

Développement de systèmes d'imagerie dans la gamme des fréquences térahertz

par

Léo GUIRAMAND

THÈSE PRÉSENTÉE À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION
DU DOCTORAT EN GÉNIE
Ph.D.

MONTREAL, LE 11 NOVEMBRE 2024

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Léo Guiramand, 2024



Cette licence Creative Commons signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette oeuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'oeuvre n'ait pas été modifié.

PRÉSENTATION DU JURY

CETTE THÈSE A ÉTÉ ÉVALUÉE

PAR UN JURY COMPOSÉ DE:

M. François Blanchard, directeur de thèse
Département de Génie Électrique, ÉTS

M. Pierre Bélanger, président du jury
Département de Génie Mécanique, ÉTS

M. Bora Ung, membre du jury
Département de Génie Électrique, ÉTS

M. Jean-Michel Ménard, examinateur externe indépendant
Département de Physique, Université d'Ottawa

ELLE A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 1 OCTOBRE 2024

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

AVANT-PROPOS

L'optique, la science de la lumière, est un vaste domaine d'étude en perpétuel essor. De nombreux types de lumières existent, visibles ou invisibles, et un nombre incommensurable d'applications sont possibles avec elles. Cette thèse est l'aboutissement de quatre années et demi de recherche en optique, menée avec l'une de ces lumières, la lumière térahertz. Un intérêt tout particulier est porté au développement de systèmes d'imagerie térahertz performants. Ce long parcours a tout d'abord conduit à développer des sources de lumière térahertz dont l'une d'elles présente des caractéristiques uniques et des performances remarquables. Ce travail a ensuite abouti à la mise en place de techniques d'imagerie. Les travaux menés tout au long de cette thèse ont ainsi apporté des avancées majeures dans le domaine de la génération d'ondes térahertz et de l'imagerie.

REMERCIEMENTS

Ces quatre années et demi de thèse ont été ponctuées de nombreuses rencontres et de collaborations qui ont très largement contribué à l'élaboration de ce travail, mais plus largement à mon épanouissement scientifique et professionnel.

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement mon directeur de thèse, le Professeur François Blanchard pour son précieux soutien ainsi que pour son enthousiasme, son dynamisme et sa bonne humeur qui m'ont accompagné durant mon doctorat. Je souhaite, par la même occasion, exprimer ma sincère reconnaissance à mon jury de thèse, les Professeurs Jean-Michel Ménard, Bora Young, et Pierre Bélanger, pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

Ces travaux de thèse ont été réalisés au *Laboratoire de communication et d'intégration de la microélectronique* (LACIME) et plus spécifiquement dans le groupe TéraÉTS. Je remercie tout d'abord le personnel et les nombreux collègues du LACIME que j'ai croisé.e.s pendant mon passage à l'ÉTS. Je voudrais remercier très amicalement les collègues de mon groupe que j'ai côtoyé.e.s tout au long de mon doctorat et avec qui j'ai eu plaisir à partager de bons moments au laboratoire et aussi en dehors. Dans le cadre de ce projet de recherche, j'ai également eu plaisir à collaborer avec plusieurs équipes de recherche, au Québec, mais aussi à l'étranger. Je souhaite remercier en particulier les équipes du CORIA et du GPM (Rouen, France) de m'avoir chaleureusement accueilli pendant un mois en terres normandes et avec qui j'ai l'immense privilège de poursuivre en Post-Doc. Je souhaite aussi adresser un grand merci au Professeur Emmanuel Abraham qui m'a transmis sa passion pour les ondes térahertz et qui m'a permis de rencontrer le Professeur François Blanchard lors de mon stage de Master 2 au LOMA (Bordeaux, France).

Mon parcours doctoral a été très largement rythmé par des engagements dans de nombreux projets de communications scientifiques dans lesquels je me suis investi et épanoui. Merci tout d'abord aux étudiant.e.s avec lesquels.jes j'ai organisé pendant plusieurs années le *Congrès Annuel des Étudiant.e.s Chercheur.euse.s* de l'ÉTS (CAéc). Merci également aux étudiant.e.s d'un peu partout au Québec avec qui j'ai participé et ensuite organisé avec passion plusieurs

VIII

éditions du *ComSciCon-Québec*. Enfin, j'aimerais adresser un remerciement tout particulier à l'équipe de l'organisme *InitiaSciences* avec qui j'ai eu l'honneur de collaborer et avec laquelle j'ai beaucoup appris durant ces dernières années. Merci aussi à l'équipe de jeunes qui a participé au programme d'*InitiaSciences* et travaillé sur un de mes projets de recherche.

Pour finir, je souhaite remercier affectueusement ma famille pour son soutien indéfectible dans mes études qui m'ont mené jusqu'à la *Belle Province*. Un merci tout particulier à ma maman qui a accepté de relire avec un œil attentif et consciencieux ce manuscrit.

Développement de systèmes d'imagerie dans la gamme des fréquences térahertz

Léo GUIRAMAND

RÉSUMÉ

Les ondes térahertz se situent dans le spectre électromagnétique, entre les rayonnements micro-ondes et infrarouges. De par leurs propriétés intéressantes, elles présentent un intérêt croissant depuis quelques dizaines d'années autant dans le monde de la recherche fondamentale que dans le secteur industriel. De plus, le développement de nombreuses techniques durant ces dernières années pour générer et détecter ces ondes, a ouvert à la porte à de multiples applications. Bon nombre d'entre elles sont basées sur l'acquisition d'images d'objets et repose donc sur l'utilisation de systèmes d'imagerie. Le temps nécessaire à la prise d'une image, la sensibilité de détection ainsi que la résolution spatiale sont des paramètres importants à considérer en imagerie THz.

L'objectif principal de ce travail de thèse expérimentale est de développer des systèmes d'imagerie dans la gamme de fréquences térahertz. Ces derniers permettent l'acquisition rapide d'images, avec une sensibilité élevée et une résolution spatiale optimale. Des contributions ont été apportées, de la source de lumière THz utilisée pour illuminer l'objet imagé jusqu'à la technique d'imagerie employée et le traitement des images.

Ce manuscrit est structuré entre une mise en contexte détaillé du projet de recherche et une présentation complète des résultats obtenus. Le domaine des ondes térahertz est tout d'abord introduit dans une première partie (voir *Introduction*). En plus de ses applications, les principales méthodes utilisées pour émettre et détecter ces ondes sont présentées. Les motivations et les objectifs de ce travail y sont également décrits. Ensuite, une seconde partie (voir Chapitre 1) expose l'état de l'art autour des concepts clés évoqués dans ce travail. Par la suite, une troisième partie (voir Chapitre 2) présente l'étude qui a été réalisée sur une source THz par redressement optique d'une impulsion laser à ytterbium dans un cristal de tellure de zinc. Une quatrième partie (voir Chapitre 3) présente une source THz basée sur le redressement optique dans un cristal niobate de lithium grâce à une technique de pompage avec un front d'onde incliné. C'est cette source très performante qui a été utilisée avec les systèmes d'imagerie mis en place dans la suite de ce travail de thèse. Une cinquième partie décrit un système d'imagerie cohérent utilisé dans une configuration en champ proche (voir Chapitre 4). Avec ce dernier, nous avons démontré l'acquisition d'images hyperspectrales avec des résolutions sub-longueur d'onde. Une sixième partie se concentre sur le travail exploratoire mené sur une technique d'imagerie permettant la reconstruction d'images THz avec une résolution spatiale améliorée (voir Chapitre 5). Avec cette dernière, une technique de modulation active d'un faisceau THz a notamment été mise en place. Enfin, une dernière partie présente les perspectives envisagées émanant de ce travail.

Mots-clés: térahertz, redressement optique, source intense, imagerie en champ proche, imagerie hyperspectrale, imagerie super-résolution

Development of imaging systems in the terahertz frequency range

Léo GUIRAMAND

ABSTRACT

Terahertz waves lie in the electromagnetic spectrum between microwave and infrared radiation. Due to their interesting properties, they have been of growing interest for several decades now, both in the world of fundamental research and in the industrial sector. Moreover, the development in recent years of numerous techniques for generating and detecting these waves has opened the door to a wide range of applications. Many of these are based on the acquisition of images of objects, and thus rely on the use of imaging systems. The time required to take an image, detection sensitivity and spatial resolution are important parameters to consider in THz imaging.

The main objective of this experimental thesis work is to develop imaging systems in the terahertz frequency range. These enable rapid image acquisition, with high sensitivity and optimum spatial resolution. Contributions have been made, from the THz light source used to illuminate the imaged object to the imaging technique employed and image processing.

This manuscript is structured between a detailed contextualization of the research project and a comprehensive presentation of the results obtained. The field of terahertz waves is first introduced (see *Introduction*). In addition to its applications, the main methods used to transmit and detect these waves are presented. The motivations and objectives of this work are also described. Next, a second part (see Chapter : 1) presents the state of the art in the key concepts discussed in this work. The third part (see Chapter 2) presents the study carried out on a THz source by optical rectification of a ytterbium laser pulse in a zinc telluride crystal. A fourth section (see Chapter 3) presents a THz source based on optical rectification in a lithium niobate crystal using a pumping technique with an inclined wavefront. It is this high-performance source that has been used with the imaging systems set up in the remainder of this thesis. A fifth section describes a coherent imaging system used in a near-field configuration (see Chapter 4). With this system, we have demonstrated the acquisition of hyperspectral images with sub-wavelength resolutions. A sixth section focuses on exploratory work on an imaging technique for reconstructing THz images with enhanced spatial resolution (see Chapter 5). This included an active modulation technique for a THz beam. The final section outlines the future prospects arising from this work.

Keywords: terahertz, optical rectification, intense source, near-field imaging, hyperspectral imaging, super-resolution imaging

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
0.1 Le domaine térahertz (THz)	2
0.1.1 Propriétés	3
0.1.2 Applications	4
0.2 Les techniques de génération de rayonnements THz	11
0.2.1 Sources électroniques	12
0.2.2 Sources optiques	12
0.2.2.1 Émission THz à partir d'une antenne photoconductrice	13
0.2.2.2 Émetteur THz spintronique	14
0.2.2.3 Émission THz à partir d'un plasma	16
0.2.2.4 Génération THz par différence de fréquence	18
0.3 Les techniques de détection du rayonnement THz	19
0.3.1 Les détecteurs électroniques	20
0.3.2 Les détecteurs thermiques	21
0.3.3 Les détecteurs optiques	23
0.3.3.1 La technique de détection pompe-sonde	24
0.3.3.2 Détection THz à partir d'une antenne photoconductrice	27
0.3.3.3 Détection THz à partir d'un plasma	27
0.3.3.4 La détection THz par différence de fréquence	28
0.3.3.5 La détection THz par effet électro-optique	29
0.4 Motivations de la thèse	35
0.5 Objectifs de la thèse	37
0.6 Organisation de la thèse	39
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	41
1.1 La génération d'impulsion THz par redressement optique	41
1.1.1 Présentation du processus de génération par redressement optique	41
1.1.2 La condition d'accord de phase	46
1.1.3 Le cristal de génération	49
1.1.3.1 Tellurure de zinc (ZnTe)	50
1.1.3.2 Niobate de lithium (LN)	52
1.1.4 Technique de pompage par un front d'onde incliné	54
1.1.4.1 Réseau de diffraction	55
1.1.4.2 Réseau de diffraction à contact direct	58
1.1.4.3 Miroir à échelons	59
1.1.4.4 Hybride	61
1.1.5 Conclusion	62
1.2 L'imagerie dans la gamme THz	67
1.2.1 Introduction	67
1.2.2 Imagerie avec un pixel unique	69

1.2.2.1	Imagerie par balayage avec un pixel unique	69
1.2.2.2	Imagerie compressée avec un pixel unique	72
1.2.3	Les caméras THz	76
1.2.4	L'imagerie électro-optique en deux dimensions	77
1.2.5	L'imagerie en deux dimensions par une matrice d'antennes photo-conductrices	78
1.2.6	Imagerie THz en champ proche	79
1.2.6.1	Le champ proche	80
1.2.6.2	Nano-imagerie	82
1.2.6.3	Imagerie en champ proche avec une ouverture sub-longueur d'onde	84
1.2.6.4	Imagerie en champ proche par réflexion interne totale	85
1.2.6.5	Imagerie en champ proche avec une illumination sub-longueur d'onde	87
1.2.6.6	Imagerie compressée en champ proche avec un pixel unique	88
1.2.6.7	Imagerie déterministe orthogonale à super-résolution	90
1.2.6.8	Imagerie électro-optique en champ proche	93
1.2.7	Conclusion	95
CHAPITRE 2 TIME-FREQUENCY ANALYSIS OF TWO-PHOTON ABSORPTION EFFECT DURING OPTICAL RECTIFICATION IN A ZNTE CRYSTAL PUMPED AT 1.024 μm		
2.1	Résumé	97
2.2	Abstract	98
2.3	Introduction	98
2.4	Experimental setup	100
2.5	Results	100
2.6	Conclusion	107
CHAPITRE 3 NEAR-OPTIMAL INTENSE AND POWERFUL TERAHERTZ SOURCE BY OPTICAL RECTIFICATION IN LITHIUM NIOBATE CRYSTAL		
3.1	Résumé	109
3.2	Abstract	110
3.3	Introduaction	110
3.4	Experimental setup	112
3.4.1	Generation Section	112
3.4.2	Detection Section	113
3.4.3	Pump Beam Characteristics	116
3.5	Results	117
3.6	Concluding remarks	122

CHAPITRE 4	NEAR-FIELD TERAHERTZ ELECTRO-OPTICAL IMAGING BASED ON A POLARIZATION IMAGE SENSOR	125
4.1	Résumé	125
4.2	Abstract	126
4.3	Introduction	126
4.4	Experimental setup	128
4.4.1	Intense THz source	128
4.4.2	Imaging part	129
4.4.3	Configuration using a polarization image sensor (PIS)	131
4.4.4	Configuration using a sCMOS camera	131
4.5	Results	132
4.6	Discussion	136
4.7	Conclusion	139
CHAPITRE 5	ÉTUDE D'UNE TECHNIQUE D'IMAGERIE THZ SUPER- RÉSOLUTION	141
5.1	Introduction	141
5.2	Masquage passif de l'objet	142
5.2.1	Dispositif expérimental pour un masquage passif	142
5.2.2	Masquage manuel de l'objet	143
5.2.3	Masquage de l'objet avec un ensemble de masques imprimés	146
5.3	Masquage actif de l'objet	150
5.3.1	Mesure de la modulation THz par photoexcitation d'un semi- conducteur	150
5.3.2	Dispositif expérimental pour un masquage actif	154
5.3.3	Résultats et discussion	156
5.4	Conclusion	160
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		163
CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES		169
BIBLIOGRAPHIE		173

LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 1.1 Performances des sources THz remarquables basées sur le RO dans le LN	65

LISTE DES FIGURES

	Page
Figure 0.1 Spectre électromagnétique	2
Figure 0.2 Spectre d'absorption de l'eau	5
Figure 0.3 Exemples d'applications des ondes THz dans le domaine médical	6
Figure 0.4 Exemple d'applications des ondes THz en sciences du patrimoine	8
Figure 0.5 Exemple d'applications des ondes THz pour l'étude de la matière	10
Figure 0.6 Exemple d'applications des ondes THz pour la manipulation de la matière	11
Figure 0.7 Antenne photoconductrice	14
Figure 0.8 Émetteur spintronique	16
Figure 0.9 Source plasma à deux couleurs	18
Figure 0.10 Méthode de génération THz par différence de fréquence	20
Figure 0.11 Détecteur THz pyroélectrique	23
Figure 0.12 Principe de la technique de détection THz pompe-sonde	26
Figure 0.13 Principe de la technique de détection EO	33
Figure 0.14 Présentation des objectifs de la thèse	39
Figure 1.1 Principe de la génération THz par redressement optique	42
Figure 1.2 Principe de la génération THz par redressement optique	44
Figure 1.3 Illustration de l'accord de phase pour la génération THz par RO	47
Figure 1.4 Génération THz par RO avec une géométrie Cherenkov	48
Figure 1.5 Longueur de cohérence du ZnTe à différentes longueurs d'ondes de pompe	51
Figure 1.6 Absorption et longueur de cohérence du LN dans la gamme THz	53

Figure 1.7	Illustration du processus de génération THz par RO dans le LN avec une technique de pompage par un front d'onde incliné	55
Figure 1.8	Technique d'inclinaison du front d'onde avec un réseau de diffraction	57
Figure 1.9	Technique d'inclinaison du front d'onde avec un réseau de diffraction à contact direct	58
Figure 1.10	Technique d'inclinaison du front d'onde avec un miroir à échelons	60
Figure 1.11	Technique d'inclinaison du front d'onde hybride avec réseau de diffraction et une structure en échelon	62
Figure 1.12	Énergie et efficacité de conversion des sources THz par RO les plus remarquables de ces dernières années	63
Figure 1.13	Efficacité de la génération THz dans le LN en fonction de la durée de l'impulsion pompe	63
Figure 1.14	Performances de sources THz remarquables basées sur le RO dans le LN	66
Figure 1.15	Résumé des principales configurations d'imageries	70
Figure 1.16	Méthodes d'imagerie THz par balayage avec un pixel unique	72
Figure 1.17	Principe de l'imagerie compressée avec un pixel unique	74
Figure 1.18	Système d'imagerie compressée avec un pixel unique basé sur un disque rotatif	75
Figure 1.19	Systèmes d'imagerie compressées avec un pixel unique basés sur des modulateurs spatiaux actifs	76
Figure 1.20	Méthode d'imagerie avec une caméra THz.	77
Figure 1.21	Systèmes d'imagerie électro-optique en deux dimensions	78
Figure 1.22	La limite de résolution spatiale	80
Figure 1.23	Le champ proche	82
Figure 1.24	Techniques de nano-imagerie THz	84
Figure 1.25	Technique d'imagerie en champ proche avec une ouverture sub-longueur d'onde	85

Figure 1.26	Technique d'imagerie en champ proche par réflexion interne totale	86
Figure 1.27	Techniques d'imagerie en champ proche avec une illumination sub-longueur d'onde	88
Figure 1.28	Techniques d'imagerie compressées en champ proche avec un pixel unique	89
Figure 1.29	Principe de fonctionnement de la technique SODI	91
Figure 1.30	Résultats obtenus par <i>Guerboukha et al.</i> pour la reconstruction d'images super-résolues avec la technique SODI et des masques d'amplitude	93
Figure 1.31	Technique d'imagerie électro-optique en champ proche	94
Figure 2.1	Dispositif expérimental pour l'étude de la génération THz par RO dans le ZnTe	101
Figure 2.2	Traces temporels et spectres d'émission d'impulsions THz générés dans des cristaux de ZnTe	102
Figure 2.3	Dépendance de l'intégration temporelle du carré du champ électrique THz par rapport à la fluence de la pompe	103
Figure 2.4	Analyse dans le domaine temps-fréquence des impulsions THz générés dans le ZnTe	105
Figure 2.5	Traces temporels et spectres d'émission simulés d'impulsions THz générés dans le ZnTe	107
Figure 3.1	Dispositif expérimental pour la génération et la détection d'impulsions THz avec le LN	114
Figure 3.2	Caractéristiques mesurées de l'impulsion de la sonde après compression temporelle	115
Figure 3.3	Caractéristiques spatial et spectral du faisceau pompe	117
Figure 3.4	Rayon du faisceau THz à plusieurs endroits le long de sa trajectoire de propagation	119
Figure 3.5	Évolution temporelle et spectre de l'impulsion THz	120
Figure 3.6	Transmission THz normalisée à travers l'échantillon InGaAs en fonction de la position z	122

Figure 3.7	Résumé des performances de sources LN récentes basées sur une configuration avec inclinaison du front d'onde de la pompe	123
Figure 4.1	Dispositif expérimental d'imagerie EO en 2D	129
Figure 4.2	Images temporelles d'une impulsion THz focalisée, acquise par imagerie EO en 2D	133
Figure 4.3	Images d'une impulsion THz focalisée dans le domaine fréquentiel	134
Figure 4.4	Images THz de l'objet micrométrique dans le domaine fréquentiel	135
Figure 4.5	Image de l'objet micrométrique dans la gamme visible et profil spatial à 0.78 THz	137
Figure 4.6	Histogrammes de l'amplitude des images à 0,78 THz	138
Figure 5.1	Dispositif expérimental utilisé pour démontrer la technique SODI avec un masquage passif de l'objet	142
Figure 5.2	Images THz acquises avec un masquage manuel de l'objet	144
Figure 5.3	Résultat de la technique SODI avec un masquage manuel de l'objet	145
Figure 5.4	Réponse impulsionnelle spatiale du système d'imagerie THz pour la configuration avec un masquage passif de l'objet	147
Figure 5.5	Images THz acquises avec un masquage de l'objet par un ensemble de masques imprimés	148
Figure 5.6	Résultat de la technique SODI avec un masquage de l'objet par un ensemble de masques imprimés	149
Figure 5.7	Principe de la modulation d'amplitude THz par photoexcitation d'une plaque de silicium	152
Figure 5.8	Modulation d'amplitude THz par photoexcitation d'une plaque de silicium	153
Figure 5.9	Dispositif expérimental utilisé pour démontrer la technique SODI avec un masquage actif de l'objet	155
Figure 5.10	Images THz acquises avec un masquage actif de l'objet	156

Figure 5.11	Résultat de la technique SODI avec un masquage de l'objet actif de l'objet et une reconstruction effectuée avec la variance de l'ensemble des images THz	157
Figure 5.12	Résultat de la technique SODI avec un masquage de l'objet actif de l'objet et une reconstruction effectuée avec la racine carrée de la moyenne des intensités au carré	159

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

2D	2 dimensions
3D	3 dimensions
ABCD	de l'anglais <i>Air-Breakdown Coherent Detection</i>
APC	antennes photo-conductrices
BBO	bêta-borate de baryum
CdS	sulfure de cadmium
CdTe	tellurure de cadmium
CMOS	de l'anglais <i>Complementary metal oxide semi-conductor</i>
DMD	matrice de micro-miroirs (de l'anglais <i>Digital Micromirror Device</i>)
EO	électro-optique
FET	transistor à effet de champ (de l'anglais <i>Field Effect Transistor</i>)
FM	ferromagnétiques
GaAs	arséniure de gallium
GaP	phosphure de gallium
GSH	génération de seconde harmonique
LiTaO ₃	tantalate de lithium
LN	niobate de lithium
LTEM	microscopie d'émission THz par laser (de l'anglais <i>Laser THz Emission Microscopy</i>)
MgO	oxyde de magnésium
NM	non magnétique
PE	polarisation elliptique
PE	polarisation linéaire
RIS	réponse impulsionnelle spatiale

RIT	réflexion interne totale
RO	redressement optique
Si	silicium
SODI	imagerie super-résolution orthogonale et déterministe (de l'anglais <i>Super-resolution Orthogonal Deterministic Imaging</i>)
SOFI	imagerie super-résolution par fluctuation (de l'anglais <i>Super-resolution Optical Fluctuation Imaging</i>)
SrTiO ₃	titanate de strontium
s-SNOM	microscopie de diffusion en champ proche par balayage (de l'anglais <i>Scattering-type Scanning Near-field Optical Microscopy</i>)
TF	transformée de Fourier
TF^{-1}	transformée de Fourier inverse
THz	téraherz
THz-STM	microscopie THz par effet tunnel (de l'anglais <i>THz Scanning Tunnelling Microscopes</i>)
u.a	unité arbitraire
ZnS	sulfure de zinc
ZnTe	tellurure de zinc

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

°C	degré Celsius
K	Kelvin
ϵ_0	permittivité du vide ($8,85.10^{-12}A^2s^4kg^{-1}m^{-3}$)
μm	micromètre ($10^{-6}m$)
A	ampère
c	vitesse de la lumière dans le vide ($299\,792\,458m/s$)
cm	centimètre ($10^{-2}m$)
fs	femtoosconde ($10^{-15}s$)
GW	gigawatt (10^9W)
h	constante de Planck ($6,626.10^{-34}J.s$)
Hz	hertz [s^{-1}]
J	joule [$kg.m^2.s^{-2}$]
K	kelvin
kg	kilogramme
kW	kilowatt (10^3W)
m	mètre
mm	millimètre ($10^{-3}m$)
meV	millielectronvolt ($1,602.10^{-22}J$)
MHz	mégahertz (10^6Hz)
mJ	millijoule ($10^{-3}J$)
mW	milliwatt ($10^{-3}W$)
nm	nanomètre ($10^{-9}m$)
Pa	pascal [$kg.m^{-1}.s^{-2}$]

XXVIII

pm	picometre ($10^{-12}m$)
ps	picosconde ($10^{-12}s$)
s	seconde
THz	térahertz ($10^{12}Hz$)
V	volte ($kg.m^2.s^{-3}.A^{-1}$)
W	watt ($kg.m^2.s^{-3}$)

INTRODUCTION

De l'Antiquité grecque (avec Démocrite et Potlémée), en passant par l'Empire perse (avec Ibn al-Haytham), ou encore l'époque moderne (avec Descart, Newton et Young), la lumière a été source perpétuelle d'émerveillement et de questionnement pour les philosophes et les scientifiques. Nombreux ont été, celles et ceux, qui ont essayé d'expliquer l'origine de la vision ou de définir la lumière d'un point de vue physique. Il aura fallu attendre l'époque contemporaine avec notamment les travaux d'Albert Einstein pour qu'une définition, aujourd'hui encore admise par la communauté scientifique soit formulée (Maitte, 2015). La lumière est définie comme une dualité onde-corpuscule, ce qui lui confère à la fois les propriétés des ondes et celles des particules. D'un point de vue ondulatoire, la lumière correspond à l'oscillation transverse du champ électrique ainsi que du champ magnétique pouvant être décrite par les équations de Maxwell (Maxwell, 1865). Ces dernières permettent de prédire dans le temps et l'espace les champs électriques et magnétiques. Le phénomène ondulatoire associé à la lumière lui confère donc le terme de rayonnement électromagnétique. D'un point de vue corpusculaire, la lumière est constituée de particules avec des énergies quantifiées appelées photons. La relation entre la longueur d'onde (λ) ou la fréquence (ν) d'un rayonnement électromagnétique et l'énergie des photons (E) est donnée par l'équation suivante :

$$E = \frac{hc}{\lambda} = h\nu \quad (0.1)$$

avec h la constante de Planck ($6,63 \cdot 10^{-34} J.s$) et c la vitesse de la lumière dans le vide ($299\,792\,458\, m/s$).

Chaque rayonnement électromagnétique est ainsi classé dans le spectre électromagnétique (voir Figure 0.1) en fonction de sa longueur d'onde, de sa fréquence ou des énergies des photons qui lui sont associées.

La diversité des domaines contenue dans le spectre électromagnétique représente un véritable outil pour les scientifiques pour étudier à la fois l'infiniment petit en physique atomique (Corney, 2006), l'infiniment grand en astronomie (Wall, 2018) mais également des phénomènes physiques

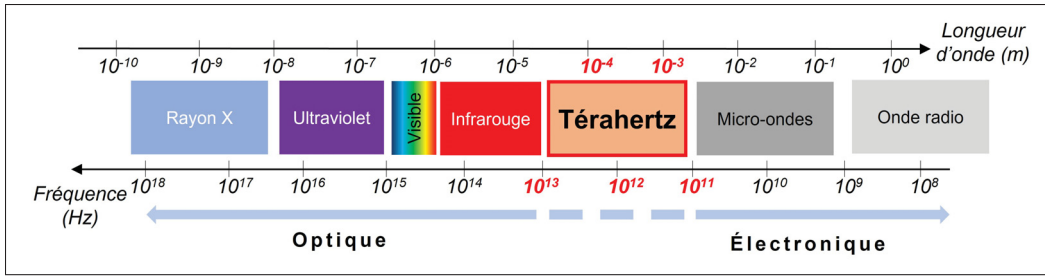


Figure 0.1 Le spectre électromagnétique avec ses différents domaines spectraux

ultrarapides (Maiuri, Garavelli & Cerullo, 2020). De ces gammes spectrales découlent également de nombreuses applications. Les rayons X sont notamment utilisés en radiographie (MacDonald, 2017), le rayonnement infrarouge est utilisé entre autres pour des applications en thermographie (Ruddock, 2012) ou encore les micro-ondes qui sont utilisées pour les communications sans fil (Misra, 2004).

Parmi les différents domaines du spectre électromagnétique, il y a le domaine térahertz (THz) dont il sera largement question dans la suite de ce travail. Ce dernier sera nommé dans ce manuscrit de manière équivalente par les termes : *de lumière THz*, *d'onde THz* ou encore de *rayonnement THz*.

0.1 Le domaine térahertz (THz)

La gamme du rayonnement THz est caractérisée par des fréquences situées entre le rayonnement infrarouge et le rayonnement micro-onde (voir Figure 0.1)(Zhang & Xu, 2010). Les ondes THz sont donc à l'interface entre le monde de l'optique et celui de l'électronique. Ainsi des technologies issues de ces deux domaines peuvent être utilisées pour générer, détecter et manipuler la lumière THz. Dans ce manuscrit le travail présenté aborde principalement les ondes THz d'un point de vue optique.

D'un point de vue spectral, les ondes THz ont des fréquences comprises entre 0,1 THz et 10 THz, ce qui correspond à des longueurs d'onde entre 3 mm et 30 μm . D'un point de vue quantique, les photons associés à ces dernières ont des énergies comprises entre 0,42 meV et 42 meV. Les

températures équivalentes associées au rayonnement THz sont comprises entre 4,8 K et 480 K. Alors que les domaines du rayonnement infrarouge et micro-onde sont connus et utilisés depuis longtemps, le domaine des ondes THz a quant à lui été ignoré par la communauté scientifique pendant de nombreuses années ; la raison étant dû à un manque de sources, de détecteurs et de dispositifs pour manipuler les ondes THz. Il aura fallu attendre les années 1990 pour que ce qui a longtemps été considéré comme "le fossé térahertz" commence à être comblé. Depuis une vingtaine d'années, le développement de nombreuses techniques de génération et de détection des ondes THz (voir les Sections 0.2 et 0.3), mais également de nombreuses avancées dans des domaines connexes, telle que la science des lasers, ont permis une certaine démocratisation de ce domaine.

0.1.1 Propriétés

L'intérêt particulier qu'accorde la communauté scientifique, mais également plus récemment le secteur industriel, aux ondes THz s'explique en grande partie par les propriétés intéressantes de ce rayonnement. Voici les propriétés les plus importantes qui leur sont attribuées :

- Due à la faible énergie des photons THz (de l'ordre du meV), les ondes THz ne sont pas ionisantes, contrairement aux autres rayonnements plus énergétiques tels que les rayons X. De ce fait, le rayonnement THz de faible intensité peut être considéré comme biocompatible et ainsi être utilisé sans danger pour les humains dans des applications médicales.
- Les ondes THz pénètrent facilement à travers les matériaux non-conducteurs et apolaires (matériaux constitués de molécules ne présentant pas de polarité électronique) tels que les plastiques, les papiers ou les céramiques. Aussi, due à leur faible énergie en comparaison avec les largeurs des bandes interdites de nombreux semi-conducteurs, les ondes THz peuvent se propager au travers de ces derniers sans être totalement absorbées. Contrairement aux rayonnements visibles ou infrarouges qui sont généralement fortement absorbés par la matière, les ondes THz sont ainsi une alternative aux rayons X pour des applications de contrôle non destructif par exemple (Tao, Fitzgerald & Wallace, 2020).

- Du fait qu'elles ont des longueurs d'onde plus grandes que le rayonnement visible ou infrarouge, les ondes THz sont moins affectées par la diffusion élastique de Mie. Ainsi les ondes THz peuvent être utilisées pour des applications d'imagerie en transmission (Guerboukha, Nallappan & Skorobogatiy, 2018b).
- Les ondes THz possèdent des périodes d'oscillation de l'ordre de quelques picosecondes ($ps = 10^{-12}$ seconde) jusqu'à quelques centaines de femtosecondes ($fs = 10^{-15}$ seconde). Elles caractérisent ainsi un bon nombre de phénomènes physiques ayant des durées de cet ordre de grandeur. C'est par exemple le cas des oscillations plasmoniques (plasmons) (Zhang *et al.*, 2020), des dynamiques des porteurs de charges dans les semi-conducteurs (Liu *et al.*, 2020), des transitions rotationnelles des molécules (Swearer *et al.*, 2018), du mouvement vibrationnel des molécules (Banks, Kleist & Ruggiero, 2023), des vibrations dans les solides cristallins (phonons) (Zhao & Chia, 2020) ou encore les énergies de bande interdite des supraconducteurs (Beck *et al.*, 2011). Le rayonnement THz est par conséquent utilisé pour diverses applications en spectroscopie (Jepsen, Cooke & Koch, 2011).
- Le rayonnement THz est fortement absorbé par l'eau (voir Figure 0.2a) (de l'ordre de $10^{-4} m^{-1}$). Cela limite l'utilisation des ondes THz pour des applications telles que les télécommunications en espace libre à longues distances. Cependant l'absorption de l'eau à des fréquences bien définies (voir Figure 0.2b) est bénéfique pour des applications pour lesquelles l'eau est utilisée comme traceur (Li, Zhang, Wang, Mei & Ma, 2021).
- De par leurs faibles longueurs d'onde, les ondes THz offrent en imagerie une résolution spatiale bien inférieure au micro-ondes (supérieure dans le sens de meilleure). Cela s'explique par le fait que la résolution spatiale d'un système d'imagerie varie proportionnellement avec la longueur d'onde du rayonnement utilisé.

0.1.2 Applications

Ces dernières années, le développement de sources et des détecteurs THz de plus en plus efficaces ont rendu possible le déploiement des technologies THz dans diverses applications. Voici à titre d'exemples quelques domaines d'applications du rayonnement THz.

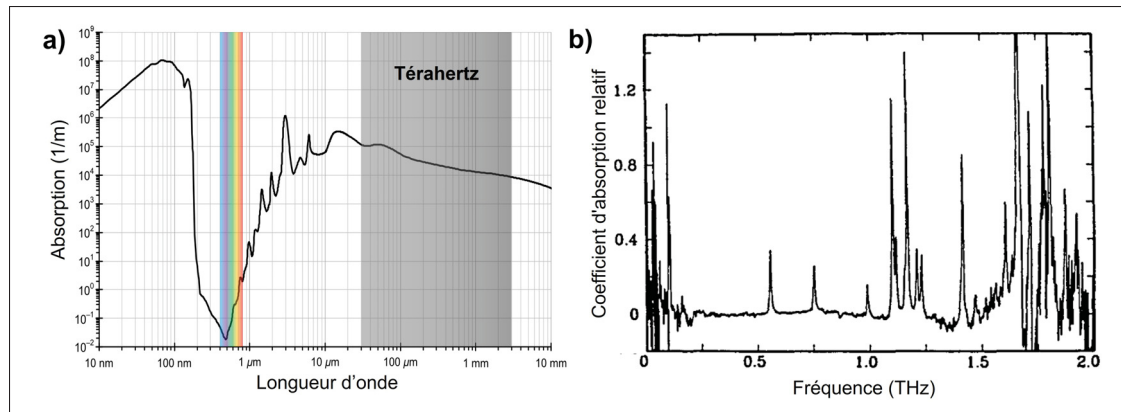


Figure 0.2 a) Spectre d'absorption de l'eau liquide dans une large partie du spectre électromagnétique (https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/18/Absorption_spectrum_of_liquid_water.png).

b) Spectre d'absorption de la vapeur d'eau (pression de 200 Pa, taux d'humidité de 8% et température de 20,5 °C) dans la gamme des fréquences THz (0-2THz)

Adaptée de Van Exter (1989, p.1129)

- **Médical :**

Les ondes THz peuvent être utilisées dans le domaine médical (D'Arco, Di Fabrizio, Dolci, Petrarca & Lupi, 2020). Étant plus ou moins absorbées par un échantillon, dépendamment de son degré d'hydratation, les ondes THz sont par exemple utilisées dans le diagnostic des cancers de la peau ou du sein (Woodward *et al.*, 2002) (Cassar *et al.*, 2021). En effet, les tissus cancéreux présentent une concentration en eau différente de celle des tissus sains, ce qui se traduit par des propriétés optiques différentes dans la gamme des fréquences THz (voir Figure 0.3a)(Yamaguchi *et al.*, 2016). Grâce à des techniques d'imagerie THz en réflexion, des contrastes d'indice de réfraction entre une tumeur cancéreuse et un tissu sain peuvent être déterminés et ainsi permettre la localisation de la tumeur (voir Figure 0.3b). Le rayonnement THz peut également être utilisé pour la détection de caries dentaires avec des dispositifs THz pouvant imager la structure interne des dents (Kamburoğlu, Karagöz, Altan & Özen, 2019). Enfin, des études préliminaires récentes ont ouvert des perspectives d'application du rayonnement THz dans le traitement du cancer de la peau (Cheon, Yang, Choi & Son, 2019).

Les rayonnements THz intenses peuvent en effet influencer l'effet de certains gènes liés au développement des cancers de la peau.

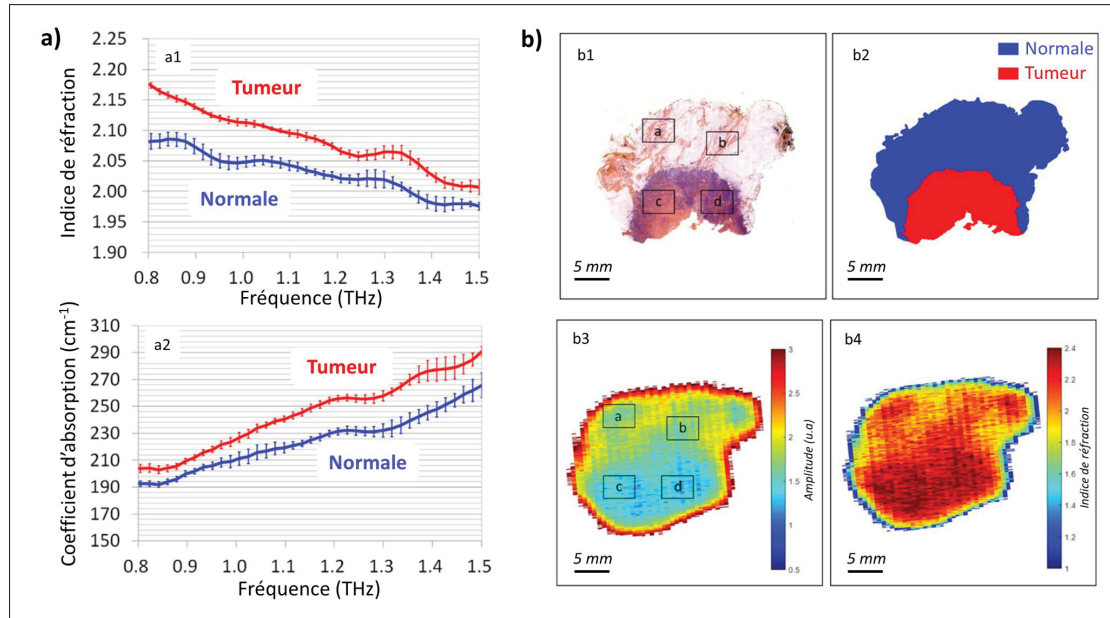


Figure 0.3 a) Spectres dans la gamme des fréquences THz de l'indice de réfraction (a1) et du coefficient d'absorption (a2) d'un tissu cérébral de rat avec tumeur et sans tumeur (normale).

Adaptée de Yamaguchi (2016, p.3)

b) Diagnostic ex-vivo du cancer du sein par imagerie THz. b1 : image en lumière visible du tissu mammaire. b2 : carte des zones cancéreuses et saines (normales) du tissu mammaire. b3 : image en réflexion et à 550 GHz du tissu mammaire. b4 : carte de l'indice de réfraction à 550 GHz

Adaptée de Cassar (2021, p.8)

• Contrôle environnemental :

Les transitions rotationnelles de certains gaz atmosphériques (vapeur d'eau, hydroxyle, ozone, dioxyde de soufre, chlorure d'hydrogène...) se produisent dans la gamme des fréquences THz. Ainsi la détection de ces composés, directement dans la haute atmosphère, peut être effectuée par des radiomètres hétérodynes embarqués sur des satellites. Ces derniers observent l'émission thermique de ces molécules et cela jusqu'à 2,5 THz (Waters *et al.*, 2006). D'autre part, des méthodes de spectroscopie THz peuvent également être utilisées en laboratoire afin d'étudier les gaz à effet de serre. (Cuisset *et al.*, 2021).

- **Évaluation non destructive :**

Pouvant pénétrer au travers de nombreux matériaux, les ondes THz sont utilisées en sciences du patrimoine afin d'étudier des objets anciens de manière non destructive et ainsi relever leurs structures internes (voir Figure 0.4a) (Abraham & Fukunaga, 2015)(Cosentino, 2016). Des peintures peuvent également être étudiées, couche par couche, en imagerie THz (voir Figure 0.4b)(Köhler *et al.*, 2006). De la même façon, l'imagerie THz par temps de vol peut être utilisée pour étudier un échantillon constitué de plusieurs épaisseurs de papier avec des inscriptions à l'encre dessus (Redo-Sanchez *et al.*, 2016). Pour cela, les ondes THz transmises et réfléchies par les couches de papier sont mesurées et permettent de reconstruire une image en 3 dimensions (3D). Les ondes THz présentent aussi un grand intérêt pour des applications de contrôle qualité. Elles peuvent être utilisées pour vérifier, directement pendant leur fabrication, la qualité de l'enrobage de comprimés médicaux (May *et al.*, 2011) ou encore l'inspection en temps réel de la conductivité de dispositifs d'électroniques imprimés (Zhuldybina *et al.*, 2019).

- **Sécurité :**

Les ondes THz peuvent être utilisées dans le secteur de la sécurité pour la détection d'objets dangereux grâce aux scanners corporels. Étant faiblement absorbé par les tissus, et sécuritaire pour les humains, le rayonnement THz sert pour le repérage d'arme en métal ou en céramique en surface du corps (Cooper *et al.*, 2011). D'autre part, le rayonnement THz peut également être employé pour la détection de substances illicites (méthamphétamine, MDMA...) ou dangereuses (TNT, hexogen,...) en utilisant les signatures spectrales de ces dernières dans la gamme des fréquences THz (Kawase, Ogawa, Watanabe & Inoue, 2003) (Liu, Zhong, Karpowicz, Chen & Zhang, 2007).

- **Télécommunication :**

Avec des fréquences plus élevées que les micro-ondes, les ondes THz présentent actuellement un intérêt important dans le domaine du transfert d'informations à très haut débit et sans-fil. Avec des fréquences porteuses élevées, les ondes THz devraient dans le futur pouvoir permettre de transmettre de grandes quantités d'informations (jusqu'au téraoctet par seconde) (Song & Lee, 2022). Pour des applications de courte portée (jusqu'à quelques kilomètres),

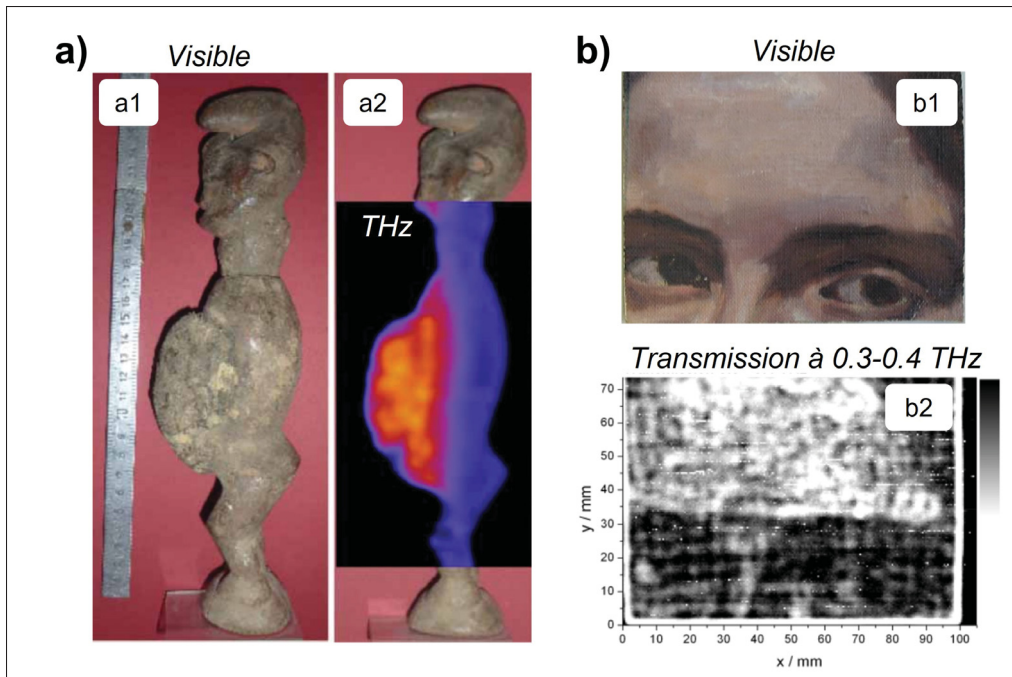


Figure 0.4 a) Étude par imagerie THz d'une statue (Téké Butti). a1 : Photographie en lumière visible de l'objet. a2 : Image THz en transmission superposée à la photographie (la couleur rouge indique une faible transmission THz tandis que la couleur bleue indique une transmission THz plus élevée)

Adaptée de *Abraham* (2015, p.7)

b) Étude par imagerie THz d'une peinture. b1 : Photographie en lumière visible de la peinture. b2 : Image THz en réflexion de la peinture dans la gamme de fréquence 0,3 - 0,4 THz

Adaptée de *Kohler* (2006, p.6)

cela représente la sixième génération de technologies de communication sans fil (6G) (Sen, Siles, Thawdar & Jornet, 2022). Pour des applications à plus longue portée dans l'espace (plusieurs centaines de kilomètres), cela permettrait des liaisons intersatellites avec une bande passante élevée (Hwu, deSilva & Jih, 2013).

L'accessibilité des ondes THz bénéficie aussi au monde de la recherche fondamentale en permettant de nombreuses avancées dans le domaine des interactions lumière-matière dans des

régimes linéaires ou bien non linéaires. Le rayonnement THz est par exemple utilisé pour les applications suivantes :

- **L'étude de la matière :**

Caractérisant de nombreux phénomènes physiques (voir Section 0.1.1), les ondes THz ont une importance considérable en science des matériaux (Jepsen *et al.*, 2011). En utilisant des techniques de spectroscopie résolues en temps avec des impulsions THz, des phénomènes ultrarapides tels que la photoconductivité transitoire d'un semi-conducteur illuminé avec de la lumière visible peuvent être étudiés (voir Figure 0.5a) (Li, Li, Jin & Ma, 2012). Les recherches menées en spectroscopie THz bénéficient indirectement à des secteurs tel que le développement de matériaux à structure pérovskite pour les cellules solaires photovoltaïques (Zhao & Chia, 2020). Enfin, la spectroscopie THz est également utilisée pour comprendre les dynamiques de systèmes biologiques comme les acides aminés, les protéines ou encore l'ADN (voir Figure 0.5b) en sondant leurs modes vibratoires (Plusquellic, Siegrist, Heilweil & Esenturk, 2007).

- **La manipulation de la matière :**

Les ondes THz intenses peuvent être utilisées pour modifier les propriétés physiques d'un matériau. Éclairée par une impulsion THz intense, une transition de phase ferroélectrique peut être induite dans un échantillon de titanate de strontium (SrTiO_3) (Li *et al.*, 2019). Les impulsions THz intenses peuvent d'autre part permettre des interactions non linéaires comme la génération d'harmoniques à partir d'une couche monoatomique de graphène (Hafez *et al.*, 2018) (voir Figure 0.6a). Le rayonnement THz intense peut également permettre l'émission d'électrons à partir d'une pointe métallique de taille nanométrique (Matte *et al.*, 2021) ou d'une surface solide (Li *et al.*, 2023a). Il peut aussi contribuer à l'émission d'ions d'un échantillon solide (Karam *et al.*, 2023). Ainsi, les impulsions THz sont avantageuses pour des applications sur les sondes atomiques tomographiques (Vella *et al.*, 2021). Cette technique de microscopie analytique permet de reconstruire une image en 3D d'un échantillon à l'échelle nanométrique avec en plus une information spectroscopique sur sa composition chimique

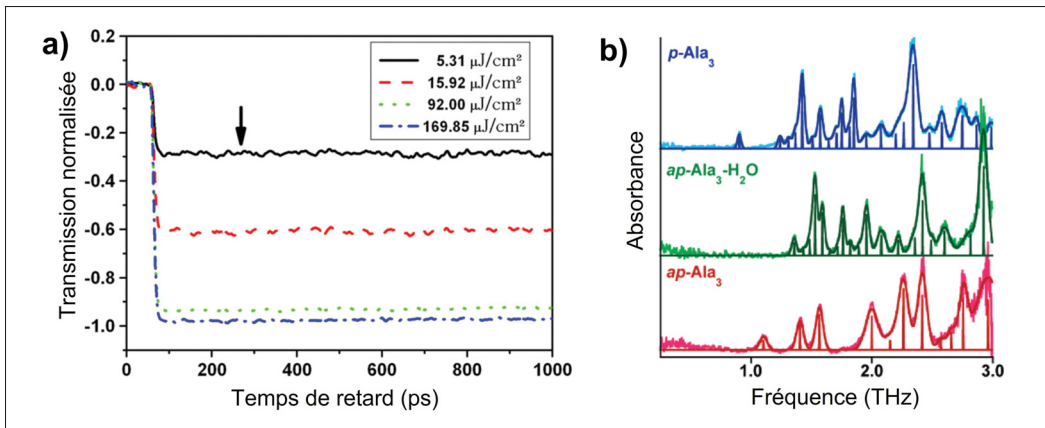


Figure 0.5 a) Changement de la transmission d'une impulsion THz, passant au travers d'une tranche de silicium, en fonction de son temps de retard avec une impulsion lumineuse visible (800 nm) de différentes fluences

Adaptée de Li (2012, p.4103)

b) Spectres d'absorbances de différentes formes de trialanine (acides aminés cristallins), mesurés par spectroscopie THz à onde continue (Plusquellic *et al.*, 2007)

Adaptée de Plusquellic (2007, p.2420)

(voir Figure 0.6b). Enfin, les ondes THz peuvent être appliquées pour l'accélération de particules telle que des électrons (Hibberd *et al.*, 2020).

- **La physique quantique :**

Depuis une dizaine d'années, les techniques de détection cohérente du champ électrique des ondes THz ont profité au développement de la physique quantique expérimentale. Ainsi, c'est en utilisant un dispositif de détection électro-optique du rayonnement THz (voir Section 0.3.3.5) que les fluctuations quantiques du vide ont pu être mesurées (Benea-Chelms, Settembrini, Scaleri & Faist, 2019). Ces dernières correspondent à un changement temporaire et localisé du niveau d'énergie d'un espace vide. D'autre part, l'utilisation de la lumière THz peut également être bénéfique pour des applications de détection quantique en utilisant un transfert de l'information apportée par les photons d'une région spectrale vers une autre région spectrale. Par ce transfert d'informations biphotoniques, des mesures d'épaisseur dites quantiques peuvent être réalisées sur un échantillon (Kutas *et al.*, 2020).

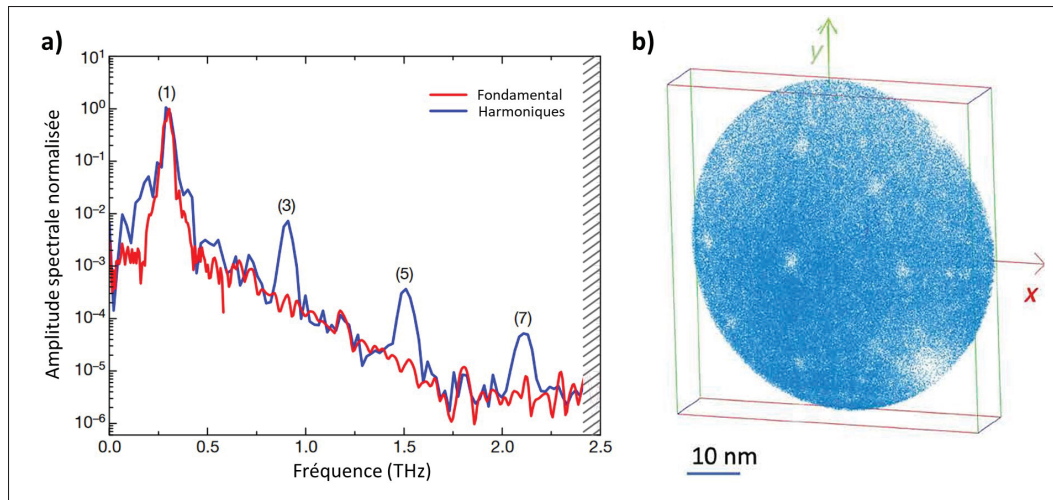


Figure 0.6 a) Génération d'harmoniques élevées à partir du graphène (courbe bleue) et d'un champ THz incident avec une fréquence fondamentale centrée à 0,3 THz (courbe rouge)

Adaptée de Hafez (2018, p.508)

b) Reconstitution en 3D d'un échantillon d'aluminium pur grâce à une sonde atomique assistée par THz (Vella *et al.*, 2021)

Adaptée de Vella (2021, p.2)

La plupart de ces applications sont basées sur l'utilisation de systèmes actifs nécessitant ainsi une source ainsi qu'un système de détection du rayonnement THz. Les sections suivantes présenteront un peu plus en détail les principales sources et détecteurs THz qui sont aujourd'hui disponibles.

0.2 Les techniques de génération de rayonnements THz

Les principales sources naturelles de lumière THz correspondent au rayonnement d'un corps noir (rayonnement thermique). L'exemple le plus notoire d'émission THz thermique est le fond diffus cosmologique correspondant au rayonnement d'un corps noir de 2,73 K et avec de ce fait un pic d'émission à 0,3 THz (Smoot & Scott, 2000). Les premières émissions contrôlées de rayonnement THz remontent au début du XX^{ième} siècle avec une lampe en quartz à vapeur de mercure (Rubens & Von Baeyer, 1911). Au milieu du XX^{ième} siècle, le domaine du rayonnement THz connaît une expansion suite aux nombreuses recherches militaires qui ont été entreprises,

entre autres pour le développement du radar (Sizov, 2019). Depuis de nombreuses technologies, autant électroniques qu'optiques, ont été développées pour générer des ondes THz dans un régime continu ou impulsionnel.

0.2.1 Sources électroniques

Les sources électroniques ont surtout été démontrées dans la deuxième moitié du XX^{ème} siècle avec notamment les oscillateurs à onde régressive ou plus tard avec les gyrotrons (Sizov, 2019). Par la suite, de nombreuses technologies issues du domaine de l'électronique ont été appliquées pour la génération d'onde THz tels que les systèmes à base de diode (Mukherjee, Mazumder, Roy & Goswami, 2007). Parmi les sources THz électroniques actuellement les plus remarquables, il y a les lasers à cascade quantique basés sur un ensemble de couches de semi-conducteurs (hétérostructure) (Köhler *et al.*, 2002)(Fujita *et al.*, 2018). Dans ces dispositifs, un électron dans un état excité induit l'émission de plusieurs photons via un processus de transitions interbandes entre les hétérostructures. Les lasers à cascade quantique offrent une grande plage de fréquences disponibles (entre 1 THz et 6 THz) avec de faibles largeurs de bande (quelques centaines de Hz), des puissances moyennes élevées (jusqu'à plusieurs W). Cependant, les principaux défis pour les sources THz électroniques résident principalement dans leur miniaturisation, l'amélioration de leurs bandes spectrales d'émission, le développement de dispositifs fonctionnant à température ambiante et dans un régime d'émission impulsionnel.

0.2.2 Sources optiques

Le développement des technologies lasers depuis ces dernières dizaines d'années a permis l'essor et la diversification des sources de rayonnement THz dites optiques. Les lasers continus sont utilisés pour générer des ondes THz continues avec une bande spectrale étroite, grâce par exemple à des photomélangeurs (voir Section 0.2.2.1). Cependant, avec l'apparition des lasers impulsionnels, de nombreuses sources THz optiques ont pu être développées. Les lasers impulsionnels sont utilisés depuis une quarantaine d'années pour la génération d'impulsions THz (Fülöp, Tzortzakis & Kampfrath, 2020). Une impulsion THz a la particularité de pouvoir

être monocycle, quasi-monocycle ou composée de quelques cycles, c'est-à-dire que le champ électrique associé effectue uniquement quelques périodes d'oscillation. L'énergie THz ainsi générée est distribuée sur un temps très court (de l'ordre de la picoseconde) ce qui permet d'atteindre des intensités THz crêtes élevées GW/cm^2 et un champ électrique associé élevé (typiquement plusieurs centaines de kV/cm). On parle dans ce cas de rayonnement THz intense. Par conséquent, la distribution spectrale d'une impulsion THz est très large en fréquence (jusqu'à plusieurs THz). Enfin, elle est également bien définie dans le temps et fournit ainsi une base temporelle qui permet des mesures répétées, comme c'est le cas pour la méthode de détection "pompe-sonde" (voir Section 0.3.3.1).

Telles que mentionnées dans la section 0.1.2, plusieurs applications de la lumière THz sont basées sur des sources THz impulsionnelles et intenses. Ainsi les sections suivantes exposeront quelques unes de ces sources THz.

0.2.2.1 Émission THz à partir d'une antenne photoconductrice

La génération d'impulsion THz a été démontrée pour la première fois dans les années 1980 par l'utilisation d'une antenne photoconductrice (APC) (Auston, Cheung & Smith, 1984a). Ce dispositif est constitué de deux électrodes (antennes) déposées sur un substrat semi-conducteur et alimenté par une tension de polarisation (E_p) (voir Figure 0.7a). Les antennes sont illuminées par des impulsions laser femtosecondes (avec une intensité $I_{laser}(t)$), conduisant à une augmentation de la conductivité du substrat entre les deux électrodes (Zhang & Xu, 2010). Les porteurs de charges libres (avec une densité $n(t)$) générés par photo-excitation sont accélérés par la tension de polarisation et induisent une densité de courant ($J(t)$) (appelée aussi photocourant). Le rayonnement THz impulsionnel est émis par le changement rapide du photocourant (ordre de la ps). Le champ électrique THz ($E_{THz}(t)$) généré est donné par l'équation suivante :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{dJ(t)}{dt} \propto E_p \frac{dn(t)}{dt} \quad (0.2)$$

L'intensité des impulsions THz dépend de la tension de polarisation et de la mobilité des porteurs de charges. Son spectre en fréquence est en grande partie déterminé par la durée de l'impulsion laser. Les APC sont principalement des émetteurs de basses fréquences ($<3\text{THz}$) et d'intensité relativement faible.

