Université du Québec Institut National de la Recherche Scientifique Centre Énergie Matériaux Télécommunications

AMÉLIORATION DU MONTAGE DE DÉTECTION TÉRAHERTZ PAR INTERFÉROMÉTRIE DANS LE DOMAINE FRÉQUENTIEL

Par

Marie Kirouac-Turmel

Mémoire présenté pour l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.) en sciences de l'énergie et des matériaux

Jury d'évaluation

Président du jury et examinateur interne

Examinateur externe

Patrizio Antici INRS

Denis Morris Département de physique Université de Sherbrooke

Directeur de recherche

Tsuneyuki Ozaki INRS

Codirecteur de recherche

Christian-Yves Côté Axis-Photonique

© Droits réservés de (Marie Kirouac-Turmel), 16 février 2017

REMERCIEMENTS

Je voudrais d'abord remercier mon directeur de recherche, le professeur Tsuneyuki Ozaki, qui m'a accueillie dans son groupe de recherche puis conseillée et guidée jusqu'à la fin de ma maîtrise. Je remercie également mon codirecteur, Christian-Yves Côté, pour la proposition de mon sujet de maîtrise et pour ses conseils.

Je voudrais aussi remercier tous les gens avec lesquels j'ai travaillé au cours de ces deux dernières années et grâce auxquels j'ai beaucoup appris. Je pense en particulier à Denis Férachou pour son support et son aide tout au long de ma maîtrise. Merci aussi à Xavier Ropagnol et à Hassan Hafez pour le partage de leurs connaissances et à Akram Ibrahim pour les discussions de laboratoire.

Un gros merci également aux techniciens Philippe Lassonde et Antoine Laramée, sans lesquels les expériences effectuées au ALLS n'auraient jamais été possibles. Merci aussi à Philippe pour ses idées apportées lors des séances de laboratoire.

Pour finir, je remercie grandement les membres du jury pour le temps qu'ils prennent à lire ce mémoire.

RÉSUMÉ

Une des techniques les plus communes de détection térahertz est l'échantillonnage électro-optique. Or, la différence de phase maximum mesurable avec cette technique est limitée, ce qui cause un problème de sur-rotation lors de la mesure de champs térahertz intenses. La détection térahertz par interférométrie dans le domaine fréquentiel a été développée pour pallier ce problème. Une énorme amélioration de la phase maximum mesurable a été reportée, avec toutefois une importante diminution du rapport signal sur bruit. Dans une optique de commercialisation future, il est nécessaire d'améliorer les performances de la détection par interférométrie dans le domaine fréquentiel, mais aussi sa facilité d'utilisation et son intégration.

Ce mémoire propose quelques améliorations apportées au montage et au traitement des données. D'abord, une intégration partielle du système a amélioré le rapport signal sur bruit temporel d'un ordre de grandeur en plus de faciliter grandement l'alignement. Une technique d'acquisition avec référence a aussi été testée mais pose plus de problèmes pour les mêmes performances. Une méthode de moyennage rapide a également été implémentée, dont les premiers tests avec seulement quelques images moyennées ont amélioré les performances d'environ deux fois. Un algorithme de traitement des données permettant d'éviter le déroulage de phase a également été proposé pour optimiser l'alignement d'un montage de génération THz avec le système de détection par interférométrie fréquentielle, ce qui n'a jamais été fait. Finalement, une formule pour calculer le champ électrique térahertz en unités réelles a été développée puisque les mesures effectuées à ce jour n'utilisaient que des unités arbitraires.

Mots-clés : Térahertz; THz; interférométrie dans le domaine fréquentiel; SDI; détection; sur-rotation; rapport signal sur bruit; SNR; échantillonnage électro-optique; EOS

ABSTRACT

One of the most common techniques for terahertz detection is electro-optic sampling. However, the maximum phase difference that can be measured with this technique is limited, which causes over-rotation during measurements of high terahertz fields. Terahertz detection by spectral domain interferometry is a new technique that has been developed to overcome this problem. A huge improvement of the maximum phase difference has been reported despite a lower signal-to-noise ratio. In a perspective of future marketing, it is necessary to improve the performances of terahertz detection by spectral domain interferometry as well as its ease of use and its integration.

This master thesis proposes some improvements to the setup and data processing. First, a partial integration of the system improved the signal-to-noise ratio by an order of magnitude and facilitated the optical alignment. A referencing technique has also been tested but has caused many problems for similar results. A fast averaging method has been implemented, from which the first tests with only few images averaged showed performances improvements of about two times. A data processing algorithm avoiding phase unwrapping has also been proposed for optimization of a terahertz generation setup with terahertz detection by spectral domain interferometry, which has never been done. Finally, a formula has been developed to calculate the terahertz electric field with real units since measurements up to now have always been made in arbitrary units.

Keywords : Terahertz; THz; spectral domaine interferometry; SDI; detection; overrotation; signal-to-noise ratio; SNR; electro-optic sampling; EOS

TABLE DES MATIÈRES

1		1
2	GÉNÉRATION ET DÉTECTION THZ	3
	2.1 Methodes de generation THz	6
	2.1.1 Génération THz par antennes photoconductrices	6
	2.1.2 Génération THz par redressement optique	7
	2.1.3 Génération THz par redressement optique avec front d'impulsion incline	é 11
	2.1.4 Génération THz par plasma dans l'air	12
	2.2 METHODES DE DETECTION THZ	13
	2.2.1 Échantillonnage en temps équivalent	13
	2.2.2 Détection THz par antennes photoconductrices	14
	2.2.3 Détection THz par échantillonnage électro-optique	15
	2.2.4 Sur-rotation lors de l'échantillonnage électro-optique	18
	2.2.5 Détection THz par plasma dans l'air	20
3	DESCRIPTION DU MONTAGE SDI INITAL	23
3	3.1 Systemes de detection SDI en general	23 23
3	 3.1 SYSTEMES DE DETECTION SDI EN GENERAL	23 23 27
3	 3.1 SYSTEMES DE DETECTION SDI EN GENERAL	23 23 27 35
3	 3.1 SYSTEMES DE DETECTION SDI EN GENERAL	23 23 27 35 35
3	 3.1 SYSTEMES DE DETECTION SDI EN GENERAL	23 23 27 35 35 39
3	 3.1 SYSTEMES DE DETECTION SDI EN GENERAL	23 23 27 35 35 39 39
3	 3.1 SYSTEMES DE DETECTION SDI EN GENERAL	23 23 27 35 35 39 39 39 40
3	 3.1 SYSTEMES DE DETECTION SDI EN GENERAL	23 23 27 35 35 39 39 40 44
3	 3.1 SYSTEMES DE DETECTION SDI EN GENERAL	23 23 27 35 35 39 39 40 44 45
3 4 5	 3.1 SYSTEMES DE DETECTION SDI EN GENERAL	23 23 27 35 35 39 39 40 44 45 47

	5.1.1	Intégration d'une partie du système	47
	5.1.2	Acquisition avec référence	56
	5.2	AMELIORATIONS DU TRAITEMENT DES DONNEES	73
	5.2.1	Programme d'acquisition et de traitement des données	73
	5.2.2	Moyennage	75
	5.2.3	Alignement simplifié du système	77
	5.2.4	Formule pour calculer le champ électrique THz	86
6	(CONCLUSION	89
7	F	REFERENCES	93

LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU 2.1 : LE CHOIX DU CRISTAL DEPEND BEAUCOUP DE L'APPLICATION ET DU TYPE DE
MONTAGE
TABLEAU 4.1 : PERFORMANCE DES DIFFERENTS SYSTEMES DE DETECTION ELECTRO-OPTIQUE
TESTES
TABLEAU 5.1 : COMPARAISON DES PERFORMANCES DU CP-SDI AVEC ET SANS LE PRODUIT DE
Doric Lenses
TABLEAU 5.2 : COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DE LA CAMERA CHOISIE POUR LE CP-
SDI AVEC REFERENCEMENT ET DE LA CAMERA PRECEDEMMENT UTILISEE POUR LE CP-SDI
TABLEAU 5.3 : CARACTERISTIQUES DU HACHEUR OPTIQUE 59
TABLEAU 5.4 : COMPARAISON DES PERFORMANCES DU CP-SDI AVEC ET SANS
REFERENCEMENT
TABLEAU 5.5 : COMPARAISON DES PERFORMANCES DU CP-SDI AVEC REFERENCEMENT AVEC
ET SANS INTEGRATION D'UNE PARTIE DU SYSTEME70
TABLEAU 5.6 : AMELIORATION DES SNR PAR MOYENNAGE
TABLEAU 5.7 : ESTIMATION DE L'AMELIORATION DES SNR PAR LA CALIBRATION COMPLETE DU
SYSTEME, INCLUANT LE TRANSFERT DES FRANGES VERS LES NOMBRES D'ONDE ET LE RE-
ECHANTILLONNAGE A L'AIDE D'UNE SPLINE CUBIQUE

LISTE DES FIGURES

FIGURE 2.1: SPECTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE	3
FIGURE 2.2 : SCHÉMA DU REDRESSEMENT OPTIQUE AVEC FRONT D'IMPULSION INCLINÉ	12
FIGURE 2.3 : LORS DE L'ÉCHANTILLONNAGE EN TEMPS ÉQUIVALENT, PLUSIEURS IMPULSIC	ONS
IDENTIQUES SONT ÉCHANTILLONNÉES UNE À LA FOIS AFIN DE RECONSTITUER LA FOR	ME DE
L'ONDE.	14
FIGURE 2.4 : SCHÉMA D'UN MONTAGE DE DÉTECTION ÉLECTRO-OPTIQUE	17
FIGURE 2.5 : ILLUSTRATION DE LA SUR-ROTATION DANS UNE IMPULSION THZ MESURÉE PA	AR
EOS	19
FIGURE 3.1 : MONTAGE SDI TYPE	24
FIGURE 3.2 : PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU SD-OCT.	26
FIGURE 3.3 : COUPE EN PROFONDEUR D'UN DOIGT ACQUISE PAR SD-OCT	26
FIGURE 3.4 : MONTAGE UTILISÉ PAR SHARMA ET AL POUR DÉMONTRER LE SDI	28
FIGURE 3.5 : SYNCHRONISATION DES IMPULSIONS THZ ET SONDE SUR LE CRISTAL	30
FIGURE 3.6 : COMPARAISON ENTRE UNE IMPULSION THZ ACQUISE PAR EOS ET LA MÊME	
IMPULSION ACQUISE PAR SDI	33
FIGURE 4.1 : MONTAGE UTILISÉ PAR IBRAHIM ET AL POUR DÉMONTRER LE CP-SDI	36
FIGURE 4.2 : COMPARAISON ENTRE UNE IMPULSION THZ ACQUISE PAR EOS ET LA MÊME	
IMPULSION ACQUISE PAR CP-SDI	38
FIGURE 4.3 : IMPULSION THZ À FAIBLE CHAMP (5,0 KV/CM) MESURÉE PAR CP-SDI	40
FIGURE 4.4 : EXEMPLE D'UNE FORME D'ONDE THZ AVANT ET APRÈS LE DÉROULEMENT DE	Ξ
PHASE	45
FIGURE 5.1 : PLAN ET PROTOTYPE D'INTÉGRATION DU COUPLAGE DANS LA FIBRE OPTIQUE	E ET DE
LA COLLIMATION DU FAISCEAU À LA SORTIE, CRÉÉS PAR DORIC LENSES INC	48
FIGURE 5.2 : CALCUL DU DIAMÈTRE DU FAISCEAU APRÈS LA PREMIÈRE LENTILLE DU MONT	TAGE
DE DORIC LENSES INC	49
FIGURE 5.3 : CALCUL DU DIAMÈTRE DU FAISCEAU À LA SORTIE DU SYSTÈME DE DORIC LE	NSES
	50
FIGURE 5.4 : IMPULSION THZ ACQUISE PAR CP-SDI AVEC ET SANS LE PRODUIT DE DORIG	С
LENSES	52

FIGURE 5.5 : SPECTRES D'UNE IMPULSION THZ ACQUISE PAR CP-SDI AVEC ET SANS LE
PRODUIT DE DORIC LENSES
FIGURE 5.6 : IDENTIFICATION DE L'EFFET DES BASSES FRÉQUENCES DANS LA FORME DE L'ONDE
TEMPORELLE
FIGURE 5.7 : LE CHANGEMENT D'ORIENTATION DES LAMES QUART D'ONDE ET DEMI-ONDE A
POUR EFFET DE MODIFIER LA FORME DE L'ONDE MESURÉE ; SON SPECTRE
FIGURE 5.8 : LORS DE LA DÉTECTION CP-SDI AVEC RÉFÉRENCEMENT, UNE IMAGE SUR DEUX
EST ACQUISE SANS INFLUENCE THZ (LA RÉFÉRENCE) ALORS QUE L'AUTRE EST ACQUISE
AVEC INFLUENCE THZ (LE SIGNAL)
FIGURE 5.9 : TRAITEMENT DES DONNÉES POUR LA DÉTECTION CP-SDI AVEC RÉFÉRENCEMENT
FIGURE 5.10 : ON AMÉLIORE LA PERFORMANCE DU CP-SDI AVEC RÉFÉRENCEMENT EN
AUGMENTANT LE CONTRASTE DES FRANGES, LUI-MÊME INDUIT PAR UNE AUGMENTATION DU
TEMPS D'EXPOSITION DE LA CAMÉRA61
FIGURE 5.11 : ON AMÉLIORE LA PERFORMANCE DU CP-SDI AVEC RÉFÉRENCEMENT EN
AUGMENTANT LA FRÉQUENCE DU HACHEUR OPTIQUE, ET CE PEU IMPORTE LA ROUE TANT
QU'ELLE RESTE LOIN DE SA FRÉQUENCE MAXIMALE
FIGURE 5.12 : LES VIBRATIONS CAUSÉES PAR LE HACHEUR OPTIQUE EN FONCTION NE
SEMBLENT PAS AUGMENTER LE BRUIT DANS LE SYSTÈME CP-SDI AVEC RÉFÉRENCEMENT
FIGURE 5.13 : ÉTUDE DE LA VARIATION DU SNR AVEC LA FRÉQUENCE DE ROTATION DU
HACHEUR OPTIQUE POUR DIFFÉRENTS TEMPS D'EXPOSITION DE LA CAMÉRA
FIGURE 5.14 : SIGNAUX ACQUIS PAR CP-SDI AVEC RÉFÉRENCEMENT ET AVEC UN TEMPS
D'INTÉGRATION TROP ÉLEVÉ65
FIGURE 5.15 : LE TEMPS D'EXPOSITION MAXIMAL DE LA CAMÉRA DIMINUE AVEC LE CARRÉ DE LA
FRÉQUENCE DU HACHEUR OPTIQUE67
FIGURE 5.16 : EXEMPLE D'UNE FORME D'ONDE ACQUISE PAR CP-SDI AVEC RÉFÉRENCEMENT
FIGURE 5.17 : TRANSFORMÉE DE FOURIER DE LA FORME D'ONDE PRÉSENTÉE À LA FIGURE 5.16

FIGURE 5.18 : FORME D'ONDE ENREGISTRÉE PAR CP-SDI AVEC RÉFÉRENCEMENT AVEC UNE
VITESSE DU HACHEUR OPTIQUE DE $14~Hz$ et l'INTÉGRATION D'UNE PARTIE DU SYSTÈME. 70
FIGURE 5.19 : TRANSFORMÉE DE FOURIER DE LA FORME D'ONDE RÉFÉRENCÉE PRÉSENTÉE À LA
FIGURE 5.18 ET COMPARAISON AVEC LA VERSION SANS INTÉGRATION
FIGURE 5.20 : ÉTUDES DES SOURCES DE BRUIT DANS LE SYSTÈME CP-SDI AVEC
RÉFÉRENCEMENT ET INTÉGRATION D'UNE PARTIE DU SYSTÈME
FIGURE 5.21 : PROGRAMME LABVIEW D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT DES DONNÉES CP-
SDI74
FIGURE 5.23 : AUGMENTATION DU TEMPS DE CALCUL AVEC LE NOMBRE DE POINTS UTILISÉS78
FIGURE 5.25 : LES DEUX GRAPHIQUES PRÉSENTENT LA MÊME MESURE THZ ACQUISE PAR CP-
SDI AVEC LE PRODUIT DE DORIC LENSES, MAIS TRAITÉE SELON DEUX MÉTHODES
DIFFÉRENTES
FIGURE 5.26 : LES DEUX GRAPHIQUES PRÉSENTENT LA MÊME MESURE D'UN FAIBLE CHAMP
THZ, ACQUISE PAR CP-SDI MAIS TRAITÉE SELON DEUX MÉTHODES DIFFÉRENTES

LISTE DES ABRÉVIATIONS

CP-SDI	SDI avec polarisations croisées (Crossed-Polarized SDI)
DAST	4-diméthylamino-4-stilbazoliumtosylate
EOS	échantillonnage électro-optique (Electro-Optic Sampling)
GaP	phosphure de gallium
LiNbO₃	niobate de lithium
NUFFT	Transformée de Fourier rapide non uniforme (Non-Uniform Fast Fourier Transform)
ОСТ	tomographie en cohérence optique (Optical Coherence Tomography)
OPTP	pompe optique/sonde THz (Optical-Pump/THz-Probe)
OR	redressement optique (Optical Rectification)
PCA	antenne photoconductrice (PhotoConductive Antenna)
RIN	bruit d'intensité relative (Relative Intensity Noise)
SDI	interférométrie dans le domaine fréquentiel (Spectral Domain Interferometry)
SD-OCT	OCT dans le domaine fréquentiel (Spectral Domain OCT)
SNR	rapport signal sur bruit (Signal to Noise Ratio)
SS-OCT	OCT avec une source à balayage en fréquences (Swept Source OCT)
TD-OCT	OCT dans le domaine temporel (Time Domain OCT)
TDS	spectroscopie dans le domaine temporel (Time-Domain Spectroscopy)
THz	térahertz
THz-ABCD	détection cohérente THz par claquage de l'air (THz Air Breakdown Coherent Detection) / détection cohérente THz dans l'air avec tension de polarisation (THz Air Bias Coherent Detection)
ZnTe	tellurure de zinc

1 INTRODUCTION

Les ondes térahertz (THz) tirent leur intérêt de leurs nombreuses applications dans des domaines aussi variés que la spectroscopie, l'imagerie, la sécurité, les télécommunications et même l'astronomie. Un des défis des technologies THz consiste toutefois à générer et à détecter des champs électriques THz intenses. De fait, la méthode de détection la plus utilisée, l'échantillonnage électro-optique (EOS : *Electro-Optic Sampling*), présente plusieurs problèmes lors de la détection de hauts champs THz.

C'est dans ce contexte que le groupe de recherche du professeur Ozaki à l'INRS a récemment développé un montage de détection THz intense basé sur le même principe que l'échantillonnage électro-optique standard, mais sans ses limitations à haut champ THz. Cette nouvelle méthode est basée sur l'interférométrie dans le domaine fréquentiel (SDI : *Spectral-Domain Interferometry*). La méthode SDI a été testée avec succès mais présente encore plusieurs limitations intrinsèques et extrinsèques prévenant son utilisation courante [1][2][3]. Le but de mon projet de maîtrise est donc le suivant : améliorer la performance, la facilité d'utilisation et l'intégration de la technique de détection THz SDI dans le but de la rendre commercialisable.

Dans ce mémoire, une revue des différentes techniques de génération et de détection THz est d'abord présentée. Sont ensuite décrits les systèmes de détection SDI en général, puis le premier montage SDI appliqué à la détection THz développé à l'INRS ainsi que son successeur, le système avec polarisations croisées (CP-SDI : *Cross-Polarized SDI*). Puis, des résultats de la caractérisation du système CP-SDI ainsi que des améliorations effectuées au montage et au traitement des données sont détaillés.

2 GÉNÉRATION ET DÉTECTION THZ

Les ondes THz sont des ondes électromagnétiques couvrant le spectre fréquentiel de 100 GHz à 10 THz, ce qui correspond aux longueurs d'onde comprises entre 30 µm et 3 mm (voir Figure 2.1) et aux énergies de 0,41 à 41 meV.



Figure 2.1: Spectre électromagnétique (modifié de [4])

L'exploration du domaine térahertz débute il y a plus d'un siècle. Même si le terme « térahertz » n'existe pas encore à cette époque, quelques scientifiques commencent à s'intéresser à la région alors inexplorée du spectre électromagnétique située entre les infrarouges et les micro-ondes. La première publication sur le sujet est attribuée à Rubens et Snow, en 1893, avec pour sujet la « réfraction des rayons de grande longueur d'onde dans le sel gemme, la sylvine et la fluorine » (refraction of rays of great wavelength in rock salt, sylvine and fluorite) ([5], cité dans [6]). Peu après, Rubens et Nichols produisent une première source THz à faible longueur d'onde (50 µm et plus) et presque monochromatique [6]. La lampe à arc au mercure en guartz est aussi utilisée à partir de 1911 comme source d'infrarouge lointain, incluant des ondes THz (à 210 et 324 µm) ([7], cité dans [8]). Il faut toutefois attendre 1923 pour que Nichols et Tear produisent des ondes de 220 µm et plus avec un oscillateur hertzien, permettant pour la première fois au domaine de génération micro-onde de chevaucher le domaine de génération infrarouge ([9], cité dans [6]). L'avancement des recherches dans le domaine térahertz est toutefois limité par le faible nombre de chercheurs qui s'y intéressent, et ce jusque dans les années 1960. Le champ de recherche devient ensuite

assez populaire pour que les premières conférences internationales sur le sujet soient organisées dans les années 1970 [6]. Depuis, de nombreuses méthodes de génération et de détection ont été développées et le domaine de recherche est toujours en expansion [10].

