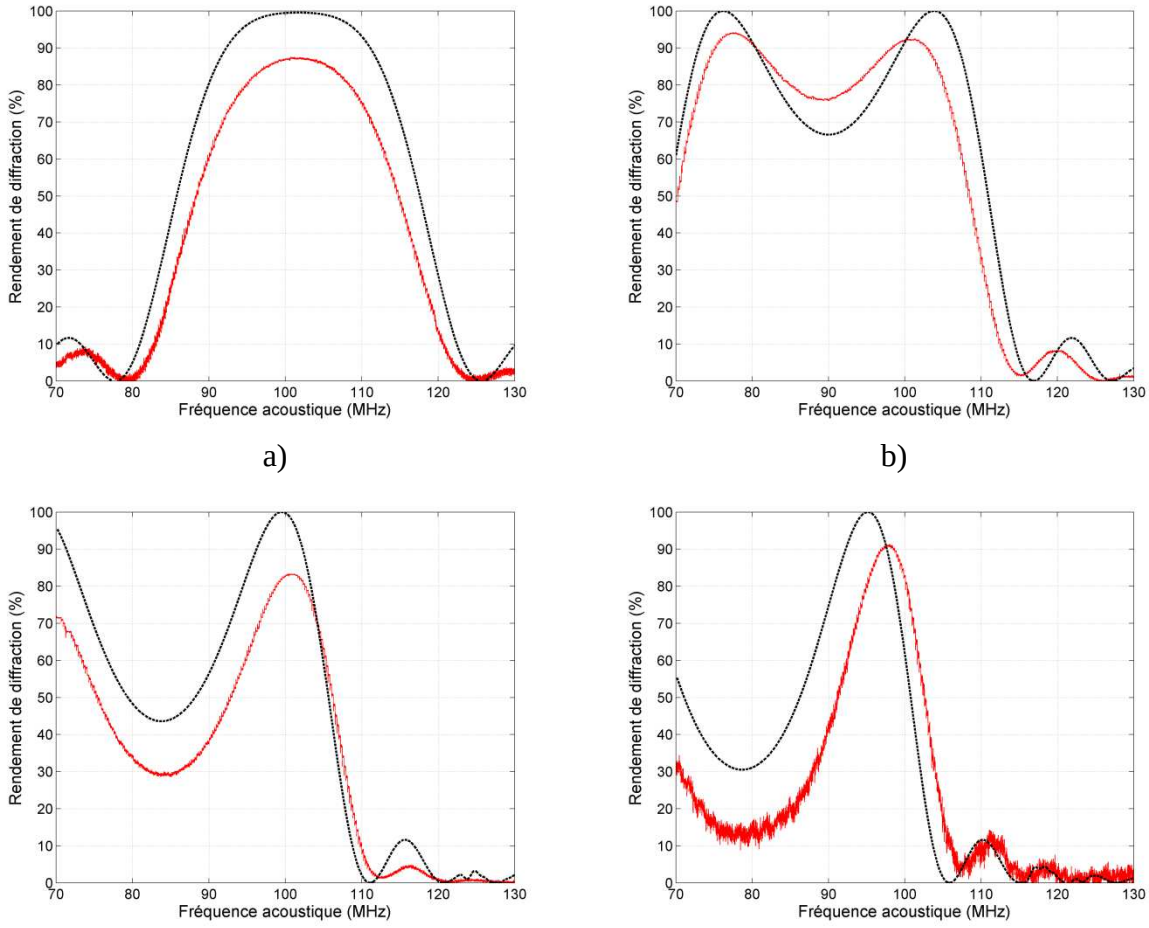



Figure 3.21 : Évolution de la bande passante fréquentielle du déflecteur pour un angle d'incidence donné pour différentes longueurs d'ondes : a) 532 nm ; b) 593 nm ; c) 633 nm ; d) 671 nm ;

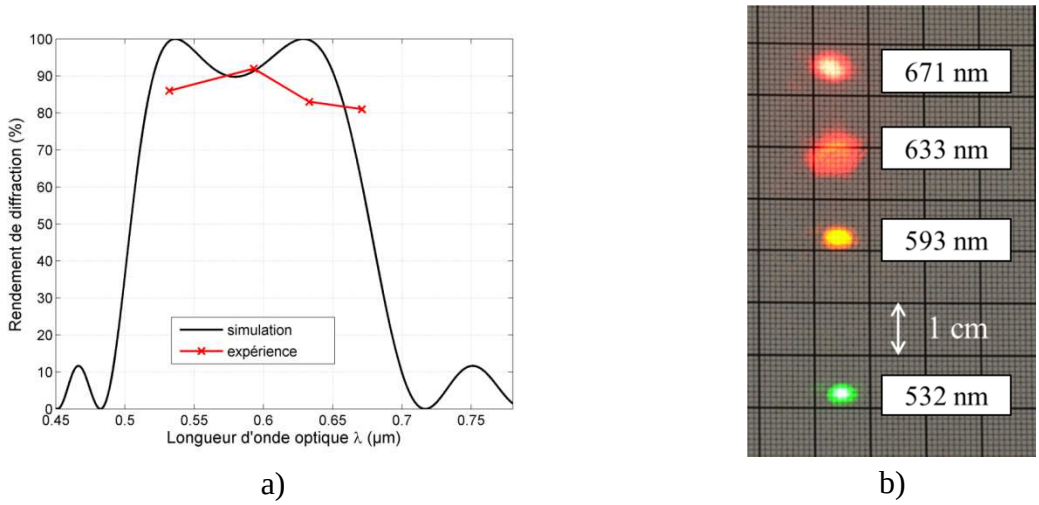



Figure 3.22 : a) Bande passante optique pour $f_1$ = 100 MHz: expérimentale (rouge) et numérique (noir) ; b) séparation angulaire des différents faisceaux optiques diffractés ;

La Figure 3.22-b illustre la séparation angulaire des différents faisceaux optiques diffractés. La cible, placée à un distance de 30 cm du composant AOD nous donnent un angle de séparation des faisceaux diffractés de 1.2° entre les longueurs d'ondes 532 et 671 nm. Numériquement la bande passante optique atteint 180 nm, entre 500 nm et 680 nm (critère à -3dB). La séparation angulaire des faisceaux en extrémité de bande vaut $\Delta\theta_{500-680}$ = 1.5°.

## 2.4 Interprétations et perspectives

Les deux expériences présentées ici mettent en avant la faisabilité d'un dispositif acousto-optique permettant, par la génération d'une seule fréquence acoustique, de séparer angulairement un faisceau optique incident polychromatique. Ceci a lieu dans le cas de faisceaux optiques incidents collimatés et colinéaires (voire confondus) du fait de la faible acceptance angulaire d'un AOD en configuration d'interaction anisotrope tangente TPM (Figure 3.12).

Dans les basses longueurs d'onde, nous observons une bande passante optique plus étroite (110 contre 180 nm). Ceci est similaire au cas des filtres AOTF (Figure 1.28) et s'explique aisément par l'observation des indices de réfringence de la Paratellurite (Figure 2.13). La première zone de travail est une zone critique puisque, comme le présente la Figure 3.14, l'angle d'incidence ainsi que la fréquence acoustique y varie plus rapidement. La perte de synchronisme est donc plus rapide dans le proche UV que dans l'infra-rouge.

Pour autant nous observons dans les basses longueurs d'ondes une bonne séparation angulaire des différents faisceaux diffractés, du fait d'une fréquence acoustique au synchronisme plus élevée dans les basses longueurs d'ondes (Figure 3.14-a). Dans la configuration présentée ici ($\theta_a$ = 7.5°), la séparation angulaire dans le bleu vert ([450; 560]) est de $11.10^{-3}$ °/nm et de $9.10^{-3}$ °/nm dans le vert-rouge ([500; 680]).

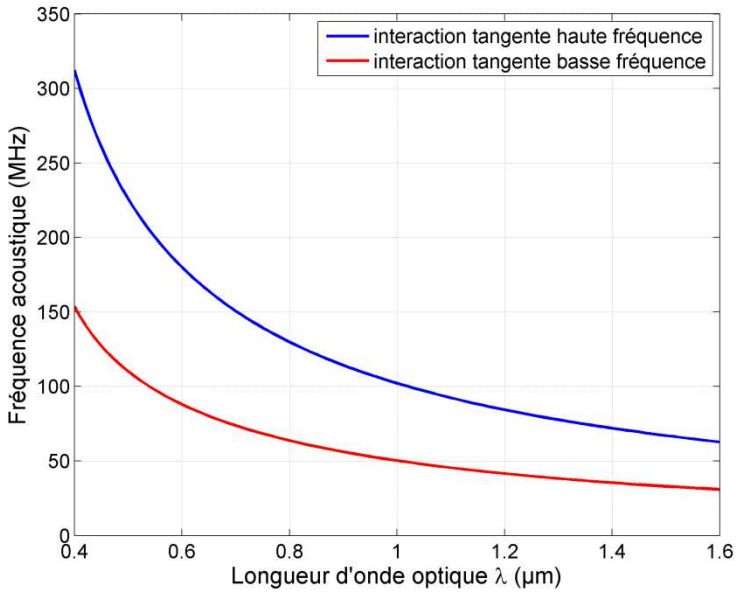



Figure 3.23 : Comparaison des fréquences acoustiques au synchronisme de l'interaction tangente TPM haute fréquence (courbe bleue) et basse fréquence (courbe rouge)

Le déflecteur présenté ici se base sur la configuration d'interaction tangente basse fréquence. L'emploi de l'interaction tangente haute fréquence apporterait une amélioration significative de la séparation angulaire des faisceaux diffractés en travaillant avec des fréquences acoustiques plus élevées (Figure 3.23). Ainsi, entre 450 et 550 nm, la fréquence acoustique au synchronisme passerait de [127; 97 MHz] à [260; 200 MHz], au prix d'une forte atténuation acoustique. Puisque la fréquence au synchronisme est une fonction décroissante de la longueur d'onde optique, l'interaction tangente haute fréquence est tout à fait appropriée pour de plus grandes longueurs d'ondes. Par exemple, une bande passante optique de près de 250 nm est attendue en travaillant dans le proche IR en configuration d'interaction tangente haute fréquence (Figure 3.24). La fréquence acoustique de travail serait alors centrée autour de 125 MHz pour une bande passante optique allant de 740 à 980 nm, toujours pour la même longueur de transducteur ($W$ = 5.5 mm).

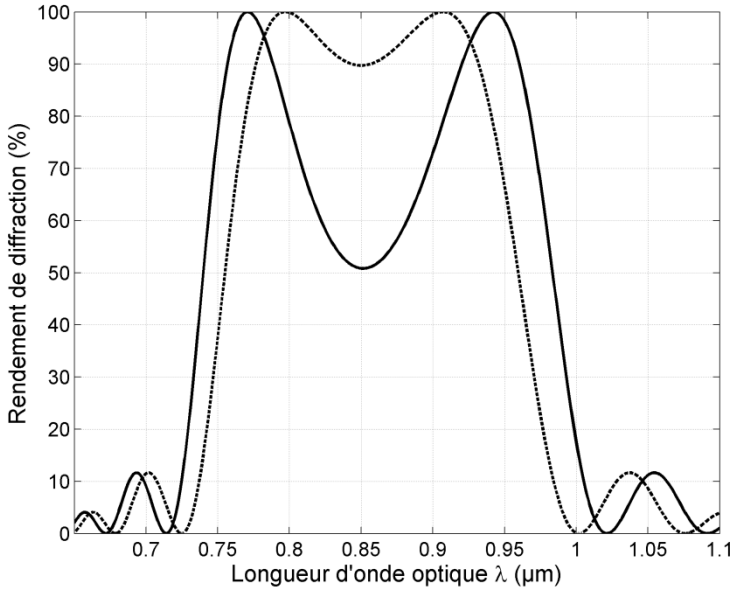



Figure 3.24 : Bande passante optique simulée pour $f$ = 125 MHz (interaction tangente haute fréquence)

Il est intéressant de replacer l'étude réalisée dans ce paragraphe dans le contexte de l'application de projection de franges présentée au paragraphe 4 du chapitre 1. Pour rappel, l'idée était d'utiliser deux déflecteurs AODs en parallèle afin de créer un réseau de franges d'interférences dont l'interfrange était modulable et dépendant de la bande passante fréquentielle du déflecteur.

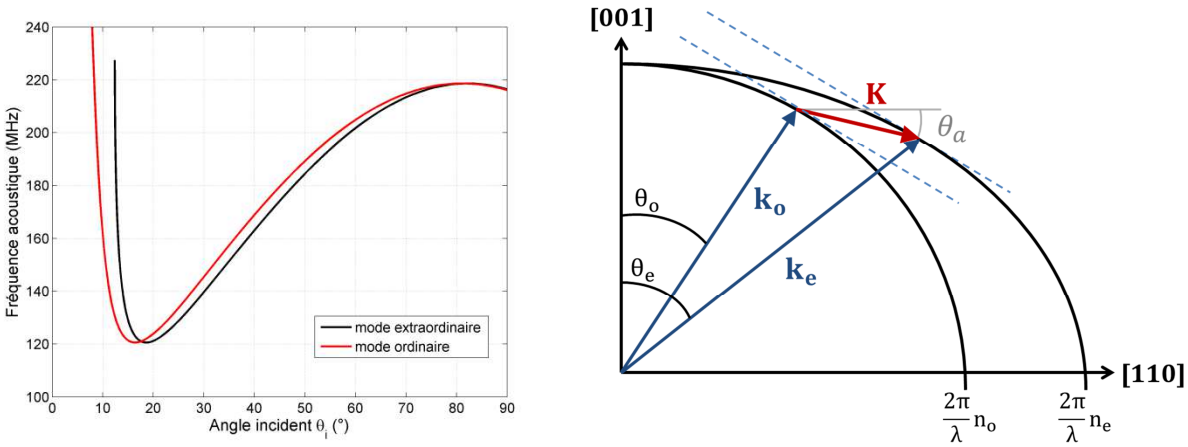
L'étude de la bande spectrale d'un déflecteur nous permet de trouver une fréquence acoustique capable de diffracter simultanément et de séparer angulairement plusieurs longueurs d'ondes. En perspective, nous pouvons dès lors imaginer un système de projection de franges polychromatique proposant des réseaux d'interfranges distincts en simultané, sans risque d'interférences, sans création de réseau mobile et dont les franges seraient aisément détectées et séparées (par des filtres dichroïques par exemple).

De plus, ce système offrirait toujours la possibilité de moduler le pas d'interfrange de chaque source optique en faisant au besoin varier la fréquence acoustique appliquée dans la plage de fréquence contenue dans la bande passante fréquentielle du déflecteur (plusieurs dizaines de MHz).

# 3 Conception d'un filtre

## 3.1 Interaction NPM (Narrow Phase Matching)

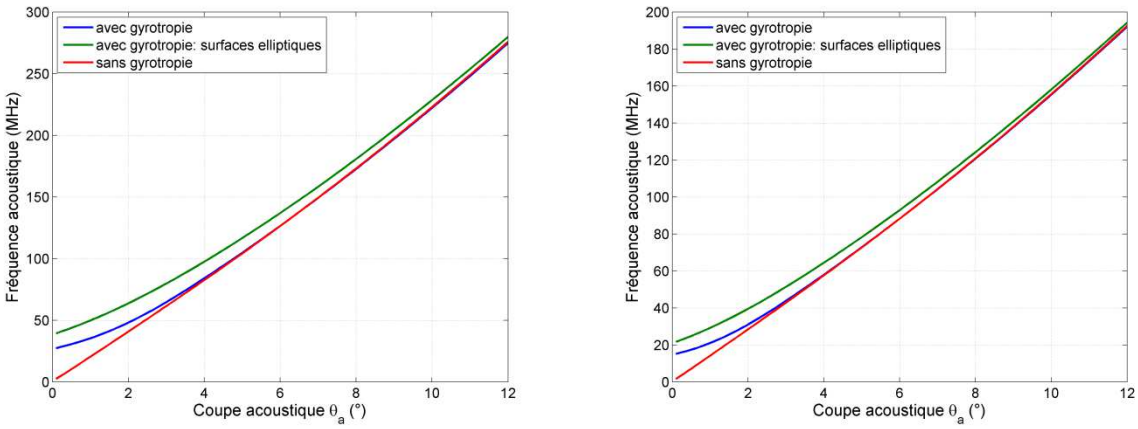
Les principales caractéristiques d'un filtre sont sa sélectivité spectrale $\Delta\lambda$ et son acceptance angulaire $\Delta\theta_i$. La Figure 3.25-a présente les conditions de synchronisme dans le cas d'une interaction extraordinaire vers ordinaire (courbe noire) ou ordinaire vers extraordinaire (courbe rouge) pour $\theta_a$ = 8°. Nous observons sur cette courbe deux zones de tangence horizontale. La première correspond au minimum de la fréquence acoustique au synchronisme, les angles incidents et diffractés sont inférieurs à 20°. La deuxième est trop éloignée de l'axe optique (plus de 80°) ce qui implique un mauvais rendement de diffraction. Elle ne sera pas étudiée par la suite. Dans ces deux configurations, les tangentes aux courbes d'indices ordinaire et extraordinaire sont parallèles. L'interaction NPM est communément appelée à tangentes parallèles (Figure 3.25-b). Ceci permet de minimiser l'asynchronisme de phase $\Delta\Phi$ lorsque l'angle incident $\theta_i$ varie autour de la fréquence de synchronisme. En contrepartie, une variation de la fréquence induit un asynchronisme de phase $\Delta\Phi$ conséquent à l'origine de la finesse de la bande passante fréquentielle et spectrale. Cette condition implique des angles incidents et diffractés supérieurs au cas de l'interaction TPM présentée dans le paragraphe précédent. L'influence de la gyrotropie pour l'interaction NPM est donc moindre.




a) b)

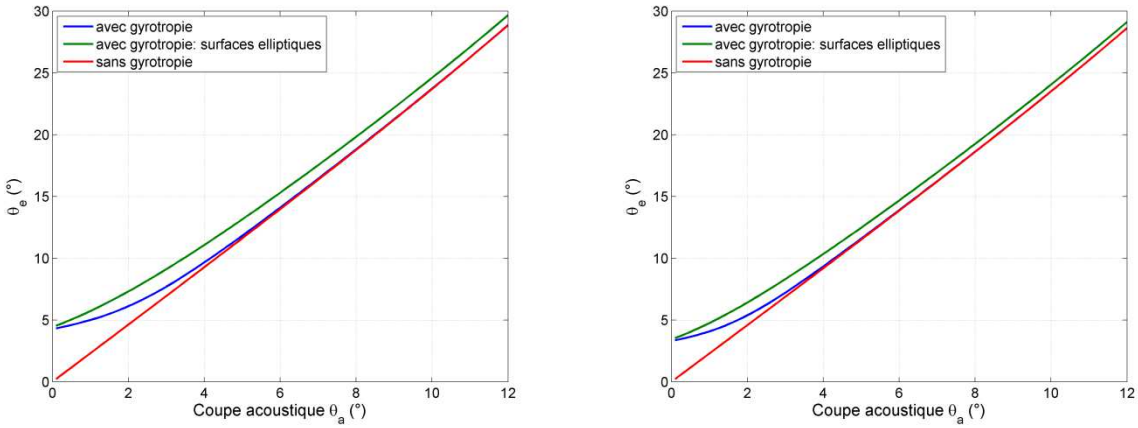
Figure 3.25 : Recherche de l'interaction NPM : a) Fréquence acoustique au synchronisme suivant l'angle incident $\theta_i$ ($\theta_a$ = 8°, $\lambda_0$ = 514 nm) ; b) Diagramme des vecteurs d'ondes de l'interaction à tangentes parallèles

Les figures suivantes indiquent les conditions de synchronisme en fréquence (Figure 3.26), et en angles : l'angle correspondant au mode extraordinaire (Figure 3.27) et l'angle correspondant au mode ordinaire (Figure 3.28). Ces résultats sont présentés en fonction de la coupe acoustique $\theta_a$ pour deux longueurs d'ondes distinctes : $\lambda_0$ = 405 nm (a) et $\lambda_0$ = 514 nm (b). Comme lors de l'étude des déflecteurs, chaque figure compare les trois méthodes de calcul des courbes d'indices optiques. Les trois courbes correspondent aux conditions de synchronisme sans prise en compte de la gyrotropie (courbe rouge), avec prise en compte de la gyrotropie par les équations de courbes d'indices elliptiques (courbe verte) et avec prise en compte des courbes d'indices réelles (courbe bleue).



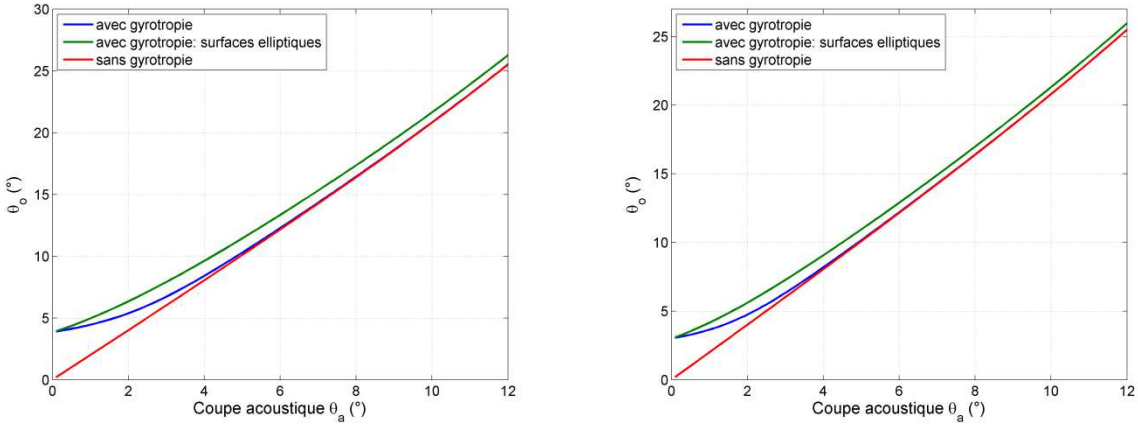

a) b)

Figure 3.26 : Fréquence acoustique d'interaction au synchronisme suivant la coupe acoustique pour l'interaction NPM; a) (**$\lambda_0$ = 405 nm**) ; b) (**$\lambda_0$ = 514 nm**) ;




a) b)

Figure 3.27 : Angle $\theta_e$ au synchronisme suivant la coupe acoustique pour l'interaction NPM; a) (**$\lambda_0$ = 405 nm**) ; b) (**$\lambda_0$ = 514 nm**) ;




a) b)

Figure 3.28 : Angle $\theta_o$ au synchronisme suivant la coupe acoustique pour l'interaction NPM; a) (**$\lambda_0$ = 405 nm**) ; b) (**$\lambda_0$ = 514 nm**) ;

Des observations similaires à celles faites pour l'interaction TPM sont valables ici : Pour $\lambda_0$ = 405 nm, les fréquences au synchronisme calculées avec et sans gyrotropie (courbes bleues et rouges) convergent à partir de $\theta_a$ = 4° (Figure 3.26-a). Ceci correspond à un angle extraordinaire $\theta_e$ = 9.5° (Figure 3.27-a) et à un angle ordinaire $\theta_o$ = 8° (Figure 3.28-a). Pour $\lambda_0$ = 514 nm, les fréquences au synchronisme calculées avec et sans gyrotropie (courbes bleues et rouges) convergent à partir de $\theta_a$ = 2.5° (Figure 3.26-b). Ceci correspond à un angle extraordinaire $\theta_e$ = 6.5° (Figure 3.27-b) et un angle ordinaire $\theta_o$ = 5° (Figure 3.28-b). Nous retrouvons les mêmes conditions sur les valeurs d'angles d'incidence que pour le déflecteur (Paragraphe 1 de ce chapitre). Dans le cas d'une interaction à tangente parallèle ordinaire vers extraordinaire, l'angle incident qui correspond à $\theta_o$ est le plus proche de l'axe optique. Il doit alors être supérieur à 8° dans le proche UV et 5° dans le vert afin d'éviter le phénomène de gyrotropie. Dans la suite, nous indiquons les simulations obtenues avec la prise en compte des courbes d'indices réelles.