En plus de permettre l'émission d'impulsion THz, les APC peuvent également servir pour l'émission d'onde THz de manière continue et de faible largeur spectrale, grâce à un processus de photomélange. Ce dernier est basé sur le battement de deux lasers continus avec des longueurs d'onde légèrement différentes (λ_1 et λ_2) (voir Figure 0.7b). En interagissant avec une APC, ces derniers vont induire une modulation périodique du photocourant à une fréquence unique dans la gamme THz.

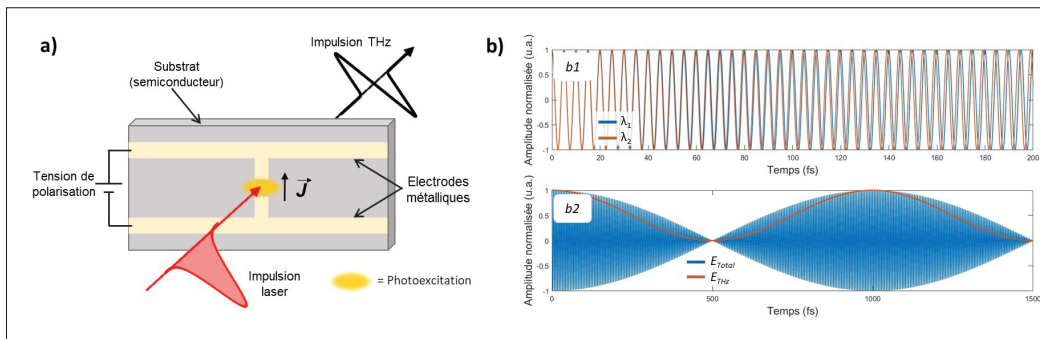


Figure 0.7 a) Processus d'émission d'impulsions THz avec APC (inspiré de (Lee, 2009))

Adaptée de Lee (2009, p.61)

b) Principe de génération d'onde THz continue par photomélange dans une APC. b1 : Variation du champ électrique des deux lasers continue (λ_1 et λ_2) . b2 : Battement du champ électrique du mélange des deux lasers et du champ électrique THz induit par photomélange.

0.2.2.2 Émetteur THz spintronique

Depuis une dizaine d'années, l'utilisation de la spintronique pour la génération de rayonnement THz suscite un grand intérêt au sein de la communauté scientifique (Papaioannou & Beigang, 2021). Cette technique est basée sur l'utilisation d'une hétérostructure constituée de plusieurs couches minces (quelques nanomètres), avec généralement au moins une couche ferromagnétique

(FM) et une couche non magnétique (NM) (voir Figure 0.8a) (Seifert *et al.*, 2016). La couche FM, faite de matériaux tels que le fer, le nickel ou le cobalt, est magnétisée (\vec{M}) à l'aide d'un aimant permanent ou d'un électro-aimant (Gueckstock *et al.*, 2021). Pour la couche NM, des matériaux comme le tungstène, le platine ou le palladium sont utilisés. Illuminés par une impulsion laser, les électrons de la couche FM sont excités thermiquement conduisant ainsi à l'apparition d'un courant de spin (\vec{j}_s) ultrarapide dans la couche FM. Ce dernier est ensuite converti en un courant de charge (\vec{j}_c) transversal par effet Hall de spin inverse dans la couche NM. Les électrons avec des moments de spins différents sont déviés dans des directions opposées et alignés avec le champ magnétique \vec{M} . C'est ce courant de charge ultrarapide qui conduit à l'émission d'une impulsion THz dont le champ électrique ($E_{THz}(t)$) est défini par l'équation suivante :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{d\vec{j}_c(t)}{dt} \propto \frac{d}{dt} \left(\Theta_H \vec{j}_s(t) \times \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \right) \quad (0.3)$$

avec Θ_H l'angle de Hall qui dépend des propriétés des matériaux utilisés pour les couches FM et NM.

Les dispositifs spintroniques THz ont l'avantage de pouvoir émettre une très large gamme de fréquences (de 0,1 à plus de 30 THz) et cela sans aucune absorption (voir Figure 0.8b). L'émission dépend très peu de la longueur d'onde du laser utilisé pour l'excitation permettant ainsi une grande flexibilité (Herapath *et al.*, 2019). Ils sont également intéressants pour des applications nécessitant un contrôle spatial de l'intensité THz. Cela peut par exemple être effectué en modulant spatialement l'impulsion laser (Chen *et al.*, 2020) ou le champ magnétique appliqué au dispositif spintronique (Hibberd *et al.*, 2019). La principale limitation de ce type d'émetteur est la génération de rayonnement THz avec une puissance élevée et un champ électrique élevé. Cela est principalement dû au seuil de dommage relativement bas des émetteurs spintroniques actuels (Kumar *et al.*, 2021).

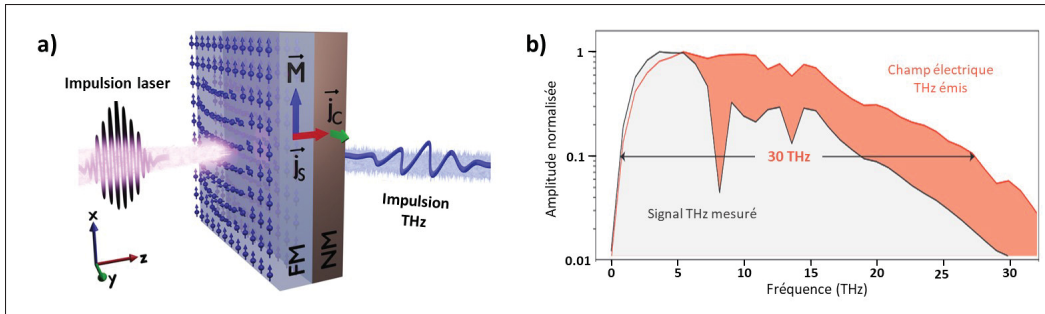


Figure 0.8 a) Processus d'émission d'impulsion THz à partir d'un dispositif spintronique

Adaptée de *Papaioannou* (2021, p.1244)

b) Spectre d'émission THz d'un dispositif spintronique à deux couches. Le "champ électrique THz émis" correspond au signal THz mesuré par électro-optique (voir Section 0.3.3.5) déconvolué avec la réponse spectrale du détecteur, dans ce cas un cristal de phosphore de gallium (GaP) de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur

Adaptée de *Seifert* (2016, p.484)

0.2.2.3 Émission THz à partir d'un plasma

L'apparition des lasers extrêmement intenses, avec des puissances crêtes supérieures à plusieurs centaines de gigawatts (GW), a permis le développement de source THz plasma (Thomson, Kreß, Löffler & Roskos, 2007). Pour cela les impulsions laser sont utilisées pour ioniser un milieu (solide, liquide ou gazeux) et créer un plasma à partir duquel le rayonnement THz est généré. La technique actuellement la plus répandue est basée sur l'émission THz à partir d'un plasma à deux couleurs dans l'air (Cook & Hochstrasser, 2000). Pour cela, la fréquence fondamentale d'un laser intense et impulsionnel (ω) est doublée en fréquence par un effet non linéaire dans un cristal. Le faisceau fondamental (ω) ainsi que sa seconde harmonique (2ω) sont ensuite focalisés dans l'air à l'aide d'une lentille. Pour une intensité au point focal supérieure au seuil d'ionisation de l'air (de l'ordre de 10^{14} W.cm^{-1}), un filament de plasma est créé avec une densité d'électron libre N_e . L'émission de rayonnement THz peut être expliquée par un phénomène de photocourant transitoire asymétrique induit dans le plasma (Kim, Glowina, Taylor & Rodriguez, 2007). En effet, pour certaines conditions de phase relative, le mélange des champs électriques à ω et 2ω est asymétrique (voir Figure 0.9b1)). Le champ issu de ce mélange permet aux électrons

libres dans le plasma d'osciller de manière asymétrique (voir Figure 0.9b1)). Ainsi, les électrons sont soumis à une vitesse de dérive (v_d) non nulle qui induit un courant ($J(t)$) transversal au plasma. Ce courant oscille à l'échelle de temps de la photo-ionisation qui dépend de la durée de l'impulsion. L'évolution temporelle du champ électrique THz généré est donnée par l'équation suivante :

$$J(t) \propto \frac{dJ(t)}{dt} \propto \frac{d(N_e v_d)}{dt} \quad (0.4)$$

Il est important de noter que l'émission des fréquences THz élevées peut également être expliquée par un phénomène de mélange à quatre ondes (Cook & Hochstrasser, 2000)(Andreeva *et al.*, 2016). En effet, l'air ionisé se comporte dans ce cas comme un milieu non linéaire et permet la génération de rayonnement dans la gamme THz par l'interaction de deux photons de champ laser (avec des fréquences légèrement différentes) et d'un photon de la seconde harmonique de ce dernier. Cette contribution dans le processus de génération THz est cependant bien plus faible que celle du phénomène de photocourant transitoire asymétrique.

La technique de génération THz à partir d'un plasma à deux couleurs permet d'atteindre des champs électriques très élevés (jusqu'à 100 MV/cm) (Koulouklidis *et al.*, 2020) ainsi que des puissances moyennes très élevées (jusqu'à 640 mW) (Buldt *et al.*, 2021). La génération THz par plasma est aussi caractérisée par une très grande bande spectrale d'émission (plusieurs dizaines de THz pour des impulsions pompe très courtes) et une efficacité de conversion optique-THz élevée (jusqu'à 2,36 %) (Koulouklidis *et al.*, 2020). Cette efficacité correspond au rapport entre la puissance THz générée et la puissance moyenne du laser utilisé pour la génération. La création du plasma dans un gaz permet de bénéficier d'un milieu générateur qui ne présente pas de seuil de dommage et qui est en permanence renouvelé. En revanche cette technique a le désavantage d'émettre les ondes THz sous forme de cône (You, Oh & Kim, 2012). Cela se traduit par un front d'onde en champ lointain qui n'est pas gaussien, ce qui peut limiter certaines applications.

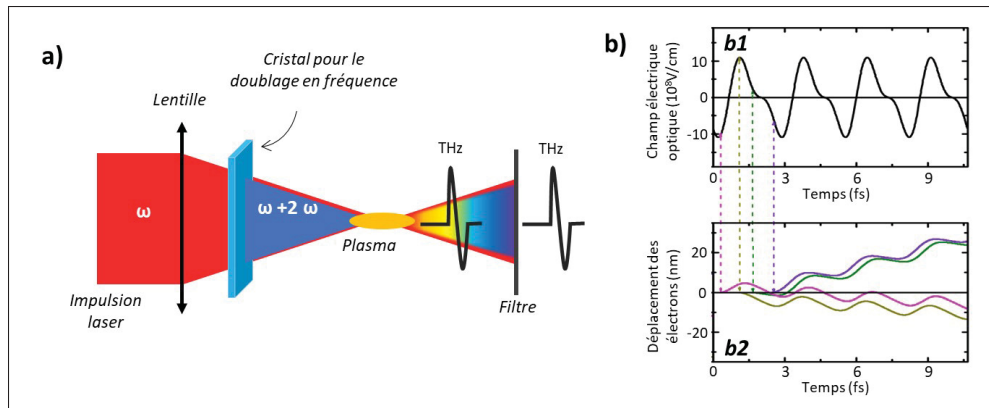


Figure 0.9 a) Dispositif expérimental pour l'émission d'impulsion THz à partir d'un plasma à deux couleurs

b) Modèle du photocourant transitoire asymétrique. b1 : Oscillation asymétrique du champ laser de la fondamentale mélangé avec sa seconde harmonique. b2 : Déplacement des électrons libres du plasma induit par le champ laser asymétrique. Les courbes de couleurs correspondent à des électrons accélérés à différents temps. Le courant J résulte du fait qu'après un certain temps, les électrons vont être déviés vers une position, différente de leurs positions initiales

Adaptée de Kim (2007, p.4579)

0.2.2.4 Génération THz par différence de fréquence

L'émission, dans la gamme des fréquences THz, peut être atteinte grâce l'interaction de plusieurs photons dans un milieu non linéaire (Liu *et al.*, 2022). Pour cela, deux faisceaux lasers, avec des fréquences différentes (ω_1 et ω_2) dans la gamme visible ou infrarouge, sont nécessaires (voir Figure 0.10a). En interagissant dans un matériau non linéaire, avec une susceptibilité électrique d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$), les deux lasers vont générer une onde THz avec une fréquence : $\omega_{THz} = \omega_1 - \omega_2$. Des techniques de génération THz paramétrique peuvent aussi être utilisées (Kawase, Shikata & Ito, 2002b). Dans ce cas, un seul laser (appelé *pompe*) est utilisé pour illuminer le cristal. La pompe permet l'émission d'un faisceau Stokes de fréquence légèrement plus faible (appelé aussi *signal*) et d'un faisceau avec une fréquence dans la gamme THz (appelé *idler*). Dans ce cas, le processus de génération implique des processus non linéaires du deuxième et du troisième ordre au travers de la diffusion par polariton (couple phonon-photon). De même, l'injection d'un autre faisceau laser appelé *seed* avec celui de la pompe permet d'améliorer

l'efficacité de conversion optique-THz. Cette technique, appelée génération THz paramétrique à injection, permet l'émission d'onde THz continue, accordable en fréquence grâce au changement de la longueur d'onde du faisceau *seed* (Kawase, Minamide, Imai, Shikata & Ito, 2002a).

Toutes ces techniques de génération nécessitent néanmoins de satisfaire une condition d'accord de phase entre le/les faisceau(x) laser(s) utilisé(s) et le faisceau THz généré. Pour la génération d'une onde THz (\vec{k}_2) par différence de fréquence entre deux lasers (\vec{k}_1 et \vec{k}_2), cette condition, en termes de vecteur d'onde, est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta k = k_{THz} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_{THz} = 0 \quad (0.5)$$

Afin de satisfaire la condition d'accord de phase et ainsi garantir une efficacité de génération THz élevée, plusieurs méthodes peuvent être suivies. Parmi celles-ci, il y a l'utilisation de cristaux avec une polarisation périodique (Wang, Lin, Lin, Chiang & Huang, 2008), en utilisant une configuration non colinéaire pour l'interaction des lasers dans le cristal émetteur (Aggarwal, Lax & Favrot, 1973), ou en inclinant les fronts d'ondes des lasers (Bakunov, Tsarev & Mashkovich, 2012).

La génération THz dans un régime impulsionnel par différence de fréquence peut aussi être réalisée par redressement optique (RO) d'impulsions d'un unique laser femtoseconde (voir Figure 0.10a) (Auston, Cheung, Valdmanis & Kleinman, 1984b). Cette technique performante permet la génération de rayonnements THz généralement intenses grâce à la différence entre les fréquences d'une impulsion laser femtoseconde. La génération THz par RO, actuellement source de très nombreuses recherches et développements, sera présentée plus en détail dans la Section 1.1 du Chapitre 1.

0.3 Les techniques de détection du rayonnement THz

La gamme THz étant très large en fréquence (entre 0,1 THz et 10 THz), de nombreuses techniques existent et sont développées afin de pouvoir détecter ces ondes. Cela peut par exemple être réalisé

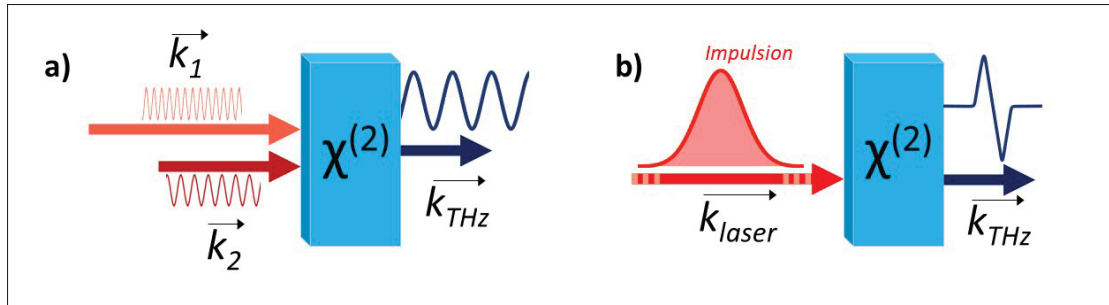


Figure 0.10 a) Principe de fonctionnement de la génération d'onde continue THz par différence de fréquence dans un cristal non linéaire ($\chi^{(2)}$) et dans une configuration colinéaire

b) Principe de fonctionnement de la génération d'impulsion THz par rectification optique d'une impulsion laser dans un cristal non linéaire ($\chi^{(2)}$)

en détectant les photons associés à un rayonnement THz grâce à des dispositifs électroniques. L'énergie thermique transportée par les ondes THz peut aussi être mesurée par des détecteurs thermiques. Enfin, des techniques optiques peuvent quant à elles être utilisées pour détecter directement le champ électrique associé à une onde THz. Ces trois mécanismes de détections seront présentés en détail dans les sections suivantes.

0.3.1 Les détecteurs électroniques

Les détecteurs THz électroniques, utilisant des technologies à base de matériaux semi-conducteurs, présentent l'avantage d'avoir généralement une puissance équivalente de bruit assez faible (Lewis, 2019). Ils sont aussi compacts, ce qui les rend facilement réintégrables à des systèmes THz commerciaux. Cependant ce type de dispositifs permet des mesures incohérentes du rayonnement THz, c'est-à-dire qu'ils ne fournissent pas d'informations spectrales directes. Ils mesurent uniquement l'intensité THz intégrée sur une partie de la gamme THz, appelée plage de sensibilité. Voici quelques détecteurs THz électroniques les plus remarquables :

- **Détecteurs à puits quantique** : Ces détecteurs sont basés sur les transitions électroniques entre deux sous-bandes d'une hétérostructure de semi-conducteurs (Graf *et al.*, 2004). Ces transitions sont induites par l'absorption de photons THz et génèrent un courant. Ces détecteurs, malgré une puissance équivalente de bruit faible, peuvent être refroidis à basse température (environ

4K) afin de limiter le bruit de fond thermique.

- **Détecteurs plasmoniques** : Ces détecteurs sont basés sur l'excitation des plasmons dans les transistors à effet de champ (appelé aussi FET, de anglais *Field Effect Transistor*) (Otsuji, 2015). Ces excitations génèrent une tension continue et dépendent de l'intensité du rayonnement THz. L'utilisation de transistor FET à haute mobilité d'électrons (appelé aussi HEMT, de l'anglais *High Electron Mobility Transistor*) permet, grâce à une hétérostructure confinant les plasmons, d'améliorer la sensibilité ainsi que de réduire la puissance équivalente de bruit (Hou, Liu, Teng, Palacios & Chua, 2017). Les détecteurs plasmoniques THz offrent plusieurs avantages intéressants comme : un fonctionnement à température ambiante, une réponse très rapide, une large plage spectrale de sensibilité qui peut être dans certains cas ajustée. Enfin les FETs, de part leur petite taille, peuvent être assemblés en matrice pour faire des détecteurs en 2 dimensions (2D) (voir Section 1.2.3 du Chapitre 1)

- **Diodes Schottky** : Ces dispositifs sont constitués d'une jonction métal/semi-conducteur permettant lorsqu'ils sont illuminés par un rayonnement THz de générer un courant ou une tension (Mehdi, Siles, Lee & Schlecht, 2017). Les diodes Schottky, malgré une plage de sensibilité plutôt pour les basses fréquences ($< 2\text{THz}$) et une sensibilité assez faible, ont les principaux avantages de pouvoir fonctionner à température ambiante et d'avoir une réponse temporelle très rapide (de l'ordre de la nanoseconde) (Rettich, Vieweg, Cojocari & Deninger, 2015).

0.3.2 Les détecteurs thermiques

Les détecteurs thermiques sont sensibles à l'énergie thermique des photons THz. Le principal avantage de ces détecteurs est qu'ils ont une très large gamme spectrale de fonctionnements, ce qui n'est généralement pas possible avec les détecteurs électroniques précédemment présentés (Lewis, 2019). Ces types de détecteurs, sensibles à la chaleur, effectuent généralement des mesures relatives, ce qui nécessite une modulation temporelle de l'intensité de la lumière THz détectée avec par exemple un hacheur mécanique. Les détecteurs thermiques sont fréquemment utilisés pour la caractérisation de sources impulsionnelles THz qui possèdent une large bande spectrale d'émission. Ils peuvent par exemple mesurer leurs puissances moyennes ou caractériser

spatialement leurs faisceaux. Ainsi, nous avons utilisé un détecteur pyroélectrique et une caméra THz utilisant des capteurs bolométriques pour la caractérisation de la source THz présentée dans le chapitre 3. Les principaux désavantages des détecteurs thermiques sont qu'ils sont très sensibles au bruit de fond thermique et qu'ils ont une réponse très lente (Lewis, 2019). Ainsi, une modulation à basse fréquence (quelques Hz) de l'intensité du faisceau THz est bien souvent requise (voir Figure 0.11a)

- **Cellules de Golay** : Ces dispositifs sont constitués d'un absorbant au contact d'une cellule remplie de gaz. Le rayonnement THz absorbé par l'absorbeur va chauffer le gaz et conduire à une augmentation de sa pression. Cette dernière, proportionnelle à la puissance THz absorbée, est mesurée optiquement grâce à une membrane réfléchissante et un photodétecteur. Les cellules de Golay sont très sensibles mais restent assez limitées pour des mesures de puissance THz élevées.

- **Détecteurs bolométriques** : Ces détecteurs sont basés sur la mesure du changement de température d'un absorbant THz (Richards, 1994). Un capteur résistif dont la résistance dépend de la température de l'absorbeur permet de déduire la puissance THz. Ces détecteurs peuvent être à base de matériaux semi-conducteurs, mais nécessitent dans ce cas un refroidissement (Lewis, 2019). D'autre part, des matériaux tels que des films supraconducteurs peuvent aussi être utilisés pour un fonctionnement à température ambiante (Cherednichenko *et al.*, 2011). Les détecteurs bolométriques, bien que basés sur une mesure thermique, présentent l'avantage de pouvoir avoir une réponse relativement rapide pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de mégahertz (MHz) (<https://www.qmcinstruments.co.uk/insb-hot-electron-bolometer>).

- **Détecteurs pyoelectriques** : Ces détecteurs sont basés sur le phénomène de pyroélectricité qui correspond à la variation de polarisation d'un matériau soumis à une source de chaleur (Müller *et al.*, 2014). Ces dispositifs sont généralement constitués d'un matériau absorbant fortement les ondes THz (voir Figure 0.11b) permettant de transférer la chaleur à un cristal pyroélectrique (tel que le tantalate de lithium, le titanate de zirconate de plomb ou le sulfate de triglycine). En présence de rayonnement THz, la polarisation entre les faces du cristal (\vec{P}) change, se traduisant par une différence de tension (ΔV) pouvant être mesurée avec un oscilloscope (voir Figure 0.11a).

Les capteurs pyroélectriques ont l'avantage d'être robustes et de pouvoir être utilisés avec un rayonnement THz relativement puissant. Cependant, le principal problème de ces détecteurs est que la réponse spectrale n'est pas bien définie dans la gamme THz, ce qui demande une calibration précise.

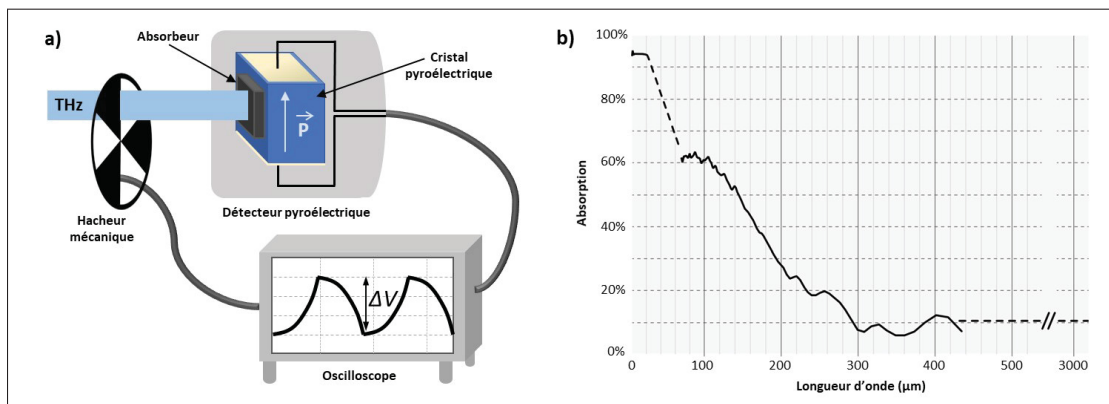


Figure 0.11 a) Principe de fonctionnement de la détection THz avec un capteur pyroélectrique

b) Spectre d'absorption d'un absorbeur THz dans un détecteur pyroélectrique (modèle THZ5I-BL-BNC de Gentec-EO) (reproduit à partir du site <https://www.gentec-eo.com/products/thz5i-bl-bnc>)

Les détecteurs bolométriques et les détecteurs pyroélectriques peuvent également être utilisés en matrice pour constituer des capteurs THz 2D (voir Chapitre 1, Section 1.2).

0.3.3 Les détecteurs optiques

Les techniques de détection du rayonnement THz par des moyens optiques sont basées sur l'interaction d'un faisceau laser avec une onde THz. Ces techniques présentent le principal avantage d'être généralement cohérentes grâce à une mesure temporelle du champ électrique de l'onde THz détectée. Ainsi, des informations spectrales peuvent être déduites, et cela sur une large gamme de fréquences. Avant de présenter les différentes méthodes de détection optique d'ondes THz, la section suivante décrira la technique pompe-sonde, très largement utilisée avec ces dernières.

0.3.3.1 La technique de détection pompe-sonde

Utilisés pour la génération d'impulsion THz (voir Section 0.2.2), les lasers impulsionnels permettent également leurs détections par une technique pompe-sonde résolu dans le temps (Coutaz, 2012). Pour cela, une impulsion THz appelée «*pompe*», générée par un laser impulsionnel, interagit avec une autre impulsion de ce même laser, appelée «*sonde*». Étant bien définies dans le temps, les impulsions sondes permettent de détecter précisément dans le temps un phénomène physique ultrarapide induit par l'impulsion pompe. Ces phénomènes physiques, comme l'effet électro-optique ou l'accélération de charge libre dans un semi-conducteur, dépendent du champ électrique THz de la pompe. En répétant ce processus tout en modifiant le délai temporel avec lequel la pompe va interagir avec la sonde, l'évolution temporelle de ce phénomène est mesurée. Ainsi, la variation temporelle du champ électrique de l'impulsion THz de pompe (appelée aussi trace temporelle) ($E_{THz}(t)$) est reconstruite par échantillonnage.

La technique pompe-sonde permet ainsi de détecter à un moment bien précis et sur une courte durée la valeur du champ électrique d'une onde THz. Ainsi, un des éléments importants est la durée temporelle de l'impulsion sonde. Celle-ci doit être courte (typiquement quelques dizaines de fs) pour augmenter la gamme des fréquences détectées, maximiser le rapport signal-sur-bruit et la dynamique de détection (Reimann, 2007). De plus, pour une sonde de longue durée, la mesure du champ électrique à un temps donné est sous-estimée car le champ électrique oscille de manière importante sur une fenêtre de lecture longue. Par conséquent, le signal reconstruit par échantillonnage aura un rapport signal-sur-bruit faible. Pour une sonde de courte durée, l'estimation du champ électrique à un temps donné est plus précise car le champ électrique oscillera peu sur une fenêtre de lecture courte.

Certains lasers impulsionnels utilisés pour la génération et la détection THz, comme par exemple la plupart des lasers ytterbium (Yb), émettent des impulsions de longues durées pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de fs. Ainsi, pour compresser temporellement ces impulsions, diverses techniques peuvent être mises en place. Cela peut se faire grâce à une fibre optique non linéaire couplée à une fibre photonique avec une dispersion négative (Nagai, Matsubara, Ashida, Takayanagi & Ohtake, 2014), une cellule multipassage remplie d'argon et des miroirs à

dispersion négative (Kramer *et al.*, 2020). L'un des systèmes THz développé au cours de cette thèse, et présenté en détail dans le chapitre, 3 utilise également une technique de compression temporelle des impulsions de sonde (Nkeck, Guiramand, Ropagnol & Blanchard, 2021).

La figure 0.12 présente le principe général de la technique pompe-sonde pour la détection cohérente d'ondes THz. Cette technique nécessite de séparer (en intensité) un faisceau provenant d'un laser impulsionnel, généralement avec une lame séparatrice. Une partie, généralement la plus intense, sert de pompe pour générer une impulsion THz, l'autre partie de sonde pour la détection. Le délai temporel entre la pompe et la sonde est modifié en changeant la longueur du chemin optique de la sonde par rapport à celui de la pompe, ou vice versa. Pour cela, la principale méthode consiste à introduire sur le trajet d'un des faisceaux (pompe ou sonde) une ligne à retard faite d'une paire de miroirs ou d'un rétroreflecteur monté sur une platine à translation motorisée. Le déplacement de ce type de dispositif est assez lent et engendre une durée relativement longue (jusqu'à plusieurs dizaines de minutes) pour reconstruire temporellement une impulsion THz. Afin de réaliser des balayages temporels plus rapidement (jusqu'à plusieurs dizaines de traces temporelles par seconde), un réflecteur monté sur un dispositif oscillant (Jin, Jeon, Kim, Kim & Shon, 2007) ou encore un prisme rotatif (Probst *et al.*, 2014) peuvent être utilisés pour modifier le trajet optique de la sonde. D'autres techniques de balayage temporel dit *non mécaniques* tel que l'échantillonnage optique asynchrone, peuvent être utilisées (Yasui, Saneyoshi & Araki, 2005). Dans ce cas, deux lasers avec des taux de répétition légèrement différents sont utilisés respectivement pour la pompe et pour la sonde. Ainsi, un délai entre les impulsions pompe et sonde s'accumulent graduellement entre les impulsions successives. La méthode pompe-sonde est généralement utilisée avec des techniques de détection THz optique qui seront présentées en détail dans les sections suivantes. Bon nombre d'entre elles nécessitent l'utilisation d'un amplificateur à détection synchrone (Zurich-Instruments, 2019). Ce dispositif permet de mesurer un signal de faible amplitude et fortement bruité. Pour cela, le signal mesuré doit être modulé temporellement à une fréquence de référence par exemple à l'aide d'un hacheur mécanique. Ce signal modulé est ensuite démodulé et filtré pour obtenir un signal continu et débruité.

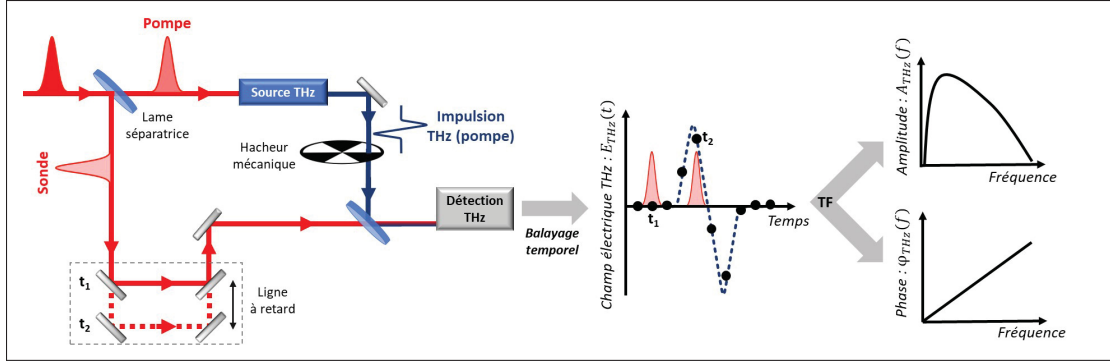


Figure 0.12 Principe de la technique de détection pompe-sonde pour reconstruction dans les domaines temporels et fréquentiels d'une impulsion THz

Afin de pouvoir déterminer le spectre en fréquence d'une trace temporelle acquise par la technique pompe-sonde, la transformée de Fourier (TF) peut être utilisée (Neu & Schmittenmaer, 2018). Cet outil permet notamment de décomposer le champ électrique THz ($E_{THz}(t)$) en un ensemble de fonctions trigonométriques périodiques qui sont présentées dans le domaine fréquentiel en fonction de leurs amplitudes (A) et de leurs phases (ϕ). La transformée de Fourier d'une impulsion THz $E_{THz}(t)$ est donnée par l'équation suivante :

$$E_{THz}(f) = TF[E_{THz}(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{THz}(t) e^{-i2\pi f t} dt = A_{THz}(f) e^{-i\phi_{THz}(f)} \quad (0.6)$$

avec f la fréquence, $A_{THz}(f)$ le spectre en amplitude et $\phi_{THz}(f)$ le spectre en phase.

À partir de la résolution de l'échantillonnage temporel (δt) (différence de temps entre deux mesures consécutives), la fréquence maximale pouvant être détectée est donnée par (Guerboukha *et al.*, 2018b) :

$$f_{max} = \frac{1}{2\delta t} \quad (0.7)$$

La résolution dans le domaine fréquentiel quant à elle dépend de la durée totale de la trace temporelle acquise (T_{Total}) et elle est donnée par (Guerboukha *et al.*, 2018b) :

$$\delta f = \frac{1}{T_{Total}} \quad (0.8)$$

Ainsi, en utilisant une ligne à retard permettant des variations du chemin optique de plusieurs millimètres avec un pas de quelques micromètres (induisant un retard de quelques dizaines de fs), des résolutions en fréquence (δf) de l'ordre de la dizaine de GHz, avec des plages de détection (f_{max}) allant jusqu'à plusieurs dizaines de THz, sont possibles.

La détection cohérente d'onde THz par technique pompe-sonde est très largement utilisée dans le domaine de la spectroscopie et elle est appelée *spectroscopie THz dans le domaine temporel* (Neu & Schmuttenmaer, 2018). Cette méthode permet d'extraire les propriétés optiques de matériaux, de gaz ou de liquides dans le domaine fréquentiel. Ainsi, à partir du spectre transmis à travers un échantillon, la dépendance en fréquence de son indice de réfraction complexe ainsi que sa conductivité et sa permittivité peuvent être déduits à l'aide d'algorithmes (Naftaly & Miles, 2007).

0.3.3.2 Détection THz à partir d'une antenne photoconductrice

Les antennes photoconductrices (APC), présentées comme source d'ondes THz dans la section 0.2.2.1, peuvent aussi être utilisées comme détecteur et fonctionnent de façon similaire (Zhang & Xu, 2010). Le faisceau de la sonde laser illumine l'espace entre les électrodes et va créer des porteurs de charges libres. Le rayonnement THz illumine aussi cet espace et va permettre d'accélérer ces porteurs de charges. Ce phénomène, induit par le champ électrique THz, va ainsi produire un courant transitoire entre les électrodes. Ce courant, mesuré avec un amplificateur à détection synchrone, est proportionnel au champ électrique THz. Les APC ont l'avantage de permettre une détection sur une large bande spectrale et avec une haute sensibilité. Cependant, cette technique est difficilement adaptable pour la détection d'impulsion THz intense et elle ne permet pas une mesure directe et simple de la valeur absolue du champ électrique.

0.3.3.3 Détection THz à partir d'un plasma

La création de plasma par laser n'est pas uniquement bénéfique pour l'émission d'ondes THz (voir Section 0.2.2.3) mais peut également être utilisée pour la détection THz. La principale technique est appelée détection ABCD (de l'anglais *Air-Breakdown Coherent Detection*) (Dai,

Xie & Zhang, 2006). Illuminé par une onde THz, un plasma induit par laser émet un rayonnement à la seconde harmonique du laser. Ce phénomène est expliqué par un processus non linéaire d'ordre 3 de mélange à quatre ondes. L'intensité de la seconde harmonique générée, mesurée avec un photodétecteur, est proportionnelle à l'intensité THz. Afin de permettre une mesure cohérente du champ électrique THz, un oscillateur local, avec une fréquence similaire à la seconde harmonique, est ajouté. Cet oscillateur local est par exemple une seconde harmonique provenant de la lumière blanche émise par le plasma ou encore une seconde harmonique induite par un champ électrique externe continue et appliqué au plasma. La technique de détection ABCD offre une très large bande spectrale de détection (jusqu'à plusieurs dizaines de THz). Cependant cette technique est assez limitée car elle demande des impulsions extrêmement intenses pour la sonde afin de pouvoir créer un plasma.

0.3.3.4 La détection THz par différence de fréquence

De manière analogue à la génération THz par différence de fréquence (voir Section 0.2.2.4), la détection d'onde THz peut être réalisée par l'interaction de photons THz avec des photons dans la gamme visible ou infrarouge (Guo, Ohno, Minamide, Ikari & Ito, 2008). La principale méthode, la conversion paramétrique descendante (aussi appelée en anglais *parametric down-conversion*), est basée sur le mélange, dans un cristal non linéaire, de photons THz avec des photons d'un faisceau laser intense. Cette technique permet de transposer les informations portées par les photons THz dans une autre gamme spectrale (visible ou infrarouge). Les photons dans cette nouvelle gamme peuvent ensuite être facilement détectés avec des photodétecteurs ou des caméras conventionnelles. Tout autant adaptée à la détection d'ondes THz continues (Murate *et al.*, 2014) ou bien d'impulsions THz large bande (Mine *et al.*, 2023), elle a l'avantage de permettre une détection extrêmement sensible avec un rapport signal sur bruit très élevé (Sakai, Kawase & Murate, 2020). La principale limitation de cette technique est qu'elle ne permet pas la mesure directe et cohérente du champ électrique. De plus, impliquant des phénomènes non linéaires avec des rayonnements de longueurs d'ondes différents, elle nécessite une condition d'accord de phase.

0.3.3.5 La détection THz par effet électro-optique

Avec la détection par des APC (voir Section 0.3.3.2), la détection électro-optique (EO) est la technique la plus largement utilisée pour la détection cohérente d'ondes. Cette méthode repose sur la polarisation non linéaire induite d'un matériau. La réponse temporelle d'un matériau illuminé par un champ électromagnétique est donnée par l'équation suivante en terme d'induction électrique $\vec{D}(t)$ (Boyd, 2008) :

$$\vec{D}(t) = \epsilon_0 \vec{E}(t) + \vec{P}(t) \quad (0.9)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide ($8,85 \cdot 10^{-12} \text{ A}^2 \cdot \text{s}^4 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$).

Dans cette expression, le terme $\vec{P}(t)$ représente la polarisation induite du matériau. Soumis à un champ électrique intense ($\vec{E}(t)$), cette dernière peut être écrite avec une composante linéaire et des composantes non linéaires, décrites par l'équation suivante (donnée jusqu'à l'ordre 3) :

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}(t)^2 + \chi^{(3)} \vec{E}(t)^3 + \dots \right) \quad (0.10)$$

avec χ la susceptibilité électrique du matériau. Cette dernière est supposée instantanée et elle est donc indépendante du temps (t).

L'effet EO est caractérisé par un changement quasi instantané des propriétés optiques d'un matériau induit par un champ électrique statique (ou de basse fréquence) ($\vec{E}_0(t)$). Il peut être linéaire en fonction du champ $\vec{E}_0(t)$, c'est l'effet Pockels (effet de second ordre) ou bien quadratique, c'est l'effet Kerr (effet de troisième ordre). Pour la détection cohérente d'un champ électrique THz c'est l'effet Pockels qui est utilisé et il sera désigné par *effet EO* dans la suite de ce manuscrit. Ainsi, la polarisation non linéaire dans le domaine fréquentiel induite par effet EO est donnée par :

$$\vec{P}^{NL}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega) \vec{E}(\omega) \vec{E}_0 \quad (0.11)$$

avec ω la pulsation du champ électrique optique. À noter que pour la suite, ω sera considéré comme constant et ainsi négligé dans les équations. L'expression vectorielle de la polarisation

non linéaire (équation 0.11) peut être décomposée sous forme matricielle de la manière suivante :

$$\vec{P}^{NL} = \epsilon_0 \sum_{ijk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_{0,k} \quad (0.12)$$

$\chi_{ijk}^{(2)}$ correspond au tenseur de susceptibilité et dépend des propriétés optiques du matériau. Ce tenseur est lié aux coefficients EO linéaires (r_{ijk}) par la relation suivante (Jazbinsek, Puc, Abina & Zidansek, 2019) :

$$r_{ijk} = -\frac{2}{n_i^2 n_j^2} \chi_{ijk}^{(2)} \quad (0.13)$$

Les propriétés optiques d'un matériau peuvent être données par son l'ellipsoïde des indices. Cette dernière représente spatialement la valeur des indices de réfraction n_i du matériau. En l'absence d'un champ électrique statique ($E_0 = 0$), l'ellipsoïde des indices est donné par :

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (0.14)$$

En présence d'un champ électrique statique E_0 , les indices de réfraction du matériau sont modifiés par effet EO et sont donnés par l'équation (Coutaz, 2012) :

$$\frac{1}{n_i^2} = \frac{1}{n_{0,i}^2} + \Delta \left(\frac{1}{n_i^2} \right) = \frac{1}{n_{0,i}^2} + \sum_j r_{ij} E_{0,j} \quad (0.15)$$

Dans cette expression, la notation de Voigt est utilisée afin de remplacer les deux premiers indices du i et j d'un tenseur présentant une symétrie par un indice unique i . De cette manière, les nouvelles valeurs de l'indice $i : 1,2,3,4,5,6$ correspondent aux indices respectifs : xx, yy, zz, yz, xz, xy . Ainsi, en présence d'un champ électrique statique E_0 , l'ellipsoïde des indices est donné par l'équation :

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{n_x^2} + \Delta \left(\frac{1}{n_1^2} \right) \right] x^2 + \left[\frac{1}{n_y^2} + \Delta \left(\frac{1}{n_2^2} \right) \right] y^2 + \left[\frac{1}{n_z^2} + \Delta \left(\frac{1}{n_3^2} \right) \right] z^2 + \dots \\ & \dots 2\Delta \left(\frac{1}{n_4^2} \right) yz + 2\Delta \left(\frac{1}{n_5^2} \right) xz + 2\Delta \left(\frac{1}{n_6^2} \right) xy = 1 \end{aligned} \quad (0.16)$$

La modification de l'ellipsoïde des indices en présence d'un champ statique externe (voir les équations 0.14 et 0.18) induit une biréfringence du matériau, c'est-à-dire une variation de ses indices de réfraction.

La première démonstration de la détection THz par effet EO a été faite en 1995 grâce à un cristal de tantalate de lithium (LiTaO_3) (Wu & Zhang, 1995). Pour cette technique de détection, le champ électrique THz est considéré comme un champ électrique statique. Ainsi, c'est la biréfringence induite par effet EO dans un matériau non linéaire qui est mesurée. Cette biréfringence se manifeste pour des pulsations (ω) dites *optiques*, qui correspondent typiquement à des longueurs d'ondes dans le visible ou dans l'infrarouge proche. Pour la détection EO le choix du cristal est déterminant (Wu & Zhang, 1996). Tout d'abord, il doit posséder des coefficients EO linéaires (r_{ijk}) élevés afin de garantir une biréfringence induite par EO importante. Ensuite, il doit être le plus transparent possible aux longueurs d'onde THz, mais aussi à la longueur d'onde de la sonde optique. Le choix du cristal doit également être fait pour limiter la présence de phonons pouvant réduire la bande spectrale de sensibilité par absorption (Gallot, Zhang, McGowan, Jeon & Grischkowsky, 1999). Enfin, la condition d'accord de phase entre les faisceaux sonde et THz doit être respectée (voir Section 1.1.2). Cela permet de maximiser leur interaction sur une grande distance dans le cristal et favoriser un effet EO important. Ainsi la vitesse de phase de l'impulsion THz et la vitesse de groupe de l'impulsion sonde doivent être similaires. Des cristaux non linéaires avec une structure cristalline de type zinc-blende (groupe de symétrie $\bar{4}3m$), comme le tellure de zinc (ZnTe) (Winnewisser, Jepsen, Schall, Schyja & Helm, 1997), le phosphore de gallium (GaP) (Wu & Zhang, 1997), le tellure de cadmium (CdTe) (Ropagnol *et al.*, 2020) ou le sulfure de zinc (ZnS) (Nkeck, Ropagnol, Nechache & Blanchard, 2020), peuvent être utilisés pour la détection EO. D'autres cristaux ne présentant pas de symétrie, avec par exemple une structure trigonale de type $3m$, peuvent être utilisés (Winnewisser *et al.*, 1997). C'est par exemple le cas du niobate de lithium (LN) dont les coefficients électro-optiques

linéaires sont donnés par le tenseur suivant :

$$r_{ik} = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (0.17)$$

avec $r_{13} = 6,5 \text{ pm/V}$, $r_{22} = 3,4 \text{ pm/V}$, $r_{33} = 30,8 \text{ pm/V}$ et $r_{42} = 32,6 \text{ pm/V}$ à 633 nm (Blanchard, Doi, Tanaka & Tanaka, 2013)

Pour mesurer la biréfringence induite dans un cristal par effet EO, l'état de polarisation d'un faisceau optique appelé également *sonde* est étudié. La figure 0.13 présente l'une des configurations possibles pour la détection EO (Coutaz, 2012). Cette dernière nécessite une lame quart d'onde ($\frac{\lambda}{4}$), une lame demi-onde ($\frac{\lambda}{2}$), un prisme de Wollaston et deux photodiodes. La polarisation de faisceau sonde est fixée dans un état linéaire (*PL*). Tout d'abord, dans le cas où il n'y a pas d'interaction avec un champ électrique THz dans le cristal EO (et la biréfringence naturelle de ce cristal négligée), la polarisation de la sonde en sortie du cristal est inchangée, elle reste donc linéaire. La lame quart d'onde est ensuite alignée pour conserver une polarisation linéaire. Ensuite, la lame demi-onde est placée de sorte à pouvoir tourner la polarisation et atteindre une polarisation linéaire à 45° . Enfin, le prisme de Wollaston est utilisé pour séparer spatialement les états de polarisation horizontale (*s*) et verticale (*p*). Les intensités de ces derniers sont mesurées avec les photodiodes. Ainsi, lorsqu'il n'y a pas de THz, cette configuration conduit à une intensité identique pour les états de polarisations *s* et *p* et la sonde est dite *balancée* avec une différence d'intensité entre *s* et *p* nulle. À présent, lorsque le faisceau sonde interagit avec un champ électrique THz dans le cristal, l'effet EO induit une biréfringence du cristal qui conduit à une rotation de la polarisation de la sonde. Celle-ci passe d'un état linéaire (*PL*) à un état elliptique (*PE*). La lame quart d'onde utilisée ensuite permet de transformer la polarisation elliptique de la sonde en une polarisation linéaire. Enfin, la lame demi-onde quant

à elle permet de conserver la polarisation linéaire. Cette polarisation n'étant plus à 45°, les intensités pour s et p mesurées par les photodiodes ne sont plus égales. Cette configuration offre une sensibilité élevée pour la mesure de la modulation de l'état de polarisation de la sonde (Duvillaret, Rialland & Coutaz, 2002). Elle permet également de convertir toute variation d'ellipticité de la polarisation de la sonde après le cristal EO en une polarisation linéaire.

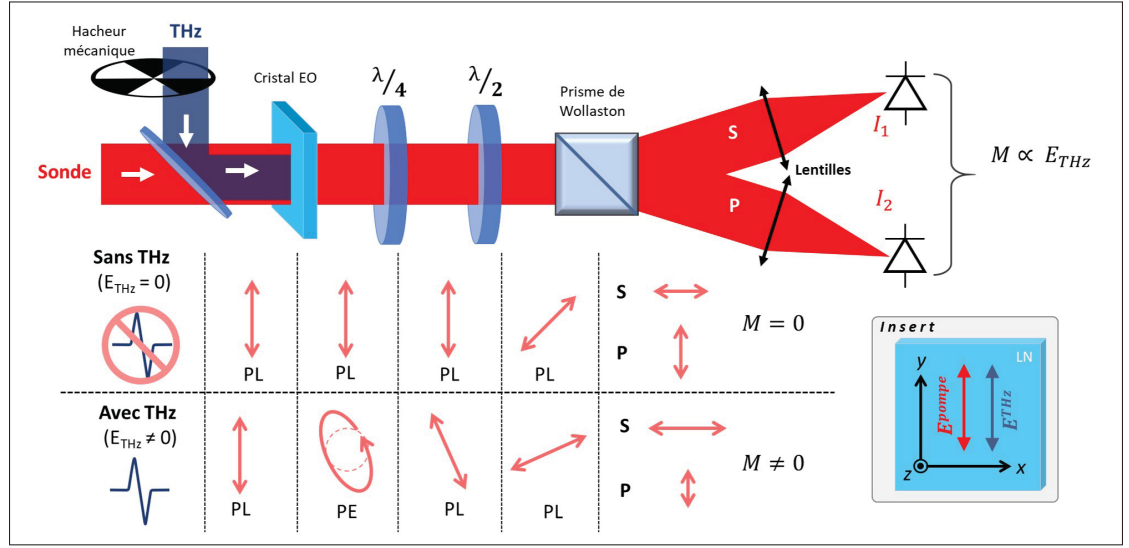


Figure 0.13 Principe de la technique de détection EO avec les variations de l'état de polarisation de la sonde. ($\frac{\lambda}{2}$) : lame demi-onde, ($\frac{\lambda}{4}$) : lame quart d'onde, PE : polarisation elliptique, PL : polarisation linéaire

Intéressons-nous à présent au cas de la détection THz par EO avec un cristal de LN. Dans la démonstration suivante, le rayonnement THz se propage de manière colinéaire avec la sonde optique selon x , avec une unique composante de polarisation selon z (donc $E_{1,2}^{THz} = E_{x,y}^{THz} = 0$) (voir l'insert de la Figure 0.13). Aussi, la polarisation de la sonde, parallèle à la polarisation THz, est selon z . En présence du rayonnement THz, l'ellipsoïde des indices est donné par l'équation :

$$\frac{x^2}{n_{0,1}^2} + \frac{y^2}{n_{0,2}^2} + \frac{z^2}{n_{0,3}^2} + E_z^{THz} [r_{13}x^2] + E_z^{THz} [r_{13}y^2] + E_z^{THz} [r_{33}z^2] = 1 \quad (0.18)$$

À partir de l'équation 0.15, les indices de réfraction modifiés par effet EO sont donnés par :

$$n_i = n_{0,i} \sqrt{\left(1 + n_{0,i}^2 \sum_j r_{ij} E_{0,j}^{THz}\right)^{-1}} \quad (0.19)$$

$$n_i = n_{0,i} - \frac{1}{2} n_{0,i}^3 \sum_j r_{ij} E_{0,j}^{THz} \quad (0.20)$$

L'équation 0.20 correspond au développement limité de l'équation 0.19 en considérant une faible variation de l'indice de réfraction induit par rapport à 1. Par conséquent, l'indice de réfraction modifié selon l'axe de polarisation de la sonde, z ($i = 3$), est donné par :

$$n_{zz} = n_{0,zz} - \underbrace{\frac{1}{2} n_{0,zz}^3 r_{33} E_{0,z}^{THz}}_{\delta n_{zz}} \quad (0.21)$$

La différence de l'indice de réfraction due à l'effet EO (δ_{zz}) induit un déphasage de la sonde optique (Γ) qui est donné par l'équation suivante :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (\delta_{zz}) L = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} n_{0,zz}^3 r_{33} E_{0,z}^{THz} L \quad (0.22)$$

avec λ la longueur d'onde de la sonde optique, L l'épaisseur du cristal EO et $n_{0,zz}$ l'indice de réfraction du cristal selon l'axe y qui correspond à l'indice extraordinaire. Ce déphasage de la sonde, après sa propagation dans le cristal, peut être évalué en mesurant la différence d'intensité sur les photodiodes, appelé *modulation* (M). Considéré comme relativement faible, l'approximation aux petits angles peut être faite et le déphasage induit est donné par l'équation suivante :

$$M = \left| \frac{S_s - S_p}{S_s + S_p} \right| = |-\sin(\Gamma)| \approx |\Gamma| \quad (0.23)$$

avec S_s le signal de la photodiode correspondant à la polarisation s de la sonde et S_p le signal de la photodiode correspondant à la polarisation p de la sonde.

Ainsi, en combinant les équations 0.22 et 0.23, le champ électrique THz peut être calculé à partir

de la mesure de la modulation et il est donné par l'équation suivant :

$$E_{0,z}^{THz} = E_0^{THz} = \frac{M\lambda}{\pi n_{0,zz}^3 r_{33} L} \quad (0.24)$$

Utilisé avec une technique de détection pompe-sonde précédemment décrite (voir Section 0.3.3.1), on parle dans ce cas d'échantillonnage EO. Cette technique permet ainsi de mesurer de manière absolue l'évolution temporelle du champ électrique d'une impulsion THz intense. C'est cette technique de détection qui a été très largement utilisée tout au long de ce travail de thèse.

0.4 Motivations de la thèse

Depuis ces dernières années, le domaine des ondes THz suscite un intérêt croissant et il est source de nombreuses recherches. Cela se traduit par la publication de plus de 10 000 articles en 2023 contre la moitié moins 15 ans auparavant (source : <https://www.engineeringvillage.com/>, en date du 08-01-2024). Dans les sections précédentes, une multitude de techniques mises en place pour générer et détecter les ondes THz ont été présentées. Quelques-unes des applications des ondes THz ont aussi été introduites. Un bon nombre d'entre elles est basé sur la mesure d'information spatiale en 2D, voire en 3D, d'un objet. Pour cela des systèmes d'imagerie active sont nécessaires (voir Section 1.2). Ces derniers sont composés : d'une source de rayonnement THz permettant d'illuminer l'objet étudié, d'un dispositif d'imagerie permettant de faire une image de celui-ci, d'un détecteur pour mesurer la lumière de l'image formée et d'une partie dédiée au traitement des images acquises. Le développement de l'imagerie dans la gamme THz fait cependant face à de nombreuses limitations. En voici les principales :

- **L'utilisation de sources d'illumination THz performantes**

Afin d'obtenir des images à contraste élevé et pouvant être utilisées avec des objets absorbant fortement le rayonnement THz, les systèmes d'imageries doivent satisfaire certaines conditions d'illumination.

- **Une large gamme spectrale**

Comme présenté dans la section 0.3, la large gamme spectrale des ondes THz conduit à

l'utilisation d'une multitude de techniques de détection. Ainsi, en imagerie, en plus de pouvoir permettre l'acquisition d'images, ces détecteurs doivent idéalement posséder une sensibilité sur une large gamme spectrale.

- **Une résolution spatiale assez limitée**

Même si l'imagerie THz offre une résolution spatiale bien supérieure aux micro-ondes (supérieure dans le sens de meilleure), celle-ci est limitée par la diffraction. En champ lointain, elle est donc moins intéressante que l'imagerie dans d'autres domaines spectraux comme par exemple le visible.

- **L'acquisition directe d'images en 2D**

Afin d'obtenir des images en 2D, la majorité des techniques sont basées sur un balayage spatial du faisceau THz, de l'objet ou du détecteur THz. Le détecteur mesure point par point le rayonnement THz pour ensuite reconstruire une image en 2D. Cette méthode demande un temps d'acquisition parfois très long (jusqu'à plusieurs minutes) avant d'obtenir une image et elle est donc peu adaptée pour des applications dynamiques (échantillon en mouvement) ou pour des applications industrielles.

Afin de dépasser les limites précédemment citées, de nombreuses recherches sont actuellement menées pour optimiser et développer de nouvelles techniques d'imagerie. Pour répondre à la première limitation présentée ci-dessus, des sources THz intenses avec une puissance moyenne relativement élevée peuvent être utilisées. La limite de résolution peut être outrepassée grâce à des techniques d'imagerie en champ proche ou d'imagerie super-résolution. Enfin, l'utilisation de systèmes d'imageries avec des détecteurs matriciels en 2D, ou bien des techniques de reconstruction d'images par imagerie compressée avec un pixel unique, peuvent être des solutions aux temps longs d'acquisition nécessaires. Par conséquent, c'est dans ce contexte de progrès et d'innovations importantes en imagerie THz que s'inscrit cette thèse de doctorat. La section suivante exposera en détail les objectifs de ce travail.

0.5 Objectifs de la thèse

La section précédente a introduit les limitations majeurs de l'imagerie THz. L'objectif principal de cette thèse est de mettre en place des systèmes d'imagerie performants permettant de pallier ces limitations. Comme présenté en détail ci-dessous, les différents aspects du système d'imagerie, de la source lumineuse, jusqu'au traitement des données en passant par la partie imagerie et détection, ont été étudiés et sujets à divers développements.

- **La source de rayonnement THz**

Pour prendre des images d'un objet dans la gamme THz, il est important d'illuminer fortement ce dernier. Pour cela, une source THz intense et impulsionnelle est nécessaire. Avec un champ électrique élevé, la détection peut être réalisée par EO avec un maximum de contraste. De plus, la source doit émettre une puissance THz moyenne élevée afin de garantir un niveau de signal-sur-bruit satisfaisant.

- **Le dispositif d'imagerie THz**

Le dispositif d'imagerie THz permet de réaliser l'image de l'objet étudié sur le détecteur THz. Pour ce faire, les ondes THz sont manipulées spatialement, par exemple à l'aide de miroirs réfléchissants ou de lentilles. Ainsi plusieurs configurations d'imageries comme par exemple l'imagerie en transmission, en réflexion, en champ proche ou en champ lointain sont possibles (voir Section 1.2).

- **La détection du rayonnement THz**

Afin d'enregistrer l'image formée par le dispositif d'imagerie, le rayonnement THz qui a interagi avec l'objet est détecté de manière cohérente ou incohérente. De plus, afin de détecter spatialement les ondes THz, un pixel unique ou bien une matrice de détecteurs peuvent être utilisés (voir Section 1.2).