L'intérêt pour les ondes térahertz provient de leurs propriétés uniques permettant d'anticiper de nombreuses applications dans des domaines variés. En spectroscopie, les ondes THz peuvent être utilisées pour étudier les niveaux vibrationnels et rotationnels des molécules. Plusieurs molécules ont des signatures THz uniques et la spectroscopie THz peut entre autres être utilisée à des fins d'identification [11]. On peut aussi déduire plusieurs propriétés des solides telles que l'absorption, l'indice de réfraction, la conductivité et la fonction diélectrique avec la spectroscopie THz dans le domaine temporel (TDS : *Time-Domain Spectroscopy*) [12]. La technique d'OPTP (pompe optique / sonde THz, ou *Optical-Pump/THz-Probe*) permet d'utiliser les THz pour sonder la dynamique des porteurs de charge dans un semi-conducteur illuminé par un faisceau optique. Si on augmente le champ THz, on peut atteindre une interaction non linéaire entre le matériau et l'onde THz : c'est la spectroscopie non linéaire. Cette dernière comprend plusieurs techniques (OPITP, TPTP, TPOP) dont le but est de révéler la dynamique des porteurs de charge induite par un champ THz dans divers matériaux, par exemple le GaAs ou le graphène [13].

Les ondes THz sont aussi utilisées pour faire de l'imagerie depuis 1975 [14]. Une des propriétés intéressantes des THz est que plusieurs matériaux opaques à la lumière visible sont semi-transparents aux ondes THz. On peut donc voir à travers la plupart des matériaux non métalliques et non polaires [15]. Ceci rend les THz utiles pour faire l'analyse ou l'inspection de matériaux sans contact. Un exemple connu d'application est celui des navettes spatiales. Après la catastrophe de Columbia, lors duquel des dommages à une aile de la navette ont été causés par un morceau de mousse isolante s'étant détaché, la NASA a utilisé les THz pour détecter des défauts potentiels dans la mousse isolante des navettes [16][17]. Les THz sont également non ionisants, c'est-à-dire que leur énergie est trop faible pour causer des dommages aux molécules composant le corps humain (contrairement aux rayons X par exemple) [18]. Dans le domaine de la sécurité, les THz peuvent donc être utilisés pour la détection d'armes et

4

d'explosifs dissimulés sur des humains. On peut également combiner l'imagerie avec la spectroscopie THz, ce qui permet alors d'identifier plusieurs matières dangereuses ayant une signature THz unique [15][19][20]. Les applications des térahertz en imagerie sont toutefois limitées par leur grande absorption par l'eau. La profondeur de pénétration des THz dans des tissus biologiques, composés majoritairement d'eau, est donc très faible. Par contre, la capacité d'absorption des ondes THz par l'eau a d'autres applications, comme la détection de tissus cancéreux ayant un contenu en eau plus grand que les tissus sains [21]. On note que la résolution de l'imagerie THz standard est limitée. Ceci est dû à la grande longueur d'onde THz (par rapport à la lumière visible par exemple) et à la limite de diffraction. Cette limitation a été contournée grâce à l'imagerie en champ proche, avec laquelle une résolution d'un quart de longueur d'onde peut maintenant être atteinte, soit 100 μ m [22].

En astronomie, des renseignements sur le début de l'univers peuvent aussi être obtenus en étudiant les rayonnements THz et infrarouges lointain puisque « 98% des photons émis depuis le Big Bang sont dans le domaine submillimétrique ou infrarouge lointain » (traduction libre de [11]). Les THz peuvent aussi être utilisés en télécommunications. Les THz ont en effet une fréquence plus grande que les micro-ondes et ondes millimétriques utilisées jusqu'à maintenant dans les réseaux sans-fil, et donc les THz pourraient bien être la solution pour satisfaire la demande croissante en bande passante [23].

On note que la communication THz en espace libre sur de longues distances nécessite de forts champs THz puisque l'air contient toujours un certain taux d'humidité, ce qui atténue rapidement les THz. Comme mentionné plus tôt, un champ THz élevé est aussi nécessaire pour l'analyse d'échantillons à forte teneur en eau et pour faire de la spectroscopie non-linéaire. Cependant, la méthode de détection THz la plus courante, soit l'échantillonnage électro-optique, n'est pas adaptée aux champs THz élevés. Afin de remédier à cette situation, d'autres méthodes de détection sont nécessaires [13].

Un grand nombre de techniques de génération et de détection des THz a été développé au fil des années. La section suivante contient un aperçu des techniques de génération les plus courantes et particulièrement celles permettant de générer et détecter des

5

champs THz intenses. De plus, on se limite aux sources THz impulsionnelles ayant peu de cycles.

2.1 Méthodes de génération THz

Les méthodes de génération THz par antennes photoconductrices, par redressement optique, par redressement optique avec front d'impulsion incliné et par plasma dans l'air sont ici abordées.

2.1.1 Génération THz par antennes photoconductrices

Une des méthodes de génération THz les plus utilisées est l'antenne photoconductrice (PCA: *PhotoConductive Antenna*). Cette dernière est composée d'un semi-conducteur à haute résistivité (le GaAs est le plus courant) sur lequel ont été déposées deux électrodes. Lorsqu'on impose une différence de potentiel aux bornes de ces dernières, le semi-conducteur agit comme isolant. Si on illumine le semi-conducteur avec des photons dont l'énergie est supérieure à l'énergie de bande interdite du semi-conducteur, on crée des paires électron-trou, ce qui augmente la conductivité du semi-conducteur. Un courant proportionnel à la mobilité des porteurs de charge peut alors passer entre les électrodes. Si on envoie seulement de courtes impulsions lumineuses, on obtient des impulsions de courant dont la durée est déterminée par le temps de vie des porteurs. Or, un courant transitoire produit un champ électromagnétique, lequel a une fréquence THz si le semi-conducteur est bien choisi [24]. Chaque impulsion de courant induit donc une impulsion THz dont le champ électrique en champ lointain est donné par [25] :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{dj}{dt} \propto E_{DC} \mu \frac{dn(t)}{dt}$$
 (2.1)

 Où E_{THz} est le champ électrique THz généré t est le temps j est la densité de courant E_{DC} est le champ de polarisation dû à la différence de potentiel entre les électrodes µ est la mobilité des charges du semi-conducteur n est la densité de charges dans le semi-conducteur Différents modèles d'antennes photoconductrices ont été développés afin de produire des champs électriques THz intenses. Les antennes photoconductrices interdigitales ont ainsi été utilisées récemment par Ropagnol et al [26] pour générer 331 kV/cm. Plusieurs électrodes reliées et dont les directions de champs de polarisation sont en alternance remplacent alors les deux électrodes du modèle standard. La tension à appliquer aux bornes des électrodes est beaucoup plus petite que pour les antennes standard puisque les champs électriques produits par les différentes paires d'électrodes afin d'éviter une annulation des champs électriques émis due à l'alternance des champs de polarisation. Il faut toutefois masquer un espace sur deux entre les électrodes afin d'éviter une annulation des champs électriques émis due à l'alternance des champs de polarisation. Aucun espace entre les électrodes n'est alors bloqué et tous les champs électriques émis par l'antenne s'additionnent [27].

2.1.2 Génération THz par redressement optique

Le redressement optique (OR: *Optical Rectification*) est également une technique de génération THz très courante. Le principe est d'envoyer une impulsion pompe (visible ou infrarouge) sur un cristal afin d'y induire un changement de polarisation de deuxième ordre. La polarisation peut être exprimée par l'équation suivante [12] (on suppose ici que le vecteur polarisation et les vecteurs champs électriques sont parallèles et que la susceptibilité électrique peut être exprimée comme une constante, grâce à quoi l'équation est scalaire) :

$$P = \varepsilon_0(\chi_1 E + \chi_2 EE + \chi_3 EEE + \chi_4 EEEE + \cdots)$$
(2.2)

Comme le redressement optique correspond à un changement de polarisation d'ordre 2, seul le deuxième terme sera conservé. Le redressement optique est un phénomène d'optique non linéaire caractérisé par la génération d'une onde dont la fréquence correspond à la différence des fréquences des ondes incidentes sur le milieu non

7

linéaire. Si on suppose que le faisceau envoyé sur le cristal non linéaire contient seulement deux ondes harmoniques de fréquences ω_1 et ω_2 et d'égales amplitudes, on obtient [12][28] :

$$P_{2}^{nl} = \varepsilon_{0}\chi_{2}(\Omega = \omega_{1} - \omega_{2})E(\omega_{1})E(\omega_{2}) = \varepsilon_{0}\chi_{2}E_{0}\cos(\omega_{1}t)E_{0}\cos(\omega_{2}t)$$

$$= \frac{\varepsilon_{0}\chi_{2}E_{0}^{2}}{2}\{\cos[(\omega_{1} + \omega_{2})t] + \cos[(\omega_{1} - \omega_{2})t]\}$$
(2.3)

Le terme contenant une différence de fréquences correspond à la polarisation à plus basse fréquence qui est la source de génération d'une onde THz (si ω_1 - ω_2 se retrouve dans cette gamme de fréquences). Si maintenant le faisceau excitateur est constitué d'un paquet d'ondes, comme une impulsion laser ultra brève, on retrouve le même phénomène mais avec une somme (intégrale) pour tenir compte de toutes les fréquences qui peuvent participer au processus [28] :

$$P_2^{nl} = \varepsilon_0 \int_{impulsion} \chi_2(\Omega = \omega - (\omega - \Omega))E(\omega)E(\omega - \Omega)d\omega$$
(2.4)

Où Ω est la différence de fréquences ($\Omega = \omega_1 - \omega_2$ dans le cas précédent)

Le changement de polarisation induit par l'onde incidente se traduit donc par la génération d'ondes THz. En champ lointain, on a [29] :

$$E_{THz} \propto \frac{\partial^2 P_2^{nl}(t)}{\partial t^2}$$
(2.5)

Où E_{THz} est le champ électrique THz généré

Comme l'impulsion incidente sur le cristal est large bande, l'impulsion THz générée est aussi large bande [30].

Bien sûr, il existe des restrictions sur les cristaux pouvant être utilisés. Premièrement, il faut un cristal non centrosymétrique (pas de symétrie d'inversion), sinon tous les

éléments de χ_2 sont nuls [24]. Les éléments non nuls de χ_2 déterminent les coefficients électro-optiques d'un cristal selon ses différents axes. Les cristaux possèdent des coefficients électro-optiques très variés et il est en général avantageux de choisir un cristal à coefficient électro-optique élevé si on veut générer un champ THz élevé [12]. Un autre critère doit toutefois être respecté pour une génération THz efficace : l'accord de phase [28] :

$$\vec{k}_{\Omega_{\text{THz}}} = \vec{k}_{\omega} - \vec{k}_{\omega - \Omega_{\text{THz}}}$$

$$\Rightarrow \frac{k_{\Omega_{\text{THz}}}}{\Omega_{\text{THz}}} = \frac{\partial k}{\partial \omega}$$
(2.6)

Où k est le nombre d'onde ω est la fréquence de l'onde pompe Ω_{THz} est la fréquence de l'onde THz $\frac{\partial k}{\partial \omega}$ est la vitesse de groupe de l'onde pompe

Cela revient à dire que la vitesse de phase de l'onde THz dans le cristal doit être égale à la vitesse de groupe de l'onde pompe dans le cristal. Si l'accord de phase n'est pas respecté, il y aura déphasage des ondes lors de leur propagation, ce qui peut mener à une interférence destructive et donc à une diminution de l'intensité THz à la sortie du cristal. Comme la condition d'accord de phase est difficile à remplir, on définit une longueur de cohérence dans le cristal qui représente la distance maximale que peuvent parcourir les faisceaux dans le cristal avant que la différence de phase entre le faisceau THz n'atteigne la condition d'interférence destructive (π) [12][29] :

$$l_{c}(\omega_{THz}) = \frac{\pi}{k_{01} - k_{02} - k_{THz}} = \frac{\pi c}{\Omega_{THz} |n_{opt \; eff}(\omega_{0}) - n_{THz}(\Omega_{THz})|}$$
(2.7)

On note que, comme les faisceaux THz et pompe sont large bande, il est impossible que toutes les fréquences soient en accord de phase en même temps. Il s'en suit que certaines fréquences subissent une interférence destructive même si l'épaisseur du cristal est plus petite que la longueur de cohérence moyenne. En règle générale, plus le cristal est épais, plus il y a de fréquences qui ne respectent pas la longueur de cohérence et donc plus le spectre THz émis est étroit [12].

Le choix d'un bon cristal doit également tenir compte de l'absorption par les phonons optiques. En effet, certains cristaux possèdent des phonons optiques dont les fréquences d'absorption se situent dans la gamme THz [24]. Le Tableau 2.1 résume les caractéristiques de quelques cristaux utilisés pour le redressement optique.

Cristal	Coefficient électro-optique (pm/V)	Indice de phase THz à 1 THz	Indice de groupe pompe à 800 nm	Indice de groupe pompe à 1550 nm	Premier phonon optique (THz)	Coefficient d'absorption THz à 1 THz (cm ⁻¹)
DAST	r₁1=160 à 820 nm [28]	2,58 à 0,8 THz [31]	3,39 [31]	2,25 [31]	1,1 [12]	50 à 0,8 THz [31]
GaAs	r ₄₁ =1,43 à 1150 nm [28]	3,59 [31]	4,18 [31]	3,56 [31]	8,1 [30]	0,5 [31]
GaP	r₄1=0,97 à 632,8 nm [32]	3,34 [31]	3,67 [31]	3,16 [31]	11 [30]	0,2 [31]
GaSe	1,7 à 800 nm [33]	3,27 [31]	3,13 [31]	2,18 [31]	6,4 [30]	0,5 [31]
LiNbO ₃	r₃₃=30,9 et r₅₁=32,6 à 633 nm [28]	4,96 [31]	2,25 [31]	2,18 [31]	7,7 [30]	16 [33]
ZnTe	r ₄₁ =4,04 à 633 nm [28]	3,17 [31]	3,13 [31]	2,81 [31]	5,3 [30]	1,3 [31]

Tableau 2.1 : Le choix du cristal dépend beaucoup de l'application et du type de montage

Un des cristaux les plus couramment utilisés est le tellurure de zinc (ZnTe). La raison est très simple : ses indices de phase THz et de groupe à 800 nm sont presqu'identiques et donc l'accord de phase est facilement respecté. Comme 800 nm correspond plutôt bien à la longueur d'onde centrale d'un laser Ti-saphir, le ZnTe est un choix très pratique. Par contre, son coefficient électro-optique est relativement faible, et donc ce n'est pas le meilleur choix si on veut générer un champ THz très élevé. Le plus grand coefficient électro-optique du tableau appartient au cristal 4-diméthylamino-4-stilbazoliumtosylate (DAST), avec lequel des champs électriques atteignant 6,2 MV/cm

ont été générés en 2015 par Vicario et al [34] avec un laser à 1250 nm. Par contre, le DAST est un cristal très fragile et possède un coefficient d'absorption THz très élevé, donc il est facilement dommageable par manipulations ou par une trop haute intensité laser. Le deuxième plus grand coefficient électro-optique du tableau appartient au niobate de lithium (LiNbO₃), lequel possède une meilleure résistance aux hautes intensités laser. Par contre, ses indices de phase THz et de groupe de pompe ne correspondent pas du tout. Pour cette raison, un montage différent a été développé spécifiquement pour ce cristal : le redressement optique avec front d'impulsion incliné.

2.1.3 Génération THz par redressement optique avec front d'impulsion incliné

Il a été dit plus haut que la condition d'accord de phase est remplie si la vitesse de phase de l'onde THz dans le cristal est égale à la vitesse de groupe de l'onde pompe dans le cristal pour deux ondes colinéaires, selon l'équation (2.6). Or, comme l'équation des nombres d'onde est vectorielle, il est aussi possible de remplir la condition avec des orientations différentes de vecteurs d'onde. On obtient alors la condition suivante [35] :

$$v_{opt, groupe}\cos(\theta) = v_{THz,phase}$$
 (2.8)

Où v_{opt, groupe} est la vitesse de groupe de l'onde optique
 v_{THz, phase} est la vitesse de phase de l'onde THz
 θ est l'angle entre les directions de propagation des ondes optique et THz

Pour remplir cette nouvelle condition, il convient d'incliner le front d'onde de l'impulsion optique avant qu'il n'atteigne le cristal, et ce à l'aide d'un réseau de diffraction. La Figure 2.2 illustre cette méthode. La méthode du redressement optique avec front d'impulsion incliné dans un cristal de LiNbO₃ a été utilisée par Hirori et al [36] pour générer des impulsions THz allant jusqu'à 1,2 MV/cm.



Figure 2.2 : Schéma du redressement optique avec front d'impulsion incliné. Avant le réseau de diffraction, la direction de propagation et le front d'onde (lignes parallèles noires) de l'impulsion laser sont perpendiculaires. Après le réseau, le front d'onde est incliné et donc la direction de propagation et le front d'onde ne sont plus perpendiculaires. Le faisceau laser arrive avec une direction perpendiculaire à la face d'entrée dans le cristal de LiNbO₃, mais il se propage dans le cristal avec une vitesse de groupe effective diminuée due à l'angle de son front d'onde. Le faisceau THz est généré perpendiculairement au front d'onde laser. Le cristal est taillé à un angle θ déduit de l'équation (2.8) afin que l'onde THz puisse sortir perpendiculairement à la face de sortie du cristal. À 800 nm, θ =63° [37].

2.1.4 Génération THz par plasma dans l'air

Il existe différentes méthodes de génération THz par plasma dans l'air. La plus simple consiste à focaliser une impulsion laser femtoseconde intense dans l'air, ce qui génère un plasma. La force pondéromotrice dans le plasma au point focal laser induit une séparation des charges : les électrons sont accélérés très rapidement alors que les ions, qui ont une inertie beaucoup plus grande, sont immobiles durant le court laps de temps de l'impulsion laser. C'est la séparation ultra rapide des charges et donc l'impulsion de courant produite dans le plasma qui induit la génération d'une impulsion large bande contenant des THz [13][38]. Pour augmenter l'efficacité de génération, on peut imposer un champ continu au plasma afin d'y accélérer les charges et d'augmenter le courant qui circule dans le plasma, menant à un champ THz généré plus grand [29][39]. Une autre méthode, la génération à deux couleurs, permet de

générer des champs THz encore plus élevés. Le principe est de focaliser l'impulsion laser et sa seconde harmonique au même point focal, ce qui encore une fois génère un plasma et conduit à la génération THz. La description théorique de ce phénomène est encore sujet à discussions dans la communauté scientifique [13]. Les champs THz les plus intenses, soit plus de 8 MV/cm par Oh et al [40] en 2014, sont toutefois produits par filamentation laser. Le principe de génération THz est le même que pour la génération à deux couleurs mais en ajoutant la filamentation. La filamentation survient dans le cas où un faisceau laser femtoseconde intense se propage dans un milieu transparent ionisable : l'impulsion subit en même temps un effet Kerr d'auto-collimation et un effet de décollimation dû au plasma. L'impulsion focalisée diverge donc moins vite qu'en des conditions normales, ce qui augmente sa longueur d'interaction avec le plasma et génère ainsi plus de THz [41].

2.2 Méthodes de détection THz

Les méthodes de détection THz avec échantillonnage équivalent par antennes photoconductrices, par échantillonnage électro-optique et par plasma dans l'air sont ici abordées.

2.2.1 Échantillonnage en temps équivalent

Une impulsion THz possède une durée de l'ordre de la picoseconde, et donc l'électronique standard n'est pas assez rapide pour échantillonner plusieurs points d'une même impulsion et en reconstituer la forme. La technique d'échantillonnage en temps équivalent doit être utilisée. Pour cela, le signal à mesurer doit absolument être périodique, ce qui est le cas pour l'impulsion THz puisqu'elle est répétée plusieurs fois dans le temps (à chaque impulsion du laser). On utilise en général une ligne à retard afin de varier le délai entre l'impulsion THz et l'impulsion laser sonde. Pour chaque délai, on peut échantillonner un point différent de l'onde THz. En déplaçant la ligne à retard entre chaque mesure, il est donc possible d'échantillonner la forme d'onde THz point par point (voir Figure 2.3) [28]. L'échantillonnage en temps équivalent est possible parce que l'impulsion sonde utilisée pour échantillonner est beaucoup plus courte que

l'impulsion THz. On note que cette technique est souvent effectuée à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone et que plusieurs mesures sont alors acquises pour chaque position de la ligne à retard afin de diminuer le bruit mesuré.



Figure 2.3: Lors de l'échantillonnage en temps équivalent, plusieurs impulsions identiques (représentées en haut de la figure) sont échantillonnées une à la fois afin de reconstituer la forme de l'onde (inspiré de Coutaz [28]).

2.2.2 Détection THz par antennes photoconductrices

Le principe de la détection par antennes photoconductrices est similaire à celui de la génération. Comme pour la génération, une impulsion laser (visible ou infrarouge) est envoyée sur le semi-conducteur composant l'antenne, entre les deux électrodes, afin de diminuer sa résistance. Par contre, contrairement à la génération, on n'impose aucune différence de potentiel entre les électrodes ; ici, c'est le champ THz incident qui agit sur le déplacement des photoporteurs. Un courant peut alors passer entre les deux électrodes. En mesurant ce courant, on peut déterminer le champ THz en utilisant l'expression qui lie les deux, soit [30] :

$$J(t) = \int_{-\infty}^{t} \sigma_{s}(t - t') E_{THz}(t') dt'$$
 (2.9)

Les antennes photoconductrices sont principalement utilisées pour la détection de champs électriques THz faibles et moyennement élevés. En effet, un fort champ électrique THz pourrait induire des effets non linéaires dans le semi-conducteur et la formule ci-haut ne serait alors plus valide [13].