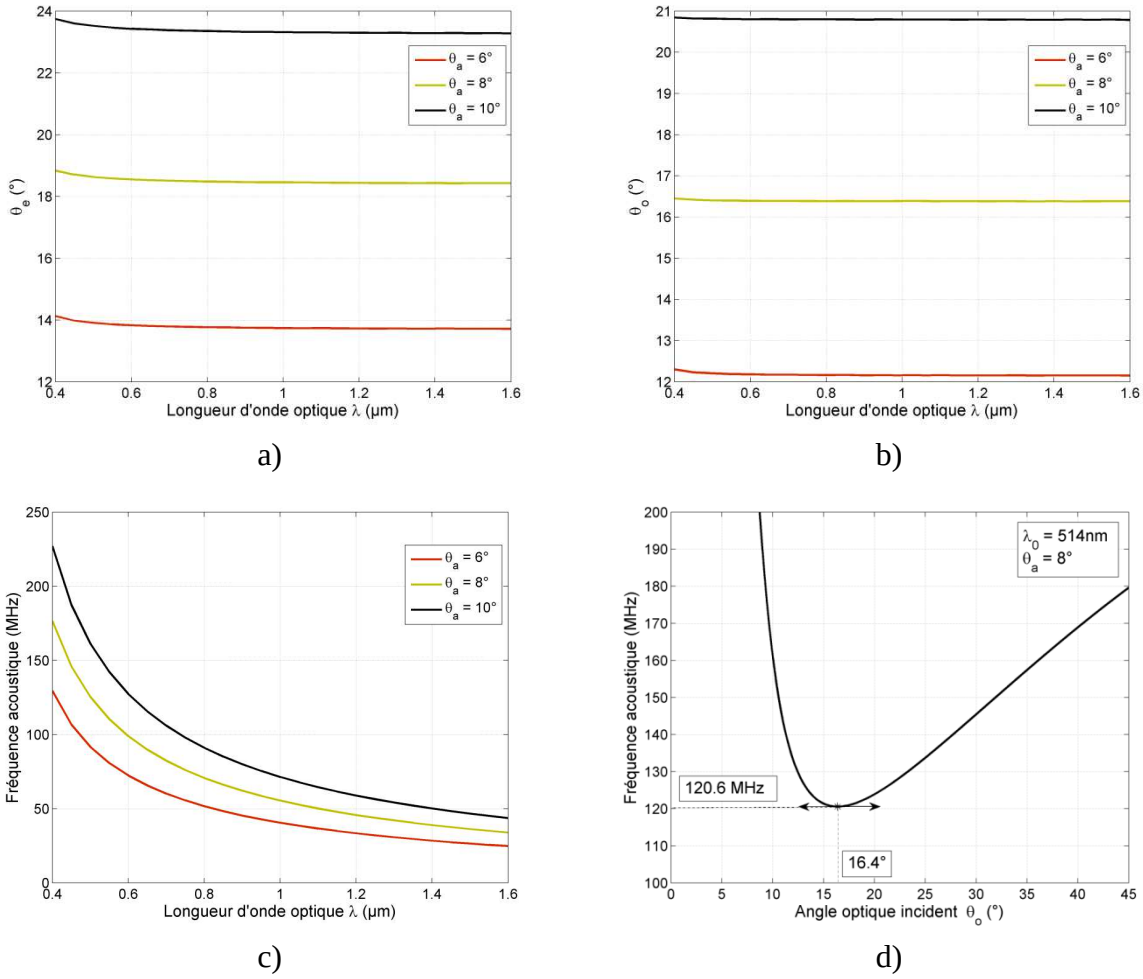



Figure 3.29 : Conditions de synchronisme en fonction de la longueur d'onde $\lambda_0$ : a) Angle extraordinaire $\theta_e$ ; b) Angle ordinaire $\theta_o$ ; c) Fréquence acoustique au synchronisme ; d) Interaction NPM ordinaire vers extraordinaire pour $\theta_a$ = 8° ;

Un filtre travaille avec des sources polychromatiques ou blanches d'où la nécessité de simuler les fréquences acoustiques au synchronisme en fonction de la longueur d'onde. La Figure 3.29-c indique ces évolutions pour trois coupes acoustiques $\theta_a$ usuelles : 6°, 8° et 10°. Nous observons de fortes variations pour les basses longueurs d'ondes, dans la même tendance que

les courbes de biréfringence $\Delta n$ (Figure 2.13-b). La Figure 3.29-a et la Figure 3.29-b représentent les angles optiques extraordinaires et ordinaires pour ces trois mêmes coupes acoustiques. Comme pour la fréquence, une variation des angles $\theta_e$ et $\theta_o$ est observée pour les courtes longueurs d'ondes. Dans la pratique, la fonction de filtrage est toujours opérationnelle puisque les filtres AOTF présentent une acceptance angulaire supérieure à ces variations d'angles d'incidence (contrairement au composant de type déflecteur). Par exemple, dans le cas d'une interaction ordinaire vers extraordinaire, pour la coupe acoustique $\theta_a$ = 8°, la variation d'angle incident $\theta_o$ est de seulement 0.1° entre 400 et 650 nm alors que l'acceptance angulaire d'un filtre AOTF en configuration d'interaction NPM est de quelques degrés.

## 3.2 Étude de l'acceptance angulaire d'un AOTF

Dans la suite de ce chapitre, nous étudions plus en détails les caractéristiques d'un filtre de coupe acoustique $\theta_a$ = 8° utilisant l'interaction à tangente parallèle (NPM) où le vecteur d'onde optique incident est couplé au mode ordinaire. La longueur de l'électrode supérieure est fixée à 15 mm ($W_{eff}$ = 12.9 mm) et la longueur d'onde de travail est centrée autour de $\lambda_0$ = 514 nm. Pour cette longueur d'onde, et pour cette valeur de coupe acoustique (8°), l'acceptance angulaire $\Delta\theta_i$ avec un critère de rendement à -3dB vaut ($P/P_0$ = 1):

$$\Delta\theta_i \approx 1.45\, n_o \frac{1}{\sqrt{W_{eff}}} \tag{3.6}$$

Exprimée en degré et avec $W_{eff}$, la longueur d'interaction exprimée en cm.

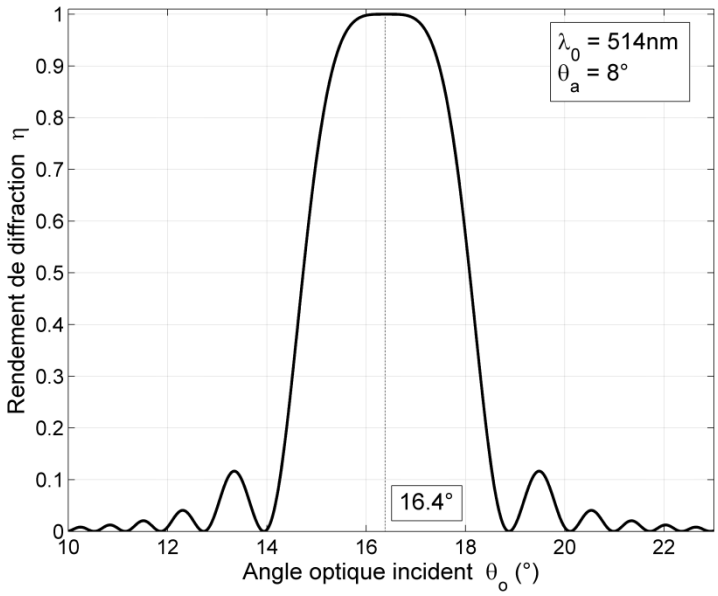



Figure 3.30 : Acceptance angulaire d'un filtre en configuration NPM ($W_{eff}$ = 1 cm)

L'acceptance angulaire d'un filtre est inversement proportionnel à la racine carrée de la longueur du transducteur. Rappelons que pour un déflecteur, elle est inversement proportionnelle à la longueur du transducteur. La Figure 3.30 représente la simulation numérique de l'acceptance angulaire du filtre à l'extérieur du cristal de Paratellurite pour

longueur d'interaction $W_{eff}$ = 1 cm. Pour le composant présenté ici, une acceptance angulaire de 2.8° est attendue pour $\lambda_0$ = 514 nm. À l'intérieur du cristal, l'acceptance angulaire est d'autant plus grande que la longueur d'onde est grande. En prenant l'exemple d'une longueur de transducteur $W$ de 15 mm, nous obtenons une acceptance angulaire de 1.1° pour $\lambda_0$ = 400 nm, 1.3° pour $\lambda_0$ = 514 nm et 1.6° pour $\lambda_0$ = 800 nm (à l'intérieur du cristal de Paratellurite). Comme l'illustre la Figure 3.31, la courbure aux abords de l'interaction NPM (asymptote horizontale ) présente un profil plus plat pour les grandes longueurs d'ondes. À l'extérieur du cristal, bien que l'indice de réfringence diminue avec la longueur d'onde, nous retrouvons toujours cette tendance ($\Delta\theta_i$ = 2.6° pour $\lambda_0$ = 400 nm, $\Delta\theta_i$ = 2.8° pour $\lambda_0$ = 514 nm et $\Delta\theta_i$ = 3.6° pour $\lambda_0$ = 800 nm).

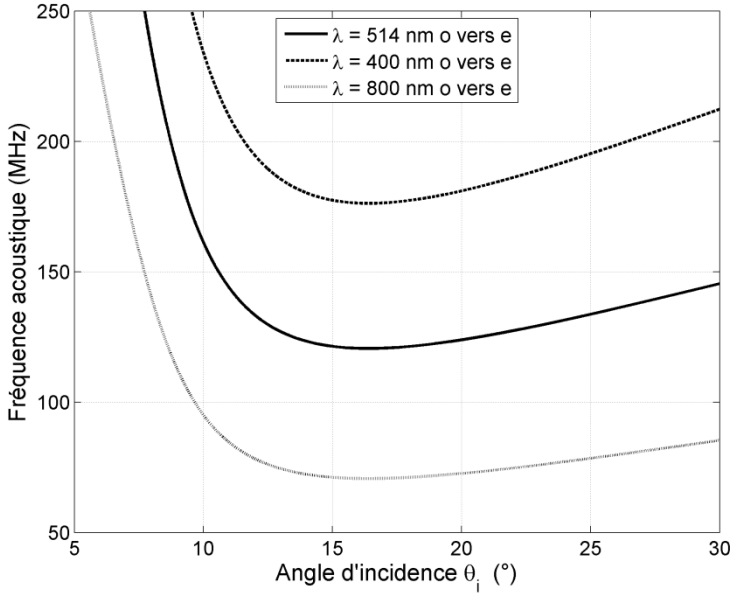



Figure 3.31 : Comparaison de l'allure de l'asymptote horizontale (interaction NPM) pour trois longueurs d'ondes

## 3.3 Étude de la bande passante fréquentielle d'un AOTF

La bande passante fréquentielle d'un filtre est inversement proportionnelle à la longueur du transducteur. Rappelons que pour un déflecteur, elle est inversement proportionnelle à la racine carrée de la longueur du transducteur. Dans le cas d'une interaction ordinaire vers extraordinaire, pour $\theta_a$ = 8°, la bande passante fréquentielle $\delta f_{o-e}$ avec un critère de rendement à -3dB vaut ($P/P_0$ = 1):

$$\delta f_{o-e} \approx 0.37 \frac{1}{W_{eff}} \tag{3.7}$$

Où $W_{eff}$ correspond à la longueur d'interaction (Cf. Eq.(2.7)). Notons que l'expression de la bande passante fréquentielle décrite Eq.(3.7) est valable uniquement pour l'interaction ordinaire vers extraordinaire dans le cas d'une coupe acoustique $\theta_a$ = 8°.

Expérimentalement, pour retrouver la condition de tangence parallèle, il suffit de rechercher l'angle d'incidence pour lequel la fréquence acoustique au synchronisme est minimale. Quelle que soit la longueur d'onde, la bande passante fréquentielle d'un filtre est

identique. Seule la fréquence centrale $F$ évolue : plus la longueur d'onde sélectionnée est grande, plus la fréquence centrale diminue. En prenant l'exemple d'une longueur de transducteur $W$ de 15 mm ($W_{eff}$ = 12.9 mm), nous obtenons une bande passante de 0.29 MHz. La Figure 3.32 illustre la bande passante fréquentielle d'un filtre AOTF (interaction NPM ordinaire vers extraordinaire) pour une longueur d'interaction $W_{eff}$ = 1 cm.

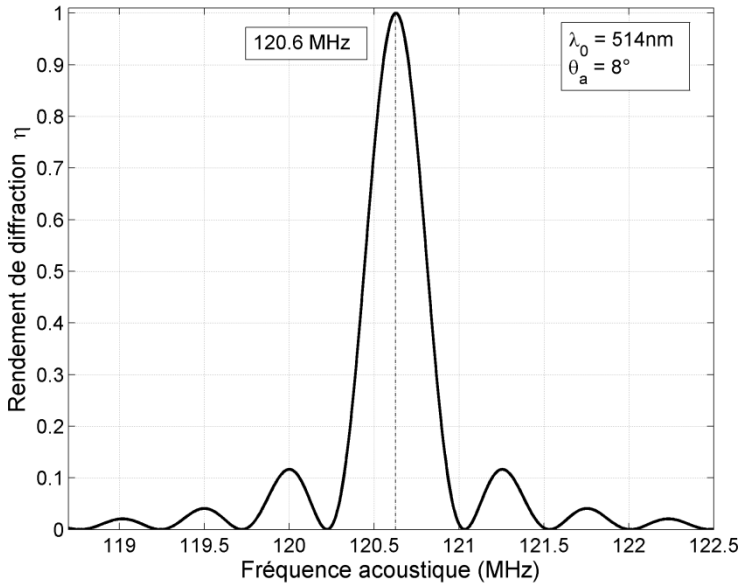



Figure 3.32 : Bande passante fréquentielle d'un filtre (o vers e) en configuration NPM ($W_{eff}$ = 1 cm)

## 3.4 Étude de la bande passante spectrale

Contrairement à la bande passante fréquentielle, la bande passante optique $\Delta\lambda$ d'un filtre AOTF en configuration d'interaction NPM est dépendante de la longueur d'onde optique incidente: $\Delta\lambda$ croît avec la longueur d'onde (Figure 1.28) :

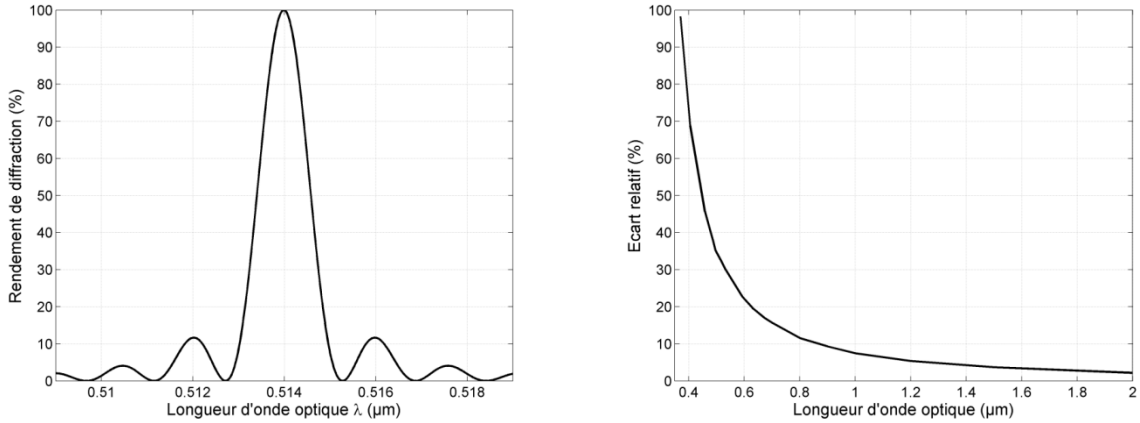
$$\Delta\lambda \propto \frac{\lambda_0^2}{W} \tag{3.8}$$

La Figure 3.33-a représente la bande passante optique centrée sur 514 nm pour $W_{eff}$ = 1cm. Une réponse en sinus cardinal similaire à celle de la bande passante fréquentielle est obtenue. Nous avons vu dans le chapitre 1 qu'il était possible de déterminer la bande passante optique d'un filtre à une longueur d'onde particulière en connaissant sa bande passante fréquentielle ainsi que la fréquence acoustique (Eq.(1.30)). Nous rappelons ici l'approximation au premier ordre :

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{\delta f}{F} \tag{3.9}$$

La bande passante fréquentielle étant quasi constante suivant la longueur d'onde, $\Delta\lambda$ dépend de la variation de la fréquence de synchronisme $F$. Or, ces variations sont très marquées dans le visible et le proche UV (Figure 3.29-c). Les méthodes de résolution numérique permettent alors de déterminer plus précisément $\Delta\lambda$. La Figure 3.33-b représente l'écart relatif du calcul

de la bande passante optique $\Delta\lambda$ réalisé d'une part, en utilisant la formule (3.9), et d'autre part, par simulation numérique. Nous observons un écart relatif de près de 100% autour de 400 nm. À partir de $\lambda_0$ = 900 nm, l'écart relatif est inférieur à 10%. Cette approximation à l'ordre 1 n'est donc valable que dans la gamme des IR pour la Paratellurite.




a) b)

Figure 3.33 : a) Bande passante optique $\Delta\lambda$ du filtre AOTF pour $W_{eff}$ = 1cm, $\lambda_0$ = 514nm ; b) Écart relatif suivant la méthode de calcul ;

En reprenant l'exemple d'une longueur de transducteur $W$ de 15 mm ($W_{eff}$ = 12.9 mm), par la méthode de simulation numérique, nous obtenons une bande passante optique $\Delta\lambda$ qui varie entre 0.3 nm pour $\lambda_0$ = 400 nm et 6.2 nm pour $\lambda_0$ = 1200 nm (Figure 3.34).

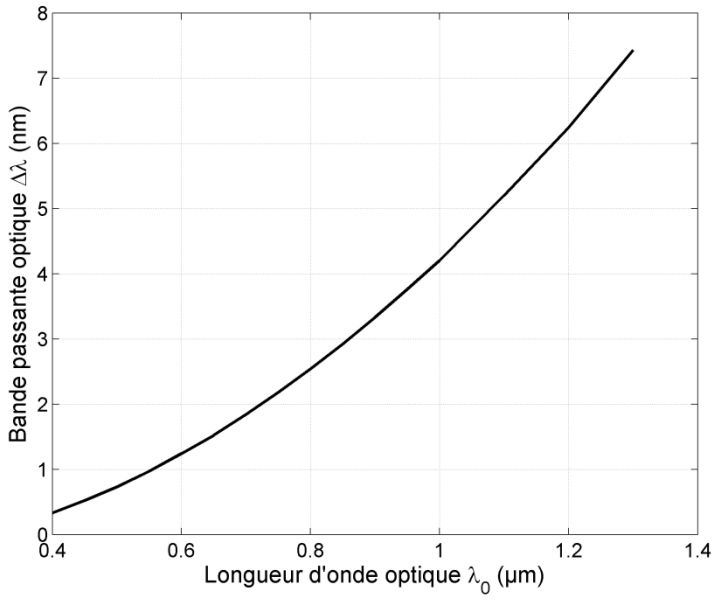



Figure 3.34 : Évolution de la bande passante optique en fonction de la longueur d'onde pour $W$ = 15 mm

# 4 Réalisation d'un décaleur de fréquence variable par association d'un AOD et d'un AOTF

## 4.1 Principe de l'expérience

Comme présenté au Chapitre 1, les décaleurs de fréquences sont généralement des composants de type Modulateurs (AOM) utilisant l'interaction isotrope dans le Quartz ou la Paratellurite. Cela leur confère des temps de montée courts au détriment d'une bande passante fréquentielle restreinte. Ils ne présentent donc que peu de reconfigurabilité avec une plage de décalage fréquentiel fixe. Les composants de type déflecteur (AOD) sont usuellement employés afin d'augmenter la plage de décalage fréquentiel. Nous nous intéressons ici à la mise en place d'un dispositif permettant de réduire le décalage de fréquence optique entre la référence $\nu_0$ (faisceau optique issu du laser) et le faisceau diffracté issu du composant acousto-optique. Pour cela, nous proposons la mise en cascade de deux composants acousto-optiques aux propriétés complémentaires, un déflecteur AOD et un filtre AOTF (Figure 3.35). Le principe de l'expérience est le suivant :le faisceau optique horizontal issu du laser, de polarisation linéaire verticale et de fréquence $\nu_0$ est couplé au premier composant : le décaleur de fréquence acousto-optique variable (T-AOFS : Tunable Acousto-Optic Frequency Shifter) qui correspond au déflecteur AOD. Le faisceau diffracté présente un décalage de fréquence positif $f_1$ compris entre $f_{1min}$ et $f_{1max}$ avec $\Delta f = f_{1max} - f_{1min}$, la bande passante fréquentielle du T-AOFS. Ce faisceau diffracté subit également une déviation angulaire proportionnelle à $\Delta f$ (Eq.(1.22)). Le faisceau diffracté est alors couplé au second composant acousto-optique, le décaleur de fréquence fixe F-AOFS (Fixed Acousto-Optic Frequency Shifter) correspondant au filtre AOTF et dont la fréquence acoustique de travail est $f_2$. Cette fois-ci, la direction de propagation des ondes acoustiques (lié au positionnement du transducteur piézoélectrique) induit un décalage de fréquence négatif. En sortie du système, le faisceau optique est décalé en fréquence de $f_1 - f_2$ dans une plage allant de $f_{1min} - f_2$ à $f_{1max} - f_2$. En sélectionnant judicieusement la fréquence de synchronisme des deux composants, des décalages de fréquence optique de seulement quelques kHz entre $\nu_0$ et $\nu_0 + f_1 - f_2$ sont applicables. En contrepartie d'une plage de décalage fréquentiel de plusieurs dizaines de MHz, l'angle de déviation $\Delta\theta_1$ du faisceau diffracté en sortie du T-AOFS implique une bonne acceptance angulaire en entrée du second composant d'où l'emploi d'un composant de type filtre.

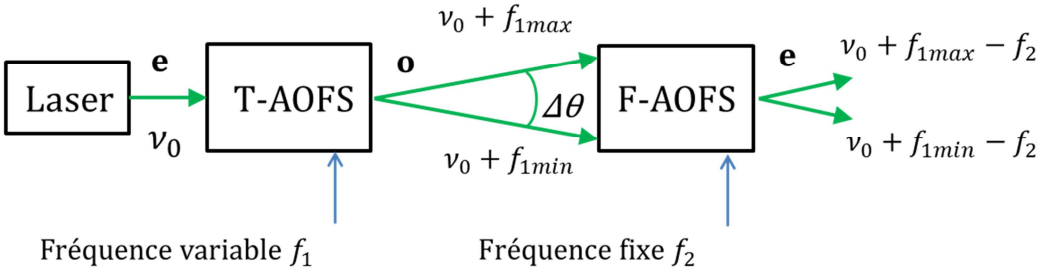



Figure 3.35 : Schéma de principe d'un faible décaleur de fréquence

L'expérience est basée sur la mise en cascade de deux composants acousto-optiques à interactions anisotropes. La polarisation du faisceau diffracté en sortie du premier composant (T-AOFS) se retrouve donc perpendiculaire à la polarisation du faisceau incident. Lors de l'interaction avec le deuxième composant (F-AOFS), la polarisation du faisceau diffracté est de nouveau orientée à 90° par rapport au faisceau entrant. En sortie du système, nous obtenons un faisceau optique dont la polarisation est identique à celle en sortie du laser.

## 4.2 Dispositif expérimental

Cette expérience est la première étude réalisée lors de cette thèse. Elle a été l'occasion de se familiariser avec les outils à dispositions dans le laboratoire. Les deux composants acousto-optiques ont été fabriqués par la société AA Opto-electronic. Leurs caractéristiques ont été présentées dans ce chapitre et sont répertoriés dans le Tableau 3.1. Pour la longueur d'onde $\lambda_0$ = 514 nm, la fréquence de synchronisme vaut 106.3 MHz pour le T-AOFS et 120.6 MHz pour le F-AOFS. Pour les deux composants, le faisceau optique incident est normal à la face optique d'entrée. La face optique de sortie est quant à elle inclinée de telle manière que le faisceau diffracté à la fréquence de synchronisme se retrouve colinéaire au faisceau optique incident. L'angle entre la face optique d'entrée et de sortie est appelé angle au sommet.

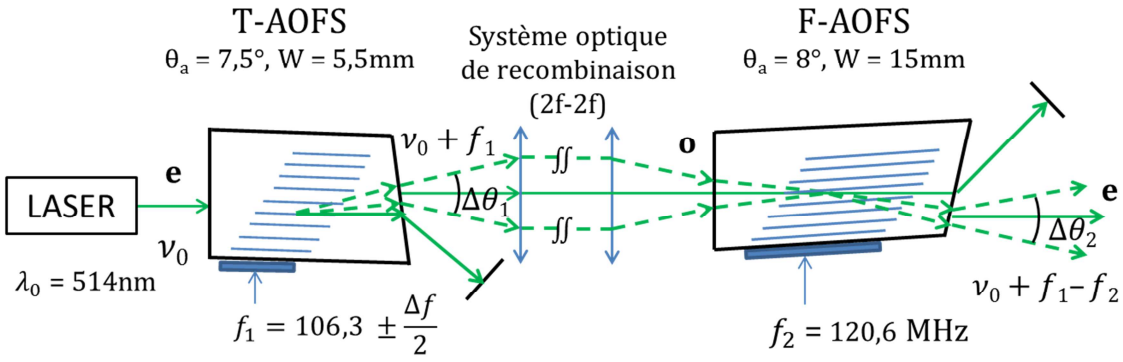



Figure 3.36 : Schéma expérimental du dispositif en cascade

Le T-AOFS présente une bande passante fréquentielle $\Delta F_{-3dB}$ théorique de 48.8 MHz avec un critère de rendement à -3 dB. Le décalage optique théorique varie ainsi de -38.7 MHz à +10.1 MHz et de -29.9 MHz à +1.25 MHz pour un critère de rendement à -3dB et -0.5dB respectivement. Signalons que l'article [58] présente les premiers travaux réalisés lors de cette thèse, les valeurs numériques indiquées ne tiennent alors pas compte de la gyrotropie. Une étude approfondie de la gyrotropie ayant été faite par la suite, les données numériques présentées dans ce chapitre de thèse ont été modifiées en conséquence.