- **Le traitement des images THz**

Dans le but d'exploiter les images acquises dans diverses applications, un traitement de ces dernières est bien souvent nécessaire. Cela permet par exemple de retrouver des informations fréquentielles ou encore d'améliorer leurs résolutions spatiales.

Les premiers objectifs (**Objectif 1** et **Objectif 2**) de ce travail de recherche ont été consacrés à la mise en place de sources THz impulsives. La technique de génération par RO a été utilisée avec un laser à Yb de type industriel, donc fiable et stable, de la compagnie Light Conversion (model : *Pharos*).

Une première source THz à cristal de ZnTe a été investiguée (**Objectif 1** - *Chapitre 2*). Nous avons démontré que ce cristal, pompé avec une longueur d'onde de 1024 nm, n'est pas performant pour la génération THz à cause d'un mauvais accord de phase. Nous avons aussi donné une explication quant à la variation de la forme d'onde générée en fonction de l'intensité de la pompe. Une seconde source THz, cette fois-ci performante, a aussi été mise en place (**Objectif 2** - *Chapitre 3*). Celle-ci utilise un cristal de niobate de lithium (LN) pompé optiquement par une impulsion avec un front d'onde incliné. C'est cette source THz qui a été utilisée avec les systèmes d'imagerie développés par la suite. Cette source THz efficace, génère des impulsions de forte intensité. De plus, avec une large bande d'émission spectrale (c'est-à-dire une impulsion monocycle et de courte durée), elle est parfaitement adaptée à l'imagerie THz hyperspectrale (voir **Objectif 3**). Enfin, avec sa puissance élevée, elle peut également être appliquée avec une caméra THz et ainsi permettre de réaliser de l'imagerie avec des contrastes élevés (voir **Objectif 4**).

L'**Objectif 3** et l'**Objectif 4** de ce travail ont été portés sur le développement de deux techniques d'imagerie différentes. Elles permettent toutes les deux de faire de l'imagerie super-résolution d'objets et ainsi dépasser la limite de la résolution spatiale relativement faible qu'offrent les ondes THz. Elles utilisent également des détecteurs permettant l'acquisition d'images en temps réel et sans la nécessité de balayage spatial.

Dans l'**Objectif 3** (*Chapitre 4*), une configuration d'imagerie en champ proche est utilisée. Pour cela, l'objet est directement placé au contact du détecteur THz. De plus, un ensemble de miroirs est employé afin d'illuminer fortement l'objet en focalisant le rayonnement de la source THz. De plus, une technique de détection EO en 2D est mise en place. Cette dernière permet de mesurer spatialement, temporellement et de manière cohérente le champ électrique THz qui interagit avec l'objet. La démonstration que nous avons faite est basée sur un capteur d'image

de polarisation. Nous avons aussi montré la possibilité d'utiliser la détection EO en 2D pour de l'imagerie hyperspectrale. L'imagerie hyperspectrale permet de retrouver, pour plusieurs dizaines de fréquences différentes, la distribution spatiale de l'amplitude et de la phase du rayonnement THz. Pour cela, un traitement des images acquises est nécessaire afin de passer du domaine temporel vers le domaine fréquentiel.

Dans l'**Objectif 4** (*Chapitre 5*), une technique d'imagerie super-résolution est étudiée. Afin d'imager l'objet, le dispositif d'imagerie utilisé consiste en un objectif composé de lentilles THz en silicium. Une caméra THz incohérente basée sur une matrice de microbolomètres permet l'enregistrement des images. Ce système inclut également un dispositif expérimental permettant de moduler spatialement le faisceau THz illuminant l'objet. Ainsi, grâce à ce dispositif et une méthode de traitement d'images, des images THz super-résolues peuvent être reconstruites.

Les différents objectifs présentés ci-dessus peuvent être synthétisés dans la figure 0.14.

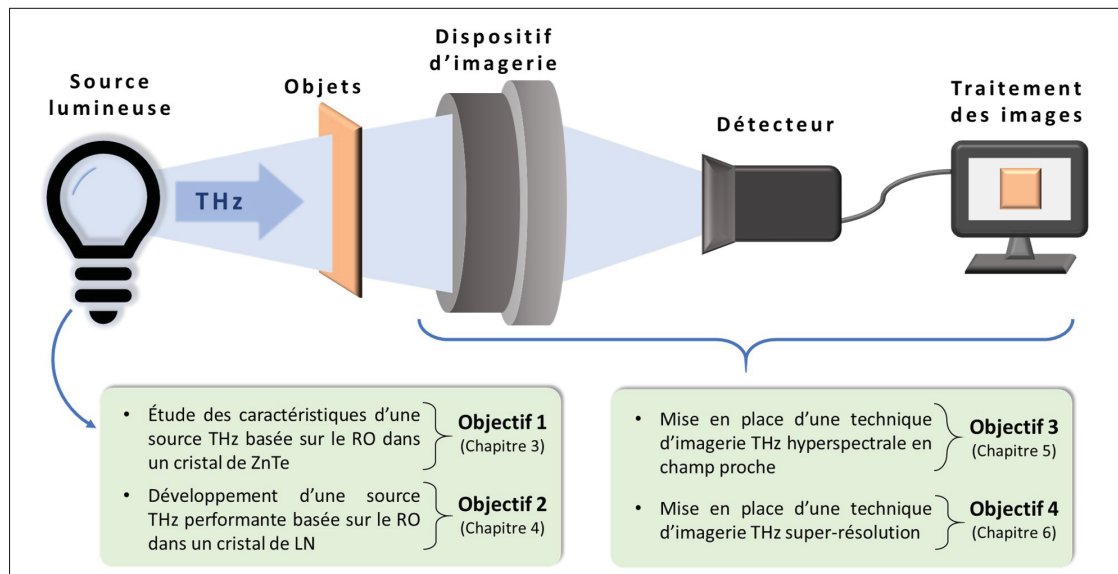


Figure 0.14 Présentation des objectifs de la thèse

0.6 Organisation de la thèse

Cette thèse rapporte le travail que nous avons mené au cours de ces dernières années dans le domaine de l'imagerie THz et le développement de sources THz.

Le chapitre 1 présente dans une première section l'état de l'art des sources THz basé sur le RO. La seconde section de ce chapitre se concentre sur l'état de l'art des techniques d'imageries THz. Le chapitre 2 se focalise sur les résultats obtenus sur la génération THz par RO dans un cristal de ZnTe. Ce chapitre est entièrement basé sur un article qui a été publié en 2021 dans le journal *Optics Letters* (Guiramand, Ropagnol & Blanchard, 2021).

Le chapitre 3 est consacré quant à lui à la présentation de la source THz performante mise en place au cours de cette thèse et de ses caractéristiques. Ce chapitre est entièrement basé sur un article qui a été publié en 2022 dans le journal *Photonics Research* (Guiramand, Nkeck, Ropagnol, Ozaki & Blanchard, 2022b).

Le chapitre 4 présente la technique d'imagerie EO en 2D mise en place ainsi que les résultats obtenus. Ce chapitre est entièrement basé sur un article qui a été publié en en 2024 dans le journal *New Journal of Physics* (Guiramand, Lafrenière-Greig, Ropagnol & Blanchard, 2024).

Le chapitre 5 décrit la méthode développée pour réaliser de l'imagerie super-résolution avec une caméra THz. Les résultats préliminaires obtenus y sont également exposés.

Enfin, la section *CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS* fait la synthèse des résultats obtenus tout au long de ce travail et préconise des pistes pour de futurs développements.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

Le domaine des ondes THz, et en particulier celui de l'imagerie, s'est très largement formé autour de la conception de sources et de détecteurs. Comme présenté dans le premier Chapitre (sections 0.2 et 0.3), de nombreuses technologies sont actuellement disponibles.

La première partie de ce Chapitre présente en détail la technique de génération par redressement optique (RO) et dresse un état de l'art de celle-ci. La seconde partie présente quant à elle le domaine de l'imagerie THz et les différentes techniques récemment développées.

1.1 La génération d'impulsion THz par redressement optique

La génération THz par RO est un cas particulier de la génération par différence de fréquence (voir Section 0.2.2.4). La première démonstration de génération d'impulsions THz par RO a été faite par *Auston et al.* en 1984 (*Auston et al.*, 1984b). Depuis, de nombreuses avancées et améliorations ont été réalisées dans ce domaine, comme présenté dans les sections suivantes.

1.1.1 Présentation du processus de génération par redressement optique

Le RO est un phénomène d'optique non linéaire de second ordre impliquant l'interaction de deux photons d'une impulsion laser femtoseconde dans un cristal non linéaire (voir Section 1.1.3) (*Coutaz*, 2012). Une impulsion laser femtoseconde (appelée *pompe*) est caractérisée dans le domaine des fréquences par un large spectre (voir Figure 1.2). Par exemple, une impulsion limitée par la transformée de Fourier, d'une durée de 270 fs et centrée à 1024 nm aura une largeur spectrale à mi-hauteur de 5,7 nm (*Wollenhaupt, Assion & Baumert*, 2007). Le RO est un phénomène résultant de l'interaction de deux photons de fréquences différentes de l'impulsion pompe : ω et $\omega - \Omega$ (voir figure 1.1). Par un processus de différence de fréquence, un photon de fréquence Ω est généré et sa fréquence est dans la gamme THz (voir Figure 1.1). Ainsi, le RO peut être vu comme une différence de fréquence interimpulsion où toutes les paires de photons séparées de Ω contribuent à la génération de photons dans le domaine THz.

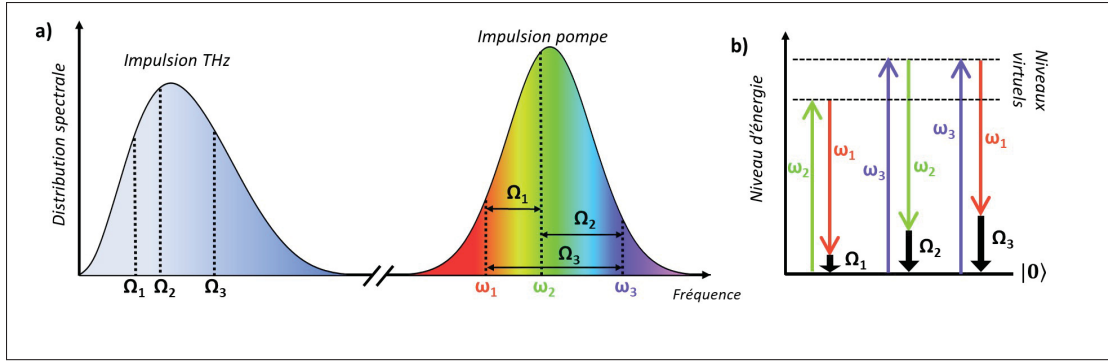


Figure 1.1 Principe de la génération THz par redressement optique. a) Illustration des spectres d'une impulsion THz générée par RO et d'une impulsion pompe. b) Illustration du phénomène de RO à partir du diagramme des niveaux d'énergie atomique

D'un point de vue ondulatoire, le phénomène de RO peut être décrit à partir de la polarisation de second ordre induite par une impulsion laser intense dans un cristal (Boyd, 2008). Cette dernière est donnée par l'équation 0.10 (voir *INTRODUCTION*). Le terme correspondant à la polarisation non linéaire de second ordre dans le domaine temporel peut être écrit sous la forme suivante :

$$\vec{P}^{NL}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}(t) \vec{E}(t) \quad (1.1)$$

avec $\vec{E}(t)$ l'évolution temporelle du champ électrique de l'impulsion pompe. Elle correspond au produit d'une onde harmonique ($e^{-i(\omega_0 t)} + e^{+i(\omega_0 t)}$) avec une fonction enveloppe de forme gaussienne (Wollenhaupt *et al.*, 2007).

Le champ électrique de l'impulsion pompe (voir Figure 1.2a), en négligeant son caractère vectoriel, est donné par l'équation suivante :

$$E(t) = \frac{E_0}{2} e^{-\frac{t^2}{2\Delta t^2}} (e^{-i(\omega_0 t)} + e^{+i(\omega_0 t)}) \quad (1.2)$$

avec E_0 l'amplitude maximale du champ électrique, ω_0 la fréquence centrale du spectre et Δt la durée à mi-hauteur.

Il est important de noter que même si l'équation 1.2 fait intervenir une seule onde harmonique (à ω_0), son enveloppe gaussienne lui confère une distribution spectrale, qui n'est pas monochro-

matique, mais gaussienne. Ainsi, les différentes fréquences présentes peuvent interagir les unes avec les autres via une différence de fréquences. À titre d'illustration, l'insert de la Figure 1.2c) présente le spectre d'une impulsion pompe définie par l'équation 1.2, avec une longueur d'onde centrée à 1024 nm et une durée de 270 fs (Figure 1.2a). À partir des équations 1.1 et 1.2, la partie réelle de la polarisation non linéaire de second ordre peut être calculée et elle est donnée par :

$$P^{NL}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{4} e^{\frac{-2t^2 \ln(2)}{\Delta t^2}} (e^{-i(\omega_0 t)} + e^{+i(\omega_0 t)})^2 \quad (1.3)$$

$$P^{NL}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{4} e^{\frac{-2t^2 \ln(2)}{\Delta t^2}} \underbrace{(e^{-i(2\omega_0 t)} + e^{+i(2\omega_0 t)})}_{GSH} + \underbrace{2e^{+i0\omega_0 t}}_{RO} \quad (1.4)$$

La polarisation de second ordre induite par une impulsion pompe dans un cristal (équation 1.4) possède :

- un terme dépendant de $2\omega_0$. Ce dernier correspond à la génération de la seconde harmonique (GSH) de la fréquence centrale de l'impulsion pompe.
- un terme dépendant de $0\omega_0$. Ce dernier correspond au phénomène de RO et il est responsable de la génération THz. Ainsi la polarisation non linéaire du cristal correspondant au RO (voir Figure 1.2b) peut être écrite de la manière suivante :

$$P_{RO}^{NL}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2} e^{\frac{-2t^2 \ln(2)}{\Delta t^2}} \quad (1.5)$$

Cette polarisation est transitoire et sa variation dépend de la variation temporelle de l'enveloppe de l'impulsion pompe. À partir de l'équation d'onde non linéaire (Boyd, 2008), la polarisation transitoire non linéaire du cristal correspondant au RO cause l'accélération de charges et peut ainsi être vue comme une source de rayonnement électromagnétique. Ce rayonnement est dans la gamme de fréquences THz et l'évolution temporelle du champ électrique qui lui est associé ($E_{THz}(t)$) est donnée par :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{d^2 P_{RO}^{NL}(t)}{dt^2} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2} e^{\frac{-2t^2 \ln(2)}{\Delta t^2}} \left[t^2 \frac{64 \ln(2)^2}{\Delta t^4} - \frac{8 \ln(2)}{\Delta t^2} \right] \quad (1.6)$$

Son spectre en fréquence ($f = 2\pi\omega$) (voir Figure 1.2c), obtenu par TF de l'équation 1.7, est quant à lui donnée par :

$$E_{THz}(f) = TF[E_{THz}(t)] \propto f^2 \sqrt{\frac{\pi}{4\ln(2)}} \Delta t e^{-\pi^2 f^2 \frac{\Delta t^2}{4\ln(2)}} \quad (1.7)$$

Par conséquent, plus l'impulsion pompe a une durée courte, plus son spectre est large ; ainsi l'impulsion THz générée a des fréquences plus hautes et un spectre plus large.

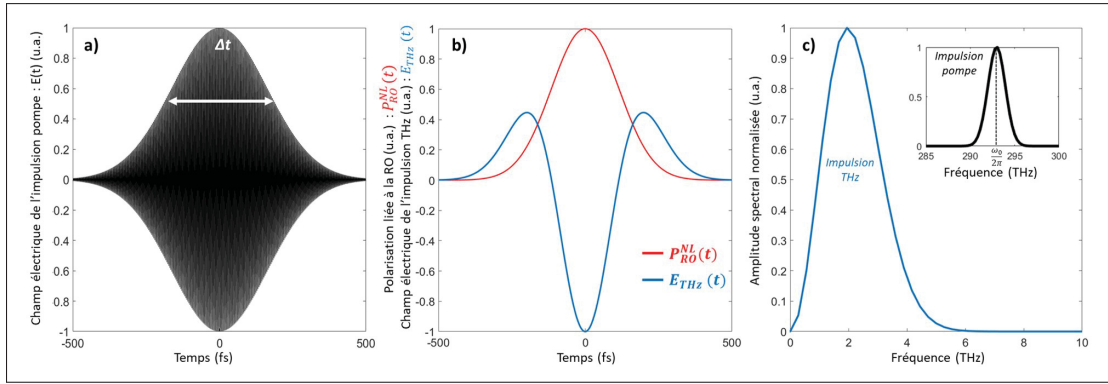


Figure 1.2 Simulation du phénomène de génération THz par redressement optique. a) Évolution temporelle du champ électrique ($E(t)$) d'une impulsion pompe d'une durée de 270 fs et centré à 1024 nm. b) Évolution temporelle de la polarisation non linéaire liée au RO ($P_{RO}^{NL}(t)$) et du champ électrique de l'impulsion THz générée par RO ($E_{THz}(t)$). c) Spectre en amplitude de l'impulsion THz générée par RO ($E_{THz}(f)$). Insert : Spectre en amplitude de l'impulsion pompe

La technique de génération par RO permet de générer des impulsions THz quasi monocycles avec un champ électrique au pic très élevé, pouvant aller au-delà du MV/cm (Hirori, Doi, Blanchard & Tanaka, 2011)(Vicario *et al.*, 2014)(Wu *et al.*, 2023). Elle offre également une efficacité de conversion élevée pouvant aller au-delà de 1%(Huang *et al.*, 2015)(Gollner *et al.*, 2021). Cette efficacité est limitée par plusieurs phénomènes (accord de phase, dispersion angulaire de la pompe, absorption du cristal,...) et dont certains sont présentés dans la suite de ce Chapitre (Ravi, Huang, Carbajo, Wu & Kärtner, 2014). Il est intéressant de noter que dans le cas de la génération THz par RO, l'efficacité de conversion des photons est très élevée et peut dépasser 100% (Kramer *et al.*, 2020). Ce paramètre renseigne sur le nombre moyen de

photons THz générés par chaque photon du laser de pompe. Ainsi, plusieurs photons THz sont générés à partir d'un photon pompe, ce qui est expliqué par un effet cascade important dans le cas du RO permettant de surmonter la limite de Manley-Rowe (Ravi *et al.*, 2014) (Nagai *et al.*, 2014). Aussi, le champ électrique THz généré par RO ne dépend pas de la phase intrinsèque du champ électrique de la pompe, mais uniquement de son enveloppe, ce qui garantit une stabilité importante. Enfin, cette technique offre une émission possible sur toute la gamme THz (de 0,1 THz jusqu'au-delà de 10 THz), dont la largeur de bande est en partie déterminée par la durée de l'impulsion pompe (Fülöp, Pálfalvi, Almási & Hebling, 2010).

La génération THz par RO présente cependant plusieurs limitations. D'une part, l'émission peut être restreinte en terme d'efficacité et de largeur spectrale par l'absorption de la pompe par le cristal non linéaire (Wu, Zhou, Huang, Ahr & Kärtner, 2015) et par la dispersion du cristal non linéaire aux fréquences THz (Vidal, Degert, Tondusson, Oberlé & Freysz, 2011). Aussi, la présence de phonons dans le cristal non linéaire peut engendrer des bandes d'absorption (Gallot *et al.*, 1999). D'autre part, pour la génération par RO, le seuil d'endommagement du cristal non linéaire par le laser de pompe est un aspect important à considérer et qui peut limiter la puissance ou l'intensité THz générée (Bach, Mero, Chou & Petrov, 2017). De plus, étant un phénomène d'optique non linéaire, le RO peut également être en compétition avec d'autres effets non linéaires, comme par exemple l'absorption à plusieurs photons (Hoffmann, Yeh, Hebling & Nelson, 2007) (Vidal *et al.*, 2011) ou encore des effets thermiques (Kramer *et al.*, 2020). Cela a pour conséquences de limiter l'efficacité du processus de génération THz, mais aussi d'affecter la forme temporelle de l'impulsion générée. C'est un de ces phénomènes, l'absorption à deux photons dans le ZnTe, qui sera étudié dans le Chapitre 2 (Guiramand *et al.*, 2021). Enfin, une des considérations indispensables à prendre en compte est la condition d'accord de phase entre la pompe et le rayonnement THz généré. Cette condition affecte grandement l'efficacité de la génération THz. La condition d'accord de phase ainsi que les différentes techniques possibles pour pouvoir l'atteindre sont présentées en détail dans les Sections 1.1.2 et 1.1.4.

1.1.2 La condition d'accord de phase

La condition d'accord de phase entre l'impulsion pompe et l'impulsion THz générée peut être étudiée à partir de la conservation de la quantité de mouvement au cours du processus de RO et elle est donnée en termes de vecteur d'onde par l'équation suivante (Nahata, Weling & Heinz, 1996b) :

$$\Delta k = k_{THz}(\Omega) - [k_{pompe}(\omega) - k_{pompe}(\omega - \Omega)] = 0 \quad (1.8)$$

En considérant les fréquences de la pompe (ω) bien plus grande que les fréquences THz générées (Ω), l'équation d'accord de phase peut être réécrite en incluant un terme différentiel. Ainsi :

$$\Delta k \approx k_{THz}(\Omega) - \Omega \left(\frac{d k_{pompe}(\omega)}{d\omega} \right) = 0 \quad (1.9)$$

Le terme différentiel correspond à l'inverse de la vitesse de groupe de l'impulsion pompe (v_{pompe}^g) et le vecteur d'onde THz est inversement proportionnel à la vitesse de phase (v_{THz}^ϕ) de l'impulsion THz. L'accord de phase est donc donné par :

$$\Delta k \approx \Omega \left(\frac{1}{v_{THz}^\phi} - \frac{1}{v_{pompe}^g} \right) = 0 \quad (1.10)$$

Par conséquent la condition d'accord de phase est respectée si la vitesse de phase THz et la vitesse de groupe de l'impulsion laser sont similaires ; dans ce cas si toutes les ondes THz générées sur toute l'épaisseur du cristal non linéaire interfèrent de manière constructive. La Figure 1.3 a) illustre ce cas : les fronts d'onde THz 1, 2, 3 et 4 émis aux positions P_1 , P_2 , P_3 et P_4 sont tous en phase et s'additionnent pour créer une onde intense à l'extrémité du cristal. À contrario, si cette condition n'est pas satisfaite, la génération THz se fera en plusieurs points dans le cristal sans relation de phase. La Figure 1.3 b) illustre ce cas : les fronts d'onde THz 1, 2, 3 et 4 émis aux positions P_1 , P_2 , P_3 et P_4 ne sont pas en phase à l'extrémité du cristal. Ainsi, en plus de n'être pas très efficace et plus monocycle (Guiramand *et al.*, 2021), l'émission se fera selon un cône de Cherenkov et ne sera pas colinéaire au faisceau optique (Yao, Liu, Xu, Lv & Lv, 2012).

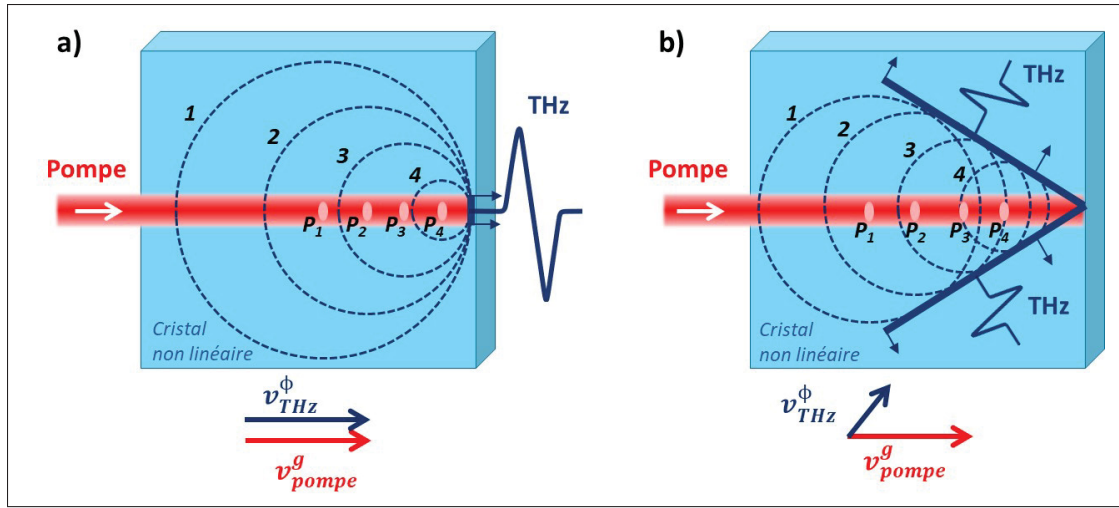


Figure 1.3 Illustration d'un cas de génération THz par RO avec un accord de phase respecté (a) et non respecté induisant une émission THz peu efficace et selon un cône de Cherenkov (b). Les cercles en pointillés représentent les fronts d'ondes THz émis à différentes positions du cristal

Il est important de souligner que dans le cas où la taille du faisceau pompe est plus petite que son étalement axial (selon l'axe de propagation), cette configuration peut être intéressante (Yao *et al.*, 2012). Appelée *géométrie Cherenkov*, cette méthode de génération requiert tout d'abord un faisceau pompe de petite taille focalisé dans un guide d'ondes non linéaire tel que le LN (voir Figure 1.4). De plus, afin d'extraire efficacement du cristal le rayonnement THz émis selon un cône de Cherenkov, un prisme de silicium doit être utilisé. Cette configuration, bien que ne requérant pas d'inclinaison du front d'onde de la pompe (voir Section 1.1.4), est limitée en terme d'énergie de pompe et donc d'énergie THz générée (Kurnikov, Abramovsky, Shugurov, Bodrov & Bakunov, 2024).

Pour la génération THz par RO, la distance dans le cristal non linéaire sur laquelle la pompe reste en phase avec les ondes THz générées est appelée *longueur de cohérence* (l_c) (Nahata *et al.*, 1996b). Ainsi, sur cette distance, les ondes THz interfèrent de manière constructive. Au-delà de cette distance, les ondes générées ont une différence de phase avec les ondes générées à l'entrée du cristal égale à π conduisant à des interférences destructives. La longueur de cohérence est

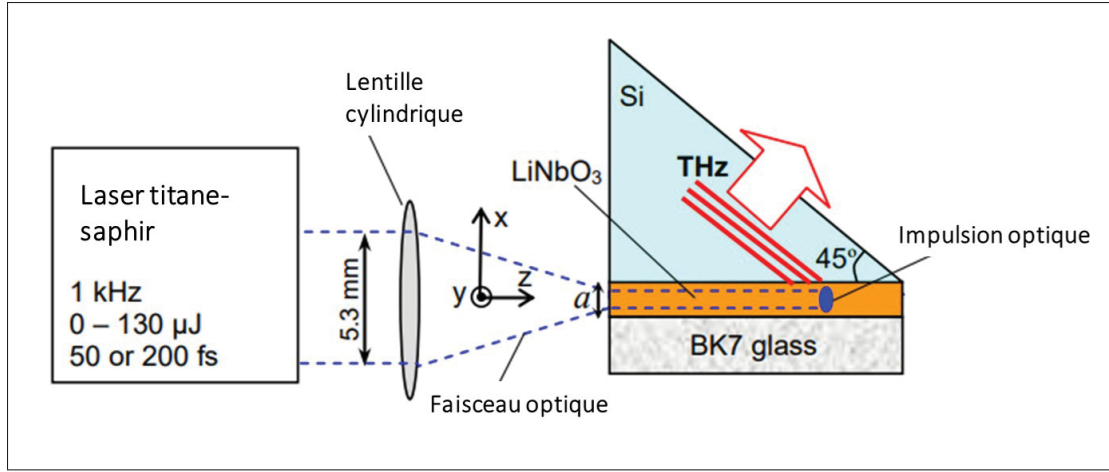


Figure 1.4 Dispositif expérimental utilisé pour la génération THz par RO avec une géométrie Cherenkov
Adaptée de Yao (2012, p.30)

donnée par l'équation suivante :

$$l_c = \frac{\pi}{|\Delta k|} = \frac{\pi c}{\Omega |n_{THz} - n_{pompe}^g|} \quad (1.11)$$

avec n_{THz} l'indice de réfraction du cristal aux fréquences THz et n_{pompe}^g l'indice de groupe du cristal aux longueurs d'onde de la pompe.

Par conséquent, la longueur de cohérence, en fonction de l'indice de réfraction du cristal aux longueurs d'onde de la pompe (n_{pompe}), est calculée par l'équation suivante :

$$l_c = \frac{\pi c}{\Omega \left| n_{THz} - \left(n_{pompe} - \lambda \frac{dn_{pompe}}{d\lambda} \right) \right|} \quad (1.12)$$

Généralement, pour la génération THz par RO, des cristaux épais sont préférables pour maximiser l'interaction non linéaire et ainsi augmenter l'efficacité de génération THz (Hebling, Yeh, Hoffmann, Bartal & Nelson, 2008). Cependant, il est important de veiller à ce que leur épaisseur ne dépasse pas la longueur de cohérence afin de ne pas altérer l'efficacité de génération (Van Der Valk, Planken, Buijserd & Bakker, 2005).

1.1.3 Le cristal de génération

Pour la génération THz par RO, seuls les milieux non centrosymétriques (n'ayant pas de symétrie d'inversion) et présentant une non linéarité de second ordre peuvent être utilisés ($\chi^{(2)} \neq 0$) (Reimann, 2007). Les matériaux présentant des coefficients EO linéaires élevés pour l'effet EO (voir 0.3.3.5) sont donc également efficaces pour la génération THz. Dans le but d'évaluer la non linéarité d'un matériau pour le RO, les coefficients non linéaires (d_{ijk}), dépendants du tenseur de susceptibilité, sont utilisés. Ils sont donnés par la relation suivante :

$$d_{ijk} = \frac{1}{2}\chi_{ijk} \quad (1.13)$$

Dans le but d'évaluer les performances des cristaux pouvant être utilisés pour le RO, un facteur de mérite peut être calculé. Ce paramètre prend en considération la non linéarité du cristal et son absorption aux fréquences THz (Hebling *et al.*, 2008).

La première catégorie de cristaux pouvant être utilisés pour le RO est celle des semi-conducteurs comme le GaP (Chang *et al.*, 2006)(Cui *et al.*, 2023), le CdTe (Ropagnol *et al.*, 2020), l'arséniure de gallium (GaAs) (Blanchard *et al.*, 2014b) ou encore le ZnTe (Rice *et al.*, 1994). Les matériaux semi-conducteurs, malgré une non linéarité assez faible, sont généralement fortement transparents dans la gamme THz (Tóth, Polónyi & Hebling, 2023). Par exemple, le GaP a une absorption linéaire qui est inférieure à 2 cm^{-1} à 1 THz (Saito *et al.*, 2008). Cependant, les semi-conducteurs présentent des largeurs de bande interdite (entre la bande de valence et la bande de conduction) assez faible. De plus ils possèdent des coefficients d'absorption à plusieurs photons assez élevés (Benis *et al.*, 2020). Cela se traduit donc par des phénomènes d'absorption à plusieurs photons de la pompe pouvant affecter l'émission THz. Ces phénomènes ont entre autre été observés dans le ZnTe et ils sont présentés de manière détaillée dans la Section 1.1.3.1 et le Chapitre 2

Les cristaux organiques sont une alternative aux cristaux semi-conducteurs (Jazbinsek *et al.*, 2019). Des cristaux de DAST (Zhang *et al.*, 1992) (Gollner *et al.*, 2021), de DSTMS (Vicario *et al.*, 2014), de HMQ-TMS (Buchmann *et al.*, 2020), de OH1 (Ovchinnikov, Chefonov, Agranat, Shalaby & Sitnikov, 2022) ou encore de BNA (Roeder, Shalaby, Beleites, Ronneberger & Gopal,

2020) peuvent être utilisés pour la génération THz. Ces cristaux ont l'avantage de posséder une non linéarité importante, par exemple pour le DAST un coefficient non linéaire de 615 pm/V à 800 nm, ce qui leur confère un facteur de mérite élevé (Schneider *et al.*, 2006). Ainsi des efficacités de conversion élevées sont possibles comme cela a été démontré avec le DAST avec une efficacité de 6% (Gollner *et al.*, 2021). Les cristaux organiques ont aussi une faible absorption linéaire dans le domaine optique (visible à l'infrarouge) (Jazbinsek *et al.*, 2019). Cependant la présence de nombreuses vibrations moléculaires et phonons dans le domaine THz conduit à l'absorption de certaines bandes de fréquences (Cunningham & Hayden, 2010). L'une des principales limitations des cristaux organiques est leur seuil d'endommagement qui est plutôt bas. Ils sont généralement utilisés pour des puissances de pompe n'excédant pas quelques W (Rovere *et al.*, 2018).

Enfin, le redressement optique peut être réalisé dans un cristal ferroélectrique tel que le LiTaO₃ (Auston *et al.*, 1984b) ou LN (Xu, Zhang & Auston, 1992). Le LN est très intéressant pour la génération d'impulsion THz intense. Sa forte non linéarité lui permet d'avoir un facteur de mérite supérieur à celui de cristaux semi-conducteurs (Hebling *et al.*, 2008).

Dans ce travail de thèse de doctorat, la génération THz par RO dans un cristal de ZnTe et un cristal de LN a été investiguée. Ces deux cristaux sont donc présentés plus en détail dans les sections suivantes.

1.1.3.1 Tellurure de zinc (ZnTe)

Le ZnTe est un matériau semi-conducteur avec une structure cristalline de type zinc-blende (groupe de symétrie $\bar{4}3m$) (Palik, 1991). Le ZnTe est un cristal fréquemment utilisé pour la génération THz par RO et il est principalement pompé avec des lasers titane-saphir ayant un pic d'émission autour de 800 nm (Zhai, Hérault, Garet & Coutaz, 2021). En effet, il est avantageux, car :

- C'est un semi-conducteur relativement non linéaire. En effet, son coefficient non linéaire est de 68,5 pm/V à 800 nm (Hebling *et al.*, 2008).

- Il est fortement transparent dans le domaine THz. Il présente cependant un pic d'absorption à 5,3 THz en raison de la présence d'un phonon optique transverse (Gallot *et al.*, 1999). Il peut être noté qu'à cause de la condition d'accord de phase, la génération reste cependant limitée à quelques THz.
- Il est transparent à 800 nm. En effet, le ZnTe possède une largeur de bande interdite avec une énergie de 2,2 eV (ce qui correspond à un rayonnement avec une longueur d'onde de 563 nm). Ce qui permet d'éviter l'absorption directe des photons de la pompe (à la longueur d'onde de 800 nm) lors de sa propagation dans le cristal.
- Il satisfait un bon accord de phase à 800 nm et il a donc une grande longueur de cohérence (voir Figure 1.5). En effet, la vitesse de phase pour les radiations THz ($9,5 \cdot 10^7$ m/s à 1 THz) (Gallot *et al.*, 1999) est similaire à la vitesse de groupe de la pompe ($9,3 \cdot 10^7$ m/s) (Li, 1984). Ce qui correspond à une longueur de cohérence à 1 THz de 2,5 mm. Ce bon accord de phase permet d'utiliser le ZnTe dans une configuration de pompage colinéaire à 800 nm, c'est à dire sans inclinaison du front d'onde (voir Section 1.1.2).

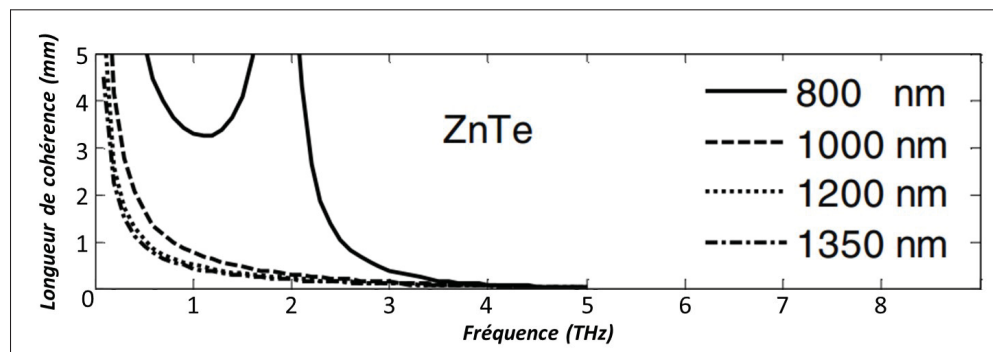


Figure 1.5 Longueur de cohérence du ZnTe à différentes longueurs d'onde de pompe
Adaptée de Li (2013, p.2)

Ainsi, excité par une impulsion laser à 800 nm, le ZnTe permet la génération efficace d'impulsions THz. Blanchard *et al.* ont ainsi démontré, à partir d'un cristal de grande ouverture, l'émission d'impulsions avec des énergies de $1,5 \mu\text{J}$ et un champ électrique de 69 kV/cm (Blanchard *et al.*, 2007).

Cependant, la création de porteurs libres par l'absorption à deux photons de la pompe peuvent

affecter l'émission diminuant la transmission du cristal aux fréquences THz (voir 2). De plus, le ZnTe n'est pas adapté pour des lasers de pompe dans l'infrarouge proche tels que les lasers Yb. En effet, à ces longueurs d'onde, l'accord de phase n'est plus respecté. Cependant, *Hoffmann et al.* ont montré la génération THz avec un laser Yb ayant une longueur d'onde à 1024 nm, mais avec un dispositif à inclinaison du front d'onde de la pompe (*Hoffmann et al.*, 2007).

1.1.3.2 Niobate de lithium (LN)

Le niobate de lithium (LN ou LiNbO_3) est un cristal ferroélectrique diélectrique de type trigonal (groupe de symétrie $3m$) (Palik, 1991). Il est généralement dopé avec quelques pour cent d'oxyde de magnésium (MgO), ce qui permet à la fois d'augmenter sa résistance aux dommages optiques (Bryan, Gerson & Tomaschke, 1984) et de diminuer son absorption dans la gamme THz (Pálfalvi, Hebling, Kuhl, Péter & Polgár, 2005). La concentration optimale de MgO pour maximiser l'émission THz par RO est de 0,7 % (Unferdorben, Szaller, Hajdara, Hebling & Pálfalvi, 2015). Le LN est très largement utilisé pour la génération efficace d'impulsion intense avec des puissances moyennes élevées (Fülöp *et al.*, 2020). Il est avantageux, car :

- Il est fortement non linéaire et il a donc des coefficients non linéaires très élevés. Pour une génération optimale, le faisceau pompe doit être polarisé selon l'axe z (axe ordinaire). Dans cette condition, le coefficient non linéaire maximale et exploitable (d_{33}) est de 168 pm/V à 800 nm (Hebling *et al.*, 2008).
- Il est transparent au rayonnement optique sur une large plage de longueur d'onde visible et infrarouge (Palik, 1991)
- Il est assez transparent au rayonnement THz (Unferdorben *et al.*, 2015) (voir Figure 1.6 a). Par exemple, à 0,8 THz son coefficient d'absorption linéaire est d'environ 15 cm^{-1} pour un LN stœchiométrique et dopé avec 0,7% de MgO (Wu *et al.*, 2015). Cependant, l'absorption dans le domaine THz peut être considérablement réduite en refroidissant le cristal à des températures cryogéniques (Huang *et al.*, 2013). Ainsi, une augmentation de l'efficacité de génération d'un facteur de plus de 2 entre la génération à température ambiante (300 K) et celle cryogénique (23 K) a été prouvée expérimentalement (Fülöp *et al.*, 2014). De plus,

c'est avec un LN refroidi à une température de 150 K que le record d'efficacité a été obtenu, avec une efficacité de conversion de 3,8% (Huang *et al.*, 2013).

- Il ne présente pas d'absorption par phonon pour les basses fréquences THz. Il a néanmoins un premier phonon optique transverse avec une résonance à 4,5 THz qui limite l'émission de hautes fréquences (Kojima, Kanehara, Hoshina & Tsurumi, 2016).
- Étant un diélectrique, il possède une large bande interdite avec une énergie de 3,8 eV (ce qui correspond à un rayonnement avec une longueur d'onde de 326 nm). Par conséquent, excité par un rayonnement à 800 nm ou dans l'infrarouge proche, le LN ne présente pas de phénomène d'absorption à 2 photons, mais uniquement de l'absorption à 3 photons ou 4 photons (Benabdelghani *et al.*, 2024). De ce fait, des intensités de pompe élevées peuvent être utilisées avec le LN avant que les phénomènes d'absorption à plusieurs photons puissent se produire.
- Il a un seuil de dommage optique élevé (Bach *et al.*, 2017). Par exemple, avec des impulsions à 1030 nm, d'une durée de 330 fs et une fréquence de répétition de 20 kHz, le LN a un seuil de dommage d'environ 800 mJ/cm^2 (soit une puissance crête d'environ $2\,400 \text{ GW/cm}^2$). Ainsi, il peut être excité par des lasers très énergétiques.

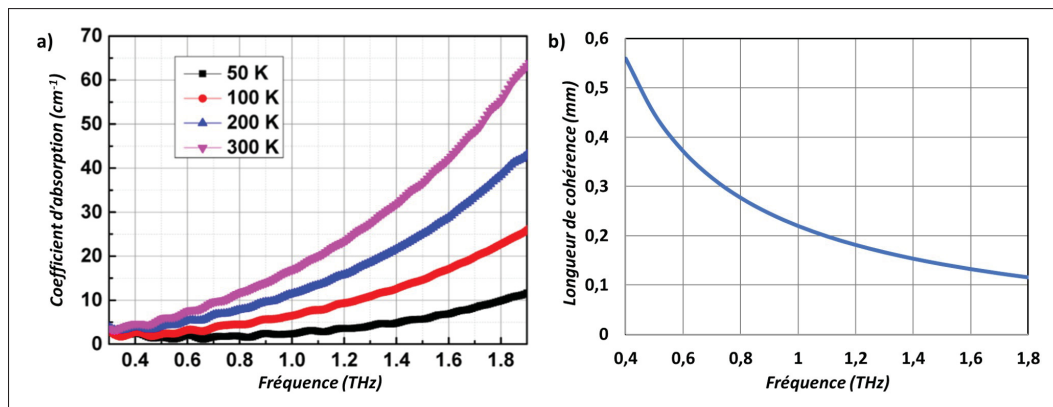


Figure 1.6 a) Coefficient d'absorption (selon l'axe ordinaire) d'un cristal de LN dans la gamme THz en fonction de sa température

Adaptée de Wu (2015, p.6)

b) Longueur de cohérence du LN (selon l'axe ordinaire) d'un cristal pompé à 1024 nm. Les indices de réfraction THz ont été calculés à partir de la référence : (Wu *et al.*, 2015). L'indice de groupe optique est extrait de la référence : (Zelmon *et al.*, 1997).

Cependant, la principale limitation du LN pour la génération THz par RO est que l'accord de phase entre l'impulsion pompe (généralement dans le visible ou l'infrarouge proche) et l'impulsion THz n'est pas respecté. En effet, à 1024 nm, l'indice de réfraction de groupe (n_{1024}^g) est de 2,3 (Zelmon *et al.*, 1997) alors que l'indice de réfraction à 1 THz (n_{THz}) est de 4,96 (Wu *et al.*, 2015). Cette différence se traduit par une longueur de cohérence très faible, de seulement 220 μm à 1 THz (voir Figure 1.6b). Afin de satisfaire la condition d'accord de phase, et donc générer efficacement une impulsion THz, le LN peut être pompé avec un laser dont le front d'onde est incliné (Tóth *et al.*, 2023). La section suivante présentera en détail cette technique et les différentes configurations expérimentales possibles.

1.1.4 Technique de pompage par un front d'onde incliné

À partir de l'équation 1.10, l'accord de phase entre l'impulsion pompe et l'impulsion THz est respecté si :

$$v_{THz}^{\phi} = v_{pompe}^g \quad (1.14)$$

Dans le LN, la vitesse de phase à 1 THz (v_{THz}^{ϕ}) est de 6.10^7 m/s (Wu *et al.*, 2015) alors que l'impulsion pompe (à 1024 nm) a une vitesse de groupe (v_{pompe}^g) plus élevée, de $1,3.10^8 \text{ m/s}$ (Zelmon *et al.*, 1997). Afin de satisfaire un accord de phase, en 2002 Hebling *et al.* ont proposé une technique basée sur l'inclinaison du front d'onde de l'impulsion pompe (d'un angle γ) (Hebling, Almasi, Kozma & Kuhl, 2002). Dans ce cas, l'équation d'accord de phase est donnée par :

$$v_{THz}^{\phi} = v_{pompe}^g \times \cos(\gamma) \quad (1.15)$$

Selon le principe d'Huygens-Fresnel, chaque point du front d'onde de la pompe est considéré comme un point source de rayonnement THz (Goodman, 2017). Le front d'onde de l'impulsion THz généré correspond à la somme de ces points sources. Avec un front d'onde incliné, chacun des points sources THz sont en phase les uns par rapport aux autres, et cela tout au long de la propagation de la pompe dans le cristal (voir Figure 1.7 a). Le rayonnement THz généré s'additionne tout au long du cristal pour créer une onde intense. Cette onde se propage perpendiculairement au front de pompe, de manière non colinéaire à la pompe (voir Figure

1.7b) et dans une unique direction. Contrairement à la génération avec une géométrie Cherenkov (voir 1.1.2), il n'y a pas de limitation quant à la taille du faisceau de pompe. Ainsi des intensités élevées de pompe sont possibles.

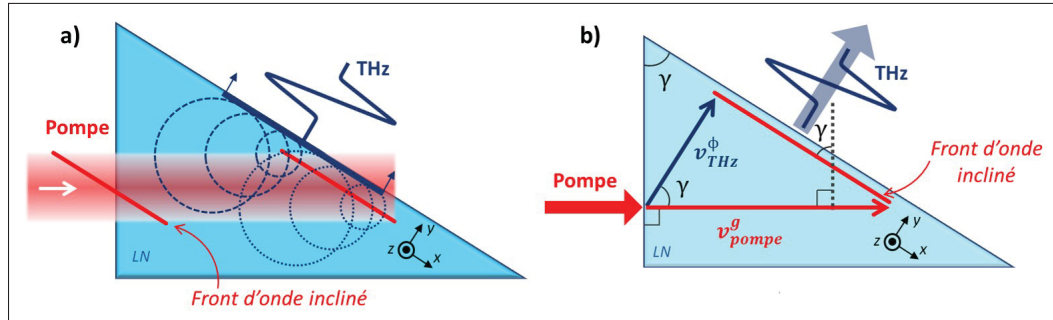


Figure 1.7 a) Illustration du processus de génération THz par RO dans le LN avec une technique de pompe par un front d'onde incliné. b) Géométrie de la technique de pompe par un front d'onde incliné

À partir de l'équation 1.16, l'angle d'inclinaison du front d'onde dans le cristal (γ) est donc :

$$\gamma = \arccos \left(\frac{v_{THz}^{\phi}}{v_{pompe}^g} \right) \quad (1.16)$$

Dans le cas du LN pompé à 1024 nm, γ vaut 63° . Afin de garantir une injection de la pompe normale à la surface du cristal et l'émission THz normale à l'extrémité du cristal, ce dernier est coupé en forme de prisme avec un angle de 63° (voir Figure 1.7b).

Pour réaliser l'inclinaison du front d'onde de la pompe, plusieurs techniques sont utilisées et elles sont décrites plus amplement dans les sections suivantes.

1.1.4.1 Réseau de diffraction

La première démonstration de la génération THz par front d'onde incliné dans le LN a été faite en 2003 en utilisant un réseau de diffraction réfléchissant (Stepanov, Hebling & Kuhl, 2003). Pour cela, la pompe est envoyée sur un réseau de diffraction. Celui-ci va disperser spatialement ses composantes spectrales et ainsi induire une différence de chemin optique de part et d'autre

du faisceau de pompe (voir Figure 1.8). Un système d'imagerie composé d'une ou plusieurs lentilles (L_1 et L_2) est ensuite utilisé pour recombinaison des composantes spectrales au plan image. De plus, il permet de faire une image du réseau de diffraction dans le LN et donc d'incliner, d'un angle γ , le front d'onde de la pompe (Bor, Racz, Szabo, Hilbert & Hazim, 1993). La valeur de cet angle est donnée par la relation suivante :

$$\tan(\gamma) = \frac{m \lambda_0 p}{n_{pompe}^g M \cos(\theta_d)} \quad (1.17)$$

Avec : m l'ordre de diffraction, p la densité de sillon du réseau, λ_0 la longueur d'onde centrale de la pompe, M le grossissement du système d'imagerie et θ_d l'angle de diffraction induit par le réseau.

Pour le LN, l'angle γ est fixé par l'équation 1.16. Avec un réseau dont les propriétés sont fixées et un système d'imagerie fixe, l'ajustement de l'angle d'inclinaison du front d'onde peut se faire en modifiant l'angle du réseau et ainsi agir sur θ_d . La Figure 1.8 montre un dispositif expérimental communément utilisé pour la génération THz avec un front d'onde incliné avec l'utilisation d'un réseau de diffraction et de deux lentilles cylindriques (L_1 et L_2) (Hirori *et al.*, 2011). Dans ce cas-ci, le facteur de grossissement (M) correspond au rapport des focales des lentilles L_1 et L_2 . Grâce à cette configuration et en utilisant un laser pompe de type titane-saphir avec des impulsions de 85 fs et une énergie de 4 mJ, l'émission d'impulsion THz intense avec un champ électrique THz de 1,2 MV/cm a été démontrée.

La technique d'inclinaison du front d'onde avec un réseau de diffraction est encore très largement utilisée. Elle a permis une augmentation considérable de l'énergie THz générée et de l'efficacité de conversion en comparaison avec les démonstrations réalisées avec une pompe dont le front d'onde n'est pas incliné (Xu *et al.*, 1992). Par exemple, dès 2014, Fülöp *et al.* ont démontré expérimentalement la génération à température ambiante d'impulsions THz avec une énergie de 0,4 mJ correspondant à une efficacité de conversion de 0,77%. Cette technique offre aussi un grand contrôle des propriétés du rayonnement THz généré. En effet, en modifiant légèrement l'angle d'inclinaison du front d'onde (de quelques degrés) la distribution spectrale de l'impulsion THz générée peut être ajustée (Hebling, Stepanov, Almási, Bartal & Kuhl, 2004). Enfin, cette

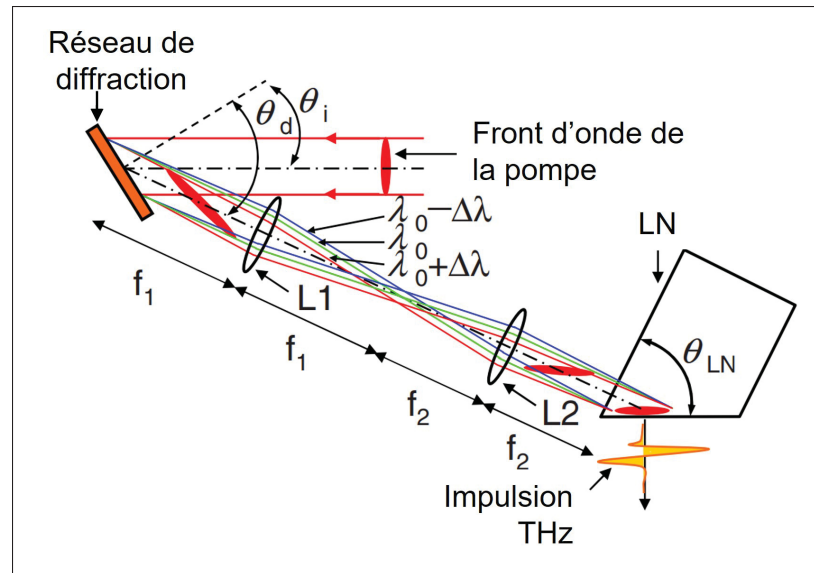


Figure 1.8 Technique d'inclinaison du front d'onde avec un réseau de diffraction
Adaptée de Hirori (2011, p.1)

technique de génération THz peut être utilisée avec des lasers de forte puissance (Kramer *et al.*, 2020) ou d'intensité élevée (Wu *et al.*, 2023). Le principal désavantage de cette technique pour l'inclinaison du front d'onde de la pompe est la dégradation de la durée de l'impulsion de pompe. En effet, due à la dispersion angulaire créée par le réseau, une dispersion du retard de groupe de l'impulsion pompe est induite en dehors du plan image (Martinez, 1986). Ceci conduit à une augmentation de la durée de l'impulsion de pompe au cours de la propagation dans le LN qui n'est donc plus limitée par la transformée de Fourier. Par conséquent, la distance de propagation de la pompe sur laquelle la génération THz est efficace, appelée longueur effective (L_{eff}) est réduite (Fülöp *et al.*, 2010). Enfin, l'utilisation du réseau de diffraction requiert un dispositif d'imagerie permettant de faire l'image du réseau sur le LN, ce qui peut conduire à des aberrations pouvant entraîner une distribution spatiale asymétrique du champ électrique THz et une importante divergence du faisceau généré (Wang, Tóth, Hebling & Kärtner, 2020).

1.1.4.2 Réseau de diffraction à contact direct

En 2008, Pálfalvi *et al.* ont proposé l'utilisation d'un réseau de diffraction directement au contact du cristal de génération (Pálfalvi, Fülöp, Almási & Hebling, 2008) (voir Figure 1.9 a). Après avoir interagi avec le réseau de diffraction à contact, le faisceau de pompe se propage dans le cristal avec un angle de réfraction γ et un front d'onde incliné. Cette inclinaison peut être contrôlée en modifiant l'angle d'incidence du faisceau de pompe, en ajustant la géométrie et les propriétés du réseau de diffraction (Nagashima & Kosuge, 2010). Cette technique est aussi possible pour un cristal à faces parallèles avec une structure en échelon créée à la surface d'une de ses faces (voir Figure 1.9 b) (Tóth *et al.*, 2019b). Cette méthode (appelée en anglais *reflective nonlinear slab*) utilise un pompage avec un faisceau à incidence normale au cristal et qui est réfléchi dans le cristal par la structure en échelon. Ainsi le faisceau THz généré est colinéaire au faisceau de pompe incident sur le cristal.

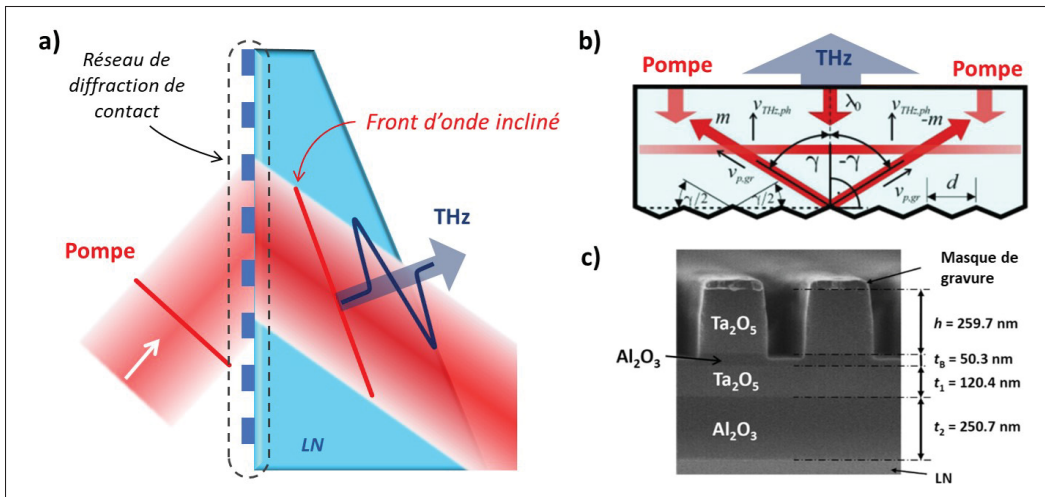


Figure 1.9 a) Technique d'inclinaison du front d'onde avec un réseau de diffraction à contact direct. b) Technique d'inclinaison du front d'onde avec un réseau de diffraction à contact direct sur cristal à faces parallèles

Adaptée de Tóth (2019, p.30683)

c) Image, prise en microscopie électronique à balayage, d'un réseau de contact avec un résonateur de type Fabry-Perot

Adaptée de Tsubouchi (2014, p.5440)

La technique d'inclinaison du front d'onde avec un réseau de diffraction à contact direct est très intéressante car elle ne nécessite pas d'optiques d'imagerie, ce qui la rend compacte. Aussi, cela permet d'éviter toute distorsion du faisceau de pompe et, par conséquent, d'obtenir une génération THz uniforme. Cette technique est également compatible avec un pompage sur une grande surface et avec des énergies élevées. La principale limitation de cette technique est que l'efficacité de génération THz dépend grandement de l'efficacité de diffraction du réseau. Ainsi, pour améliorer cette performance, plusieurs méthodes complexes ont été proposées comme l'immersion du réseau dans un liquide d'adaptation de l'indice de réfraction (Ollmann, Hebling & Almási, 2012) ou la fabrication du réseau avec un ensemble de couches minces polycristallines formant un résonateur de type Fabry-Perot (voir Figure 1.9 c) (Tsubouchi, Nagashima, Yoshida, Ochi & Maruyama, 2014). Cependant ces techniques sont difficiles à mettre en œuvre et requièrent des procédés de fabrication complexes.

1.1.4.3 Miroir à échelons

Étant donné que le RO correspond à un processus de conversion de faible longueur d'onde (pompe) vers des longueurs d'onde plus grandes (THz), une discrétisation spatiale du front d'onde de la pompe peut être envisagée (Ravi, Ofori-Okai, Nelson & Kärtner, 2019). Ainsi *Ofori-Okai et al.* ont proposé en 2016 l'utilisation d'un miroir à échelons pour la génération THz dans le LN par inclinaison du front d'onde (voir Figure 1.10) (Ofori-Okai, Sivarajah, Ronny Huang & Nelson, 2016). Constitué de nombreuses petites marches usinées dans un bloc de métal, ce dispositif est placé en incidence normale dans le faisceau de pompe. Il permet ainsi de diviser le faisceau de pompe en plusieurs petits faisceaux se propageant de manière colinéaire. Ces derniers sont retardés les uns par rapport aux autres d'une durée proportionnelle à deux fois la hauteur des marches (H). Cela permet ainsi de créer un front d'onde discrètement incliné.