2.2.3 Détection THz par échantillonnage électro-optique

L'échantillonnage électro-optique (EOS) est une technique basée sur l'effet Pockels, qui est l'inverse du redressement optique (voir section 2.1.2). L'effet Pockels est l'induction d'une biréfringence dans un cristal non linéaire par une onde DC. Dans le cas de la détection THz par échantillonnage électro-optique, on approximera que l'onde THz est une onde DC puisque sa fréquence est beaucoup plus petite que l'onde visible ou proche infrarouge utilisée comme sonde. L'onde THz est donc envoyée sur un cristal non centrosymétrique, ce qui induit un changement de l'ellipsoïde de polarisation dans le cristal, et donc de l'ellipsoïde des indices de réfraction du cristal. Par exemple, pour un cristal de ZnTe (ou tout autre cristal avec une structure de type blende), l'ellipsoïde des indices devient [29] :

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41}E_xyz + 2r_{41}E_yzx + 2r_{41}E_zxy = 1$$
(2.10)

Où x, y, z sont les coordonnées spatiales correspondant aux axes du cristal n₀ est l'indice de réfraction du cristal sans exposition THz r₄₁ est le coefficient électro-optique du cristal E_x, E_y, E_z, sont les champs électriques THz appliqués selon les axes x, y, z

L'onde THz induit donc une biréfringence dans le cristal non linéaire. Cette biréfringence est sondée par un deuxième faisceau envoyé sur le cristal. Ce faisceau, visible ou proche infrarouge, subit un changement de polarisation lors de son passage dans le cristal biréfringent puisque la composante optique parallèle à l'axe lent du cristal subit un retard de phase par rapport à la composante optique parallèle à l'axe rapide du cristal [29] :

$$\Delta \phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \Delta n \tag{2.11}$$

Pour un faisceau orthogonal à un cristal de ZnTe orienté (110) avec un champ électrique orienté selon l'axe (-110) du cristal, soit la position optimale [42] :

$$\Delta \phi = \frac{2\pi dn_0^3 r_{41} E_{THz}}{\lambda} \tag{2.12}$$

Où E_{THz} est le champ électrique THz

En mesurant le changement de polarisation, soit le déphasage, il est donc possible de calculer la grandeur du champ électrique THz ayant causé la biréfringence. Pour ce faire, on se sert en général d'une détection balancée telle que présentée à la Figure 2.4. Un couple de photodiodes et un prisme Wollaston sont alors utilisés pour mesurer les composantes orthogonales s et p de la polarisation de l'impulsion laser. Les signaux provenant des photodiodes sont ensuite dirigés vers un amplificateur à détection synchrone où ils sont soustraits et filtrés. La différence des signaux est proportionnelle au champ THz à condition d'avoir au préalable ajusté la position de la lame quart d'onde du montage pour que la différence soit nulle sans champ THz [43] :

$$M = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{1}{2} (1 + \sin(\Delta\phi)) - \frac{1}{2} (1 - \sin(\Delta\phi)) = \sin(\Delta\phi) \approx \Delta\phi$$
(2.13)

Où M est la modulation mesurée avec les photodiodes l_i est l'intensité de la photodiode i

Il faut préciser qu'on a supposé $\Delta \phi <<1$ afin d'obtenir une formule linéaire, et donc on ne peut utiliser cette formule qu'avec de petites différences de phase. En combinant les formules (2.12) et (2.13), on obtient :

$$E_{THz} = \frac{M\lambda}{2\pi dn_0^3 r_{41}} \tag{2.14}$$



Figure 2.4 : Schéma d'un montage de détection électro-optique. Le montage est constitué d'un cristal de détection (ici ZnTe), d'une lame quart d'onde (*N*4), d'une lentille, d'un prisme Wollaston et de deux photodiodes. En l'absence de champ THz, une impulsion laser dont la polarisation est linéaire et orientée à 45° de la lame quart d'onde obtient une polarisation circulaire après cette dernière. Le prisme Wollaston a pour fonction de séparer les polarisations s et p, l'intensité de chacune étant mesurée par une photodiode différente. Dans le cas sans champ THz, comme la polarisation est circulaire avant le prisme Wollaston, les deux photodiodes reçoivent la même intensité lumineuse. La détection est alors balancée. Si le cristal est éclairé par une impulsion THz, le cristal devient biréfringent. Une impulsion laser traversant le cristal au même moment voit donc sa polarisation changée en fonction de l'orientation du cristal. La polarisation de l'impulsion à la sortie du cristal est donc elliptique. À cause de ce changement, la polarisation après la lame quart d'onde sera aussi elliptique et les intensités sur les photodiodes seront différentes (adapté de [43]).

2.2.4 Sur-rotation lors de l'échantillonnage électro-optique

On note à la formule (2.13) que la modulation est bornée par -1 et 1 pour des différences de phase de $-\pi/2$ et $\pi/2$ respectivement. Si la différence de phase dépasse $\pi/2$, la modulation diminue au lieu d'augmenter puisqu'elle a un comportement sinusoïdal. Ce problème relié à la détection électro-optique est appelé la sur-rotation. Comme une grande différence de phase est en général causée par un haut champ électrique, l'EOS ne peut être utilisé que pour la détection de champs THz faibles si on veut éviter la sur-rotation.

Il existe bien sûr des façons de contourner le problème de la sur-rotation et de détecter des champs THz élevés. Selon la formule (2.12), on peut obtenir une plus petite différence de phase en utilisant un cristal de détection plus mince ou ayant un coefficient électro-optique plus faible. Dans le premier cas, il faut savoir qu'une impulsion THz incidente sur un cristal génère toujours des réflexions, lesquelles peuvent aussi être détectées. Plus le cristal est mince, plus la réflexion se rapproche temporellement de l'impulsion principale et donc plus on doit réduire la fenêtre temporelle de la mesure afin d'éviter de mesurer la réflexion. Or, une courte fenêtre temporelle signifie aussi une faible résolution fréquentielle, ce qui n'est en général pas désirable. De plus, un cristal plus mince signifie également une longueur d'interaction plus courte des ondes dans le cristal, ce qui se solde par une diminution du rapport signal sur bruit (SNR: Signal-to-Noise Ratio) [37]. Dans le deuxième cas, il est effectivement possible d'utiliser un cristal à plus faible coefficient électro-optique que le ZnTe, par exemple le phosphure de gallium (GaP), et avec lequel il est beaucoup plus difficile d'obtenir la sur-rotation. Par contre, le rapport signal sur bruit mesuré est alors moins élevé.

La solution la plus commune à la sur-rotation est l'ajout de gaufres de silicium dans le montage juste avant le cristal de détection (voir Figure 2.5). Une partie de l'impulsion THz (30%) est réfléchie sur chaque gaufre de silicium. Le but est d'ajouter assez de gaufres de silicium pour que le champ THz atteignant le cristal soit à la fois sous la limite de sur-rotation et dans le régime linéaire ($sin(\Delta \phi) \approx \Delta \phi$). Toutefois, ajouter plusieurs gaufres de silicium peut causer certaines déformations dans le champ THz

18
détecté. De plus, un champ THz élevé peut induire des effets non linéaires dans le silicium et la réflexion sur chaque gaufre est alors plus faible que 30%. Également, des réflexions THz multiples sur les gaufres de silicium se trouvent toujours à la queue de l'impulsion principale dans une mesure, ce qui limite la longueur d'acquisition temporelle et donc la résolution fréquentielle.



Figure 2.5 : Illustration de la sur-rotation dans une impulsion THz mesurée par EOS. Il y a surrotation (courbe en rouge) lors de la détection de champs électriques élevés avec un cristal de ZnTe de 2 mm. On peut éviter la sur-rotation en ajoutant 7 gaufres de silicium dans le chemin optique avant le cristal de détection (courbe en noir).

Bien sûr, si on ajoute des gaufres de silicium dans le montage, il faut en tenir compte lors du calcul du champ THz. En ajoutant aussi les pertes par réflexion sur le cristal de détection, on obtient :

$$E_{THz} = \frac{M\lambda}{2\pi dn_0^3 r_{41} T \cdot 0.7^N}$$
(2.15)

Où T est le coefficient de transmission à travers le cristal de détection N est le nombre de gaufres de Si. Chaque gaufre transmet 70% de l'onde THz.

2.2.5 Détection THz par plasma dans l'air

Il existe deux méthodes de détection THz par plasma dans l'air appelées THz-ABCD. La première est la détection cohérente THz par claquage de l'air (*THz Air Breakdown Coherent Detection*). Le principe est très similaire à la génération THz par plasma dans l'air : un laser femtoseconde est focalisé dans l'air, ce qui génère un plasma dont les charges sont accélérées. Si on envoie une impulsion THz à détecter sur le plasma en même temps (ou presque) que l'impulsion laser, il y aura génération de la deuxième harmonique du faisceau laser. En détectant cette deuxième harmonique à l'aide d'un tube photomultiplicateur, on peut déduire le champ THz [29] :

$$I_{2\omega} \propto |E_{2\omega}|^2 \propto (\chi^{(3)} E_{\omega} E_{\omega})^2 E_{THz}^2$$
 (2.16)

 $\begin{array}{lll} \text{Où} & I_{2\omega} \text{ est l'intensité de la seconde harmonique du laser} \\ \chi^{(3)} \text{ est le coefficient non linéaire de 3e ordre du plasma} \\ E_{\omega} \text{ est le champ électrique laser} \\ E_{2\omega} \text{ est le champ électrique de la seconde harmonique du laser} \\ E_{\text{THz}} \text{ est le champ électrique THz} \end{array}$

Malheureusement, comme on ne mesure que l'intensité de la seconde harmonique, on ne peut pas mesurer le champ électrique de façon cohérente. Pour obtenir une détection cohérente, il faut utiliser une intensité laser très intense. À haute intensité de pompe, la lumière blanche générée par le plasma contient une composante de seconde harmonique non négligeable qui doit être considérée dans le calcul [44] :

$$I_{2\omega} \propto |E_{2\omega}|^2 \propto (\chi^{(3)} E_{\omega} E_{\omega})^2 E_{THz}^2 + 2(\chi^3 E_{\omega} E_{\omega}) E_{THz} E_{L0}^{2\omega} + (E_{L0}^{2\omega})^2$$
(2.17)

Où E_{LO}^{2ω} est le champ électrique de la seconde harmonique provenant du plasma

Si le champ de la deuxième harmonique provenant du plasma est assez haut, le premier terme de la formule (2.17) devient négligeable et l'intensité détectée par le tube photomultiplicateur est alors proportionnelle au champ électrique THz, rendant la méthode de détection cohérente. Bien sûr, un inconvénient est qu'on ne peut pas détecter un champ THz trop grand (ou il faut compenser avec l'intensité du laser pompe) puisque le premier terme de la formule (2.17) ne serait alors plus négligeable.

La deuxième méthode THz-ABCD est la détection cohérente THz dans l'air avec tension de polarisation (*THz Air Bias Coherent Detection*). Cette méthode nécessite une

intensité laser moins grande, mais un champ électrique AC doit être appliqué à proximité du point focal. L'intensité détectée avec un photodétecteur est alors de [29] :

$$I_{2\omega} \propto |E_{2\omega}|^2 \propto (\chi^{(3)}I_{\omega})^2 (E_{THz}^2 + 2E_{THz}E_{bias} + E_{bias}^2)$$
(2.18)

Où E_{bias} est le champ électrique alternatif imposé au plasma

La modulation du champ électrique appliqué permet d'utiliser un amplificateur à détection synchrone afin de mesurer uniquement le deuxième terme oscillant à la fréquence du signal AC appliqué. On mesure donc une intensité proportionnelle au champ électrique THz. On a alors [29][43][45] :

$$I_{2\omega} \propto 2 \left(\chi^{(3)} I_{\omega}\right)^2 E_{bias} E_{THz}$$
(2.19)

Où E_{bias} est le champ électrique alternatif imposé au plasma

Ce type de détection permet d'améliorer la largeur de bande de la mesure comparé à la détection électro-optique vue précédemment. Il n'y a pas non plus de réflexions multiples du laser sur les faces du cristal électro-optique ou du substrat photoconducteur, ni de danger d'endommager le matériau détecteur par une trop haute intensité laser. Par contre, les très hautes intensités laser et les hautes tensions parfois nécessaires sont clairement une limitation matérielle.

3 DESCRIPTION DU MONTAGE SDI INITAL

3.1 Systèmes de détection SDI en général

L'interférométrie dans le domaine fréquentiel (SDI) est une technique de détection utilisée dans plusieurs domaines. Un montage standard basé sur un interféromètre de Michelson est présenté à la Figure 3.1. Le principe est d'abord de séparer en deux un faisceau provenant d'une source cohérente (souvent une impulsion laser). Le premier faisceau sert à sonder l'échantillon alors que le deuxième sert de référence. Dans le cas présenté ici, le faisceau d'échantillon est réfléchi sur l'échantillon alors que le faisceau de référence est réfléchi sur un miroir plan. Les deux faisceaux sont ensuite recombinés ensemble et dirigés vers un spectromètre. Le spectromètre est typiquement composé d'un réseau de diffraction, qui sépare spatialement les longueurs d'onde constituantes de chacun des deux faisceaux, suivi d'un réseau de photodétecteurs, qui enregistre l'intensité lumineuse en fonction de la longueur d'onde. Comme les faisceaux sont cohérents, ils interfèrent et le détecteur mesure donc des franges. Après transformation numérique de l'espace des longueurs d'onde vers l'espace des nombres d'onde ($k = \frac{2\pi}{4}$), l'intensité des franges peut être décrite par la formule suivante :

$$I(k) = I_{\acute{e}}(k) + I_{r}(k) + 2\sqrt{I_{\acute{e}}(k)I_{r}(k)}\cos(kL + \phi_{0})$$
(3.1)

 $\begin{array}{lll} O \grave{u} & \mbox{ I est l'intensité des franges} \\ I_{\acute{e}} \mbox{ est l'intensité de l'impulsion réfléchie sur l'échantillon} \\ I_r \mbox{ est l'intensité de l'impulsion réfléchie sur la référence, soit le miroir} \\ k \mbox{ est le nombre d'onde} \\ L \mbox{ est la différence de chemin optique entre les faisceaux d'échantillon et de référence} \\ au \mbox{ spectrom} \mbox{ tre} \\ \Phi_0 \mbox{ est une constante de phase} \end{array}$



Figure 3.1 : Montage SDI type : une lame séparatrice sépare une impulsion incidente en deux impulsions. Une des deux impulsions suit le chemin du bras d'échantillon alors que l'autre suit le bras de référence. Les deux impulsions sont ensuite recombinées par la même lame séparatrice et interfèrent dans un spectromètre.

Selon la formule (3.1), la fréquence d'oscillation des franges est donnée par la différence de chemin optique entre les impulsions d'échantillon et de référence. La fréquence peut être extraite à l'aide d'une transformée de Fourier de l'interférogramme en nombre d'onde k. On peut alors en déduire la position de l'échantillon ou même la topographie de l'échantillon si ce dernier est déplacé latéralement entre deux mesures.

La détection SDI peut être utilisée à plusieurs desseins. On note entre autres la mesure de petites distances à haute résolution [46], le radar atmosphérique [47], la microscopie de phase [48] et l'imagerie d'artères par ultrason [49]. Son application la plus courante et la plus connue est toutefois la tomographie en cohérence optique (OCT: *Optical Coherence Tomography*). Il existe trois types d'OCT : l'OCT dans le domaine temporel (TD-OCT: *Time Domain OCT*), l'OCT dans le domaine fréquentiel (SD-OCT: *Spectral Domain OCT*) et l'OCT avec une source à balayage en fréquences (SS-OCT: *Swept Source OCT*), qui est une variante du SD-OCT. Seule la technique SD-OCT sera ici détaillée.

Le montage SD-OCT est le même que celui présenté à la Figure 3.1. La source cohérente est alors une source infrarouge à large bande, c'est-à-dire qu'elle contient une large plage de fréquences et donc possède une très faible longueur de cohérence. Pour cette raison, il y aura interférence entre le faisceau d'échantillon et le faisceau de référence seulement si la différence de chemin optique entre les deux est plus petite ou égale à la longueur de cohérence de la source. Au spectromètre, au lieu d'observer un nombre infini de franges, on observera donc un patron d'interférence local composé d'un nombre fini de franges.

La Figure 3.2 illustre le principe de fonctionnement du SD-OCT. Un faisceau incident sur un échantillon semi transparent est alors réfléchi par chaque interface entre deux indices de réfraction différents. Par exemple, on peut supposer qu'un premier rayon lumineux est réfléchi par la surface d'entrée dans l'échantillon, un deuxième par une structure interne de l'échantillon et un troisième par la surface de sortie de l'échantillon. Après avoir été réfléchis par l'échantillon, ces trois rayons sont dirigés vers le spectromètre, où leurs longueurs d'onde constituantes sont séparées spatialement par un réseau de diffraction. Le faisceau de référence atteint lui aussi le réseau de diffraction et interfère ensuite avec chacun des rayons réfléchis par l'échantillon. Comme le chemin optique parcouru par chacun des trois rayons réfléchis par l'échantillon est différent, leur différence de chemin optique avec le faisceau de référence est également différent. Les trois patrons d'interférence produits auront donc des fréquences d'oscillation différentes selon l'équation (3.1). Ces trois patrons d'interférence sont détectés et additionnés par le réseau de photodétecteurs. En faisant la transformée de Fourier du patron d'interférence total, on obtient trois pics correspondant aux trois différences de chemin optique, soit un profil en profondeur de l'échantillon. On peut obtenir un scan 3D de l'échantillon en balayant sa surface avec le faisceau d'échantillon [50].



Figure 3.2 : Principe de fonctionnement du SD-OCT (modifié de [51]).

L'OCT en général a été utilisée dans un très grand nombre d'applications dont la détection du glaucome [52], la mesure du mouvement des tissus oculaires à des fins de diagnostics de maladies oculaires [53], la différenciation de tissus [54][55] et la métrologie de pièces industrielles [56]. L'OCT dans le domaine fréquentiel offre des avantages tels qu'une meilleure sensibilité et une acquisition plus rapide que l'OCT dans le domaine temporel [57]. La Figure 3.3 montre un exemple d'image acquise par SD-OCT.



Figure 3.3 : Coupe en profondeur d'un doigt acquise par SD-OCT : a) empreintes digitales ; b) ongle (reproduit de lftimia et al [54] avec la permission de AIP Publishing).

3.2 Détection THz par interférométrie dans le domaine fréquentiel (SDI)

Dans la section 2.2, nous avons décrit plusieurs méthodes de détection, dont la plus courante est l'échantillonnage électro-optique (EOS). L'EOS est toutefois limité par la sur-rotation pour les forts champs THz. Alors que différentes méthodes existent pour contourner la limite de sur-rotation, ces dernières comportent toujours des inconvénients tels que la diminution du rapport signal sur bruit, une longueur d'acquisition temporelle limitée ou la déformation de l'impulsion THz détectée. Une méthode de détection électro-optique alternative serait donc avantageuse pour la mesure de champs THz intenses.

En 2012, Sharma et al [1] ont développé une nouvelle méthode de détection électrooptique basée sur un système SDI. La technique permet de mesurer le changement de phase subi par l'onde sonde lorsqu'elle traverse le cristal électro-optique par interférométrie au lieu de mesurer son changement de polarisation avec un polariseur. Le montage SDI utilisé en laboratoire est présenté à la Figure 3.4.



Figure 3.4 : Montage utilisé par Sharma et al [37] pour démontrer le SDI. Une impulsion infrarouge est d'abord séparée en deux : la première partie est utilisée pour la génération alors que la deuxième partie est utilisée comme sonde pour la détection THz. La génération THz est effectuée par redressement optique avec front d'onde incliné dans un cristal de LiNbO₃ et les impulsions THz émises (faisceau vert dans l'illustration) sont guidées jusqu'au cristal de détection par des miroirs paraboliques. Les polariseurs à grille métallique placés entre le premier et le deuxième miroir parabolique ont pour but de varier la grandeur du champ électrique se rendant au cristal lors de la caractérisation du système. Un éventuel échantillon devrait être placé au focus THz, entre le deuxième et le troisième miroir parabolique. L'impulsion sonde est quant à elle divisée en deux impulsions consécutives par une plaque de verre. Les deux impulsions sont ensuite dirigées à travers une lentille (L1) vers le cristal de détection, colinéairement au faisceau THz. Pour ce faire, elles passent à travers un trou au centre du dernier miroir parabolique. Après le cristal, les impulsions sont focalisées dans un spectromètre par une lentille cylindrique (L2).

Lors de la détection THz SDI, l'impulsion sonde est temporellement divisée en deux avant d'atteindre le cristal de détection. La division est effectuée à l'aide d'une plague de verre : l'impulsion laser réfléchit d'abord sur la face extérieure de la plaque de verre, puis sur sa face intérieure, ce qui crée deux impulsions consécutives. La première impulsion atteint le cristal 3 ps avant la deuxième impulsion. En ajustant les longueurs des chemins optiques sonde et THz, on peut obtenir que la première impulsion sonde traverse le cristal avant l'impulsion THz alors que la deuxième impulsion sonde traverse en même temps que l'impulsion THz (voir Figure 3.5). La première impulsion sert de référence, alors que la seconde impulsion sonde est déphasée par le cristal biréfringent et contient donc l'information à mesurer. Les deux impulsions sonde sont ensuite dirigées vers un spectromètre constitué d'un réseau de diffraction, d'une lentille cylindrique et d'une caméra CCD. Les deux impulsions sonde sont diffractées par le réseau, suite à quoi elles interfèrent ensemble. On observe donc des franges sur la caméra, avec une intensité donnée par la formule (3.1). Ici, ce sont les différences de phase instantanées entre chacune des composantes de Fourier des deux impulsions sonde qu'on veut extraire puisqu'elles sont induites par le champ THz et proportionnelles à ce dernier. Les différences de phase instantanées peuvent être extraites comme suit :

$$\phi(z) = \arctan\left(\frac{Im\{F[I(k)]\}}{Re\{F[I(k)]\}}\right)$$
(3.2)

Où $\phi(z)$ est la différence de phase instantanée entre les deux impulsions sonde Im{x} est la partie imaginaire de x Re{x} est la partie réelle de x F[I(k)] est la transformée de Fourier de l'intensité des franges I(k) (voir formule (3.1))

Pour le calcul du champ THz instantané, on sélectionne généralement la valeur du déphasage correspondant à la fréquence centrale de l'impulsion sonde. Comme mentionné à la section 2.2.1 et observé à la Figure 3.5, l'impulsion sonde est beaucoup plus courte que l'impulsion THz, et donc on peut approximer que la phase calculée correspond à un seul point de l'onde THz. Pour mesurer l'onde THz complète, la plaque de verre est placée sur une ligne à retard qui permet de varier la différence de chemin optique entre les impulsions sonde et THz. Pour chaque position de la ligne à retard, et donc pour chaque point de l'impulsion THz, la phase doit être calculée. On note que,

comme la phase est calculée à l'aide d'une fonction tangente inverse, le résultat est toujours compris entre $-\pi/2$ et $\pi/2$. Pour éviter les sauts de phase et ainsi obtenir une forme d'onde continue, un algorithme de déroulement de phase standard est utilisé.