Notons que nous aurions très bien pu prendre comme premier AOFS un modulateur classique à interaction isotrope puis en deuxième AOFS un déflecteur. Cependant, la configuration proposée ici présente également un attrait académique, en plus de sa praticité. La mise en place du T-AOFS en première position permet d'étudier l'acceptance angulaire du filtre AOTF. En effet, les deux composants acousto-optiques sont reliés par un système de recombinaison optique de type 2f-2f qui reproduit l'angle $\Delta\theta_1 = \lambda_0.\Delta F/V$ en sortie du déflecteur à l'entrée du filtre. Les différentes fréquences acoustiques appliquées au T-AOFS correspondent à différents angles d'incidence à l'entrée du filtre (F-AOFS). Pour un décalage

de fréquence optique $f = f_{1min} - f_2$, le faisceau diffracté issu du T-AOFS fait un angle $-\Delta\theta_1/2$ par rapport à l'horizontale (direction du faisceau optique de la source laser). Pour $f = f_{1max} + f_2$, le faisceau diffracté issu du T-AOFS fait un angle $+\Delta\theta_1/2$ par rapport à l'horizontale.

| | T-AOFS | F-AOFS |
|---|---|---|
| Longueur d'onde optique $\lambda_0$(nm) | 514 | |
| Indice optique ordinaire $n_o$ | 2.312 | |
| Indice optique extraordinaire $n_e$ | 2.475 | |
| Coupe acoustique $\theta_a$(°) | 7.5 | 8 |
| Vitesse acoustique $V_{ac}$ (m/s) | 676 | 683 |
| Oblicité acoustique $\psi_a$ (°) | 48.9 | 50.1 |
| Fréquence acoustique centrale (MHz) | 106.3 | 120.6 |
| Bande passante fréquentielle Δf (-3 dB) (MHz) | 48.8 | 0.29 |
| Bande passante fréquentielle Δf (-0.5 dB) (MHz) | 31.1 | - |
| Variation de l'angle diffracté $\Delta\theta_1$ (à l'extérieur du cristal) (°) | 1.3 (-0.5 dB)<br>2.1 (-3 dB) | -<br>- |
| Angle incident $\theta_i$ (°) | 5.51 | 16.39 |
| Acceptance angulaire (-3 dB) (à l'extérieur du cristal) $\Delta\theta_i$ (°) | < 0.1 | ≈ 2.8 |
| Longueur de l'électrode supérieure $W$ (mm) | 5.5 | 15 |
| Longueur d'interaction $W_{eff}$ (mm) | 5.7 | 12.9 |
| Angle au sommet (°) | 3.47 | 3.71 |

Tableau 3.1 : Récapitulatif des caractéristiques du déflecteur (T-AOFS) et du filtre (F-AOFS)

L'expérience proposée met ainsi en évidence un système capable de controler l'acceptance angulaire du filtre. La comparaison de la bande passante fréquentielle du déflecteur seul avec la bande passante fréquentielle du déflecteur associé au filtre nous donne directement l'information concernant l'acceptance angulaire du filtre. Le but principal de cette expérience est de proposer un système de faible décalage de fréquence optique fonctionnel et proposant une large plage de décalage. Il est dans ce cas primordial que la totalité des faisceaux diffractés par le T-AOFS interagissent avec le second composant. Le filtre acousto-optique (F-AOFS) a donc été conçu en conséquence. L'expérience a ici été menée pour $\lambda_0$ = 514 nm, longueur d'onde de fonctionnement du T-AOFS. Une perspective intéressante serait d'étudier la bande passante fréquentielle du dispositif en cascade pour différentes longueurs d'ondes.

## 4.3 Résultats expérimentaux

Les expériences ont été réalisées à partir d'un faisceau optique monochromatique gaussien ($TEM_{00}$) de diamètre 1.5 mm à $1/e^2$. La Figure 3.37 permet de comparer les bandes passantes fréquentielles expérimentales du T-AOFS seul et des deux composants en cascade. Concernant le T-AOFS seul, le maximum de rendement de diffraction est atteint pour une puissance électrique appliquée de 23 dBm. Pour un critère de rendement de -0.5 dB, une bande passante de 28 MHz est obtenue entre 93 et 121 MHz (Figure 3.37-a). De même, pour un critère de rendement de -3 dB, une bande passante de 42 MHz est obtenue entre 85 et 127 MHz (Figure 3.37-b).Dans les deux cas, nous obtenons un rendement de diffraction supérieur à 70%. Concernant le F-AOFS, le maximum de rendement de diffraction est atteint pour une puissance électrique appliquée de 18 dBm. Comme attendu, la bande passante fréquentielle du F-AOFS est de 0.3 MHz (critère de rendement de -3 dB), de 121.1 à 121.4 MHz.

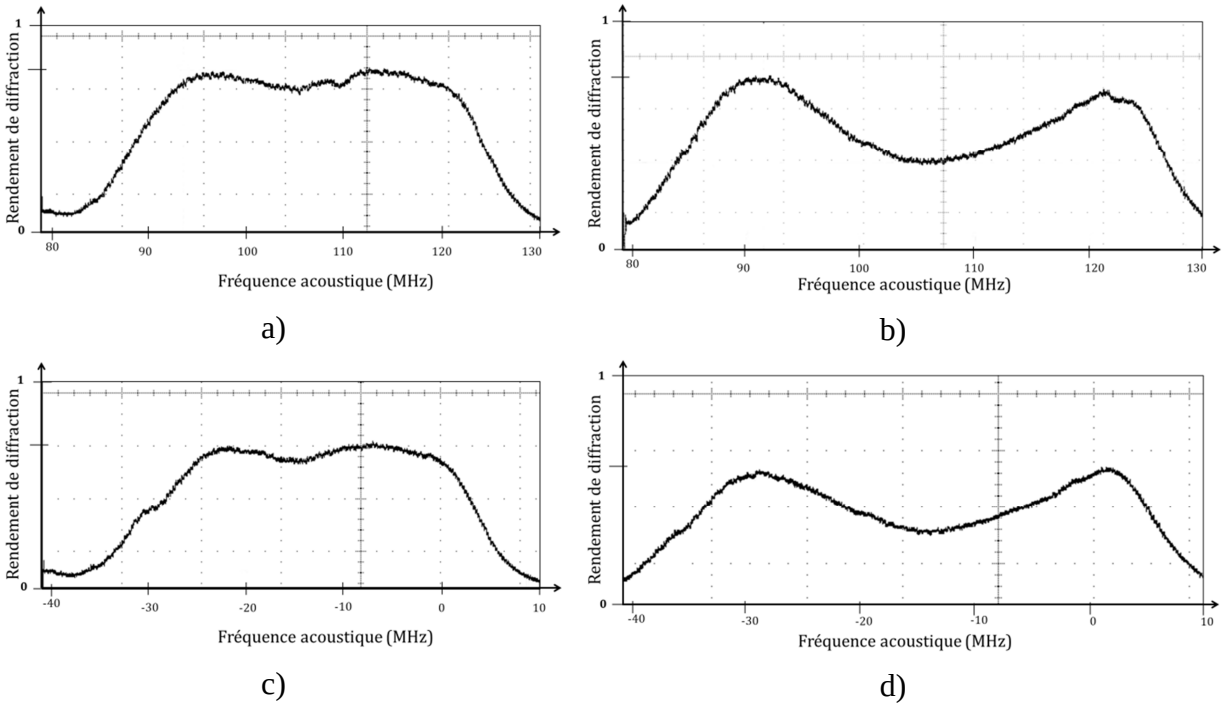



Figure 3.37 : Courbes expérimentales : a) AOD (T-AOFS) seul et critère à -0.5dB ; b) AOD (T-AOFS) seul et critère à -3dB ; c) AOD et AOTF en cascade, critère à -0.5dB ; d) AOD et AOTF en cascade, critère à -3dB

En comparant sur la Figure 3.37 a) à c) et b) à d), nous observons une diminution du rendement acousto-optique global dû au passage dans le second composant. Cependant, le rendement de diffraction du filtre AOTF étant supérieur à 90%, le rendement global après passage dans les deux composants est supérieur à 60%. La mise en cascade des deux composant permet d'obtenir un décalage de fréquence optique de 26 MHz compris entre -26 et 0 MHz (pour un critère de rendement de -0.5 dB), ainsi qu'un décalage de fréquence optique de 42 MHz compris entre -36 et +6 MHz (pour un critère de rendement de -3 dB). Ces résultats sont présentés Figure 3.37-c et Figure 3.37-d et démontrent la faisabilité d'un tel dispositif.

# 5 Conclusion

L'étude menée dans ce chapitre concerne spécifiquement l'interaction TPM (dite à tangente basse ou haute fréquence) propre aux déflecteurs et l'interaction NPM (dite à tangentes parallèles) propre aux filtres. Les points principaux sont rappelés ici :

- L'acceptance angulaire d'un déflecteur acousto-optique est très faible et nécessite des faisceaux optiques collimatés
- La bande passante fréquentielle d'un déflecteur acousto-optique diminue lorsque la longueur d'onde augmente du fait de la diminution de la fréquence de synchronisme. Dès lors, il est préférable d'utiliser l'interaction tangente haute fréquence lorsque la longueur d'onde optique de travail augmente
- La bande passante optique d'un déflecteur acousto-optique augmente lorsque la longueur d'onde augmente du fait de la diminution de la biréfringence $\Delta n$

- L'acceptance angulaire d'un filtre acousto-optique augmente lorsque la longueur d'onde augmente (bien que l'indice optique du cristal diminue)
- La bande passante fréquentielle d'un filtre acousto-optique est constante lorsque la longueur d'onde augmente
- La bande passante optique d'un filtre acousto-optique augmente lorsque la longueur d'onde augmente du fait de la diminution de la biréfringence $\Delta n$.

D'après les simulations réalisées, nous pouvons indiquer une zone de travail à éviter pour les interactions anisotropes ayant lieu dans le plan $(1\bar{1}0)$. Ainsi, pour les longueurs d'onde du proche UV, il faut veiller à ce que les angles optiques ($\theta_e$ et $\theta_o$) soient supérieurs à 8°. Ces angles doivent être supérieurs à 5° dans le visible, et à 2.5° dans l'Infra-rouge.

Les expériences réalisées dans ce chapitre nécessitent une polarisation des faisceaux incidents maitrisée, caractéristique propre à l'interaction acousto-optique. Cette contrainte nécessite l'emploi de sources polarisées linéairement, ce qui est le cas à l'heure actuelle pour la majorité des sources laser. Cependant, l'évolution des sources optiques et l'ouverture des applications d'imagerie hyper spectrale et polarimétrique conduit à étudier un dernier type d'interaction basé sur l'interaction NPM : l'interaction double.

# Chapitre 4: Élaboration d'un composant multi-électrodes à interaction double

La conception d'un composant dit à multi-électrodes et à interaction double fait suite aux problématiques rencontrées lors de l'emploi de l'interaction anisotrope tangente (NPM) pour les applications de filtrage.

D'une part, nous avons vu au chapitre 3 que la bande passante optique d'un filtre AOTF est une fonction croissante de la longueur d'onde. L'étude théorique de la bande passante optique d'un filtre indique cependant une relation de proportionnalité avec un paramètre de conception : la longueur du transducteur (Eq.(3.7)). D'autre part, les interactions acousto-optiques anisotropes nécessitent l'emploi de faisceaux incidents polarisés rectilignement et dont l'axe de polarisation est soit colinéaire soit orthogonal au plan d'interaction acousto-optique. Ceci implique dans les applications d'imagerie une perte d'informations sur la scène étudiée. Enfin, de par la dimension finie du transducteur générant les ondes acoustiques, un composant acousto-optique possède une réponse de type sinus cardinal qui comporte un lobe principal et des lobes secondaires. Cette caractéristique, associée à l'augmentation de la bande passante optique avec la longueur d'onde, mène à une éventuelle diaphotie (« crosstalk ») dans le cas du filtrage de longueurs d'ondes proches les unes des autres (Figure 4.1).

La conception d'un composant permettant de diffracter simultanément deux faisceaux incidents de polarisations orthogonales et dont la longueur d'interaction est variable nous donne l'opportunité de répondre aux trois problématiques ci-dessus. Le dernier chapitre de cette thèse se consacre à cette étude. Dans un premier temps, nous présentons les caractéristiques de l'interaction double ainsi que les avantages liés à la configuration multi-électrodes. Puis, une description des différentes étapes de la conception du composant est proposée au paragraphe 2. Enfin, le paragraphe 3 présente les résultats expérimentaux recueillis lors du test du composant de démonstration.

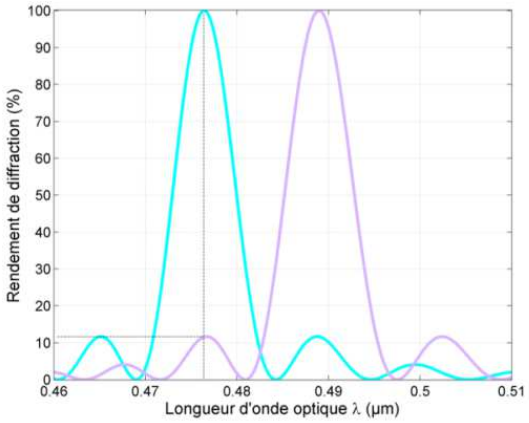



Figure 4.1 : Phénomène de « crosstalk » (Diaphotie)

# 1 Solutions apportées par la configuration multi-électrodes à interaction double

## 1.1 Principe de l'interaction double

Les chapitres précédents ont été consacrés aux interactions acousto-optiques anisotropes, c'est-à-dire avec changement de polarisation. Ces dernières permettent d'obtenir des rendements de diffraction très élevés (> 90%), à la condition que le faisceau optique incident soit totalement couplé à l'un des 2 modes - ordinaire ou extraordinaire - du cristal de Paratellurite. Ceci implique que le faisceau optique incident soit polarisé rectilignement et orienté colinéairement ou orthogonalement au plan de l'interaction acousto-optique (plan $[1\bar{1}0]$ dans le cas de l'interaction anisotrope dans la Paratellurite).

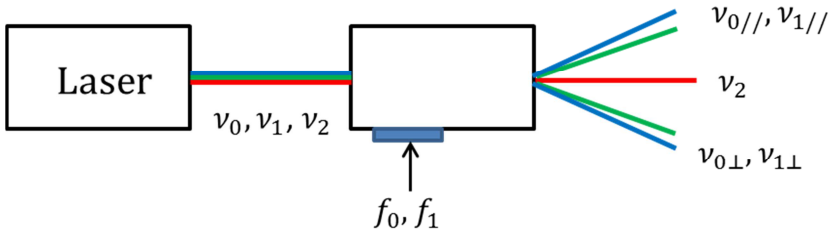



Figure 4.2 : Principe de l'interaction double

L'idée est ici de concevoir un composant capable d'interagir avec des faisceaux incidents de polarisation quelconque. Suivant que le faisceau incident sera couplé sur le mode ordinaire ou extraordinaire, le faisceau diffracté sera « down-shifté » (ordre -1) ou « up-shifté » (ordre +1). Le cas d'une polarisation quelconque du faisceau incident donnera deux faisceaux diffractés avec des rendements de diffraction dans chaque ordre (+1 et -1) dépendant de la polarisation incidente. La Figure 4.2 illustre le cas du filtrage de deux longueurs d'ondes de polarisations quelconques $\nu_0$ et $\nu_1$. De la même manière que pour l'interaction NPM, à une longueur d'onde optique correspond une fréquence acoustique de synchronisme. Dans l'exemple de la Figure 4.2, la fréquence $f_0$ diffracte simultanément et dans deux directions opposées le faisceau optique incident de polarisation quelconque et de longueur d'onde $\nu_0$. Par exemple, pour un faisceau optique incident de polarisation linéaire et orienté à 45° par rapport au plan d'interaction, le même rendement de diffraction est attendu dans les ordres +1 et -1. Autrement dit, un tel dispositif permet d'étudier et de quantifier la composition spectrale et polarimétrique d'une source quelconque en la décomposant en deux faisceaux optiques polarisés orthogonalement et séparés angulairement.

La Figure 4.3 représente le diagramme des vecteurs d'ondes de l'interaction double. Dans le cas d'une polarisation incidente colinéaire au plan d'interaction, le vecteur d'onde optique incident $k_i$ est couplé au mode extraordinaire. Le vecteur d'onde optique diffracté $k_{d-}$ est alors couplé au mode ordinaire. A l'inverse, dans le cas d'une polarisation incidente orthogonale au plan d'interaction, le vecteur d'onde optique incident $k_i$ est couplé au mode ordinaire. Le vecteur d'onde optique diffracté $k_{d+}$ est alors couplé au mode extraordinaire. Le faisceau optique incident et les faisceaux diffractés sont angulairement séparés avec $\theta_{d-} < \theta_i$

$< \theta_{d+}$. La condition d'interaction double s'obtient pour une fréquence acoustique donnée et pour un certain angle d'incidence $\theta_i$.

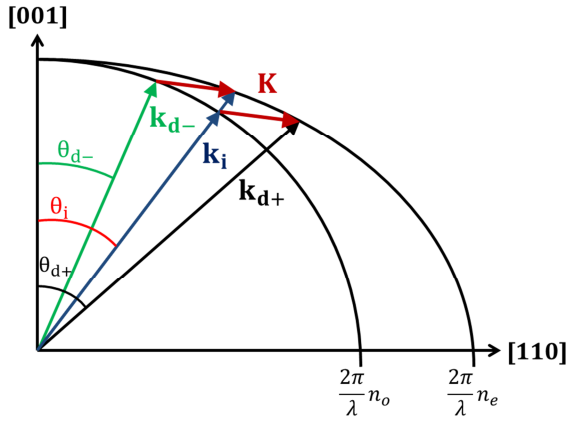



Figure 4.3 : Diagramme des vecteurs d'ondes de l'interaction double

## 1.2 Modification de la longueur d'interaction

Le diagramme des vecteurs d'ondes de l'interaction double présente des propriétés semblables à celui de l'interaction NPM. Des bandes passantes fréquentielles et spectrales du même ordre de grandeur sont ainsi obtenues. La bande passante fréquentielle est proportionnelle à l'inverse de la longueur d'interaction. Ainsi, un transducteur de longueur $3W_0$ aura une bande passante fréquentielle trois fois inférieure à celle d'un transducteur de longueur $W_0$. Le même type de relation est valable pour la bande passante optique (en prenant garde à l'approximation au premier ordre qui n'est plus valable pour les courtes longueurs d'ondes dans le proche UV - Figure 3.33). Notons que nous comparons ici la longueur d'interaction $W_0$ correspondant au cas d'une électrode à la longueur d'interaction $3W_0$ correspondant au cas de trois électrodes, ceci en référence au choix de configuration retenue par la suite (configuration à trois électrodes identiques).

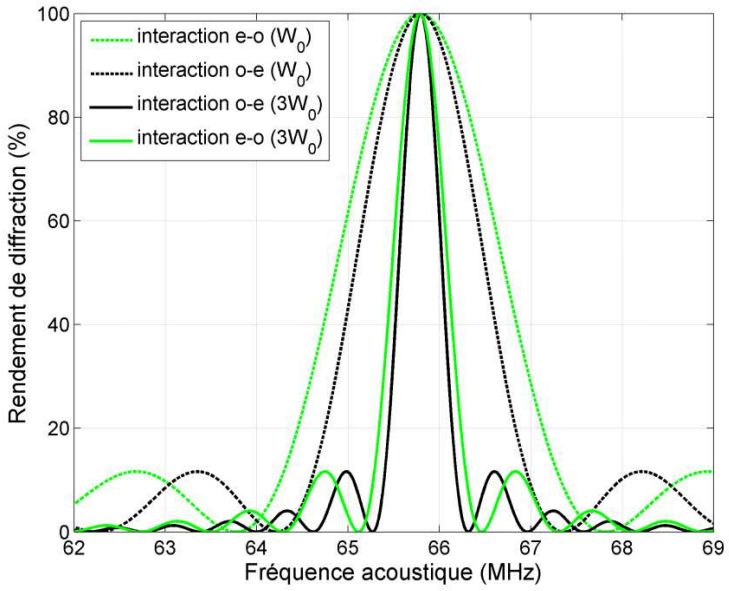



Figure 4.4 : Bande passante fréquentielle de l'interaction double suivant la longueur d'interaction

Compte tenu des conditions d'asynchronisme qui différent selon que l'on étudie l'interaction extraordinaire vers ordinaire (e-o) ou ordinaire vers extraordinaire (o-e), les bandes passantes fréquentielles des deux interactions sont différentes. Nous obtenons toujours $\Delta f_{o-e} < \Delta f_{e-o}$. La Figure 4.4 représente les bandes passantes fréquentielles $\Delta f_{o-e}$ et $\Delta f_{e-o}$ lors de l'interaction double pour deux longueurs d'interactions : $W$ et $3W_0$ et pour la longueur d'onde $\lambda_0$ = 593 nm et la coupe acoustique $\theta_a$ = 6°. Dans cette configuration, nous obtenons, pour une longueur d'interaction donnée, $\Delta f_{o-e} \approx 0.7\ \Delta f_{e-o}$. L'intérêt d'un composant multi-électrodes est donc de pouvoir ajuster la longueur d'interaction en fonction de la longueur d'onde que l'on souhaite filtrer. La Figure 4.5 représente la vue d'un filtre à interaction double comportant trois électrodes supérieures. Des électrodes de dimensions différentes ($W_1$, $W_2$, $W_3$) permettent de modifier simplement la bande passante fréquentielle et optique du filtre, en activant l'une ou l'autre. Au besoin, les électrodes sont activées simultanément afin d'augmenter la longueur d'interaction. Il est dans ce cas nécessaire de veiller à ce que les ondes acoustiques se propageant dans le cristal soit en phase.

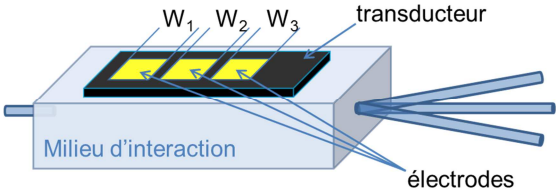



Figure 4.5 : Configuration multi-électrodes à interaction double

Notons qu'il est courant de parler de technologie multi-transducteurs. Ici, d'un point de vue technologique, un même bloc de Niobate de lithium est déposé sur le cristal d'interaction. Différentes électrodes (de dimensions paramétrables) sont ensuite « déposées » sur le transducteur en Niobate de Lithium. L'envoi d'un signal RF entre l'une de ces électrodes et l'électrode de masse (située entre le transducteur et le cristal) ne fait pas vibrer le transducteur sur toute sa surface mais uniquement au niveau de l'électrode. Les vibrations sont cantonnées aux dimensions de l'électrode. Bien qu'usuellement, nous comparons la longueur d'interaction à la longueur du transducteur, il est plus judicieux de parler ici de longueur d'électrode.

## 1.3 Apodisation de la réponse acousto-optique

Le deuxième avantage de la configuration multi-électrodes est de pouvoir modifier la réponse acoustique globale du transducteur en jouant sur la répartition de la puissance acoustique sur les différentes électrodes. La Figure 4.4 représente la simulation numérique d'un composant comportant trois électrodes de dimensions identiques. Dans un cas, une seule électrode est active ($W_0$) et dans l'autre, les trois sont activées simultanément ($3W_0$). Dans ce dernier cas, bien que la bande passante fréquentielle soit réduite, les lobes secondaires sont toujours présents. Ceci s'explique par le fait que la même puissance RF est appliquée pour chaque électrode. Il est nécessaire de reprendre ici l'étude réalisée au Chapitre 2 (Figure 2.24-a). En modulant la puissance RF appliquée à chacune des électrodes, il est possible de réduire (ou augmenter) l'intensité des lobes secondaires. La Figure 4.6-d illustre ce phénomène en présentant deux réponses très différentes. Les simulations sont réalisées pour un composant

comportant trois électrodes de dimensions égales : $W_1$= $W_2$= $W_3$. La Figure 4.6-a, -b, -c représente la réponse acousto-optique lors de l'activation d'une seule électrode (respectivement la première, la deuxième et la troisième).

Dans le premier cas (trait pointillé), la répartition de la puissance RF dans chaque voie (électrode) est la suivante : $P_1$ = 0.15 $P_0$ , $P_2$ = 0.03 $P_0$ et $P_3$ = 0.15 $P_0$ où $P_0$ correspond à la puissance acoustique nécessaire pour diffracter 100% du faisceaux dans le cas d'une configuration mono-électrode (Eq.(1.7)). Ceci correspond à un rendement acousto-optique maximal de $\eta_1$ = 33%, $\eta_2$ = 7% et $\eta_3$ = 33% selon l'activation de l'électrode 1, 2 ou 3.

Dans le second cas (trait continu), la répartition de la puissance RF dans chaque voie (électrode) est la suivante : $P_1$ = 0.05 $P_0$ , $P_2$ = 0.26 $P_0$ et $P_3$ = 0.05 $P_0$. Ceci correspond à un rendement acousto-optique maximal de $\eta_1$ = 12%, $\eta_2$ = 52% et $\eta_3$ = 12% selon l'activation de l'électrode 1, 2 ou 3. Les deux exemples de répartition de puissance proposés ici sont ajustés de telle manière à obtenir lors de l'activation des trois électrodes simultanément un rendement de diffraction proche de 100%.

La Figure 4.6-d représente la réponse du composant lorsque les trois électrodes sont activées simultanément. Dans le premier cas (trait pointillé), la répartition de puissance implique une augmentation des lobes secondaires (> 30%) tandis que dans le second cas (trait continu), la répartition de puissance implique une diminution des lobes secondaires (< 6%).