La largeur (L) des marches détermine la taille des petits faisceaux et elle est fixée afin de minimiser les effets de diffraction.

L'angle d'inclinaison (θ_{chelon}) du faisceau réfléchi par le miroir à échelons dépend de la géométrie

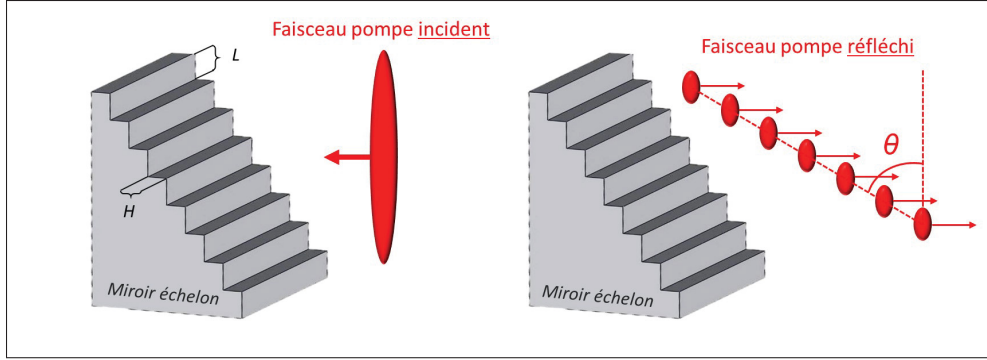


Figure 1.10 Technique d'inclinaison du front d'onde avec un miroir à échelons

de ce dernier et il est donné par l'équation suivante :

$$\tan(\theta_{chelon}) = \frac{2H}{L} \quad (1.18)$$

Pour pouvoir atteindre l'angle d'inclinaison requis pour une génération optimale (γ), une image du miroir à échelons est réalisée dans le LN avec un facteur de grossissement M . Dans le cas du miroir à échelons, l'angle d'inclinaison final atteint dans le LN est calculé par la relation suivante :

$$\tan(\gamma) = \frac{2 H M}{n_{pompe}^g L} \quad (1.19)$$

Ainsi à partir d'un miroir à échelons dont les dimensions sont fixées, l'ajustement de l'angle d'inclinaison du front d'onde est réalisé en ajustant les conditions d'imagerie et donc en variant le facteur de grossissement (M). Concernant la taille finale des petits faisceaux dans le cristal de génération, elle influe sur le pic de fréquences THz émises. En effet, plus la taille des petits faisceaux est réduite, plus la génération de hautes fréquences est importante.

Contrairement au réseau de diffraction, cette technique permet d'éviter la dispersion angulaire du faisceau de pompe. De cette façon, la génération THz se fait sur une large portion du cristal. Aussi, ayant un seuil de dommage optique élevé, les miroirs à échelons peuvent être utilisés avec des lasers d'intensité élevée et de forte puissance (Martinez *et al.*, 2023). En utilisant un laser impulsion à 70 fs et une énergie 0,95 mJ, une efficacité de conversion de 0,33 % à température

cryogénique a été atteinte correspondant à une énergie par pulse de $3,1 \mu J$ et un champ électrique de 500 kV/cm (Ofori-Okai *et al.*, 2016). Cette technique de génération a également été démontrée en utilisant une matrice de micromiroirs (DMD, de l'anglais *Digital Micromirror Device*) inclinée à la place du miroir à échelons (Murate, Roshtkhari, Ropagnol & Blanchard, 2018). Ce dispositif peut être intéressant pour moduler activement la génération THz en influant sur le faisceau pompe. Cependant, l'utilisation du miroir à échelons nécessite toujours un système d'imagerie dans le faisceau de pompe avant d'atteindre le cristal de génération, ce qui peut causer une déformation du profil spatial de la pompe pouvant affecter la forme spatiale de l'onde THz générée ainsi que sa divergence. Enfin, la diffraction induite par le miroir à échelons et sa réflectivité pouvant ne pas être totale, peuvent limiter l'intensité de pompe qui illumine finalement le cristal de génération.

1.1.4.4 Hybride

En 2016, Pálfalvi *et al.* ont proposé une technique hybride pour incliner le front d'onde de la pompe en combinant un réseau de diffraction imagé et un réseau de diffraction en contact direct avec le LN (Pálfalvi, Ollmann, Tokodi & Hebling, 2016). Inclinant le front d'impulsion en deux étapes, la technique hybride tire profit des avantages de différentes techniques. Une autre configuration possible est de discrétiser le front d'onde préalablement incliné (voir Figure 1.11) (Nugraha *et al.*, 2019). Pour cela, un réseau de diffraction est associé avec une structure en échelon fabriquée à la surface du cristal de génération (Avetisyan, Makaryan, Tadevosyan & Tonouchi, 2017). Ces configurations requièrent cependant toujours un dispositif d'imagerie dans le faisceau de pompe. Ainsi Krizsán *et al.* ont récemment apporté une amélioration en éliminant le système d'imagerie (Krizsán *et al.*, 2023) pour réduire les distorsions liées à l'imagerie.

La technique hybride pour incliner le front d'onde est intéressante, car elle demande une plus faible inclinaison du front d'onde à l'entrée du cristal, ce qui requiert une plus faible dispersion angulaire et donc minimise la dégradation de la durée de l'impulsion de pompe. Aussi, pouvant être utilisée avec des cristaux de LN à faces parallèles, cette technique permet une interaction uniforme de la pompe tout au long de son déplacement dans le LN. Par conséquent, l'impulsion

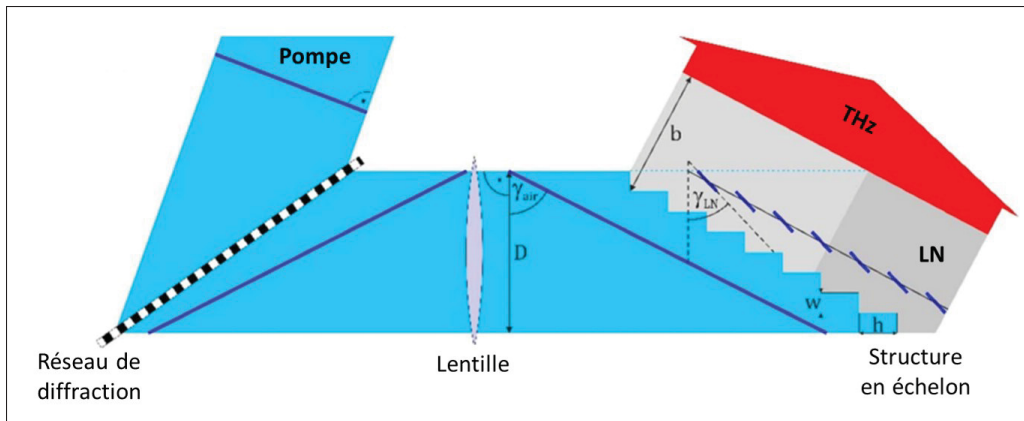


Figure 1.11 Technique d'inclinaison du front d'onde hybride avec un réseau de diffraction et une structure en échelon
Adaptée de Nugraha (2019, p.1024)

générée est parfaitement monocycle avec un profil spatial uniforme (Wang *et al.*, 2020). La principale limitation de cette technique réside dans la complexité de l'alignement d'un tel dispositif ainsi que dans la fabrication de la structure de taille micrométrique à la surface du cristal de génération (Krizsán *et al.*, 2023).

1.1.5 Conclusion

Le RO d'impulsions laser dans un cristal non linéaire est une méthode de génération d'impulsion THz performante. Comme cela a été démontré dans la Section 1.1.3.2, le LN présente plusieurs avantages qui sont bénéfiques pour la génération THz. En effet, il permet la génération efficace d'impulsion intense avec un haut taux de répétition (ce qui n'est pas le cas des cristaux organiques par exemple) (Meyer, Vogel, Ahmed & Saraceno, 2020). Les améliorations de ces dernières années, que ce soit dans le développement de système laser ou dans la mise en place de techniques de pompage par un front d'onde incliné (voir Section 1.1.4), ont permis d'optimiser les propriétés des impulsions THz générées (voir Figure 1.12).

Des recherches ont également été menées pour évaluer l'influence de la durée de l'impulsion de pompe sur l'efficacité de génération THz. Il a été démontré théoriquement et expérimentalement que des impulsions de pompe d'une durée d'environ plusieurs centaines de femtosecondes,

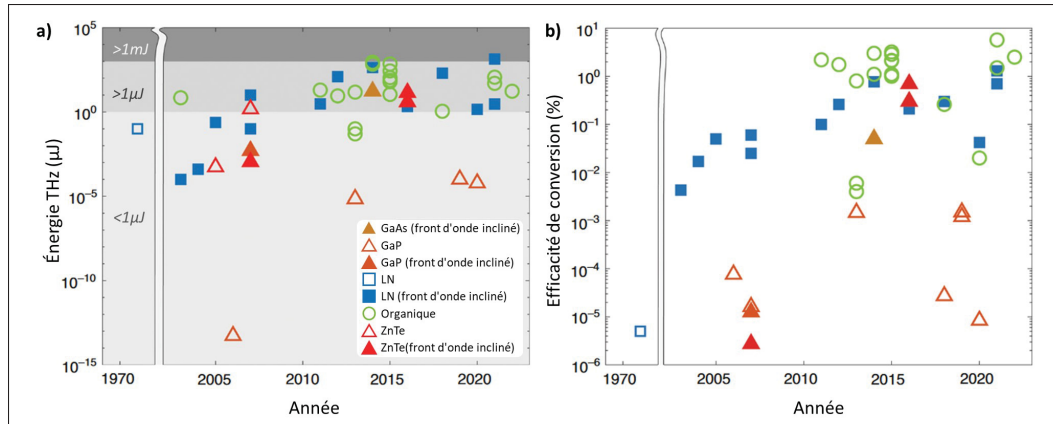


Figure 1.12 Énergie (a) et efficacité de conversion (b) des sources THz par RO les plus remarquables de ces dernières années
Adaptée de Tóth (2023, p.2)

limitées par la transformée de Fourier, permettent de maximiser la génération THz (voir Figure 1.13) (Fülöp *et al.*, 2010) (Hirori *et al.*, 2011). En effet, des impulsions courtes, de par leurs larges bandes spectrales, subissent une dispersion du retard de groupe plus importante dans le cristal de LN que des impulsions plus longues. La longueur effective est donc plus petite pour les impulsions courtes, ce qui limite par conséquent l'efficacité de génération.

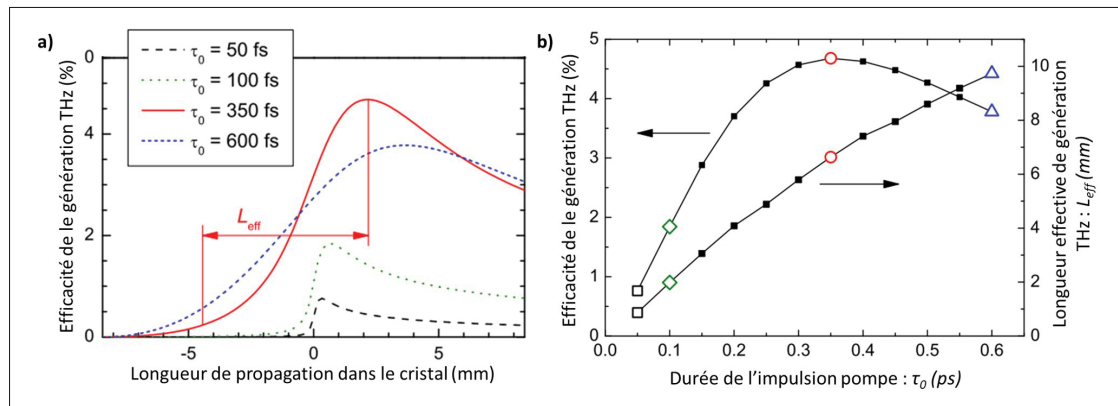


Figure 1.13 a) Simulation de la variation de l'efficacité de la génération THz le long de la propagation de la pompe à l'intérieur du cristal de LN pour différentes valeurs de durée d'impulsion limitée par la transformée de Fourier.
b) Simulation de l'efficacité de la génération THz et longueur effective de génération (L_{eff}) dans le LN en fonction de la durée d'impulsion limitée par la transformée de Fourier

Adaptée de Fülöp (2010, p.212316-12317)

Actuellement, les meilleures performances avec le LN ont été obtenues avec la technique d'inclinaison de front d'onde de la pompe par un réseau de diffraction. La source THz dernièrement développée en 2023 par *Wu et al.*, présente un record d'énergie THz avec 13,9 mJ et un champ électrique élevé de l'ordre de 7,5 MV/cm (*Wu et al.*, 2023). Ces résultats ont été obtenus avec un refroidissement cryogénique du LN, pompé par un laser titane-saphir ultra-intense émettant des impulsions d'une durée de 30 fs et une énergie de 1,2 J. Cependant ce système a un très faible taux de répétition (1 Hz), ce qui explique la puissance THz moyenne générée qui est relativement faible (13,9 mW).

De nombreuses démonstrations de génération THz par RO à l'aide de laser titane-saphir ont été réalisées par le passé. Ces lasers ont l'avantage d'émettre des impulsions avec des énergies élevées, jusqu'à plusieurs dizaines de millijoules (mJ). Cependant, les lasers titane-saphir offrent en général des puissances moyennes assez basses (quelques W au maximum) dues à un taux de répétition faible (de l'ordre du kHz au maximum). Depuis une vingtaine d'années, un nouveau type de laser avec des milieux amplificateurs à base d'Yb (émission autour de 1030 nm) est apparu (*Henrich, Butcher & Arrigoni*, 2020). Les lasers à Yb sont une alternative au laser titane-saphir car ils permettent une augmentation considérable de la puissance THz générée (*Chang et al.*, 2006). En effet, ces lasers peuvent atteindre, dans un régime femtoseconde, des puissances moyennes de plusieurs dizaines de W, voire pour les systèmes les plus performants plusieurs kW grâce à un taux de répétition élevé pouvant aller au-delà du MHz (*Müller et al.*, 2020). De plus, les lasers à Yb émettent généralement des impulsions de longue durée (plusieurs centaines de fs), ce qui s'avère bénéfique pour une génération THz efficace dans le LN. Ainsi en utilisant un laser à Yb, *Vogel et Saraceno* ont rapporté en 2023 une puissance THz record (*Vogel & Saraceno*, 2023). Une puissance THz moyenne de 643 mW a été obtenue avec une pompe d'une puissance de 400 W et un taux de répétition de 40 kHz ainsi qu'un refroidissement du LN à une température de 80K. Le Tableau 1.1 et la Figure 1.14 résument les caractéristiques de quelques sources avec un LN présentant actuellement les performances les plus remarquables.

Ces sources THz utilisent des lasers très coûteux, qui demandent beaucoup de maintenances, qui ne sont pas facilement accessibles et réservées à des centres de recherche de pointe. De plus,

Tableau 1.1 Performances sources THz remarquables basées sur le RO dans le LN. λ_0 = longueur d'onde centrale du laser pompe ; τ_0 = durée de l'impulsion pompe ; W_{laser} = énergie du laser pompe (à la position du LN) ; P_{laser} = puissance moyenne du laser pompe (à la position du LN) ; W_{THz} = énergie THz ; P_{THz} = puissance moyenne THz ; η_{THz} = efficacité de conversion pompe-THz ; E_{THz} = champ électrique au pic THz ; * = LN refroidi à une température cryogénique ; NC = non-communicué

Référence	Propriétés du laser de pompe			Propriétés des impulsions THz générées			
	λ_0, τ_0	W_{laser}	P_{laser}	W_{THz}	P_{THz}	η_{THz}	E_{THz}
Hirori <i>et al.</i> (2011)	780 nm, 85 fs	3 mJ	3 W	3 μ J	3 mW	0,1%	1,2 MV/cm
Huang <i>et al.</i> (2013)	1030 nm, 680 fs	1,2 mJ	1,2 W	13,5 μ J	13,5 mW	1,15%	NC
Fülöp <i>et al.</i> (2014)	1030 nm, 785 fs	56,9 mJ	569 mW	463 μ J	4 mW	0,77%	650 kV/cm
Ofori-Okai <i>et al.</i> (2016)	800 nm, 70 fs	1 mJ	1 W	2,1 μ J	2,1 mW	0,21%	375 kV/cm
Kramer <i>et al.</i> (2020)	1030 nm, 70 fs	3,43 mJ	343 W	1,44 μ J	144 mW	0,042%	150 kV/cm
Meyer <i>et al.</i> (2020)	1030 nm, 550 fs	8,87 μ J	118 W	4,96 nJ	66 mW	0,056%	16,7 kV/cm
Wu <i>et al.</i> (2023)*	800 nm, 30 fs	1,16 J	1,16 W	13,9 mJ	13,9 mW	1,2%	7,5 MV/cm
Vogel & Saraceno (2023)*	1030 nm, NC	10 mJ	400 W	16 μ J	643 mW	0,16%	NC
Martinez <i>et al.</i> (2023)	1030 nm, 300 fs	217 μ J	44,5 W	0,55 μ J	114 mW	0,25%	450 kV/cm

ces sources ne possèdent pas les caractéristiques suivantes simultanément : un champ électrique élevé, une puissance moyenne élevée, un rendement élevé. Il y a donc toujours un compromis entre ces caractéristiques. Enfin, la discrétisation de front d'onde de la pompe pour l'incliner est une méthode prometteuse pour atteindre une génération THz efficace avec des caractéristiques polyvalentes.

Au cours de cette thèse, c'est une source THz performante par RO dans le LN qui a été développée et qui est présentée en détail dans le Chapitre 3. Cette source a la particularité d'être dans un régime encore peu exploité avec un taux de répétition de l'ordre de plusieurs dizaines de kHz et

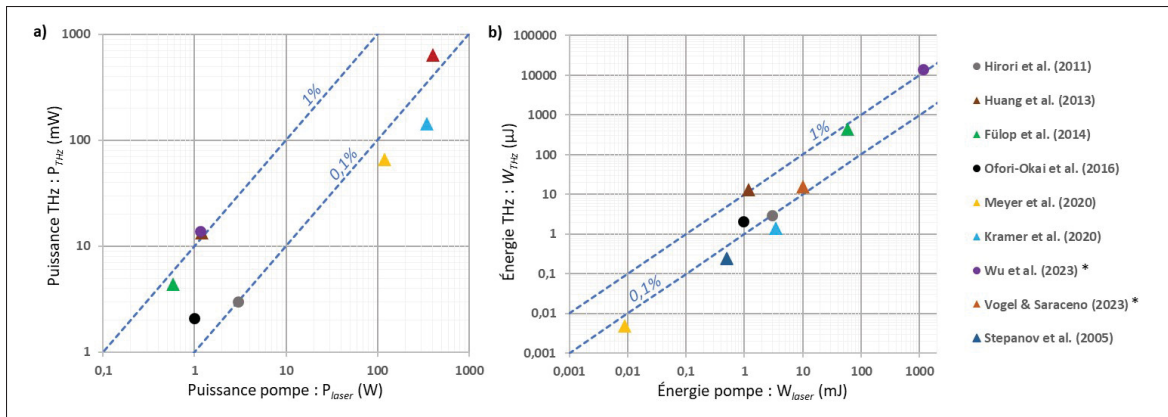


Figure 1.14 Performances sources THz remarquables basées sur le RO dans le LN (voir Tableau 1.1). a) Puissance THz moyenne générée en fonction de la puissance de pompe. b) Énergie de l'impulsion THz générée en fonction de l'énergie de l'impulsion de pompe. Symboles triangulaires : Laser de pompe à base d'Yb. Symboles circulaires : Laser de pompe de type titane-saphir. * : LN refroidi à une température cryogénique. Les lignes en pointillés indiquent l'efficacité de conversion pompe-THz de 0,1% et 1%

une énergie submillijoule (de l'ordre de quelques centaines de microjoules). Elle utilise un laser industriel à base d'Yb et une technique simple à mettre en place d'inclinaison du front d'onde avec un miroir à échelons.

1.2 L'imagerie dans la gamme THz

1.2.1 Introduction

Le rayonnement THz peut être utilisé dans de nombreuses applications (voir Section 0.1.2) qui requiert bien souvent un système d'imagerie THz. Ces derniers permettent de mesurer la lumière THz transmise ou réfléchiée par un objet. Il existe de nombreuses configurations d'imagerie THz possibles dont les principales sont décrites ci-dessous.

Premièrement, l'imagerie peut être active ou passive selon si une source de rayonnement THz artificiel et contrôlable est nécessaire. L'imagerie THz passive est principalement utilisée en astronomie où la source THz (des galaxies par exemple) est également l'objet à imager (Farrah *et al.*, 2019). L'imagerie THz active nécessite quant à elle une source de rayonnement THz pour illuminer l'objet étudié. Dans les Sections suivantes, la très grande majorité des systèmes d'imagerie présentés sont actifs.

Deuxièmement, l'objet peut être imagé en champ lointain, région dans laquelle l'approximation de Fraunhofer permet de décrire la diffraction d'un objet (Goodman, 2017). Dans cette configuration, c'est le champ électromagnétique diffracté par l'objet qui est mesuré. En imagerie THz, la configuration en champ lointain permet d'imager des objets avec une taille minimale de l'ordre du millimètre. La résolution spatiale maximale est limitée par le critère de Rayleigh et par conséquent elle est donc au mieux de l'ordre de la centaine de micromètres (voir 1.2.6). Par ailleurs, la configuration en champ proche est largement utilisée en imagerie THz afin d'améliorer la résolution d'imagerie et de dépasser la limite de diffraction définie par le critère de Rayleigh (Peiponen, Zeitler & Kuwata-Gonokami, 2013). Plus de détails concernant la configuration d'imagerie en champ proche ainsi que les différentes techniques utilisées dans le domaine THz sont exposées dans la Section 1.2.6.

Troisièmement, pour enregistrer l'image en 2D, plusieurs techniques peuvent être employées. Les détecteurs THz avec un pixel unique ont généralement des performances intéressantes, en particulier en terme de rapport signal-sur-bruit. Ils permettent ainsi de réaliser de l'imagerie

à hauts contrastes avec des sensibilités élevées. Cependant, des techniques de balayages spatiales sont nécessaires, ce qui peut complexifier la prise d'image et augmenter le temps d'acquisition (voir Sections 1.2.2.1). Une alternative peut être l'utilisation des techniques d'imagerie computationnelle comme l'imagerie compressée (voir Section 1.2.2.2). Cette méthode permet la reconstruction d'images dans des conditions de sous-échantillonnage mais demande la modulation spatiale de la lumière THz. La majorité des techniques d'imagerie THz actuelles repose sur l'utilisation d'un pixel unique car la fabrication de détecteur THz à plusieurs pixels reste difficile, coûteuse et assez limitée en terme de performance (sensibilité, rapport signal-sur-bruit) (Guerboukha *et al.*, 2018b). Cependant, des caméras THz de plus en plus performantes et pouvant fonctionner à température ambiante, commencent depuis ces dernières années à apparaître (Li, Li, Li, Ozcan & Jarrahi, 2023b). Constituées d'une matrice 2D de pixels, ces détecteurs permettent l'acquisition directe d'images en temps réel. Les principales technologies actuellement disponibles sont présentées dans la Section 1.2.3. L'acquisition d'images THz de manière directe et sans balayage spatial peut également se faire par différentes techniques telles que l'imagerie électro-optique en 2D (voir Section 1.2.4) ou bien avec une matrice d'APCs (voir Section 1.2.5).

Enfin, concernant la détection THz, de nombreuses techniques, basées sur des détecteurs électroniques, thermiques ou optiques peuvent être utilisées (voir Section 0.3). Ces détecteurs permettent de réaliser des mesures de manière incohérente ou bien cohérente. Avec des détecteurs incohérents, les images obtenues correspondent à la distribution spatiale de l'intensité THz, intégrée sur une bande de fréquence. Avec des détecteurs cohérents, la distribution spatiale du champ électrique THz peut être déterminée. En utilisant une technique de détection pompe-sonde, l'évolution temporelle peut aussi être mesurée pour obtenir des images en 3D, avec deux dimensions spatiales et une troisième dimension temporelle (Wang, Xie & Ying, 2022). En appliquant une transformée de Fourier selon la dimension temporelle à ces images, des images hyperspectrales peuvent être retrouvées. Elles correspondent à un ensemble d'images en 2D représentant la distribution spatiale du rayonnement THz en amplitude et en phase à plusieurs dizaines de fréquences différentes. La technique d'imagerie hyperspectrale permet ainsi d'obtenir,

en plus des données spatiales, des informations spectroscopiques sur un objet. Contrairement à l'imagerie multispectrale où une dizaine de bandes spectrales au maximum sont accessibles, l'imagerie hyperspectrale permet d'atteindre plusieurs dizaines, voire plusieurs centaines de bandes spectrales différentes (GISGeography, 2014). Le nombre de bandes spectrales obtenu et la résolution fréquentielle peuvent être retrouvés à partir des Équations 0.8 et 0.7. L'utilisation d'un détecteur THz cohérent, grâce à une détection spatio-temporelle du rayonnement THz, peut aussi être utilisée en imagerie tomographique ou en imagerie par temps de vol. Ces techniques permettent d'obtenir une image en 3D d'un objet et d'en révéler la structure interne (Mittleman, Hunsche, Boivin & Nuss, 1997)(Wang & Zhang, 2004)(Jewariya *et al.*, 2013)(Redo-Sanchez *et al.*, 2016).

La Figure 1.15 représente de manière schématique les différentes configurations d'imagerie THz précédemment introduites ainsi que leurs principaux avantages et inconvénients.

Dans la suite de cette section, les principales techniques d'imagerie associées à ces configurations sont présentées.

1.2.2 Imagerie avec un pixel unique

1.2.2.1 Imagerie par balayage avec un pixel unique

De nombreux systèmes d'imagerie THz sont basés sur l'utilisation d'un pixel unique et d'un système de balayage pour reconstruire point par point une image. L'utilisation d'un détecteur à pixel unique, en choisissant le capteur THz le plus approprié, permet d'optimiser la réponse et le rapport signal-sur-bruit de la détection. Cependant, cette technique prend du temps en raison du balayage de la trame. Les différentes méthodes pouvant être mises en oeuvre sont décrites ci-dessous.

La première méthode consiste à focaliser un faisceau THz sur l'objet (voir Figure 1.16a). Pour cela, des lentilles (Lo & Leonhardt, 2008) ou bien des miroirs paraboliques peuvent être utilisés (Chopra & Lloyd-Hughes, 2023). Ces derniers, largement employés pour manipuler les ondes

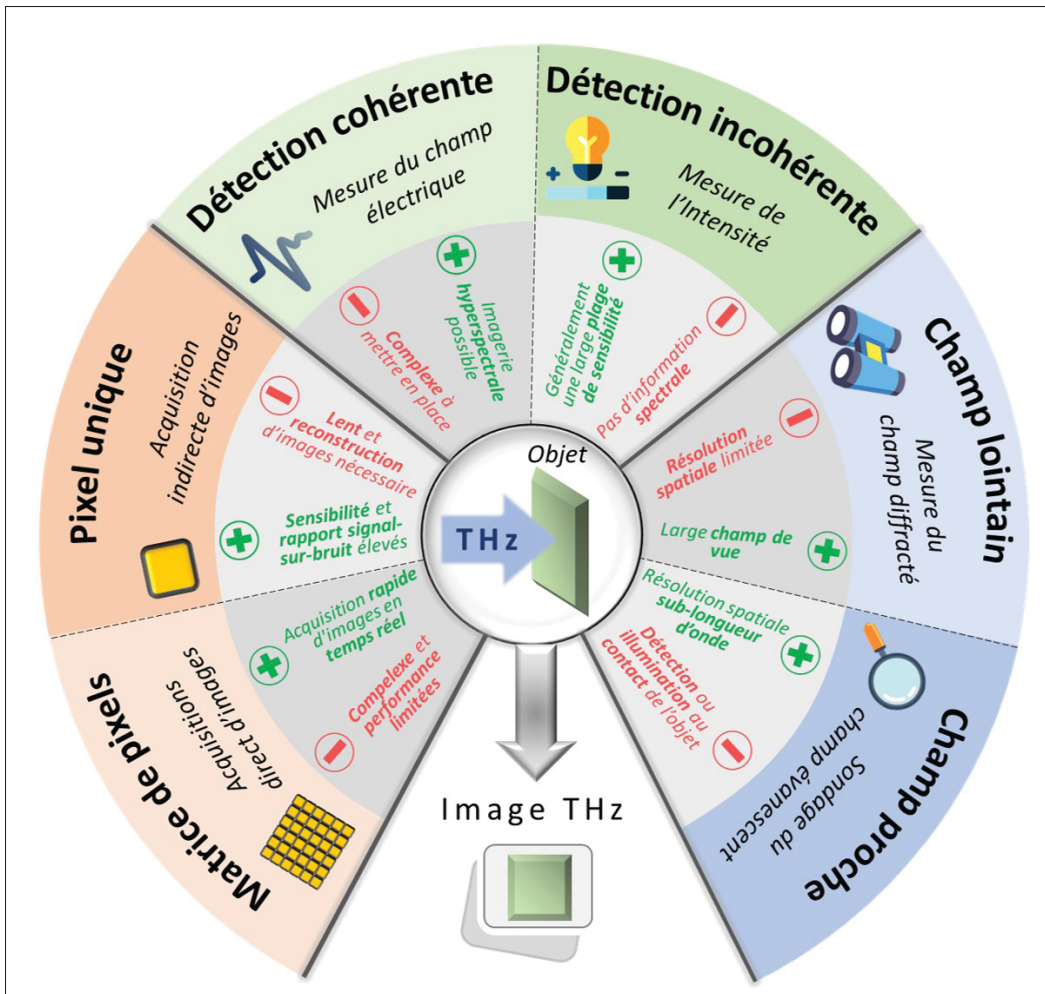


Figure 1.15 Résumé des principales configurations d'imageries THz

THz, présentent l'avantage de pouvoir fonctionner sur une large bande, d'avoir une faible perte et une ouverture numérique élevée. La lumière THz transmise ou réfléchiée par l'objet est ensuite focalisée sur le détecteur. En déplaçant l'objet dans le plan focal (selon x et y), avec par exemple des moteurs à translations (Woodward *et al.*, 2002) ou rationnels (Beck *et al.*, 2019), il est possible de reconstruire une image 2D en mesurant pour chaque position le rayonnement transmis ou réfléchi par l'objet.

La seconde méthode consiste à déplacer spatialement le faisceau THz à la surface de l'objet (voir Figure 1.16b). Pour cela, un miroir oscillant (appelé aussi *miroir galvanométrique*) avec une lentille de balayage peuvent être utilisés (Yee *et al.*, 2015). Le miroir oscillant permet de

réglé l'angle d'entrée du faisceau THz sur la lentille. L'angle d'entrée du faisceau est ensuite converti en une position linéaire par la lentille de balayage. Ce type de lentille présente un plan d'image plat pour une large gamme d'angles d'entrée. Cette méthode est limitée à l'imagerie de petits objets (quelques centimètre). Pour réaliser l'imagerie d'un échantillon plus grand, un système à réflecteurs confocaux de type Grégorien peut être utilisé (Llombart, Cooper, Dengler, Bryllert & Siegel, 2010). Ainsi, à l'aide d'un miroir rotatif, le faisceau THz est dirigé dans différentes parties d'un grand miroir ellipsoïdal, résultant en un balayage spatial du faisceau. Cette technique a permis de démontrer le balayage d'une zone de $0,5m \times 0,5m$ à une distance de 25 m.

Avec ces deux méthodes, la résolution d'imagerie est principalement définie par la taille du faisceau et le pas avec lequel est réalisé le balayage spatial.

La dernière méthode envisagée consiste à balayer spatialement le détecteur plutôt que l'objet ou le faisceau THz (voir Figure 1.16c). Pour cela, le balayage du détecteur est effectué dans le plan de Fourier d'un dispositif d'imagerie (Guerboukha, Nallappan & Skorobogatiy, 2018a)(Yuan, Voß, Lisauskas, Mundy & Roskos, 2019). Dans ce cas, c'est la transformée de Fourier spatiale de l'objet qui est reconstruite. Par transformée Fourier spatiale inverse, l'image d'un objet peut être reconstruite. Avec la détection dans le plan de Fourier, la résolution spatiale est donnée par la taille de la zone de détection et le champ de vue dépend du pas entre chaque mesure. *Guerboukha et al.* ont aussi démontré, en 2018, l'imagerie dans le plan de Fourier par un pixel unique en utilisant la dualité existante entre l'espace des vecteurs spatiaux et de domaine fréquentiel (Guerboukha *et al.*, 2018a). Ainsi, une image en 2D d'un objet peut être reconstruite en effectuant un balayage spatial circulaire et une mesure cohérente du champ électrique dans le plan de Fourier. Pour résumer, l'utilisation du domaine de Fourier spatial est intéressante en imagerie car elle offre un bon compromis entre résolution spatiale et champ de vue. Cependant, elle nécessite une mesure cohérente pour mesurer à la fois l'amplitude et la phase spatiale et ainsi reconstruire une image THz d'un objet

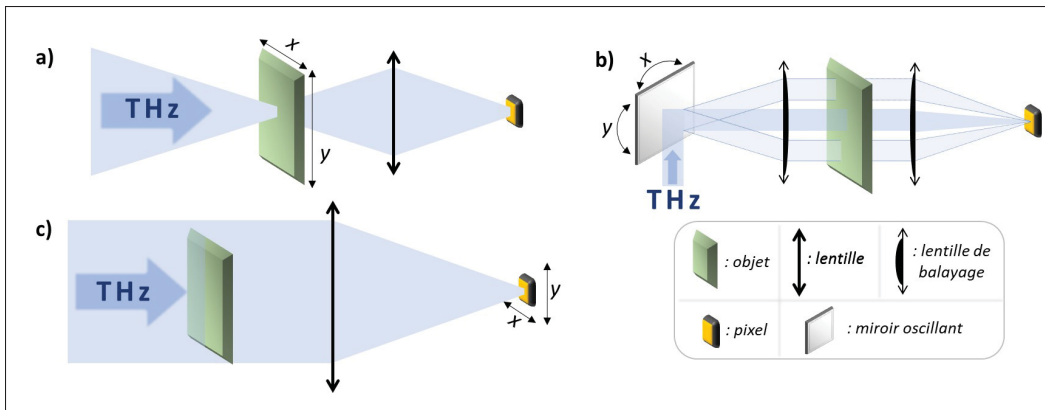


Figure 1.16 Méthodes d'imagerie THz par balayage avec un pixel unique : a) Balayage spatial de l'objet, b) Balayage spatial du faisceau THz, c) Balayage spatial du pixel de détection dans le plan de Fourier

Enfin, il convient de mentionner que l'imagerie THz peut être réalisée avec un seul pixel grâce à des techniques d'encodage spectral ou temporel d'une des dimensions spatiales. Celles-ci permettent de retrouver des images 2D d'un objet tout en réduisant le balayage spatial à une seule dimension. Pour un encodage spectral, un élément dispersif, comme un réseau de diffraction, peut être utilisé (Schumann *et al.*, 2012). Une lentille de balayage est ensuite utilisée pour corréler la fréquence THz avec une position spatiale. Par conséquent, les mesures du spectre THz par un seul pixel permettent de retrouver des informations spatiales selon une dimension. Pour un encodage temporel, un émetteur multipixel peut être utilisé (Stübling, Busch, Balzer & Koch, 2016). Ce dernier permet de diviser une impulsion THz en plusieurs impulsions qui sont ensuite dirigées vers différentes positions spatiales avec différents délais. De ce fait, chaque position spatiale a une position temporelle spécifique. Ainsi, la mesure temporelle de la lumière provenant d'un échantillon permet de récupérer des informations sur l'objet selon une dimension spatiale.

1.2.2.2 Imagerie compressée avec un pixel unique

Les défis liés au développement de systèmes d'imagerie résident dans une détection permettant un contraste élevé ainsi qu'un temps d'acquisition rapide. Une alternative aux techniques d'imagerie avec un balayage spatial précédemment décrites est l'imagerie compressée avec un pixel unique

(Gibson, Johnson & Padgett, 2020).

En imagerie conventionnelle, l'image d'un échantillon de taille $N \times N$ pixels requiert l'acquisition de N^2 mesures. De plus, conformément au théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon (Candes & Wakin, 2008), la fréquence spatiale maximale du système est proportionnelle au nombre total de mesures (N^2). En imagerie computationnelle, l'utilisation de la technique de détection compressive permet de surmonter la limite du théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon. Ainsi, une image de taille $N \times N$ pixels et dont la fréquence spatiale est proportionnelle à N^2 peut être reconstruite avec l'acquisition de moins de N^2 mesures.

L'imagerie compressée repose sur le fait qu'une image peut être considérée comme un signal épars avec seulement quelques éléments considérés comme non nuls. Ainsi, une image peut être compressée dès son acquisition et une image décompressée être ensuite reconstruite. Cette dernière aura une taille $N \times N$ pixels tout en effectuant seulement M mesures avec $M < N^2$ (voir Figure 1.17). La représentation compressée de l'image (y) est écrite sous la forme suivante :

$$y [M \times 1] = \Phi [M \times N^2] x [N^2 \times 1] \quad (1.20)$$

avec Φ la matrice de mesure appelée aussi *fonction test* et X l'image décompressée (d'une taille $N \times N$) notée sous forme vectorielle. En pratique, la fonction test correspond généralement à un ensemble de M masques, avec une taille de N^2 pixels, modulant l'illumination THz de l'objet ou bien le rayonnement THz détecté. Différentes bases sont utilisées pour cette fonction (base de Fourier, base de Noiselet) mais la base la plus employée est celle d'*Hadamard* (Duarte *et al.*, 2008). Pour la détection compressée, un pixel unique mesure pour chaque masque le rayonnement qui a interagi avec l'objet. Ainsi, l'image compressée y est successivement construite pour différentes valeurs de la fonction test. L'image décompressée X est ensuite reconstruite par une transformation pseudo-inverse de l'équation 1.20 grâce à des algorithmes d'optimisation (Takhar *et al.*, 2006).

L'image décompressée avec un pixel unique a été introduite dans la gamme des fréquences THz en 2008 par Chan *et al* (Chan *et al.*, 2008). Dans cette démonstration le faisceau THz transmis par l'objet est modulé en amplitude à l'aide d'un écran dont les pixels (au nombre de 32×32)

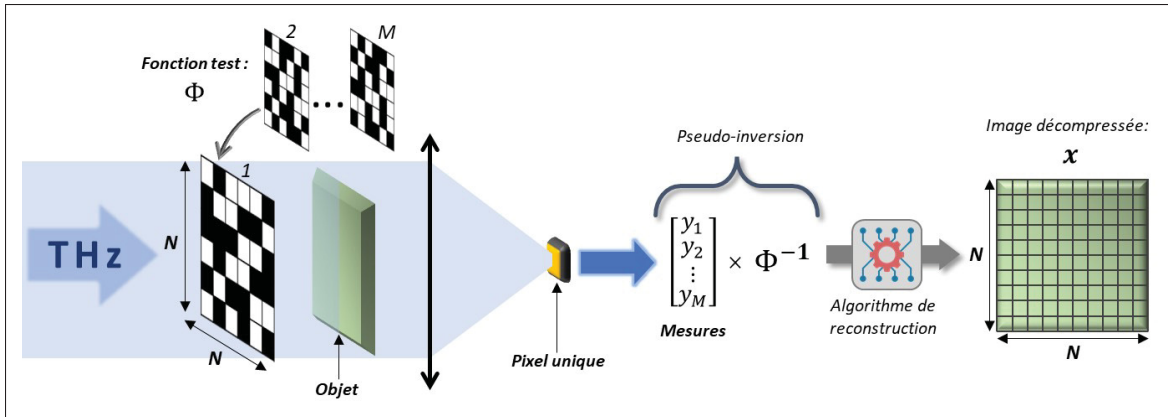


Figure 1.17 Principe de l'imagerie compressée avec un pixel unique

peuvent bloquer (pixel *off*) ou laisser passer (pixel *on*) le rayonnement THz. Cette technique a permis la reconstruction assez fidèle de l'image THz d'un objet avec 32×32 pixels en effectuant seulement 300 mesures, soit 29% du nombre total de pixels. Le faisceau THz peut également être modulé en utilisant des masques d'illumination aléatoire (Shen *et al.*, 2012) (voir Figure 1.18). Pour cela un motif aléatoire est imprimé sur un disque rotatif avec des pixels *off* et *on*. Le disque est placé devant l'échantillon et sert de masque d'illumination. Les configurations d'illumination sont rapidement modifiées entre deux mesures en faisant tourner le disque.

Des méthodes de modulation actives ont également été développées afin de contrôler numériquement l'état des masques. Pour cela, les masques peuvent être générés optiquement (Kannegulla, Shams, Liu & Cheng, 2015). De ce fait, un semi-conducteur est photoexcité par un faisceau optique modulé spatialement par une matrice de micro-miroirs (DMD, de l'anglais *Digital Micromirror Device*) (voir Figure 1.19a) (Shrekenhamer, Watts & Padilla, 2013)(Stantchev, Yu, Blu & Pickwell-MacPherson, 2020)(Zanotto *et al.*, 2020). La technique de modulation THz par photoexcitation d'un semi-conducteur est présentée plus en détail dans la Section 5.3.1. Une autre technique consiste à moduler spatialement le faisceau THz avec un modulateur spatial à base de métamatériaux actifs (Watts *et al.*, 2014). Watts *et al.* ont par exemple utilisé une matrice (8×8 pixels) de métamatériaux absorbants dynamiques pouvant modifier localement la phase, et donc recréer des masques d'illumination (voir Figure 1.19b).

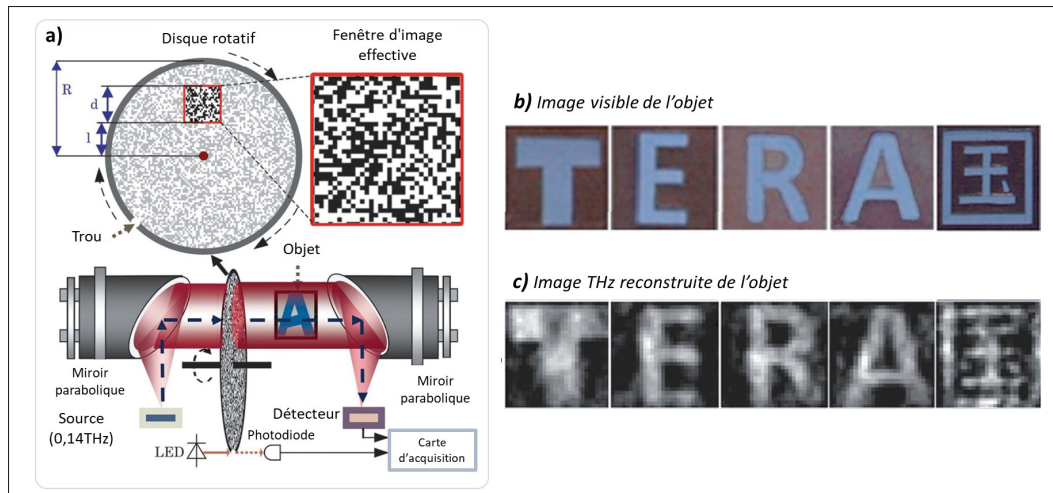


Figure 1.18 Système d'imagerie compressée avec un pixel unique basé sur un disque rotatif. a) Dispositif expérimental. $d=32\text{mm}$, $R=95\text{mm}$ et $l=35\text{mm}$. b) Images visibles de l'objet imagé. c) Images THz décompressées de l'objet (32×32 pixels) reconstruites à partir de seulement 240 mesures
Adaptée de Shen (2012, p.47)

En conclusion, l'imagerie compressée suscite un grand intérêt dans la communauté scientifique depuis une dizaine d'années. En effet, cette technique d'imagerie fonctionnant dans une condition de sous-échantillonnage, permet la reconstruction rapide d'images à partir d'un nombre de mesures inférieur à la taille de l'image finale. L'utilisation d'un détecteur à un seul pixel permet une détection optimale avec une réponse et une sensibilité élevées. Elle requiert par ailleurs une modulation spatiale de la lumière afin de modifier la fonction test. Ainsi, des éléments actifs fonctionnant dans la gamme des fréquences THz sont donc nécessaires et sont source de nombreuses recherches (Guan, Cheng & Chang, 2022). Enfin, l'imagerie compressée avec un pixel unique est adaptée pour une configuration en champ proche. De nombreux développements ont été réalisés ces dernières années dans ce domaine et ils sont plus largement présentés dans la Section 1.2.6.6.

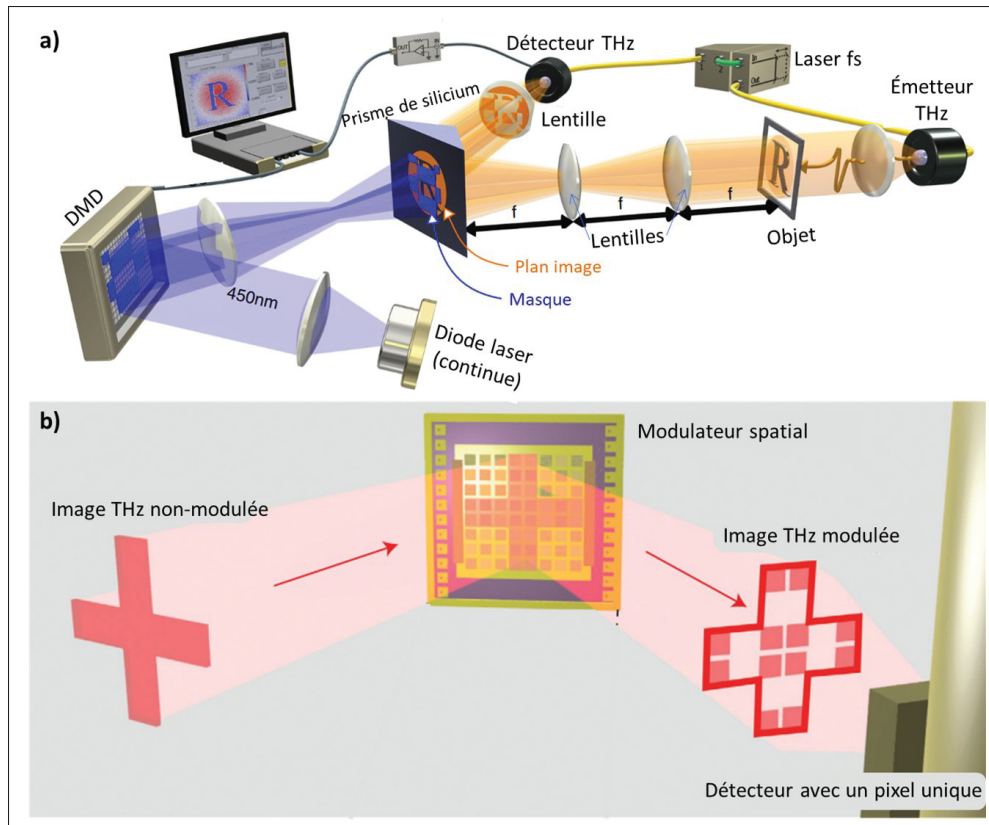


Figure 1.19 a) Système d'imagerie compressée avec un pixel unique basé sur un semi-conducteur photoexcité

Adaptée de *Stantchev* (2020, p.4)

b) Système d'imagerie compressée avec un pixel unique utilisant un modulateur spatial à base de métamatériaux actifs

Adaptée de *Watts* (2014, p.2)

1.2.3 Les caméras THz

L'acquisition directe d'image THz en temps réel peut également être réalisée avec des caméras THz, composées de plusieurs pixels disposés selon une matrice 2D. En plaçant ce détecteur au plan image d'un dispositif d'imagerie (voir Figure 1.20a), l'image THz d'un objet peut être acquise en temps réel et sans la nécessité de balayage spatial (Pope *et al.*, 2009).

Tout d'abord, les caméras THz peuvent être basées sur des capteurs thermiques tels que les détecteurs bolométriques ou les détecteurs pyroélectriques (voir Section 0.3.2). L'avantage de ces types de capteurs est qu'ils permettent une mesure spatiale de l'intensité THz sur une

large bande spectrale. Les détecteurs bolométriques peuvent être miniaturisés pour former des microbolomètres et ensuite être intégrés en matrice 2D. Cette technologie est actuellement très mature, avec notamment des caméras THz commercialisées fonctionnant à température ambiante et avec plusieurs dizaines de milliers de pixels (Chevalier *et al.*, 2013)(Nemoto *et al.*, 2016). C'est une caméra basée sur cette technologie qui est utilisée dans les travaux présentés dans le Chapitre 5.

L'autre technologie de caméra THz disponible repose sur des détecteurs électroniques assemblés en matrice 2D. La miniaturisation des FET rend notamment possible leur intégration dans des puces de type CMOS permettant une lecture simultanée des pixels (voir Figure 1.20 a)(Al Hadi *et al.*, 2012)(Zdanevičius *et al.*, 2015). Ainsi, ce type de détecteur présente l'avantage d'acquérir plusieurs centaines d'images par seconde. Cependant, contrairement aux détecteurs thermiques, ces caméras ont une réponse spectrale sur une gamme de fréquences THz plus étroite et généralement à plus basses fréquences.

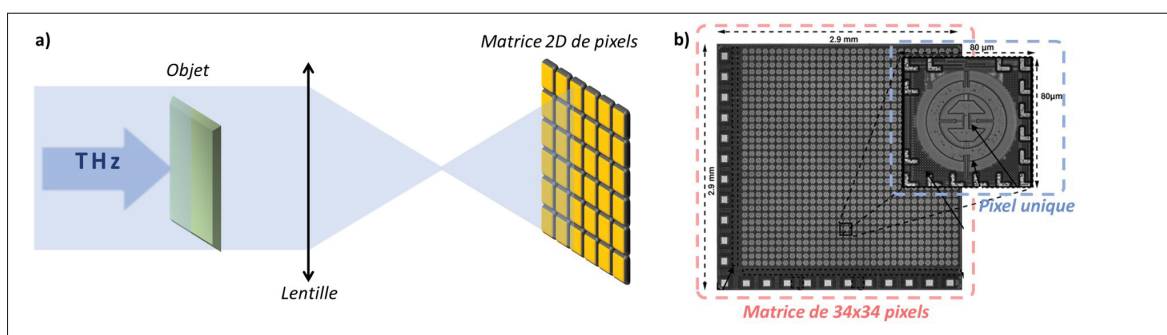


Figure 1.20 a) Méthode d'imagerie avec une caméra THz
b) Caméra THz basée sur une matrice 2D de détecteurs FET
Adaptée de Al Hadi (2012, p.3003)

1.2.4 L'imagerie électro-optique en deux dimensions

L'échantillonnage EO (voir Section 0.3.3.5) permet de mesurer l'évolution temporelle du champ électrique THz. Cette technique peut être utilisée en imagerie pour mesurer en plus la distribution spatiale du champ électrique. Dans ce cas présent, les photodiodes utilisées normalement dans la détection EO sont remplacées par une caméra sur laquelle est imagé le cristal EO.

La première démonstration d'imagerie EO en 2D a été réalisée en 1996 par *Wu et al* (Wu, Hewitt & Zhang, 1996). Un polariseur est utilisé comme analyseur pour évaluer la dépolarisation relative du faisceau pompe causée par l'effet EO (voir Figure 1.21a). Cette dépolarisation se traduit par une modulation locale de l'intensité du faisceau sonde qui est mesurée avec une caméra CCD (Wu *et al.*, 1996) ou CMOS (Miyamaru, Yonera, Tani & Hangyo, 2004). En raison de la mesure d'une seule composante de polarisation de la sonde, cette technique offre un rapport signal-sur-bruit assez faible. De nombreuses améliorations ont été proposées comme la mesure de la modulation de la polarisation de la sonde en analysant simultanément les composantes de polarisation verticale (p) et horizontale (s) de la sonde (Wang, Cui, Sun, Ye & Zhang, 2010a). Pour cela les composantes p et s sont spatialement séparées par un prisme de Wollaston et imagées de part et d'autre de la caméra (Voir Figure 1.21 b). Cette technique, appelée *imagerie EO en 2D balancée* permet de retrouver la distribution spatiale du champ électrique THz en soustrayant l'image correspondant à la polarisation s à celle correspondant à la polarisation p .

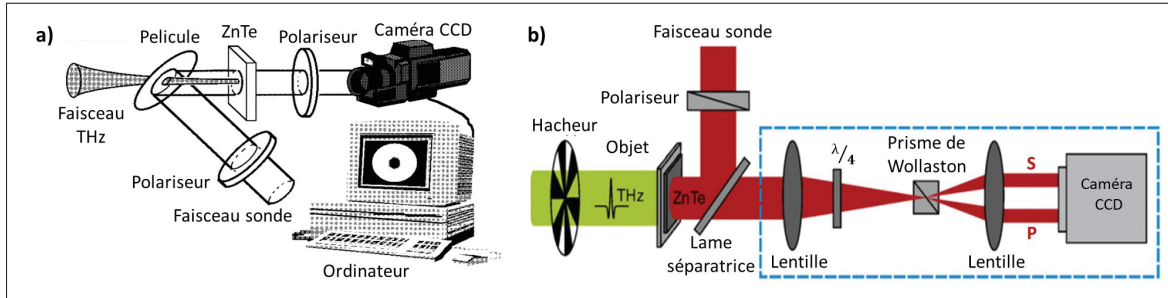


Figure 1.21 a) Système d'imagerie EO utilisant un polariseur et une caméra CCD pour analyser la dépolarisation de la sonde

Adaptée de *Wu* (1996, p.1026)

b) Système d'imagerie EO en 2D balancée avec séparation spatiale des composantes p et s de la sonde

Adaptée de *Wang* (2010, p.4627)

1.2.5 L'imagerie en deux dimensions par une matrice d'antennes photoconductrices

La détection cohérente du rayonnement THz par APC (voir Section 0.3.3.2) peut également être appliquée en imagerie. La première démonstration a été faite avec 15 APCs arrangées en ligne (Brahm *et al.*, 2014). Le faisceau laser de sonde illumine toutes les APCs qui sont

chacune couplée à un amplificateur à détection synchrone multicanal permettant une mesure en parallèle du courant transitoire induit par le rayonnement THz. Ce dispositif permet une détection simultanée des 15 impulsions THz à différentes positions. Cependant, pour la reconstruction d'image 2D, un balayage est quand même nécessaire selon une dimension spatiale.

Pour l'acquisition directe d'image 2D, *Li et al.* ont proposé en 2024 d'utiliser une matrice 2D avec 7×9 pixels. Chaque pixel est composé de plusieurs milliers de nanoantennes plasmoniques. Ces nanoantennes présentent l'avantage de couvrir densément une large surface ce qui engendre une sensibilité, un niveau signal-sur-bruit et une plage de détection spectral élevés. Ainsi, la mesure du courant peut être réalisée directement, sans nécessairement passer par un amplificateur à détection synchrone multicanaux. Avec ce dispositif, l'acquisition cohérente d'images THz peut être réalisée à une vitesse de 16 images par seconde. De plus, il a été démontré qu'en utilisant un réseau neuronal convolutif formé avec une méthode d'apprentissage profond, la résolution d'image initiale de seulement 63 pixels a été augmentée jusqu'à environ 1000 pixels.

1.2.6 Imagerie THz en champ proche

L'image d'un objet quelconque est définie par la convolution de l'objet avec la réponse impulsionnelle spatiale (RIS) du système d'imagerie (Goodman, 2017). Cette réponse correspond à l'image d'un point par le système. Pour un système sans aberration, la RIS est représentée par une fonction d'Airy induite par les composants optiques du système. Les performances d'un système d'imagerie sont en grande partie déterminées par sa limite de résolution spatiale. Celle-ci peut être définie comme la distance minimale entre deux points résolus (x_R) (voir 1.22). Ainsi, comme illustrée par la Figure 1.22, la limite de résolution d'un système optique va dépendre de la RIS. Elle peut être définie en utilisant le critère de Rayleigh donné par l'équation suivante (Peiponen *et al.*, 2013) :

$$x_R \approx 1,22\lambda \frac{f}{D} \quad (1.21)$$

avec λ la longueur d'onde, D le diamètre de l'ouverture du système d'imagerie et f la longueur focale effective du système.

La limite de résolution étant proportionnelle à la longueur d'onde de la lumière utilisée, les ondes

THz offrent une meilleure résolution que le rayonnement micro-onde mais moins que la lumière visible et infrarouge. Utilisées en imagerie, les ondes THz offrent une résolution de l'ordre de quelques centaines de micromètres. De nombreuses techniques peuvent être mises en place afin d'améliorer la résolution spatiale d'un système. Une de ces approches consistent à sonder le champ évanescent et ainsi accéder à des informations spatiales sur l'objet, sub-longueurs d'onde. Pour cela, une configuration en champ proche est nécessaire.

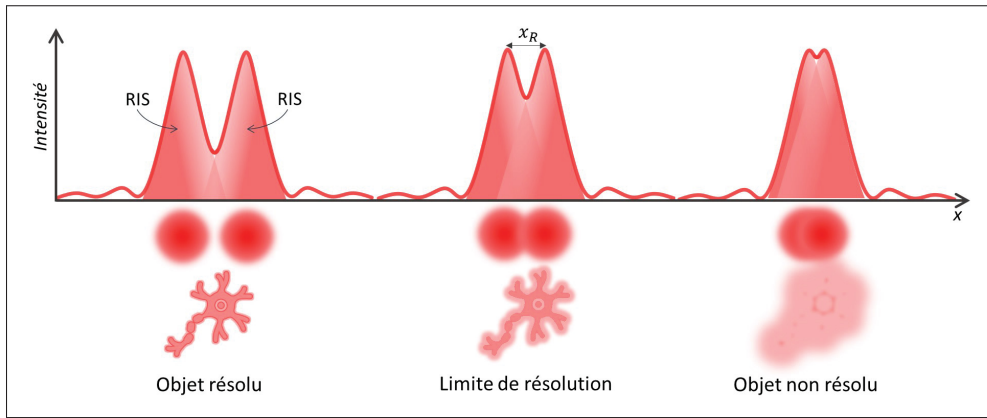


Figure 1.22 Illustration du concept de limite de résolution basée sur le critère de Rayleigh

1.2.6.1 Le champ proche

Afin de comprendre les avantages qu'apporte l'imagerie en champ proche, la diffraction induite par l'objet imagé peut être étudiée du point de vue du spectre angulaire (Goodman, 2017). Le spectre angulaire représente le champ comme une superposition d'ondes planes avec différents vecteurs d'onde. Les fréquences spatiales (f_x et f_y) associées à ces vecteurs d'onde sont données, selon des directions x et y par :

$$f_x = \frac{\alpha}{\lambda} \quad ; \quad f_y = \frac{\beta}{\lambda} \quad (1.22)$$

avec α et β les angles des vecteurs d'onde considérés par rapport aux directions x et y .