Figure 3.5 : Synchronisation des impulsions THz et sonde sur le cristal. L'impulsion verte correspond à l'impulsion THz alors que les impulsions rouges plus courtes correspondent aux deux impulsions sonde.

Lors de l'échantillonnage électro-optique standard, on voulait mesurer la différence de phase entre les composantes s et p de l'impulsion sonde passant à travers le cristal biréfringent. Ici, on veut plutôt mesurer la différence de phase entre deux impulsions sonde, une ayant passé à travers le cristal biréfringent et l'autre ayant passé à travers le même cristal mais sans biréfringence. Comme la technique SDI est basée sur l'interférométrie, la phase maximale détectable est théoriquement limitée par la longueur de cohérence de la source. Toutefois, l'échantillonnage discret du patron d'interférence par les pixels de la caméra CCD limite la phase maximale détectable réelle à une valeur inférieure à cette limite théorique. En effet, selon l'équation (3.1), plus la phase mesurée est grande, plus la fréquence d'oscillation des franges devient grande. Or, selon Nyquist, un signal doit être échantillonné avec une fréquence au moins deux fois plus grande que celle à échantillonner. En d'autres mots, un interférogramme ne peut pas être échantillonné s'il y a trop de franges pour le nombre de pixels de la caméra. La phase maximale détectable par le spectromètre est appelée gamme de profondeur (*depth range*). Si la caméra du spectromètre contient N pixels,

on peut échantillonner $\frac{N}{2}$ franges au maximum selon le critère de Nyquist. Dans ce cas, selon la formule (3.1), on obtient :

$$(\Delta k_{spectro}) L_{max} = 2\pi \frac{N}{2}$$

$$\Rightarrow L_{max} = \frac{\pi N}{\Delta k_{spectro}}$$
(3.3)

Où $\Delta k_{spectro}$ est la gamme spectrale du spectromètre L_{max} est différence de chemin optique maximum détectable N est le nombre de pixels de la caméra CCD (perpendiculairement aux franges)

La gamme spectrale du spectromètre est choisie en fonction de la source utilisée. En effet, si la gamme spectrale est trop petite, une partie du spectre est perdue, et si elle est trop grande, la résolution après FFT est réduite. On pose donc comme critère que la résolution après FFT doit correspondre à la résolution axiale du système, soit la distance minimum entre deux objets pouvant être résolus par le spectromètre. La résolution axiale est définie comme la largeur à mi-hauteur (FWHM) du spectre de la source après FFT. Pour une source gaussienne, on obtient [50] :

$$r\acute{e}solution \ axiale = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_{source}}$$
(3.4)

Où λ_0 est la longueur d'onde centrale de la source $\Delta \lambda_{source}$ est la largeur de bande de la source

La distance entre chaque point dans le domaine des distances (donc après FFT), est donnée par :

$$\delta z = \frac{2\pi}{\Delta k_{spectro}} = résolution \ axiale = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda_{source}}$$

$$\Rightarrow \Delta k_{spectro} = \frac{2\pi^2}{2\ln(2)} \frac{\Delta \lambda_{source}}{\lambda_0^2}$$
(3.5)

Où δz est la distance entre chaque point z

En insérant ce résultat dans l'équation (3.3), on obtient une différence de chemin optique maximum détectable de [37] :

$$L_{max} = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{N}{2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda_{source}}$$
(3.6)

La source utilisée ayant une longueur d'onde de 790 nm et une largeur de bande de 40 nm et la caméra ayant 1024 pixels, la gamme de profondeur théorique est de 3,53 mm. En considérant qu'une différence de phase de 2π correspond à une longueur d'onde du laser, la différence de phase maximale mesurable est donc de 8 924 π , comparé à $\pi/2$ pour l'EOS [1]. Un autre avantage du SDI par rapport à l'EOS est qu'aucun amplificateur à détection synchrone n'est nécessaire, ce qui rend le montage plus accessible.

Malgré son excellente performance en ce qui a trait à la différence de phase maximum détectable, le système SDI présente aussi ses inconvénients. D'abord, l'utilisation d'une plaque de verre pour séparer temporellement l'impulsion sonde en deux limite la longueur d'acquisition temporelle de l'impulsion THz. En effet, la première impulsion sonde ne doit pas être superposée au champ THz, et donc on ne peut acquérir que 3 ps de l'impulsion THz, soit le temps séparant les deux impulsions sonde. La fenêtre temporelle limitée entraîne une résolution fréquentielle limitée. De plus, le rapport signal sur bruit obtenu avec la détection SDI est beaucoup plus faible qu'avec l'EOS standard (voir Figure 3.6). Sharma et al [2] attribuent une majorité du bruit dans le signal à des vibrations mécaniques dans le système, en particulier à la vibration angulaire de la lame de verre. Finalement, la majeure partie de l'impulsion sonde initiale est transmise à travers la lame de verre au lieu d'y être réfléchie et n'est donc pas utilisée pour la détection. Le contraste des franges sur la caméra, et donc le rapport signal sur bruit, est alors plus faible que si 100% du faisceau sonde était utilisé.



Figure 3.6 : Comparaison entre une impulsion THz acquise par EOS et la même impulsion acquise par SDI. L'insertion en haut à droite montre le spectre de l'impulsion THz. Le rapport signal sur bruit est plus faible avec une acquisition par SDI, et ce à la fois dans le domaine temporel et fréquentiel (modifié de Sharma et al [1]).

4 CARACTÉRISATION DU SYSTÈME CP-SDI

Comme la détection SDI démontre un bon potentiel, une version améliorée a été développée par Ibrahim et al [3]. Cette nouvelle méthode de détection est appelée SDI avec polarisations croisées (CP-SDI). Le nouveau montage ayant également été développée à l'INRS, j'ai participé à son développement. Ceci m'a ensuite menée à étudier les limites du système ainsi que les améliorations qui pourraient y être apportées afin d'en augmenter la performance, la facilité d'utilisation et l'intégration. Le but est de rendre le système CP-SDI commercialisable. Alors que les améliorations possibles sont identifiées dans ce chapitre, leur mise en œuvre est présentée au chapitre suivant.

4.1 Description du système CP-SDI

Comme mentionné plus tôt, une bonne partie des problèmes du système de détection SDI est reliée à la plaque de verre. Dans le concept du CP-SDI, il n'y a donc pas de plaque de verre: le cristal de détection lui-même est utilisé pour générer les deux impulsions qui interfèrent au spectromètre. En effet, lorsqu'il est exposé à un champ THz, le cristal est biréfringent. Si une onde sonde se propage dans le cristal au même moment, il y aura donc déphasage entre ses composantes optiques parallèles à l'axe lent et à l'axe rapide du cristal. En plaçant un polariseur à la sortie du cristal, à 45° des deux composantes orthogonales, on obtient deux composantes de même polarisation avec un léger décalage temporelle entre elles. Ces dernières peuvent alors interférer au spectromètre. Toutefois, le court décalage temporel entre les composantes de l'impulsion sonde induit un faible rapport signal sur bruit. En effet, le bruit d'intensité relative (RIN: Relative Intensity Noise) augmente lorsque la différence de chemin optique diminue et donc lorsque le décalage temporel diminue [3]. Le bruit d'intensité relative est relié aux variations d'intensités du laser. À l'inverse, la sensibilité du système SDI diminue lorsque la différence de chemin optique augmente à cause de l'acquisition des franges par des pixels de dimensions finies et de la diaphonie (crosstalk) entre les pixels [58]. Ibrahim et al [3] ont trouvé une différence de chemin optique optimale d'environ 400 µm pour maximiser le SNR du système CP-SDI développé, ce qui correspond à un délai d'environ 1,3 ps. Afin d'obtenir la différence de chemin optique optimale entre les deux composantes de l'impulsion sonde à la sortie du cristal, une fibre à maintien de polarisation est ajoutée à la sortie du cristal (voir Figure 4.1). Cette fibre est biréfringente, et donc l'impulsion sonde ne se propage pas à la même vitesse selon son axe rapide et son axe lent. La fibre est utilisée pour augmenter la différence de chemin optique entre les deux composantes orthogonales du faisceau sonde sortant du cristal. On peut alors obtenir deux impulsions séparées temporellement d'environ 1,3 ps à la sortie. Ces deux impulsions interfèrent dans un spectromètre après leur passage dans un polariseur à 45°. Le spectromètre est composé d'un réseau de diffraction de 1200 lignes/mm, d'une lentille cylindrique de 150 mm de longueur focale et d'une caméra CCD de 480x640 pixels.



Figure 4.1 : Montage utilisé par Ibrahim et al [3] pour démontrer le CP-SDI. Le montage avant le cristal de détection est le même que pour le SDI mais la lame de verre est remplacée par de simples miroirs. Après le cristal de détection, une lame quart d'onde (λ /4), une lentille (L2), une fibre à maintien de polarisation (PM) et un polariseur sont traversés par les impulsions sonde avant qu'elles soient détectées par le spectromètre.

Une lame quart d'onde est placée avant la fibre afin de distribuer une intensité égale de lumière dans les deux axes de la fibre lorsque le champ THz est nul. Le but est d'obtenir deux impulsions d'intensités égales à la sortie de la fibre et donc un contraste optimal des franges. Sans champ THz, l'impulsion sonde conserve sa polarisation linéaire après sa propagation dans le cristal. On peut alors orienter la lame quart d'onde pour obtenir une polarisation circulaire juste avant la fibre. La polarisation circulaire permet une distribution égale de la lumière selon les deux axes de la fibre, et ce peu importe son orientation.

L'intensité des franges enregistrées par la caméra est donnée par l'équation (3.1) et la différence de phase instantanée est calculée comme suit :

$$\phi(z) = \arctan\left\{\frac{H[I(k)]}{I(k)}\right\}$$
(4.1)

Où $\varphi(z)$ est la différence de phase instantanée entre les deux impulsions sonde H[I(k)] est la transformée d'Hilbert de l'intensité des franges I(k) (voir formule (3.1))

Cette formule est une alternative à l'équation (3.2), qui aurait aussi pu être utilisée, mais la formule (4.1) donne de meilleurs résultats numériques selon les expériences effectuées. Comme pour la détection SDI standard, on utilise la valeur obtenue pour le nombre d'onde central et on répète la mesure pour différentes positions de la ligne à retard. On doit également utiliser un algorithme de déroulement de phase pour éliminer les sauts de phase et ainsi obtenir une forme d'onde continue. On note que la différence de phase instantanée, et donc la différence de chemin optique, est ici due à une somme de deux composantes : une composante constante due à la fibre optique biréfringente et une composante variable due au champ électrique THz. Comme la première est constante, il suffit de centrer la forme d'onde en zéro pour l'éliminer.

Une impulsion THz acquise par CP-SDI est présentée à la Figure 4.2 et les performances de cette méthode sont comparées avec celles du SDI au **Error! Reference source not found.**4.1. On note tout de suite que la longueur temporelle maximale d'acquisition n'est plus limitée comme avec le système SDI, et donc que la résolution fréquentielle n'est plus limitée non plus. De plus, le rapport signal sur bruit présente une nette amélioration par rapport au système SDI et se rapproche de celui

obtenu par EOS. La phase maximum mesurable est légèrement réduite par rapport à celle du système SDI, mais la raison est simplement que la caméra utilisée pour tester le CP-SDI a moins de pixels que celle utilisée pour tester le SDI (624 pixels pour le CP-SDI contre 1024 pixels pour le SDI). Il serait donc facile d'obtenir la même phase maximale détectable pour le SDI et le CP-SDI si on utilisait le même nombre de pixels avec les deux techniques.



Figure 4.2 : Comparaison entre une impulsion THz acquise par EOS et la même impulsion acquise par CP-SDI. L'insertion en haut à droite montre le spectre de l'impulsion THz. (modifié de lbrahim et al [3]).

4.1 : Performance des différents systèmes de détection électro-optique testés [3]

	SDI	CP-SDI	EOS
Durée maximale de l'impulsion THz acquise	3 ps	-	-
Phase maximum mesurable	8924π	5577π	π/2
SNR fréquentiel (dB)	38,12	48,97	52,17
SNR temporel	45	279	418

4.2 **Résultats expérimentaux**

4.2.1 Champs THz minimal et maximal détectables

Le champ THz maximal mesurable est relié à la différence de phase maximum détectable, laquelle est limitée par la gamme de profondeur (*depth range*) du système (voir formule (3.6)). En laboratoire, un changement de phase maximum d'environ π a été mesuré pour un champ THz de 50 kV/cm avec un cristal ZnTe de 2 mm et la détection CP-SDI. Le champ électrique a été mesuré avec un montage d'EOS standard et la formule (2.15). Le montage CP-SDI permet donc de détecter des champs THz allant jusqu'à 50 kV/cm au moins avec un cristal électro-optique ZnTe de 2 mm, et ce sans sur-rotation. Des champs beaucoup plus hauts devraient théoriquement pouvoir être détectés puisque la limite théorique est de 5 577 π [3], mais cela n'a pas encore pu être testé.

Le champ minimum détectable dépend quant à lui du rapport signal sur bruit [37]. Afin de tester la mesure de champs THz de différentes amplitudes, deux polariseurs à grille métallique ont été placés dans le montage après la génération THz. En variant l'angle entre les deux polariseurs, on varie le champ électrique THz détecté. La Figure 4.3 présente une impulsion THz ayant un champ électrique crête de 5,0 kV/cm. Le pic THz est encore facilement identifiable, par contre le bruit est du même ordre de grandeur que le reste du signal. On note que cette mesure a été effectuée avec un montage non optimal (légères fluctuations de la puissance et de la position du faisceau laser et vibrations mécaniques), c'est-à-dire avec un rapport signal sur bruit de 126 dans le domaine temporel et de 38,38 dB dans le domaine spectral pour un champ THz crête de 58,2 kV/cm, ce qui est significativement plus faible que ce qui a été rapporté à la section 4.1. On estime donc un champ minimum détectable d'environ 1 kV/cm avec une détection CP-SDI optimisée.



Figure 4.3 : Impulsion THz à faible champ (5,0 kV/cm) mesurée par CP-SDI. L'insertion en haut à droite est le spectre de l'impulsion.

4.2.2 Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit (SNR) peut être calculé dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel. Les définitions utilisées pour chacun des cas sont celles de Sharma et al [2] et Ibrahim et al [3] :

$$SNR_t = \frac{E_{max}}{\sigma(E_{THZ=0})} \tag{4.2}$$

$$SNR_f = \frac{\tilde{E}_{max}}{\sigma(\tilde{E}_{f>f_c})}$$
(4.3)

Où SNR_f est le rapport signal sur bruit fréquentiel \widetilde{E}_{max} est la valeur maximale du spectre en puissance du champ THz $\sigma(\widetilde{E}_{f>f_c})$ est l'écart-type du spectre en puissance du champ THz, loin de sa valeur maximale (à hautes fréquences)

On note que le SNR fréquentiel est souvent exprimé en décibels. Dans ce cas, on multiplie par dix le logarithme du SNR obtenu selon la formule (4.3). Les décibels ne seront toutefois pas utilisés dans les sections suivantes de ce mémoire de façon à pouvoir comparer plus facilement les résultats. On note aussi que l'écart-type du spectre à hautes fréquences est approximativement égal à son amplitude [43], ce qui permet d'estimer facilement la valeur du SNR fréquentiel simplement en regardant le spectre.

Le rapport signal sur bruit est le paramètre numéro un à optimiser pour le CP-SDI. En effet, une détection CP-SDI pourrait être utile dans un montage de spectroscopie. Or, certains échantillons sont très absorbants et atténuent énormément le faisceau THz. Pour le moment, le faisceau THz atteignant le cristal de détection doit être d'au moins 1 kV/cm pour pouvoir être détecté, limitant le choix des matériaux à étudier. Avec un meilleur SNR, ce seuil pourrait être abaissé et une plus grande gamme d'échantillons pourrait être étudiée avec le même montage. Idéalement, le SNR du CP-SDI devrait se rapprocher le plus possible du SNR de l'EOS standard, afin que le premier puisse remplacer le dernier peu importe la grandeur du champ THz à détecter. Plusieurs facteurs peuvent affecter le SNR dans le système CP-SDI, dont les suivant:

- Vibrations mécaniques
- Contraste des franges faible ou variable
- Bruit du laser
- Bruit thermique
- Bruit dû à la caméra
- Traitement des données

Les vibrations mécaniques constituent l'hypothèse retenue par Sharma et al [2] pour expliquer le faible SNR du premier système SDI. Pour pallier ce problème, ils ont mis au point un système SDI avec auto-ment dans lequel une partie latérale de l'impulsion sonde n'ayant pas été exposée au champ THz est utilisée comme référence pour la partie centrale. Le SNR dans le domaine du temps obtenu avec cette méthode est six fois meilleur qu'avec le premier montage SDI, suite à quoi Sharma et al concluent que le bruit dû aux vibrations mécaniques a été grandement diminué. Malheureusement,

l'auto-référencement n'est pas applicable au CP-SDI puisque le faisceau sonde est alors focalisé dans une fibre optique puis diffracté sur un réseau après son passage dans le cristal. Une autre méthode de référencement pourrait donc être développée pour le CP-SDI afin de diminuer l'effet des vibrations sur le système. Également, un système plus intégré diminuerait l'effet des vibrations environnantes sur les mesures.

Un contraste des franges trop faible peut aussi causer un faible SNR [59]. Lors du calcul de la phase avec une transformée d'Hilbert, plus le contraste des franges est grand, plus le bruit sur la phase calculée est petit [60]. Lors de la préparation du système CP-SDI, on s'assure donc toujours que l'intensité du faisceau sonde soit assez grande pour profiter de toute la gamme dynamique de la caméra. Dans le cas où la gamme dynamique limitée de la caméra constituerait la principale limitation du système, il existe des algorithmes permettant d'obtenir un contraste supérieur en utilisant plusieurs images acquises avec des temps d'intégration différents [61]. Les vibrations du système actuel induisant également une vibration des franges, il n'est pour le moment pas question de combiner plusieurs images acquises à des moments différents puisque cela rendrait les franges floues. Le contraste peut aussi varier dans le temps à cause de fluctuations de l'intensité laser, de la déviation du faisceau par des fluctuations de l'air [62] ou par la vibration de la fibre optique. Les deux derniers facteurs affectent aussi la qualité du couplage dans la fibre et donc l'intensité à sa sortie. Les fluctuations de l'intensité laser sont inhérentes au système et les fluctuations de l'air autour du faisceau ont déjà été minimisées par la mise en place de tubes autour du faisceau tout au long du chemin optique. Par contre, il semble évident qu'un système plus intégré et rigide, comme mentionné précédemment, améliorerait la fiabilité du couplage. On note que le bruit dû au laser peut varier beaucoup d'un système à l'autre.

Un autre facteur affectant le contraste des franges provient de l'orientation de la fibre optique. Comme une fibre optique sans connecteur est utilisée dans le montage CP-SDI, l'orientation de ses axes est inconnue. Lorsque le champ THz est nul, un contraste maximum des franges est assuré par la lame quart d'onde, dont l'orientation impose une polarisation circulaire du faisceau sonde à l'entrée de la fibre. Par contre, lorsque le champ THz est non nul, la polarisation du faisceau sonde devient elliptique après son passage dans le cristal de détection biréfringent, ce qui veut dire que la polarisation est

quelconque à l'entrée de la fibre. L'intensité lumineuse distribuée dans les deux axes de la fibre biréfringente est alors inégale. Or, un contraste des franges maximum est obtenu lorsque les deux faisceaux qui interfèrent sont de mêmes intensités. Lorsque le champ THz est non nul, le contraste mesuré est donc dépendant du champ THz, ce qui n'est pas souhaitable. À court terme, une lame demi-onde peut être ajoutée après la lame quart d'onde. La rotation de la lame demi-onde change uniquement l'orientation de la polarisation du faisceau. Elle peut donc être utilisée afin de distribuer le plus également possible l'intensité lumineuse dans les deux axes de la fibre et ainsi optimiser le contraste des franges lorsque le champ THz est maximum.

Des fluctuations de la température ambiante peuvent aussi induire de légères variations des caractéristiques des composantes sensibles à la polarisation. En particulier, la biréfringence d'une fibre optique biréfringente dépend de la température. Toutefois, comme la fibre optique utilisée dans le montage CP-SDI est relativement courte (80 cm), que la température du laboratoire est contrôlée et que l'acquisition d'une trace THz prend au maximum quelques minutes, on considère que l'impact de la variation de la biréfringence en fonction de la température sur le SNR est relativement faible par rapport aux autres facteurs mentionnés plus haut.