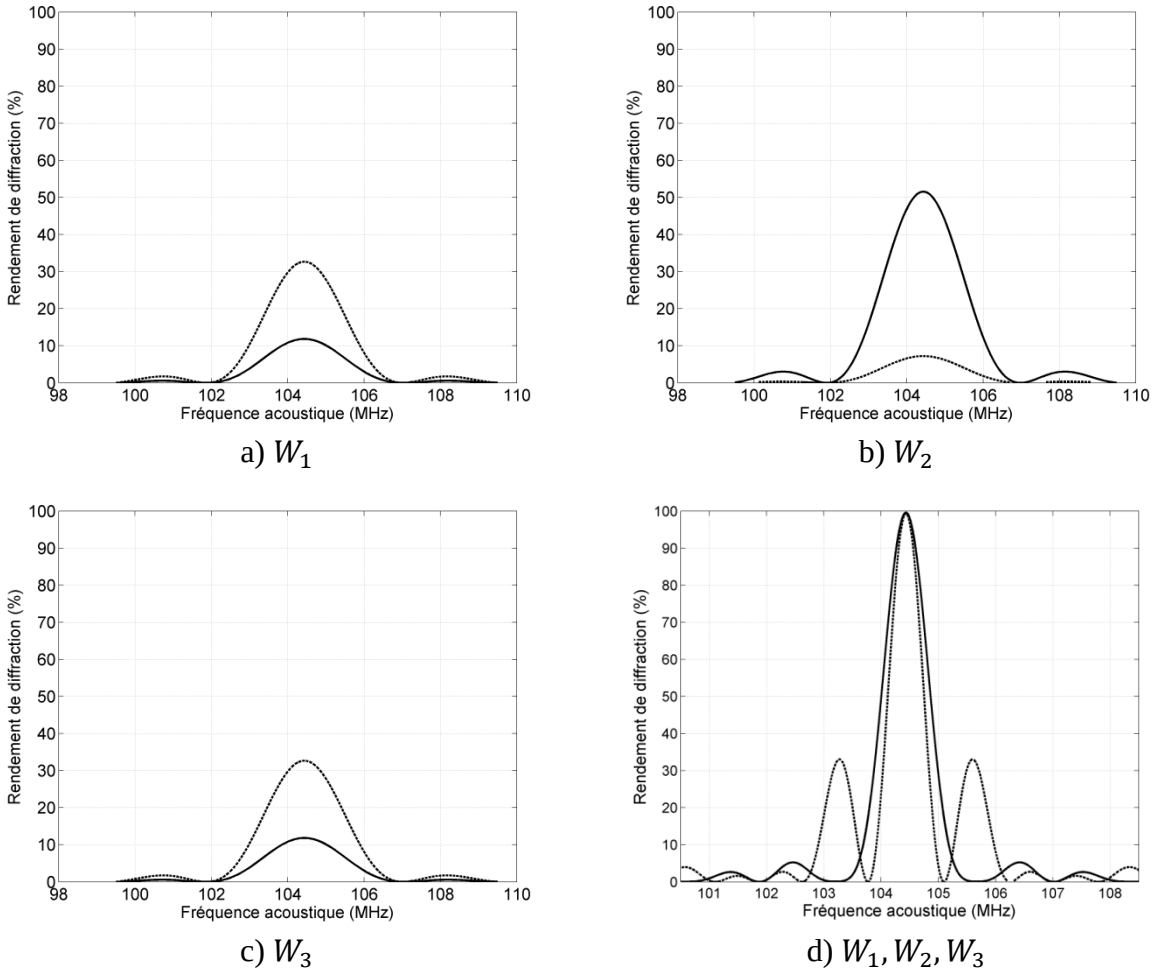



Figure 4.6 : Effet de la modification de la répartition de la puissance acoustique sur les 3 électrodes ; a) électrode 1 active ; b) électrode 2 active; c) électrode 3 active; d) activation des 3 électrodes;

# 2 Choix des principales caractéristiques du composant:

Dans la continuité des études présentées au chapitre 3, de par les aspects critiques liés à la gyrotropie, des applications potentielles dans cette gamme optique et pour des raisons pratiques de tests (banc optique disponible), nous avons opté pour une gamme spectrale d'étude comprise entre 400 et 650 nm. Comme nous l'avons déjà mis en évidence dans les chapitres 2 et 3, cette zone d'étude est critique du fait de la gyrotropie et de la forte variation de biréfringence.

## 2.1 Interaction double :

La détermination des conditions de synchronisme de l'interaction double s'effectue en déterminant le point d'intersection des courbes de synchronisme de l'interaction extraordinaire vers ordinaire (e-o) et de l'interaction ordinaire vers extraordinaire (o-e). Dans l'exemple de la Figure 4.7, nous recherchons les conditions de synchronisme (fréquence acoustique et angle optique incident) pour la coupe acoustique $\theta_a$ = 6° et pour les deux longueurs d'ondes « extrêmes » de la bande spectrale d'étude : 400 et 650 nm. Les courbes vertes correspondent à l'interaction extraordinaire vers ordinaire (e-o) : $\boldsymbol{k_i \pm K = k_{d-}}$. Les courbes noires correspondent à l'interaction ordinaire vers extraordinaire (o-e) : $\boldsymbol{k_i \pm K = k_{d+}}$. Nous remarquons que la zone de fonctionnement de l'interaction double s'intercale entre les deux asymptotes horizontales correspondant aux conditions de l'interaction NPM.

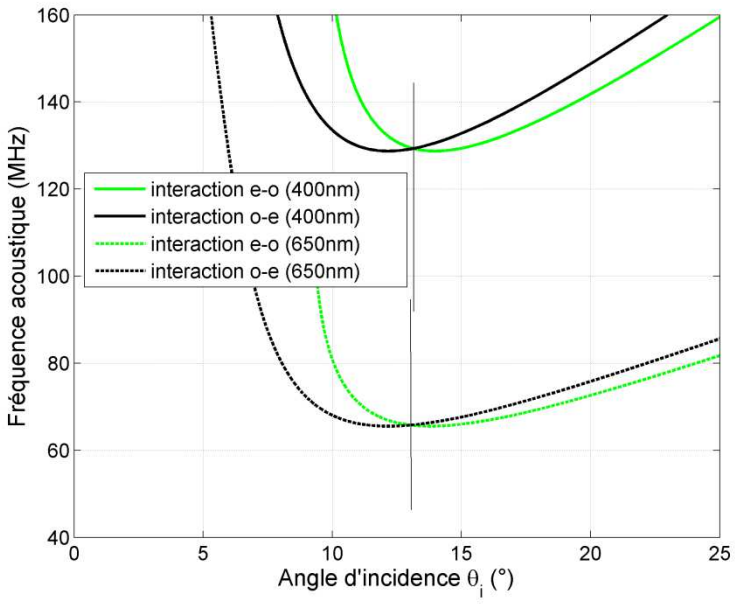
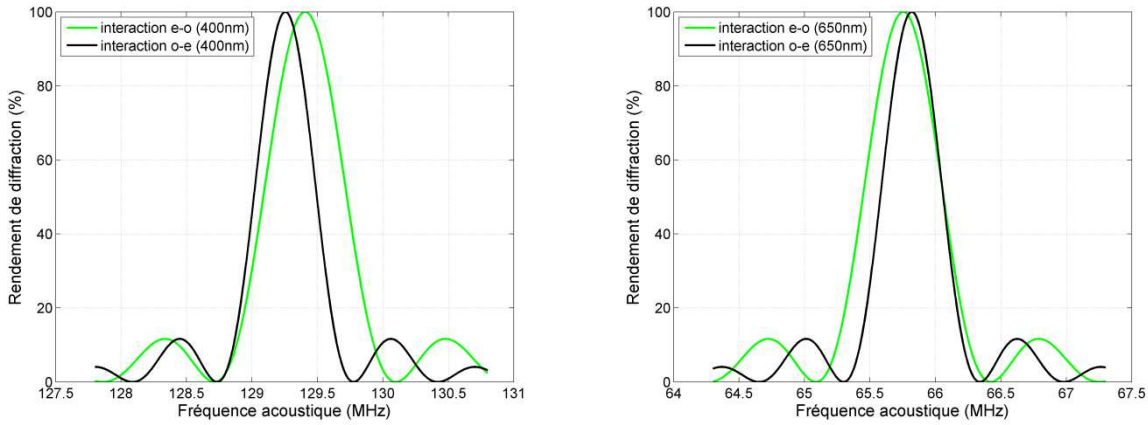



Figure 4.7 : Recherche des conditions d'interaction double pour 2 longueurs d'onde (400 et 650 nm)

L'évolution des fréquences de synchronisme et des angles optiques incidents et diffractés en fonction de la longueur d'onde est similaire à l'interaction NPM (Cf. Figure 2.22 et Figure 3.28). Plus la longueur d'onde augmente, plus la fréquence de synchronisme diminue. Dans l'exemple de la Figure 4.7, nous obtenons pour $\lambda_0$ = 400 nm, $\theta_i$ = 13.2°, $f_0$ = 129.3 MHz et pour $\lambda_0$ = 650 nm, $\theta_i$ = 13.05°, $f_0$ = 65.8 MHz. Pour ces deux longueurs

d'ondes, l'angle incident déterminant l'interaction double différe légèrement. Dans la pratique, ceci implique que le filtre ne peut être parfaitement orienté pour la totalité de la bande spectrale d'étude. Il est nécessaire de sélectionner un angle incident moyen $\theta_{i_{moyen}}$.

Les simulations numériques de bandes passantes fréquentielles (e-o) et (o-e) sont présentées Figure 4.8 pour un angle $\theta_{i_{moyen}}$ = 13.1°. La Figure 4.8-a correspond à la réponse fréquentielle du filtre pour $\lambda_0$ = 400 nm tandis que la Figure 4.8-b correspond à la réponse fréquentielle du filtre pour $\lambda_0$ = 650 nm. Nous observons un décalage de la fréquence de synchronisme selon que le faisceau optique incident est couplé au mode ordinaire (courbe noire o-e) ou extraordinaire (courbe verte e-o). Pour $\lambda_0$ = 400 nm, la fréquence de synchronisme de l'interaction ordinaire vers extraordinaire (o-e) est inférieure à la fréquence de synchronisme de l'interaction extraordinaire vers ordinaire (e-o) tandis que l'inverse se produit pour $\lambda_0$ = 650 nm. Néanmoins, des décalages faibles sont observés (0.15 MHz pour $\lambda_0$ = 400 nm et 0.07 MHz pour $\lambda_0$ = 650 nm) ce qui permet d'obtenir tout de même des rendements de diffraction intéressants aux fréquences de synchronisme déterminées Figure 4.7 ($f_0$ = 65.8 MHz et $f_0$ = 129.3 MHz). Nous observons également que les bandes passantes fréquentielles (et donc optiques) ne sont pas affectées par cet effet.




a) b)

Figure 4.8 : Décalage de la fréquence de synchronisme pour un angle incident fixe

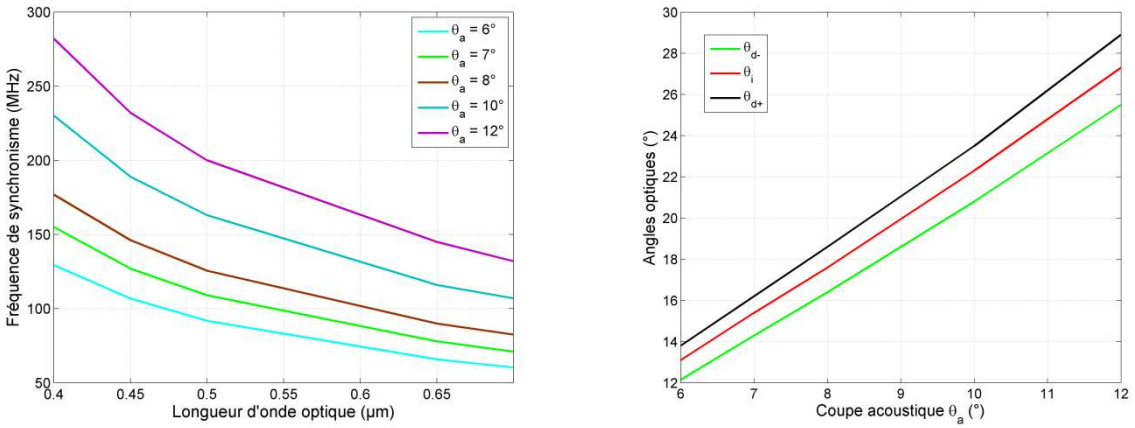
## 2.2 Choix de la coupe acoustique

La Figure 4.7 décrite précédemment présente les valeurs de fréquences acoustiques et d'angles incidents au synchronisme pour deux longueurs d'ondes optiques et dans le cas d'une coupe acoustique donnée. Lors de la conception du composant, le choix de la coupe acoustique et la détermination des angles diffractés $\theta_{d+}$ et $\theta_{d-}$ sont également primordiaux afin de dimensionner le cristal d'interaction.

La Figure 4.9-a illustre l'évolution de la fréquence acoustique de l'interaction double en fonction de la longueur d'onde pour différentes coupes acoustiques $\theta_a$. Les fréquences au synchronisme varient de 65 à 129 MHz pour $\theta_a$ = 6°, de 78 à 155 MHz pour $\theta_a$ = 7°, de 90 à 177 MHz pour $\theta_a$ = 8°, de 116 à 230 MHz pour $\theta_a$ = 10° et de 145 à 282 MHz pour $\theta_a$ = 12°. Pour une longueur d'onde donnée, plus la coupe acoustique augmente, plus la fréquence au

synchronisme augmente. Pour notre gamme spectrale d'étude [400; 650 nm], et afin d'éviter les atténuations acoustiques, les coupes acoustiques supérieures à 8° sont écartées.

La Figure 4.9-b présente l'évolution des angles incidents $\theta_i$ et des angles diffractés $\theta_{d+}$ et $\theta_{d-}$ en fonction de la coupe acoustique. Nous pouvons ici faire deux observations : plus la coupe acoustique augmente, plus la valeur des angles augmente et plus la séparation angulaire entre les angles $\theta_i$ , $\theta_{d+}$ et $\theta_{d-}$ augmente. Ceci implique lors de la conception du composant une augmentation des dimensions du cristal de $TeO_2$. De plus, en posant $\beta = \theta_i - \theta_a$, nous remarquons que plus la coupe acoustique augmente, plus l'angle $\beta$ augmente. L'angle $\beta$ correspond à l'angle entre la face optique d'entrée et la face transducteur (Figure 4.10). Des valeurs d'angle $\beta$ élevées impliquent une augmentation de la « zone morte » (volume du cristal ne pouvant être utilisé pour les interactions acousto-optiques).




a) b)

Figure 4.9 : Conditions de synchronisme de l'interaction double pour différentes coupes acoustiques ; a) Fréquences acoustiques; b) Angles optiques incidents et diffractés

Notons que la Figure 4.9-b représente les valeurs d'angles incidents et diffractés $\theta_i$ , $\theta_{d+}$ et $\theta_{d-}$ pour une longueur d'onde donnée. Bien qu'une légère variation de l'angle incident en fonction de la longueur d'onde optique a été mise en avant précédemment (Figure 4.7), cette variation est négligeable comparée à l'évolution des angles optiques en fonction de la coupe acoustique et n'est donc pas représentable à l'échelle de la Figure 4.9-b.

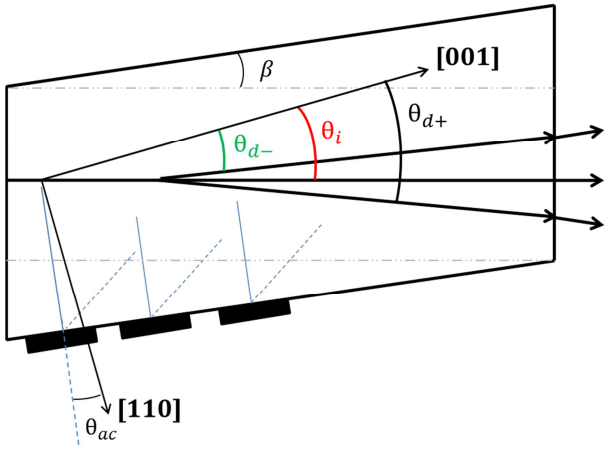



Figure 4.10 : Dimensionnement géométrique du cristal d'interaction ($TeO_2$)

Dans un souci de facilité de fabrication du composant de démonstration, en termes de découpe des cristaux, de fabrication du transducteur et d'adaptation électrique, le choix s'est porté sur une coupe acoustique $\theta_a$ à 6°. Cette coupe présente des angles incidents suffisamment éloignés de l'axe optique ce qui permet d'éviter les effets de la gyrotropie. De plus, la plus faible séparation angulaire des différents faisceaux et une valeur d'angle $\beta$ inférieure permettent d'utiliser des cristaux de plus petites dimensions en réduisant la « zone morte » et donc de minimiser le cout de fabrication du composant. La gamme optique d'étude se limite à 400-650 nm du fait de la restriction à une octave de la génération des ondes acoustiques. Comme pour les filtres en configuration NPM, des gammes d'accordabilité plus larges sont atteintes dans l'IR avec par exemple une bande spectrale d'étude comprise entre 650 et 1200 nm pour une plage de fréquence acoustique variant entre 115 et 60 MHz. ($\theta_a$ = 10°).

## 2.3 Choix de la longueur des électrodes

La technologie multi-électrodes offre un degré de liberté supplémentaire en permettant de moduler la bande passante optique d'un composant acousto-optique. Comme nous l'avons explicité précédemment, la longueur d'interaction $W_{eff}$ est directement reliée à $W$, usuellement appelée la longueur du transducteur et qui correspond plus précisément à la longueur de l'électrode. Un grand nombre d'électrodes de dimensions toutes différentes induit de nombreuses possibilités de variations de la bande passante optique $\Delta\lambda$. Dans cette étude de faisabilité, le but est d'obtenir un système susceptible d'être industrialisé. Nous avons choisi pour cela une configuration à trois électrodes de dimensions identiques. Bien que l'on se restreigne à trois électrodes, des résultats satisfaisants, en termes d'apodisation et d'homogénéisation de la bande passante optique, sont obtenus lors des simulations numériques. Nous présentons Figure 4.11 les bandes passantes optiques simulées pour trois longueurs d'électrodes différentes : 3, 6 et 9 mm. Les courbes bleues correspondent à l'activation d'une seule électrode, les courbes rouges à l'activation de deux et les courbes vertes à l'activation des trois électrodes simultanément. De la même manière que la bande passante fréquentielle des interactions (e-o) et (o-e) différent, les bandes passantes optiques $\Delta\lambda_{o-e}$ (trait continu) et $\Delta\lambda_{e-o}$ (trait pointillé) sont liées par : $\Delta\lambda_{o-e} \approx 0.7\ \Delta\lambda_{e-o}$.

A titre d'exemple, pour l'interaction (o-e) et pour W = 3 mm, la bande passante optique du composant varie de 2.6 à 12 nm entre 400 et 650 nm, ce qui correspond à une augmentation d'un facteur 4.6. Théoriquement, cinq électrodes de même dimension sont donc nécessaires pour obtenir la même bande passante optique le long de la gamme spectrale d'étude. Comme l'illustre la Figure 4.12, en nous limitant à trois électrodes, nous obtenons une bande passante optique avec un profil en « dents de scie » qui oscille entre 3.9 et 7.7 nm pour l'interaction extraordinaire vers ordinaire (Figure 4.12-a) Pour les longueurs d'ondes courtes, entre 400 et 488 nm, une seule électrode est activée. Deux sont activées entre 488 et 593 nm et enfin trois entre 593 et 671 nm. Par le même procédé, la bande passante optique $\Delta\lambda_{o-e}$ varie entre 2.6 et 5.3 nm pour l'interaction ordinaire vers extraordinaire (Figure 4.12-b). L'augmentation de la bande passante optique se limite ainsi à un facteur 2 dans les deux cas.

Notons que l'étude présentée ici prend en compte l'activation de une ou plusieurs électrodes en appliquant la même puissance RF dans chaque voie, c'est-à-dire sans recherche d'apodisation (tel qu'illustré Figure 4.4). Cette remarque fera l'objet d'une discussion dans le paragraphe 4 de ce chapitre.

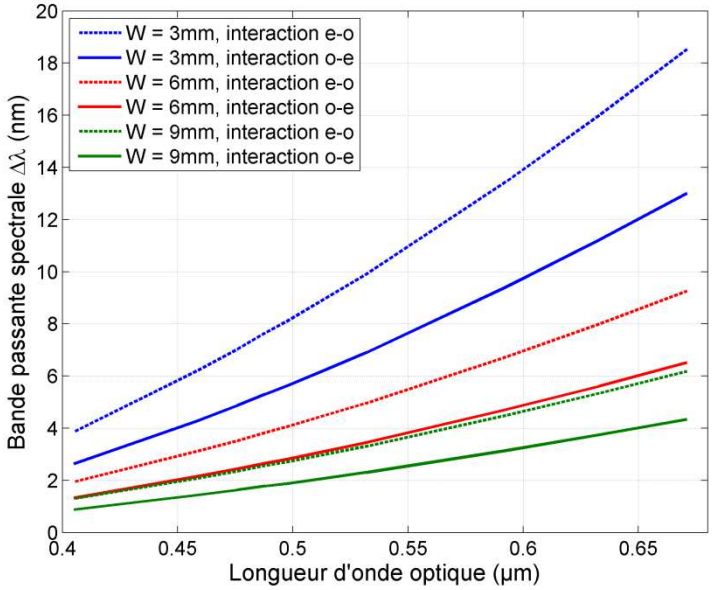
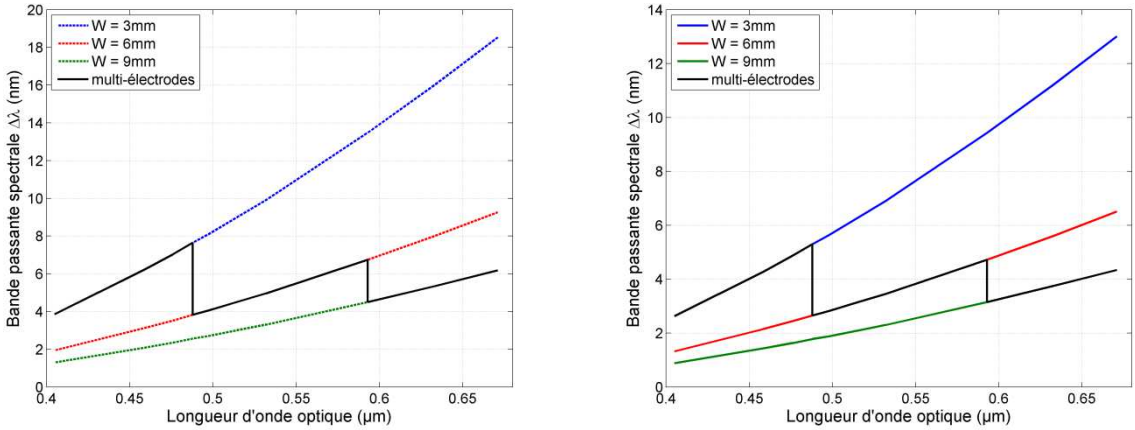



Figure 4.11 : Évolution de la bande passante spectrale suivant la longueur d'onde pour différentes longueurs d'électrodes W




a) b)

Figure 4.12 : Linéarisation de la bande passante spectrale par l'activation de 1, 2 ou 3 électrodes ; a) Interaction extraordinaire vers ordinaire; b) Interaction ordinaire vers extraordinaire;

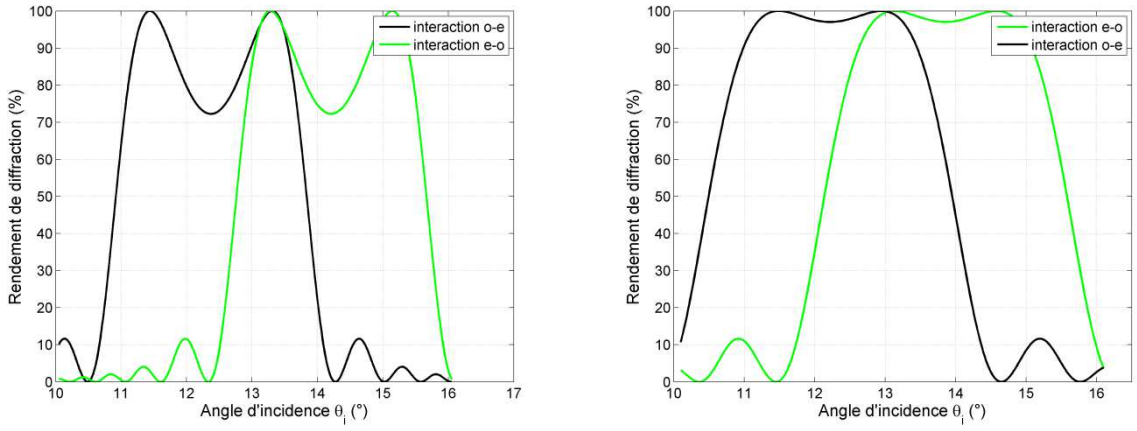
## 2.4 Acceptance angulaire de l'interaction double

Les applications d'imagerie requièrent des systèmes présentant une large acceptance angulaire, telle que celle des filtres AOTF utilisant l'interaction NPM. Dans le cas de l'interaction double, le fait de se situer au point d'intersection des deux courbes de synchronisme (Figure 4.7) modifie l'acceptance angulaire du composant par rapport à l'interaction NPM présentée au chapitre 3. Nous ne sommes plus ici dans le cas d'une

asymptote horizontale : lors d'une variation de l'angle incident de part et d'autre de l'angle au synchronisme ($\theta_i \approx 13.1°$), l'évolution de l'asynchronisme devient asymétrique. La Figure 4.13 représente l'acceptance angulaire du filtre en configuration d'interaction double pour la coupe acoustique $\theta_a$ = 6° et pour deux longueurs d'ondes optiques. Prenons l'exemple de l'interaction extraordinaire vers ordinaire (courbe verte) de la Figure 4.13-a ($\lambda_0$ = 400 nm). En se référant à la Figure 4.7, nous observons que pour la fréquence de synchronisme de l'interaction double, il existe un deuxième angle d'incidence correspondant aux conditions de synchronisme aux environs de 15.1°. Ceci correspond à l'observation d'un deuxième pic de rendement lors de l'étude de l'acceptance angulaire de l'interaction double. De plus, toujours pour l'interaction extraordinaire vers ordinaire (courbe verte), l'angle incident correspondant à l'interaction NPM est supérieur à l'angle incident correspondant à l'interaction double et vaut ici $\theta_i$ = 14.2°. Ceci correspond au minimum de rendement lors de l'étude de l'acceptance angulaire. Rappelons ici que le point de fonctionnement de l'interaction NPM correspond au minimum de la fréquence acoustique au synchronisme : $f_{NPM} < f_{double}$. Dès lors, pour $\lambda_0$ = 400 nm, une baisse du rendement diffraction à 72% est observé tandis que pour $\lambda_0$ = 650 nm, la baisse du rendement diffraction est moindre (> 95%).