Lorsqu'une onde électromagnétique (de longueur d'onde λ) est diffractée par un objet de longueur

d'onde inférieure, le spectre angulaire à la distance z de l'objet est donné par :

$$A(f_x, f_y, z) = A(f_x, f_y, 0) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1-\alpha^2-\beta^2} z} \quad (1.23)$$

Le terme $A(f_x, f_y, 0)$ correspond à la condition initiale et peut être interprété comme la distribution du champ à la position du plan de l'objet. Deux cas différents sont possibles pour l'équation 1.23

- $\alpha^2 + \beta^2 < 1$. Pour cette condition, le terme exponentiel de $A(f_x, f_y, z)$ est purement imaginaire. L'onde qui se propage a ainsi une fréquence spatiale inférieure à la fréquence spatiale associée à l'onde électromagnétique.
- $\alpha^2 + \beta^2 > 1$. Pour cette condition, le terme exponentiel de $A(f_x, f_y, z)$ est purement réel, ce qui conduit à une solution réelle pour $A(f_x, f_y, z)$, formulée par l'expression suivante :

$$A_e(f_x, f_y, z) = A(f_x, f_y, 0) e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 1} z} \quad (1.24)$$

Cette solution correspond à des ondes évanescentes (Greffet & Carminati, 1997). Les ondes évanescentes sont caractérisées par une décroissance exponentielle du champ selon la normale à la surface de l'objet (direction z dans ce cas ci)(voir Figure 1.23). De plus, elles ne se propagent pas et elles sont situées à la surface de l'objet, sur une distance bien inférieure à la longueur d'onde. Les informations de l'objet ayant des fréquences spatiales élevées (taille caractéristique inférieure à la longueur d'onde) sont contenues dans le champ évanescent. Ces fréquences spatiales (f_e) contiennent des informations sub-longueurs d'onde, et si elles sont détectées, celles-ci permettent de dépasser la limite de résolution normalement imposée par le critère de Rayleigh (voir Équation 1.21). Les fréquences spatiales associées aux ondes évanescentes sont définies par :

$$f_e = \left| \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 1} \right| \quad (1.25)$$

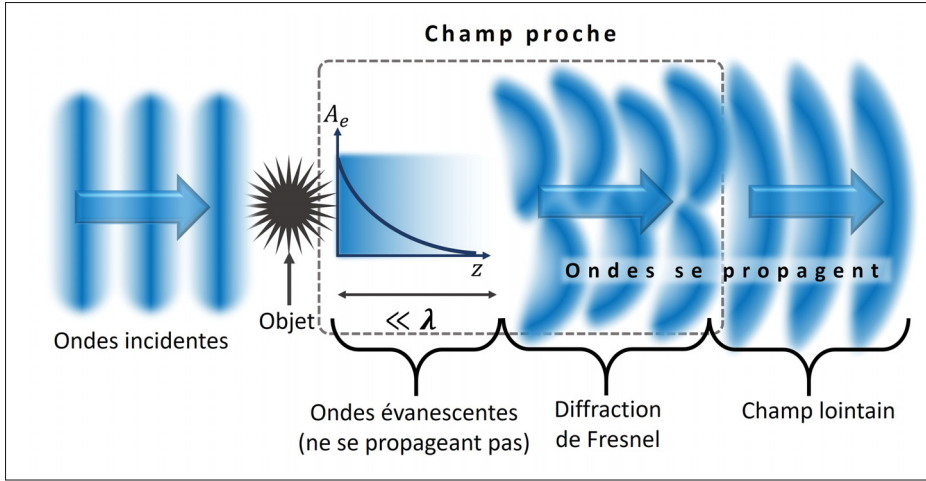


Figure 1.23 Illustration du concept de champ proche et d'ondes évanescentes dans le cas de la diffraction induite par un objet

Une fréquence spatiale de coupure peut être associée au champ évanescent et elle est définie par (Greffet & Carminati, 1997) :

$$f_e^c = \frac{1}{z_0} \quad (1.26)$$

avec z_0 la distance entre la surface de l'objet et la position de détection.

Par conséquent, plus le point d'observation est proche de la surface de l'objet, plus la fréquence de coupure est élevée. Donc sonder le champ évanescent pour accéder à des informations sub-longueurs d'onde nécessite une configuration dite en champ proche. Il faut souligner que la zone de champ proche possède différentes régions : l'une directement au contact de l'objet avec les ondes évanescentes, l'autre avec des ondes se propageant et respectant la théorie de la diffraction de Fresnel (voir Figure 1.23) (Goodman, 2017).

Plusieurs techniques sont utilisées en imagerie THz en champ proche et elles sont présentées en détail dans les sections suivantes.

1.2.6.2 Nano-imagerie

La nano-imagerie est basée sur l'interaction du rayonnement THz avec une partie très localisée d'un objet (de l'ordre de quelques nanomètres) (Guo *et al.*, 2024). Cette approche, habituellement

utilisée pour la microscopie à force atomique, utilise des pointes de taille nanométrique. Pour reconstruire des images en deux dimensions, la pointe est balayée sur la surface de l'objet.

L'une des techniques de nano-imagerie THz est la microscopie de diffusion en champ proche par balayage (appelée aussi *s-SNOM* pour *Scattering-type Scanning Near-field Optical Microscopy*) (Knoll & Keilmann, 2000)(Pizzuto, Mittleman & Klarskov, 2020). La pointe, placée extrêmement proche de la surface de l'objet, est éclairée par une impulsion THz focalisée (E_i) (voir Figure 1.24a). La lumière THz diffusée (E_d) par l'extrémité de la pointe, portant l'information sub-longueur d'onde de la surface de l'échantillon, est détectée. En modulant le mouvement vertical de la pompe et en ayant recours à un amplificateur à détection synchrone, seul le rayonnement THz qui a interagi à la position de la pointe est détecté.

Une autre technique est la microscopie d'émission THz par laser (appelée aussi *LTEM* pour *Laser THz Emission Microscopy*)(voir Figure 1.24b). Cette technique est basée sur l'analyse de la lumière THz émise localement par la surface de l'objet, à la position de la pointe (Murakami *et al.*, 2007). Pour cela, l'objet est localement photoexcité par un laser femtoseconde. Des porteurs de charges sont ainsi créés et ils sont responsables de l'émission THz par des processus comme l'effet photo-Dember par exemple (Klarskov, Kim, Colvin & Mittleman, 2017). Dans ce cas présent, l'émission THz est causée par le dipôle induit par la séparation des électrons et des trous dans un semiconducteur photoexcité. Cette distribution asymétrique s'explique par la différence de vitesse de diffusion entre les électrons et les trous entraînant une séparation des charges (Apostolopoulos & Barnes, 2014). L'émission THz est sensible aux propriétés de la surface de l'échantillon. L'analyse du rayonnement THz généré permet de retrouver les caractéristiques chimiques ou physiques de la surface. La technique LTEM offre un meilleur contraste d'imagerie que la technique s-SNOM mais elle est limitée à l'étude d'une plus petite variété de matériaux, principalement les semi-conducteurs. Les techniques s-SNOM et le LTEM offrent une résolution spatiale similaire qui est principalement limitée par le diamètre de la pointe. Par exemple, une résolution spatiale de 20 nm (soit environ $\lambda/9\,000$ à 1,6 THz) a été démontrée par Klarskov *et al.* grâce à la technique LTEM (Klarskov *et al.*, 2017).

Enfin la microscopie THz par effet tunnel (appelée aussi *THz-STM* pour *THz Scanning Tunnelling Microscopes*) peut être utilisée pour étudier un objet en champ proche avec une résolution

manométrique (voir Figure 1.24c). La pointe est éclairée par une impulsion THz et agit comme une antenne à large bande (Cocker *et al.*, 2013). Elle permet donc de coupler le champ électrique THz à une petite partie de l'objet. Le potentiel THz élevé induit entre la pointe et l'objet conduit les électrons à travers la jonction ; ce qui crée un courant tunnel. La mesure de ce courant à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone permet de retracer la réponse de l'échantillon à l'illumination THz et cela, à la position de la pointe. La THz-STM est la technique de nano-imagerie qui offre la meilleure résolution, avec par exemple une résolution spatiale allant jusqu'à 2 nm, ce qui correspond à $\lambda/150\,000$ à 1 THz (Cocker *et al.*, 2013).

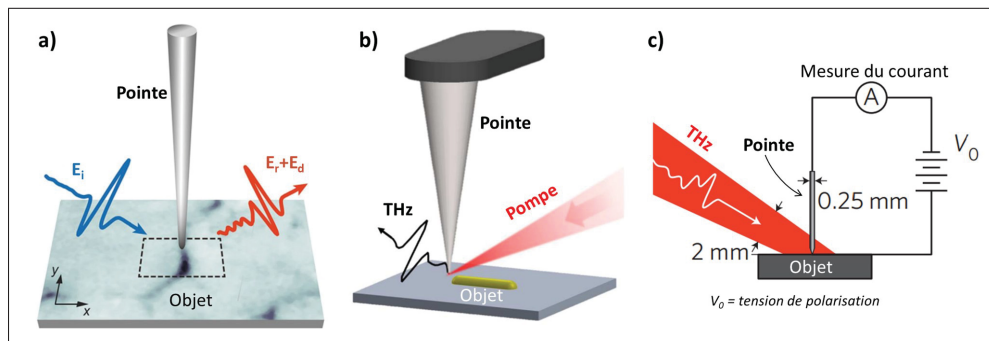


Figure 1.24 Techniques de nano-imagerie THz. a) Principe de fonctionnement de la microscopie de diffusion en champ proche par balayage

Adaptée de Moon (2019, p.2)

b) Principe de fonctionnement de la microscopie d'émission THz par laser

Adaptée de Klarskov (2017, p.2677)

c) Principe de fonctionnement de la microscopie THz à effet tunnel

Adaptée de Cocker (2013, p.2)

1.2.6.3 Imagerie en champ proche avec une ouverture sub-longueur d'onde

Afin de détecter l'onde évanescente diffusée par un objet en champ proche, une ouverture avec une dimension sub-longueur d'onde peut être utilisée Federici *et al.* (2002). Elle permet de sonder une toute petite partie de l'échantillon et le déplacement de l'ouverture sur sa surface permet de reconstruire des images hautement résolues. La limite de résolution spatiale est déterminée principalement par la taille de l'ouverture. Cependant, l'utilisation d'une ouverture

trop petite limitera considérablement la lumière détectée. En effet, d'après la théorie de la diffraction par une petite ouverture appelée théorie de Bethe, l'ouverture peut être considérée comme un dipôle électrique (Bethe, 1944). Par conséquent, le champ électrique transmis par l'ouverture est proportionnel à a^3 (avec a la taille de l'ouverture). L'intensité transmise est quant à elle proportionnelle à a^6 . Ainsi, en diminuant le diamètre de l'ouverture d'un facteur 2, le champ transmis à travers l'ouverture sera diminué d'un facteur 8 et l'intensité d'un facteur 64. Cependant, il a été prouvé que la détection du champ évanescent en champ proche montre une déviation par rapport à la théorie de Bethe. En effet, le champ électrique détecté est proportionnel à la taille de l'ouverture avec une puissance inférieure à 3. Cette démonstration a été faite à l'aide d'une ouverture carrée de $3\mu\text{m}$ dans une couche d'or et déposée sur une APC (voir Figure 1.25) (Macfaden, Reno, Brener & Mitrofanov, 2014). En plaçant l'objet directement sur l'ouverture, une résolution spatiale maximale de $3\mu\text{m}$ (ce qui correspond à une résolution de $\lambda/100$ à 1 THz) a été obtenue.

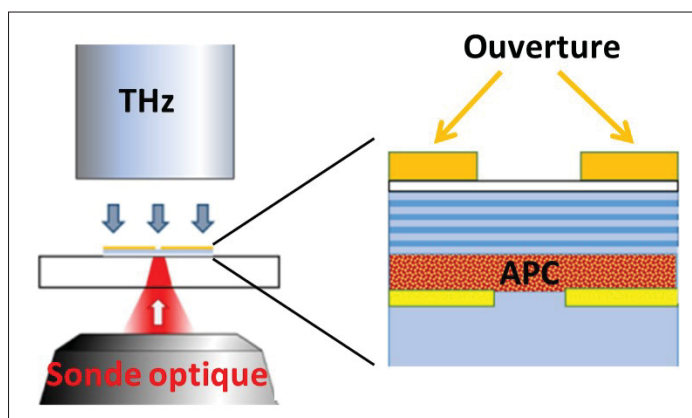


Figure 1.25 Technique d'imagerie en champ proche avec une ouverture sub-longueur d'onde
Adaptée de Macfaden (2014, p.2)

1.2.6.4 Imagerie en champ proche par réflexion interne totale

L'imagerie en champ proche est également possible en éclairant l'échantillon directement avec des ondes évanescentes. Pour cela, la technique d'excitation par réflexion interne totale

(RIT), initialement développée pour la microscopie à fluorescence dans le visible (Zhu, Yu, Hawley & Roy, 1986), peut être appliquée à l'imagerie THz (Wojdyla & Gallot, 2013) (Barr *et al.*, 2021). Le phénomène de TIR se produit lorsque le faisceau lumineux se propage à travers un milieu d'indice de réfraction n_1 et se réfléchit sur une interface avec un milieu d'indice de réfraction n_2 qui est inférieur à n_1 . De plus, l'angle d'incidence doit être supérieur à l'angle d'incidence critique (θ_C) défini par :

$$\theta_C = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (1.27)$$

Dans ces conditions d'incidence, des ondes évanescentes sont émises à l'interface entre les deux milieux. Ainsi, avec une illumination en RIT, l'objet, au contact de l'interface, est excité par les ondes évanescentes. C'est pourquoi la lumière réfléchie par l'échantillon contient des informations sub-longueurs d'onde. Pour coupler efficacement les ondes évanescentes THz avec l'objet, il est possible d'utiliser un prisme (voir Figure 1.26). *Wojdyla et al.* ont utilisé un prisme en silicium (Si) à haute résistivité, avec un angle de base égal à l'angle critique (Wojdyla & Gallot, 2013). La lumière THz réfléchie par l'objet en champ proche est collectée par un miroir parabolique et détectée par une APC. Le balayage de l'objet à la surface du prisme en Si permet la reconstruction d'une image avec une résolution spatiale de $19\mu m$, ce qui correspond à une résolution de $\lambda/16$ à 1 THz.

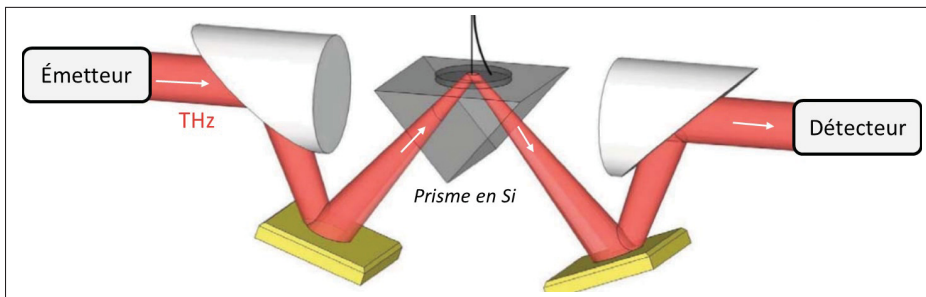


Figure 1.26 Technique d'imagerie en champ proche par réflexion interne totale

Adaptée de *Wojdyla* (2013, p.112)

1.2.6.5 Imagerie en champ proche avec une illumination sub-longueur d'onde

L'imagerie THz en champ proche peut être réalisée en illuminant un objet par un point source dont la taille est inférieure à la longueur d'onde THz.

Serita et al. ont utilisé la génération THz par RO dans un cristal de GaAs au contact de l'objet et avec un laser de pompe focalisé (*Serita et al.*, 2012). L'impulsion THz transmise par l'objet est mesurée par une APC. En balayant spatialement le faisceau pompe à la surface de l'émetteur, en utilisant par exemple des miroirs galvanométriques, une image THz est reconstruite. Avec cette technique, une résolution d'imagerie maximale de $27\mu m$ a été démontrée, ce qui correspond à une résolution de $\lambda/28$ à 0,4 THz. Un système similaire a aussi été mis en place avec une configuration en réflexion pour laquelle la lumière THz réfléchie par l'objet est détectée (*Okada et al.*, 2019). Une résolution maximale de résolution $20\mu m$, ce qui correspond à $\lambda/34$ à 0,44 THz, a été atteinte. Enfin, une configuration alliant la mesure simultanée de l'impulsion THz réfléchie et de celle transmise par l'objet a récemment été développée et appliquée pour la détection de tumeurs cancéreuses (voir Figure 1.27a) (*Okada et al.*, 2022).

Des émetteurs spintroniques (voir Section 0.2.2.2), peuvent aussi être utilisés directement au contact de l'objet imagé (*Stiewe et al.*, 2022). Pompé avec un faisceau pompe focalisé, ce type d'émetteur permet la génération très localisée de rayonnements THz et ainsi une illumination sub-longueur d'onde de l'objet. En 2023, *Paries et al.* ont développé un système d'imagerie qui repose sur un émetteur spintronique déposé directement sur la pointe d'une fibre optique (voir Figure 1.27b) (*Paries et al.*, 2023). Ce système compact permet l'émission THz à partir d'un point source. En effet, l'utilisation d'une fibre monomode permet de guider le faisceau pompe jusqu'à l'émetteur THz avec une taille d'environ $10\mu m$ de diamètre. Pour l'imagerie en champ proche, la pointe de la fibre optique est balayée spatialement sur la surface de l'objet. Une résolution spatiale de $30\mu m$, ce qui correspond à une résolution de $\lambda/12$ à 0,8 THz, a été mesurée.

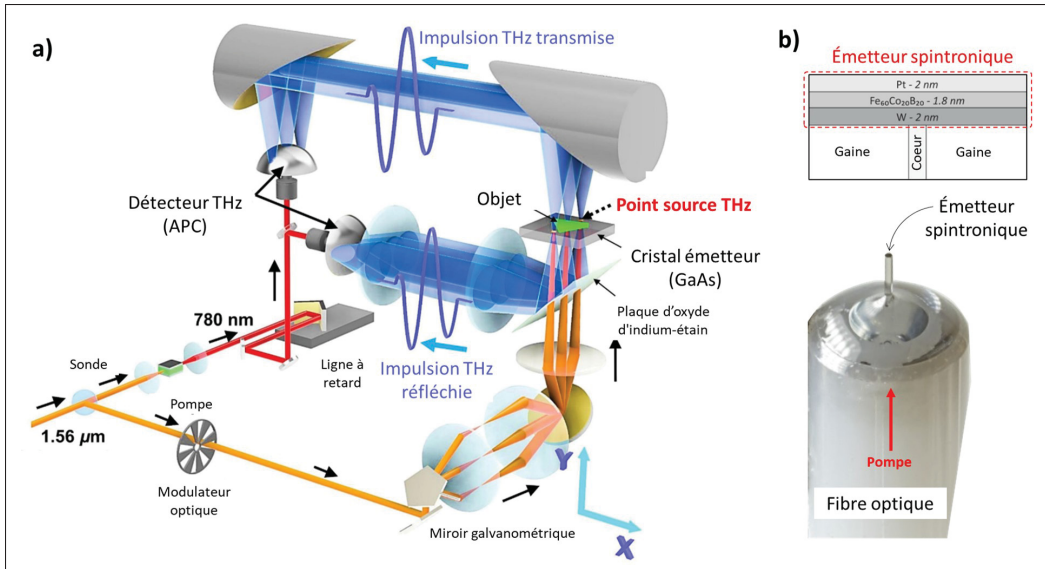


Figure 1.27 Techniques d'imagerie en champ proche avec une illumination sub-longueur d'onde

a) Système d'imagerie THz en champ proche avec une illumination sub-longueur d'onde, émise par RO dans un cristal de GaAs, permettant une image en transmission et en réflexion d'un objet
Adaptée de *Okada* (2022, p.529)

b) Émetteur THz spintronique à trois couches sur la pointe d'une fibre optique pouvant être utilisé en imagerie THz en champ proche
Adaptée de *Paries* (2023, p.30886)

1.2.6.6 Imagerie compressée en champ proche avec un pixel unique

Présenté en détail dans la Section 1.2.2.2, l'imagerie compressée avec un pixel unique peut être appliquée avec une configuration en champ proche. Pour cela, les masques d'illumination ou de détection sont créés directement au contact de l'objet.

Une première méthode consiste à une modulation spatiale du faisceau d'illumination THz grâce à une plaque de Si photoexcitée et un DMD, de manière similaire à la technique présentée dans la Section 1.2.2.2 (Stantchev *et al.*, 2016). En 2017, *Stantchev et al.* ont utilisé une plaque de Si de 6 μm d'épaisseur placée en champ proche, en contact de l'objet (voir Figure 1.28a) (Stantchev *et al.*, 2017). Avec cette technique, une résolution spatiale de 9 μm a été atteinte, ce qui correspond à une résolution de $\lambda/45$ à 0,75 THz. *Chen et al.* se sont servi d'un modulateur

à base de dioxyde de vanadium photoexcité avec un laser femtoseconde (Chen *et al.*, 2019). L'utilisation d'un film mince d'épaisseur nanométrique en contact avec l'objet a permis d'obtenir une résolution de seulement $4,5\mu\text{m}$, ce qui correspond à une résolution de $\lambda/133$ à 0,5 THz. Une autre méthode consiste à moduler spatialement le faisceau laser qui pompe un émetteur THz (Olivieri *et al.*, 2020). En 2020 Chen *et al.*, ont par exemple utilisé un émetteur THz spintronique (voir Figure 1.28b)(Chen *et al.*, 2020). Dans cette démonstration, un second DMD a été utilisé pour corriger l'inclinaison du front d'onde induite par le premier. L'objet imagé est placé en contact avec l'émetteur spintronique pour ainsi atteindre une résolution de $6,5\mu\text{m}$, ce qui correspond à une résolution de $\lambda/92$ à 0,5. L'épaisseur de l'émetteur spintronique étant nanométrique, la résolution spatiale est principalement limitée par la taille des masques qui sont imagés sur l'émetteur.

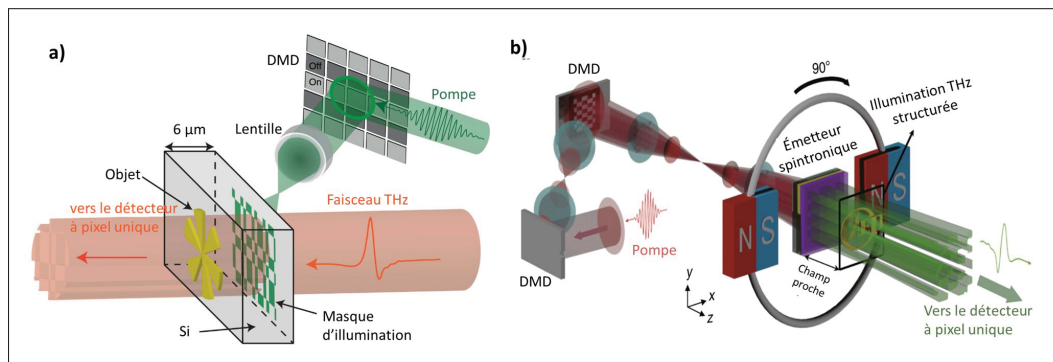


Figure 1.28 a) Technique d'imagerie compressée en champ proche avec un pixel unique basée sur la modulation spatiale du faisceau d'illumination avec une plaque de Si photoexcitée
Adaptée de Stantchev (2017, p.990)

b) Technique d'imagerie compressée en champ proche avec un pixel unique basée sur un émetteur spintronique
Adaptée de Chen (2020, p.3)

Enfin une dernière méthode est basée sur la modulation spatiale du faisceau optique de sonde utilisé pour la détection EO qui agit comme fonction de test (Zhao, E, Williams, Zhang & Boyd, 2019). En plaçant l'objet à $70\mu\text{m}$ du cristal EO, des images avec une résolution de $62\mu\text{m}$, ce qui correspond à une résolution de $\lambda/15$ à 0,32 THz, ont été reconstruites.

1.2.6.7 Imagerie déterministe orthogonale à super-résolution

Des techniques d'imagerie super-résolution, initialement développées dans le domaine visible, ont inspiré des techniques dans le domaine THz. Parmi ces techniques, il y a l'imagerie super-résolution par fluctuation (SOFI, de l'anglais *Super-resolution Optical Fluctuation Imaging*)(Dertinger, Colyer, Iyer, Weiss & Enderlein, 2009). Celle-ci est basée sur l'acquisition de plusieurs images d'un objet constitué de fluorophores clignotant de manière aléatoire et indépendante. À partir de l'analyse des fluctuations temporelles de la luminosité des fluorophores, une image super-résolue peut être retrouvée. Dans la gamme des fréquences THz, la technique analogue à l'imagerie SOFI est connue sous le nom d'imagerie super-résolution orthogonale et déterministe (SODI, de l'anglais *super-resolution orthogonal deterministic imaging*)(Guerboukha, Cao, Nallappan & Skorobogatiy, 2020). En raison du manque de fluorophores THz naturels, des *fluorophores THz artificiels* sont utilisés. Ces derniers consistent en des masques binaires d'amplitude (opaques ou transparents) ou de phase (phases de 0 ou π), positionnés à la surface de l'objet, en champ proche. La démonstration de la technique SODI a été réalisée avec des masques dont les motifs périodiques sont composés de 7 sous-pixels dont les valeurs sont fixées suivant une base de Hadamard modifiée. De plus, les motifs ont une taille correspondant à la RIS du système d'imagerie. La technique SODI ne doit pas être confondue avec la technique d'imagerie compressée pour laquelle des masques sont aussi utilisés pour reconstruire une image dans une condition de sous-échantillonnage. En effet, comme illustrée par la Figure 1.29, la technique SODI est basée sur l'acquisition d'une série d'images d'un objet pour lesquelles les conditions d'illumination sont différentes. L'image super-résolue est reconstruite avec la même taille que les images acquises.

L'image d'un objet ($I(r, \vec{m})$) acquise avec la technique SODI en utilisant des masques en amplitude, est définie par la convolution de l'objet ($O(\vec{r})$) et les différents motifs des masques ($M(r, \vec{m})$) avec la RIS ($RIS(\vec{r})$) du système d'imagerie. Le paramètre r correspond aux coordonnées spatiales dans le plan image et m à l'indice du masque utilisé. L'image d'un objet

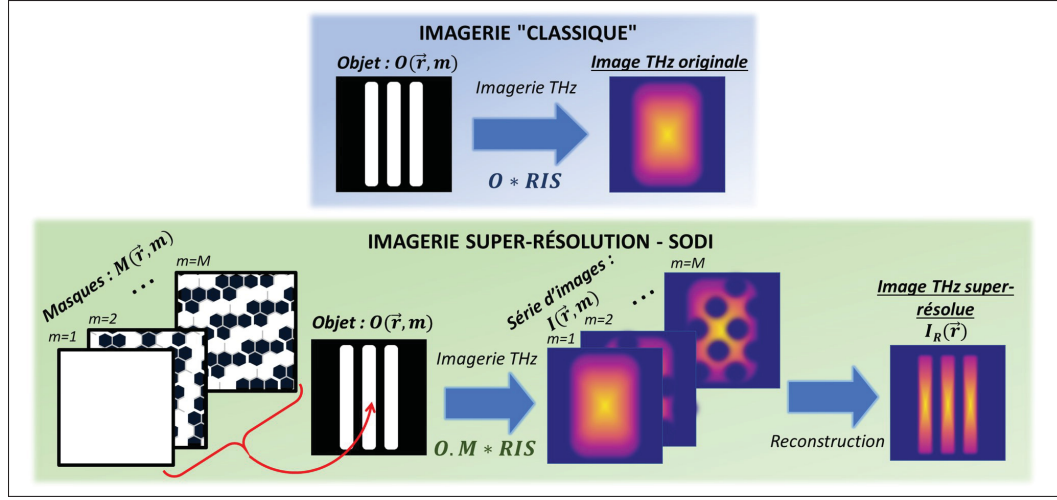


Figure 1.29 Principe de fonctionnement de la technique SODI et comparaison avec la technique d'imagerie dite "classique" (sans modification des conditions d'illumination). Dans les illustrations, les zones *blanches* sont transparentes alors que les zones *noires* sont non-transparentes au rayonnement THz

est donc donnée par l'équation suivante :

$$I(\vec{r}, m) = O(\vec{r}) M(\vec{r}, m) * RIS(\vec{r}) = \int O(\vec{r}_1) M(\vec{r}_1, m) RIS(\vec{r} - \vec{r}_1) d\vec{r}_1 \quad (1.28)$$

Pour l'utilisation de masques d'amplitude, une image super-résolue peut être reconstruite à partir de la variance de la série d'images prises avec les différents masques. L'image super-résolue reconstruite est donnée par l'équation suivante :

$$I_R(\vec{r}) = \langle I^2(\vec{r}, m) \rangle_m - \langle I(\vec{r}, m) \rangle_m^2 = \langle M(\vec{r}_1, m) M(\vec{r}_2, m) \rangle_m - \langle M(\vec{r}_1, m) \rangle_m \langle M(\vec{r}_2, m) \rangle_m \times \dots$$

$$\dots \iint O(\vec{r}_1) O(\vec{r}_2) RIS(\vec{r} - \vec{r}_1) RIS(\vec{r} - \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (1.29)$$

avec \vec{r}_1 et \vec{r}_2 les coordonnées spatiales de deux sous-pixels d'un motif de masque. Le terme devant l'intégrale correspond à la condition d'orthogonalité entre les sous-pixels des masques.

Cette dernière peut être réécrite de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \langle M(\vec{r}_1, m) M(\vec{r}_2, m) \rangle_m - \langle M(\vec{r}_1, m) \rangle_m \langle M(\vec{r}_2, m) \rangle_m &= C \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\ &= \begin{cases} 0 & , \text{ si } \vec{r}_1 \neq \vec{r}_2, \\ C, & \text{ si } \vec{r}_1 = \vec{r}_2 \end{cases} \end{aligned} \quad (1.30)$$

avec C une constante qui ne dépend pas des coordonnées spatiales ni des masques. Cette dernière peut être ignorée en effectuant une normalisation.

Cette condition d'orthogonalité suggère que la valeur de deux sous-pixels différents mais appartenant à un même motif sont indépendants et non corrélés. En introduisant la condition d'orthogonalité (équation 1.30) dans l'équation 1.29, l'image super-résolue reconstruite est donc :

$$I_R(\vec{r}) = \langle I^2(\vec{r}, m) \rangle_m - \langle I(\vec{r}, m) \rangle_m^2 = C \times \int O^2(\vec{r}_1) RIS^2(\vec{r} - \vec{r}_1) d\vec{r}_1 \quad (1.31)$$

Considérant un système d'imagerie sans aberration, la RIS est représentée par une fonction d'Airy suivant une distribution gaussienne donnée par :

$$S(\vec{r}) = e^{\left(-\frac{|\vec{r}|^2}{2\sigma^2}\right)} \quad (1.32)$$

avec σ l'écart-type qui définit la largeur de la RIS.

Dans cette équation, la RIS est au carré. Cela explique l'amélioration de la résolution spatiale offerte par la technique SODI. En effet, la fonction $S^2(\vec{r})$ a également une distribution gaussienne dont l'écart type correspond à $1/\sqrt{2}$ fois l'écart type de la RIS (σ). Par conséquent, l'image d'un point paraît dans ces conditions plus étroite et donc plus résolue.

Pour l'utilisation de masque de phase, la condition d'orthogonalité est différente. Une image super-résolue est reconstruite en calculant la racine carrée de la moyenne des images au carré. Ainsi, pour reconstruire une image à partir des masques de phase, l'équation suivante est utilisée :

$$I_R(\vec{r}) = \sqrt{\langle I^2(\vec{r}, m) \rangle_m} \quad (1.33)$$

La technique SODI permet donc, à partir de l'acquisition de plusieurs images d'un objet, de reconstruire une image super-résolue. La Figure 1.30 montre par exemple les résultats obtenus par *Guerboukha et al.* (*Guerboukha et al.*, 2020). Pour cela un système d'imagerie THz dans le domaine temporel avec un balayage spatial d'un pixel unique a été utilisé. Des masques d'amplitude ont été placés successivement au contact de l'objet. En utilisant l'équation 1.31, une image de l'objet a ensuite été reconstruite. Elle présente une amélioration de la résolution par rapport à l'image originale. En effet, de petits détails comme les trois feuilles de l'objet peuvent être facilement différenciés sur l'image reconstruite.

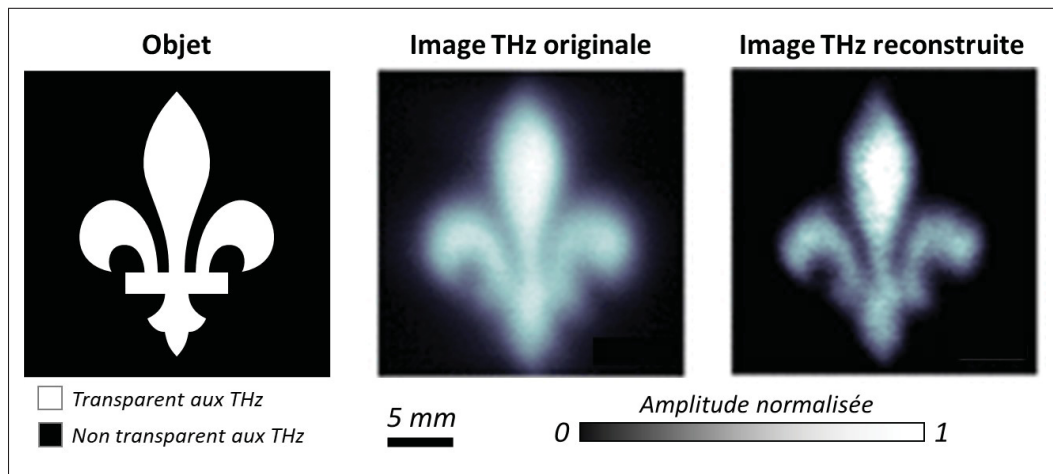


Figure 1.30 Résultats obtenus par *Guerboukha et al.* pour la reconstruction d'images super-résolues avec la technique SODI et des masques d'amplitude
Adaptée de *Guerboukha* (2020, p.1870)

1.2.6.8 Imagerie électro-optique en champ proche

L'imagerie THz EO en 2D, décrite dans la Section 1.2.4 peut être utilisée dans une configuration en champ proche. Pour cela, l'objet est placé au contact du cristal EO utilisé pour la détection (voir Figure 1.31a). En utilisant un cristal mince, avec une épaisseur bien inférieure aux longueurs d'onde du rayonnement THz détecté, seul le champ évanescent diffusé par l'objet est détecté (voir Figure 1.31b). En 2011, *Blanchard et al.* ont développé une technique d'imagerie EO balancée en champ proche basée sur la séparation précise des composantes de polarisation de la sonde

à l'aide de cubes séparateurs polarisants (CSP) et de plusieurs miroirs. Le rayonnement THz transmis par l'objet est détecté par un cristal de LN avec une épaisseur de $3\mu\text{m}$. Une résolution spatiale de $10\mu\text{m}$, ce qui correspond à une résolution de $\lambda/150$ à 0,2 THz, a été démontrée avec ce dispositif (voir Figure 1.31b) (Blanchard *et al.*, 2013). De plus, en utilisant une méthode de filtrage spectral du faisceau sonde, la résolution spatiale a été améliorée jusqu'à $5\mu\text{m}$, soit $\lambda/600$ à 0,1 THz (Blanchard & Tanaka, 2016).

En comparaison avec les techniques jusque là présentées, le principal avantage de la technique d'imagerie EO en champ proche est de permettre l'enregistrement d'images à haute résolution et avec un haut débit vidéo, sans qu'il soit nécessaire de procéder à un balayage spatial de l'objet, de la source d'illumination ou du détecteur.

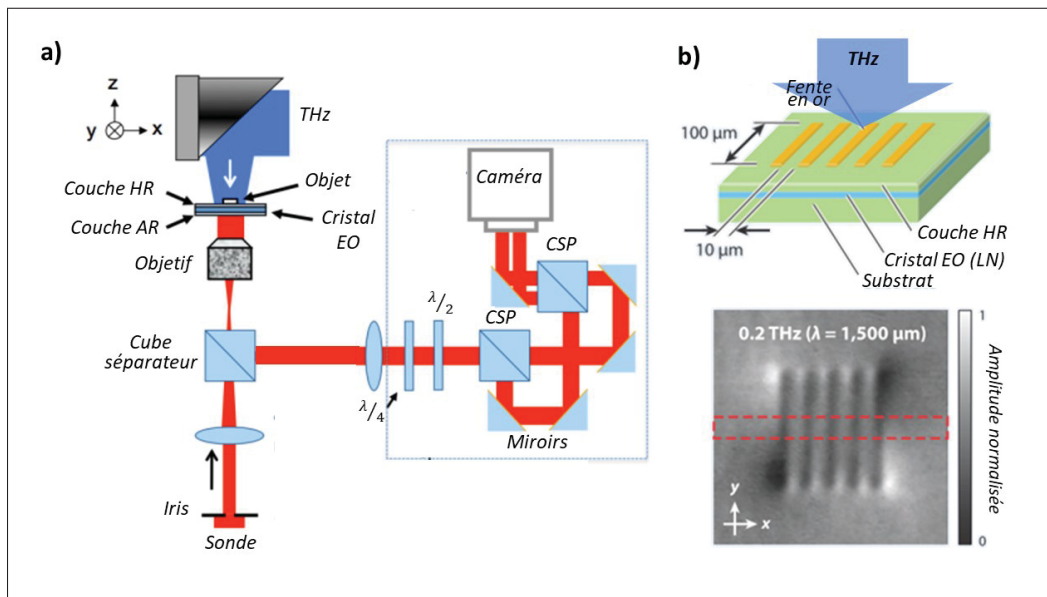


Figure 1.31 a) Dispositif expérimental pour l'imagerie EO en champ proche. HR : haute réflexion, AR : antireflet, ($\lambda/2$) : lame demi-onde, ($\lambda/4$) : lame quart d'onde, CSP : Cube Séparateur Polarisant

Adaptée de Blanchard (2011, p.8279)

b) Schéma du détecteur EO utilisé pour la configuration d'imagerie en champ proche et image en amplitude à 1 THz d'un l'objet

Adaptée de Blanchard (2013, p.247)

1.2.7 Conclusion

Le domaine de l'imagerie THz suscite un grand intérêt expliqué par les innombrables applications possibles. Il bénéficie donc d'avancées perpétuelles issues essentiellement du milieu de la recherche académique mais aussi du secteur industriel. Il existe de nombreuses techniques d'imagerie, dont certaines ont été présentées dans ce Chapitre. Dans ce domaine, plusieurs paramètres importants sont à considérer tels que le temps d'acquisition d'une image, la résolution spatiale ou encore la plage de sensibilité.

Ainsi, de nombreuses avancées ont été réalisées ces dernières années dans le développement de systèmes d'imagerie plus rapides. Des techniques d'imagerie computationnelles ont ainsi émergé dans la gamme THz comme l'imagerie compressée avec un pixel unique (voir Section 1.2.2.2). Cette technique requiert néanmoins une méthode de modulation spatiale. Les caméras THz faites d'un ensemble de pixels, sont aussi un bon moyen pour acquérir directement et rapidement des images THz (voir Section 1.2.3).

Pour ce qui est de l'amélioration de la résolution spatiale, l'imagerie en champ proche est une excellente solution pour dépasser la limite normalement imposée par la théorie de la diffraction (voir Section 1.2.6). Elle permet dans le meilleur des cas d'atteindre des résolutions spatiales de quelques nanomètres (voir Section 1.2.6.2). D'autre part, il existe également d'autres techniques pour améliorer la résolution spatiale et cela même en champ lointain. Pour cela, des techniques de traitement d'images (Ning *et al.*, 2019) ou encore des méthodes d'intelligences artificielles (Sebastian, Guiramand & Blanchard, 2023)(Li *et al.*, 2024) peuvent être utilisées.

Enfin, comme exposé précédemment, des systèmes de détection cohérents utilisés en imagerie THz permettent une mesure spatiale du champ électrique. Ne se limitant plus à uniquement des images avec des contrastes d'intensité, cette technique permet d'obtenir des informations sur la phase du rayonnement THz ayant interagi avec un objet. De plus, en ayant recourt à une source THz impulsionnelle avec une large bande de fréquences, l'imagerie hyperspectrale est possible.

Au cours de cette thèse, deux systèmes d'imagerie ont été développés et étudiés. Ils requièrent chacun une configuration en champ proche et ils offrent une résolution spatiale élevée. Aussi, ils utilisent des techniques permettant l'acquisition rapide d'images THz avec un grand nombre

de pixels. Le premier système est basé sur la technique d'imagerie électro-optique en champ proche (voir Section 1.2.6.8). Les principales méthodes actuellement utilisées reposent sur la séparation spatiale des composantes de polarisation de la sonde optique. Afin de réduire la complexité de ces méthodes, un capteur d'image de polarisation a été employé pour mesurer les composantes de polarisation de la sonde. Le second système mis en place est quant à lui basé sur l'utilisation d'une caméra THz incohérente et de la technique SOFI. La reconstruction d'images super-résolues a été investiguée pour plusieurs configurations de masquages, passives ou actives.

CHAPITRE 2

TIME-FREQUENCY ANALYSIS OF TWO-PHOTON ABSORPTION EFFECT DURING OPTICAL RECTIFICATION IN A ZNTE CRYSTAL PUMPED AT 1.024 μm

Léo GUIRAMAND¹, Xavier ROPAGNOL^{1,2}, François BLANCHARD¹

¹ Département de Génie Mécanique, École de Technologie Supérieure,
Montréal, Québec H3C 1K3, Canada

² Institut National de la Recherche Scientifique, Énergie Matériaux Télécommunications
(INRS-EMT)
Varennnes, Québec J3X 1P7, Canada

Article soumis à la revue « Optics Letters » le 23 août 2021 ; révisé le 30 octobre 2021 ; accepté le 3 novembre 2021 ; affiché le 3 novembre 2021 et publié le 13 décembre 2021.

2.1 Résumé

Le RO dans les cristaux non linéaires est une méthode bien établie pour générer des ondes THz à partir d'impulsions optiques ultra-courtes. Pour obtenir un rendement de conversion élevé, les conditions d'accord de phase entre l'impulsion de pompe et l'onde THz générée dans le milieu non linéaire doivent être satisfaites. Pour un laser à ytterbium fonctionnant à 1,024 μm , un important décalage de phase se produit dans le cristal de ZnTe, empêchant la génération efficace d'impulsions THz à large bande. En utilisant l'analyse temps-fréquence, nous montrons que la dynamique ultra-rapide des porteurs de charge, principalement induite par l'absorption à deux photons, générée dans le milieu non linéaire pendant les processus de rectification optique dans le ZnTe, joue un rôle clé dans le filtrage des composantes déphasées du signal THz, permettant ainsi la générations d'impulsions THz à large bande.

2.2 Abstract

Optical rectification in nonlinear crystals is a well established method for generating terahertz (THz) waves from ultra-short optical pulses. To achieve high conversion efficiency, the phase-matching conditions between the pump pulse and the generated THz wave within the nonlinear medium must be satisfied. For a ytterbium laser operating at $1.024\ \mu\text{m}$, a severe phase mismatch occurs in the zinc telluride (ZnTe) crystal, preventing the efficient generation of broadband THz pulses. Using time-frequency analysis, we show that the ultrafast charge carrier dynamic, mainly induced by two-photon absorption, generated in the nonlinear medium during optical rectification processes in ZnTe, plays a crucial role in the filtering of the out-of-phase components of the THz signal, thus enabling the recovery of broadband THz pulse generations.

©2021 Optical Society of America

<https://doi.org/10.1364/OL.441231>

2.3 Introduction

One of the best known efficient and broadband terahertz (THz) emission methods is optical rectification (OR) in nonlinear crystals (Bass, Franken, Ward & Weinreich, 1962), with seminal demonstrations using a zinc telluride (ZnTe) crystal (Rice *et al.*, 1994)(Nahata *et al.*, 1996b)(Löffler, Hahn, Thomson, Jacob & Roskos, 2005)(Blanchard *et al.*, 2007). In order to maximize THz generation efficiency, the phase-matching conditions between the laser pulse and the THz pulse must be satisfied (Nahata *et al.*, 1996b). This corresponds to the index matching between the THz refractive index (n_{THz}) and the group refractive index of the pump beam (n_g). Ti:Sapphire laser with a pump beam at 800nm and with a collinear configuration is widely used for THz generation (Blanchard *et al.*, 2007) because with it, the phase-matching conditions are satisfied for a broad range of THz frequencies and the associated coherence length at 1 THz is greater than 2mm (Nahata *et al.*, 1996b).

Over the last decade, the ytterbium (Yb) laser has emerged in a wide range of scientific and industrial applications, offering advantages such as stability, low maintenance, high average

power in its regenerative amplification section and a tunable repetition rate (up to several tens of MHz) (Zervas & Codemard, 2014). It is not surprising that intense research activity is currently focused on the search for new THz generation and detection materials meeting the phase matching conditions with pump wavelength lasers around $1.024\mu\text{m}$ (Hoffmann *et al.*, 2007)(Nagai *et al.*, 2014)(Ropagnol *et al.*, 2020)(Nkeck *et al.*, 2020)(Guiramand *et al.*, 2022b). It is well known that at this wavelength, the phase-matching conditions in a ZnTe crystal are not optimal because the group refractive index ($n_g = 2.98$) (Li, 1984) is relatively different from the refractive index at 1 THz ($n_{\text{THz}} = 3.17$) (Gallot *et al.*, 1999). From these indices, a coherence length of about 0.8mm at 1 THz can be calculated (Nahata *et al.*, 1996b). This length corresponds to the maximum thickness of the crystal before the walk-off between the optical pump beam and the THz beam becomes too large, thus limiting the efficiency of the emission process. Therefore, for crystal thicknesses greater than the coherence length, the emitted THz pulses are generated inside the crystal at different times, leading to a distortion of the single-cycle characteristic or even to the emission of multicycle THz pulses (Lee *et al.*, 2000). To overcome this incorrect phase matching limitation, the tilted pulse-front excitation method has produced promising results (Hebling *et al.*, 2008)(Ollmann, Fülöp, Hebling & Almási, 2014)(Ofori-Okai *et al.*, 2016)(Murate *et al.*, 2018), for example, those realized with techniques using either a high groove-density diffraction grating (Hebling *et al.*, 2008), a contact grating fabricated on the emitter crystal (Ollmann *et al.*, 2014), an echelon mirror (Ofori-Okai *et al.*, 2016), and even a digital micromirror device (Murate *et al.*, 2018). Nevertheless, the phase mismatch condition in the OR process can also be advantageously used for the generation of radially polarized THz beams (Chang *et al.*, 2007), and under certain pump intensity conditions, can be completely compensated through the nonlinear Kerr effect (Dietze, Unterrainer & Darmon, 2012).

In this work, we report on the generation of THz pulses by optical rectification in a 1 and 2 mm thick ZnTe crystal pumped with an amplified Yb laser in a collinear configuration, as illustrated in 2.1. Special attention is given to the dependence of the temporal waveform on the fluence of the optical pump. To better understand our observations, we used a time-frequency domain analysis by continuous wavelet transform (CWT), applied to the THz emission as a function of

the pumping beam fluence. In contrast with a previous work on OR in gallium phosphide pumped at 780nm , where a dynamic change in the refractive index compensates for the phase mismatch (Dietze *et al.*, 2012), our results indicate the presence of another nonlinear process responsible for the single-cycle recovery. A dynamic filtering effect of the THz generation process as a function of fluence and pump beam propagation in ZnTe is evident in the time-frequency analysis, which we attribute to two-photon absorption (TPA).

2.4 Experimental setup

For our experiment, we used a Yb laser (Pharos model : PH1-10W from Light Conversion) providing laser pulses centered at $1.024\mu\text{m}$, with a bandwidth of 6.1nm , a duration of 280fs and energies reaching $400\mu\text{J}$ at a repetition rate of 25kHz . The experimental set-up corresponded to a pump-probe configuration, with the pump beam used for THz generation and the probe beam for THz detection. The optical pump and THz beam were used in a collinear and collimated excitation inside a ZnTe crystal cut at $\langle 110 \rangle$. Two crystal thicknesses (1 mm and 2 mm) were investigated. As shown in 2.1, a collimated THz beam was first collected by a pair of off-axis parabolic mirrors (OAPM₁ and OAPM₂), respectively with a 1 and 2 inch diameter and a 1 and 4 inch reflected focal length. A third OAPM₃ with a 2 inch diameter and a 2 inch focal length focused the beam at the sensor location. Free space electro-optical (EO) sampling in a $\langle 110 \rangle$ cut cadmium telluride (CdTe) crystal with a thickness of 1 mm was used to detect the THz pulse waveform through a time scan using a delay line. The experiment was performed in ambient air at room temperature.

2.5 Results

Figures 2.2 (a) and (b) show the normalized time evolution of the THz electric field for several pumping fluences in a 1 mm thick and 2 mm thick ZnTe crystal, respectively. Figures 2.2 (c) and (d) show the normalized amplitude spectra obtained for Figs. 2.2 (a) and (b), respectively. By increasing the fluence of the optical pump for generation with the 1 mm ZnTe, a small change in the temporal waveform of the THz pulse is observed. Specifically, the main part

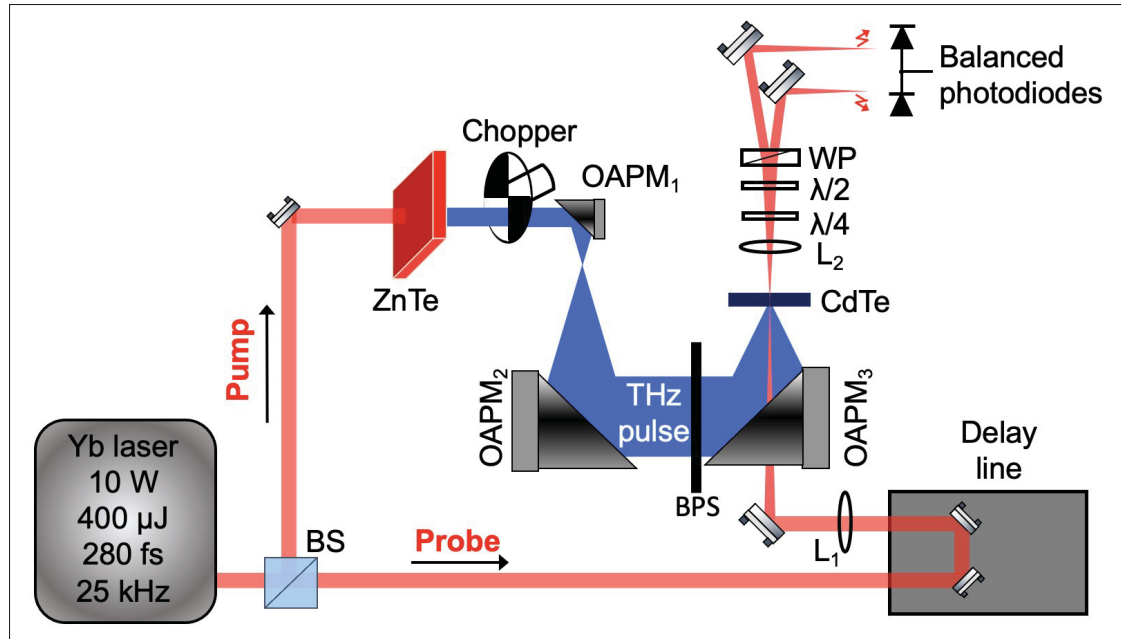


Figure 2.1 Experimental set-up. BS : beam splitter ; OAPM : off-axis parabolic mirrors ; BPS : black polyethylene sheet ; L_1 and L_2 : 150 mm focusing lenses ; WP : Wollaston prism ; $\lambda/2$: half-wave plate ; $\lambda/4$: quarter wave plate

of the pulse remains unchanged, but the tail of the THz wave weakens slightly as the optical fluence increases. Therefore, its normalized amplitude spectrum shows a slight enhancement for frequency components above 1.2 THz as a function of optical fluence.

In the case of THz generation in a 2 mm thick ZnTe crystal, a large modification of the waveforms and of their spectra as a function of the optical fluence is observed. Indeed, at a low pumping fluence ($< 1.2 \text{ mJ/cm}^2$), where two-photon absorption is negligible, as confirmed by the linear dependence of the temporal integration of the square of the THz electric field on the pumping fluence (see 2.3), the THz temporal waveform is distorted and almost takes the form of a multicycle pulse, i.e., one with a positive peak followed by a small dip and another positive peak. This multicycle pulse generation is a direct consequence of the phase mismatch conditions between the optical pulse and the THz pulse inside the generator crystal. It is interesting to note that as the pump fluence increases, the emitted pulses appear more and more monocyclic, with the second oscillation peak and its small dip disappearing. In Fig. 2.2 (d), the normalized

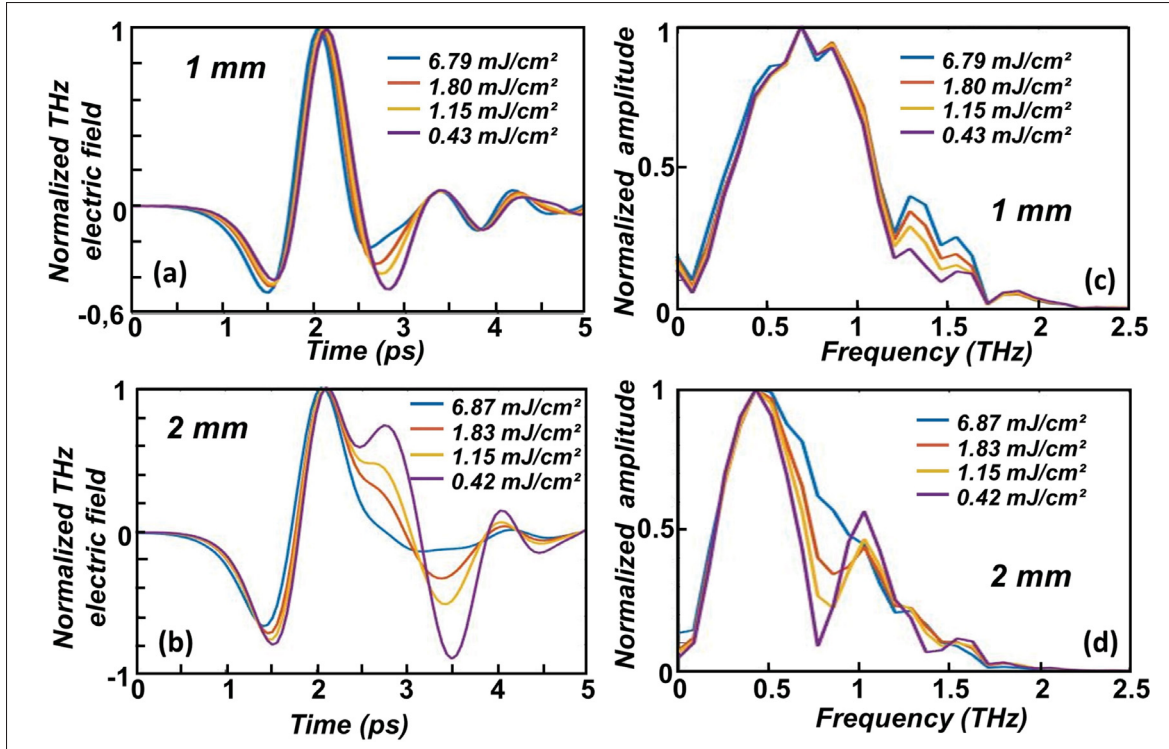


Figure 2.2 (a)-(b) Normalized temporal evolution of THz electric field emitted by ZnTe crystal ((a) 1 mm thick; (b) 2 mm thick) and for several pump fluences. (c)-(d) Normalized THz spectrum emitted by ZnTe crystal ((c) 1 mm thick; (d) 2 mm thick) and for several pump fluences

low pump fluence spectra show a drop in amplitude around 0.7 THz, which corresponds to the interference between different cycles of the THz pulse. For higher pump fluences, the associated spectra are broader and do not show a significant amplitude modulation over a wide range of frequencies (between 0.1 and 1.7 THz), which is characteristic of single-cycle pulses.

To better understand the influence of the pumping beam fluence on THz wave generation, we show in Fig. 2.3 the temporal integration of the square of the THz electric field for the two crystals as a function of the pumping fluences. The temporal integration of the square of the THz waveform is directly proportional to the THz pulse energy (Reid & Fedosejevs, 2005). For very low pump fluences below 0.63 mJ/cm^2 , the temporal integration of the square of the THz electric field varies quadratically with the pump fluence for both crystals (see inset in Fig. 2.3). For a higher pumping fluence ($> 0.63 \text{ mJ/cm}^2$), the variation of the temporal integration

of the square of the THz electric field is no longer quadratic, and a saturation regime appears (Hoffmann *et al.*, 2007). In this regime, the efficiency of THz generation by optical rectification is more significantly limited by the TPA in the crystal. Indeed, using laser excitation at $1.024\mu\text{m}$, corresponding to a photon energy of 1.2 eV, TPA is probable in ZnTe because of its bandgap energy of 2.3 eV at 300 K (Schall & Jepsen, 2002), which is just below twice the photon energy of the laser pump (Schall & Jepsen, 2002). Also, at $1.024\mu\text{m}$, the ZnTe has a TPA coefficient equal to $4.2\text{cm}/\text{GW}$ (Hoffmann *et al.*, 2007). This effect is even much more pronounced for very high fluences ($> 1.2\text{mJ}/\text{cm}^2$). Consequently, TPA creates free carriers that can absorb THz radiations, and they are therefore responsible for the saturation of the THz generation (Harrel, Milot, Schleicher & Schmuttenmaer, 2010).