Il existe bien sûr des sources de bruits dues à la caméra utilisée, tels que le bruit de grenaille (*shot noise*), le bruit de lecture (*readout noise*), le bruit thermique et le courant d'obscurité (*dark current*). On a aussi mentionné plus tôt la diaphonie (*crosstalk*) entre les pixels [58]. Le bruit de grenaille est en général le plus grand et celui qui limite le SNR lors de l'interférométrie dans le domaine fréquentiel avec une caméra CCD [53][62]. Ce bruit peut être réduit en moyennant plusieurs images de la caméra. Par contre, ce n'est pas souhaitable en ce moment puisque les vibrations dans le système induisent une légère vibration des franges et donc plus on moyenne de franges, plus les franges sont floues. Comme le bruit de grenaille augmente avec la racine carrée du nombre de photons atteignant la caméra [62], on s'assurera d'avoir toujours un maximum d'intensité lumineuse atteignant la caméra et idéalement un temps d'exposition maximal afin d'obtenir un SNR optimal.

Il a aussi été mentionné plus tôt que le nombre discret de pixels utilisé pour l'acquisition des franges limitait le champ THz maximum mesurable. De la même façon, lors du calcul de la phase avec une transformée d'Hilbert, plus le nombre de pixels échantillonnant les franges est grand, plus le bruit de phase est petit. On note que la diminution de la longueur d'onde sonde induit également une diminution du bruit de phase [60].

Contrairement à l'EOS standard, le CP-SDI n'utilise pas d'amplificateur à détection synchrone et les données sont très peu traitées. Ceci explique une partie de la différence entre les SNR obtenus par EOS standard et par CP-SDI. Il serait donc possible de tenter d'augmenter les SNR en améliorant le traitement des données du CP-SDI: on pourrait y inclure le moyennage de plusieurs formes d'onde ou un filtre par exemple.

4.2.3 Facilité d'utilisation

Comme le but est de rendre le système de détection CP-SDI commercialisable, il faut diminuer la quantité d'ajustements au système qui doivent être faits par l'utilisateur. Un gros problème de ce côté est la fibre optique. Comme cette dernière est alignée à la main sur des microblocs avec ajustement 3 axes, l'alignement est excessivement long. De plus, comme l'orientation de la fibre utilisée n'est pas connue (en principe on peut utiliser une fibre avec connecteur dont l'orientation est alors connue, mais malheureusement les résultats présentés précédemment ont été obtenus avec une fibre nue sans connecteur), il faut ajuster l'orientation des lames quart d'onde et demi-onde à l'aveugle jusqu'à obtenir un signal qu'on pense optimal. L'idéal serait donc d'avoir un système permettant d'aligner la fibre optique plus facilement et en connaissant son orientation.

Un autre problème avec le montage CP-SDI est que, jusqu'à présent, il n'a jamais été utilisé pour aligner le montage de génération. Une détection EOS standard est d'abord construite pour l'optimisation et la mesure du champ THz, suite à quoi on déconstruit l'EOS et on construit le CP-SDI à sa place. De toute évidence, ce n'est ni efficace, ni pratique, ni rentable. Deux raisons sont à l'origine de ce problème. Premièrement,

aucune formule n'a été développée pour calculer le champ électrique THz à partir de la phase instantanée mesurée avec le CP-SDI. Il est donc possible de reconstituer la forme de l'onde, mais avec des unités arbitraires seulement. Deuxièmement, il est difficile d'optimiser la phase mesurée en temps réel puisque sa valeur principale est limitée entre $-\pi/2$ et $\pi/2$ (voir section 3.2). Un algorithme de déroulement de phase est en général utilisé à la fin de l'acquisition d'une forme d'onde THz afin d'éliminer les sauts de phase, rendant ainsi la phase mesurée continue et représentative du champ THz (voir Figure 4.4). Comme la mesure en temps réel ne permet pas l'utilisation de l'algorithme de déroulement de phase actuellement utilisé, les sauts de phase rendent l'optimisation en temps réel très difficile. En bref, il faudrait dériver une formule pour calculer le champ THz obtenu avec le CP-SDI et développer une méthode d'alignement du système sans devoir utiliser une détection EOS standard au préalable.



Figure 4.4 : Exemple d'une forme d'onde THz avant et après le déroulement de phase.

4.2.4 Intégration

Le système CP-SDI tel que décrit à la section 4.1 est pour le moment monté et démonté entre chaque expérience. Dans un but de commercialisation future, il faudrait idéalement que toutes les pièces soient fixées dans une boîte compacte et facilement déplaçable. On note qu'on ne vise que l'intégration du système de détection CP-SDI luimême, donc à partir du cristal de détection jusqu'au spectromètre. Le but est que le système de détection puisse être installé avec n'importe quel système de génération THz.

5 TESTS VISANT L'AMÉLIORATION DU SYSTÈME CP-SDI

Cette section décrit les améliorations que je propose pour le système CP-SDI et sur lesquelles j'ai travaillé durant ma maîtrise. Le but, comme décrit dans la section précédente, est d'améliorer le rapport signal sur bruit, la facilité d'utilisation et l'intégration du système afin de le rendre commercialisable. Les améliorations du montage sont d'abord présentées, suivies des améliorations du traitement des données.

5.1 Améliorations du montage

Deux variations du montage CP-SDI ont été envisagées afin d'en améliorer les performances. La première proposition a pour but d'intégrer une partie du système, en espérant également rendre son alignement plus rapide et améliorer les rapports signal sur bruit obtenus. La deuxième proposition se concentre exclusivement sur la diminution du niveau de bruit dans le système. Comme les deux méthodes ont été développées en parallèle, elles ont d'abord été testées séparément puis combinées.

5.1.1 Intégration d'une partie du système

Il a été mentionné à la section 4.2 que l'intégration du système, en plus d'être nécessaire pour sa commercialisation, pourrait permettre d'en augmenter le rapport signal sur bruit et la facilité d'utilisation. La partie du montage qui semble prioritaire pour ce qui a trait à l'intégration est le couplage dans la fibre optique puisqu'il s'agit d'une partie très difficile à aligner et par le fait même aussi facile à désaligner. Une version compacte et intégrée du couplage dans la fibre optique et de la collimation à sa sortie a donc été conçue avec la compagnie Doric Lenses et produite par cette dernière (voir Figure 5.1). Les lames quart d'onde et demi-onde ont également été ajoutées au prototype. Les paramètres importants pour la conception sont le diamètre du faisceau à l'entrée de la fibre, qui doit être le plus près possible du diamètre de champ de mode (*mode field diameter*) de la fibre, et le diamètre à la sortie du système, qu'on aimerait aussi proche que possible de celui obtenu avec le CP-SDI standard afin de faciliter la

comparaison. Les calculs sont effectués selon l'ordre de la numérotation des pièces à la Figure 5.1.



Figure 5.1 : a) Plan et b) prototype d'intégration du couplage dans la fibre optique et de la collimation du faisceau à la sortie, créés par Doric Lenses Inc.

En prenant en compte que le diamètre du faisceau avant sa focalisation sur le cristal est d'environ 4 mm et qu'il est focalisé par une lentille de 150 mm de longueur focale, le diamètre du faisceau après la lentille #1 est d'environ (voir Figure 5.2) :

$$\frac{d_1/2}{f_1} = \frac{d_0/2}{f_0}$$

$$d_1 = \frac{f_1 d_0}{f_0} = \frac{30 \cdot 4}{150} = 0.8 \ mm$$
(5.1)



 \rightarrow



Figure 5.2 : Calcul du diamètre du faisceau après la première lentille du montage de Doric Lenses Inc. La première lentille à gauche est la lentille qui focalise le faisceau sonde sur le cristal de détection, lequel est normalement placé au point focal.

La lentille suivante focalise le faisceau dans la fibre et le diamètre du point focal est limité par la diffraction [63] :

$$d_5 = \frac{4\lambda f_2}{\pi d_1} = \frac{4 \cdot 790 \times 10^{-6} \cdot 5}{0.8\pi} = 6,30\mu m$$
(5.2)

Où d_5 est le diamètre du faisceau à l'entrée de la fibre optique λ est la longueur d'onde du faisceau f_2 est la longueur focale de la lentille #2 d_1 est le diamètre du faisceau à l'entrée de la lentille #2

Le diamètre de champ de mode de la fibre utilisée étant de 5,3 \pm 1,0 µm à 850 nm [64], une lentille de longueur focale légèrement plus petite aurait pu être encore mieux, mais n'était pas disponible selon la compagnie. La différence devrait causer une légère diminution du taux de couplage, mais le résultat reste tout de même proche du système idéal.

Sachant que l'ouverture numérique de la fibre optique est de 0,12, le diamètre du faisceau à la sortie du système est d'environ (voir Figure 5.3) :

$$NA = \sin\theta \quad \rightarrow \theta = \arcsin(NA) = \arcsin(0,12) = 6,89^{\circ}$$

$$\tan\theta = \frac{d_6/2}{f_6} \quad \rightarrow d_6 = 2f_6 \tan\theta = 2 \cdot 13,8 \cdot \tan(6,89^{\circ}) = 3,34mm$$
(5.3)

Le diamètre obtenu à la sortie est donc semblable à celui qu'on avait avant, soit environ 4 mm.



Figure 5.3 : Calcul du diamètre du faisceau à la sortie du système de Doric Lenses

Le système développé avec Doric Lenses a été testé pour la détection THz CP-SDI au laboratoire ALLS de l'INRS. Une technique a d'abord été développée pour aligner la fibre optique plus rapidement qu'auparavant. Le module d'entrée de Doric Lenses est d'abord fixé sur un microbloc à une distance environ égale à la longueur focale de la

lentille de collimation. La première étape consiste à aligner grossièrement le faisceau au centre de cette lentille. On fixe aussi la sortie de la fibre de façon à pouvoir l'observer avec une visionneuse pour infrarouge. Avec toutes les lumières fermées, on peut ensuite ajuster le microbloc jusqu'à ce qu'on observe un point lumineux à la sortie de la fibre avec la visionneuse pour infrarouge. Lorsque la lumière ambiante est très faible et que l'intensité laser est assez grande (sans toutefois dépasser le seuil de dommage du cristal de détection), la procédure est en général très rapide. On peut ensuite placer une carte infrarouge à la sortie de la fibre et maximiser l'intensité du point lumineux sur la carte, en ajustant les vis du microbloc. Pour finir l'optimisation du couplage dans la fibre optique, on remplace la carte infrarouge par une photodiode (on pourrait simplement utiliser la photodiode dès le départ, mais après quelques essais nous avons trouvé plus facile d'utiliser la visionneuse pour infrarouge et la carte infrarouge avant). Une technique standard d'injection [65] peut alors être utilisée, lors de laquelle la position précise du point focal est obtenue en utilisant les vis de positionnement.

Une amélioration à ajouter au système serait l'ajout d'axes de rotation pour l'alignement. En effet, le microbloc permet un alignement en trois dimensions avec trois axes de positionnement linéaires. Cela permet de localiser l'entrée de la fibre optique au point focal, mais pas de s'assurer que le faisceau arrive bien parallèle à l'axe de la fibre. L'ajustement en angle a été fait manuellement cette fois-ci puisque la fibre est trop proche du cristal pour utiliser des miroirs, mais ce n'est ni efficace ni précis.

Une comparaison des résultats obtenus pour le CP-SDI avec et sans intégration est présentée à la Figure 5.4 avec les spectres à la Figure 5.5, alors que les performances sont évaluées au Tableau 5.1. On note que les conditions d'acquisition étaient différentes de celles précédemment utilisées pour évaluer le système CP-SDI puisque le système a été déplacé et que la performance du laser est variable d'une fois à l'autre. On ne peut donc pas comparer les résultats obtenus ci-dessous avec ceux obtenus à la section 4.1.



Figure 5.4 : Impulsion THz acquise par CP-SDI a) avec et b) sans le produit de Doric Lenses



Figure 5.5 : Spectres d'une impulsion THz acquise par CP-SDI avec et sans le produit de Doric Lenses.

 Tableau 5.1 : Comparaison des performances du CP-SDI avec et sans le produit de Doric Lenses.

 Les valeurs dans le tableau correspondent à une moyenne des SNR obtenus avec six formes d'onde lorsque le produit de Doric Lenses est utilisé et avec deux formes d'onde dans le cas contraire. L'incertitude est donnée par l'écart-type de ces SNR.

	CP-SDI avec produit de Doric Lenses	CP-SDI sans produit de Doric Lenses
SNR fréquentiel	27 455 ± 10 275	24 252 ± 4 260
SNR temporel	353 ± 76	44 ± 13

On note d'abord que la forme temporelle de l'onde est beaucoup plus lisse lorsque le produit de Doric Lenses est utilisé que dans le cas contraire. Ceci conduit à une augmentation du SNR temporel d'environ un ordre de grandeur. Dans le domaine fréquentiel, par contre, le SNR est approximativement le même dans les deux cas. On constate effectivement que le niveau de bruit à haute fréquence est comparable pour les deux spectres, ainsi que le signal maximum aux alentours de 1 THz. Toutefois, les spectres sous 1 THz se comportent de façon différente. Lorsque le produit de Doric Lenses est utilisé, le spectre diminue en intensité avant et après 1 THz (à l'exception d'une composante à 0 THz qui est due à un décalage DC de la trace THz). Sans le produit de Doric Lenses, le spectre augmente en intensité aux basses fréquences. Ces fréquences n'ont pas été utilisées comme valeur maximum pour le calcul du SNR fréquentiel puisqu'elles sont associées à des composantes de bruit du système de mesure (voir Figure 5.6). Ainsi, le SNR fréquentiel avec ou sans le produit de Doric Lenses reste inchangé et la diminution des basses fréquences n'est visible que pour le SNR temporel.



Figure 5.6 : Identification de l'effet des basses fréquences dans la forme de l'onde temporelle : un filtre passe-haut (fréquence de coupure à 0,5 THz) a été appliqué sur l'impulsion acquise par CP-SDI sans le produit de Doric Lenses. Le résultat en b) montre une impulsion dont le niveau de base est stationnaire, contrairement à en a) où le niveau de base est sujet à une lente dérive. Les fréquences de 0,5 THz et moins sont donc attribuées à du bruit dans le système causant des variations lentes (et non désirables) du signal.

Les raisons possibles pour la diminution du bruit à basse fréquence par l'ajout du produit de Doric Lenses sont multiples. Comme les composantes après le cristal de détection jusqu'à la sortie de la fibre sont toutes fixées ensemble et également plus proches du cristal qu'auparavant, leurs vibrations devraient avoir beaucoup moins d'impact sur le système. En particulier, l'entrée et la sortie de la fibre étaient auparavant fixées manuellement dans une fente à l'aide d'un aimant et leur bout était en partie dans le vide, ce qui leur donnait probablement une petite liberté de mouvement. À l'entrée, une vibration de la fibre peut affecter la qualité du couplage, alors qu'à la sortie cela peut causer un mouvement des franges sur la caméra. De plus, l'orientation de la nouvelle fibre optique utilisée étant indiquée sur son connecteur, l'optimisation de l'orientation des lames quart d'onde et demi-onde est beaucoup plus rapide et plus certaine qu'avant. La Figure 5.7 démontre l'importance d'une bonne orientation des lames d'onde sont mal orientées, faisant en sorte que le contraste est faible


à haut champ THz, le signal devient très bruité et l'incertitude sur la mesure est également grande.

Figure 5.7 : Le changement d'orientation des lames quart d'onde et demi-onde a pour effet de modifier a) la forme de l'onde mesurée ; b) son spectre. En effet, les lames d'onde sont utilisées pour maximiser le contraste des franges. Si les lames sont loin de leurs positions optimales (comme c'est le cas dans cette figure), le contraste des franges est très faible et il est beaucoup plus difficile de calculer numériquement la phase correspondante, du moins avec l'algorithme utilisé. Typiquement, l'algorithme produit des valeurs avec une marge d'erreur beaucoup plus grande lorsque le contraste des franges est faible que lorsque le contraste est élevé. Bien sûr, on pourrait éventuellement non seulement optimiser le contraste, mais aussi l'algorithme utilisé.

En bref, le produit de Doric Lenses améliore le SNR du CP-SDI en diminuant sa sensibilité aux vibrations et en facilitant grandement l'optimisation de l'orientation des lames quart et demi-onde ainsi que l'alignement de la fibre. Ces deux derniers points augmentent également la facilité d'utilisation du système.

5.1.2 Acquisition avec référence

Comme mentionné plus tôt, l'acquisition d'une référence en plus du signal permet d'en soustraire toutes sortes de bruits aléatoires. Un montage CP-SDI avec référencement a donc été concu et testé. Un hacheur optique (optical chopper) est alors placé dans le faisceau THz, entre sa génération et sa détection, ou dans le faisceau pompe juste avant la génération THz. Le but est d'alternativement bloquer et laisser passer le faisceau THz afin que la caméra enregistre alternativement des franges produites sans et avec l'effet des THz (voir Figure 5.8). Deux images consécutives doivent bien sûr être acquises dans un temps très rapproché afin que le bruit contenu dans les deux images soit le plus semblable possible. Lors du traitement des données, une impulsion est d'abord reconstituée avec les franges obtenues sans THz (la référence) puis une autre avec les franges obtenues avec THz (le signal). Dans le premier cas, le résultat contient uniquement le bruit, alors que dans le deuxième cas, le résultat contient le signal THz en plus du bruit. En soustrayant le premier du deuxième, on devrait donc obtenir la forme d'onde THz sans bruit. L'acquisition et le traitement des données sont effectués via un programme LabVIEW, dont les étapes sont présentées succinctement à la Figure 5.9.



Figure 5.8 : Lors de la détection CP-SDI avec référencement, une image sur deux est acquise sans influence THz (la référence) alors que l'autre est acquise avec influence THz (le signal).



Figure 5.9 : Traitement des données pour la détection CP-SDI avec référencement. La forme de l'onde THz est reconstituée par échantillonnage en temps équivalent, c'est-à-dire que le délai entre l'impulsion THz et l'impulsion laser sonde est varié à l'aide d'une ligne à retard pour chaque point de l'onde THz échantillonnée. Pour chaque position de la ligne à retard, deux images sont enregistrées: une alors que le cristal de détection est illuminé par le THz et une alors que le cristal de détection n'est pas illuminé par le THz. Ces images sont utilisées afin de reconstituer respectivement le signal THz bruité et une référence contenant seulement le bruit du système. En soustrayant la référence de l'impulsion THz mesurée, on peut en soustraire le bruit.

On note que la synchronisation entre le hacheur optique et la caméra est très importante dans cette configuration. En effet, le cristal de détection ne doit absolument pas être illuminé par le THz lorsque la caméra enregistre les franges de référence. Pour cette raison, une caméra et un hacheur optique pouvant communiquer entre eux sont nécessaires. Les critères pour la sélection d'une caméra et d'un hacheur optique sont les suivants :

- Possibilité de synchroniser le hacheur optique et la caméra (soit la caméra envoie un signal au hacheur, soit le contraire)
- Possibilité d'avoir une vitesse d'acquisition de la caméra égale au double de la vitesse du hacheur optique (puisque la caméra doit acquérir une image lorsque le faisceau THz passe à travers le hacheur ET une image lorsque le faisceau THz est bloqué par le hacheur)
- Le hacheur et la caméra doivent venir avec une librairie LabVIEW (le programme du CP-SDI écrit en LabVIEW peut être adapté très facilement pour le CP-SDI avec référencement) et être compatibles avec Windows 8 (l'ordinateur du groupe est sous Windows 8)
- Hacheur optique :
 - Les ouvertures dans les roues du hacheur doivent être assez grandes pour laisser passer le faisceau THz complètement (environ 3 mm de diamètre).
 - On doit pouvoir ajuster la phase de rotation de la roue par rapport à la caméra afin d'optimiser la synchronisation avec la caméra
 - Grand choix de fréquences de rotation allant jusqu'à 1 kHz au moins (pour le test de plusieurs fréquences lors de l'optimisation); un hacheur optique ayant une vitesse de rotation plus élevée est privilégié (plus la fréquence d'acquisition est haute, plus on devrait supprimer de bruit avec le référencement).
- Caméra
 - Compatible avec une longueur d'onde de 790 nm
 - Caméra CCD linéaire (on n'utilise qu'une ligne de pixels de la caméra avec le CP-SDI donc avoir plusieurs lignes ralentit l'acquisition et le traitement des données, en plus de coûter en général plus cher et de surcharger l'ordinateur de données)
 - Dimension des pixels d'environ 7 µm (comme la caméra utilisée pour le CP-SDI)
 - Vitesse d'acquisition allant jusqu'à 2 kHz ; une caméra ayant une vitesse d'acquisition plus élevée est privilégiée (et ce même si la vitesse

maximale d'acquisition dépasse le double de la vitesse maximale du hacheur optique puisque ça laisse plus de flexibilité pour des tests éventuels avec d'autres types de hacheurs non mécaniques)

Après recherches et contacts de compagnies, une caméra et deux hacheurs optiques répondent à tous les critères. Les hacheurs sélectionnés peuvent envoyer un signal de synchronisation TTL à la caméra, laquelle peut acquérir au double de la fréquence TTL. Le choix final du hacheur a été fait selon les besoins du groupe de recherche puisqu'il sera également utilisé pour d'autres projets. La nouvelle caméra pourra quant à elle être utilisée pour le CP-SDI standard si nécessaire et remplacer la caméra précédemment utilisée dont plusieurs pixels sont endommagés. Les caractéristiques de la caméra et du hacheur choisis sont respectivement présentées au Tableau 5.2 et au Tableau 5.3.