Le même raisonnement s'effectue pour l'interaction ordinaire vers extraordinaire (courbe noire), avec cette fois un deuxième pic de rendement aux environs de 11. 4°. L'angle incident correspondant à l'interaction NPM est inférieur à l'angle incident correspondant à l'interaction double et vaut ici $\theta_i$ = 12.2°. Nous observons alors une symétrie par rapport à l'angle d'incidence de l'interaction double entre les courbes de l'interaction (e-o) et (o-e).

Notons que plus la longueur d'onde augmente, plus l'acceptance angulaire est grande. Ce résultat est lié au profil des courbes de synchronisme près du point d'intersection et est similaire à celui présenté pour l'interaction NPM.




a) b)

Figure 4.13 : Acceptance angulaire du filtre pour W=3mm; a) 400nm ; b) 650nm ;

En pratique, l'acceptance angulaire de l'interaction double se limite donc aux angles où l'acceptance angulaire des deux interactions se chevauche. Notons que la Figure 4.13 représente l'acceptance angulaire à l'intérieur du cristal. A l'extérieur du cristal, sa valeur étant multipliée par l'indice optique de la Paratellurite, nous obtenons une acceptance angulaire d'environ 2.5° pour $\lambda_0$ = 400 nm et de 4° pour $\lambda_0$ = 650 nm.

## 2.5 Caractéristiques de conception retenues

Le Tableau 4.1 récapitule les caractéristiques retenues pour la fabrication du filtre acousto-optique multi-électrodes à interaction double.

| | |
|---|---|
| Gamme optique (nm) | [400; 650] |
| Angle optique incident (°) | ≈ 13.1 |
| Coupe acoustique $\theta_a$(°) | 6 |
| Vitesse acoustique $V_{ac}$ (m/s) | 658 |
| Oblicité acoustique $\psi_a$ (°) | 44.3 |
| Fréquence acoustique (MHz) | [65; 130] |
| Longueur des électrodes [$W_1$; $W_2$; $W_3$] (mm) | [3; 3; 3] |
| Bande passante fréquentielle $\Delta F$: interaction extraordinaire vers ordinaire (MHz) | 2.09 @ W = 3 mm<br>1.05 @ W = 6 mm<br>0.71 @ W = 9 mm |
| Bande passante fréquentielle $\Delta F$: interaction ordinaire vers extraordinaire (MHz) | 1.58 @ W = 3 mm<br>0.8 @ W = 6 mm<br>0.54 @ W = 9 mm |
| Bande passante spectrale $\Delta\lambda$: interaction extraordinaire vers ordinaire (nm) | de 1.2 à 3.6 @ 400 nm<br>de 5.7 à 17.1 @ 650 nm |
| Bande passante spectrale $\Delta\lambda$: interaction ordinaire vers extraordinaire (nm) | de 0.8 à 2.5 @ 400 nm<br>de 4 à 12 @ 650 nm |
| Acceptance angulaire (-3 dB) (à l'extérieur du cristal) $\Delta\theta_i$ (°) | ≈ 2.5 @ 400 nm<br>≈ 4 @ 650 nm |
| Angle $\beta = \theta_i - \theta_a$ (°) | 7.1 |
| Angle au sommet (°) | Faces optiques parallèles (léger tilt) |

Tableau 4.1 : Caractéristiques du filtre multi-électrodes à interaction double

# 3 Tests et validations du composant

## 3.1 Dispositif expérimental

La caractérisation du prototype a été effectuée au laboratoire de l'IEMN-DOAE en utilisant la ligne optique du banc expérimental présentée au paragraphe 2 du chapitre 3 : six sources laser délivrent dix longueurs d'ondes optiques distinctes, de 405 à 671 nm.

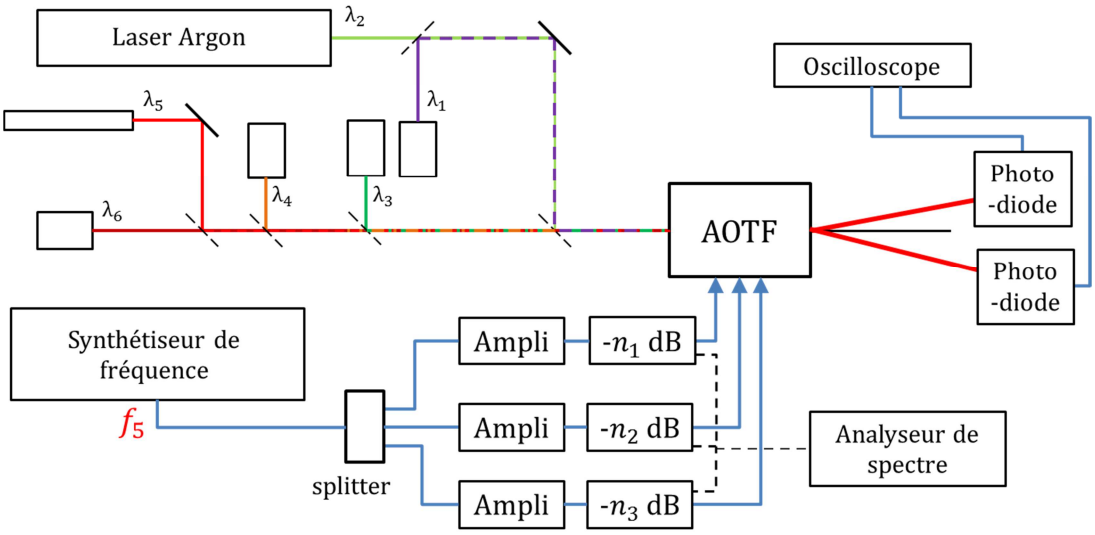



Figure 4.14 : Schéma du dispositif expérimental

La Figure 4.14 représente le schéma du dispositif. Lors de la phase de réglage du banc, le filtre à interaction double est orienté de telle manière que les faisceaux issus des lasers soient en incidence normale par rapport à la face optique d'entrée du composant. Le prototype est monté sur des montures micrométriques afin d'ajuster finement l'angle d'incidence $\theta_i$ lors de la recherche de l'interaction double. La partie RF nécessite quant à elle trois voies symétriques afin de conserver un fonctionnement des transducteurs en phase. Un diviseur de puissance répartit la puissance RF en sortie du synthétiseur vers les trois voies du transducteur (perte de -6 dB). Trois amplificateurs identiques (AA AMPA-B-30) augmentent le gain de 34 dB. Enfin, trois atténuateurs identiques permettent d'ajuster la puissance appliqués dans chaque voie du filtre acousto-optique (chaque électrode) de 0 à -20 dB par tranche de 1 dB. Les niveaux de puissances des trois voies sont comparés à l'aide d'un analyseur de spectre. Afin de déterminer le rendement d'interaction (e-o) et (o-e), des lames de rotation de polarisation (45° ou 90°) sont positionnées en amont du filtre acousto-optique.

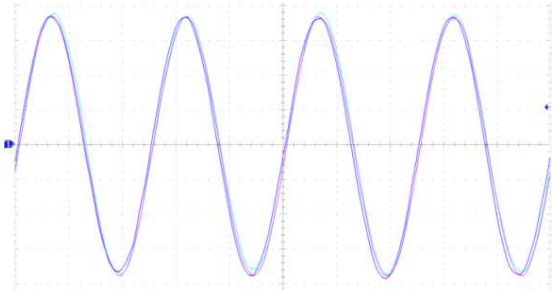


Figure 4.15 : Mise en phase des lignes RF à l'entrée des transducteurs

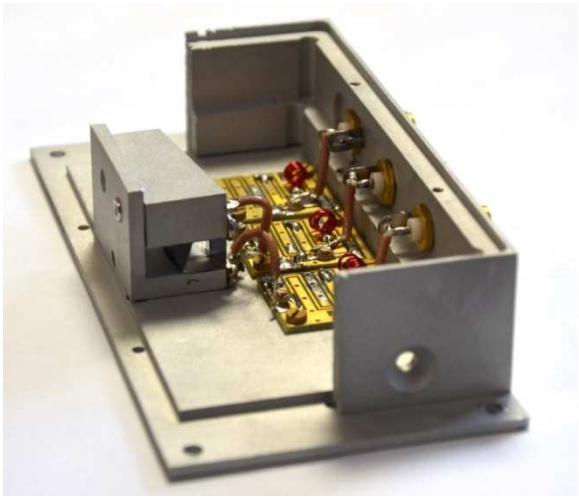


Figure 4.16 : Composant de démonstration fabriqué par AA Opto-electronic

La Figure 4.15 représente la phase des signaux RF appliqués aux connecteurs SMA du composant. La symétrie du dispositif (composants et longueurs de câbles identiques) nous donne trois signaux en phase. Les signaux RF traversent ensuite les circuits d'adaptation, également réalisés de manière symétrique. Une photographie du prototype réalisé par AA Opto-electronic est présenté Figure 4.16 avec sur la gauche, le cristal de $TeO_2$ et sur la droite les trois circuits d'adaptation électrique.

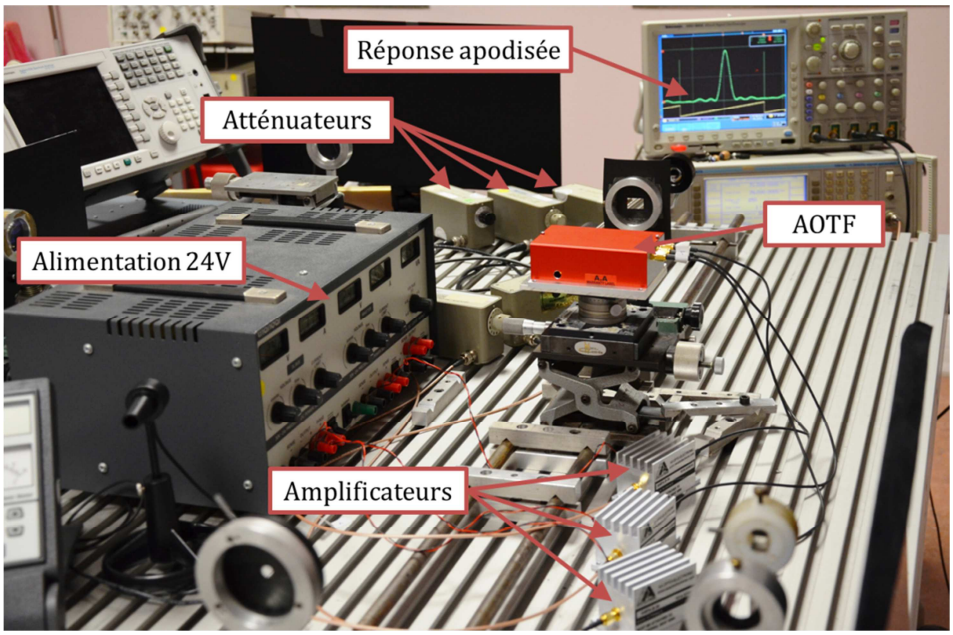



Figure 4.17 : Instrumentation RF du banc expérimental

La Figure 4.17 montre la partie RF du banc de mesure avec les différents atténuateurs et amplificateurs avec ici une répartition pondérée de la puissance électrique dans chaque voie du composant donnant une réponse apodisée du signal acousto-optique.

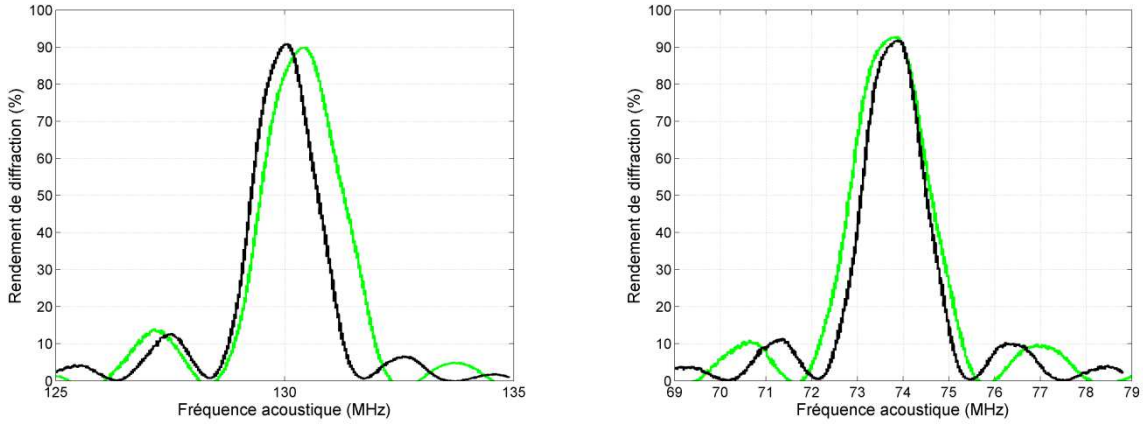
## 3.2 Étude fréquentielle

### 3.2.a Mono-électrode

La première étude a été réalisée en configuration mono-électrode afin de déterminer les fréquences de synchronisme de l'interaction double pour les dix longueurs d'ondes du banc expérimental. Chacune des trois voies du prototype a été caractérisée et le même comportement a été observé, en termes de bande passante fréquentielle, de fréquence de synchronisme ainsi que de puissance RF appliquée.

La Figure 4.18 représente la réponse du composant lors d'un faisceau optique incident correspondant à l'interaction (e-o) - courbes vertes - et (o-e) - courbes noires - pour deux longueurs d'ondes : 405 et 593 nm et pour un même angle d'incidence $\theta_{i_{moyen}}$. Comme attendu dans les simulations (Figure 4.8), un décalage entre les fréquences de synchronisme des interactions (e-o) et (o-e) est observé. La bande passante fréquentielle de l'interaction (o-e) $\Delta F_{o-e}$ vaut 1.6 MHz pour les deux longueurs d'ondes et celle de l'interaction (e-o) $\Delta F_{e-o}$ oscille entre 1.9 et 2.1 MHz. Dans chacun des cas, des lobes secondaires d'environ 12% sont obtenus. Ces résultats sont conformes aux simulations réalisées.

Les résultats présentés dans le Tableau 4.1 résument, pour les dix longueurs d'ondes optiques disponibles, les fréquences de synchronisme des interactions (e-o) et (o-e) ainsi que les bandes passantes fréquentielles $\Delta F_{o-e}$ et $\Delta F_{e-o}$ pour un même angle d'incidence $\theta_{i_{moyen}}$ figé. De 514 à 671 nm, les fréquences de synchronisme $f_{e-o}$ et $f_{o-e}$ sont identiques. Les résultats présentés dans le tableau correspondent à un angle incident proche des conditions de synchronisme pour les longueurs d'ondes supérieures. Pour cette raison, le décalage de 0.5 MHz obtenu expérimentalement pour la longueur d'onde $\lambda_0$ = 405 nm est supérieur à celui obtenu dans les simulations. Dans chaque cas, un rendement de diffraction de plus de 90% est obtenu. Bien qu'il y ait un décalage des fréquences de synchronisme, il est toujours possible de choisir une fréquence moyenne pour laquelle un rendement de diffraction identique est obtenu dans les deux types d'interaction (correspond point d'intersection entre la courbe verte et noire)




a) b)

Figure 4.18 : Comparaison des fréquences de synchronisme de l'interaction extraordinaire vers ordinaire (courbe bleue) et de l'interaction ordinaire vers extraordinaire (courbe noire); a) 405 nm ; b) 593 nm ;

Le Tableau 4.1 permet de comparer les fréquences de synchronisme déterminées expérimentalement à celles obtenues par simulations numériques. Nous présentons ici trois jeux de valeurs d'indices optiques correspondant à trois formules de Sellmeier ( [118], [119], [120]) Afin d'étudier l'influence des jeux d'indices optiques, les même constantes élastiques sont conservées (constantes élastiques de Ogi [107]). Dans cette configuration, la formule de Sellmeier utilisée par Xu, Stroud [120] correspond le mieux aux résultats expérimentaux. Notons ici que, selon les références de constantes élastiques choisis, les fréquences de synchronisme varient également (variation de l'ordre du MHz).

| **Longueur d'onde (nm)** | Fréquence d'interaction double théorique (MHz) | | | **Interaction e-o** | | **Interaction o-e** | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | McCarthy [118] | Glenar [119] | Xu,Stroud [120] | $f_{e-o}$ | $\Delta F_{e-o}$ (-3dB) | $f_{o-e}$ | $\Delta F_{o-e}$ (-3dB) |
| **405** | 127.3 | 128.7 | 129.1 | 130.4 | *2.1* | 129.9 | *1.6* |
| **458** | 104.4 | 105.6 | 105.5 | 105.5 | *2* | 105.1 | *1.5* |
| **476** | 98.6 | 99.7 | 99.4 | 99.4 | *1.9* | 99.11 | *1.6* |
| **488** | 95.2 | 96.1 | 95.9 | 95.9 | *2* | 95.7 | *1.5* |
| **496** | 93 | 93.9 | 93.7 | 93.6 | *1.95* | 93.4 | *1.5* |
| **514** | 88.5 | 89.3 | 89.1 | 89 | *2* | 88.9 | *1.6* |
| **532** | 84.6 | 85.2 | 85 | 84.9 | *2* | 84.9 | *1.55* |
| **593** | 73.7 | 73.9 | 73.9 | 73.8 | *1.95* | 73.8 | *1.55* |
| **633** | 68 | 68.1 | 68.1 | 68 | *2* | 67.9 | *1.5* |
| **671** | 63.4 | 63.4 | 63.5 | 63.4 | *2* | 63.4 | *1.6* |

Tableau 4.2 : Relevé expérimental des fréquences de synchronisme et des bandes passantes fréquentielles (vert et noir) ; Comparaison avec les simulations (rouge)

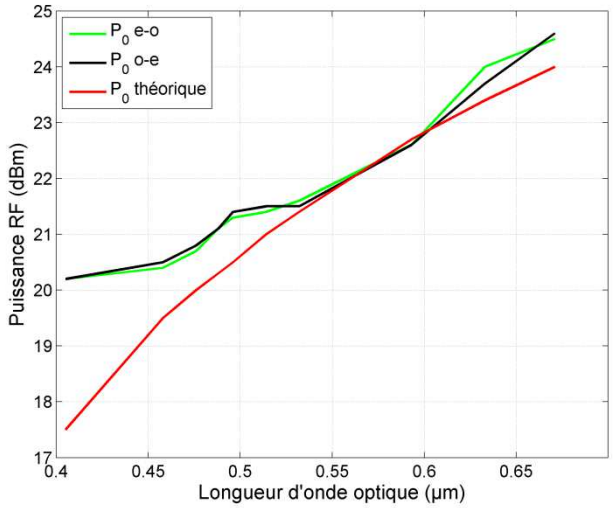
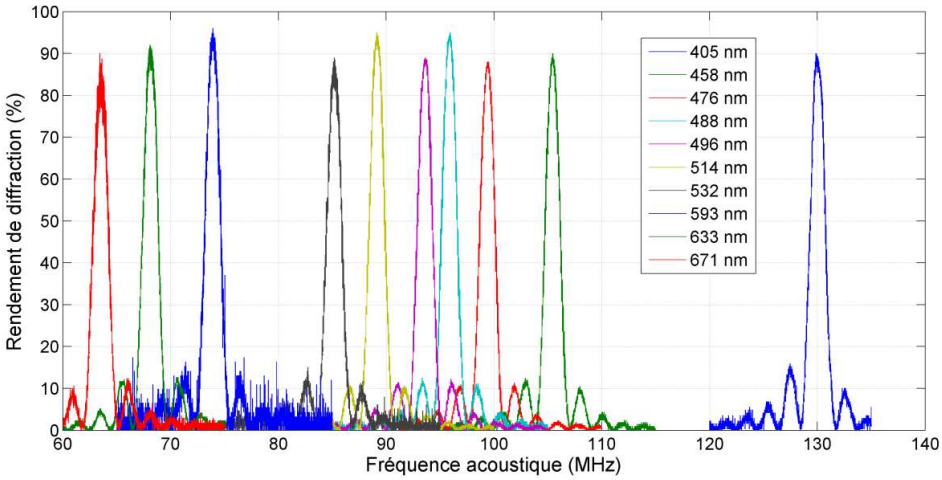
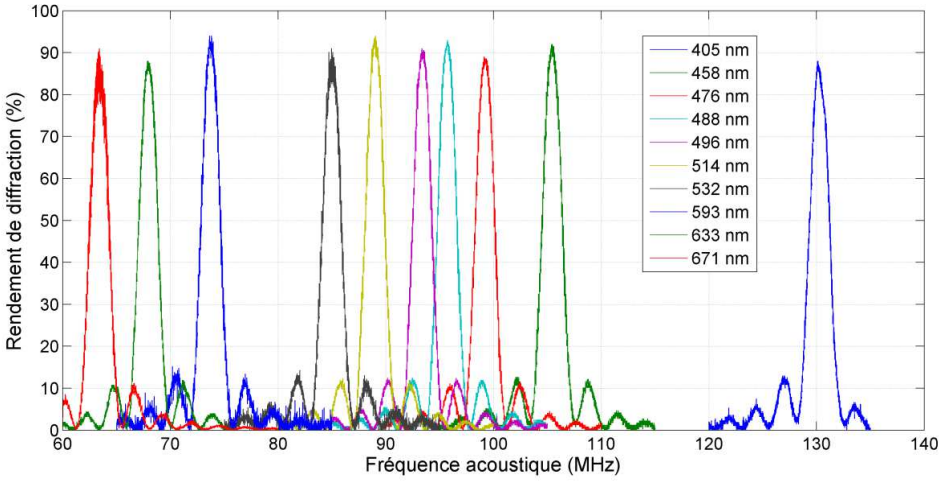



Figure 4.19 : Puissance RF mesurée au maximum de rendement de diffraction (courbes verte et noire) suivant les différentes sources optiques - comparaison avec la théorie (courbe rouge)

La Figure 4.19 représente les puissances RF appliquées expérimentalement aux différentes longueurs d'ondes du banc pour les deux configurations d'interaction. Ceci confirme que le facteur de mérite pour l'interaction (e-o) ou (o-e) est quasi identique : les puissances électriques permettant de diffracter le maximum d'intensité dans les ordres +1 et -1 sont équivalentes. Ceci présente en pratique un intérêt fondamental puisque, en termes de puissance à appliquer, un même réglage convient pour les deux interactions. La puissance à appliquer dépend uniquement de la longueur d'onde à filtrer, et non de sa polarisation.




a)




b)

Figure 4.20 : Balayage fréquentiel pour dix sources optiques en configuration mono-électrode ($W$ = 3mm) ; a) interaction (o-e) ;b) interaction (e-o) ;

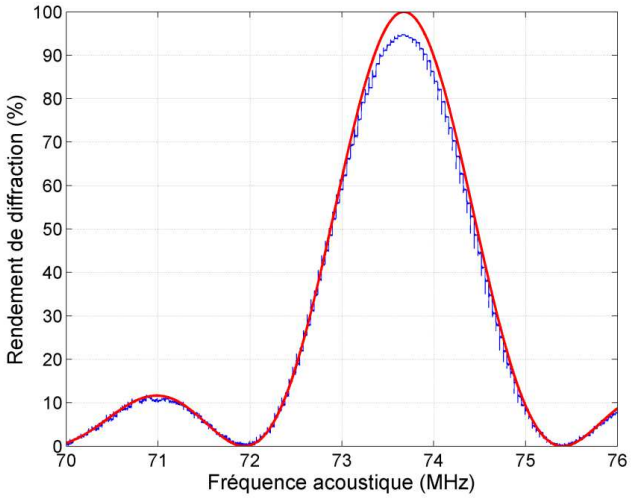
La Figure 4.20 illustre la réponse du filtre en configuration mono-électrode ($W$ = 3 mm) lors d'un balayage en fréquence entre 60 et 140 MHz lors d'un faisceau incident de polarisation rectiligne orthogonal au plan d'interaction (interaction o-e) - Figure 4.20-a - et lors d'un faisceau incident de polarisation rectiligne colinéaire au plan d'interaction (interaction e-o) - Figure 4.20-b. Notons que, pour les figures présentées par la suite, des améliorations d'adaptations électriques ont été apportées sur le composant de démonstration afin d'obtenir de meilleures réponses, notamment aux niveaux des lobes secondaires.