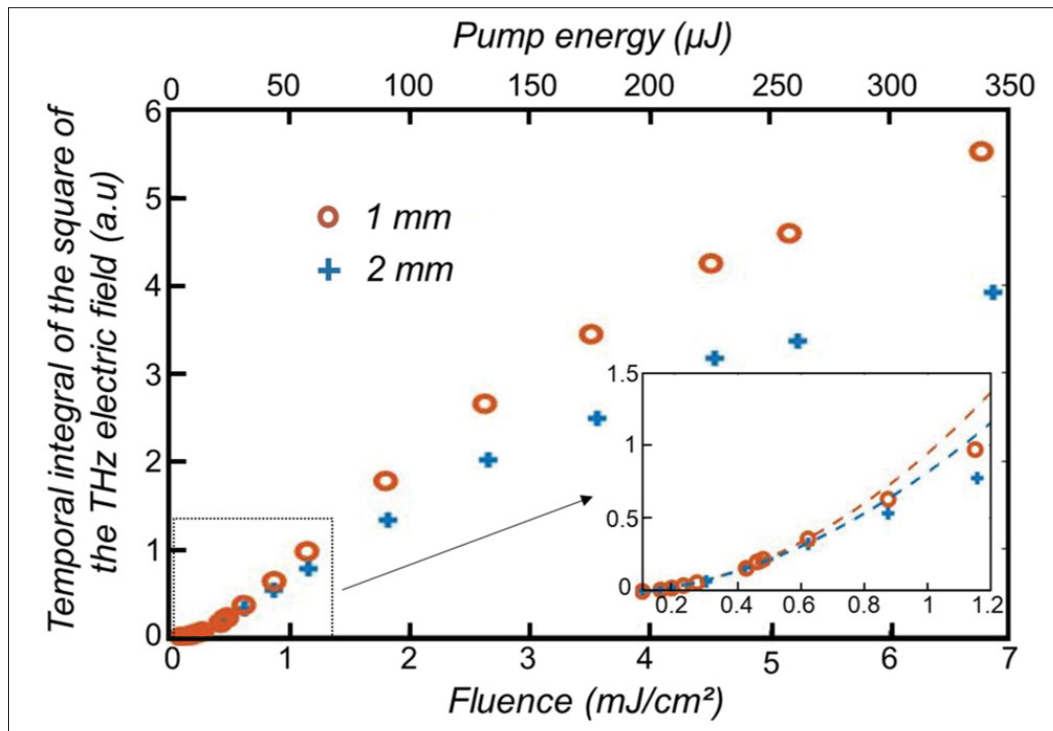


Figure 2.3 Dependence of the temporal integration of the square of the THz electric field on the pump fluence for 1 mm and 2 mm crystal thicknesses. Inset : Magnified view of the low pump fluence part of the graph

Moreover, it can be noted that at an equivalent pump fluence, the 2 mm thick crystal generates THz pulses with lower energy than does the 1 mm thick crystal. This can be explained by the

fact that the TPA effect is a probabilistic phenomenon, which is therefore more pronounced in thicker crystals. However, with the use of an ultra-intense optical pump, the THz refractive index can also be modified dynamically, thanks to the creation of hot phonons (Dietze *et al.*, 2012), through non-linear optical phenomena such as the Kerr effect (Chen *et al.*, 2009) or TPA (Vidal *et al.*, 2011). These phenomena can induce a change in the optical properties of the crystal and can lead to a better phase match between the THz light and the pump light. The influence of TPA on the shape of THz pulses emitted in a ZnTe crystal has already been studied, mainly with Ti:Sapphire pump lasers, at a wavelength of 800 nm (Schall & Jepsen, 2002), (Harrel *et al.*, 2010), (Zhen-Yu, Sophie & Jerome, 2008), (Ku, Tu & Kobayashi, 2013). These studies (Schall & Jepsen, 2002), (Zhen-Yu *et al.*, 2008), (Ku *et al.*, 2013) show that the generation of free carriers via TPA can affect the refractive index of the crystal at THz frequencies and can further lead to pump depletion. The effects described above coexist with an additional time-dependent absorption of THz radiation caused by free carriers.

In order to highlight the influence of free carriers during the THz generation process inside the ZnTe crystal pumped at $1.024\mu m$, we analyzed the time-domain waveforms presented in Fig. 2.2, using time-frequency domain analysis, namely with the CWT function with Morlet wavelet. Here, we focused our time-frequency analysis only on the case of the generation with a 2 mm thick crystal because changes in its waveform as a function of the pumping beam fluences are greater than those obtained with the 1 mm thick crystal. Figures 2.4 (a) and (b) respectively show the normalized 2D amplitude maps of the time-frequency analysis of the high pump fluence ($6.87mJ/cm^2$) and low pump fluence ($0.42mJ/cm^2$) generation process. In these two figures, clear differences in time-frequency information can be seen. First, a THz signal is absent at 0.7 THz in the lower pumping fluence case, while the high pumping fluence case shows a uniform signal concentration over a range of less than 2 picoseconds.

Compared to previous works, which stipulate improved phase matching from dynamic changes in the refractive index (Dietze *et al.*, 2012), we propose a way to evaluate the amplitude ratio as a function of time and frequency. To this end, we extrapolate the waveform corresponding to a high pump fluence, neglecting the losses by TPA. This waveform is obtained from the low

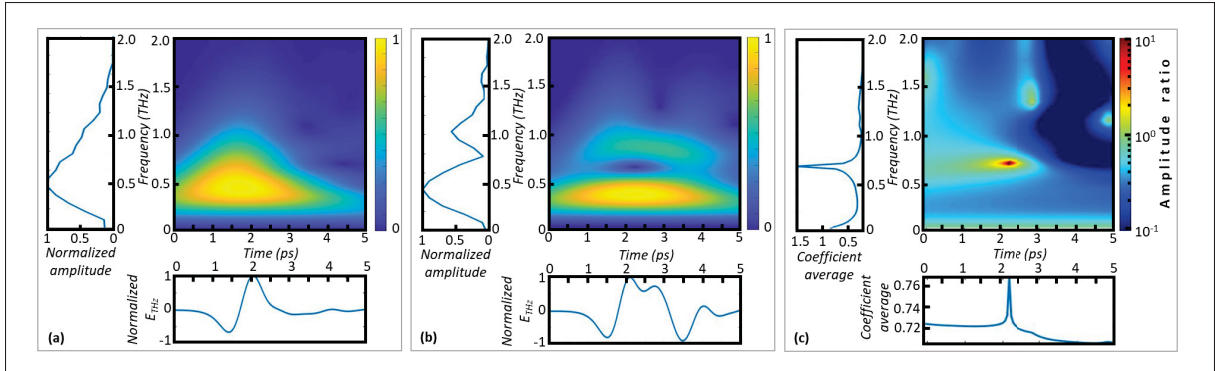


Figure 2.4 (a) Normalized amplitude coefficient of the CWT of the signal emitted by a 2 mm ZnTe crystal with a pump fluence of 6.87 mJ/cm². (b) Normalized amplitude coefficient of the CWT of the signal emitted by a 2 mm ZnTe crystal with a pump fluence of 0.42 mJ/cm². (c) Amplitude coefficient of the CWT for the pump fluence of 6.87 mJ/cm² (Fig. (a)) divided by the reconstructed signal from a pump fluence of 0.42 mJ/cm² (Fig. (b)). The left graph shows the average CWT amplitude coefficient as a function of the frequency. The lower panel shows the average CWT amplitude coefficient as a function of the time

fluence one, i.e., as shown in Fig. 2.4 (b), and artificially amplified by the factor expected for a high fluence optical rectification process. In short, the time waveform of the pump fluence at 0.42 mJ/cm² is multiplied by a factor proportional to the pump fluence. This new waveform (i.e., reconstructed at 6.87 mJ/cm²) without a TPA effect, but including its out-of-phase field oscillations after 2.5 ps, is used as reference. Then, the experimental high fluence waveform is normalized with this reconstructed waveform, which allows to evaluate the localized amplitude ratios superior and inferior to one, in the time and frequency domains simultaneously.

The result is shown in Fig. 2.4 (c). The area between 3 ps and 5 ps and between 0.7 THz and 1.2 THz presents a normalized amplitude lower than 1. This corresponds to a decrease of the THz electric field strength of the THz pulse with TPA as compared to that in the case of the THz pulse without TPA. This difference is due to the THz absorption by free carriers induced by the pump beam. In addition, the average CWT amplitude coefficient in Fig. 2.4 (c) is equal to 0.72, which confirms the overall presence of a loss trend of the THz pulse with TPA as compared to the THz pulse without TPA. The average CWT amplitude coefficient as a function of time in Fig. 2.4 (c) is smaller in the tail of the THz pulse (0.70) than in its front part (0.72). This is an

indication that the observed THz filtering effect is time-dependent. Therefore, the attenuation of the out-of-phase components of the THz signal, i.e., those responsible for the multicyclic waveform shape, increase as the THz pulse propagates. This dynamic of THz attenuation as a function of carrier density can be experimentally studied in detail via an optical pump-terahertz probe technique (Deng *et al.*, 2020). Indeed, it is well-known that the carrier's relaxation time increases proportionally with the laser fluence, which explains the longer THz absorption time (order of several picoseconds) observed in Fig. 2.4 (c).

In Fig. 2.4(b) and (c), it is interesting to note that at low pump fluence, the component is almost suppressed around 0.7 THz. This absorption dip is a consequence of the multicyclic behavior of the transmitted waveform (as shown in Fig. 2.4(b)) caused by the phase mismatch conditions between the optical and THz pulses. As can be observed in the normalized left inset plot in Fig. 2.4(c), at high pump beam fluence, only this specific frequency component of 0.7 THz exhibits an amplitude ratio greater than 1. Values greater than one does not carry energy and are explained by our normalization procedure between the measured signal (Fig. 2.4 (a)) and the artificially reconstructed signal (Fig. 2.4 (b)). Indeed, the tail of the multicycle THz pulse observed at low fluence creates an interference in the THz spectrum at 0.7 THz. This interference disappears gradually during the propagation of the pulse in ZnTe due to the presence of TPA left by the pump at the head of the pulse. So, by filtering the tail of the pulse, only the main pulse remains and allows to eliminate the spectral dip at 0.7 THz. Thus, for the high pump fluence, the ZnTe crystal acts as a THz frequency filter with a time-dependent attenuation function related to the pump beam-induced free carrier dynamics.

Finally, to reinforce our observations, we simulated the THz absorption by the induced free carriers through the TPA process for the 2 mm thick ZnTe crystal. Our simulation was based on the model developed by Harrel *et al.* (Harrel *et al.*, 2010). First, we considered as input the temporal waveform generated with a 0.42 mJ/cm^2 pump fluence. Then, from the input pulse, we reconstructed a THz pulse corresponding to a high pump fluence without a TPA effect, but including its out-of-phase field oscillations. To that end, we artificially amplified the input by the factor proportional to the pump fluence. Lastly, the effect of the free carriers induced by TPA

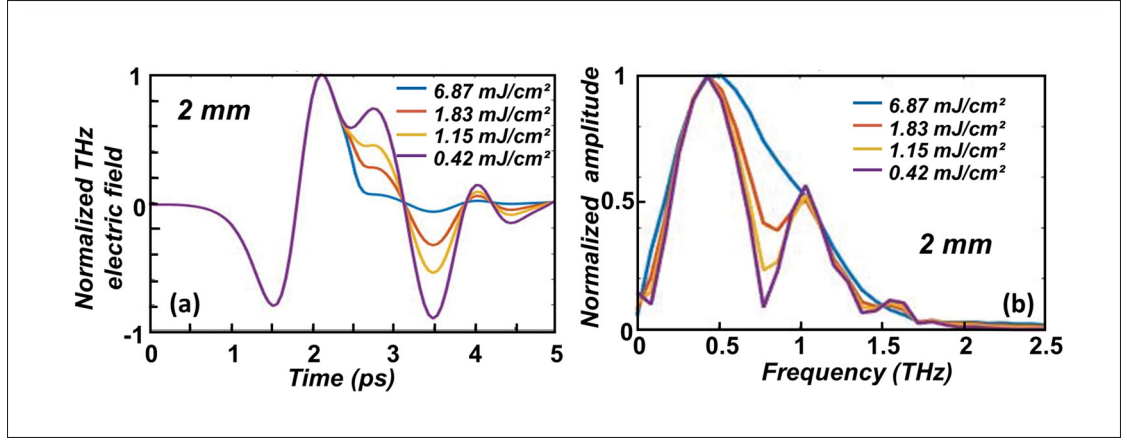


Figure 2.5 (a) Normalized temporal evolution of the simulated THz electric field emitted by 2 mm thick ZnTe crystal and for several pump fluences. (b) Normalized THz spectrum of the simulated THz electric field emitted by 2 mm thick ZnTe crystal and for several pump fluences

was added. That effect depends on the pump temporal profile ($I_{pump}(t)$), which is numerally reconstructed from a hyperbolic secant distribution. The temporal evolution of the free carrier density ($N_e(t)$) is given by :

$$N_e(t) = \frac{\int_{-\infty}^t I_{pump}(t')^2 dt'}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_{pump}(t')^2 dt'} \quad (2.1)$$

Its effect on the THz pulse is taken into account through an attenuation function defined as $\exp(-N_e(t)e_{scale})$. The attenuation function is multiplied by the reconstructed THz pulse corresponding to a high pump fluence and without a TPA effect. The scaling factor e_{scale} is adjusted to maximize the fitting between the experimental and the simulated results. Figure 2.5 shows the temporal and spectral results obtained with the simulation, and they are in good agreement with the experimental results of Figs. 2.2 (b) and (d).

2.6 Conclusion

In conclusion, we have demonstrated the significant effect of the TPA process on the waveform of THz pulses emitted by optical rectification in the ZnTe crystal pumped by a solid-state Yb amplified laser system. Our results show that TPA-induced free carriers provide a dynamic

filtering effect capable of recovering a broadband THz emission, but at the cost of lower efficiency. With a time-frequency analysis, we have clearly revealed the THz attenuation dynamic inside the generation crystal. This dynamic attenuation phenomenon is responsible for the recovery of a quasi-monocyclic THz pulse when ZnTe is pumped at $1.024\mu m$ and with high fluence, thus overcoming the expected phase mismatch.

Acknowledgment. F. B. gratefully acknowledges financial support from NSERC (grant 2016-05020) and from the Canadian Research Chair (CRC-2019-127).

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

CHAPITRE 3

NEAR-OPTIMAL INTENSE AND POWERFUL TERAHERTZ SOURCE BY OPTICAL RECTIFICATION IN LITHIUM NIOBATE CRYSTAL

Léo GUIRAMAND¹, Jöel Edouard NKECK¹, Xavier ROPAGNOL^{1,2}, Tsuneyuki OZAKI², François BLANCHARD^{1,*}

¹ Département de Génie Mécanique, École de Technologie Supérieure,
Montréal, Québec H3C 1K3, Canada

² Institut National de la Recherche Scientifique, Énergie Matériaux Télécommunications
(INRS-EMT) Varennes, Québec J3X 1P7, Canada
Corresponding author : francois.blanchard@etsmtl.ca

Article soumis à la revue « Photonics Research » le 20 avril 2021 ; révisé le 15 novembre 2021 ;
accepté le 21 novembre 2021 ; affiché le 23 novembre 2021 et publié le 11 janvier 2022.

3.1 Résumé

En utilisant un laser à ytterbium de $400\mu J$ combiné à une nouvelle technique de compression d'impulsion, nous démontrons une source térahertz (THz) de pointe, à partir du schéma de pompage par un front d'onde inclinée d'un cristal de niobate de lithium à température ambiante, avec une efficacité record de 1,3%, capable de générer 74 mW de puissance moyenne et $400kV/cm$ au point focal. Les points clés de cette démonstration comprennent l'utilisation d'une durée d'impulsion de pompe de 280 fs en combinaison avec un miroir à échelons et un miroir ellipsoïdal hors axe. Cette source possède des caractéristiques inégalées de génération d'impulsions THz intenses et puissantes en même temps. Elle reste aussi très évolutive par rapport aux sources THz existantes basées sur les lasers titane saphir et pompées avec des énergies dans la gamme du millijoules.

3.2 Abstract

Using a $400\mu J$ ytterbium laser combined with a novel pulse compression technique, we demonstrate a state-of-the-art terahertz (THz) source from the tilted-pulse front pumping scheme in lithium niobate at room temperature with record efficiency of 1.3% capable of generating $74mW$ of average power and $400kV/cm$ at focus. Key points of this demonstration include the use of a pump pulse duration of $280fs$ in combination with a stair-step echelon mirror and an off-axis ellipsoidal mirror. This source has unmatched characteristics of generating intense and powerful THz pulses at the same time and remains highly scalable as compared to existing Ti:sapphire-based THz sources pumped in the millijoule range.

©2021 Chinese Laser Press

<https://doi.org/10.1364/PRJ.428418>

3.3 Introduction

Intense electromagnetic radiation in the terahertz (THz) frequency range has been used for various groundbreaking scientific demonstrations (Hwang *et al.*, 2015)(Hafez *et al.*, 2016)(Zhang *et al.*, 2018)(Matte *et al.*, 2021)(Arikawa *et al.*, 2020)(Liu *et al.*, 2012)(Li *et al.*, 2019)(Hafez *et al.*, 2018). The common denominator in these discoveries resulting from light-matter interactions is the development of intense THz pulse sources (Fülöp *et al.*, 2020). Among the various methods for generating THz pulses, the tilted-pulse front pumping (TPFP) scheme in lithium niobate (LN) is a recognized method for producing single-cycle THz pulses with high intensity (Hebling *et al.*, 2002)(Hebling *et al.*, 2008); it is the subject of ongoing intense research activity, with new developments reported every year (Yeh, Hoffmann, Hebling & Nelson, 2007)(Hoffmann *et al.*, 2007)(Hirori *et al.*, 2011)(Fülöp, Pálfalvi, Hoffmann & Hebling, 2011)(Fülöp *et al.*, 2012)(Blanchard *et al.*, 2014a)(Fülöp *et al.*, 2014)(Huang *et al.*, 2015)(Ofori-Okai *et al.*, 2016)(Wu *et al.*, 2018)(Nugraha *et al.*, 2019)(Zhang *et al.*, 2021)(Tian *et al.*, 2021). Due to its very large second-order nonlinear coefficient (Hebling *et al.*, 2008) and high energy damage threshold (Bach *et al.*, 2017), LN is the material of choice for laser pumping pulse energies

beyond tens of millijoules (Fülöp *et al.*, 2011) (Fülöp *et al.*, 2012)(Fülöp *et al.*, 2014)(Wu *et al.*, 2018)(Zhang *et al.*, 2021)(Tian *et al.*, 2021). Thanks to ultraintense femtosecond (fs) lasers, some of the highest THz pulse energies reported to date have reached $0.125mJ$ (Fülöp *et al.*, 2012), $0.2mJ$ (Wu *et al.*, 2018), $0.4mJ$ (Fülöp *et al.*, 2014), and $1.4mJ$ (Zhang *et al.*, 2021) for an optical pump energy of $45mJ$, $70mJ$, $58mJ$, and $214mJ$, respectively. Importantly, these THz sources are very intense, but not necessarily of high average power due to the low repetition rate of the pump laser.

In parallel with these developments of high-intensity THz pulse sources, a new trend is beginning to emerge in the literature : sources with high average output power capability (Meyer *et al.*, 2020)(Kramer *et al.*, 2020)(Abdo *et al.*, 2021). Recently, results have shown THz pulse sources with average powers up to $66mW$ (Meyer *et al.*, 2020) and $144mW$ (Kramer *et al.*, 2020). The demonstrations in the present work coincide with the rise of ytterbium (Yb) lasers as a promising replacement for Ti :sapphire lasers for THz generation. Compared to the Ti :sapphire laser, the Yb laser maintains a higher average power in its regenerative amplification section (Henrich *et al.*, 2020), thus providing high repetition rate output laser pulses. The main disadvantage of this type of laser is the pulse width involved, which is longer than that obtained with Ti :sapphire lasers. Note, however, that this can be advantageous for THz generation using the LN crystal (Blanchard *et al.*, 2014a). Nevertheless, pumping LN material with very high average power lasers introduces new challenges, such as heat dissipation in the LN crystal (Kramer *et al.*, 2020). To date, for these high repetition rate sources, only low energy conversion efficiencies below 0.1 % and moderate peak THz fields of $< 150kV/cm$ have been reported (Meyer *et al.*, 2020)(Kramer *et al.*, 2020)(Abdo *et al.*, 2021). Ideally, two characteristics must be present simultaneously : high intensity, to access nonlinear light–matter interactions or high source brightness, and high average power, to allow the sensitive detection of observed phenomena.

In this work, we report on an intense THz pulse source with $400kV/cm$ at focus, with an average power of $74mW$. Instead of using a grating to perform the TFP method (Hebling *et al.*, 2002), we used an echelon mirror, which is comparably very easy to implement. Theoretical predictions have emphasized the advantages of using a segmented TFTP beam over gratings

for achieving longer interaction length (Avetisyan *et al.*, 2017)(Pálfalvi *et al.*, 2017)(Tóth *et al.*, 2019a). So far, a TFTP configuration using an echelon mirror has only been demonstrated using an ultrashort ($< 100fs$) pump pulse (Ofori-Okai *et al.*, 2016) and a low-power, low intensity pump beam using a digital micromirror device (Murate *et al.*, 2018), but without achieving a better performance than the TPFP scheme using a grating. The high performance reported in this work with a near-optimal room temperature conversion efficiency of 1.3% capitalizes on a long Fourier-limited pump pulse duration, as experimentally anticipated (Blanchard *et al.*, 2014a), and the long interaction length of the optical rectification (OR) process in the LN crystal, as theoretically predicted when the tilted pulse front is obtained from an echelon mirror (Wang *et al.*, 2020). These results were demonstrated through a novel probe pulse compression technique using only $1\mu J$ from the fundamental beam at a $1.0\mu m$ wavelength. In the process, an ultrashort $512nm$ probe pulse with a duration of $75fs$ is obtained by first broadening the spectrum by self-phase modulation (SPM) in a pair of cadmium sulfide (CdS) crystals and using the second harmonic in a beta barium borate (BBO) crystal to spatially filter the different modes generated by the broadening process in the CdS (Nkeck *et al.*, 2021) crystal. Our results represent unmatched combined characteristics with pump beam energy as low as $227\mu J$.

3.4 Experimental setup

3.4.1 Generation Section

Figure 3.1 shows the experimental setup used to demonstrate this high intensity and powerful THz generation using an Yb solidstate amplified laser (model Pharos : PH1-10W from Light Conversion). This industrial laser is affordable as compared to the millijoule range amplified laser systems typically used for intense and powerful THz pulse generation (Fülöp *et al.*, 2011)(Fülöp *et al.*, 2012)(Fülöp *et al.*, 2014)(Wu *et al.*, 2018)(Nugraha *et al.*, 2019)(Zhang *et al.*, 2021). Its central wavelength is $1.024\mu m$, with a bandwidth of $6.1nm$, for a pulse duration of $280fs$. The maximum energy is $400\mu J$, with a repetition rate of $25kHz$ at an average laser power of $10W$. The repetition rate can be adjusted from 25 to $200kHz$ while maintaining a maximum optical

output power of 10W. In our configuration, a beam splitter ensures a 95% reflection for the pump beam and a 5% transmission for the probe beam. The pump beam is sent directly perpendicular to the surface of a Stavax, Ni-P stepped mirror (from Sodick F. T. Co.) with an aperture of $20\text{mm} \times 20\text{mm}$. The echelon mirror has the following step size : width of $187\mu\text{m}$ and height of $85\mu\text{m}$. The image of the echelon mirror on the LN crystal is obtained with an achromatic cylindrical lens of 100mm focal length in the x direction. The generator crystal is made of stoichiometric LN with a $\sim 1\%$ MgO doping concentration and consists of a prism shape cut at an angle of 63° . In order to satisfy the phase-matching condition between the pump pulse and the emitted THz pulse, the tilt image from the echelon mirror is demagnified by a factor of ~ 5 . This demagnification factor was calculated using Eq. (1) in Ref. (Ofori-Okai *et al.*, 2016). The emitted THz radiation is collected 84 mm away from the LN crystal by an off-axis ellipsoidal mirror (OAEM) (12-498 from Edmund Optics) of 65° , 33mm focal length, and 31.75mm square aperture. It is then collimated and refocused onto the electrooptical detector crystal using a pair of 50 mm diameter goldcoated off-axis parabolic mirrors (OAPMs) with focal length of 100 and 50mm , respectively. This configuration increases the THz beam diameter by a factor of 3.1 and thus increases the focusing capability at the detection position.

3.4.2 Detection Section

The detection of THz pulses was conducted by electrooptic (EO) sampling (Wu & Zhang, 1996) in a $19\mu\text{m}$ thick x-cut LN crystal deposited on a 1 mm thick z-cut LN substrate (fabricated by NanoLN). This detector has some advantages : (i) being very thin, the active layer allows detection over a wide range of frequencies without the problem of phase matching between the optical probe and the THz wave (Blanchard *et al.*, 2011a); (ii) the substrate delays the first echo of the THz pulses by more than 40ps , thus allowing an increase in the spectral resolution; and (iii) when working with intense THz pulses, a thin crystal reduces the overall modulation of the EO effect, which allows one to operate in a linear response range without the use of an attenuation filter such as high-resistivity silicon wafers. To optimally detect the electric field of a THz wave by EO sampling, it is essential to work with probe pulses of about 100fs or

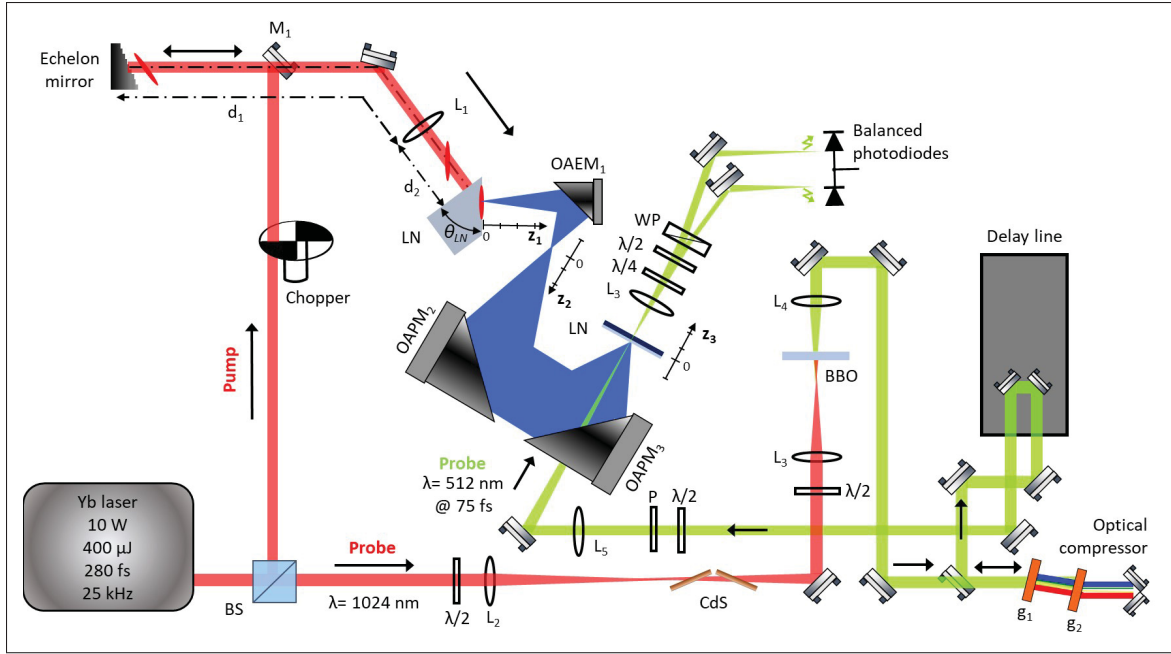


Figure 3.1 Experimental setup for the generation and detection of THz pulses with the LN and their detection by EO sampling. BS, beam splitter; M_1 , plane mirror reflecting the pump beam to the stair-step echelon mirror. The beam reflected by the echelon passes over M_1 ; d_1 , 550 mm; d_2 , 125 mm; θ_{LN} , LN cut angle of 63° ; L_1 , 100 mm focal length lens; L_2 , 300 mm focal length lens; L_3 , 50 mm focal length lens; L_4 , 75 mm focal length lens; L_5 , 100 mm focal length lens; L_6 , 150 mm focal length lens; OAEM1, OAEM with 83.82 mm image distance and 33.02 mm object distance; OAPM2, 100 mm reflected focal length off-axis parabolic mirror; OAPM3, 50 mm reflected focal length off-axis parabolic mirror; g_1 and g_2 , transmissive diffracting gratings with 300 grooves/mm; $\lambda/2$, half-wave plate; $\lambda/4$, quarter-wave plate; WP, Wollaston prism; P, polarizer

less (Nagai *et al.*, 2014). Therefore, the Pharos laser pulse duration of 280 fs is too long to effectively detect our OR-generated THz pulses and must be compressed. To this end, we used an original laser pulse compression technique, as detailed in Ref. (Nkeck *et al.*, 2021). This method requires only a microjoule or less of probe energy at the fundamental wavelength of the laser, i.e., at $1.024\mu\text{m}$. This laser compression method consists of three distinct steps : (i) pulse spectrum broadening by SPM, (ii) spatial and spectral filtering in a thin nonlinear crystal by second-harmonic generation, and (iii) laser pulse compression using a pair of transmission gratings. For spectral broadening by SPM, the P-polarized probe pulse is focused onto a pair of

1 mm thick CdS crystals placed at Brewster's angle with opposite orientation (see the schematic in the Figure 3.1). In our case, the spectrum of the probe pulse at full width at half-maximum (FWHM), after the CdS crystals, is broadened from 6.1 to 22 nm. Then, the probe beam is focused onto a 100 μm thick Type I BBO crystal to generate the second harmonic at a wavelength of 512 nm. The BBO crystal has two main functions, namely, to spatially filter the probe beam by adjusting the position of the BBO crystal with respect to the focus of the optical beam, and to select a wide and uniform spectral range. The probe pulse is finally compressed using a pair of standard transmissive gratings (GT25-03 from Thorlabs), which are also used as a geometrical filter of the remaining fundamental beam. It is worth mentioning that the use of an optical probe at the 512nm wavelength significantly improves the dynamic range of detection, since the detected electric field is inversely proportional to the wavelength (Wu & Zhang, 1996).

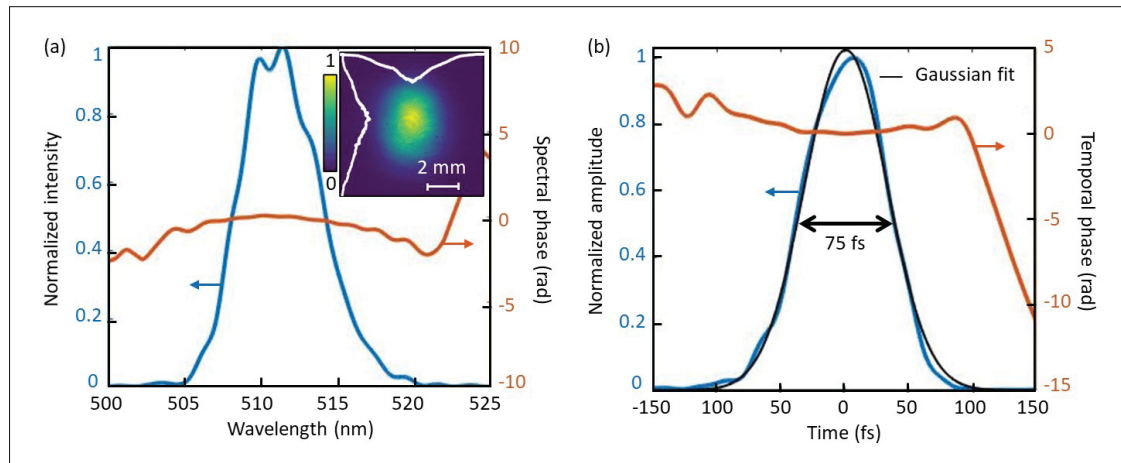


Figure 3.2 Measured characteristics of the probe pulse after temporal compression. (a) Spectral amplitude and spectral phase distribution with the image of the probe spot in the inset; (b) temporal intensity and temporal phase distribution

Figure 3.2 shows the spectral amplitude and spectral phase of the probe pulse measured using a frequency-resolved optical gating (FROG) pulse analyzer (see Figure 3.2(a)), and the temporal intensity and temporal phase of the compressed pulse after transmission through the gratings (see Figure 3.2(b)). The spectral bandwidth of the probe beam at FWHM is 6nm and the duration at FWHM is 75fs. We also observe that the spectral and temporal phases are almost flat, and

the temporal intensity profile of the pulse is Gaussian (i.e., without pedestal), demonstrating the good performance of our probe pulse compression chain.

3.4.3 Pump Beam Characteristics

One key feature of the TFP technique for THz pulse generation is that it correctly images, on the LN crystal, the optical element that tilts the pulse wavefront. Ideally, the greater the interaction in the nonlinear material, the more efficient the OR process will be. Nevertheless, this is only true if the pulse retains its spatial and temporal properties. Unfortunately, it has long been known that when using a diffraction grating, the pulse duration degrades as we move away from the image plane, due to angular dispersion (Martinez, 1986), and that the image of the tilted pulse front is imperfect due to the tilted geometry inherent in this imaging scheme (Ofori-Okai *et al.*, 2016). To mitigate these problems, the use of a stair-step mirror has been proposed (Ofori-Okai *et al.*, 2016). This generates beamlets whose spot size ω_0 in the image plane is large, as compared to the pump pulse wavelength λ . Moreover, the Rayleigh range $z_R = \pi\omega_0^2\lambda^{-1}$ remains independent of the pulse duration. Thus, beamlets can propagate over a long distance $2z_R$ without appreciable divergence. To demonstrate this point, we capture the image of the pump beam at different positions along the pump propagation direction with a CCD camera (where the position at 0 mm is the position at the center of the LN crystal). In the Figure 3.3 (a)-(c), we can clearly observe the image of the stepped mirror, which is sharp over a distance of 2 mm. At the 0 mm position, the dimension of the beam is 0.5 mm FWHM along the x direction (see Figure 3.3(d)) and 1.9 mm FWHM along the y direction. At the maximum pumping energy ($227\mu J$), the fluence is $34mJ/cm^2$, which is more than 20 times below the damage threshold of LN (Bach *et al.*, 2017). Furthermore, from the pump beam profiles along the z direction, we deduce a beam divergence of $\sim 1^\circ$. Thus, THz generation is possible over a large portion of the LN due to the large effective interaction length, with the slightly varying wavefront tilt angle allowing for efficient and optimal THz generation (Ofori-Okai *et al.*, 2016)(Wang *et al.*, 2020). Furthermore, to validate the efficiency of the OR process, we measured the spectrum of the laser beam before and after the LN crystal (see figure 3.3(e)), and observed a significant redshift of the spectrum

for the maximum energy of the pump optical pulse (at $227\mu J$). This shift enables a cascade effect of optical and THz photons (Jewariya, Nagai & Tanaka, 2009). Thus, one pump photon participates in the generation of several THz photons, which should broaden the generated THz bandwidth.

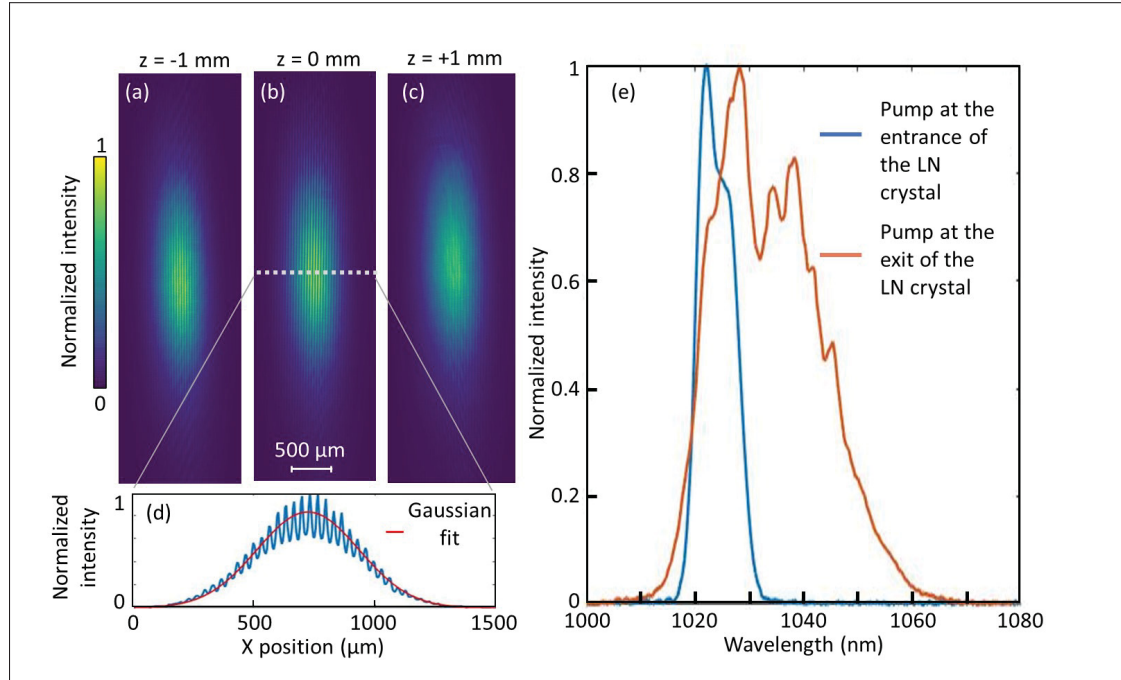


Figure 3.3 Pump spot image. (a) 1 mm before the image plan position ; (b) at the image plan position ; and (c) 1 mm after the image plan position ; (d) horizontal profile of the pump spot at the focus position ; (e) normalized pump spectra at the entrance and the exit of the LN crystal after OR process

3.5 Results

First, we studied the variation of the THz beam size at several positions along its propagation path (positions Z_1 , Z_2 , and Z_3 in the Figure 3.1) using a THz camera (model MICROXCAM-384i, manufactured by INO). Figure 3.4 shows the variation of the THz beam radius along this path in the x and y directions. Figure 3.4(a) represents the variation of the THz spot size at the output of the LN with which we deduced the divergence of the generated THz beam. The latter is equal to 3.2° along the x direction and 1.4° along the y direction. To efficiently collect this

weakly divergent source point, we prioritized the use of an ellipsoidal mirror that simultaneously captures and demagnifies an object by a factor of $2.5\times$ thanks to its dual focal points. Figure 3.4(b) obtained at the focus of the OAEM ($Z_2 = 0$) confirms that a reduced THz spot image is obtained with dimensions at FWHM of $620\mu m$ in the x direction and $830\mu m$ in the y direction. In Figure 3.4(c), the dimensions of the THz spot at the focus of the third OAPM ($Z_3 = 0$) are $490\mu m$ in the x direction and $580\mu m$ in the y direction at FWHM. Remarkably, the profile is Gaussian, with no sign of significant ellipticity, and is close to the diffraction limit.

The generated THz power was measured using a calibrated pyroelectric detector from GentecEO (THZ5I-BL-BNC) at the focal point of the OAEM (position Z_1 in the Figure 3.1) and in a purged environment. We added five high-resistivity silicon wafers and one undoped germanium wafer to avoid detector saturation. According to the transmission factors of the six filters, and taking into account the multiple-echoes from the filters, we measured a maximum THz power of 74 mW for an equivalent energy of $3\mu J$ per pulse. This measurement was obtained for a pumping energy of $227\mu J$. This THz output energy corresponds to an optical-THz efficiency of 1.3%. Finally, taking into account the THz spot size, the pulse duration (estimated at 0.85 ps), the THz energy, and considering the losses after the following two OAPMs, we calculated a peak intensity equal to $\sim 1.1GW/cm^2$.

Figure 3.5 shows the measured time trace of the THz waveform in an unpurged environment, with a purged environment in the inset of the 3.5(a), and the associated unpurged spectrum in amplitude at a linear scale, with a logarithmic scale in the inset of the Figure 3.5(b). The THz waveform is single-cycle, and we can clearly distinguish ringing due to water absorption. Note that the scan range is 43 ps after the main pulse with a time step of 53 fs, and that at this stage, there still is no echo of the THz pulse observed, owing to the 1 mm LN substrate. In the frequency domain, the maximum amplitude is located at 0.9 THz over a range covering frequencies from 0.1 to 4 THz. Interestingly, the frequency bandwidth at FWHM covers a range of 0.5–1.7 THz, with a spectral resolution of 18 GHz. This is, to our knowledge, one of the largest THz bandwidths ever reported for a source of intense THz pulses from TFP in an LN crystal at room temperature. This demonstration is in good agreement with a scaling of the result

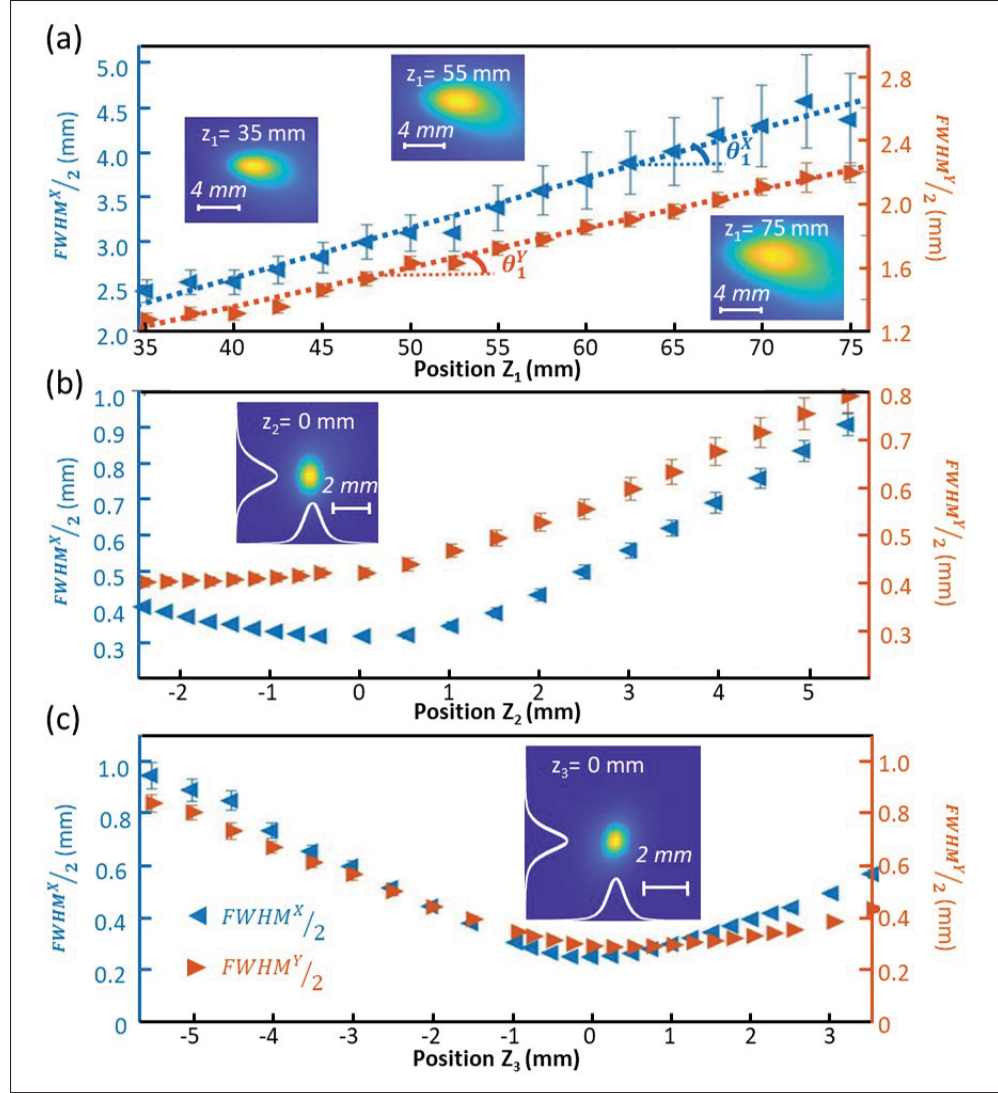


Figure 3.4 THz beam radius at several locations along its propagation path (a) at the LN crystal exit facet; (b) along the focus of the OAEM; (c) along the focus of the third off-axis mirror, which corresponds to the positions Z_1 , Z_2 , and Z_3 in the Figure 3.1, respectively

presented in Ref. (Nagai *et al.*, 2014) and confirms the importance of the cascade effect during the OR process (Jewariya *et al.*, 2009).

To fully characterize the source, we evaluate the THz electric field with a purged environment from the EO measurements by using the modulation (M) on the photodiodes, which is equal to

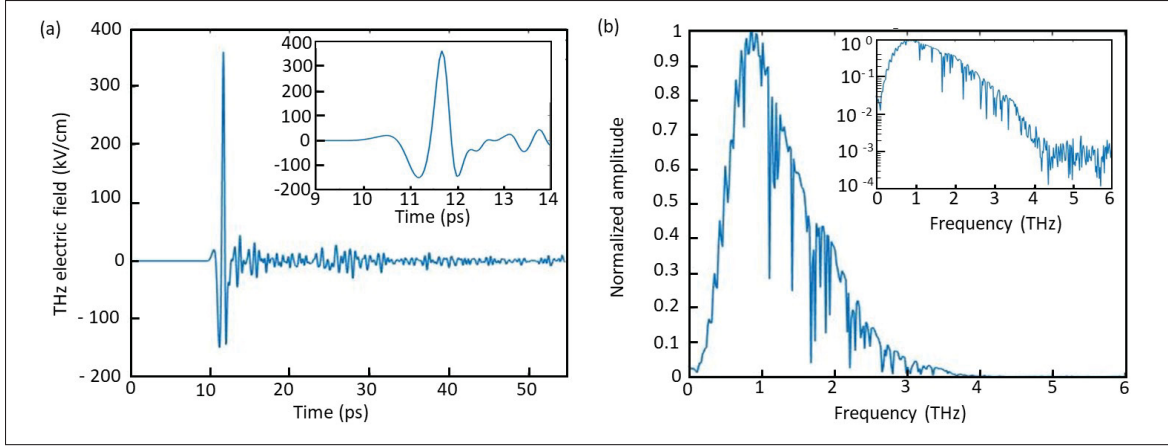


Figure 3.5 (a) Temporal evolution of the generated THz pulse detected by EO sampling in an unpurged environment, with the zoom view of the temporal evolution of the THz pulse in a purged environment in the inset; (b) normalized spectrum of the generated THz pulse in an unpurged environment, with the normalized spectrum at logarithmic scale in the inset

27.5%. The THz electric field is given by the following relation (Reid & Fedosejevs, 2005) :

$$E^{THz} = \left| \frac{M\lambda_{probe}}{2\pi t d \Gamma} \right| \quad (3.1)$$

where λ_{probe} is the central wavelength of the laser beam (512 nm); $t = 0.27$ is the transmission coefficient in amplitude of the THz beam at the air-LN interface; and d is the thickness of the LN used as the THz detector. The phase retardation Γ affecting the probe beam inside the detector depends on the polarization of the THz and laser probe beams with the associated electro-optical coefficients, given by (Amirkhan *et al.*, 2019).

$$\Gamma = \frac{1}{2\sqrt{2}} [n_0^3(-r_{22} + r_{33}) - n_e^3 r_{33}] \quad (3.2)$$

where the ordinary refractive index $n_0 = 2,33$ at $0.5\mu m$; the extraordinary index $n_e = 2,24$ at $0.5\mu m$ (Schlarb & Betzler, 1993); and the EO coefficients are $r_{22} = 3.4 pmV^{-1}$, $r_{13} = 6.5 pmV^{-1}$, and $r_{33} = 30,8 pmV^{-1}$ (Amirkhan *et al.*, 2019). Therefore, by neglecting the natural birefringence of LN, a peak electric field of about $400 kV/cm$ was estimated.

For comparison, the THz peak electric field can also be estimated from its energy (W_{THz}), the pulse duration (τ), and the THz spot area (A) by using the following equation (Reid & Fedosejevs, 2005) :

$$E^{THz} = \sqrt{\frac{2\eta_0 W_{THz}}{\tau A}} \quad (3.3)$$

where η_0 is the impedance of free space. With this method, we estimate a value of $\sim 1MV/cm$, considering a pulse duration of 0.85 ps, a THz pulse energy of $3\mu J$, and a THz spot size of $0.22mm^2$. This method is widely used for the characterization of intense THz sources (Zhang *et al.*, 2021)(Tian *et al.*, 2021)(Blanchard *et al.*, 2007). Nevertheless, it easily overestimates the actual performance. This may be due to the multiple error factors at play when estimating the energy, pulse duration, and real area of the THz beam. Therefore, we only considered the lowest evaluation obtained with the method based on the EO modulation of the signal, that is, $400kV/cm$ at the peak.

Finally, to ensure the exactitude of the magnitude of the peak electric field of our source, we performed a nonlinear THz experiment with a 500 nm thick n-doped InGaAs crystal (with a carrier density of $21018cm^{-3}$) deposited on a semiinsulating InP substrate (Razzari *et al.*, 2009)(Blanchard *et al.*, 2011b)(Rovere *et al.*, 2018). The open aperture Z-scan experiment performed consists in measuring the THz transmission through the InGaAs as a function of its relative position with respect to the THz focal point in an unpurged environment and with an electric field of $310kV/cm$. The transmitted THz power is measured with a pyroelectric detector. Figure 3.6 shows the normalized nonlinear transmission as a function of the sample position relative to the focal point, with the inset showing the experimental setup. A maximum transmission enhancement factor of 2.7 is obtained at the focus. This value exceeds that reported in the past with the use of a $230kV/cm$ THz pulse (Rovere *et al.*, 2018), indicating that our THz electric field evaluation is reasonable.

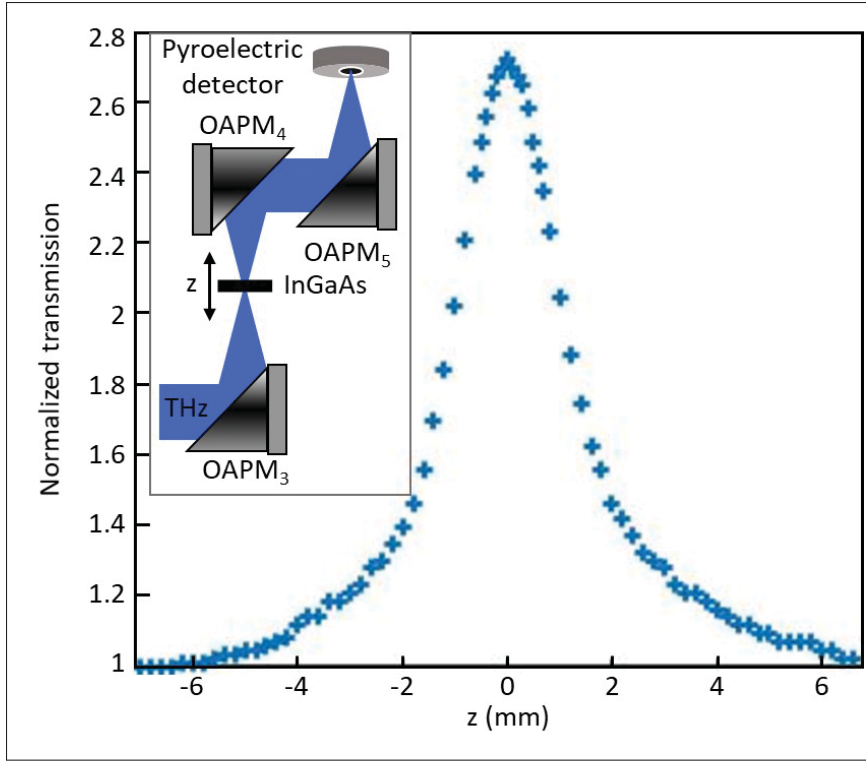


Figure 3.6 Normalized THz transmission through the InGaAs sample as a function of z position, similar to Ref. (Schlarb & Betzler, 1993). Inset, experimental setup for the Z-scan measurement with InGaAs sample : $OAPM_3$ of 50 mm reflected focal length ; $OAPM_4$ of 50 mm reflected focal length ; $OAPM_5$ of 100 mm reflected focal length

3.6 Concluding remarks

In summary, we have demonstrated a new intense and powerful THz source that is highly scalable using a 10 W industrial fs laser. Along with this demonstration, we introduced a new pulse compression technique that is compatible with the use of a long Fourier-limited pump pulse duration for efficient THz wave generation. Using less than $1\mu J$ of probe pulse energy in a simple pulse compression scheme, the THz electric field can be measured with a $75fs$ probe beam.

Ref.	Output pump laser parameters					Output characteristics of the generated THz pulses			
	λ_0 (nm)	τ_0 (fs)	PRF (kHz)	W^L (mJ)	P^L (W)	W^{THz} (μ J)	P^{THz} (mW)	η^{THz} (%)	E^{THz} (kV/cm)
Hirori <i>et al.</i> (2011)	780	85	1	4	4	3	3	0.1	1200
Fülop <i>et al.</i> (2014)	1030	785	0.01	200	2	436	4	0.77	650
Ofori-Okai <i>et al.</i> (2016)	800	70	1	1.5	1.5	2.1	2.1	0.21	375
Meyer <i>et al.</i> (2020)	1030	550	13300	0.009	123	0.005	66	0.056	16.7
Kramer <i>et al.</i> (2020)	1030	70	100	7	700	1.44	144	0.042	150
Zhang <i>et al.</i> (2021)*	800	30	0.01	500	5	1400	14	0.7	6300
This work	1024	280	25	0.4	10	2.1	53	1	310

Figure 3.7 Summary of the Performances of some of the recent LN sources based on a TPF configuration. λ_0 , laser central wavelength; τ_0 , laser pulse duration; PRF, laser pulse frequency rate; W^L , laser energy; P^L , average laser power; W^{THz} , THz energy; P^{THz} , average THz power; η^{THz} , optical-to-THz conversion efficiency; E^{THz} , electric field strength at the THz peak position; *, cryogenic cooling of the LN

In order to appreciate these combined achievements, we summarize in the figure 3.7 some of the most recent intense THz sources that have been reported to date using the TPF method in an LN crystal, along with their main characteristics. Compared to Ref. (Meyer *et al.*, 2020), our source requires 70 times less input laser power to obtain just under twice their average THz power. More importantly, with 17 times less input energy per pump pulse, we obtained more than twice as much THz intensity, thanks to our record THz conversion efficiency of 1.3% in the LN at room temperature. Finally, with the use of this highly efficient and accessible system, our demonstration clearly opens the door to high repetition rate nonlinear THz science as well as to a wide range of applications outside the field of ultrafast nonlinear spectroscopy (e.g., those requiring high brightness at a high repetition rate).

Funding. Canada Research Chairs (2019-127); Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (2016-05020).

Disclosures. The authors declare no conflicts of interests.

Data Availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

CHAPITRE 4

NEAR-FIELD TERAHERTZ ELECTRO-OPTICAL IMAGING BASED ON A POLARIZATION IMAGE SENSOR

Léo GUIRAMAND ¹, Jonathan LAFRENIÈRE-GREIG ¹, Xavier ROPAGNOL ^{1,2}, François
BLANCHARD ^{1*}

¹ Département de Génie Mécanique, École de Technologie Supérieure,
1100 Notre-Dame Ouest, Montréal, Québec, Canada H3C 1K3

² Institut National de la Recherche Scientifique, Énergie Matériaux Télécommunications
(INRS-EMT) Varennes, Québec J3X 1P7, Canada

*francois.blanchard@etsmtl.ca

Article soumis à la revue «New Journal of Physics», 13 mai 2024 ; révisé le 28 août 2024 ;
accepté le 30 novembre 2024 ; publié le 9 octobre 2024.

4.1 Résumé

Cet article présente un système de microscopie hyperspectrale qui permet de mesurer en deux dimensions les informations spectrales de phase et d'amplitude du rayonnement THz sans qu'il soit nécessaire de procéder à un balayage spatial. Pour ce faire, une nouvelle méthode d'imagerie THz est introduite, dans laquelle la distribution du champ électrique THz est mesurée spatialement à l'aide de l'effet électro-optique et d'un capteur d'image de polarisation commercial. Cette méthode permet de mesurer directement les composantes de la polarisation, éliminant ainsi le besoin d'optiques de polarisation habituellement nécessaires pour l'imagerie électro-optique conventionnelle. Les performances de cette méthode d'imagerie sont comparées à celles d'un système d'imagerie bidimensionnelle conventionnel basé sur une caméra visible standard. Enfin, les capacités de résolution sub-longueur d'onde de ce nouveau capteur sont démontrées par l'imagerie d'un échantillon dans le champ proche.

4.2 Abstract

This paper presents a hyperspectral microscopy system that offers two-dimensional measurement of the spectral phase and amplitude information of THz radiation without the need for raster scanning. To achieve this, a new THz imaging method is introduced, wherein the distribution of the THz electric field is spatially measured using the electro-optic effect with a commercial polarization image sensor. This method enables the direct measurement of polarization components, eliminating the need for the polarization optics usually required in conventional electro-optical imaging. The performance of this imaging method is compared with a conventional two-dimensional imaging system based on a standard visible camera. Finally, the sub-wavelength resolution capabilities of this new sensor are demonstrated by imaging a sample in the near field.