 Tableau 5.2 : Comparaison des caractéristiques de la caméra choisie pour le CP-SDI avec référencement [66] et de la caméra précédemment utilisée pour le CP-SDI [67]

	Nouvelle SK1024VPD	Vieille Genie HM640
	de Schäfter+Kirchhoff	de Teledyne Dalsa
Signal de synchronisation	Reçoit signal TTL	Reçoit signal TTL
Possibilité de doubler la fréquence du signal de	oui	non
synchronisation pour l'acquisition		
Longueur d'onde de fonctionnement	400-1000 nm	~ 400-1000 nm
Vitesse maximale d'acquisition	43,5 kHz	300 Hz
Nombre de pixels	1024x1	640x480
Dimension des pixels	10x10 µm	7,4x7,4 μm
Interface avec l'ordinateur	GigE Vision	GigE Vision
Drivers LabVIEW	oui	oui
Compatible avec Windows 8	oui	oui
Gamme dynamique	61 dB	48 dB
Temps d'intégration	10µs -20ms	10µs-4s

 Tableau 5.3 : Caractéristiques du hacheur optique [68]

	Newport 3502		
Signal de synchronisation	Envoie signal TTL		
Ajustement de la phase de rotation	oui		
Vitesse minimale	4 Hz		
Vitesse maximale	4,48 kHz pour un faisceau <3,51 mm		
	746 Hz pour un faisceau <10 mm		
Drivers LabVIEW	oui		
Compatible avec Windows 8	oui		

On veut d'abord étudier les facteurs influençant le SNR lors de la détection CP-SDI avec référencement afin d'optimiser la technique. Dû à la disponibilité limitée du laboratoire ALLS de l'INRS, le montage a d'abord été testé dans un autre laboratoire sans signal THz. Le hacheur optique est alors placé à l'extérieur du montage optique. Le test du montage dans ce laboratoire permet également de tester le système de façon plus exhaustive puisqu'il y a moins de contraintes qu'au ALLS (plus de flexibilité au niveau de la puissance laser, de l'espace de travail, de la luminosité ambiante et du diamètre du faisceau lumineux sur le hacheur optique puisqu'on n'a pas à composer avec le faisceau passant à travers le montage de génération THz).

On rappelle que le SNR temporel est défini comme le ratio entre le champ THz maximum et l'écart-type du bruit lorsque le champ THz est nul. Comme les mesures sont pour le moment effectuées sans signal THz, l'objectif est donc de diminuer l'écart-type du bruit mesuré. Le SNR fréquentiel, par contre, peut difficilement être estimé sans signal THz, et donc nous supposerons qu'il est maximal lorsque le SNR temporel est maximal (ce qui est généralement vrai). Bien sûr, les résultats obtenus dépendent des conditions expérimentales, mais on suppose que les tendances générales seront les mêmes (vérifié plus tard). Les paramètres qui sont optimisés pour le référencement sont la vitesse et la roue du hacheur ainsi que le temps d'exposition de la caméra.

D'abord, on s'attend à ce qu'une augmentation du temps d'exposition de la caméra augmente le contraste des franges et donc le SNR (voir section 4.2.2). Bien sûr, ceci est valide tant que la caméra n'est pas saturée et que les vibrations ne détruisent pas le contraste. La Figure 5.10 confirme que le bruit diminue avec l'augmentation du temps d'exposition et du contraste des franges, comme attendu. On note que, selon des tests préalables, le temps d'exposition lui-même ne semble avoir aucune incidence significative sur l'écart-type du bruit si le contraste des franges est conservé ; il ne s'agit donc ici que d'un outil pour maximiser le contraste.

60



Figure 5.10 : On améliore la performance du CP-SDI avec référencement en augmentant le contraste des franges, lui-même induit par une augmentation du temps d'exposition de la caméra. La roue 7/5 du hacheur optique et une fréquence de 20 Hz ont été utilisées pour produire ce graphique.

La fréquence du hacheur optique est aussi un facteur très important. En effet, plus sa vitesse est grande, plus on peut échantillonner de hautes fréquences de bruit (selon le théorème de Nyquist) et donc plus on devrait pouvoir soustraire de bruit de la forme d'onde THz. La Figure 5.11 montre la variation du bruit mesuré en fonction de la fréquence du hacheur optique. Les résultats sont présentés pour trois roues différentes du hacheur optique afin d'évaluer si l'usage de l'une ou de l'autre est avantageux. Selon le graphique, une fréquence du hacheur optique plus grande permet généralement l'élimination de plus de bruit, comme anticipé. De plus, le changement d'une roue à l'autre ne semble pas causer de changement significatif (écart-type normal d'environ 0,001 pour chaque valeur). Par contre, on remarque une augmentation de l'amplitude du bruit pour les fréquences maximales de rotation de chaque roue (environ 200 pour la roue à 2 fentes et 700 pour la roue 7/5, alors que la vitesse limite est beaucoup plus grande pour la roue 42/30). La première hypothèse envisagée pour expliquer l'augmentation de bruit à haute fréquence de rotation est l'induction de vibrations mécaniques par le hacheur optique. L'expérience a donc été répétée mais en débranchant le hacheur optique de son contrôleur. Le hacheur lui-même ne

fonctionnant plus, il ne peut alors causer aucune vibration. La caméra, par contre, reçoit toujours le signal de synchronisation du contrôleur, rendant possible l'acquisition avec référence. Les résultats présentés à la Figure 5.12 ne démontrent pas une diminution du bruit à haute fréquence lorsque le hacheur optique est à l'arrêt, et donc les vibrations du hacheur ne semblent pas être un problème. Une autre hypothèse serait qu'à haute vitesse de rotation, l'erreur sur la mesure de la vitesse est plus grande et donc l'erreur de synchronisation entre le hacheur optique et la caméra est plus grande. Cela pourrait causer une petite fuite du signal vers la référence et/ou une variation de la fréquence d'acquisition de la caméra, modifiant ainsi l'efficacité de la réduction du bruit. Cette hypothèse serait plus facile à vérifier avec un signal THz et n'a donc pas encore été testée. En bref, les trois roues testées peuvent être interchangées sans conséquence significative sur les résultats, tant que la fréquence est d'au plus 150 Hz pour la roue 2 et d'au plus 550 Hz pour la roue 7/5.



Figure 5.11 : On améliore la performance du CP-SDI avec référencement en augmentant la fréquence du hacheur optique, et ce peu importe la roue tant qu'elle reste loin de sa fréquence maximale. Un temps d'exposition de 0,1 ms a été utilisé pour toutes les mesures.



Figure 5.12 : Les vibrations causées par le hacheur optique en fonction ne semblent pas augmenter le bruit dans le système CP-SDI avec référencement. La roue 7/5 du hacheur a été utilisée pour produire ce graphique.

Sachant que des résultats optimaux sont obtenus pour un contraste maximum des franges et une fréquence maximum du hacheur optique, le système CP-SDI avec référencement a ensuite été testé au laboratoire ALLS de l'INRS. À noter encore une fois que les résultats ci-dessous ne peuvent être comparés directement avec les résultats provenant d'autres sections de ce mémoire puisque les conditions d'acquisition sont différentes. D'abord, on confirme à la Figure 5.13 que le SNR temporel augmente avec le temps d'exposition et donc avec le contraste des franges, comme testé auparavant. Par contre, la tendance du SNR fréquentiel est beaucoup moins claire. En fait, la variation entre deux points consécutifs en fonction du temps d'exposition est plus faible que la variation normale entre deux mesures sous les mêmes conditions (d'environ 1400 dans le domaine fréquentiel), et donc on conclut que l'effet du contraste des franges sur le SNR fréquentiel est non significatif pour la plage de valeurs testées. Pour les prochaines mesures, un temps d'exposition maximal et donc un contraste des franges maximal sera toujours privilégié afin de maximiser le SNR temporel.

On confirme également à la Figure 5.13 qu'entre 7 et 50 Hz, le SNR temporel augmente avec la fréquence comme anticipé. Par contre, le SNR fréquentiel varie encore une fois peu et on conclut que la fréquence du hacheur optique influence peu le SNR fréquentiel pour cette gamme de fréquences.



Figure 5.13 : Étude de la variation du SNR avec la fréquence de rotation du hacheur optique pour différents temps d'exposition de la caméra. Les lignes en pointillé soulignent la tendance ascendante du SNR temporel lorsque la fréquence du hacheur augmente. La roue à deux fentes a ici été utilisée avec le hacheur optique placé dans le faisceau pompe. Un temps d'intégration de 8ms a été utilisé et correspond à un contraste maximum des franges.

Malheureusement, il n'est pas avantageux d'aller à beaucoup plus haute fréquence que 50 Hz. En effet, lorsqu'on augmente la fréquence du hacheur optique, il faut diminuer le temps d'exposition de la caméra pour éviter d'enregistrer une partie du signal dans la référence (dans le cas contraire, voir Figure 5.14). Jusqu'à une certaine limite, on peut augmenter l'intensité laser pour compenser la diminution du temps d'intégration et conserver un contraste des franges maximal. Le facteur limitant est ici le seuil de dommage du cristal de détection qui impose une borne supérieure à l'intensité laser à l'entrée de la détection CP-SDI. Lorsqu'on atteint cette limite supérieure d'intensité

laser, toute diminution du temps d'exposition induit une diminution du contraste des franges et donc une diminution des SNR. On note qu'il serait possible d'augmenter l'intensité laser captée par la caméra en améliorant le taux de couplage dans la fibre optique. Ce dernier est pour le moment d'au maximum 50% (variable selon la qualité de l'alignement), taux qui pourrait probablement être augmenté en utilisant le prototype de Doric Lenses (voir section 5.1.1). Un autre moyen serait d'utiliser un autre médium qu'une fibre optique pour induire un délai entre les polarisations s et p du faisceau sonde. La fibre optique avait été choisie initialement à cause de sa disponibilité, de son faible coût et de la possibilité de tester diverses biréfringences en changeant sa longueur, mais il serait peut-être possible de la remplacer par un cristal biréfringent maintenant que l'optimisation est réalisée. Cela simplifierait aussi beaucoup l'alignement.



Figure 5.14 : Signaux acquis par CP-SDI avec référencement et avec un temps d'intégration trop élevé. La roue 7/5 a été utilisée avec le hacheur optique placé dans le faisceau THz juste après le cristal de LiNbO₃. Une fréquence de 400 Hz et un temps d'exposition de 1s ont été utilisés. Le graphique indique que le temps d'exposition utilisé est trop grand pour cette fréquence. En effet, la référence (en rouge) présente des pics entre 2 et 3 ps, ce qui correspond aussi au pic du signal (en bleu). Ainsi, une partie du signal est dans la référence, et la soustraction des deux a pour résultat de diminuer l'amplitude et de déformer l'impulsion THz mesurée (en noir).

Un autre problème de l'utilisation du hacheur optique à haute fréquence est l'erreur de synchronisation entre le hacheur optique et la caméra. Cette erreur provient d'abord de l'erreur sur la définition de la fréquence par le contrôleur du hacheur. Le même type d'erreur peut survenir à la caméra, un certain délai existant entre le temps de réception du signal TTL et le début ou la fin de l'acquisition d'image. Dû à l'erreur de synchronisation, il était prévu d'utiliser un temps d'exposition plus petit que la limite théoriquement imposée par la fréquence du hacheur optique, et ce pour pouvoir bien séparer le signal et la référence. Toutefois, très peu d'information sur ce type d'erreur a été obtenue de la part des compagnies malgré le fait qu'elles ne pensaient pas qu'il y aurait de problème pour le référencement jusqu'à 1 kHz au moins. Diverses valeurs de temps d'exposition ont donc été testées en combinaison avec différentes fréquences du hacheur optique. Pour chaque fréquence, le temps d'exposition maximum acceptable a été défini comme le plus grand temps testé sans observation de fuite du signal vers la référence (comme dans la Figure 5.14). Selon les résultats, il s'avère que le temps d'exposition maximum à utiliser diminue avec le carré de la fréquence du hacheur optique, tel que présenté à la Figure 5.15, et donc le temps d'exposition maximum à utiliser devient rapidement très petit. On note que ce résultat devrait être confirmé avec davantage de mesures, puisque l'ajustement de courbe de deuxième ordre (R²=0,97) donne un meilleur résultat que celui de premier ordre (R²=0,92), mais que les deux ont été réalisés avec seulement cinq points.



Figure 5.15 : Le temps d'exposition maximal de la caméra diminue avec le carré de la fréquence du hacheur optique. On définit comme temps d'exposition maximal le plus haut temps d'exposition qu'on peut utiliser sans observer un mélange entre le signal et la référence. Les points noirs représentent les temps d'exposition maximaux testés avec succès expérimentalement alors que la courbe rouge est une régression correspondant à l'équation insérée dans le graphique. Seules certaines valeurs entières de temps d'exposition ont été testées pour chaque fréquence, et non un continuum de valeurs ; il est donc normal d'observer une certaine erreur entre les mesures expérimentales et l'équation théorique. Pour cette raison, et à cause du faible nombre de points, cette équation devrait être confirmée par plus de mesures expérimentales avant d'être utilisée.

Encore une fois, les roues 2, 7/5 et 42/30 ont été testées à des fins d'optimisation de la détection CP-SDI avec référencement. Elles ont également été placées à diverses positions dans le montage (dans le faisceau pompe, dans le faisceau THz après le cristal de génération ou dans le faisceau THz au point focal). Toutefois, ces changements n'ont pas influencé les SNR mesurés de façon significative.

En utilisant le hacheur optique à 35 Hz avec la roue à deux fentes et un temps d'exposition de 8 ms, on obtient les résultats présentés au Tableau 5.4, dont un exemple est montré à la Figure 5.16. Comme lors de l'intégration d'une partie du système (voir section 5.1.1), on note une amélioration du SNR temporel d'environ un ordre de grandeur en ajoutant le référencement au CP-SDI, mais pas d'amélioration du SNR fréquentiel. Les spectres à la Figure 5.17 suggèrent une explication similaire à celle proposée à la section 5.1.1 : le référencement soustrait une bonne partie du bruit à basse fréquence du signal, d'où l'amélioration du SNR temporel. Toutefois, ce bruit soustrait n'apparaît pas dans le calcul du SNR fréquentiel puisque seul le bruit à haute

fréquence est considéré dans la définition. Une vitesse du hacheur optique beaucoup plus grande serait nécessaire afin de diminuer le bruit à haute fréquence et ainsi d'améliorer le SNR fréquentiel.

Tableau 5.4 : Comparaison des performances du CP-SDI avec et sans référencement. Les valeurs
dans le tableau correspondent à une moyenne des SNR obtenus avec quatre formes
d'onde enregistrées dans le cas avec référencement et dans le cas sans
référencement. L'incertitude est donnée par l'écart-type de ces SNR.



Figure 5.16 : Exemple d'une forme d'onde acquise par CP-SDI avec référencement. La roue à deux fentes, une fréquence de 35 Hz et un temps d'exposition maximal de 8 ms ont été utilisés.



Figure 5.17 : Transformée de Fourier de la forme d'onde présentée à la Figure 5.16

Le CP-SDI avec référencement a également été testé conjointement avec l'intégration d'une partie du système (voir section 5.1.1). Les résultats préliminaires sont présentés au Tableau 5.5, à la Figure 5.18 et à la Figure 5.19. On note qu'ils ont été acquis dans des conditions légèrement différentes et que plus d'expériences devraient être effectuées afin de pouvoir confirmer les résultats obtenus. À première vue, le fait d'ajouter l'intégration d'une partie du système au référencement améliorerait légèrement les SNR temporel et fréquentiel, mais il faudrait confirmer que ces améliorations sont significatives. Il est probable que les deux méthodes soient redondantes quant au type de bruit qu'elles diminuent. De plus, comme le système intégré diminue déjà le bruit à basse fréquence (dans le signal autant que dans la référence), il en reste très peu à enlever avec le référencement.

Tableau 5.5 : Comparaison des performances du CP-SDI avec référencement avec et sans intégration d'une partie du système. Les valeurs dans le tableau correspondent à une moyenne des SNR obtenus avec quatre formes d'onde enregistrées dans le cas sans intégration. L'incertitude est donnée par l'écart-type de ces SNR. La vitesse du hacheur optique est de 14 Hz dans le cas avec intégration et de 35 Hz dans le cas contraire.



Figure 5.18 : Forme d'onde enregistrée par CP-SDI avec référencement avec une vitesse du hacheur optique de 14 Hz et l'intégration d'une partie du système. On note que les formes d'onde en noir et en bleu sont en grande partie superposées.



Figure 5.19 : Transformée de Fourier de la forme d'onde référencée (noire) présentée à la Figure 5.18 et comparaison avec la version sans intégration. Les spectres sont très semblables.

À des fins d'amélioration future, une courte étude a été effectuée afin d'identifier les sources de bruit qui peuvent influencer les performances du CP-SDI avec référencement et intégration d'une partie du système. L'étude a été effectuée sans champ THz et donc seul l'écart-type du bruit mesuré est considéré pour estimer le SNR temporel. Tour à tour, le module d'entrée de la fibre, la fibre optique et la table ont été légèrement bougés manuellement durant les mesures. Dans le premier cas, un changement d'intensité des franges d'au maximum 5% a été observé puisque le couplage dans la fibre est affecté par le mouvement du module d'entrée. Dans le deuxième cas, la fibre optique tapotée du bout du doigt a pu subir de légères variations de courbure et donc une très légère variation de sa biréfringence, ce qui peut expliquer le léger mouvement des franges observé. Dans le troisième cas, de légers coups sur la table ont pu induire des vibrations menant à un léger mouvement des franges sur la caméra au cours de son temps d'exposition et de la durée de la mesure. Selon la Figure 5.20, le mouvement de la fibre optique et les vibrations de la table semblent augmenter significativement le niveau de bruit du système, mais pas le changement d'intensité des franges provoqué par une variation de la qualité du couplage dans la

fibre. Une variation d'intensité des franges de 5% n'est visiblement pas assez pour affecter le niveau de bruit. On note que les vibrations de la table peuvent elles-mêmes causer un mouvement de la fibre et donc qu'on ne peut assumer que la vibration de pièces optiques augmente effectivement le bruit.

Ces quelques résultats nous confirment qu'il pourrait être avantageux de fixer la fibre optique dans une boîte avec le restant des pièces optiques afin de minimiser tout mouvement possible. De plus, il est possible que, si la fibre renforcée du système intégré est sensible au mouvement, la fibre nue utilisée auparavant l'était encore plus, ce qui peut contribuer à expliquer pourquoi le système partiellement intégré a de meilleurs SNR et que le système non intégré.



Figure 5.20 : Études des sources de bruit dans le système CP-SDI avec référencement et intégration d'une partie du système. Le hacheur optique a été utilisé à 250 Hz avec la roue 7/5. La hauteur des quatre colonnes correspond à la valeur moyenne de 5, 4, 1 et 4 mesures respectivement, avec l'incertitude donnée par l'écart-type de ces mesures.

En conclusion, l'intégration d'une partie du système et l'acquisition avec référence offrent tous deux une amélioration du système CP-SDI du même ordre de grandeur. Toutefois, dû à la plus grande simplicité et facilité d'utilisation du système partiellement intégré, je recommande celui-ci au lieu du système d'acquisition avec référencement, du moins jusqu'à amélioration de ce dernier selon les recommandations décrites précédemment. Les deux techniques pourraient aussi être combinées si de futures études confirment que cela apporte une amélioration significative.

5.2 **Améliorations du traitement des données**

5.2.1 Programme d'acquisition et de traitement des données

Afin de bien comprendre les améliorations faites au traitement des données, une courte présentation de la dernière version du programme LabVIEW d'acquisition et de traitement des données est effectuée dans cette section.

L'acquisition et le traitement des données font partie du même programme (voir Figure 5.21) afin d'en augmenter la facilité d'utilisation. Les paramètres devant être modifiés pour optimiser la forme de l'onde lors du traitement des données (largeur et position du filtre, nombre de pixels à utiliser) sont facilement modifiables. Les SNR temporel et fréquentiel sont aussi automatiquement calculés afin de donner une idée à l'utilisateur de la qualité de chaque mesure. Afin d'optimiser la position de la caméra lors de l'alignement, un module permettant de voir les images en temps réel a été ajouté. Enfin, un autre module permet d'observer l'évolution de la phase des franges (reliée au champ THz) en temps réel afin d'optimiser l'alignement du CP-SDI.

Pour le CP-SDI avec référencement, un module supplémentaire a été ajouté pour optimiser la phase du hacheur optique. En effet, le signal TTL envoyé du hacheur vers la caméra garantit que les fréquences de rotation et d'acquisition sont synchronisées, mais pas que l'impulsion est exactement au centre d'une fente du hacheur optique lors de l'acquisition par la caméra. La position du hacheur peut être optimisée par un ajustement du délai du signal TTL qui contrôle la phase de l'onde carrée du hacheur : le

délai optimal est atteint lorsque la phase des franges de référence est minimale et que la phase des franges contenant le signal est maximale.



Figure 5.21 : Programme LabVIEW d'acquisition et de traitement des données CP-SDI. La partie supérieure (« Acquire ») contient le contrôleur de la ligne à retard, les paramètres d'acquisition ainsi que la forme d'onde acquise en temps réel. La partie inférieure (« Process ») montre la forme de l'onde après le déroulement de la phase et sa FFT. Les SNR temporel et fréquentiel sont automatiquement calculés et affichés. En bas complètement, les franges enregistrées sont affichées. Des fichiers peuvent être ouverts à n'importe quel moment (« Load file ») et la forme de l'onde correspondante est alors affichée. Lorsque la forme de l'onde est jugée satisfaisante par l'utilisateur, il peut l'enregistrer (« Save waveform »). La largeur et la position du filtre ainsi que le nombre de pixels à utiliser peuvent être changés dans le module « Settings ». Le module « Camera View » montre la vue de la caméra en temps réel alors que le module « Optimize THz peak » permet de suivre l'évolution de la phase des franges en temps réel.

5.2.2 Moyennage

Une façon facile et bien connue d'augmenter le SNR d'une forme d'onde est de moyenner plusieurs mesures consécutives. Normalement, plus on moyenne de mesures, plus on diminue les bruits aléatoires. Ceci rallonge malheureusement la durée de l'expérience d'un facteur égal au nombre de mesures à moyenner. Comme le temps d'acquisition pour le CP-SDI (et pour plusieurs montages de détection THz) est déjà souvent d'au moins une minute par trace THz, le moyennage n'est pas souvent effectué. Une solution alternative proposée fait appel à la caméra rapide utilisée pour le référencement, et avec laquelle on peut acquérir plusieurs formes d'onde en même temps. En effet, il suffit de multiplier le nombre d'images acquis à chaque position de la ligne à retard par le nombre de mesures à moyenner. Comme le temps d'exposition de la caméra est d'au maximum une dizaine de millisecondes, acquérir 10 images par position par exemple ne prend qu'un dixième de seconde, ce qui est encore beaucoup plus court que le temps de déplacement et de stabilisation de la ligne à retard entre chaque position. Cette méthode permet de sauver beaucoup de temps même si elle n'est pas tout-à-fait équivalente au moyennage traditionnel.