### 3.2.b Multi-électrodes

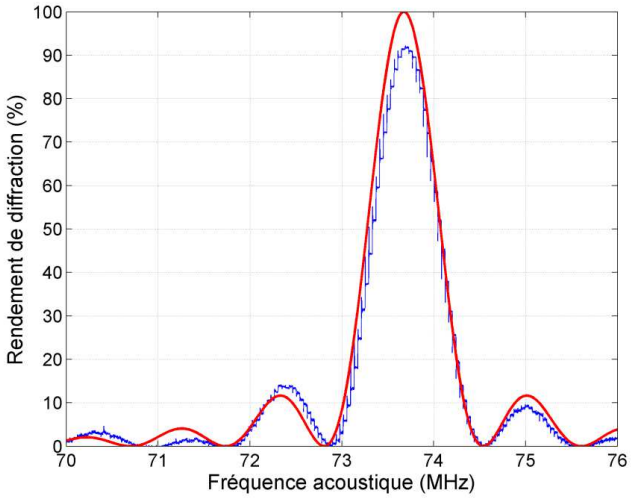
Dans un second temps, après avoir mis en évidence la variation des conditions de synchronisme suivant l'angle d'incidence, nous nous sommes intéressés à la configuration multi-électrodes. De très nombreux relevés expérimentaux ont été établis. Dans un soucis de clarté, nous présentons les résultats obtenus lors de l'interaction ordinaire vers extraordinaire (o-e) pour $\lambda_0$ = 593 nm. La Figure 4.21-a correspond au cas d'une électrode active (voie 1, 2 ou 3). Comme présenté précédemment, une bande passante fréquentielle $\Delta F_{o-e}$ de 1.6 MHz est obtenue. Lors de l'activation de deux électrodes voisines (voies 1 et 2 ou voies 2 et 3), la bande passante est réduite de moitié : $\Delta F_{o-e}$ = 0.8 MHz (Figure 4.21-b). Enfin, lors de l'activation des trois électrodes, (voies 1, 2 et 3) la bande passante vaut $\Delta F_{o-e}$ = 0.55 MHz (Figure 4.21-c). Les tests ont été réalisés pour les différentes longueurs d'ondes du banc et des résultats similaires sont obtenus : la diminution des bandes passantes est identique pour toutes les longueurs d'ondes. Concernant l'interaction extraordinaire vers ordinaire (e-o), l'activation de deux électrodes conduit à une bande passante $\Delta F_{e-o}$ de 1 MHz tandis que lors de l'activation des trois électrodes, la bande passante vaut 0.7 MHz.

Dans l'exemple présenté ici, la puissance RF donnant le meilleur rendement de diffraction pour la configuration mono-électrode est 22.6 dBm (soit 180 mW). Dans le cas de l'activation de deux électrodes, cette puissance est quatre fois moindre. En effet, pour obtenir un rendement de 100% en sortie des deux électrodes, il faut d'abord que le rendement atteigne environ 50 % à la sortie de la première électrode. On recherche ainsi le ratio $P_i / P_0$ tel que le rendement $\eta_i$ soit égal à 50% (Cf. Figure 2.24-a). D'où $P_i$ = 0.25 $P_0$ soit 45 mW (16.5 dBm). Expérimentalement, la puissance RF appliquée dans les deux voies est de 15.8 dBm ce qui confirme les calculs théoriques. Cependant, pour obtenir un rendement de 100% en sortie des trois électrodes, dans le cas d'une répartition de puissance homogène dans les trois voies (sans apodisation), la règle ne peut s'appliquer. En effet, on ne peut prédire que la puissance RF nécessaire dans les trois voies corresponde à celle donnant un rendement de diffraction de 33 % à la sortie de la première électrode puis 66% en sortie de la deuxième. Les simulations numériques montrent qu'une puissance égale à 0.12 $P_0$ donne un rendement de diffraction de 26% en sortie de la première électrode, puis 78% en sortie de la deuxième pour obtenir finalement 100% après passage dans le champ acoustique de la troisième électrode. D'où $P_i$ = 0.12 $P_0$ soit 22 mW (13.4 dBm). La Figure 4.22 illustre les rendements attendus en sortie de la voie 1 seule, des voies 1 et 2 puis en sortie des 3 voies. Expérimentalement, la puissance RF appliquée à chaque voie est de 12.8 dBm ce qui corrèle avec les calculs théoriques.

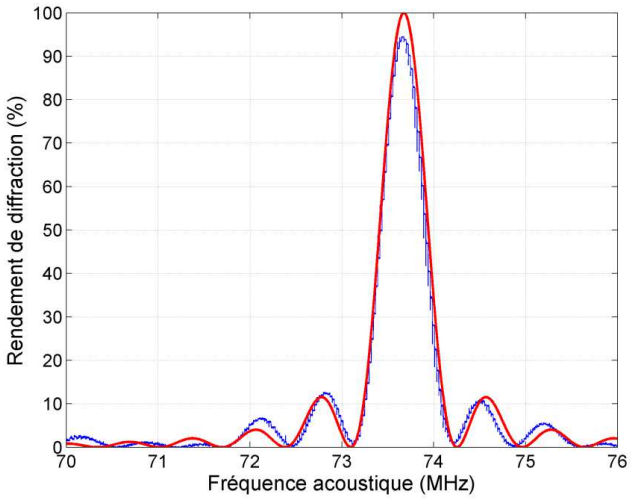
Dans le cas de l'application de puissances RF identiques dans chaque voie, nous observons des lobes secondaires similaires au cas d'un transducteur mono-électrode : l'intensité des lobes secondaires par rapport au lobe principal est environ égale à 14% lors de l'activation des deux et 13% lors de l'activation des trois voies. Les résultats en configuration multi-électrodes sont ici semblables à ceux d'un transducteur mono-électrode de longueur d'interaction double ou triple. D'un point de vue de la fabrication, cela implique que les différentes électrodes soient placées le plus proche possible les unes des autres afin d'obtenir, pour des niveaux de puissances identiques dans chaque voie, un comportement similaire au cas d'une seule électrode trois fois plus grande.




a) 1 électrode active



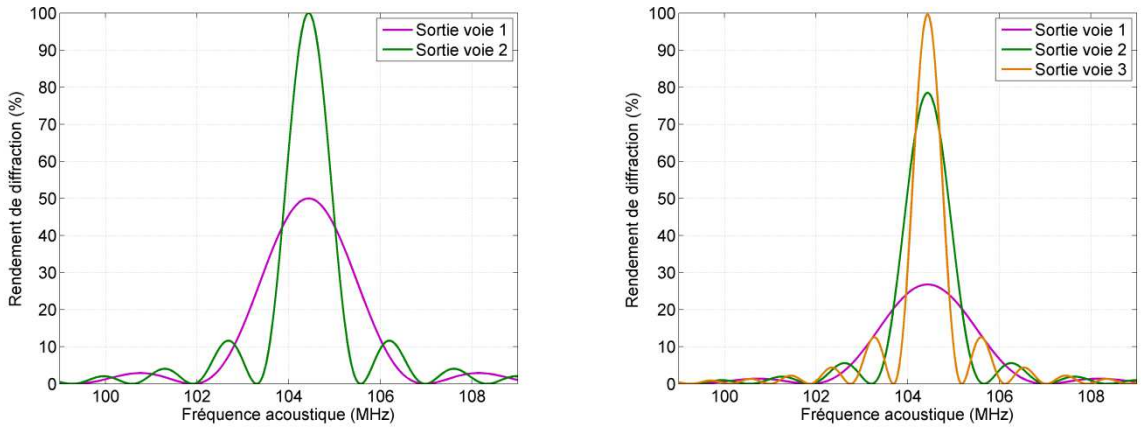

b) 2 électrodes actives




c) 3 électrodes actives

Figure 4.21 : Bande passante fréquentielle du filtre selon le nombre d'électrodes activées (rouge : simulation ; bleu : expérimental)

Notons que les courbes théoriques présentées Figure 4.21 ont été légèrement décalées (0.1 MHz) afin que la fréquence centrale correspondent avec celle des courbes expérimentales. Nous rappelons que les écarts entre courbes théoriques et expérimentales sont présentés au Tableau 4.2.




a) b)

Figure 4.22 : Rendement obtenu pour la même puissance appliquée dans chaque voie; a) pour 2 voies actives ; b) pour 3 voies actives ;

### 3.2.c Apodisation

La recherche d'apodisation des lobes secondaires par la technique multi-électrodes part d'un constat simple : la réponse acousto-optique est directement liée à la forme de l'électrode. Des études portant sur la forme même des électrodes (losange, trapèze) ont par ailleurs déjà été réalisées [131]. Cependant, une autre manière d'obtenir une réduction des lobes secondaires est de corriger la forme du signal acoustique émis par pondération de sa puissance.

Classiquement, en traitement du signal, différentes fenêtre sont connues (Hann, Hamming,…), nous pouvons dès lors tenter d'approcher ces profils d'émission acoustique. Se pose alors le problème du nombre de transducteurs nécessaires à l'obtention de ces profils. L'objectif du composant de démonstration réalisé n'est pas d'annihiler totalement les lobes secondaires mais bien de les réduire convenablement en mettant en œuvre les solutions les moins complexes possibles d'où l'étude d'un composant acousto-optique comportant trois voies.

La Figure 4.23 représente les rendements d'interaction obtenus pour chaque voie du composant individuellement (a, b,c) puis conjointement (d). Nous prenons l'exemple de l'interaction (o-e) pour $\lambda_0$ = 405 nm. La fréquence de synchronisme est centrée autour de 129.9 MHz. En se reportant à la Figure 4.19, la puissance acoustique $P_0$ permettant de diffracter le maximum d'intensité en configuration mono-électrode ($W$ = 3 mm) vaut 20 dBm, soit 100 mW. Le rendement maximal est alors de 88%. La répartition de puissance appliquée ici est la suivante : $P_1 = P_3$ = 8.5 dBm = 7 mW soit 7% de $P_0$ et $P_2$ = 11.5 dBm = 14 mW soit 14% de $P_0$. Le rendement de diffraction des voies 1 et 3 est d'environ 15% et celui de la voie 2 est proche des 30%.

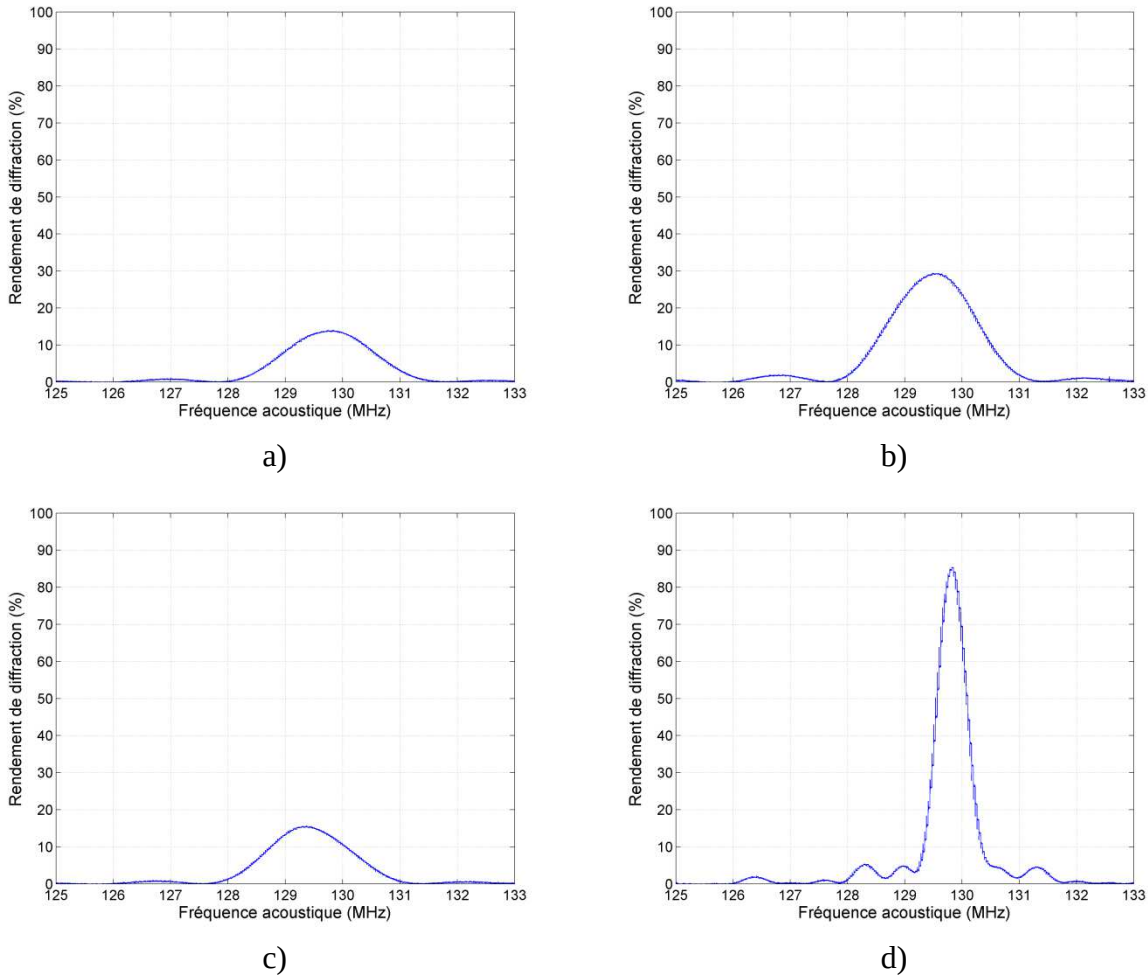
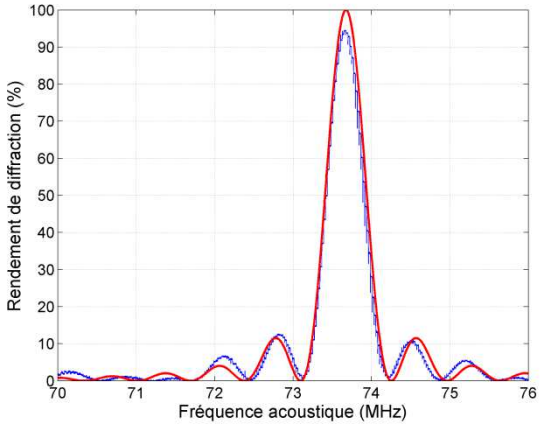



Figure 4.23 : Exemple d'apodisation pour $\lambda_0$ = 405 nm a) Voie 1; b) Voie 2; c) Voie 3; d) 3 voies actives;

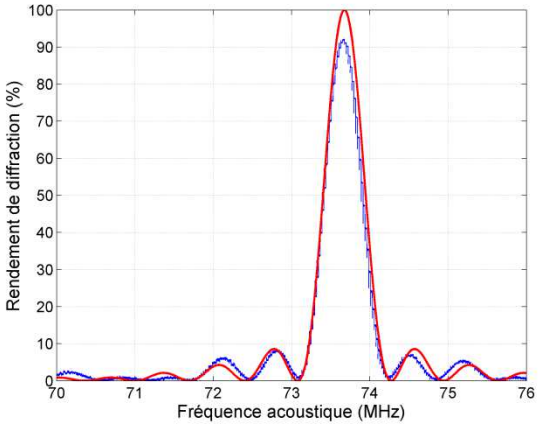
Pour ce qui concerne la bande passante fréquentielle, cette répartition de puissance donne une réponse semblable à celle d'une répartition de puissances égales : $\Delta F_{o-e}$ vaut 0.6 MHz, contre 0.55 MHz dans le cas de la Figure 4.21-c). Si l'apodisation n'a ici que peu d'influence sur la bande passante fréquentielle, nous observons cependant une diminution significative des lobes secondaires. Nous observons ici un rendement maximal supérieur à 85% avec un rapport d'intensité entre des lobes secondaires et le lobe principal de 7%. Les lobes secondaires sont ainsi réduits de près de 50 % dans cette configuration d'apodisation.

L'étude suivante s'est portée sur l'effet d'une pondération forte entre les différentes voies du composant multi-électrodes afin de déterminer l'évolution des bandes passantes fréquentielles et des lobes secondaires. Nous présentons les résultats pour une longueur d'onde (593 nm) et pour l'interaction (o-e) dans la Figure 4.24. Chaque graphe compare la réponse expérimentale (courbe bleue) aux simulations (courbe rouge). Les résultats des expériences réalisées pour les autres longueurs d'ondes disponibles sur le banc correspondent à ceux présentés ici. Le protocole expérimental est le suivant : les atténuateurs sont d'abord ajustés afin d'obtenir une pondération entre les puissances RF des voies 1 et 3 ($P_1 = P_3$) et celle de la voie 2($P_1 = P_3 = P_2$ - $x$ dB). Ensuite, la puissance RF du générateur de fréquence est ajustée afin d'obtenir le maximum de rendement de diffraction (environ 90%). Les principales caractéristiques de chaque courbe sont reprises dans le Tableau 4.3. Le niveau de

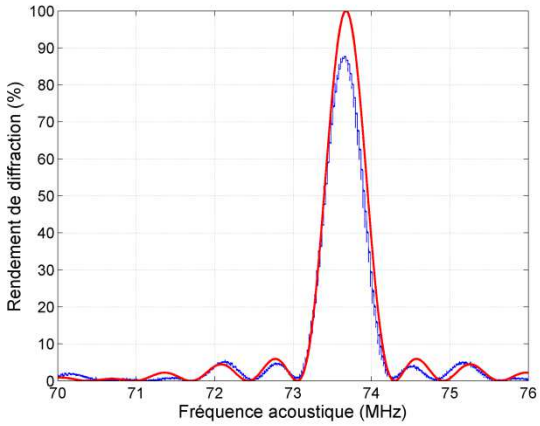
puissance RF appliqué est également indiqué. Le Tableau 4.3 indique également les bandes passantes fréquentielles obtenues pour l'interaction (e-o). Ces valeurs de bandes passantes sont identiques pour toute longueur d'onde. Plusieurs remarques sont à noter. Dans le cas de faibles pondérations (entre 0 et -3 dB), la bande passante fréquentielle avec apodisation est identique à celle d'une configuration multi-électrodes sans pondération de puissance. En revanche, l'intensité des lobes secondaires diminue. Pour $P_1 = P_3 = P_2$ - 3 dB, nous obtenons des lobes secondaires inférieurs à 6%, soit une diminution de -3 dB de leur intensité par rapport à la configuration classique mono-électrode.



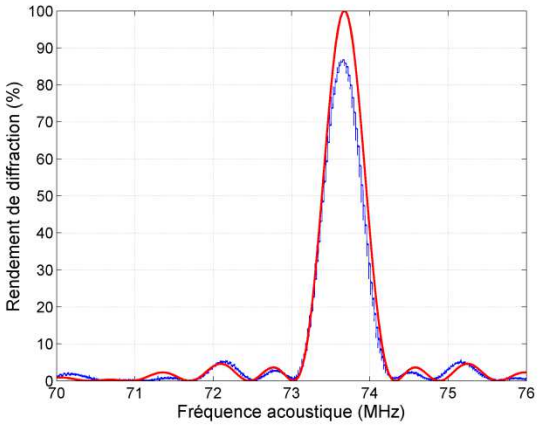

a) (0 dB)



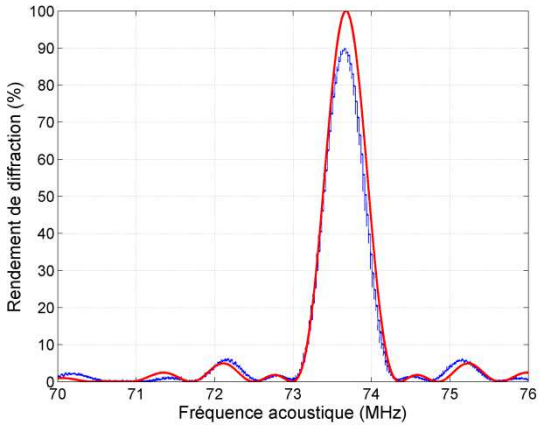

b) -1 dB



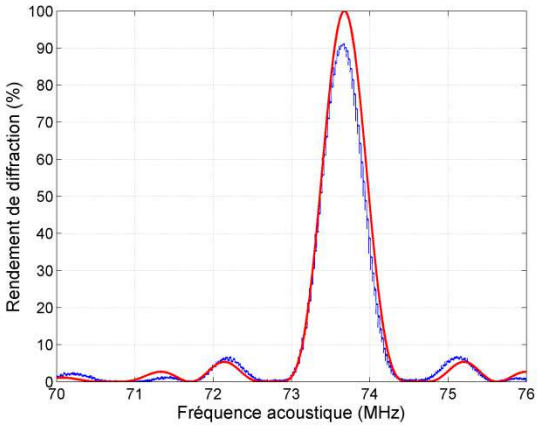

c) -2 dB



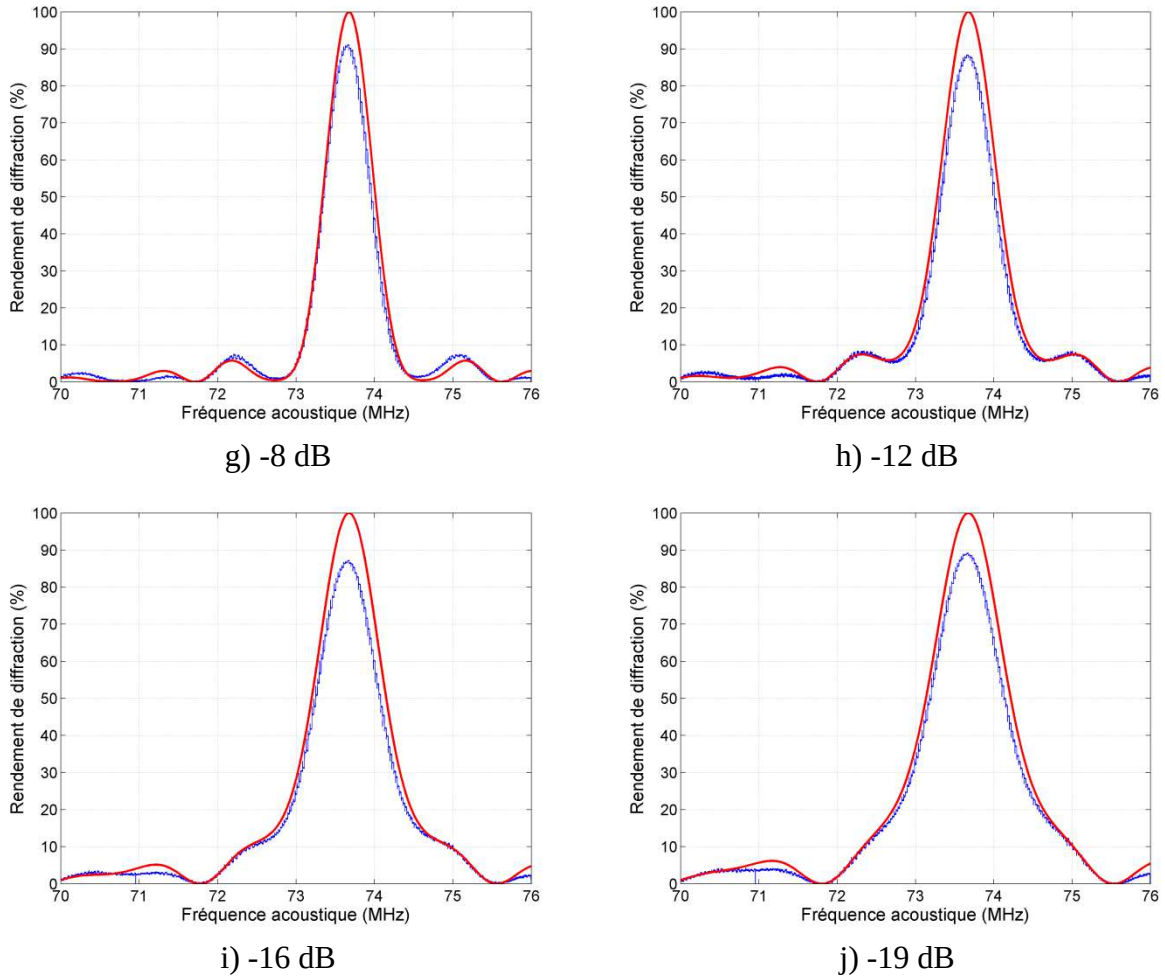

d) -3 dB




e) -4 dB




f) -6 dB




g) -8 dB h) -12 dB

i) -16 dB j) -19 dB

Figure 4.24 : Apodisation en configuration multi-électrodes (rouge : simulation ; bleu : expérimental)

Nous observons que pour certaines pondérations, les premiers lobes secondaires ne sont pas les plus importants (par exemple pour $P_1 = P_3 = P_2$ - 4 dB). Pour des valeurs de pondérations supérieures (entre -4 et -12 dB), la réponse conserve ses qualités avec une réduction des lobes secondaires à 8-9%. La bande passante fréquentielle est progressivement élargie. $\Delta F_{o-e}$ augmente ainsi de 0.55 MHz à 0.8 MHz pour $P_1 = P_3 = P_2$ - 12 dB ce qui correspond à la bande passante obtenue lors de l'activation de deux électrodes ($P_1 = P_2$ ; $P_3 = 0$). La technique d'apodisation permet ainsi d'obtenir la même bande passante que dans le cas de l'activation de deux électrodes, avec l'avantage non négligeable de réduire les lobes secondaires sans en altérer la réponse acousto-optique. Pour des valeurs de pondérations plus fortes, ($P_1 = P_3 = P_2$ - 16 dB), un élargissement de la bande passante est toujours observé, accompagné d'un aplatissement de la réponse et d'un décalage des lobes secondaires. Bien que le critère de rendement à -3 dB ne soit pas altéré, une réponse acousto-optique de ce type semble inappropriée pour les applications de filtrage.

| | Puissance RF ($\lambda_0$ = 593 nm) | Bande passante fréquentielle $\Delta F_{o-e}$ (MHz) | Bande passante fréquentielle $\Delta F_{e-o}$ (MHz) | Intensité des lobes secondaires (%) |
|---|---|---|---|---|
| $P_1 = P_3 = 0$ ; | $P_2$ = 22.6 dBm | 1.55 | 1.95 | 12 |
| $P_1 = P_2$ ; $P_3 = 0$ ; | $P_2$ = 15.8 dBm | 0.8 | 1 | 14 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ ; | $P_1 = P_3 = P_2$= 13.5 dBm | 0.55 | 0.7 | 13 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ - 1 dB | $P_2$ = 13.8 dBm | 0.55 | 0.7 | 8 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ - 2 dB | $P_2$ = 14.3 dBm | 0.55 | 0.7 | 6 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ - 3 dB | $P_2$ = 14.5 dBm | 0.55 | 0.7 | 6 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ - 4 dB | $P_2$ = 15.2 dBm | 0.6 | 0.75 | 7 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ - 6 dB | $P_2$ = 16 dBm | 0.65 | 0.8 | 8 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ - 8 dB | $P_2$ = 16.9 dBm | 0.65 | 0.85 | 8 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ - 12 dB | $P_2$ = 17.5 dBm | 0.8 | 1 | 9 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ - 16 dB | $P_2$ = 19.8 dBm | 0.95 | 1.2 | 5 |
| $P_1 = P_3 = P_2$ - 19 dB | $P_2$ = 20.6 dBm | 1 | 1.25 | 5 |

Tableau 4.3 : Évolution de $\Delta F_{o-e}$ et $\Delta F_{e-o}$ en fonction de la répartition de puissance RF

# 4 Conclusion

Dans ce chapitre, une démonstration de faisabilité d'un composant multi-électrodes à interaction double a été effectuée dans une gamme spectrale contraignante. Les résultats expérimentaux obtenus sont en adéquation avec les simulations et démontrent l'intérêt de la technologie multi-électrodes afin d'améliorer la réponse spectrale des composants acousto-optiques de type filtre. Ces différentes études ont été menées sur un même composant, pour différentes longueurs d'ondes couvrant tout le spectre visible, de 405 à 671 nm.