4.3 Introduction

Terahertz (THz) imaging is attracting considerable interest in application domains such as cultural heritage science (Abraham, Younus, Delagnes & Mounaix, 2010)(Cosentino, 2016), non-destructive testing (Tao *et al.*, 2020) and medicine (D'Arco *et al.*, 2020). In addition, thanks to optically pumped THz sources (Fülöp *et al.*, 2020), the use of pulses with broad THz frequency spectra has enabled the emergence of hyperspectral imaging techniques, essential for simultaneously obtaining images in different spectral bands. The main method for THz hyperspectral imaging is based on the spatial and time-resolved measurement of the THz electric field (Hu & Nuss, 1995). By Fourier transform these images, two-dimensional (2D) images in amplitude and in phase can be retrieved. The most widely used detection method uses a single-pixel detector coupled with a spatial raster scanning technique (Guerboukha *et al.*, 2018b). Due to the millimetre and sub-millimetre nature of THz waves, spatial resolution is limited, but can be overcome by near-field imaging to achieve sub-wavelength spatial resolution, up to several tens of times smaller than the wavelength (Adam, 2011). For this purpose, a very small portion of the sample can be probed with a sub-wavelength aperture placed in contact with the sample (Hunsche, Koch, Brener & Nuss, 1998)(Macfaden *et al.*, 2014), a sub-wavelength

sensor placed close to the sample (Bitzer & Walther, 2008), or the point source THz generation directly on the contact of the sample (Okada *et al.*, 2019)(Serita *et al.*, 2012). Despite the good resolution offered, these techniques required a long processing time (up to several hours) for the reconstruction of the 2D images point by point in addition to the scanning time needed for temporal dimension measurement.

This limitation led to the development of techniques allowing instantaneous spatial measurement of electric field distribution, and hence the potential for video-rate field imaging (few tens of frames per second). To this end, in 1996 Wu *et al.* proposed a technique based on electro-optic sampling (EOS) technique, known as 2D-EOS imaging (Wu *et al.*, 1996). EOS detection offers many advantages such as fast acquisition of high-resolution images with broadband information (Blanchard & Tanaka, 2016). In the early 2D-EOS demonstrations, the change in polarization of the probe beam induced by THz field is measured using a single polarizer and an optical camera (Wu *et al.*, 1996)(Miyamaru *et al.*, 2004). Despite interesting spectroscopic performance (Doi, Blanchard, Hirori & Tanaka, 2010), early demonstrations of 2D-EOS imaging unfortunately offer a rather low signal-to-noise ratio (SNR). In 2009, Kitahara *et al.* proposed the use of an arrayed polarizer set at the contact of a CMOS camera (Kitahara, Tani & Hangyo, 2009). This technique has the advantage of enabling the acquisition of the vertical and horizontal components of the probe by two successive pixels. However, the arrayed polarizer is complex to manufacture and to align precisely in front of a camera sensor. In 2010, Wang *et al.* demonstrated the balanced 2D-EOS where the polarization components of the probe beam (vertical and horizontal) are spatially separated by a Wollaston prism and then simultaneously measured with a CCD camera (Wang *et al.*, 2010a)(Wang, Cui, Sun, Ye & Zhang, 2010b). The balanced 2D-EOS technique has also been applied to sub-wavelength THz imaging using a thin electro-optic detection crystal in contact with the sample (Blanchard *et al.*, 2011a). In that case, a precise spatial separation of the probe polarization component is done by several polarized cubes, translation tables and mirrors. The major challenge of this technique is to realize the image of the two optical beams with vertical and horizontal polarization components on the same sensor, despite using two different optical beam paths. Non-uniformity of probe beam intensity or misalignment of the

two beams can impact image quality and lead to imperfect images, requiring normalization of the probe beam profile to recover a flat-field image (Blanchard, Arikawa & Tanaka, 2022b).

Today, a lot of progress has been made with optical camera technology, especially in the development of polarization image sensors (PIS) to make them commercially available. This kind of detector consists of a linear polarizer filter array directly integrated into the sensor chip, allowing the measurement of the light polarization components in a parallel way (Rebhan, Rosenberger & Notni, 2019). PIS sensors have been already used for electric-field distribution imaging based on electro-optic detection, but only limited to the radio-frequency domain (100 MHz) (Sasagawa *et al.*, 2022). More recently, PIS has been integrated with a THz near-field intensity imaging system based on birefringence modulation measurement induced by a THz to heat conversion process (Okada *et al.*, 2024). In this work, a near-field 2D-EOS THz imaging system using a commercial PIS is presented. It allows direct measurement of the polarization change of the probe, without the need for polarization optics or optical probe beam alignments to create images on the sensor after the separation of the two polarization components. This technique offers a simple and sensitive way of measuring THz-induced modulation of probe polarization. By implementing a temporally resolved measurement of the THz electric field, the capability for hyperspectral imaging with sub-wavelength spatial resolution is also demonstrated. Finally, this technique, which is relatively easy to implement is compared with the standard balanced 2D-EOS, as described in the Ref.(Blanchard *et al.*, 2011a).

4.4 Experimental setup

4.4.1 Intense THz source

An amplified ytterbium femtosecond pulsed laser (model Pharos : PH1-10W from Light Conversion) is used in this experimental setup. It emits pulses of 270 fs duration at $1.024\mu\text{m}$ with an energy of $400\mu\text{J}/\text{pulse}$ and at a repetition rate of 25 kHz. This laser is used simultaneously for the generation and detection of the THz. Divided in two by a beam splitter, 9% of the laser power is used for the probe and the rest to generate THz. For this experiment, THz pulses, with a

peak electric field of 160 kV/cm are generated by optical rectification in lithium-niobate (LN) crystal using a tilted-pulse-front pumping configuration with an echelon mirror, as detailed previously (Guiramand *et al.*, 2022b).

4.4.2 Imaging part

The Figure 4.1 (a) shows the schematic of the developed 2D-EOS imaging setup. The collimated THz beam is focalized with a 90° off-axis parabolic mirror with a diameter of 50.8 mm and a focal length of 50.8 mm. This configuration allows reaching a tight focusing of the THz beam at the THz sensor position with a f-number of 1.

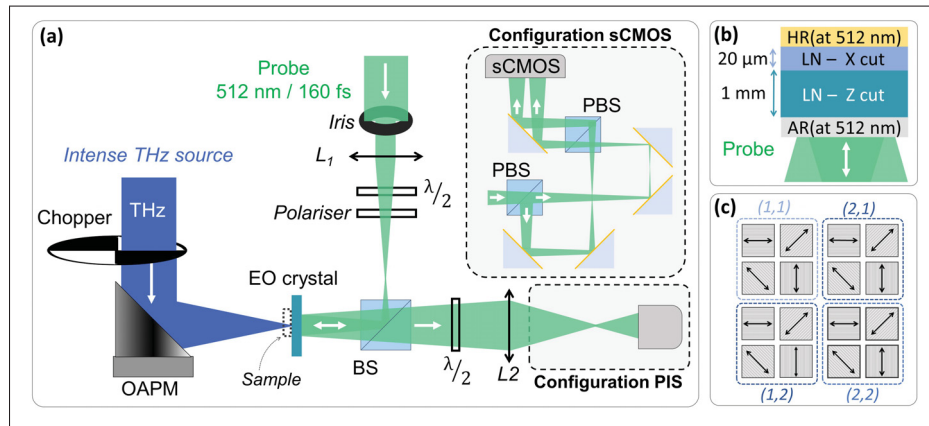


Figure 4.1 a) 2D-EOS imaging setup. BS : beam splitter ; L1 : 400 mm focal length lens ; L2 : 200 mm focal length lens ; OAPM : off-axis parabolic mirror ; PBS : polarized beam splitter ; $\lambda/2$: half-wave plate. b) Transverse view of the EO crystal used as THz sensor, without any sample. LN : lithium-niobate ; HR : highly reflective coating ; AR : anti-reflective coating. c) Schematic representation of 4 super-pixels of the PIS with its associated subpixels

The temporal evolution of the THz electric field is coherently detected by EOS with a thin LN crystal. This one consists of a $20\mu\text{m}$ thick x-cut LN crystal used as sensor deposited on a 1 mm thick z-cut LN substrate (fabricated by NanoLN) (see Figure 4.1 (b)). This sensor, whose thickness is well below THz wavelengths, facilitates broadband THz detection and near-field imaging. When a sample is deposited directly on the sensor, sub-wavelength resolution is

achieved (Blanchard *et al.*, 2011a). Furthermore, the z-cut LN substrate has the advantage of delaying the first echo of THz pulses by more than 40 ps, thus increasing the achievable spectral resolution. Finally, to increase the detection efficiency, the x-cut LN surface is covered with a highly reflective dielectric coating (HR) at 512 nm and the z-cut surface with an anti-reflective (AR) dielectric coating (fabricated by Lattice Electro Optics).

Compared to previous work, this 2D-EOS detection method uses the second harmonic of the laser probe beam. This harmonic is generated in a BBO crystal and operates at a wavelength of 512 nm. Doubling the frequency of the probe beam offers several advantages. Firstly, it allows operation in the highest sensitivity range of the visible cameras used in this work. For example, the PIS used in this demonstration has an efficiency of 47% at 510 nm wavelength while it is only 4% at 950 nm. On the other hand, by halving the probe wavelength, the phase changes induced by a THz wave are doubled, resulting in a doubling of the intensity variation observed on the camera. This relationship derives from their inverse proportionality to the laser probe wavelength (Nahata, Auston, Heinz & Wu, 1996a).

In this demonstration, the probe pulses have a duration of 160 fs (at full width at half maximum) and its polarization is set vertically by the use of a polarizer associated with a half-wave plate ($\lambda/2$). The THz electric field is also vertically polarized and at 45° from ordinary and extraordinary indices of the LN crystal (Amirkhan *et al.*, 2019). An iris is placed in the probe beam path and imaged onto the LN detection crystal using a converging lens L_1 with a focal length of 400 mm and a magnification factor of -1 , to clearly define the area on the EO crystal where THz detection is performed. The probe beam configuration used to detect THz radiation is set up in a reflection mode with the EO detector, which is crucial for near-field imaging of the sample (Blanchard & Tanaka, 2016)(Doi *et al.*, 2010)(Blanchard *et al.*, 2011a). To maintain collinearity with the THz beam after it reflects off the HR layer, a non-polarizing beam splitter cube (BS) with a reflection/transmission ratio of 50 :50 is inserted into the probe beam path, as shown in Figure 4.1 (a). After reflection, the light is collected by a converging lens (L_2) with a focal length of 200 mm, positioned 27 cm from the THz sensor. This lens images the THz sensor at a distance of 78 cm with a magnification of -2.9 . Additionally, a half-wave plate ($\lambda/2$)

is placed after the EO crystal to balance the polarization components of the probe, achieving equal intensity for both vertical and horizontal polarizations in the absence of THz light, as reported previously (Blanchard *et al.*, 2011a).

4.4.3 Configuration using a polarization image sensor (PIS)

First, a commercially available polarization imaging sensor (PIS) is used to capture the spatial distribution of the probe's polarization components (see Figure 4.1a - PIS configuration). The camera manufactured by Alkeria (CELERA P series) features a SONY sensor, model IMX 250 MZR (Alkeria, 2023). The PIS has a bit depth of 12 bits and comprises an array of 12321028 superpixels. Each superpixel is subdivided into four subpixels, each equipped with an individual polarizing filter oriented at 0° , 45° , 90° and 135° , respectively (see inset Figure 4.1c). Therefore, by optically imaging the EO crystal on the PIS, the THz-induced polarization modulation of the probe is directly measured by analyzing the individual components of each superpixel. For this demonstration, only pixels polarized at 0° and 90° were used. This detection scheme is similar to those used in balanced THz imaging (Wang *et al.*, 2010a)(Wang *et al.*, 2010b)(Blanchard *et al.*, 2011a), but it eliminates the need for spatial separation of the optical path using polarized beam splitters or a Wollaston prism. These latter methods introduce challenges in perfectly superimposing polarized images and can produce different image sizes for the S and P polarizations due to optical path differences. Additionally, the Wollaston prism does not allow for normal incidence projection of the S and P images, which may result in further geometric aberrations.

4.4.4 Configuration using a sCMOS camera

Secondly, a standard balanced configuration is investigated (Wang *et al.*, 2010b)(Blanchard *et al.*, 2011a). The camera chosen is the Excelitas Technologies' PCO.Edge 5.5 scientific CMOS camera (see Figure 4.1a). Despite the advantages offered by this sCMOS camera, including a fast acquisition rate of 100 Hz for 2560 x 2160 images and a high depth of 16 bits, it does not allow polarization-sensitive measurements as does the PIS (Rebhan *et al.*, 2019). To enable

polarization-sensitive measurements with the sCMOS camera, polarization optics are required in addition to those described in 4.4.2. To achieve this, a first polarizing beam splitter cube is used. Mirrors, mounted on translation tables, are utilized alongside a second polarizing beam splitter (PBS) cube. This setup is employed to spatially displace the vertical polarization component relative to the horizontal one before recombining them collinearly. Therefore, in this demonstration, the two probe beams with horizontal (0°) and vertical (90°) polarization components are imaged (with the imaging conditions described in 4.4.2, in different regions of the sCMOS camera, respectively, and then subtracted from each other. It should be noted that the iris on the probe path, positioned on the EO crystal and on the camera, plays a crucial role in this configuration by clearly delimiting the two distinct regions of the camera sensor.

4.5 Results

The THz field is evaluated by measuring the difference of intensity between the two images with the horizontal (0°) and vertical (90°) polarization components such as :

$$E_{THz}(x, y, t) \propto \overline{[I_{90^\circ}(x, y, t) - I_{0^\circ}(x, y, t)]^{THz\ ON} - [I_{90^\circ}(x, y, t) - I_{0^\circ}(x, y, t)]^{THz\ OFF}} \quad (4.1)$$

For a giving delay t_0 between the THz pulse and the probe pulses, the THz electric field strength ($E_{THz}(x, y, t)$) at the position x and y is calculated from the PIS intensity images $I_{90^\circ}(x, y, t)$ and $I_{0^\circ}(x, y, t)$. In the case of the PIS, these images are taken with the subpixels whose external polarized filters are oriented at 0° and 90° . In the case of the sCMOS, these images are obtained from corresponding regions on either side of the sensor.

Due to the limited possibility of using synchronous detection technique with lock-in amplifier with 2D imaging sensor, dynamic background subtraction method can be used (Jiang, Xu & Zhang, 2000). A mechanical chopper (see Figure 4.1 (a)) enables the modulation ON and OFF of the THz beam by sequentially cutting the laser beam used to generate THz pulses, while the probe beam remains unmodulated. Thus, by saving and subtracting consecutive images acquired with ($THz\ ON$) and without ($THz\ OFF$) THz radiation, a background-free image is retrieved with

amplitude modulation proportional to the THz electric strength. In addition, to further reduce the noise that could be generated by probe fluctuations, 200 probe images are acquired and then averaged. Figure 4.2 (a) shows examples of temporal images of the spatial distribution of the focused THz beam, in absence of sample (see Figure 4.1 (b)) and acquired with both configurations. The Figure 4.2 (b) shows the temporal evolutions of the averaged field strength taken in the dotted area of the images. The associated amplitude frequency spectrum is shown in the Figure 4.2 (c). The complete set of temporal images showing the propagation of the focused THz pulse, acquired over 51.2 ps with a temporal resolution of 100 fs, is given in *Supplement Material*.

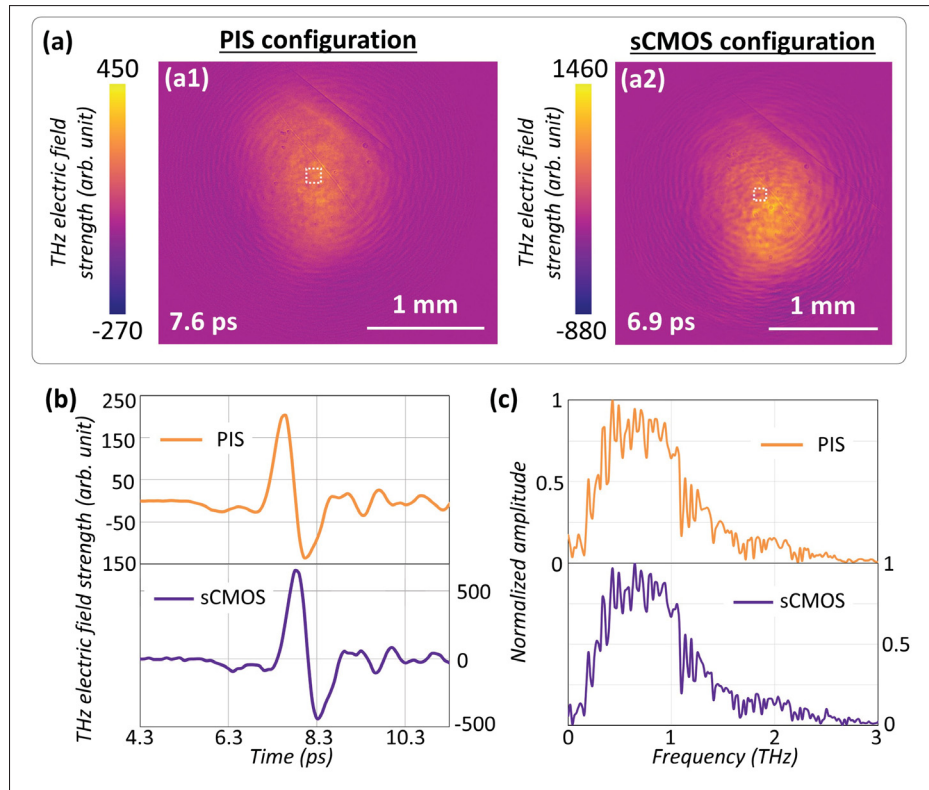


Figure 4.2 (a) Images of the focused THz pulse in the time domain for the PIS configuration (a1) and the sCMOS configuration (a2) taken at the position of the positive peaks. (b) Temporal profiles corresponding to the average value of the electric field strength calculated in the dotted area of the images of the Figure 2 (a). (c) Amplitude frequency spectra of the temporal profiles presented (b)

Furthermore, hyperspectral images are reconstructed from the set of temporal images showing the temporal and spatial evolution of the THz electric field ($E_{THz}(x, y, t)$). To do this, a time-dependent Fourier transform is applied to each pixel in this set of temporal images. Next, amplitude and phase images are recovered by recombining the pixel values obtained for a specific frequency, in the same way as in previous work (Blanchard *et al.*, 2011a). Two examples at 0.45 THz and 0.78 THz are shown in Figure 4.3, in amplitude (a) and phase (b). In the phase images (Figure 4.3 (b)), the phase appears more wrapped with the sCMOS camera data, possibly explaining some differences from the PIS configuration. Notably, the PIS camera shows less low-frequency variation in phase images compared to the sCMOS camera. This difference is likely due to the absence of polarized probe beam separation in the simplified optical setup of the PIS camera.

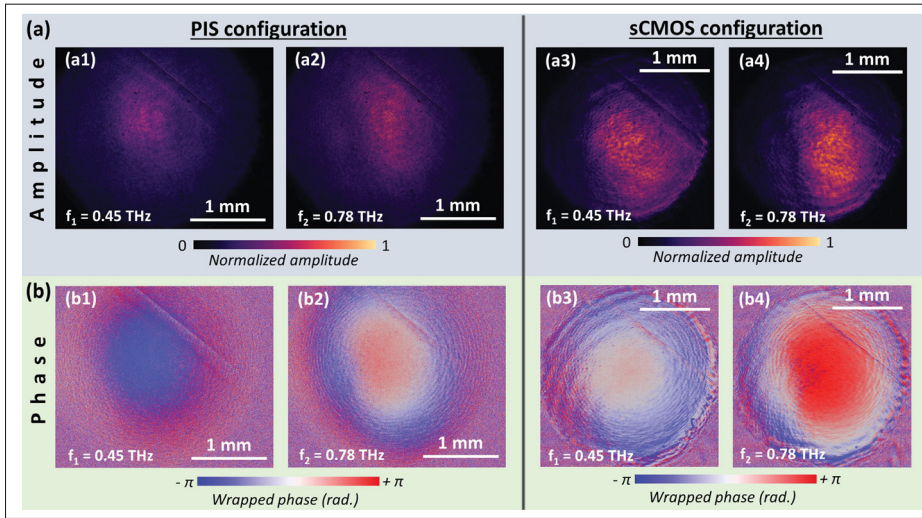


Figure 4.3 Images of the focused THz pulse in the frequency domain for the PIS and the sCMOS configurations, in amplitude (a) and phase (b), at 0.45 THz and 0.78 THz

To verify the imaging resolution capability of each configuration, a micrometric size sample consisting of a metallic ring structure with a 100 nm-thick layer of gold and a 2 nm-thick layer of chromium, deposited on a 500 μm -thick high resistivity silicon wafer, is imaged (see Figure 4.4 (a)). Rings have an external diameter of 85 μm and a width of 15 μm . They are separate from each other horizontally by 65 μm and vertically by 42.5 μm . Figure 4.5 a1) and a2) show the

optical images of the sample taken with a visible optical microscope (model : VHX-7000 from Keyence). To satisfy the near-field conditions, the sample was simply deposited on the LN thin film, on the side with the HR coating, as shown in the Figure 4.4 (a). For both configurations, the complete set of temporal images acquired over 51.2 ps with a temporal resolution of 100 fs is given in *Supplement Material*. The frequency domain images of the sample at 0.45 THz and 0.78 THz, in both amplitude and phase, are presented in Figure 4.4 (b) and (c).

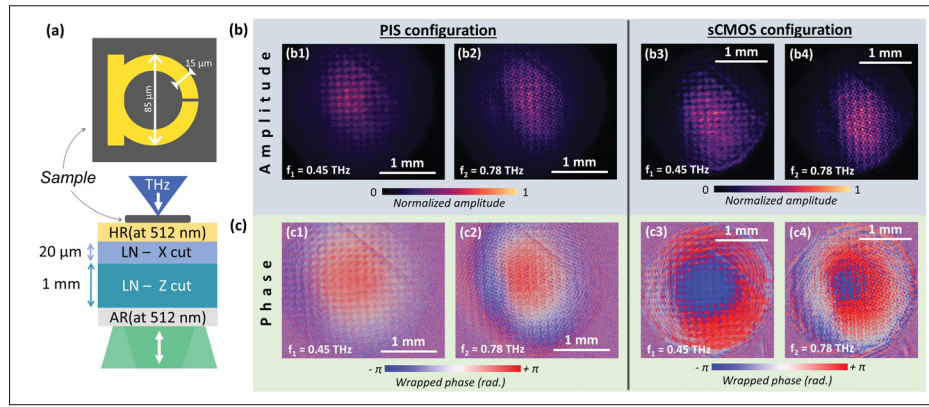


Figure 4.4 (a) Details on the EO crystal used as a THz sensor, with a sample placed on it. LN : lithium-niobate ; HR : highly reflective coating ; AR : anti-reflective coating. Frequency domain images of the sample at 0.45 THz and 0.78 THz, showing amplitude (b) and phase (c) for the PIS and sCMOS configurations.

The metal ring structure exhibits response over a wide THz frequency range, which is advantageous for this demonstration. However, there are certain considerations to be taken into account when performing near-field imaging of metasurfaces. Firstly, there is a phase difference between the THz waves passing through the substrate and those blocked by the metal. This difference is generally an advantage when imaging an object in the frequency domain, by examining the 2D phase distribution for each frequency [11]. The second phenomenon concerns the resonant components of each unit cell. These resonances are spatially localized and therefore advantageous for increasing image contrast in amplitude (Amirkhan *et al.*, 2019). A third point is the interference between the diffracted waves striking each unit cell, which makes image interpretation complex in the frequency domain (Blanchard *et al.*, 2011a). Indeed, this

interference can dominate the information received by the sensor and blur the structure of the individual rings to be imaged.

4.6 Discussion

Figure 4.5 shows zoomed amplitude images of three rings at 0.78 THz (b1) and (b2) and the associated spatial profiles (b3). From the amplitude images at 0.78 THz, with both techniques the micrometric sample is sharp and the rings ($15\mu\text{m}$ wide) can be clearly resolved. On the spatial profiles, the amplitude modulation corresponds to the sample signature. Thus, both imaging configurations offer a super-resolution below $15\mu\text{m}$ at 0.78 THz, corresponding to a resolution beyond $\lambda/25$. The HR layer on the EO crystal can limit the near-field capability and affect the resolution achieved. Indeed, located between the sample and the sensor crystal (x-cut LN), it has a thickness of several micrometres. With the PIS, 1 pixel (with a size of $6.9\mu\text{m}$) in the image plan corresponds to a dimension of $2.38\mu\text{m}$ in the object plan. This dimension is calculated from the magnification of -2.9 of the imaging system. Therefore, the imaging resolution is not limited by the camera's pixel size, which is also the case for the sCMOS camera. Furthermore, the PIS configuration provides a large field of view of 7mm^2 , corresponding to a horizontal view of 2.9 mm and a vertical view of 2.4 mm. A slightly lower field of view of 6.5mm^2 ($2.5\text{ mm} \times 2.6\text{ mm}$) is obtained with the sCMOS configuration but without affecting the imaging spatial resolution. In comparison with previous work (Blanchard *et al.*, 2011a), a resolution very similar ($\lambda/30$ at 0.7 THz) was demonstrated using an EO sensor of the same thickness ($20\mu\text{m}$) at 0.7 THz, albeit with a significantly more restricted imaging field of view of only 0.274mm^2 ($0.370\text{ mm} \times 0.74\text{ mm}$). This underscores the considerable benefits of employing PSI for high field of view THz microscopy via 2D-EOS.

Furthermore, it should also be noted that the electric field strength in arbitrary units differs between the PIS and sCMOS configurations. In the case of the images of the focused pulse the field varied from -270 to 450 for the PIS (Figure 4.2 (a1)) and from -880 to 1460 for the sCMOS camera (Figure 4.2 (a2)). Firstly, this difference can be explained by the difference in bit depth between the PIS and the sCMOS camera. Information is encoded over a range of just

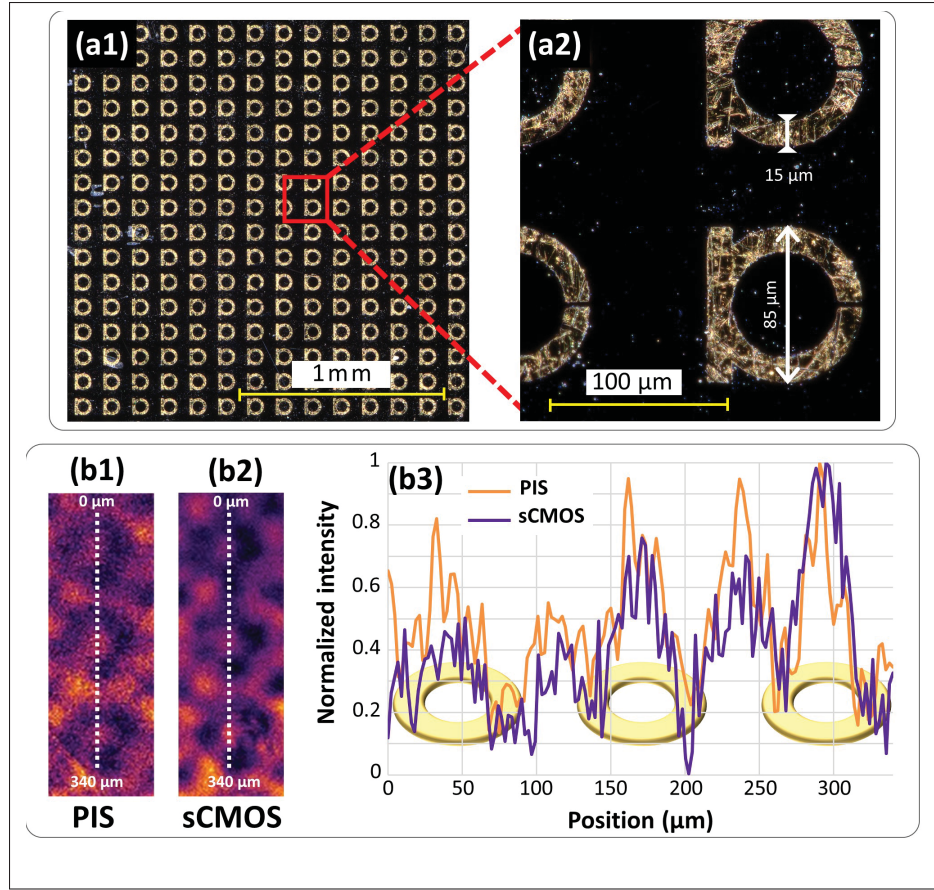


Figure 4.5 (a1) Visible images of the sample with micrometric metallic rings with a zoomed view in (a2). Zoomed view of the amplitude image at 0.78 THz of three micrometric metallic rings, captured by 2D-EOS with (b1) the PIS and (b2) the sCMOS camera. (b3) Spatial amplitude profile along the dotted white line of (b1) and (b2).

12 bits for the PIS, compared with 16 bits for the sCMOS camera. This constrains the minimum variation induced by the Pockels effect that can be measured, a parameter often referred to as sensitivity. To study the impact of this difference between the two cameras on the frequency images, the histogram of the spectral image at 0.78 THz is calculated and shown in the insert of the Figure 4.6. It corresponds to the distribution of the number of pixels as a function of their amplitude value (x axis). The absolute dynamic range is greater with the sCMOS camera, as it has both greater bit depth and a larger number of pixels (1.266 M pixels for PIS and 1.299 M pixels for the sCMOS camera). To study the distribution of pixel values in the relative dynamic

range, it is useful to normalize the histogram (Gonzalez, Woods & Masters, 2009). This makes it possible to estimate the probability of occurrence of amplitude values in an image. The Figure 4.6 shows the histogram for both configurations with the x-axis and y-axis normalized. The x-axis normalization is done by dividing each value of amplitude by the maximum amplitude signal while the y-axis is normalized by the total number of pixels. It may be observed that the relative dynamic range of PIS (orange curve) is actually greater than that of sCMOS (purple curve). Indeed, with PIS, the median value of the normalized histogram is 0.067 ($\overline{x_{PIS}}$). This one drops to 0.043 ($\overline{x_{sCMOS}}$) in the case of the sCMOS camera. This analysis leads to the conclusion that the PIS allows pixel amplitude to be distributed over a wider relative dynamic range. Therefore, the THz amplitude images obtained with the PIS show higher contrast than those obtained with the sCMOS configuration (Blanchard *et al.*, 2013). Regarding the stability of the imaging system, this point is not studied in detail in this demonstration. However, no significant long-term instability was observed, thanks in part to the use of an industrial-grade Yb laser featuring long-term power stability with a normalized root mean squared deviation (NRMSD) of 0.03%, as provided by the manufacturer.

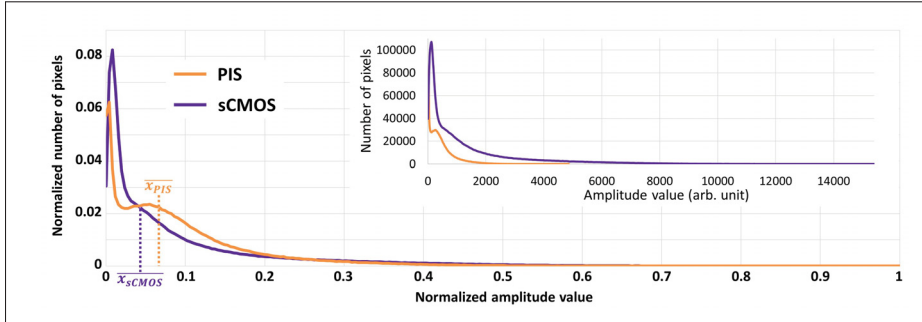


Figure 4.6 Normalized histogram of the amplitude image at 0.78 THz of the sample, with the PIS and the sCMOS configurations. Insert : Non-normalized histogram

Finally, even if both of the configurations allow image acquisition with video-rate, the main advantage of the use of PIS compared to the sCMOS camera is to significantly simplify the imaging setup and slightly increase the imaging field of view. The direct measurement of the THz induced polarization modulation by using successive pixels does not require spatial separation

and imaging of the probe's polarization components. It also reduces the risk of juxtaposition errors when images displayed on different parts of the sCMOS camera sensor are subtracted.

4.7 Conclusion

In summary, a new technique for near-field THz imaging was demonstrated by using a PIS. This image sensor is suitable for direct measurement of the THz induced polarization modulation of a visible beam. This technique allows video-rate measurement of the spatial distribution of intense THz electric field. Furthermore, it is well adapted to reconstruct hyperspectral images with phase and amplitude information. In this work, the imaging conditions employed provide both good spatial resolution and a large field of view. Without requiring spatial separation of the probe's polarization components, PIS demonstrates comparable imaging performance, particularly in terms of spatial resolution, to balanced 2D-EOS imaging with a sCMOS camera. Moreover, the near-field imaging configuration with the PIS achieves a spatial resolution more than twenty times better than that obtained by splitting the probe beam with a Wollaston prism, as described in the Ref. (Wang *et al.*, 2010a). In the future, some improvements could be made to this method. On one hand, to improve the sensitivity of the technique, the field of view can be reduced in order to use more pixels over a smaller spatial region. On the other hand, the use of a thinner EO crystal sensor may be beneficial to improve spatial resolution, as described in Ref (Blanchard *et al.*, 2013). However, these improvements come at the expense of the field of view and the sensitivity respectively. Finally, using all PIS pixels, including those oriented at 45° and 135° to retrieve all Stokes polarization parameters (Chai *et al.*, 2020), could potentially enhance detection sensitivity and provide a more accurate measurement of the THz field polarization direction, which was not achievable in previous demonstrations (Wang *et al.*, 2010a)(Wang *et al.*, 2010b)(Blanchard *et al.*, 2011a).

Funding. F. B. gratefully acknowledges financial support from NSERC grant number 2023-03322, and the CRC tier2 grant number CRC-2019-127 on Spatiotemporal encryption of THz light.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest. Data availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

Supplemental document. The supplementary material of this article is available on this web page : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/ad817e#njp.ad817es6>.

CHAPITRE 5

ÉTUDE D'UNE TECHNIQUE D'IMAGERIE THZ SUPER-RÉSOLUTION

Au cours de ce doctorat, un premier système d'imagerie THz en champ proche a été développé (voir Chapitre 4). Grâce à cette technique, des résolutions spatiales très élevées peuvent être atteintes. Il existe cependant d'autres techniques d'imagerie en champ proche permettant d'améliorer les performances de résolution spatiale des systèmes d'imagerie THz. Parmi ces techniques, il y a l'imagerie super-résolution orthogonale et déterministe (SODI) démontrée récemment (voir Section 1.2.6.7 du Chapitre 1).

Ce chapitre décrit les investigations qui ont été menées sur la technique SODI. Les travaux et les résultats rapportés dans les sections 5.2.2 et 5.2.3 ont été présentés aux conférences internationales : *Optical Terahertz Science and Technology (OTST) 2022* et *Photonics North 2022* (Guiramand, Guerboukha, Gandubert, Ropagnol & Blanchard, 2022a).

5.1 Introduction

La technique SODI a été démontrée par *Guerboukha et al.* en 2020 à partir d'un système de spectroscopie THz dans le domaine temporel avec une détection par une APC (*Guerboukha et al.*, 2020). Utilisant un pixel unique pour la détection, un balayage spatial en 2D, pixel par pixel a été nécessaire. Cela a demandé un temps d'acquisition très long, limitant donc considérablement la capacité d'imagerie en temps réel.

Tel que présentée dans la Section 1.2.3 du Chapitre 1, l'imagerie THz peut de nos jours se faire grâce à des caméras THz qui permettent l'acquisition d'images en temps réel.

Dans ce travail, nous avons donc exploré la possibilité d'utiliser la technique SODI en temps réel grâce à une caméra THz microbolométrique avec une vitesse d'acquisition élevée. Pour cela, nous avons considéré deux configurations de masquage de l'objet.

- **Masquage passif de l'objet** : Dans cette configuration, des masques d'amplitude sont appliqués au contact de l'objet. La première méthode testée consiste à masquer manuellement certaines parties de l'objet. La seconde méthode est inspirée de celle présentée dans la référence *Guerboukha et al. (2020)*. Elle consiste à masquer l'objet par un ensemble de masques avec des

motifs de faible dimension.

- **Masquage actif de l'objet** : Dans cette configuration, les caractéristiques des masques sont contrôlées numériquement grâce à DMD. Pour cela l'amplitude du faisceau THz illuminant l'objet est localement modifiée grâce à la photoexcitation d'un semi-conducteur par un laser de pompe. Le DMD est utilisé pour moduler spatialement le faisceau de pompe.

Dans la suite de ce chapitre, ces deux configurations, ainsi que les résultats obtenus, sont présentés en détail.

5.2 Masquage passif de l'objet

5.2.1 Dispositif expérimental pour un masquage passif

Afin de tester la technique SODI avec un masquage passif de l'objet, le dispositif expérimental utilisé est présenté par la Figure 5.1.

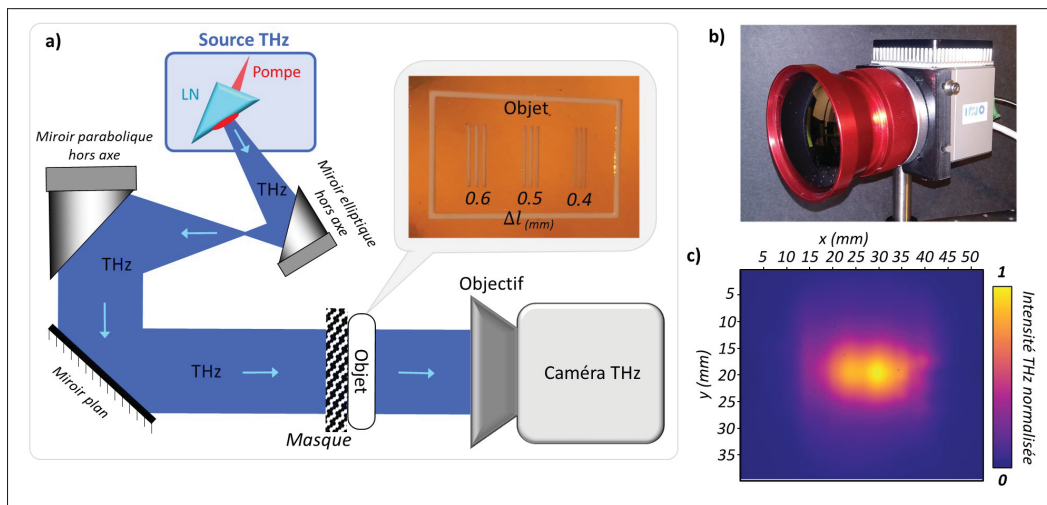


Figure 5.1 a) Dispositif expérimental utilisé pour démontrer la technique SODI avec un masquage passif de l'objet. b) Photo de l'objectif et de la caméra THz utilisés. c) Image normalisée du faisceau THz en l'absence d'un objet

L'illumination de l'objet est réalisée avec la source THz impulsionnelle décrite en détail dans le Chapitre 3. Un faisceau THz collimaté avec un diamètre de 2 pouces (50,8 mm) illumine l'objet. Ce dernier consiste en un motif inspiré de la mire de résolution *1951 USAF* (voir Figure 5.1a). Il est composé de 3 fentes laissant passer le rayonnement THz, avec une largeur δl et séparées d'une distance δl . L'objet est fabriqué à partir d'un dépôt métallique sur une feuille de plastique (polytéréphtalate d'éthylène) avec la technique d'estamper à chaud en utilisant une imprimante de bureau et une plastifieuse standard (Guerboukha, Amarasinghe, Shrestha, Pizzuto & Mittleman, 2021). L'intensité THz transmise par l'objet est imagée en champ lointain à l'aide d'un objectif constitué de lentilles en silicium. Ce dernier a été fabriqué par l'entreprise *Swiss Terahertz* et il correspond au modèle avec un nombre d'ouverture (*f-number*) de 0,7 (<https://www.swissterahertz.com/objective-lens>). Il possède une distance focale de 44 mm et un diamètre d'entrée de 66 mm. Cet objectif peut fonctionner avec une mise au point sur un objet situé de 30 cm jusqu'à l'infini. Dans cette expérience, l'objet a été placé à 30 cm de l'objectif. L'objectif forme une image THz de l'objet avec un facteur de grossissement de 0,25. Cette image THz est ensuite acquise avec une caméra microbolométrique conçue par l'*INO* (modèle *MICROXCAM-384*) (<https://www.ino.ca/fr/solutions/thz/microxcam-384i-thz/>). Cette dernière possède une très grande résolution grâce à une matrice de 384 par 288 pixels avec chacun une taille de $35\mu m$ par $35\mu m$. Elle possède également une sensibilité sur une large plage de fréquences s'étendant de 0,094 THz à 4,25 THz et à un codage de l'intensité sur 16 bits. La caméra utilisée est également avantageuse car elle a une vitesse d'acquisition élevée de 50 images par seconde. Afin de s'abstenir du bruit thermique, les images acquises avec le rayonnement THz sont soustraites aux images acquises sans THz. Les images THz sont enregistrées dans un format *.raw* à l'aide du logiciel fourni avec la caméra. Le traitement des images est ensuite réalisé avec le logiciel *Fiji* et un programme *Matlab*.

5.2.2 Masquage manuel de l'objet

La première méthode étudiée est basée sur un masquage manuel de différentes parties de l'objet. Les parties masquées sont déterminées à partir des géométries de l'objet. L'objet utilisé consiste

en trois fentes d'une dimension (δl) égale à 0,5 mm. Pour masquer l'objet, une lame en métal, non transparente au rayonnement THz, a été placée devant l'objet. Voici les quatre dispositions de masquage utilisées en vue de rendre distinguables les fentes :

- *Masque 0* : aucune des fentes bloquée
- *Masque 1* : blocage des deux fentes de gauche
- *Masque 2* : blocage de la fente de gauche et de la fente de droite
- *Masque 3* : blocage des deux fentes de gauche

Les images THz obtenues sont présentées dans la Figure 5.2. Quelques minutes ont été nécessaires pour acquérir ces images, un temps très majoritairement consacré à la modification de la disposition des masques.

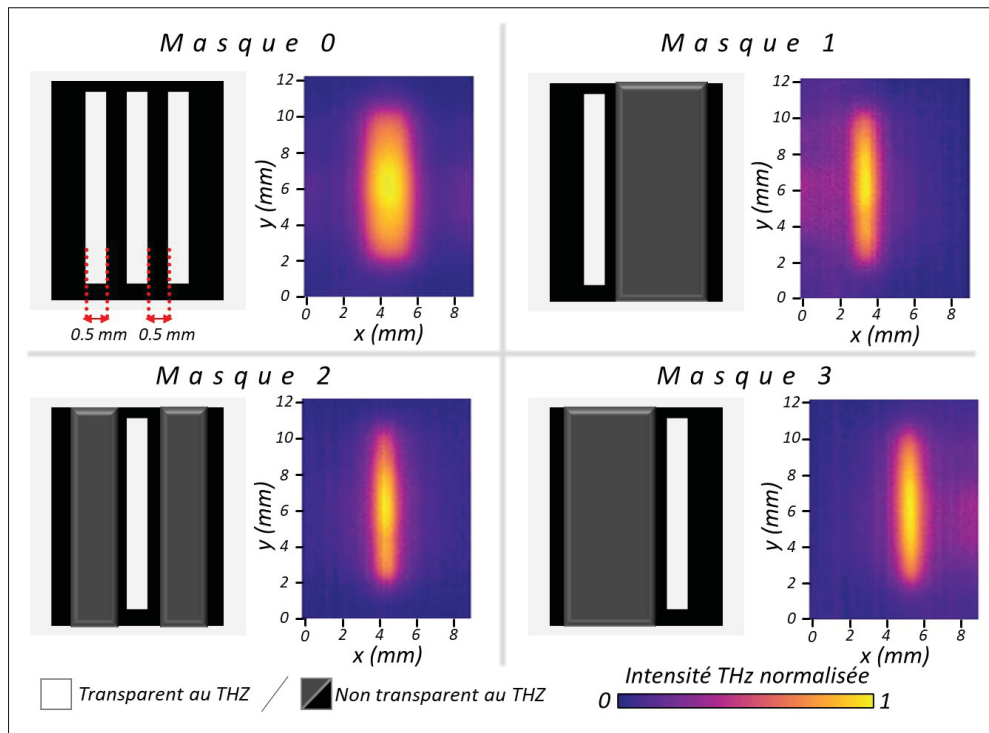


Figure 5.2 Images THz acquises avec un masquage manuel de l'objet

À partir de la variance de ces quatre images, une image peut être reconstruite. Le résultat obtenu ainsi que l'image de l'objet original (sans aucun masque) sont présentés dans la Figure 5.3.

L'image THz originale de l'objet n'est pas résolue (Figure 5.3a). En effet, il n'est pas possible de distinguer et de différencier les trois fentes. Par conséquent, le profil spatial (Figure 5.3c) correspond à une distribution de type gaussien, sans modulation du contraste qui aurait dû être induite par les fentes. L'image THz reconstruite de l'objet est quant à elle résolue (Figure 5.3b). Il est possible de distinguer et de différencier les trois fentes. Cela peut être vérifié avec le profil spatial (Figure 5.3c) sur lequel des modulations de contraste à la position des fentes peuvent être remarquées.

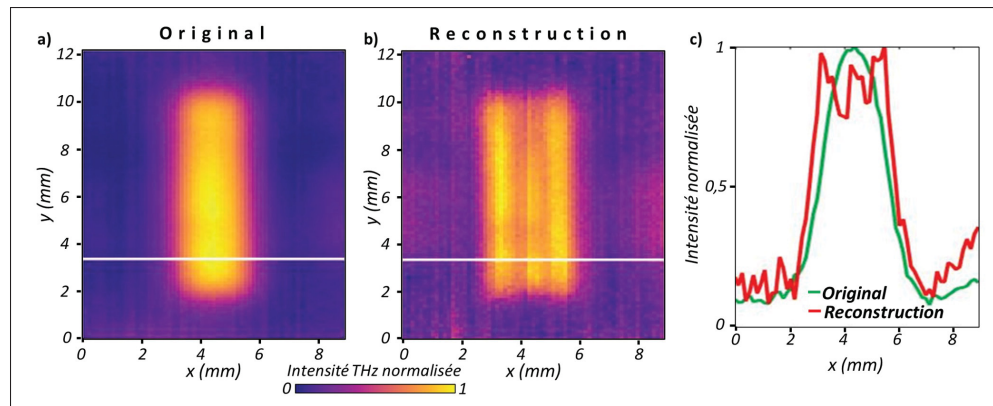


Figure 5.3 a) Image THz originale de l'objet. b) Image THz reconstruite de l'objet par la technique SODI avec un masquage manuel de l'objet. c) Profils d'intensité le long de la ligne blanche des images a) et b)

Pour conclure, en masquant manuellement certaines parties de l'objet, nous avons prouvé la capacité à reconstruire une image super-résolution d'un objet. Cependant, dans cette démonstration, la disposition des masques a été réalisée sur un objet dont nous connaissions par avance la forme. Les zones masquées ont ainsi été volontairement choisies dans le but de différencier les fentes. L'amélioration possible que nous avons proposée est d'appliquer un ensemble des masques dont les propriétés sont indépendantes de la géométrie de l'objet. Les sections suivantes présentent la méthodologie suivie ainsi que les résultats obtenus.

5.2.3 Masquage de l'objet avec un ensemble de masques imprimés

La seconde méthode testée est basée sur l'utilisation d'un ensemble de masques successivement appliqués au contact de l'objet. Les masques, inspirés de ceux de la référence Guerboukha *et al.* (2020), sont constitués d'un ensemble de motifs répétés périodiquement. Ces derniers sont divisés en 7 sous-pixels de forme hexagonale (voir Figure 5.4d). Ces sous-pixels sont transparents (état *on*) ou bien opaques au THz état *off* mais leur état est fixé de telle sorte à garantir plus de 40% de transmission THz. Ainsi, les masques ont un maximum de 4 sous-pixels fixés dans un état *off*. Les motifs des masques ont une forme et une taille se rapprochant de la réponse impulsionnelle spatiale du système d'imagerie.

Nous avons dans un premier temps déterminé la réponse impulsionnelle spatiale (RIS) du système d'imagerie présenté dans la section 5.2.1. Pour cela, l'objet imagé consiste en une feuille d'aluminium percée d'un trou d'une centaine de micromètres de diamètre. L'image THz obtenue est donnée par les Figures 5.4 a). La RIS a une distribution gaussienne dont les profils d'intensité selon les axes x et y au maximum de RIS sont donnés par les Figures 5.4 b) et c). Ces derniers peuvent ainsi être ajustés avec une fonction gaussienne définie par :

$$I(x) = e^{\frac{-(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.1)$$

avec σ l'écart type de la distribution et x_0 un décalage horizontal. Les écarts types évalués selon x (σ_x) et selon y (σ_y) sont respectivement de $500\mu m$ et de $523\mu m$. Ainsi, l'écart type moyen de la RIS du système (σ) est d'environ $512\mu m$.

Pour avoir une taille comparable à la RIS du système d'imagerie, les motifs des masques doivent être inclus dans des cercles dont le diamètre est égal à 6σ (voir Figure 5.4 d). Dans le cas de ce système d'imagerie, les motifs des masques ont donc un diamètre de $3,072\text{ mm}$.

Pour la démonstration expérimentale de la technique SODI, nous avons choisi 8 masques différents dont les valeurs des sous-pixels des motifs sont fixées en utilisant une matrice Hadamard (Agaian & of Photo-optical Instrumentation Engineers, 2011). Comme pour la démonstration de la Section 5.2.2, l'objet imagé est constitué de trois fentes. Nous avons testé

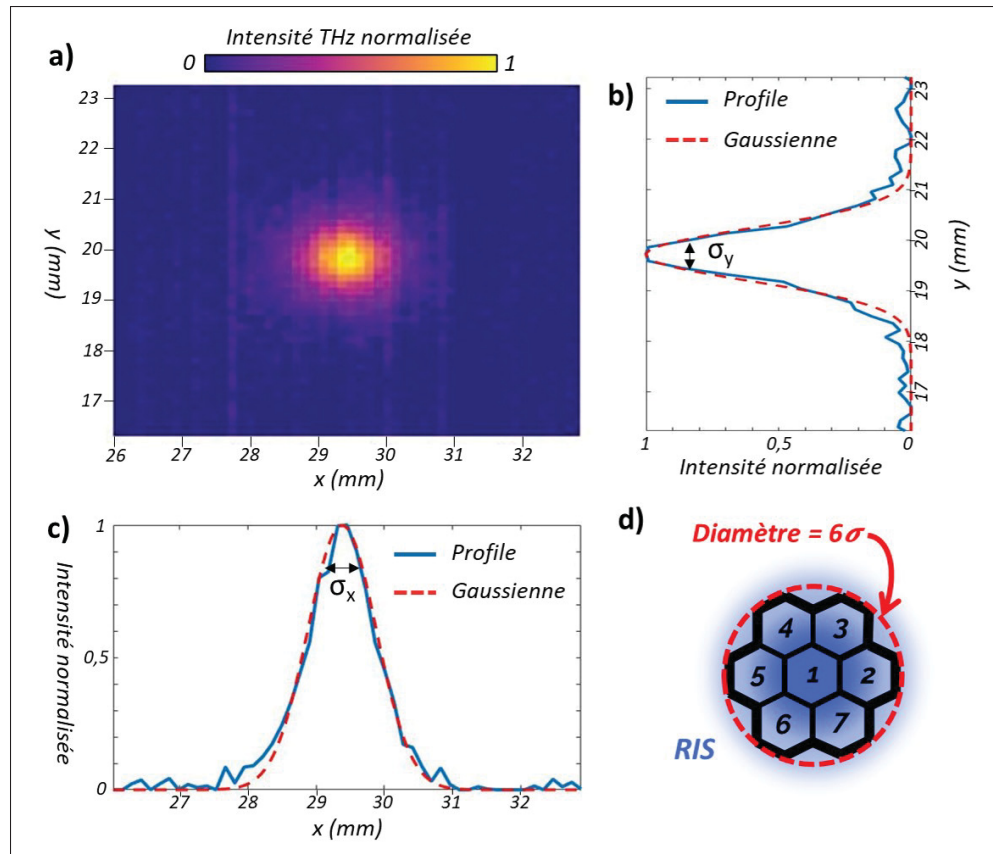


Figure 5.4 a) Réponse impulsionnelle spatiale du système d'imagerie THz pour la configuration avec un masquage passif de l'objet. b) Profils selon y pris au pic d'intensité. c) Profils selon x pris au pic d'intensité. d) Représentation schématique du motif des masques

trois dimensions de fentes (δl) différentes : 0,6 mm, 0,5 mm et 0,4 mm. Afin de s'assurer de l'alignement constant des masques, ces derniers sont directement imprimés sur l'objet. Pour cela, l'objet est dupliqué 8 fois, mais avec des masques différents imprimés dessus, comme cela est visible sur la Figure 5.5. Le changement manuel des objets imagés, pour chaque configuration de masquage, a nécessité une dizaine de minutes pour l'acquisition des images. Les images THz obtenues de l'objet avec les 8 masques sont présentées dans la Figure 5.2.

Sur l'image originale des objets (voir Figure 5.6 a), nous pouvons observer que uniquement les fentes avec une dimension (δl) de 0,6 mm sont résolues. En effet, les fentes de 0,5 mm

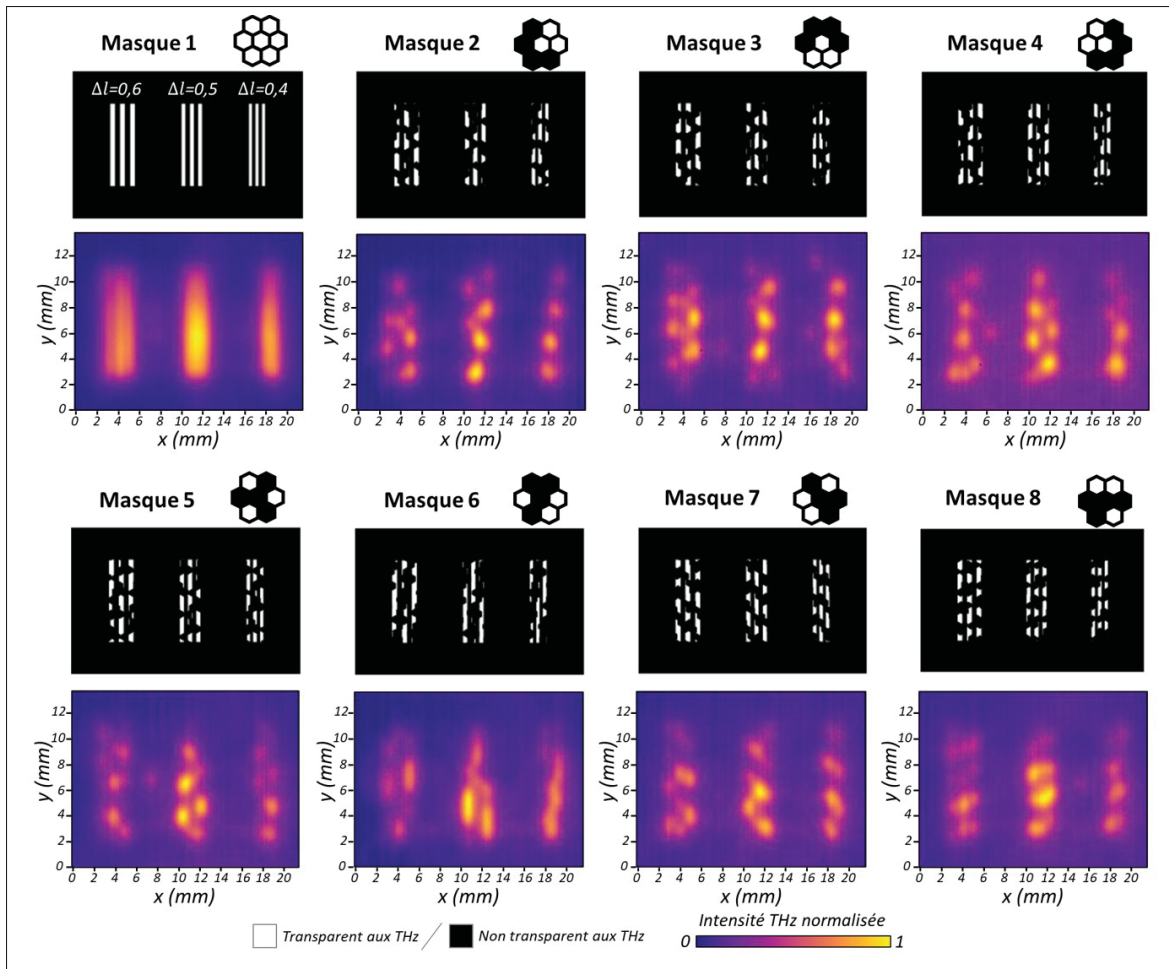


Figure 5.5 Images THz acquises avec un masquage de l'objet par un ensemble de masques imprimés

et 0,4 mm ne peuvent pas être distinguées et différenciées les unes des autres sur les images THz. À partir des images THz acquises avec les masques, une image super-résolution des objets est reconstruite en utilisant l'équation 1.31 (voir Section 1.2.6.7 Chapitre 1). En effet, après reconstruction, les fentes de 0,5 mm sont résolues et distinguables les unes des autres, ce qui est confirmé par le profil spatial (Figure 5.6d) sur lequel des modulations de contraste à la position des fentes peuvent être remarquées. Il est important de noter que l'image reconstruite présente des inhomogénéités d'intensité. En effet, nous pouvons observer des zones ayant des variations d'intensité qui ne sont pas induites par l'objet. Nous attribuons ces effets à une erreur

de superposition numérique des images THz avec les différents masques avant la reconstruction. La non-uniformité du profil spatial du faisceau THz peut aussi expliquer ces inhomogénéités.