Le moyennage a été implémenté dans les programmes LabVIEW pour le CP-SDI et pour le CP-SDI avec référencement. Un test a été effectué avec ce dernier montage en moyennant dix mesures pour chaque position de la ligne à retard (voir exemple à la Figure 5.22). L'amélioration des SNR temporel et fréquentiel est alors d'environ deux fois (voir résultats au Tableau 5.6). Ce résultat encourageant incite à tester le moyennage d'un nombre supérieur de mesures afin de tenter d'améliorer encore plus les SNR. Des améliorations semblables sont attendues pour le moyennage sans référencement, mais cela devra aussi être testé.



Figure 5.22 : Exemple de traitement des données pour la détection CP-SDI avec référencement et moyennage de deux mesures. La forme de l'onde THz est reconstituée par échantillonnage en temps équivalent, c'est-à-dire que le délai entre les impulsions THz et sonde est varié à l'aide d'une ligne à retard pour chaque point de l'onde THz échantillonnée. Pour chaque position de la ligne à retard, un total de deux fois le nombre d'images à moyenner est enregistré, soit deux images avec influence du champ THz (signal) alternées avec deux images sans l'influence du champ THz (référence) dans le cas ci-haut. Deux formes d'onde contenant le signal THz et deux formes d'onde de référence peuvent ainsi être reconstituées. On soustrait chaque forme d'onde de référence d'une forme d'onde THz pour en extraire le bruit, suite à quoi on moyenne les résultats.

Tableau 5.6 : Amélioration des SNR par moyennage. Les résultats sans moyennage sont une moyenne des SNR obtenus pour 10 mesures de la même forme d'onde. L'incertitude est donnée par l'écart-type de ces SNR.

	CP-SDI avec référencement et moyennage de 9 mesures	CP-SDI avec référencement sans moyennage
SNR fréquentiel	13 907	6 648 ± 1 291
SNR temporel	337	216 ± 20

5.2.3 Alignement simplifié du système

Comme mentionné à la section 4.2.3, il est difficile d'optimiser la phase des franges mesurée en temps réel puisque sa valeur principale est limitée entre $-\pi/2$ et $\pi/2$. Un algorithme de déroulement de phase est en général utilisé à la fin de l'acquisition d'une forme d'onde THz afin d'éliminer les sauts de phase, rendant ainsi la phase mesurée continue et représentative du champ THz (voir Figure 4.4). Comme la mesure en temps réel ne permet pas l'utilisation de l'algorithme de déroulement de phase actuellement utilisé, les sauts de phase rendent l'optimisation en temps réel très difficile. Ceci explique pourquoi le montage de génération THz a toujours été optimisé avec une détection EOS standard, avant de remplacer cette dernière par la détection SDI ou CP-SDI.

Or, les calculs de la phase des franges à l'aide d'une transformée de Fourier ou d'Hilbert (voir sections 3.2 et 4.1 respectivement) ne sont pas les seules méthodes utilisées dans le domaine de l'analyse de franges interférométriques. Une autre méthode consiste à effectuer une transformée de Fourier des franges, suite à quoi on obtient un pic dont la position est donnée par la différence de chemin optique entre les deux faisceaux qui interfèrent (voir équation (3.1) et applications à la section 3.1). Comme la différence de chemin optique est directement reliée à la biréfringence du cristal, laquelle est proportionnelle au champ THz, la position du pic FFT est proportionnelle au champ THz (voir section 2.2.3). L'avantage de cette technique est que les valeurs de différence de chemin optique ne sont pas limitées puisqu'elles ne sont pas calculées à l'aide de fonctions trigonométriques. Il n'y a donc pas possibilité de

sauts de phase avec cette méthode. L'inconvénient est par contre que la précision dépend de la capacité à déterminer la position du maximum du pic FFT. Dans le cas présent, le spectre de la source utilisée n'est pas gaussien, et donc le pic FFT des franges non plus. L'application d'une fenêtre gaussienne sur les franges permet de contourner ce problème et d'obtenir un pic FFT gaussien, duquel il est plus facile d'obtenir le maximum. La détermination du maximum est alors effectuée par un ajustement de courbe (*curve fitting*) sur le pic FFT [69] ou par le calcul de son barycentre [70]. La première méthode a ici été choisie puisqu'elle produit des résultats plus précis dans le cas où le pic FFT présente une légère dissymétrie. Par contre, pour avoir une bonne définition fréquentielle du pic FFT, il faut augmenter le nombre de points dans le domaine temporel en ajoutant des valeurs nulles après les franges (*zero-padding*), ce qui augmente rapidement le temps de calcul de la FFT (voir Figure 5.23) et constitue donc un deuxième inconvénient lors du traitement des données.



Figure 5.23 : Augmentation du temps de calcul avec le nombre de points utilisés. Les points noirs représentent les mesures empiriques alors que la courbe rouge est une régression suivant l'équation insérée en haut à gauche. Comme on utilise en général des puissances de deux comme nombre de points lors de la FFT, l'augmentation du temps de calcul subit également une augmentation en puissance de deux. Or, le nombre de points utilisés dans le calcul influence aussi la précision sur la position du pic FFT et donc le champ minimum détectable. Ainsi, la précision avec 2¹⁰ points est juste assez grande pour pouvoir observer un pic de 50 kV/cm, et avec 2¹² points on peut détecter un pic de 4 kV/cm. Toutefois, il faut 2¹⁷ points pour avoir des SNR optimaux lorsque le pic THz est de 50 kV/cm (2¹⁸ points pour des champs électriques beaucoup plus faibles). La mesure en 1300 images d'une forme d'onde ayant un champ THz intense prend donc environ 30s à traiter afin d'obtenir des SNR optimaux (bien sûr, le temps de calcul peut changer d'un ordinateur à l'autre).

Comme la valeur du champ THz est ici calculée à partir de la position du pic FFT, la calibration du spectromètre en nombres d'onde est nécessaire. La calibration n'a pas été effectuée jusqu'ici avec le système CP-SDI puisque le spectromètre maison doit être démonté entre chaque expérience (l'espace de laboratoire étant partagé). De plus, l'impact d'une calibration complète sur les résultats d'un traitement des données basé sur une transformée d'Hilbert n'est pas énorme (environ 2% de différence pour le SNR temporel et 11% pour le SNR fréquentiel selon des estimations effectuées lors de l'utilisation du produit de Doric Lenses). Toutefois, pour un éventuel système commercialisable, la calibration complète du spectromètre serait importante.

La première étape est la calibration du spectromètre en longueurs d'onde et consiste à attribuer une longueur d'onde à chaque pixel de la caméra CCD. Différentes méthodes peuvent être utilisées, dont la plus connue est le recours à une source de spectre connu [71]. Connaissant la position des lignes spectrales de la source, les pixels correspondants peuvent être identifiés sur la caméra. Un ajustement de courbe est ensuite effectué pour obtenir les longueurs d'onde correspondant à tous les pixels [72]. Il est également possible de varier la longueur de l'un des bras de l'interféromètre de façon régulière, connaissant le déplacement induit, et d'enregistrer la position du pic spectral pour chaque déplacement [70]. Bien sûr, la précision de la calibration dépend alors de la grandeur et de la précision des déplacements. D'autres techniques ont aussi été développées pour des cas particuliers [73].

La deuxième étape est la calibration du spectromètre en nombres d'onde. Le passage des longueurs d'onde aux nombres d'onde se calcule très facilement :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{5.4}$$

Le réseau de diffraction sépare la lumière de façon linéaire en fonction de la longueur d'onde (si on néglige la dispersion), mais après leur transformation en nombres d'onde, les franges ne sont plus échantillonnées uniformément. Un ré-échantillonnage doit donc être effectué dans l'espace des nombres d'onde avant de pouvoir effectuer une FFT.

Une interpolation linéaire ou une spline cubique [74] est en général utilisée pour ce faire. Il est également possible d'utiliser une transformée de Fourier rapide non uniforme (NUFFT: *Non-Uniform Fast Fourier Transform*) au lieu de faire un rééchantillonnage, ce qui demande plus de travail sur le programme mais offre une meilleure vitesse de traitement des données ainsi qu'une meilleure sensibilité que le rééchantillonnage avec spline cubique [75]. D'autres méthodes ont aussi été développées, dont certaines solutions au niveau du montage et une technique basée sur la transformée d'Hilbert [74]. Cette dernière est non seulement facile à mettre en œuvre mais permet également de corriger d'éventuels problèmes de dispersion [76].

Le transfert des longueurs d'onde vers les nombres d'onde ainsi que le rééchantillonnage diminuent la largeur du pic FFT en plus d'augmenter son amplitude, et donc améliore les SNR d'un système d'interférométrie [74]. L'amélioration devrait être particulièrement flagrante pour la méthode d'alignement simplifié du système basée sur le suivi du pic FFT des franges puisque la précision de la méthode repose sur la capacité du programme à identifier la position du pic FFT. Malheureusement, la calibration en longueurs d'onde du spectromètre n'a pas pu être effectuée au cours de ma maîtrise. Afin de quand même évaluer l'amélioration potentielle du système par une calibration complète du spectromètre, une longueur d'onde a été attribuée à chacune des franges en tenant compte des caractéristiques connues de la source laser et en supposant que son spectre est gaussien (voir Figure 5.24, λ_0 =790 nm, $\Delta\lambda$ =40 nm). Bien sûr. le spectre d'une impulsion laser issue d'un oscillateur titane-saphir n'est pas parfaitement gaussien et il s'agit d'une approximation. On peut observer que le pic FFT obtenu après la calibration des franges en nombres d'onde et le ré-échantillonnage est plus étroit et plus intense que si ces étapes ne sont pas effectuées (voir Figure 5.24). Le pic FFT est également plus symétrique, facilitant ainsi l'ajustement d'une courbe gaussienne. Ces améliorations ne changent pas significativement la forme de l'onde mais améliorent les SNR calculés (voir Tableau 5.7).



- Figure 5.24 : Exemple de traitement des données basé sur le suivi du pic FFT. a) Les franges obtenues avec le spectromètre non calibré sont présentées en haut avec leur FFT en bas. Les franges sont fenêtrées (l'enveloppe des franges est ici utilisée comme fenêtre à titre d'exemple) avant le calcul de la FFT puis un ajustement de courbe gaussienne est effectué sur le pic FFT principal afin d'en déterminer le maximum. b) L'axe des x des franges a été défini pour que l'enveloppe gaussienne des franges (en vert) soit centrée en 790 nm et que sa largeur à mi-hauteur soit de 40 nm (soit les caractéristiques connues de la source). Bien sûr, cela n'équivaut pas à une calibration mais le résultat devrait au moins être du même ordre de grandeur. Un rééchantillonnage des franges est effectué à l'aide d'une spline cubique avant le fenêtrage et la FFT. Le pic FFT obtenu est alors plus étroit et plus intense que dans le cas a), comme prédit par [74]. Le pic FFT est également plus symétrique. On note que les axes des abscisses des pics FFT sont séparés uniquement par une constante multiplicatrice, et donc que les échelles des deux graphiques peuvent être comparées directement.
- Tableau 5.7 : Estimation de l'amélioration des SNR par la calibration complète du système, incluant le transfert des franges vers les nombres d'onde et le ré-échantillonnage à l'aide d'une spline cubique.

	SNR sans calibration	SNR avec calibration	Amélioration des SNR par la calibration
Mesure avec conditions optimales du système: avec le produit de Doric Lenses	SNRt=217 SNRf=1 132	SNRt=412 SNRf=6 219	+90% +449%
Mesure très bruitée avec polariseurs à 60° l'un de l'autre afin de diminuer le champ électrique THz	SNR _t =114 SNR _f =27	SNR _t =373 SNR _f =37	+227% +37%

Comme le champ THz n'est pas calculé à partir de la même information avec la technique de suivi du pic FFT qu'avec la technique basée sur une transformée d'Hilbert, leur sensibilité aux bruits du système diffère légèrement. En effet, la méthode basée sur une transformée d'Hilbert mesure la phase instantanée, soit l'argument du cosinus encodant les franges. La méthode basée sur le changement de position du pic FFT, quant à elle, mesure uniquement la fréquence de ce cosinus. En général, la performance des deux méthodes en terme de SNR temporel est très semblable lorsque les paramètres (filtre ou fenêtre) sont optimisés (voir Figure 5.25). On estime donc que le champ minimum détectable est le même avec les deux méthodes, soit environ 1 kV/cm avec une détection CP-SDI optimisée. Par contre, certaines formes d'onde très bruitées ont été mieux reconstituées avec la méthode de suivi du pic FFT (voir Figure 5.26). On note que ces formes d'onde ont été acquises avec un montage non optimal, possiblement sujet à de nombreuses vibrations. Ces vibrations peuvent causer un décalage des franges sur la caméra. Lors de la transformée d'Hilbert des franges, ce décalage est interprété à tort comme un changement de la phase du cosinus encodant les franges et donc comme une variation d'intensité du champ THz. La méthode basée sur le suivi du pic FFT, quant à elle, ne mesure pas la phase du cosinus et donc n'est pas sensible au décalage des franges, ce qui peut expliquer les performances présentées à la Figure 5.26.



Figure 5.25 : Les deux graphiques présentent la même mesure THz acquise par CP-SDI avec le produit de Doric Lenses (voir section 5.1.1), mais traitée selon deux méthodes différentes. La première méthode est celle utilisée par Ibrahim et al [3] basée sur une transformée d'Hilbert. La deuxième méthode utilise plutôt une transformée de Fourier et le champ électrique est donné par la position du pic FFT. On note que les deux formes d'onde ont été calculées sans calibration du spectromètre.



Figure 5.26 : Les deux graphiques présentent la même mesure d'un faible champ THz, acquise par CP-SDI mais traitée selon deux méthodes différentes. On note que cette mesure provient d'un système très bruité et non optimisé. L'angle entre les polariseurs à grille métallique a aussi ici été changé afin de réduire le champ électrique. On estime le champ crête à environ 20 kV/cm. Dans le cas présent, le traitement des données basé sur une transformée d'Hilbert révèle une lente dérive du bruit, ce dernier étant d'amplitude supérieure à celle du signal THz. Cette dérive n'est pas présente lorsque la forme de l'onde est calculée avec le traitement des données basé sur le suivi de la position du pic FFT. On note que les deux formes d'onde sont calculées sans calibration du spectromètre.

On observe à la Figure 5.25 que la méthode basée sur le déplacement du pic FFT semble causer une certaine déformation de l'impulsion THz mesurée. Ce phénomène a été attribué à l'utilisation d'une fenêtre gaussienne ou super-gaussienne assez étroite afin d'obtenir un pic FFT d'aspect gaussien. Certaines franges (fréquences) ne sont donc pas prises en compte dans le calcul, ce qui peut déformer l'onde mesurée. On peut obtenir un phénomène semblable avec la méthode basée sur la transformée d'Hilbert si on utilise un nombre trop petit de franges ou un filtre passe-bande trop étroit. La fenêtre étroite utilisée est probablement aussi la cause de l'obtention d'un SNR

fréquentiel en général plus petit lorsqu'on suit la position du pic FFT au lieu de passer par la transformée d'Hilbert.

En bref, le traitement des données basé sur le suivi du pic FFT des franges n'est pas soumis à la sur-rotation et est moins sensible à certaines source de bruit que le traitement des données basé sur une transformée d'Hilbert. Par contre, il peut causer une certaine déformation de la forme d'onde, une diminution du SNR fréquentiel et une augmentation du temps de calcul. Pour ces raisons, le traitement des données utilisant une transformée d'Hilbert est conservé comme méthode principale dans le programme LabVIEW. Par contre, la méthode de suivi du pic FFT est maintenant implémentée dans le module permettant d'observer l'évolution de la phase des franges en temps réel afin d'optimiser l'alignement du CP-SDI sans saut de phase. Les inconvénients mentionnés sont alors sans importance et le temps de calcul permet tout de même d'obtenir la phase des franges en temps réel ou presque (maximum de 25 images/s traitées avec 2¹⁸ points, un peu moins en prenant en compte le temps d'affichage sur un graphique). Des tests préliminaires indiquent un bon fonctionnement de la méthode pour optimiser le champ THz. La méthode de suivi du pic FFT est aussi implémentée dans le programme comme option, c'est-à-dire qu'elle peut être sélectionnée n'importe quand pour tenter d'obtenir de meilleurs résultats dans le cas de formes d'onde très bruitées.

On note que, comme le champ THz crête mesuré est en général faible lorsque le système n'est pas encore parfaitement aligné, un champ minimum détectable de 1 kV/cm n'est pas l'idéal. En effet, des champs de dix à cent fois plus petits peuvent être détectés avec l'EOS standard grâce à l'amplificateur à détection synchrone utilisé, ce qui facilite grandement l'identification du pic THz lors de l'alignement du montage. La sensibilité du CP-SDI gagnerait donc beaucoup à être améliorée afin de faciliter l'alignement sans passer par l'EOS au préalable. En ce qui a trait au traitement des données, le moyennage de plusieurs mesures (voir section 5.2.2) pourrait être implémenté et testé dans le module de suivi de la phase des franges en temps réel. Cela devrait contribuer à diminuer le bruit. Un moyen d'augmenter le champ électrique minimum détectable pourrait aussi être d'augmenter la précision sur la détermination du centre du pic FFT. Pour cela, d'autres fenêtres que des fenêtres gaussiennes pourraient être testées. En effet, la fenêtre gaussienne est un choix pratique mais une

85

fenêtre étroite doit en ce moment être utilisée, ce qui conduit à un pic FFT assez large. Peut-être qu'un autre type de fenêtre (Hamming, Hanning, Blackman-Harris, Kaiser, etc.) pourrait être utilisé pour un résultat optimal. De plus, l'algorithme standard d'ajustement de courbe sur le pic FFT pourrait probablement être amélioré afin d'augmenter la précision sur la détermination du centre du pic.

5.2.4 Formule pour calculer le champ électrique THz

Avec le traitement des données basé sur le suivi du pic FFT, il est facile de calculer le champ électrique THz. En effet, selon [42], la biréfringence induite par un champ THz incident perpendiculaire à un cristal de ZnTe orienté (110) est donnée par :

$$\Delta n = n_0^3 r_{41} E_{THz} \tag{5.5}$$

Où Δn est la biréfringence du cristal n₀ est l'indice de réfraction du cristal sans champ électrique THz (n₀=2,85 [28]) r₄₁ est le coefficient électro-optique du cristal (r₄₁=4,04 pm/V [28]) E_{THz} est le champ électrique THz

Le domaine de validité de cette formule est [42] :

$$r_{41}E_{THz} \ll \frac{1}{n_0^2} \tag{5.6}$$

Avec le cristal de ZnTe, on peut donc utiliser cette formule tant que le champ THz est beaucoup plus petit que 308 MV/cm, ce qui ne devrait pas poser problème puisqu'il n'est pour le moment pas possible de générer des champs supérieurs à quelques MV/cm. La variation de position du pic FFT correspond à la différence de chemin optique induite par la biréfringence du cristal de détection :

$$\Delta L_{THz} = d(\Delta n) = dn_0^3 r_{41} E_{THz}$$

$$\Rightarrow E_{THz} = \frac{\Delta L_{THz}}{dn_0^3 r_{41}}$$
(5.7)

Où ∆L_{THz} est la différence de chemin optique due au champ THz, qui correspond au déplacement du pic FFT d est l'épaisseur de cristal (d=2mm)

En ajoutant les pertes par réflexion sur le cristal, on obtient :

$$E_{THZ} = \frac{\Delta L_{THZ}}{T dn_0^3 r_{41}} \tag{5.8}$$

Où T est le coefficient de transmission à travers le cristal de détection (T=0,48)

Étant donné que le spectromètre utilisé n'est pas calibré, il n'est pas possible de comparer le champ électrique calculé à partir de cette formule et de la détection CP-SDI à celui mesuré avec l'EOS standard. De futurs tests sont impératifs dès que le spectromètre sera calibré.

Avec le traitement des données basé sur une transformée d'Hilbert, le principe est le même, sauf que l'information mesurée est la phase instantanée, soit :

$$\phi(k) = k(\Delta L_{THz} + \Delta L_{fibre}) + \phi_0$$
(5.9)

Où $\phi(k)$ est la phase instantanée des franges k est le nombre d'onde ΔL_{THz} est la différence de chemin optique due au champ électrique THz ΔL_{fibre} est la différence de chemin optique due à la fibre optique biréfringente (valeur constante) ϕ_0 est une constante de phase (valeur constante)

On peut donc facilement appliquer la formule (4.8) à condition de centrer d'abord la forme de l'onde autour de zéro afin de soustraire la constante de phase puis de diviser par le nombre d'onde choisi (le nombre d'onde central et la phase correspondante ont toujours été utilisés pour obtenir les résultats présentés dans ce mémoire). Une autre possibilité est d'effectuer une régression linéaire de la phase instantanée en fonction des nombres d'onde. La différence de chemin optique totale correspond alors à la pente. Il suffit de centrer la forme d'onde autour de zéro pour obtenir la différence de chemin optique due au champ THz. Cette méthode pourrait être plus précise que la première car tous les points sont utilisés, minimisant ainsi l'erreur par rapport à l'utilisation d'un seul point. Encore une fois, de futurs tests sont nécessaires pour le confirmer.