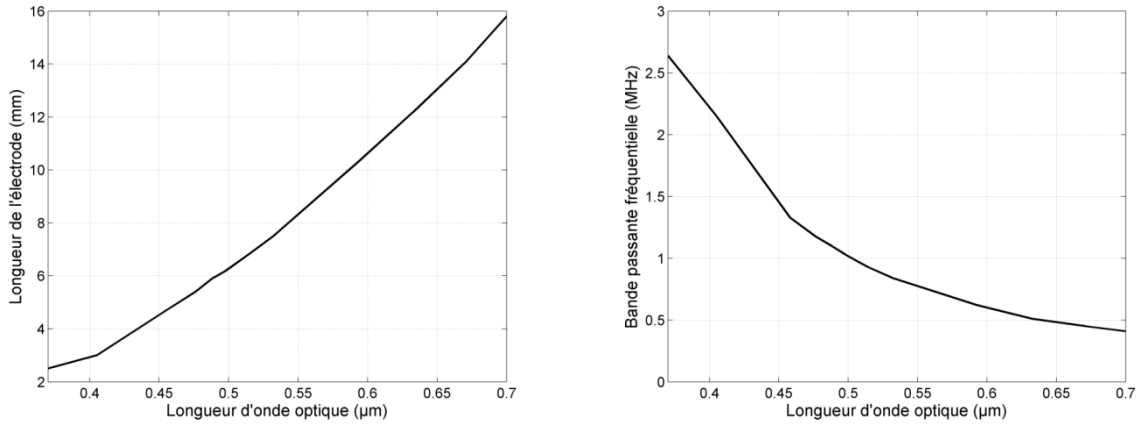
Nous avons dans un premier temps présenté les caractéristiques de l'interaction double en termes de bande passante fréquentielle, spectrale et acceptance angulaire. Bien que pour une longueur d'onde donnée, la fréquence acoustique et l'angle d'incidence soient identiques pour les interactions ordinaire vers extraordinaire (o-e) et extraordinaire vers ordinaire (e-o), leurs bandes passantes $\Delta F_{o-e}$ et $\Delta F_{e-o}$ sont distinctes ($\Delta F_{o-e} \approx 0.7\ \Delta F_{e-o}$). De même pour l'acceptance angulaire, les interactions (o-e) et (e-o) présentent des acceptances angulaires intéressantes en valeurs mais dont le champ angulaire optique ne se superpose pas entièrement. L'acceptance angulaire est alors restreinte à la zone de superposition qui est fortement réduite, notamment dans les courtes longueurs d'ondes. Néanmoins, cette zone de superposition est relativement large et varie de 2.5° à 4° suivant la longueur d'onde (pour $W$ = 3 mm). Nous avons également observé que les rendements maximaux lors de l'interaction (e-o) ou (o-e) sont obtenus pour la même puissance RF. Ainsi, lors du filtrage d'une longueur d'onde donnée, la connaissance de la polarisation du faisceau incident n'est pas requise.

Dans un deuxième temps, les tests réalisés en configuration multi-électrodes nous ont permis de constater qu'un comportement identique à celui d'un transducteur mono-électrode était obtenu lors de l'activation de plusieurs électrodes (en phase et avec la même puissance RF). Le savoir-faire de l'entreprise AA Opto-electronic a permis de s'affranchir des potentiels problèmes que l'on peut rencontrer lors de la mise en parallèle de différents circuits d'adaptation dans le domaine RF voisin de 100 MHz. Dans notre cas d'étude, pour une configuration mono-électrode, la bande passante spectrale augmente d'un facteur 5 entre 400 et 650 nm. La configuration présentée ici permet de limiter cette augmentation à un facteur 2, en activant 1, 2, ou 3 électrodes en fonction de la longueur d'onde. Nous obtenons ainsi une bande passante optique variant entre 4 et 8 nm pour l'interaction (e-o) et entre 2.5 et 5 nm pour l'interaction (o-e).

La dernière phase de test concerne l'apodisation de la réponse acousto-optique, c'est-à-dire, la réduction des lobes secondaires nuisibles aux applications de filtrage. Deux points sont à noter. D'une part, nous avons obtenu une réduction dans les lobes secondaires de 50 % (de 12 à 6%) pour des pondérations de puissance faibles entre les différentes voies du composant. Dans ces conditions, la bande passante fréquentielle (et donc spectrale) de la configuration apodisée n'est pas modifiée. D'autre part, des pondérations de puissance plus élevées permettent d'obtenir un élargissement de la bande passante sans déformer la réponse

du filtre. Les lobes secondaires sont ici réduits de 25% et des rendements d'interaction semblables aux configurations mono-électrode sont obtenus.

L'étude porte ici sur une configuration multi-électrodes simple ne comportant « que » trois voies de même dimension. Nous obtenons tout de même une amélioration quantifiable de la réponse acousto-optique en termes de limitation de l'accroissement de la bande passante spectrale et de réduction des lobes secondaires. L'optimisation du dispositif présenté ici, par exemple en différenciant la longueur de chaque électrode, permet d'envisager des résultats encore meilleurs. Une configuration d'électrodes de type ($W_1$ = 2 mm, $W_2$ = 5 mm, $W_3$ = 2 mm) permettrait ainsi d'obtenir au maximum une largeur d'interaction de 9 mm (égale à celle présentée ici) avec une longueur minimum inférieure offrant la possibilité d'augmenter la bande passante spectrale, notamment dans les basses longueurs d'ondes. L'augmentation du nombre d'électrodes est une source évidente d'amélioration du système pouvant également être source de problèmes. De par la gamme de fréquence de travail voisine des 100 MHz, cela implique des difficultés d'ordre technologique lors de la fabrication des composants et de la mise en fonctionnement (interférences, mise en phase et homogénéisation des puissances sur les différentes voies).




a) b)

Figure 4.25 : Optimisation du composant : a) Longueur d'interaction optimale pour une bande passante optique constante ; b) Bande passante fréquentielle optimale pour une bande passante optique constante

La Figure 4.25-a indique la longueur d'électrode optimale permettant d'obtenir une bande passante optique constante sur une plage spectrale comprise entre 380 et 700 nm, tandis que la Figure 4.25-b représente l'évolution de la bande passante fréquentielle du composant requise pour conserver la même bande passant optique. Ces figures confirment ainsi qu'un facteur 5 entre la dimension de la plus petite électrode et la longueur totale cumulée permettrait de lisser la bande passante optique dans la gamme spectrale du visible. La possibilité de « moduler » la bande passante fréquentielle par apodisation (pondération des puissances entre l'électrode centrale et les électrodes externes) participerait également à l'ajustement fin de la bande passante optique sur toute la bande de travail.

# Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était d'étudier de nouvelles configurations d'interactions acousto-optiques, en particulier les interactions anisotropes dans la Paratellurite pour les applications de filtrage et de déflexion. Le but final étant d'explorer de nouvelles configurations originales en associant différents concepts et en optimisant les configurations actuelles. Avant d'identifier de nouvelles pistes de travail, il apparaissait nécessaire de présenter les configurations d'interactions actuelles en décrivant les différents régimes d'interaction ayant lieu dans les matériaux usuellement employés dans le domaine acousto-optique. Pour cela, un exemple d'application illustrant les caractéristiques déterminantes propres à chaque fonction a été présenté dans le premier chapitre. Ainsi, l'application de vibrométrie, exemple type d'un système d'interférométrie hétérodyne, a présenté une des multiples applications pour lesquelles un décalage de la fréquence optique est nécessaire. L'application de projection de franges a quant à elle illustré l'intérêt de réaliser de la déflexion optique non par pour une source monochromatique mais pour une source polychromatique. Les applications de filtrage ont mis en avant les inconvénients des filtres acousto-optiques : la dépendance à la polarisation du faisceau optique incident, l'accroissement de leur bande passante optique avec la longueur d'onde ainsi que la présence de lobes secondaires.

La majorité des configurations d'interactions originales ayant lieu dans le cristal de Paratellurite, le deuxième chapitre a été consacré à l'étude détaillée de la propagation des ondes optiques et acoustiques dans la Paratellurite dans le plan classiquement utilisé pour les interactions anisotropes, à savoir le plan d'interaction $(1\bar{1}0)$. Nous nous sommes également intéressés aux conditions d'interactions dans les plans proches de ce plan d'interaction en introduisant une deuxième coupe acoustique, notée $\theta_b$. L'étude du facteur de mérite, de la divergence et de l'oblicité des faisceaux acoustiques dans ces plans proches de $(1\bar{1}0)$ a fait apparaitre de potentielles perspectives d'étude avec une divergence des faisceaux acoustiques moindre. Cependant, ces nouveaux plans mènent également à une oblicité importante du faisceau acoustique. L'étude des conditions de synchronisme suivant la coupe acoustique et l'angle d'incidence a permis d'identifier les caractéristiques de l'interaction NPM et TPM, respectivement utilisée pour les filtres AOTF et les déflecteurs AOD. Nous avons également présenté l'étude de l'asynchronisme, l'occasion de mettre en avant les programmes de simulations réalisés au cours de cette thèse qui permettent de modéliser les trois conditions d'asynchronisme, à savoir, une variation de l'angle incident (acceptance angulaire), une variation de la fréquence acoustique (bande passante fréquentielle) et une variation de la longueur d'onde du faisceau optique incident (bande passante optique). La prise en compte de la rediffraction à l'ordre 2 dans les programmes de simulation a également été présentée dans ce chapitre.

L'étude de la gyrotropie et de ses effets sur les indices optiques au voisinage de l'axe optique a ensuite permis d'observer l'influence des différentes méthodes de prise en compte

de la gyrotropie sur les conditions de synchronisme de l'interaction anisotrope. En se focalisant sur les interactions NPM et TPM, nous avons pu déterminer les angles optiques incidents à éviter afin de pouvoir négliger la gyrotropie. Ainsi, pour les basses longueurs d'ondes (dans le proche UV), il est préférable de travailler avec des angles optiques supérieurs à 8°. Ces angles doivent être supérieurs à 5° dans le visible, et à 2.5° dans l'Infra-Rouge. L'étude de l'interaction TPM réalisée au chapitre 3 et l'application de projection de franges présentée au chapitre 1 nous a conduit à l'étude de la bande passante optique d'un déflecteur acousto-optique et de sa potentielle application en tant que réseau de diffraction à bande passante et périodicité spatiale modulable. Nous avons identifié pour un même composant deux zones de fonctionnement, une première comprise entre 450 et 550 nm avec une séparation angulaire de $14.10^{-3}$ °/nm en travaillant à la fréquence acoustique 125 MHz et une deuxième entre 500 et 680 nm avec une séparation angulaire de $8.10^{-3}$ °/nm en travaillant à la fréquence acoustique 100 MHz. Nous avons ici mis en avant la faisabilité d'un dispositif acousto-optique permettant, par la génération d'une seule fréquence acoustique, de séparer angulairement un faisceau optique incident polychromatique. Ces travaux ont fait l'objet d'une conférence et d'un proceedings [130]. Nous nous sommes ensuite intéressés à la réalisation d'un décaleur de fréquence optique par la mise en cascade d'un déflecteur AOD et d'un filtre AOTF. Selon le critère de rendement choisi, nous obtenons, grâce à la large bande passante fréquentielle du déflecteur et la large acceptance angulaire du filtre, une plage de décalage de la fréquence optique allant de -26 à 0 MHz pour un critère de rendement à -0.5dB et de -36 à +6 MHz pour un critère de rendement à -3dB. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans le journal Applied Optics [58].

Enfin, dans le dernier chapitre de cette thèse, nous avons proposé une configuration originale pour répondre aux contraintes d'utilisation rencontrées avec l'interaction NPM pour les applications de filtrage. La conception et la réalisation d'un composant multi-électrodes à interaction double a été présentée dans la gamme spectrale [400; 650 nm]. Rappelons ici que le principe de l'interaction double est de pouvoir diffracter simultanément dans les ordres +1 et -1 les faisceaux optiques incidents de polarisation quelconque. Dans cette démonstration de faisabilité, les différentes étapes de conception d'un composant à trois électrodes ont été présentées. Nous avons dans un premier temps présenté les caractéristiques de l'interaction double en termes de bande passante fréquentielle, spectrale et acceptance angulaire. Nous avons mis en avant que, bien que pour une longueur d'onde donnée, la fréquence acoustique et l'angle d'incidence soit identiques pour les interactions ordinaire vers extraordinaire (o-e) et extraordinaire vers ordinaire (e-o), leurs bandes passantes $\Delta F_{o-e}$ et $\Delta F_{e-o}$ sont distinctes ($\Delta F_{o-e} \approx 0.7\ \Delta F_{e-o}$). Nous avons observé que les rendements maximaux lors de l'interaction (e-o) ou (o-e) sont obtenus pour la même puissance RF. Ainsi, la puissance RF à appliquer dépend uniquement de la longueur d'onde à filtrer, et non de la polarisation du faisceau optique. Concernant l'étude de la bande passante optique du filtre, nous avons montré que la bande passante optique d'un composant mono-électrode augmentait d'un facteur 5 entre 400 et 650 nm. La configuration multi-électrodes présentée ici a permis de limiter cette augmentation à un facteur 2, en activant 1, 2, ou 3 électrodes en fonction de la longueur d'onde. Nous obtenons ainsi une bande passante optique variant entre 4 et 8 nm pour l'interaction (e-o) et entre 2.5 et 5 nm pour l'interaction (o-e). La configuration proposée à

trois électrodes a également permis de réduire l'intensité des lobes secondaires par la méthode d'apodisation (pondération des puissances acoustiques appliquées dans chaque voie). Nous avons obtenu une réduction des lobes secondaires de 50 % (de 12 à 6%) pour des pondérations de puissance faibles entre les différentes voies du composant. D'autre part, pour des pondérations de puissance plus élevées, nous avons obtenus un élargissement de la bande passante fréquentielle et donc optique du filtre avec des rendements d'interaction semblables aux configurations mono-électrode. Nous avons ainsi montré qu'il était possible de modifier finement la bande passante optique d'un filtre par apodisation. A titre d'exemple, une apodisation des puissances appliquées sur trois électrodes permet d'obtenir la bande passante d'une configuration sans apodisation à deux électrodes.

Ces différents travaux ont été effectués dans l'optique d'améliorer conjointement les différentes performances des composants acousto-optiques, en gardant toujours à l'idée d'obtenir un compromis entre performance, facilité de mise au point et de fabrication. Nous aurions bien entendu pu concevoir un composant multi-électrodes à 5, voire 10 électrodes afin d'obtenir des performances optimales en termes d'accordabilité de la bande passante optique et de réduction des lobes secondaires. Cependant, de tels dispositifs impliqueraient une chaîne électronique radiofréquence imposante et une fabrication complexe. Les différentes expérimentations réalisées lors de cette thèse ne sont pas exhaustives et de nombreuses perspectives apparaissent.

Les tests réalisés sur le filtre multi-électrodes à interaction double ont été effectués fréquence par fréquence. Afin de vérifier le comportement du composant lors du filtrage de plusieurs longueurs d'ondes simultanément, il serait judicieux de réaliser des tests en générant plusieurs fréquences RF à la fois.

Nous avons ici utilisé la technologie multi-électrodes uniquement dans le but de modifier la longueur d'interaction pour homogénéiser sur la bande passante optique $\Delta\lambda$ du composant. Pour cela, nous nous sommes efforcés d'obtenir des signaux RF en phase. Une perspective aux études réalisées serait de controler la phase de chaque transducteur (Phase Array) afin par exemple d'élargir la gamme spectrale de travail du composant.

L'étude théorique des propriétés de la Paratellurite nous permet d'envisager de nouveaux plans d'interaction pour lesquelles il serait intéressant de définir pleinement les conditions de synchronisme. Nous pourrions par exemple penser à de nouveaux diagrammes des vecteurs d'ondes dans lesquels l'axe optique [001] n'appartient plus au plan d'interaction.

Enfin, l'application de projection de franges étant une expérience réalisée par l'équipe CSAO, il serait intéressant de confirmer la faisabilité d'un dispositif de projection de franges polychromatique en utilisant deux déflecteurs acousto-optiques montés en parallèle.

D'un point de vue personnel, cette thèse s'est traduite par l'acquisition d'un savoir-faire dans le domaine de l'acousto-optique à la fois sur le plan théorique et expérimental. J'ai ainsi eu l'opportunité de développer mes compétences aussi bien en instrumentation et technique de laboratoire qu'en simulations numériques. La variété des taches effectuées pendant ces trois années, aussi bien dans les locaux du laboratoire que de l'entreprise, a fortement contribué à mon enrichissement personnel et professionnel.

# Annexes

# Annexe A : Formule de Sellmeier pour la Paratellurite

Dans la littérature, différentes formules de Sellmeier approximent la valeur des indices extraordinaire et ordinaire. Nous en présentons ici trois (avec $\lambda_0$ exprimée en µm) :

D'après McCarthy [118] :

$$n_o = \sqrt{1 + \frac{2.5844.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.1342^2} + \frac{1.1557.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.2638^2}}$$

$$n_e = \sqrt{1 + \frac{2.8525.\lambda^2}{{\lambda_0}^2 - 0.1342^2} + \frac{1.5141.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.2631^2}}$$

D'après Georgiev [119] :

$$n_o = \sqrt{1 + \frac{3.71789\,{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.19619} + \frac{0.07544\,{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 4.61196^2}}$$

$$n_e = \sqrt{1 + \frac{4.33449\,{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.20242^2} + \frac{0.14739\,{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 4.93667^2}}$$

D'après Xu, Stroud [120], [132] :

$$n_o = \sqrt{1 + \frac{2.5838.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.01801} + \frac{1.1566.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.06959}}$$

$$n_e = \sqrt{1 + \frac{2.8228.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.01801} + \frac{1.5416.{\lambda_0}^2}{{\lambda_0}^2 - 0.06922}}$$

# Bibliographie


[1] L. Brillouin, «Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène,» *Ann. Phys.*, vol. 17, p. 88, 1922.

[2] P. Debye et F. Sears, «On the scattering of light by supersonic waves,» *Proc. Nat. Acad. Sci.*, vol. 18, pp. 409-414, 1932.

[3] R. Lucas et P. Biquard, «Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores,» *J. Phys. Radium*, vol. 3, n°10, pp. 464-477, 1932.

[4] C. V. Raman et N. S. N. Nath, *Proc. Indian Acad. Sci. (A)*, vol. 2, pp. 406, 413, 1935.

[5] P. Phariseau, «On the diffraction of light by progressive supersonic waves,» *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, vol. 44, n°4, pp. 165-170, 1956.

[6] R. Torguet, «Etude théorique et expérimentale de l'intéraction de la lumière avec des ondes acoustiques de forte puissance,» 1973.

[7] J. ;. M. M. Rouvaen, «Visualisation de champs acoustiques de haute fréquence et applications en acoustique non linéaire,» 1976.

[8] M. Gazalet, «Composants acoustooptiques polychromatiques de puissance,» 1983.

[9] C. D. Tran, «Acousto-Optic Devices: Optical Elements for Spectroscopy,» *Analytical Chemistry*, vol. 64, n°20, pp. 971A-981A, 1992.

[10] N. Savage, «Acousto-optic devices,» *Nature Photonics*, vol. 4, pp. 728-729, 2010.

[11] Ecole d'Ingénieurs de l'Institut d'Optique théorique et appliquée - IOTA, «Cours sur les effets et les composants acousto-optiques,» http://paristech.institutoptique.fr/.

[12] A. V. Zakharov, V. B. Voloshinov et E. Blomme, «Intermediate and Bragg acousto-optic interaction in elastically anisotropic medium,» *Ultrasonics* , vol. 51, n°6, pp. 745-751, 2011.

[13] D. Royer et E. Dieulesaint, ONDES ELASTIQUES DANS LES SOLIDES. Tome 2, Génération, interaction acousto-optique, applications, Masson, Éd., 1999.

[14] W. R. Klein et B. Cook, «Unified Approach to Ultrasonic Light Diffraction,» *Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on*, vol. 14, n°3, pp. 123-134, July 1967.

[15] T. K. Gaylord et M. G. Moharam, «Thin and thick gratings: terminology clarification,» *Appl. Opt.*, vol. 20, n°19, pp. 3271-3273, 1981.

[16] W. L. Bragg, «The Structure of Some Crystals as Indicated by Their Diffraction of X-rays,» *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, vol. 89, n°610, pp. 248-277, 1913.

[17] W. H. Zachariasen, «A general theory of X-ray diffraction in crystals,» *Acta Crystallographica*, vol. 23, n°4, pp. 558-564, 1967.

[18] E. P. Papadakis, «Diffraction of Ultrasound in Elastically Anisotropic NaCl and in Some Other Materials,» *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 35, n°4, pp. 490-494, 1963.

[19] Y. Fu, M. Guo et P. B. Phua, «Spatially encoded multibeam laser Doppler vibrometry using a single photodetector,» *Opt. Lett.*, vol. 35, n°9, pp. 1356-1358, 2010.

[20] P. R. Kaczmarek, T. Rogowski, A. J. Antonczak et K. M. Abramski, «Laser Doppler vibrometry with acoustooptic frequency shift,» *Optica Applicata*, vol. 34, n°3, p. 373, 2004.

[21] J. Shang, S. Yan, L. Ren, S. Zhao et Y. He, «Experiment study on heterodyne laser doppler vibrometry with three different structures,» *Proceedings of SPIE,* vol. 8332, pp. 833212-833212-7, 2011.

[22] A. H. Bachmann, R. A. Leitgeb et T. Lasser, «Heterodyne Fourier domain optical coherence tomography for full range probing with high axial resolution,» *Optics Express,* vol. 14, n°4, pp. 1487-1496, 2006.

[23] M. Atlan, B. C. Forget, F. Ramaz, A. C. Boccara et M. Gross, «Pulsed acousto-optic imaging in dynamic scattering media with heterodyne parallel speckle detection,» *Opt. Lett.,* vol. 30, n°11, pp. 1360-1362, 2005.

[24] M. Pircher, E. Goetzinger, R. Leitgeb et C. K. Hitzenberger, «Transversal phase resolved polarization sensitive optical coherence tomography,» *Physics in Medicine and Biology,* vol. 49, n°7, p. 1257, 2004.

[25] J. Ha, M. Shishkov, M. Colice, H. Y. W.Y. Oh, L. Liu, G. Tearney et B. Bouma, «Compensation of motion artifacts in catheterbased optical frequency domain imaging,» *Optics Express,* vol. 18, n°11, 2010.

[26] T. Xie, Z. Wang et Y. Pan, «High-speed optical coherence tomography using fiberoptic acousto-optic phase modulation,» *Opt. Express,* vol. 11, n°24, pp. 3210-3219, Dec 2003.

[27] T.-C. Poon et T. Kim, «Optical Image Recognition of Three-Dimensional Objects,» *Appl. Opt.,* vol. 38, n°2, pp. 370-381, Jan 1999.

[28] S. Y. Suck, S. Collin, N. Bardou, Y. D. Wilde et G. Tessier, «Imaging the three-dimensional scattering pattern of plasmonic nanodisk chains by digital heterodyne holography,» *Opt. Lett.,* vol. 36, n°6, pp. 849-851, 2011.