6 CONCLUSION

En résumé, le but de mon projet de maîtrise était d'améliorer la performance, la facilité d'utilisation et l'intégration de la technique de détection CP-SDI dans le but de la rendre commercialisable. La détection CP-SDI est basée sur une détection électro-optique, ce qui veut dire que le champ THz est mesuré via la biréfringence qu'il induit dans un cristal. L'échantillonnage électro-optique standard (EOS) utilise un système de polariseurs afin de mesurer le changement de polarisation et donc le déphasage d'un faisceau sonde traversant ce cristal. La phase maximum détectable et donc le champ THz maximum détectable sont dans ce cas limités. Différents moyens sont couramment utilisés afin de contourner cette limite, mais ils présentent tous des désavantages tels que la diminution de la résolution fréquentielle. la déformation de la forme d'onde ou la diminution du rapport signal sur bruit (SNR). La détection CP-SDI, quant à elle, utilise l'interférométrie dans le domaine fréquentiel pour mesurer le déphasage du faisceau sonde après son passage dans le cristal de détection. Cette technique permet de mesurer une phase maximum environ 11 000 fois plus grande que l'EOS standard, et donc un champ THz beaucoup plus grand. Toutefois, le CP-SDI est encore inférieur à l'EOS en terme de SNR, ce qui limite son attrait aux utilisateurs de champs THz très élevés. De plus, le CP-SDI est dépendant de l'EOS car il ne peut être utilisé ni pour aligner un montage de génération THz, ni pour mesurer un champ THz en unités réelles. Ces dernières limitations sont dues à l'algorithme de déroulement de phase utilisé lors du traitement des données, qui n'est pas adapté aux mesures en temps réel, et au fait qu'aucune formule pour calculer le champ THz en unités réelles n'a été développée.

Ce mémoire décrit les améliorations apportées au montage et au traitement des données du système de détection THz CP-SDI. En ce qui concerne le montage, deux variations du système ont été proposées. La première est l'intégration d'une partie du montage. Les tests effectués démontrent que l'intégration des composantes optiques situées entre le cristal de détection et le polariseur dans un module unique augmente le SNR temporel d'environ un ordre de grandeur. Les raisons avancées pour cette augmentation sont la meilleure optimisation de la position des lames d'onde afin de

89

maximiser le contraste des franges et la plus grande stabilité du système diminuant sa sensibilité aux vibrations. On note toutefois que l'amélioration du SNR temporel est uniquement due à la diminution des basses fréquences, ce qui explique l'absence d'amélioration du SNR fréquentiel. Pour la même raison, l'amélioration par le système intégré sera plus ou moins grande d'un système à l'autre dépendamment du contenu fréquentiel du bruit l'affectant. L'intégration d'une partie du système facilite également l'alignement de la fibre optique et des lames d'onde, en plus de diminuer l'espace utilisé par le montage.

La deuxième amélioration proposée pour le montage est l'acquisition avec référence. Celle-ci consiste à acquérir une image de référence pour chaque image acquise en temps normal. Les faisceaux interférant pour constituer l'image de référence ont traversé le cristal de détection alors qu'il n'était pas exposé à un champ THz. Un hacheur optique synchronisé avec la caméra doit alors être utilisé afin d'alternativement bloquer ou laisser passer le faisceau THz avant le cristal. Les images de référence sont utilisées, comme les images contenant le signal, pour reconstituer une forme d'onde. Toutefois, cette dernière ne contient que le bruit du système. En la soustrayant de la forme d'onde contenant le signal bruité, on obtient alors une forme d'onde non bruitée. Différents paramètres ont été testés afin d'optimiser la technique et de maximiser le bruit soustrait du signal, soit le contraste des franges, la fréquence du hacheur optique et sa position dans le montage ainsi que la roue utilisée. Selon les résultats, le bruit diminue lorsque le contraste des franges est maximisé et que la fréquence du hacheur est augmentée, alors que les deux autres paramètres n'ont pas d'influence significative. Avec un hacheur optique à 35 Hz et un contraste maximum des franges, l'acquisition avec référencement augmente le SNR temporel d'environ un ordre de grandeur, sans toutefois affecter le SNR fréquentiel puisque les fréquences soustraites sont très basses. Combiné avec l'intégration d'une partie du système, l'amélioration est très légère et de futurs tests sont nécessaires pour confirmer qu'elle est significative. L'intégration d'une partie du système seule semble donc pour le moment avantageuse à l'acquisition avec référencement puisque les deux montages améliorent le SNR temporel de la même manière mais que le premier augmente également la facilité d'utilisation et l'intégration du système.

90
Pour le traitement des données, une méthode de moyennage rapide a été proposée et l'amélioration subséquente des SNR temporel et fréquentiel a été démontrée. Un algorithme de traitement des données permettant d'éviter le déroulement de phase a également été proposé. Cet algorithme permet d'optimiser l'alignement d'un montage de génération THz avec le système CP-SDI en détection, ce qui n'avait jamais été fait auparavant. Une méthode de calibration standard a également été proposée. Finalement, une formule pour calculer le champ électrique THz en unités réelles a été développée pour les mesures CP-SDI. Grâce à ces améliorations, l'utilisation de l'EOS standard ne devrait plus être nécessairement préalable à l'utilisation du CP-SDI.

Plusieurs améliorations et tests futurs ont été proposés au fil de ce mémoire. D'abord, le système devrait être testé à très fort champ THz afin d'évaluer ses limites. L'intégration d'une partie du système devrait aussi être améliorée en ajoutant des axes de rotation sur le module intégré afin de faciliter l'alignement et d'améliorer le taux de couplage. Du côté de l'acquisition avec référence, les tests suggèrent que l'augmentation de la fréquence du hacheur optique pourrait augmenter les performances. Or, l'augmentation de la fréquence d'acquisition vient avec une diminution du temps d'intégration de la caméra et donc du contraste des franges, à moins de pouvoir augmenter la puissance optique. Un moyen proposé pour avoir plus de puissance optique atteignant la caméra serait de remplacer la fibre optique par un cristal biréfringent dont le coefficient de transmission serait plus élevé que le taux de couplage dans la fibre. L'élimination de la fibre optique augmenterait également énormément la facilité d'alignement du système et même son intégration puisque tout l'optique de couplage deviendrait inutile. C'est donc une idée à étudier sérieusement. Si de plus hautes fréquences d'acquisition augmentent significativement les performances du système, l'acquisition avec référence pourrait devenir plus intéressante. Du côté du traitement des données, il serait très important de calibrer le spectromètre dès qu'il sera fixé pour de bon. La formule pour calculer le champ électrique THz en unités réelles pourra alors être confirmée. De plus, quoique le traitement des données sans déroulement de la phase soit confirmé fonctionnel, il serait pertinent de tenter d'aligner un système de génération THz depuis le début avec cette méthode afin d'évaluer sa facilité d'utilisation. Finalement, une étude sur le nombre optimal de mesures à

91

moyenner pour maximiser les SNR tout en conservant un temps d'acquisition raisonnable serait pertinente.

Afin d'améliorer les performances du système CP-SDI et de le rendre commercialisable, il est évident qu'il faudrait compléter l'intégration du système pour y inclure le spectromètre et le polariseur le précédant. Il y a deux possibilités pour cela. La première option est de simplement fixer toutes les pièces dans une boîte. La deuxième option est d'utiliser un spectromètre industriel ayant des caractéristiques semblables au spectromètre maison utilisé pour le moment. Les avantages sont bien sûr que les éléments sont déjà tous fixés dans une boîte, en plus du fait que le spectromètre est déjà calibré. Dans ce cas, le polariseur pourrait être acheté fibré [77] et directement connecté entre la fin de la fibre optique et l'entrée du spectromètre.

7 REFERENCES

- [1] Sharma G, Singh K, Al-Naib I, Morandotti R & Ozaki T (2012) Terahertz detection using spectral domain interferometry. *Opt. Lett.* 37(20):4338-4340.
- [2] Sharma G, Singh K, Ibrahim A, Al-Naib I, Morandotti R, Vidal F & Ozaki T (2013) Self-referenced spectral domain interferometry for improved signal-to-noise measurement of terahertz radiation. *Opt. Lett.* 38(15):2705–2707.
- [3] Ibrahim A, Férachou D, Sharma G, Singh K, Kirouac-Turmel M & Ozaki T (2016) Ultra-high dynamic range electro-optic sampling for detecting millimeter and submillimeter radiation. *Sci. Rep.* 6:23107.
- [4] Toptica Photonics, Terahertz Technology Properties of Terahertz Radiation Toptica Photonics, http://www.toptica.com/products/terahertz_generation/terahertz_technologysource s_and_thz_generation_methods/ (consulté le 13 avril 2016).
- [5] Rubens H & Snow BW (1893) On the Refraction of Rays of Great Wavelength in Rock Salt, Sylvine, and Fluorite. *Phil. Mag.* 35:35–45.
- [6] Bründermann E, Hübers H-W & Kimmitt MF (2012) Terahertz Techniques. Springer, New York, 383 p.
- [7] Rubens H & Wood RW (1911) Focal isolation of long heat-waves. *Phil. Mag.* 21:249.
- [8] Kimmitt MF (2003) Restrahlen to T-rays 100 Years of terahertz radiation. *J. Biol. Phys.* 29:77–85.
- [9] Nichols EF & Tear JD (1925) Joining the infra-red and elec- tric-wave spectra. *Astrophys. J.* 61:17.
- [10] Fan Y, Haixia W, Lin H & Fuhai L (2016) Summary for Policymakers. *Global TechMining Conference* (Valencia, 5 septembre 2012).
- [11] Siegel PH (2002) Terahertz technology. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 50(3):910–28.
- [12] Dexheimer SL (2008) Terahertz spectroscopy principles and applications. CRC Press, Boca Raton, 331 p.
- [13] Hafez HA, Chai X, Ibrahim A, Mondal S, Férachou D, Ropagnol X & Ozaki T (2016) Intense terahertz radiation and their applications. *J. Opt.*18(9):093004.
- [14] Barker H, Hodges T, Hartwick S & Segundo E (1975) Far infrared imagery. *Appl. Opt.* 15(8):1976.
- [15] Federici JF, Schulkin B, Huang F, Gary D, Barat R, Oliveira F & Zimdars D (2005) THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs. Semicond. Sci. Technol. 20:S266–280.
- [16] Thom RL & Walker (2005) Testing to advert disasters: External space shuttle tank foam. *Adv. Mater. Process.* May:27–30.

- [17] Zimdars D, White JS, Stuk G, Chernovsky A & Fichter G (2006) Large Area Terahertz Imaging and Non- Destructive Evaluation Applications. *The 4th International Workshop on Ultrasonic and Advanced Methods for Nondestructive Testing and Material Characterization* (Dartmouth, 19 juin 2006), 63-66.
- [18] Zhu B, Chen Y, Deng K, Hu W & Yao ZS (2009) Terahertz Science and Technology and Applications. *Progress In Electromagnetics Research Symposium* (Pékin, 23-27 mars 2009),1166–1170.
- [19] Federici JF, Gary D, Barat R & Zimdars D (2005) THz standoff detection and imaging of explosives and weapons. *Proc. SPIE 5781, Optics and Photonics in Global Homeland Security* (Orlando, 28 mars 2005), 75
- [20] Liu H-B, Zhong H, Karpowicz N, Chen Y & Zhang X (2007) Terahertz Spectroscopy and Imaging for Defense and Security Applications. *Proc. IEEE* 95(8):1514–1527.
- [21] Son J-H (2014) Terahertz biomedical science & technology. CRC Press, Boca Raton, 357 p.
- [22] Stantchev RI, Sun B, Hornett SM, Hobson PA., Gibson GM, Padgett MJ & Hendry E (2016) Non-invasive, near-field terahertz imaging of hidden objects using a single pixel detector. *Sci. Adv.* 2(6):1600190.
- [23] Nagatsuma T, Ducournau G & Renaud CC (2016) Advances in terahertz communications accelerated by photonics. *Nat. Photon.* 10:371–379.
- [24] Reimann K (2007) Table-top sources of ultrashort THz pulses *Reports Prog. Phys.* 70(10):1597-1632.
- [25] Stone MR, Naftaly M, Miles RE, Fletcher JR & Steenson DP (2004) Electrical and radiation characteristics of semilarge photoconductive terahertz emitters. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 52(10):2420–2429.
- [26] Ropagnol X, Khorasaninejad M, Raeiszadeh M, Safavi-Naeini S, Bouvier M, Côté CY, Laramée A, Reid M, Gauthier MA & Ozaki T (2016) Intense THz Pulses with large ponderomotive potential generated from large aperture photoconductive antennas. *Opt. Express* 24(11):11299-11311.
- [27] Ropagnol X, Morandotti R, Ozaki T & Reid M. (2011) THz pulse shaping and improved optical-to-THz conversion efficiency using a binary phase mask. *Opt. Lett.* 36(14):2662–2664.
- [28] Coutaz J-L (2008) Optoélectronique terahertz. EDP Scienc, Les Ulis, 360 p.
- [29] Zhang X-C, Xu J (2010) Introduction to THz wave photonics. Springer, Boston, 246 p.
- [30] Lee Y-S (2009) Principles of terahertz science and technology. Springer, New York, 340.
- [31] Hebling J, Yeh K-L, Hoffmann MC, Bartal B & Nelson KA (2008) Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities. *J. Opt. Soc. Am. B* 25(7):B6-B19.

- [32] Nelson DF & Turner EH (1968) Electro-optic and piezoelectric coefficients and refractive index of gallium phosphide. *J. Appl. Phys.* 39(7):3337–3343.
- [33] Hebling J, Stepanov AG, Almási G, Bartal B & Kuhl J (2004) Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts. *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 78(5):593–599.
- [34] Vicario C, Jazbinsek M, Ovchinnikov A V, Chefonov O V, Ashitkov SI, Agranat MB & Hauri CP (2015) High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH1 pumped by Cr:forsterite laser. *Opt. Express* 23(4):4573–4580.
- [35] Hebling J, Almasi G, Kozma I & Kuhl J (2002) Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation. *Opt. Express* 10(21):299–304.
- [36] Hirori H, Doi A, Blanchard F & Tanaka K (2011) Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃. *Appl. Phys. Lett.* 98(9):091106.
- [37] Sharma G. (2013) Development of an intense THz source using tilted pulse front method in LiNbO3 crystal and its application in non-linear THz spectroscopy. Thèse de doctorat en Siences de l'énergie et des matériaux (Université du Québec. Institut National de la Recherche Scientifique, Varennes).,147 p.
- [38] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, White W & Falcone RW (1993) Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction. *Phys. Rev. Lett.* 71(17):2725–2728.
- [39] Löffler T, Jacob F & Roskos HG (2000) Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air. *Appl. Phys. Lett.* 77(3):453–455.
- [40] Oh TI, Yoo YJ, You YS & Kim KY (2014) Generation of strong terahertz fields exceeding 8 MV/cm at 1 kHz and real-time beam profiling. *Appl. Phys. Lett.* 105(4):041103.
- [41] D'Amico C, Houard A, Franco M, Prade B, Mysyrowicz A, Couairon A & Tikhonchuk VT (2007) Conical forward THz emission from femtosecond-laserbeam filamentation in air. *Phys. Rev. Lett.* 98(23):8–11.
- [42] Casalbuoni S, Schlarb H, Schmidt B, Steffen B, Schmüser P & Winter A (2005) Numerical studies on the electro-optic sampling of relativistic electron bunches. *Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference* (Knoxville, 16-20 mai 2015), 3070–3072.
- [43] Naftaly M (2015) Terahertz metrology. Artech House, Boston, 359 p.
- [44] Dai J, Xie X & Zhang XC (2006) Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases. *Phys. Rev. Lett.* 97(10):8–11.
- [45] Wang H, Wang K, Liu J, Dai H & Yang Z (2012) Theoretical research on terahertz air-breakdown coherent detection with the transient photocurrent model. *Opt. Express* 20(17):19264–19270.
- [46] Weng J, Liu S, Ma H, Tao T, Wang X, Liu C & Tan H (2014) Dynamic frequency-

domain interferometer for absolute distance measurements with high resolution. *Rev. Sci. Instrum.* 85(11):113112.

- [47] Chilson PB & Schmidt G (1996) Implementation of frequency domain interferometry at the SOUSY VHF radar: first results. *Radio Sci* 31(2):263–272.
- [48] Singh K, Dion C, Lesk MR, Ozaki T & Costantino S (2011) Spectral-domain phase microscopy with improved sensitivity using two-dimensional detector arrays. *Rev Sci Instrum* 82(2):25–9.
- [49] Taki H, Taki K, Yamakawa M, Shiina T, Kudo M & Sato T (2015) High-rangeresolution imaging using frequency domain interferometry with stabilization techniques for real-time vascular ultrasound. *Jpn J. Appl. Phys.* 54(7S1):07KF07.
- [50] Brezinski ME (2006) Optical Coherence Tomography: Principles and Applications. Academic press, San Diego, 480 p.
- [51] Thorlabs inc, OCT selection guide. Thorlabs inc, https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5702 (consulté le 26 août 2016).
- [52] Schuman JS (2008) Spectral domain optical coherence tomography for glaucoma (an AOS thesis). *Trans. Am. Ophthalmol. Soc.* 106:426–458.
- [53] Singh K, Dion C, Wajszilber M, Ozaki T, Lesk MR & Costantino S (2011) Measurement of ocular fundus pulsation in healthy subjects using a novel Fourierdomain optical coherence tomography. *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* 52(12):8927– 8932.
- [54] Iftimia N V., Mujat M, Ustun T, Ferguson RD, Danthu V & Hammer DX (2009) Spectral-domain low coherence interferometry/optical coherence tomography system for fine needle breast biopsy guidance. *Rev. Sci. Instrum.* 80(2):024302.
- [55] Lorenser D, Quirk BC, Auger M, Madore W-J, Kirk RW, Godbout N, Sampson DD, Boudoux C & McLaughlin RA (2013) Dual-modality needle probe for combined fluorescence imaging and three-dimensional optical coherence tomography. *Opt. Lett.* 38(3):266–268.
- [56] Dufour M (2008) Inspection of hard-to-reach industrial parts using small-diameter probes. *SPIE Newsroom* Décembre:3–4.
- [57] Drexler W & Fujimoto JG (2008) Optical Coherence Tomography: Technology and Applications. Springer, New York, 2e édition, 1346 p.
- [58] Bajraszewski T, Wojtkowski M, Szkulmowski M, Szkulmowska A, Huber R & Kowalczyk A (2008) Improved spectral optical coherence tomography using optical frequency comb. *Opt. Express* 16(6):4163–4176.
- [59] Ellis JD (2014) Field Guide to Displacement Measuring Interferometry. SPIE Press, Bellingham, 154 p.
- [60] Search H, Journals C, Contact A & lopscience M (2015) Noise properties of Hilbert transform evaluation. *Meas. Sci. Technol* 26(8):085207.
- [61] Restrepo R, Uribe-Patarroyo N & Belenguer T (2012) Improvement of the signal-

to-noise ratio in interferometry using multi-frame high-dynamic-range and normalization algorithms. *Opt. Commun.* 285(5):546–552.

- [62] Hill KB, Basinger SA, Stack RA & Brady DJ (1997) Noise and information in interferometric cross correlators. *Appl. Opt.* 36(17):3948–3958.
- [63] Thorlabs inc, FiberPort Collimators / Couplers. Thorlabs inc, https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=2940 (consulté le 5 juillet 2016).
- [64] Thorlabs inc, *Polarization-Maintaining Single Mode Optical Fiber*. Thorlab inc, https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1596&pn=PM780-HP (consulté le 5 juillet 2016).
- [65] Thorlabs inc (2006) KT110 *Free space single mode fiber launch Operating instructions*. Thorlabs inc, https://www.thorlabs.com/thorcat/2200/KT110-Manual.pdf (consulté le 13 juillet 2016).
- [66] Schäfter+Kirchhoff, Line Scan Camera SK1024VPD. Schäfter+Kirchhoff, http://www.sukhamburg.com/products/line-scancameras/types/Line_Scan_Camera_SK1024VPD.html (consulté le 3 décembre 2015).
- [67] TeledyneDalsa (2011) *Genie HM640*. TeledyneDalsa, http://info.teledynedalsa.com/acton/attachment/14932/f-036b/1/-/-/-/TD3_genie_hm640.pdf (consulté le 25 juillet 2016).
- [68] Newport inc. *Phase Locked Optical Chopper, Includes 6 Wheels*. Newport inc, https://www.newport.com/p/3502 (consulté le 3 décembre 2015).
- [69] Costantino S, Martinez O & Torga J (2003) Wide band interferometry for thickness measurement. *Opt. Express* 11(8):952–957.
- [70] Singh K, Dion C, Costantino S, Wajszilber M, Lesk MR & Ozaki T (2010) Development of a novel instrument to measure the pulsatile movement of ocular tissues. *Exp. Eye Res.* 91(1):63–68.
- [71] Gaigalas AK, Wang L, He H-J & DeRose P (2009) Procedures for Wavelength Calibration and Spectral Response Correction of CCD Array Spectrometers. *J. Res. Natl Inst. Stand. Technol.* 114(4):215.
- [72] Perret E, Balmer TE & Heuberger M (2010) Self-consistent algorithm for calibrating spectrometers to picometer accuracy over the entire wavelength range. *Appl. Spectrosc.* 64(10):1139–1144.
- [73] Youngquist RC, Simmons SM & Belanger AM (2010) Spectrometer wavelength calibration using spectrally resolved white-light interferometry. *Opt. Lett.* 35(13):2257–2259.
- [74] Hosseiny H & Carmelo Rosa C (2013) Numerical study on spectral domain optical coherence tomography spectral calibration and re-sampling importance. *Photonic Sensors* 3(1):35–43.
- [75] Chan KKH & Tang S (2010) High-speed spectral domain optical coherence

tomography using non-uniform fast Fourier transform. *Biomed. Opt. Express* 1(5):1309–1319.

- [76] Wang K & Ding Z (2008) Spectral calibration in spectral domain optical coherence tomography. Chin. Opt. Lett. 6(12):902–904.
- [77] Oz Optics (2014) Polarizers fiber optics. Oz Optics, http://www.ozoptics.com/ALLNEW_PDF/DTS0018.pdf (consulté le 21 juillet 2015).