[29] B. Borchers, S. Koke, A. Husakou, J. Herrmann et G. Steinmeyer, «Carrier-envelope phase stabilization with sub-10 as residual timing jitter,» *Opt. Lett.,* vol. 36, n°21, pp. 4146-4148, 2011.

[30] F. Ye, B. Qi et L. Qian, «Continuous-wave fiber cavity ring-down measurements using frequency-shifted interferometry,» *Opt. Lett.,* vol. 36, n°11, pp. 2080-2082, 2011.

[31] X. Wu, S. Nuccio, O. F. Yilmaz, J. Wang, A. Bogoni et A. E. Willner, «Controllable optical demultiplexing using continuously tunable optical parametric delay at 160 Gbit/s with <0.1 ps resolution,» *Optics Letters,* vol. 34, n°24, pp. 3926-3928, 2009.

[32] M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi et H. Katori, «An optical lattice clock,» *Nature,* vol. 435, pp. 321-324, 2005.

[33] M. G. Cohen, «Optical Study of Ultrasonic Diffraction and Focusing in Anisotropic Media,» *Journal of Applied Physics,* vol. 38, n°10, pp. 3821-3828, 1967.

[34] S. Sudo et K. Otsuka, «Measurements of liquid surface fluctuations using a self-mixing solid-state laser,» *Journal of Applied Physics,* vol. 115, n°23, 2014.

[35] M. Gazalet, M. Ravez, F. Haine, C. Bruneel et E. Bridoux, «Acousto-optic low-frequency shifter,» *Applied Optics,* vol. 33, n°7, pp. 1293-1298, 1994.

[36] C.-H. Chang, R. K. Heilmann, M. L. Schattenburg et P. Glenn, «Design of a double-pass shear mode acousto-optic modulator,» *Review of Scientific Instruments,* vol. 79, n°3, p. 033104, 2008.

[37] W. J. Schwenger et J. M. Higbie, «High-speed acousto-optic shutter with no optical frequency shift,» *Review of Scientific Instruments,* vol. 83, n°8, 2012.

[38] D. Royer et E. Dieulesaint, «Optical probing of the mechanical impulse response of a transducer,» *Applied Physics Letters,* vol. 49, n°17, pp. 1056-1058, 1986.

[39] M. Johansmann, G. Siegmund et M. Pineda, «Targeting the Limits of Laser Doppler Vibrometry,» *Proc. of IDEMA*, pp. 1-12, 2005.

[40] Polytec, «Application notes: Basic Principles of Vibrometry,» http://www.polytec.com/.

[41] M. A. Dugan, J. X. Tull et W. S. Warren, «High-resolution acousto-optic shaping of unamplified and amplified femtosecond laser pulses,» *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, n°9, pp. 2348-2358, 1997.

[42] Y. Lu, T. Zhu, L. Chen et X. Bao, «Distributed Vibration Sensor Based on Coherent Detection of Phase-OTDR,» *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 28, n°22, pp. 3243-3249, 2010.

[43] S. A. Self, «Focusing of spherical Gaussian beams,» *Appl. Opt.*, vol. 22, n°5, pp. 658-661, 1983.

[44] J. C. Kastelik, M. Gharbi et M. G. Gazalet, «Paratellurite: Propagation of the slow shear wave in the (001) plane. New formulations for the acoustic velocity and divergence,» *Journal of Applied Physics*, vol. 84, n°2, pp. 671-674, 1998.

[45] A. Goutzoulis et D. Pape, Design and Fabrication of Acousto-optic Devices, CRC Press; 1 edition, 1994.

[46] AA Opto-electronic, «Application notes: Do you know acousto-optics?,» http://www.aaoptoelectronic.com.

[47] M. Koechlin, G. Poberaj et P. Gunter, «High-resolution laser lithography system based on two-dimensional acousto-optic deflection,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 80, n°18, 2009.

[48] M. J. Lang, C. L. Asbury, J. W. Shaevitz et S. M. Block, «An Automated Two-Dimensional Optical Force Clamp for Single Molecule Studies,» *Biophysical Journal* , vol. 83, n°1, pp. 491-501, 2002.

[49] K. C. Neuman et A. Nagy, «Single-molecule force spectroscopy: optical tweezers, magnetic tweezers and atomic force microscopy,» *Nature Methods*, vol. 5, pp. 491-505, 2008.

[50] R. Salomé, Y. Kremer, S. Dieudonné, J.-F. Léger, O. Krichevsky, C. Wyart, D. Chatenay et L. Bourdieu, «Ultrafast random-access scanning in two-photon microscopy using acousto-optic deflectors,» *Journal of Neuroscience Methods* , vol. 154, n°12, pp. 161-174, 2006.

[51] A. Bullen, S. Patel et P. Saggau, «High-speed, random-access fluorescence microscopy: I. High-resolution optical recording with voltage-sensitive dyes and ion indicators,» *Biophysical Journal* , vol. 73, n°1, pp. 477-491, 1997.

[52] J. D. Lechleiter, D.-T. Lin et I. Sieneart, «Multi-Photon Laser Scanning Microscopy Using an Acoustic Optical Deflector,» *Biophysical Journal* , vol. 83, n°4, pp. 2292-2299, 2002.

[53] Y. Shao, W. Qin, H. Liu, J. Qu, X. Peng, H. Niu et B. Z. Gao, «Ultrafast, large-field multiphoton microscopy based on an acousto-optic deflector and a spatial light modulator,» *Opt. Lett.*, vol. 37, n°13, pp. 2532-2534, 2012.

[54] S. Dupont et J. C. Kastelik, «Demonstration of a tunable two-frequency projected fringe pattern with acousto-optic deflectors,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, n°5, p. 056101, 2008.

[55] S. Dupont, J. C. Kastelik et F. Causa, «Wide-band acousto-optic deflectors with high efficiency for visible range fringe pattern projector,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 78, n°10, 2007.

[56] S. Dupont, J.-C. Kastelik et M. Pommeray, «Structured Light Fringe Projection Setup Using Optimized Acousto-Optic Deflectors,» *Mechatronics, IEEE/ASME Transactions on*, vol. 15, n°4, pp. 557-560, 2010.

[57] G. Römer et P. Bechtold, «Electro-optic and Acousto-optic Laser Beam Scanners,» *Physics Procedia* , vol. 56, pp. 29-39, 2014.

[58] A. Dieulangard, J.-C. Kastelik, S. Dupont et J. Gazalet, «Acousto-optic wide band optical low-frequency shifter,» *Appl. Opt.*, vol. 52, n°33, pp. 8134-8141, 2013.

[59] J.-C. Kastelik, S. Dupont, K. B. Yushkov et J. Gazalet, «Frequency and angular bandwidth of acousto-optic deflectors with ultrasonic walk-off,» *Ultrasonics*, vol. 53, n°1, pp. 219-224, 2013.

[60] L. D. Dickson, «Optical Considerations for an Acoustooptic Deflector,» *Appl. Opt.*, vol. 11, n°10, pp. 2196-2202, 1972.

[61] J. Aboujeib, A. Pérennou, V. Quintard et J. L. Bihan, «Planar phased-array transducers associated with specific electronic command for acousto-optic deflectors,» *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 9, n°5, p. 463, 2007.

[62] J. Randolph et J. Morrison, «Rayleigh-Equivalent Resolution of Acoustooptic Deflection Cells,» *Appl. Opt.*, vol. 10, n°6, pp. 1453-1454, 1971.

[63] D. G. Hawkins, «Resolution criteria for acoustooptic deflectors,» *Appl. Opt.*, vol. 19, n°2, pp. 186-187, 1980.

[64] N. Friedman, A. Kaplan et N. Davidson, «Acousto-optic scanning system with very fast nonlinear scans,» *Opt. Lett.*, vol. 25, n°24, pp. 1762-1764, 2000.

[65] H. Guo et P. Huang, «Face recognition based on fringe pattern analysis,» *Optical Engineering*, vol. 49, n°3, pp. 037201-037201-8, 2010.

[66] F. Chen, G. M. Brown et M. Song, «Overview of three-dimensional shape measurement using optical methods,» *Optical Engineering*, vol. 39, n°1, pp. 10-22, 2000.

[67] M. S. Mermelstein, D. L. Feldkhun et L. G. Shirley, «Video-rate surface profiling with acousto-optic accordion fringe interferometry,» *Optical Engineering*, vol. 39, n°1, pp. 106-113, 2000.

[68] X. Peng, J. Tian, P. Zhang, L. Wei, W. Qiu, E. Li et D. Zhang, «Three-dimensional vision with dual acousto-optic deflection encoding,» *Opt. Lett.*, vol. 30, n°15, pp. 1965-1967, Aug 2005.

[69] A. Pérennou, V. Quintard, Y. Mevel et J. Le Bihan, «Intermodulation product effects on the working of a phased-array transducer acousto-optic switch,» *Optical Engineering*, vol. 43, n°5, pp. 1042-1050, 2004.

[70] S. Selci, F. R. Bertani et L. Ferrari, «Supercontinuum ultra wide range confocal microscope for reflectance spectroscopy of living matter and material science surfaces,» *AIP Advances*, vol. 1, n°3, 2011.

[71] P. M. Kasili et T. Vo-Dinh, «Hyperspectral imaging system using acousto-optic tunable filter for flow cytometry applications,» *Cytometry Part A*, vol. 69A, n°8, pp. 835-841, 2006.

[72] I. Kurtz, R. Dwelle et P. Katzka, «Rapid scanning fluorescence spectroscopy using an acousto-optic tunable filter,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 58, n°11, pp. 1996-2003, 1987.

[73] N. Gupta, «Biosensors Technologies: Acousto-Optic Tunable Filter-Based Hyperspectral and Polarization Imagers for Fluorescence and Spectroscopic Imaging,» vol. 503, November 2008.

[74] N. Gat, «Imaging Spectroscopy Using Tunable Filters: A Review,» *Proc. SPIE*, vol. 4056, pp. 50-64, 2000.

[75] L. Bei, G. I. Dennis, H. M. Miller, T. W. Spaine et J. W. Carnahan, «Acousto-optic tunable filters: fundamentals and applications as applied to chemical analysis techniques,» *Progress in Quantum Electronics* , vol. 28, n°2, pp. 67-87, 2004.

[76] V. B. Voloshinov, K. B. Yushkov et B. B. J. Linde, «Improvement in performance of a TeO 2 acousto-optic imaging spectrometer,» *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 9, n°4, p. 341, 2007.

[77] C. N. Pannell, «Recent advances in acousto-optic tunable filters for hyper-spectral imaging with real-time spectral unmixing,» *CLEO: 2013*, 2013.

[78] W. Hayden Smith et K. Smith, «A polarimetric spectral imager using acousto-optic tunable

filters,» *Experimental Astronomy*, vol. 1, n°5, pp. 329-343, 1990.

[79] J. Ward, M. Farries, C. Pannell et E. Wachman, *An acousto-optic based hyperspectral imaging camera for security and defence applications*, vol. 7835, pp. 78350U-78350U-9, 2010.

[80] N. Gupta, R. Dahmani, M. S. Gottlieb, L. J. Denes, B. Kaminsky et P. Metes, *Hyperspectral imaging using acousto-optic tunable filters*, vol. 3718, pp. 512-521, 1999.

[81] D. A. Glenar, D. L. Blaney et J. J. Hillman, «AIMS: Acousto-optic imaging spectrometer for spectral mapping of solid surfaces,» *Acta Astronautica* , vol. 52, pp. 389-396, 2003.

[82] N. J. Chanover, D. A. Glenar et J. J. Hillman, «Multispectral near-IR imaging of Venus nightside cloud features,» *Journal of Geophysical Research: Planets*, vol. 103, n°E13, pp. 31335-31348, 1998.

[83] V. Leroi, J.-P. Bibring et M. Berthe, «Micromega/IR: Design and status of a near-infrared spectral microscope for in situ analysis of Mars samples,» *Planetary and Space Science* , vol. 57, pp. 1068-1075, 2009.

[84] O. Korablev, J.-L. Bertaux, A. Grigoriev, E. Dimarellis, Y. Kalinnikov, A. Rodin, C. Muller et D. Fonteyn, «An AOTF-based spectrometer for the studies of Mars atmosphere for Mars Express \{ESA\} mission,» *Advances in Space Research* , vol. 29, n°2, pp. 143-150, 2002.

[85] L. P. D. Ribeiro, M. G. Pereira, J. J. R. Rohwedder et C. Pasquini, «Development and preliminary evaluation of a spectrophotopolarimeter based on acoustic-optical tunable filter,» *Measurement Science and Technology*, vol. 24, n°6, p. 065902, 2013.

[86] E. Dekemper, N. Loodts, B. V. Opstal, J. Maes, F. Vanhellemont, N. Mateshvili, G. Franssens, D. Pieroux, C. Bingen, C. Robert, L. D. Vos, L. Aballea et D. Fussen, «Tunable acousto-optic spectral imager for atmospheric composition measurements in the visible spectral domain,» *Appl. Opt.*, vol. 51, n°25, pp. 6259-6267, 2012.

[87] H. ;. K. J.-C. Benaissa, «Conception et réalisation de composants acousto-optiques pour le filtrage optique accordable,» 2008.

[88] R. Dixon, «Acoustic diffraction of light in anisotropic media,» *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 3, n°2, pp. 85-93, February 1967.

[89] S. E. HARRIS et R. W. WALLACE, «Acousto-Optic Tunable Filter,» *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 59, n°6, pp. 744-747, 1969.

[90] C. ZUCCHI, E. BIGLER et A. ZAREMBOWITCH, «Filtre optique accordable par interaction acousto-optique colinéaire à ondes de surface,» *J. Phys. IV France*, vol. 04, pp. C5-1185-C5-1188, 1994.

[91] J. Nye, Physical properties of crystal, December 1957.

[92] C. D. Tran et G.-C. Huang, «Characterization of the collinear beam acousto-optic tunable filter and its comparison with the noncollinear and the integrated acousto-optic tunable filter,» *Optical Engineering*, vol. 38, n°7, pp. 1143-1148, 1999.

[93] J. Sapriel, D. Charissoux, V. Voloshinov et V. Molchanov, «Tunable Acoustooptic Filters and Equalizers for WDM Applications,» *J. Lightwave Technol.*, vol. 20, n°5, p. 864, 2002.

[94] V. B. Voloshinov, N. V. Polikarpova et N. F. Declercq, «Reflection of plane elastic waves in tetragonal crystals with strong anisotropy,» *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 125, n°2, pp. 772-779, 2009.

[95] I. Chang, «Collinear beam acousto-optic tunable filters,» *Electronics Letters*, vol. 28, n°13, pp. 1255-1256, 1992.

[96] V. B. Voloshinov, «Close to collinear acousto-optical interaction in paratellurite,» *Optical*

*Engineering*, vol. 31, n°10, pp. 2089-2094, 1992.

[97] T. Yano et A. Watanabe, «Acoustooptic TeO2 tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction,» *Appl. Opt.*, vol. 15, n°9, pp. 2250-2258, 1976.

[98] I. Chang, «Analysis of the noncollinear acousto-optic filter,» *Electronics Letters*, vol. 11, pp. 617-618(1), 1975.

[99] Y. Fujii et H. Hayashi, «Acousto-optic tunable filter with controllable passband,» *Journal of Applied Physics*, vol. 46, n°11, pp. 5046-5048, 1975.

[100] V. Voloshinov, D. Bogomolov et A. Trokhimovskiii, «Optimization of a KDP-based acoustooptic tunable filter,» *Technical Physics*, vol. 51, n°1, pp. 63-67, 2006.

[101] University of Berkeley, «confocal microscopy,» http://microscopy.berkeley.edu/courses/tlm/clsm/index.html.

[102] Olympus , «Microscopy Resource Center,» http://www.olympusmicro.com/primer/techniques/confocal/aotfintro.html.

[103] D. A. Glenar, J. J. Hillman, B. Saif et J. Bergstralh, «Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing,» *Appl. Opt.*, vol. 33, n°31, pp. 7412-7424, 1994.

[104] N. Gupta et V. Voloshinov, «Hyperspectral imager, from ultraviolet to visible, with a KDP acousto-optic tunable filter,» *Appl. Opt.*, vol. 43, n°13, pp. 2752-2759, 2004.

[105] O. Korablev, A. Fedorova, J.-L. Bertaux, A. Stepanov, A. Kiselev, Y. Kalinnikov, A. Titov, F. Montmessin, J. Dubois, E. Villard, V. Sarago, D. Belyaev, A. Reberac et E. Neefs, «SPICAV IR acousto-optic spectrometer experiment on Venus Express,» *Planetary and Space Science* , vol. 65, n°1, pp. 38-57, 2012.

[106] J. C. Kastelik, S. Dupont, H. Benaissa et M. Pommeray, «Bifrequency acousto-optic beam splitter,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 77, n°7, 2006.

[107] H. Ogi, M. Fukunaga, M. Hirao et H. Ledbetter, «Elastic constants, internal friction, and piezoelectric coefficient of alpha-TeO2,» *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 024104, 2004.

[108] Molecular Technology, «Acousto Optical Devices,» http://www.mt-berlin.com/frames_ao/acousto_frames.htm.

[109] Y. Ohmachi et N. Uchida, «Temperature Dependence of Elastic, Dielectric, and Piezoelectric Constants in TeO2 Single Crystals,» *Journal of Applied Physics*, vol. 41, n°6, pp. 2307-2311, 1970.

[110] N. Uchida et Y. Ohmachi, «Elastic and Photoelastic Properties of TeO2 Single Crystal,» *Journal of Applied Physics*, vol. 40, n°12, pp. 4692-4695, 1969.

[111] G. Arlt et H. Schweppe, «Paratellurite, a new piezoelectric maternal,» *Solid State Communications* , vol. 6, n°11, pp. 783-784, 1968.

[112] D. Royer et E. Dieulesaint, ONDES ELASTIQUES DANS LES SOLIDES. Tome 1, Propagation libre et guidée, Masson, Éd., 1996.

[113] J. C. Kastelik, M. G. Gazalet, C. Bruneel et E. Bridoux, «Acoustic shear wave propagation in Paratellurite with reduced spreading,» *Journal of Applied Physics*, vol. 74, n°4, pp. 2813-2817, 1993.

[114] J. C. Kastelik, M. Gharbi et M. G. Gazalet, «Paratellurite: Propagation of the slow shear wave in the (001) plane. New formulations for the acoustic velocity and divergence,» *Journal of Applied Physics*, vol. 84, n°2, pp. 671-674, 1998.

[115] C. Potel et M. Bruneau, Acoustique Générale - équations différentielles et intégrales, solutions en milieux fluide et solide, applications, E. collection TechnoSup, Éd., 2006.

[116] E. P. Papadakis, «Diffraction of Ultrasound Radiating into an Elastically Anisotropic Medium,» *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 36, n°3, pp. 414-422, 1964.

[117] J. Zhang, W. Xu, J. Carlier, X. Ji, B. Nongaillard, S. Queste et Y. Huang, «Modelling and simulation of high-frequency (100MHz) ultrasonic linear arrays based on single crystal LiNbO3,» *Ultrasonics* , vol. 52, n°1, pp. 47-53, 2012.

[118] K. McCarthy, A. Goutzoulis, M. Gottlieb et N. Singh, «Optical rotatory power in crystals of the mercurous halides and tellurium dioxide,» *Optics Communications* , vol. 64, n°2, pp. 157-159, 1987.

[119] G. Georgiev, D. A. Glenar et J. J. Hillman, «Spectral Characterization of Acousto-Optic Filters Used in Imaging Spectroscopy,» *Applied Optics*, vol. 41, n°1, pp. 209-217, 2002.

[120] J. Xu et R. Stroud, Acousto-optic Devices, Wiley, Éd., 1992.

[121] A. Fresnel, «Oeuvres Completes d'Augustin Fresnel,» *Ann. Chim. Phys.*, vol. 28, p. 147, 1825.

[122] E. Vorontsova, R. Grechishkin, I. Kaplunov, A. Kolesnikov, V. Molchanov, I. Talyzin et S. Tretayakov, «Manifestation of gyrotropy upon light scattering in paratellurite,» *Optics and Spectroscopy*, vol. 104, n°16, pp. 886-889, 2008.

[123] A. W. Warner, D. L. White et W. A. Bonner, «Acousto-optic light deflectors using optical activity in paratellurite,» *Journal of Applied Physics*, vol. 43, n°11, pp. 4489-4495, 1972.

[124] C. Zhang, Z. Zhang, H. Wang et Y. Yang, «Analysis of the optimum optical incident angle for an imaging acousto-optic tunable filter,» *Opt. Express*, vol. 15, n°19, pp. 11883-11888, 2007.

[125] K. A. Rudoi, V. I. Stroganov et P. G. Pasko, «Angular aperture characteristic of the optical activity for the paratellurite crystal,» *J. Opt. Technol.*, vol. 69, n°7, p. 523, 2002.

[126] A. Yariv et P. Yeh, Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation, W. Interscience, Éd., 1984.

[127] Y. V. Pilgun et Y. M. Smirnov, «Broadband acoustooptic diffraction of two-wavelength light in paratellurite,» *Ukr. J. Phys. Opt.*, vol. 11, pp. 28-43, 2010.

[128] H. Kogelnik, «Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings,» *Bell System Technical Journal*, vol. 48, n°9, pp. 2909-2947, 1969.

[129] M. G. Gazalet, J. C. Kastelik, C. Bruneel, O. Bazzi et E. Bridoux, «Acousto-optic multifrequency modulators: reduction of the phase-grating intermodulation products,» *Appl. Opt.*, vol. 32, n°13, pp. 2455-2460, 1993.

[130] A. Dieulangard, J.-C. Kastelik, S. Dupont et J. Gazalet, *Acousto-optical tunable transmissive grating beam splitter*, vol. 8982, pp. 89821H-89821H-8, 2014.

[131] S. Kim, R. R. Mcleod, M. Saffman et K. H. Wagner, «Doppler-free, multiwavelength acousto-optic deflector for two-photon addressing arrays of Rb atoms in a quantum information processor,» *Appl. Opt.*, vol. 47, n°11, pp. 1816-1831, 2008.

[132] Kaplan et Tournois, «Device for dispersing light pulses of which the spectral amplitude is programmable». Brevet 7414773, 2008.

# Résumé :

Une description des différentes configurations d'interaction ayant lieu dans les matériaux usuellement employés dans le domaine acousto-optique est proposée. Un exemple d'application illustre les caractéristiques déterminantes propres à chaque fonction que permet l'interaction acousto-optique, à savoir la modulation, la déviation, le décalage en fréquence et le filtrage d'un faisceau optique. Cette thèse est plus particulièrement consacrée aux interactions acousto-optiques anisotropes dans le cristal de Paratellurite, matériau majoritairement employé pour les applications de déflexion et de filtrage de par ses qualités photo-élastiques remarquables et son large domaine de transparence optique. Ces propriétés optiques, acoustiques et acousto-optiques sont décrites en détail. Nous nous intéressons plus particulièrement aux caractéristiques de l'interaction NPM (Narrow Phase Mismatch) et TPM (Tangent Phase Mismatch), respectivement employées pour le filtrage et la déflexion. Ceci nous conduit à l'étude de la bande passante spectrale d'un déflecteur et de sa potentielle application en tant que réseau de diffraction à bande passante et périodicité spatiale modulable. Ensuite nous proposons la mise en cascade d'un déflecteur et d'un filtre dans le but de concevoir un décaleur de fréquence variable à faible décalage. Enfin, nous proposons une configuration originale pour répondre aux contraintes d'utilisation rencontrées avec l'interaction NPM pour les applications de filtrage. La conception et la réalisation d'un composant multi-électrodes à interaction double est alors présentée dans la gamme spectrale [400; 650 nm]. La configuration proposée permet à la fois de réduire de 50% l'intensité des lobes secondaires tout en homogénéisant la bande passante optique du filtre sur sa bande spectrale de travail.

Mots clés : Filtre acousto-optique, Déflecteur acousto-optique, Décalage de fréquence, Interaction anisotrope, Paratellurite, Lobes secondaires, Apodisation, Gyrotropie

# Abstract :

The different configurations of acousto-optic interactions taking place in usual employed materials are presented. For each function (modulation, deflection, shifting and filtering), an exemple of application highlights the decisive characteristics of the component. This thesis is particularly devoted to the anisotropic interactions occuring in Paratellurite crystal. Such material is widely used for filtering and deflection applications due to its high figure of merit and also for its large optical transparency domain, from Ultra-Violet to Infra-Red. Optical, acoustical and acousto-optical properties of Paratellurite cristal are detailed. More precisely, we are interested in anisotropic interactions, in particular NPM (Narrow Phase Mismatch) and TPM (Tangent Phase Mismatch), respectively employed for Acousto-Optic Tunable Filters (AOTF) and Acousto-Optic Deflectors (AOD). This leads to the study of the optical bandwidth of a deflector with a potential application as a tunable transmissive grating beam splitter for multiple laser line separation. Then, we propose to cascade an AOTF with an AOD in order to get a wide bandwidth tunable optical low frequency shifter. Finally, we present the design and fabrication of a multi-transducer component based on dual anisotropic interaction in the visble spectral range, from 400 to 650 nm. A significative reduction of sides lobes is observed (-50%) with an homogenisation of the optical bandwidth of the filter on its spectral working range.

Keywords : Anisotropic interaction, Paratellurite, Sides lobes reduction, Apodization, Low frequency shifter, Acousto-optic Deflector, Acousto-optic Filter, Gyrotropy