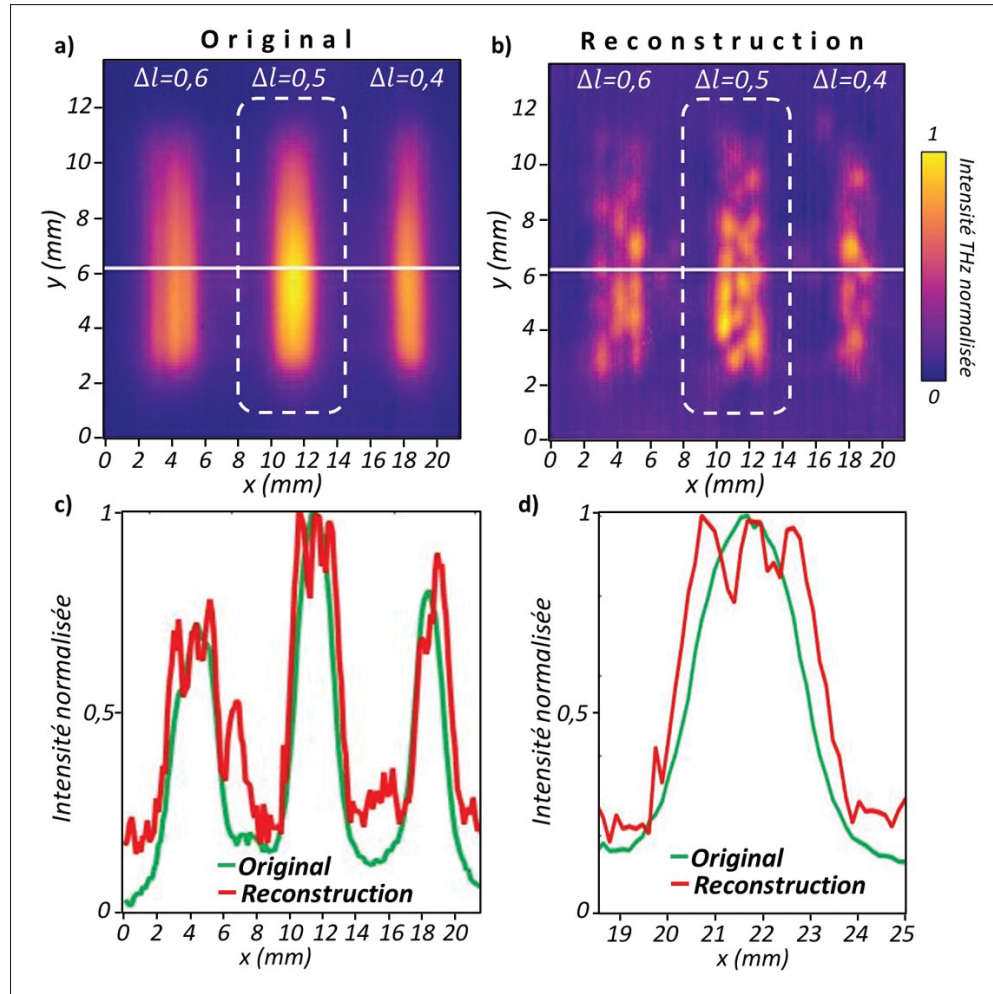


Figure 5.6 a) Image THz originale de l'objet. b) Image THz reconstruite de l'objet par la technique SODI avec un masquage de l'objet par un ensemble de masques imprimés. c) Profils d'intensité le long de la ligne blanche des images a et b. d) Profils d'intensité le long de la ligne blanche des images a et b pour l'objet $\delta l = 0,5$ mm (rectangle blanc en pointillés)

Pour conclure, nous avons prouvé, en utilisant une méthode avec un ensemble de masques imprimés, l'amélioration de la résolution spatiale du système d'imagerie de 0,6 mm à 0,5 mm. Néanmoins, cette technique présente quelques limitations. Tout d'abord, l'impression des masques directement sur l'objet exige d'avoir pour chaque masque un objet. De plus, celle-ci ne

peut pas être effectuée sur des objets réels sur lesquels une impression ne serait pas possible. Enfin, le fait qu'il faille, pour chaque masque, changer manuellement l'objet imagé requiert un alignement précis des objets entre les prises d'images et également un temps d'acquisition assez élevé.

5.3 Masquage actif de l'objet

Nous avons montré dans les sections précédentes les limitations de la technique SODI avec un masquage passif, que ce soit en masquant manuellement différentes parties de l'objet ou bien en utilisant des masques imprimés. Pour contourner ces limitations, nous avons proposé une amélioration de la technique SODI avec un contrôle actif des masques d'illumination. Cette section présente en détail la technique utilisée ainsi que les résultats préliminaires qui ont été obtenus.

Un masquage actif de l'objet permet de contrôler de manière numérique et rapidement (à une fréquence de plusieurs Hz) l'état des masques. Cette technique est basée sur la photoexcitation locale d'un semi-conducteur par un faisceau laser. Pour changer l'état des masques, les zones photoexcitées du semi-conducteur doivent être délimitées spatialement. Pour cela un DMD qui module spatialement le faisceau pompe est intégré. Cette technique de modulation THz a déjà été démontrée et elle est fréquemment utilisée dans des applications telle que l'imagerie THz compressée avec un pixel unique (Shreckenhamer *et al.*, 2013) (Stantchev *et al.*, 2017)(Stantchev *et al.*, 2020)(Zanotto *et al.*, 2020)

Avant de détailler la technique SODI avec un masquage actif et les résultats obtenus, nous avons dans un premier temps étudié expérimentalement la modulation d'amplitude THz induite par un semi-conducteur photoexcité.

5.3.1 Mesure de la modulation THz par photoexcitation d'un semi-conducteur

Un semi-conducteur est un composé solide présentant une séparation (de l'ordre de quelques eV) de sa bande de Valence et de sa bande de conduction, ainsi dans l'état non excité, il se comporte

comme un isolant électrique (Yu & Cardona, 2010). Cependant, éclairé avec un rayonnement électromagnétique dont l'énergie est supérieure à celle de la bande interdite, le phénomène de photoexcitation se produit (Fox, 2010). Des électrons peuvent transiter de la bande de Valence à la bande de conduction pour venir peupler cette dernière, ce qui induit des porteurs de charges libres. Ces derniers sont responsables de l'augmentation de la conductivité du semi-conducteur. Ainsi, il ne se comporte plus comme un isolant électrique, mais comme un conducteur et donc son coefficient d'absorption augmente. Dans la gamme des fréquences THz, cela se manifeste par une diminution de transmission sur une large bande spectrale (Li *et al.*, 2012).

Le phénomène de modulation THz par photoexcitation peut être provoqué avec des lasers de pompe émettant des impulsions (Degert *et al.*, 2022) mais également des sources de lumière continue (Busch, Scherger, Scheller & Koch, 2012). Dans la suite de ce travail, nous avons tiré profit de ce phénomène pour moduler spatialement l'intensité d'un faisceau THz en utilisant une plaque de silicium.

Le silicium (Si) est un semi-conducteur à bande indirecte, la transition d'un électron de la bande de Valence à la bande de conduction fait donc intervenir un phonon (Yu & Cardona, 2010). Le Si est très largement utilisé dans le domaine THz (Xie *et al.*, 2021). En effet, il est transparent dans la gamme de fréquences THz, avec un coefficient d'absorption linéaire inférieur à $0,025\text{cm}^{-1}$ pour des fréquences inférieures à 2 THz (Dai, Zhang, Zhang & Grischkowsky, 2004). Il possède également une bande interdite avec une énergie de 1,12 eV, ce qui correspond à un rayonnement avec une longueur d'onde de 1107 nm. Ainsi, en illuminant une plaque de Si avec de la lumière visible de forte intensité, le phénomène de photoexcitation peut être induit.

Nous avons, dans un premier temps, étudié l'impact de la photoexcitation d'une plaque de Si sur un faisceau THz. Le dispositif expérimental utilisé est présenté par la Figure 5.7 b). Une plaque de Si à haute résistivité et avec une épaisseur de 0,5 mm est utilisée. Celle-ci est photoexcitée par un laser continu de pompe collimaté. Conçu par l'*Lighthouse Photonics* (modèle *Sprout-CTM*), ce laser à semi-conducteur pompé par diode a une longueur d'onde de 532 nm et une puissance (P_{pompe}) ajustable pouvant aller jusqu'à 4,8 W. Dans l'expérience que nous avons conduite, plusieurs puissances de pompe ont été testées. Pour la génération et la

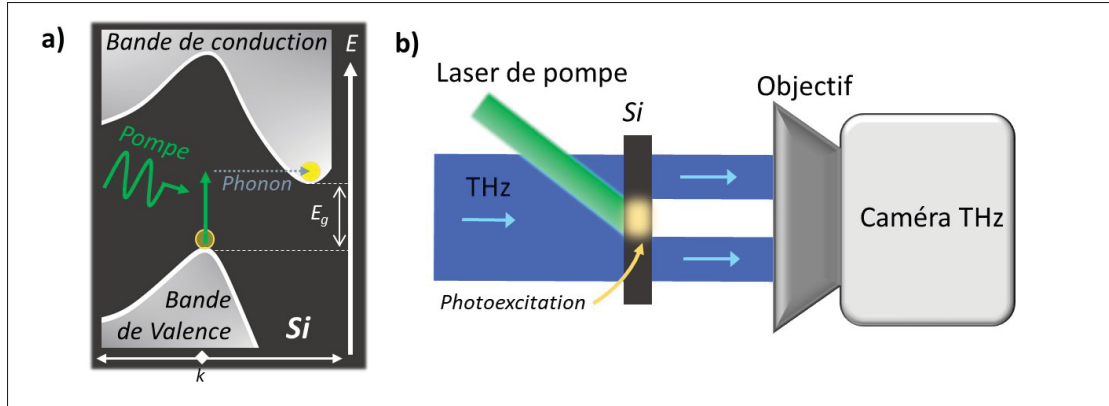


Figure 5.7 a) Diagramme des bandes d'énergie d'un Si photoexcité. b) Dispositif expérimental utilisé pour étudier la modulation d'amplitude THz par photoexcitation d'une plaque de Si

détection THz, un dispositif expérimental similaire à celui décrit dans la Section 5.2.1 est utilisé. La plaque de Si est illuminée avec un faisceau THz collimaté avec un diamètre de 2 pouces (50,8 mm). Nous avons veillé à illuminer avec le faisceau pompe, le centre du faisceau THz pour lequel l'intensité THz est maximale. La plaque est ensuite imagée avec un objectif THz sur une caméra microbolométrique (voir Section 5.2.1).

Nous avons tout d'abord caractérisé le faisceau de pompe et calculé son irradiance (I_{pompe}). L'irradiance de la pompe, donnée en puissance par unité de surface (W/cm^2), peut être calculée à partir de l'équation suivante :

$$I_{pomp} = \frac{P_{pompe}}{\pi D_{pompe}^2} \quad (5.2)$$

avec D_{pompe}^2 le diamètre du faisceau pompe pris à mi-hauteur. Pour mesurer ce paramètre, nous avons utilisé une caméra de type CMOS et un ensemble de filtres à densité neutre pour imager le faisceau pompe. En ajustant le profil spatial des images avec une fonction gaussienne (de la même forme que l'équation 5.1), le diamètre du faisceau pompe est mesuré et l'irradiance déduite (voir l'Insert de la Figure 5.8f)

L'image THz de la plaque Si sans laser de pompe est présentée par la Figure 5.8a. Les Figures 5.8 b-d) montrent les images THz avec la zone modulée en amplitude pour des irradiances de la pompe de $2,4 \text{ W/cm}^2$, $31,6 \text{ W/cm}^2$ et 165 W/cm^2 . Les profils spatiaux de l'intensité des images, pris dans la zone dans laquelle le faisceau THz est modulé (pointillés blancs), sont présentés dans la Figure 5.8 e. Nous pouvons observer une diminution de l'intensité au centre de faisceau qui est causée par la photoexcitation du semi-conducteur. Pour quantifier l'influence de la puissance de la pompe sur le phénomène de photoexcitation, nous avons défini un paramètre de modulation de transmission du faisceau THz (ΔI_{THz}). Ce dernier correspond à l'intensité THz normalisée minimale dans la zone photoexcitée et il est donné pour différentes irradiances de pompe par la Figure 5.8f. Cette transmission diminue avec la puissance de pompe pour atteindre un minimum de 35,8% pour une irradiance de 165 W/cm^2 . Ainsi l'intensité THz transmise, due à la photoexcitation du semi-conducteur, a été diminuée de 64,2%.

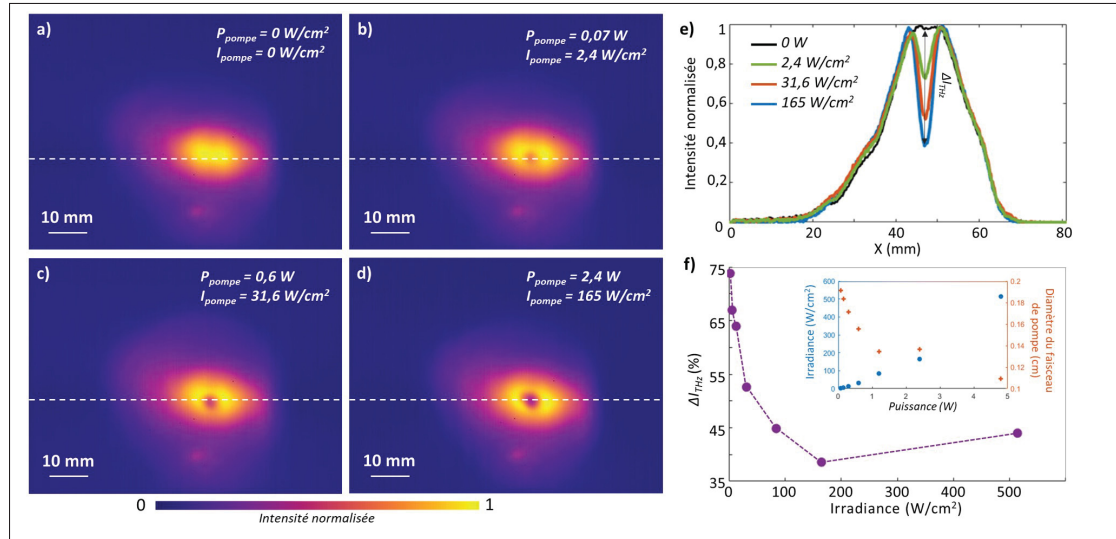


Figure 5.8 Modulation d'amplitude THz par photoexcitation d'une plaque de silicium. a-d) Images THz d'une plaque de silicium illuminée avec différentes puissances de pompe. e) Profil spatial des images a-d pris le long des pointillés blancs. f) Transmission de l'intensité du faisceau THz en fonction de l'irradiance du faisceau pompe. En insert : irradiance et diamètre du faisceau pompe pris à mi-hauteur pour différentes puissances

Pour conclure, nous avons mis en évidence la modulation en amplitude d'un faisceau THz grâce à un semi-conducteur photoexcité par un laser visible continu. Cette modulation dépend de l'irradiance du laser de pompe. En effet, la densité des charges libres induites par photoexcitation dépend de l'irradiance du laser (Kannegulla *et al.*, 2015). Une augmentation de la densité des charges libres conduit ainsi à une atténuation THz plus importante.

5.3.2 Dispositif expérimental pour un masquage actif

Afin de tester la technique SODI avec un masquage actif de l'objet, le dispositif expérimental utilisé est présenté par la Figure 5.9. Le système d'imagerie THz est similaire à celui utilisé pour la démonstration de la technique SODI avec un masquage passif de l'objet (voir Section 5.2.1). Comme pour la démonstration de la Section 5.2.2, l'objet imagé est constitué de trois fentes dont la dimension (δl) est de 0,4 mm. L'objectif forme une image THz de l'objet avec un facteur de grossissement de 0,47. Dans ces conditions d'imagerie, nous avons étudié, suivant la même méthode que celle décrite dans la Section 5.2.3, la RIS du système. Nous avons déterminé l'écart type moyen de la RIS du système (σ) à $730\mu m$.

Le faisceau laser de pompe (décrit en détail dans la Section 5.3.1) est fixé à une puissance de 4,8 W soit une irradiance de $514W/cm^2$.

Le DMD utilisé, fabriqué par *Texas Instruments*, est optimisé pour le rayonnement visible et correspond au modèle *DLP4500* (Texas-Instruments, 2022). Ce dernier consiste en une matrice de 912×1140 micromiroirs carrés dont les côtés mesurent $7,6\mu m$. Les micromiroirs peuvent être inclinés à ± 12 deg et ainsi réfléchir la lumière incidente dans deux directions différentes possibles (voir l'insert de la Figure 5.9). La modification de la position des micromiroirs est effectuée à une vitesse pouvant aller jusqu'à 4 kHz grâce à un contrôleur conçu par *Ajile Light Industries* (modèle *AJD-4500*). Les masques projetés sont conçus sur un logiciel de dessin vectoriel (*Inkscape*) et transmis au contrôleur du DMD, qui va les reproduire.

Afin d'illuminer entièrement le DMD avec un profil le plus homogène possible, le faisceau de pompe est agrandi d'un facteur 3 à l'aide d'un expandeur de faisceau achromatique. Enfin, une lentille convergente achromatique avec une longueur focale de 200 mm est utilisée pour imager

le DMD sur la plaque de Si avec un facteur de grossissement de 2,8. Elle est placée à 271 mm du DMD et à 760 mm de la plaque de Si. Pour avoir une taille comparable à la RIS du système d'imagerie, les motifs des masques sur le Si doivent avoir un diamètre égal à 6σ soit 4,38 mm pour cette démonstration. En prenant en considération le facteur de grossissement du système d'imagerie utilisé pour la projection, les motifs des masques ont un diamètre sur le DMD de 1,56 mm. En tenant compte des facteurs de grossissement (3 et 2,8) ainsi que des pertes par diffraction engendrées par le DMD (estimées à 66%), nous estimons à $2,4 \text{ W/cm}^2$ l'irradiance de la pompe sur le Si.

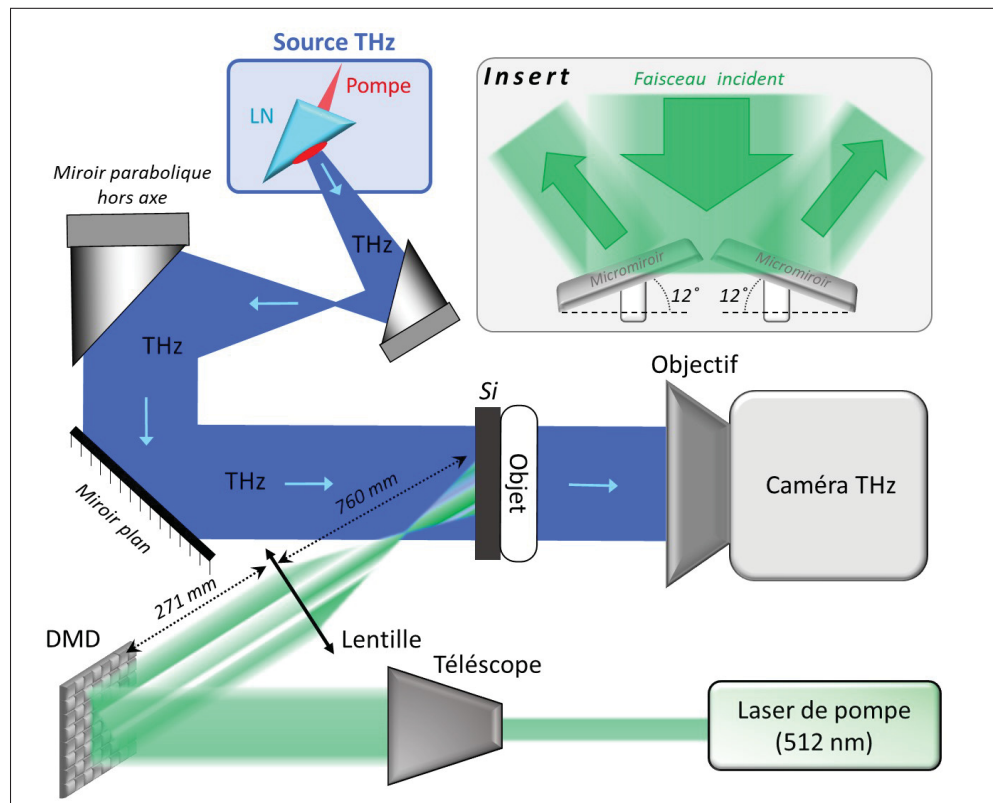


Figure 5.9 Dispositif expérimental utilisé pour démontrer la technique SODI avec un masquage actif de l'objet. En insert : Fonctionnement du DMD avec deux positions différentes pour les micromiroirs

5.3.3 Résultats et discussion

Les images THz obtenues de l'objet avec les 8 masques sont présentées dans la Figure 5.2. L'acquisition de ces images a nécessité quelques minutes. Néanmoins, avec une synchronisation et un contrôle automatisé de la caméra THz et du DMD, une réduction de cette durée à quelques secondes pourrait être envisagée. Les images THz obtenues de l'objet avec les 8 masques sont présentées dans la Figure 5.10. Nous pouvons souligner que les images THz sont assez bruitées. De plus une sensibilité différente entre les pixels de différentes colonnes peut être observée. Nous attribuons ces deux effets à un problème de calibration de la caméra lors de son utilisation. Aussi, afin de limiter au maximum l'impact de ces effets sur l'étude de la résolution spatiale du système d'imagerie, les fentes de l'objet ont été alignées horizontalement.

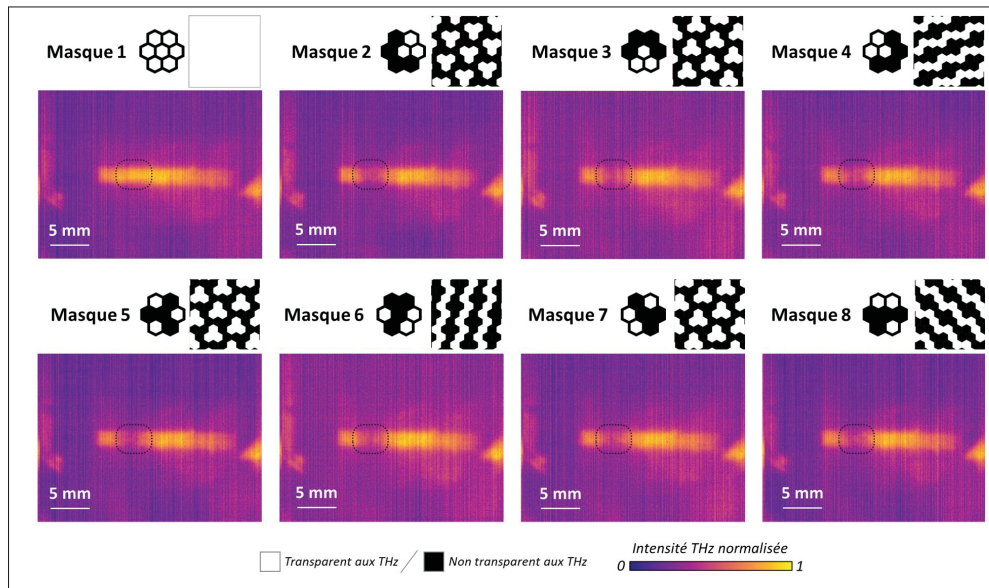


Figure 5.10 Images THz acquises avec un masquage actif de l'objet (trois fentes horizontales de dimension 0,4 mm). La zone entourée en pointillés noirs correspond à la partie modulée du faisceau THz

À partir de l'ensemble des images acquises avec les différents masques d'illumination générés activement, une image super-résolue peut être retrouvée. S'agissant de masques en amplitude,

nous avons calculé la variance de l'ensemble des images (équation 1.31). Les résultats obtenus sont montrés dans la Figure 5.11.

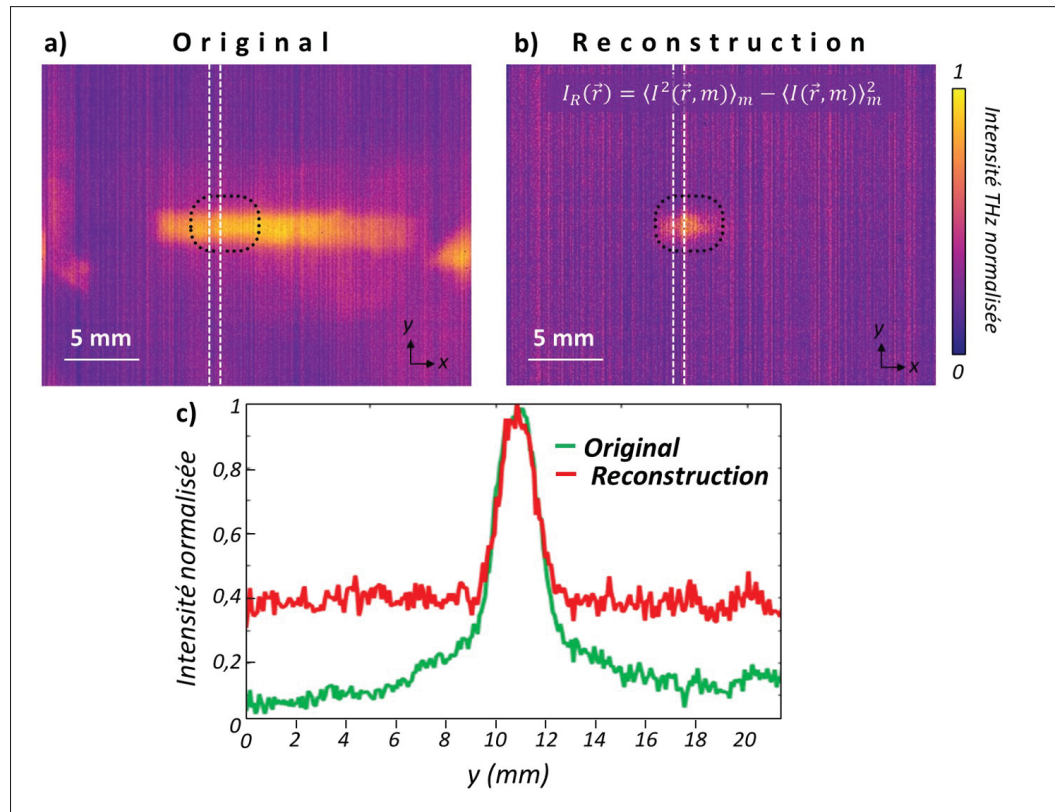


Figure 5.11 Résultat de la technique SODI avec un masquage actif de l'objet. a) Image THz originale de l'objet. b) Image THz reconstruite de l'objet avec la technique SODI, effectuée avec la variance de l'ensemble des images THz. La zone entourée en pointillés noirs correspond à la partie modulée du faisceau THz. c) Profils d'intensité verticale calculés en moyennant l'intensité des pixels horizontaux situés entre les deux lignes blanches pointillées

Tout d'abord, nous pouvons observer sur l'image THz originale de l'objet que ce dernier n'est pas résolu. En effet, les fentes ne peuvent pas être distinguées et différenciées les unes des autres (Figure 5.11a). L'image reconstruite de l'objet (Figure 5.11b), dans la zone modulée (entourée en pointillés noirs), n'est également pas résolue. Ces conclusions sont confirmées par le profil spatial normalisé mesuré transversalement aux fentes (Figure 5.11c). Il est important de noter que pour minimiser l'effet du bruit des images, l'intensité des pixels horizontaux situés

entre les deux lignes blanches pointillées est moyennée. Que ce soit pour l'image originale ou l'image reconstruite, il n'y a pas de modulation du profil d'intensité à la position des fentes. Nous pouvons aussi remarquer qu'à cause du bruit important présent sur les différentes images acquises, le niveau d'intensité de fond de l'image reconstruite a augmenté. Enfin, nous pouvons observer sur l'image de la Figure 5.11b, que uniquement la zone de l'objet où le rayonnement THz a été modulé est reconstruite. En effet, les parties non modulées, ayant une intensité quasi constante pour tous les masques d'amplitude, présentent une variance proche de zéro. Afin de contourner ce problème, nous avons testé la reconstruction d'une image super-résolue en prenant la racine carrée de la moyenne des intensités des images au carré (équation 1.33). Les résultats obtenus sont montrés dans la Figure 5.12. Cette méthode de reconstruction, normalement utilisée pour les masques en phase, fonctionne en partie. En effet, nous pouvons observer que la totalité de l'objet est reconstruite, y compris la zone modulée (voir Figure 5.12b). Il est important de noter que, même avec cette méthode de reconstruction, la résolution spatiale n'est toujours pas améliorée et les fentes non résolues (voir Figure 5.12c). À titre d'illustration, la Figure 5.12e représente schématiquement le cas où la reconstruction d'une image super-résolue avec la technique SODI fonctionnerait. Nous pouvons aussi noter que moyennner les images acquises permet une réduction du niveau de bruit de l'image reconstruite (mais pas du niveau d'intensité de fond).

Pour conclure, nous avons présenté dans cette Section une méthode de modulation THz active appliquée à la technique SODI. Cette méthode est basée sur la photoexcitation locale d'un semi-conducteur par un faisceau laser, assisté d'un DMD. Nous n'avons cependant pas démontré la reconstruction d'images super-résolues. Nous attribuons cela à quelques limitations de notre dispositif expérimental.

La première limitation est due à des images acquises qui sont très bruitées affectant directement la reconstruction d'images. Pour un futur travail avec cette technique, nous recommandons ainsi une calibration rigoureuse et précise de la caméra THz.

La deuxième limitation concerne la modulation en amplitude du faisceau THz par photoexcitation. Pour cette démonstration, nous avons fixé la puissance du laser de pompe à son maximal, mais

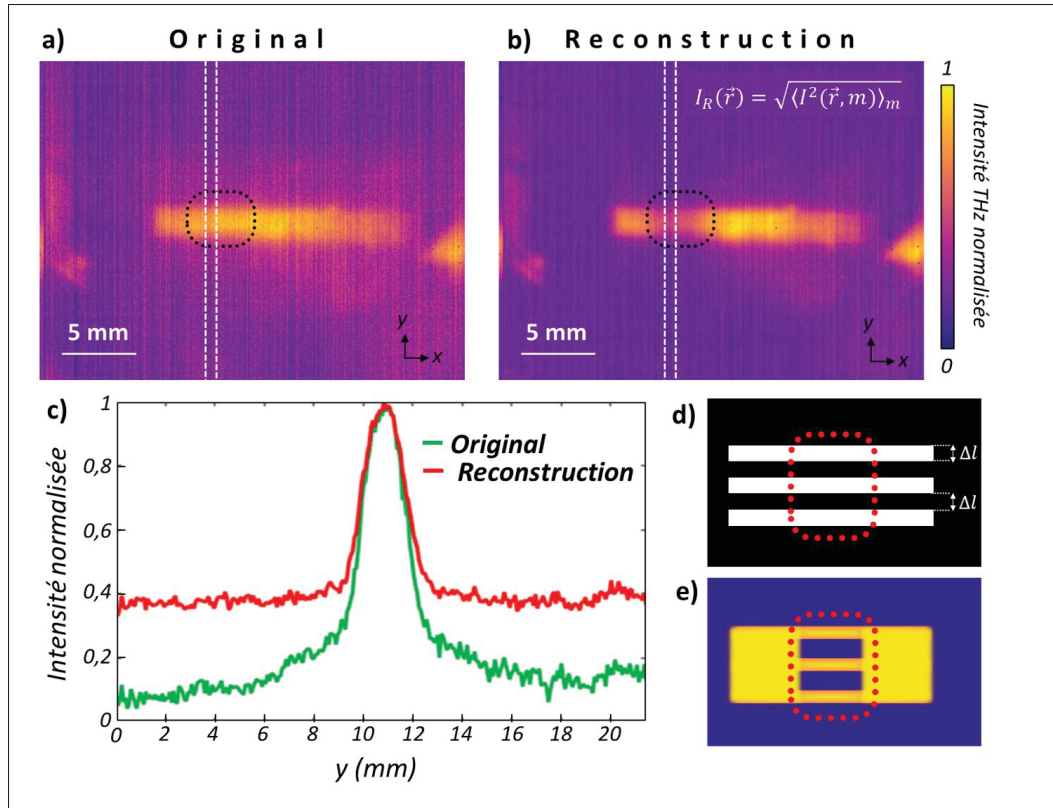


Figure 5.12 Résultat de la technique SODI avec un masquage de l'objet actif de l'objet. a) Image THz originale de l'objet. b) Image THz reconstruite de l'objet avec la technique SODI, effectuée avec la racine carrée de la moyenne des intensités au carré. La zone entourée en pointillés noirs correspond à la partie modulée du faisceau THz. c) Profils d'intensité verticale calculés en moyennant l'intensité des pixels horizontaux situés entre les deux lignes blanches pointillées. d) Illustration de l'objet imagé (la zone en pointillés rouges correspond à la partie modulée de l'objet). e) Illustration de l'objet reconstruit dans le cas où la technique SODI fonctionnerait (la zone en pointillés rouges correspond à la partie modulée de l'objet)

l'irradiance à la position du semi-conducteur reste toutefois assez faible (voir Section 5.3.2). Dans cette condition, la modulation de l'amplitude THz est assez faible, contrairement aux démonstrations précédentes pour lesquelles la modulation THz est totale (voir Section 5.2). De plus, la modulation de l'amplitude du faisceau THz n'est pas binaire, mais présente des gradients de transmission. Nous supposons que cela pourrait expliquer en partie le fait que la méthode considérant des masques de phase permet de reconstruire entièrement l'objet. En utilisant des

masques de phase, *Guerboukha et al.* ont observé sur les images en amplitudes acquises une modulation similaire et non binaire attribuée dans ce cas à un phénomène d'interférence. Dans cette démonstration, des images ont quand même pu être reconstruites. Nous suggérons donc pour des études futures de potentiellement traiter les masques actifs appliqués à l'objet comme des masques de phase.

5.4 Conclusion

Dans ce Chapitre, nous avons mené un travail exploratoire sur la technique SODI avec de nouvelles configurations d'imagerie et de masquages en vue de la rendre plus fonctionnelle. La principale amélioration que nous avons proposée par rapport à la démonstration précédemment réalisée, est l'utilisation d'une caméra THz permettant une acquisition directe et en temps réel d'images THz, tout en s'affranchissant d'un balayage spatial. Le premier test de la technique SODI a été réalisé avec un objet de taille et de géométrie bien défini. Certaines parties de l'objet, judicieusement définies, ont été manuellement masquées par une lame métallique. Le second test effectué est quant à lui basé sur des masques imprimés directement au contact de l'objet. À partir du calcul de la variance des images successivement acquises avec les masques, une image super-résolue de l'objet a été retrouvée. Nous avons donc démontré que ces méthodes, basées sur un masquage passif de l'objet, fonctionnent et ont permis de rendre résolus des objets ayant une dimension de 0,5 mm. Cependant ces méthodes de masquage sont peu fonctionnelles et ne peuvent pas être utilisées dans un cas réel d'imagerie avec un objet de géométrie inconnue et sur lequel une impression n'est pas possible. Ainsi, une autre méthode de masquage actif a aussi été explorée dans ce travail. Cette dernière utilise des masques en amplitude créés en photoexcitant localement un semi-conducteur. Cette méthode est intéressante car elle peut être appliquée à tout type d'objet et permet une modification rapide des conditions de masquage de l'objet. Nous n'avons cependant pas pu démontrer avec succès la reconstruction d'images super-résolues d'un objet avec cette technique. En plus des conditions d'utilisation de la caméra THz qui n'étaient pas optimales, la modulation en amplitude du faisceau THz était assez limitée. En effet, l'irradiance du faisceau de pompe utilisé pour la photoexcitation est assez faible. Pour

de futurs tests, des améliorations de ce dernier point peuvent être envisagées. Cela pourrait être réalisé en utilisant une irradiance plus élevée avec, par exemple, un laser plus puissant ou bien un laser impulsionnel (Degert *et al.*, 2022). De plus, d'autres techniques de modulation THz actives pourraient également être investiguées tels que les modulateurs THz à base de dioxyde de vanadium (Guan *et al.*, 2022). Enfin, une des améliorations qui pourrait être envisagée serait le contrôle du DMD, l'acquisition et le traitement des images de manière automatique afin de réduire considérablement le temps nécessaire pour reconstruire des images super-résolues.

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Au cours de cette thèse de doctorat, nous nous sommes concentrés sur le développement de systèmes d'imagerie dans la gamme des fréquences THz. Des contributions ont été apportées sur les différents aspects de ces systèmes, tout autant sur des sources de rayonnement THz que sur des techniques d'imagerie. Les motivations liées à ce travail ont été établies à partir d'un résumé de l'état de l'art dressé dans le Chapitre 1.

Les conclusions générales, ainsi que les perspectives des travaux présentés dans les chapitres précédents, sont exposées ci-dessous :

- Dans le Chapitre 2, nous avons présenté une étude expérimentale de la génération THz par RO dans un cristal de ZnTe pompé par un laser Yb à $1,024\ \mu\text{m}$. Illuminé à cette longueur d'onde, le ZnTe possède un mauvais accord de phase et conduit ainsi à l'émission peu efficace d'une impulsion THz multicycle. Nous avons cependant montré une variation de la forme temporelle de l'impulsion THz générée en fonction de la fluence de la pompe, menant pour des fluences élevées à l'émission d'une impulsion THz quasi monocyclique. Nous avons attribué cet effet à la présence de porteurs de charges libres créés par l'absorption à deux photons de la pompe dans le cristal. Ces derniers entraînent l'absorption THz de certaines parties de l'impulsion THz et permettent ainsi un filtrage dynamique. Dans ce travail, nous avons utilisé une analyse par transformée en ondelette. Cette méthode permet d'analyser les composantes spectrales des impulsions générées dans le domaine fréquentiel et aussi temporel. Grâce à cette analyse, nous avons pu mettre en évidence l'effet de filtrage du rayonnement THz induit par les porteurs de charges libres.

Pour de futurs travaux, nous suggérons une étude résolue en temps de l'effet d'absorption à deux photons sur la génération THz. Pour cela, nous proposons d'utiliser une méthode de spectroscopie avec une pompe optique et une sonde THz illuminant un cristal de ZnTe. Utilisée avec une analyse par ondelette, similaire à celle effectuée dans ce travail, une

description complète du phénomène pourrait être ainsi obtenue. Nous recommandons également une simulation rigoureuse de ce phénomène avec par exemple une méthode de calcul de différences finies dans le domaine temporel. En effet, la simulation effectuée dans ce travail n'a pas pris en considération des dimensions spatiales, l'accord de phase ou encore d'autres effets comme le changement dynamique de l'indice de réfraction du cristal.

- Dans le Chapitre 3, nous avons présenté la source THz performante que nous avons développée. Cette dernière est basée sur la RO dans un cristal de LN pompé par un laser Yb femtoseconde de type industriel. Pour satisfaire un bon accord de phase, nous avons utilisé un miroir à échelons pour effectuer une inclinaison du front d'onde de la pompe. Cette source THz présente une efficacité de conversion record de 1,3 % à température pièce. Ainsi, elle permet de générer une puissance moyenne THz de 74 mW avec un taux de répétition de 25 kHz. Cette caractéristique fait de cette source un outil intéressant pour les applications requérant une forte illumination pour une détection THz la plus sensible possible. Elle a ainsi été utilisée dans plusieurs projets d'imagerie avec une caméra THz. C'est par exemple le cas de celui présenté dans le Chapitre 5 ou encore de ceux décrits dans les références (Sebastian *et al.*, 2023) et Ahmad *et al.* (2023). Dans ce travail, nous avons également optimisé le dispositif de collections du rayonnement THz avec, entre autres, un miroir ellipsoïdal. Cela nous a permis de focaliser fortement le rayonnement généré et de mesurer un champ électrique de 400 kV/cm. Émettant des impulsions THz intenses, cette source peut être bénéfique aux applications nécessitant un champ électrique élevé telle que la spectroscopie THz non linéaire. Nous avons ainsi utilisé cette source, en collaboration avec l'*Institut national de la recherche scientifique*, pour étudier l'interaction non linéaire du rayonnement THz avec un échantillon d'antimoniure d'indium (Garcia-Rosas, Ropagnol, Guiramand, Blanchard & Ozaki, 2024). De plus, de par son intensité élevée, nous nous sommes avantageusement servis de cette source dans un système d'imagerie EO en champ proche (voir Chapitre 4). Cette source, en

présentant des caractéristiques combinées avantageuses en termes de puissance et d'intensité, ouvre de nouvelles opportunités dans le domaine de la génération d'impulsions THz. De plus, les nombreux travaux effectués avec cette dernière démontrent l'intérêt qu'elle peut avoir dans diverses applications allant de l'imagerie THz à la spectroscopie non linéaire.

Dans le futur, nous suggérons une amélioration de cette source en utilisant un laser Yb avec une énergie et une puissance moyennes plus élevées pour tendre ainsi vers la génération d'une puissance THz moyenne de l'ordre du watt. Pour parvenir à cela, nous recommandons cependant un contrôle en température des éléments optiques tels que le cristal de LN et le miroir à échelon. Nous jugeons cet aspect primordial pour garantir une efficacité de génération élevée et une émission THz stable. Enfin, nous proposons également une étude détaillée, expérimentale et numérique des effets thermiques dans le cristal de génération et sur le miroir à échelons. Nous estimons indispensable d'approfondir la compréhension des phénomènes thermiques pouvant affecter l'émission THz, lorsque le cristal est pompé avec des puissances élevées.

- Dans le Chapitre 4, nous avons présenté le système d'imagerie THz en champ proche que nous avons développé. Ce dernier est basé sur l'imagerie EO en 2D. Nous avons démontré pour la première fois cette technique d'imagerie en intégrant un capteur d'image de polarisation pour mesurer directement et spatialement les composantes de polarisation du faisceau de sonde. Cette technique permet une mesure spatiale de la distribution du champ électrique THz et cela à un débit vidéo. Nous avons utilisé un cristal EO mince au contact de l'objet imagé pour détecter le champ évanescent. Dans la configuration de cette expérience, nous avons atteint une résolution spatiale inférieure à $15\mu m$, ce qui correspond à une résolution de $\lambda/25$ à 0,78 THz. De plus, des images THz hyperspectrales, en amplitude et en phase, d'un objet ont été retrouvées à partir des images THz temporelles. Cette méthode, relativement simple à implémenter, présente des performances d'imagerie similaires aux techniques reposant sur

la séparation spatiale des composantes de polarisation de la sonde. Nous avons prouvé cela en comparant ce système avec un autre système d'imagerie utilisant entre autres une caméra de type sCMOS et des cubes séparateurs polarisants.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses. Nous suggérons tout d'abord d'étudier d'autres conditions d'imagerie en augmentant par exemple le champ de vue, en le réduisant pour accroître la sensibilité de la détection ou encore changer l'épaisseur du cristal de détection pour améliorer la résolution. Cette technique peut aussi être investiguée avec d'autres configurations comme l'imagerie en réflection. Aussi, nous considérons intéressant de tester d'autres méthodes d'imagerie avec le dispositif mis en place intégrant le capteur d'image de polarisation. Cela pourrait être le cas de la méthode démontrée par *Blanchard et al.* pour laquelle la détection de l'intensité THz est réalisée par un effet Kerr dans un cristal de SrTiO_3 (Blanchard *et al.*, 2022a). Dans ce cas, une amélioration du contraste et de la résolution d'imagerie est attendue. Ensuite, nous recommandons d'étudier la possibilité d'exploiter la totalité des informations fournies par le capteur d'image de polarisation. Dans cette étude, nous avons utilisé seulement les images de deux états de polarisation (vertical et horizontal). Nous estimons que les autres images, avec les autres états de polarisation (45° and 135°), en fournissant une mesure complète de la polarisation du faisceau sonde, permettraient une amélioration de la sensibilité de détection. Finalement, nous proposons d'utiliser ce système pour des applications concrètes d'imagerie en champ proche. Ce dispositif pourrait ainsi être un outil pour caractériser par exemple des métasurfaces THz dans le but d'optimiser leur fabrication.

- Dans le Chapitre 5, nous avons présenté les travaux qui ont été menés sur la technique SODI. Afin d'étendre le champ d'application de l'imagerie THz, les systèmes d'imagerie doivent permettre des acquisitions rapides d'images, avec des résolutions spatiales élevées. En utilisant une caméra THz avec la technique SODI nous avons répondu à ces contraintes. La technique SOFI est basée sur l'utilisation successive de masques d'imagerie en champ proche et permet

ainsi la reconstruction d'images super-résolues d'objets. Dans ce travail, nous avons étudié plusieurs configurations de masquage. Tout d'abord, avec des configurations de masquages passifs, nous avons pu reconstruire des images super-résolues d'objets. Ensuite, afin de rendre plus fonctionnelle la technique SODI, nous avons testé une méthode de masquage active basée sur un semi-conducteur photoexcité. Avec cette méthode, nous n'avons pas pu démontrer la reconstruction d'images super-résolues d'un objet. Nous attribuons cela à plusieurs limitations du dispositif expérimental utilisé.

Dans l'ensemble, ce travail exploratoire n'a pas abouti à des résultats que nous avons jugés suffisamment concluants pour être rapportés dans une revue scientifique avec comité de lecture. Ils ont cependant été présentés dans des conférences scientifiques internationales. Par ailleurs, les recherches menées ouvrent de nouvelles voies d'investigation pour perfectionner la technique SODI. Ainsi, nous suggérons pour de futurs travaux une amélioration des conditions d'imagerie. Aussi, nous encourageons la poursuite de l'exploitation d'une méthode de masquage active. Un travail devrait être cependant mené dans le but de maximiser la modulation du faisceau THz. Ce qui pourrait être réalisé par l'optimisation des conditions de modulation du faisceau THz par photoexcitation ou bien en utilisant d'autres techniques de modulation.

Pour conclure, les travaux effectués durant cette thèse ont contribué à enrichir les connaissances, autant dans le domaine de la génération d'impulsion THz intense que dans celui de l'imagerie THz à haute résolution. Des avancées bénéfiques pour le milieu de la recherche académique, mais aussi pour le secteur industriel, ont été réalisées. Ces dernières participent directement au déploiement du rayonnement THz pour diverses applications. Cette thèse ouvre également de nombreuses perspectives encourageantes pour de futures recherches.

CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES

Au cours de ce doctorat, plusieurs contributions scientifiques ont été apportées. Tout d'abord, plusieurs travaux ont été publiés dans des revues à comité de lecture.

- Guiramand, L., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2021). Time-frequency analysis of two-photon absorption effect during optical rectification in a ZnTe crystal pumped at 1.024 μm . Optics Letters, 46(24), 6047. doi : 10.1364/OL.441231.
- Nkeck, J. E., Guiramand, L., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2021). Broadening, nonlinear filtering, and compression of microjoule energy laser pulses at 1 μm wavelength. Journal of the Optical Society of America B, 38(9), 2715. doi : 10.1364/JOSAB.435905
- Guiramand, L., Nkeck, J. E., Ropagnol, X., Ozaki, T. & Blanchard, F. (2022). Near-optimal intense and powerful terahertz source by optical rectification in lithium niobate crystal. Photonics Research, 10, 340–346. doi : 10.1364/PRJ.428418
- Blanchard, F., Nkeck, J. E., Guiramand, L., Zibod, S., Dolgaleva, K., Arikawa, T. & Tanaka, K. (2022). Two-dimensional space–time terahertz memory in bulk SrTiO₃. Optica, 9(9), 980. doi : 10.1364/OPTICA.463730
- Garcia-Rosas, C. M., Ropagnol, X., Guiramand, L., Blanchard, F. & Ozaki, T. (2024). Interplay between intervalley scattering and impact ionization induced by intense terahertz pulses in InSb thin films. Physical Review B, 109(4), 045406. doi : 10.1103/PhysRevB.109.045406
- Guiramand, L., Lafrenière-Greig, J., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2024). Near-field terahertz electro-optical imaging based on a polarization image sensor, New J. Phys. 26, 103007. doi : 10.1088/1367-2630/ad817e

Ensuite, plusieurs articles de conférence avec comité de lecture ont été déposés :

- Guiramand, L., Zhuldybina, M., Arikawa, T., Tanaka, K. & Blanchard, F. (2020). Near-field THz imaging of a printed metallic checkerboard pattern. OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2020 (IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF) (2020), paper NpTu4D.16, pp. NpTu4D.16. doi : 10.1364/NP.2020.NpTu4D.16
- Guiramand, L., Nkeck, J. E., Ropagnol, X., Ozaki, T. & Blanchard, F. (2021). Highly efficient

and intense terahertz source based on lithium niobate pumped by sub-millijoule ytterbium laser. 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9567429

- Guiramand, L., Nkeck, J. E., Ropagnol, X., Ozaki, T. & Blanchard, F. (2021). Powerful and intense terahertz source using lithium niobate pumped by sub-millijoule ytterbium laser. 2021 Photonics North (PN), pp. 1–1. doi : 10.1109/PN52152.2021.9597949

- Nkeck, J. E., Guiramand, L., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2021). Spectral broadening of sub-J Ytterbium laser pulses in cadmium sulfide crystal with subsequent filtering by frequency doubling. 2021 Photonics North (PN), pp. 1–1. doi : 10.1109/PN52152.2021.9597979

- Guiramand, L., Guerboukha, H., Gandubert, G., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2022). Investigation of full-field super-resolution terahertz imaging using a microbolometric camera. 2022 Photonics North (PN), pp. 1–1. doi : 10.1109/PN56061.2022.9908254

- Guiramand, L., Nkeck, J. E., Ropagnol, X., Ozaki, T. & Blanchard, F. (2022). 1.3% conversion efficiency terahertz source based on lithium niobate pumped by sub-millijoule ytterbium laser. Optica High-brightness Sources and Light-driven Interactions Congress 2022 (2022), paper MW3C.3, pp. MW3C.3. doi : 10.1364/MICS.2022.MW3C.3

- Blanchard, F., Nkeck, J. E., Guiramand, L., Zibod, S., Dolgaleva, K., Arikawa, T. & Tanaka, K. (2022). SrTiO₃, a near-field terahertz sensor. 2022 Photonics North (PN), pp. 1–1. doi : 10.1109/PN56061.2022.9908362

- Guiramand, L., Sebastian, R. R., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2023). Electro-optical terahertz imaging using a polarization image sensor. 2023 Photonics North (PN), pp. 1–2. doi : 10.1109/PN58661.2023.10223015.

- Guiramand, L., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2023). Far-field terahertz electric-field imaging using a polarization image sensor. 2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10298939

- Sebastian, R. R., Guiramand, L. & Blanchard, F. (2023). Noise modelling using Deep CNN for Terahertz Super-Resolution Imaging. 2023 Photonics North (PN), pp. 1–2. doi : 10.1109/PN58661.2023.10223028

- Ahmad, R., Guiramand, L., Zhuldybina, M., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2023). Fabrication

- and characterization of terahertz zone plates based on foil stamping technique. 2023 Photonics North (PN), pp. 1–2. doi : 10.1109/PN58661.2023.10223017
- Ahmad, R., Guiramand, L., Zhuldybina, M., Ropagnol, X., Trinh, N. D., Bois, C. & Blanchard, F. (2023). Printed Terahertz Spiral Zone Plate for Vortex Beam Generation. 2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10299141
 - Becheker, R., Guiramand, L., Martinez, A., Idlahcen, S., Houard, J., Godin, T., Ropagnol, X., Paparo, D., Blanchard, F., Vella, A. & Hideur, A. (2023). High-intensity single-cycle THz source driven by a high-power fiber laser. Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe (CLEO/Europe 2023) and European Quantum Electronics Conference (EQEC 2023) (2023), paper cc_2_4, pp. cc_2_4
 - Martinez, A., Becheker, R., Guiramand, L., Idlahcen, S., Houard, J., Godin, T., Ropagnol, X., Paparo, D., Blanchard, F., Vella, A. & Hideur, A. (2023). High-Intensity THz Pulses Generation In Lithium Niobate Using A Reflective Echelon Scheme. 2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10299087
 - Garcia-Rosas, C. M., Ropagnol, X., Guiramand, L., Blanchard, F. & Ozaki, T. (2023). Impact ionization and intervalley scattering induced by intense few-cycle THz pulses in undoped InSb thin films. CLEO 2023 (2023), paper SM3F.2, pp. SM3F.2. doi : 10.1364/CLEO_SI.2023.SM3F.2
 - Garcia-Rosas, C. M., Ropagnol, X., Guiramand, L., Blanchard, F. & Ozaki, T. (2023). Interplay between intervalley scattering and impact ionization induced by intense terahertz pulse in InSb thin films. 2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10298922
 - Mine, S., Gandubert, G., Guiramand, L., Ropagnol, X., Murate, K. & Blanchard, F. (2023). Non-collinear parametric detection of broadband terahertz pulses. 2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10299012
 - Blanchard, F., Mine, S., Sebastian, R. R., Guiramand, L., Gandubert, G., Ropagnol, X. &

Murate, K. (2023). Broadband terahertz parametric spectrometer. Advanced Photonics Congress 2023 (2023), paper JTh1A.1, pp. JTh1A.1. doi : 10.1364/IPRSN.2023.JTh1A.1

BIBLIOGRAPHIE

- Abdo, M., Sheng, S., Rolf-Pissarczyk, S., Arnhold, L., Burgess, J. A. J., Isobe, M., Malavolti, L. & Loth, S. (2021). Variable Repetition Rate THz Source for Ultrafast Scanning Tunneling Microscopy. *ACS Photonics*, 8(3), 702–708. doi : 10.1021/acsphotonics.0c01652. Publisher : American Chemical Society.
- Abraham, E., Younus, A., Delagnes, J. C. & Mounaix, P. (2010). Non-invasive investigation of art paintings by terahertz imaging. *Applied Physics A*, 100(3), 585–590. doi : 10.1007/s00339-010-5642-z.
- Abraham, E. & Fukunaga, K. (2015). Terahertz imaging applied to the examination of artistic objects. *Studies in Conservation*, 60(6), 343–352. doi : 10.1179/2047058414Y.0000000146.
- Adam, A. J. L. (2011). Review of Near-Field Terahertz Measurement Methods and Their Applications : How to Achieve Sub-Wavelength Resolution at THz Frequencies. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 32(8-9), 976–1019. doi : 10.1007/s10762-011-9809-2.
- Agaian, S. S. & of Photo-optical Instrumentation Engineers, S. (Éds.). (2011). *Hadamard transforms*. Bellingham, Wash : SPIE.
- Aggarwal, R., Lax, B. & Favrot, G. (1973). Noncollinear phase matching in GaAs. *Applied Physics Letters*, 22(7), 329–330. doi : 10.1063/1.1654658.
- Ahmad, R., Guiramand, L., Zhuldybina, M., Ropagnol, X., Trinh, N. D., Bois, C. & Blanchard, F. (2023). Printed Terahertz Spiral Zone Plate for Vortex Beam Generation. *2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10299141.
- Al Hadi, R., Sherry, H., Grzyb, J., Zhao, Y., Forster, W., Keller, H. M., Cathelin, A., Kaiser, A. & Pfeiffer, U. R. (2012). A 1 k-Pixel Video Camera for 0.7–1.1 Terahertz Imaging Applications in 65-nm CMOS. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 47(12), 2999–3012. doi : 10.1109/JSSC.2012.2217851.
- Alkeria. (2023). CELERA P - Polarization camera - Alkeria Machine Vision Cameras. Repéré le 2023-11-10 à <https://www.alkeria.com/products/polarization-cameras>.
- Amirkhan, F., Sakata, R., Takiguchi, K., Arikawa, T., Ozaki, T., Tanaka, K. & Blanchard, F. (2019). Characterization of thin-film optical properties by THz near-field imaging method. *Journal of the Optical Society of America B*, 36(9), 2593. doi : 10.1364/JO-SAB.36.002593.

- Andreeva, V., Kosareva, O., Panov, N., Shipilo, D., Solyankin, P., Esaulkov, M., González de Alaiza Martínez, P., Shkurinov, A., Makarov, V., Bergé, L. & Chin, S. (2016). Ultrabroad Terahertz Spectrum Generation from an Air-Based Filament Plasma. *Physical Review Letters*, 116(6), 063902. doi : 10.1103/PhysRevLett.116.063902. Publisher : American Physical Society.
- Apostolopoulos, V. & Barnes, M. E. (2014). THz emitters based on the photo-Dember effect. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 47(37), 374002. doi : 10.1088/0022-3727/47/37/374002.
- Arikawa, T., Hiraoka, T., Morimoto, S., Blanchard, F., Tani, S., Tanaka, T., Sakai, K., Kitajima, H., Sasaki, K. & Tanaka, K. (2020). Transfer of orbital angular momentum of light to plasmonic excitations in metamaterials. *Science Advances*, 6(24), eaay1977. doi : 10.1126/sciadv.aay1977.
- Auston, D. H., Cheung, K. P. & Smith, P. R. (1984a). Picosecond photoconducting Hertzian dipoles. *Applied Physics Letters*, 45(3), 284–286. doi : 10.1063/1.95174.
- Auston, D. H., Cheung, K. P., Valdmanis, J. A. & Kleinman, D. A. (1984b). Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media. *Physical Review Letters*, 53(16), 1555–1558. doi : 10.1103/PhysRevLett.53.1555. Publisher : American Physical Society.
- Avetisyan, Y., Makaryan, A., Tadevosyan, V. & Tonouchi, M. (2017). Design of a Multistep Phase Mask for High-Energy Terahertz Pulse Generation by Optical Rectification. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 38(12), 1439–1447. doi : 10.1007/s10762-017-0429-3.
- Bach, F., Mero, M., Chou, M.-H. & Petrov, V. (2017). Laser induced damage studies of LiNbO₃ using 1030-nm, ultrashort pulses at 10-1000 kHz. *Optical Materials Express*, 7(1), 240. doi : 10.1364/OME.7.000240.
- Bakunov, M. I., Tsarev, M. V. & Mashkovich, E. A. (2012). Terahertz difference-frequency generation by tilted amplitude front excitation. *Optics Express*, 20(27), 28573–28585. doi : 10.1364/OE.20.028573. Publisher : Optica Publishing Group.
- Banks, P. A., Kleist, E. M. & Ruggiero, M. T. (2023). Investigating the function and design of molecular materials through terahertz vibrational spectroscopy. *Nature Reviews Chemistry*, 7(7), 480–495. doi : 10.1038/s41570-023-00487-w.
- Barr, L. E., Karlsen, P., Hornett, S. M., Hooper, I. R., Mrnka, M., Lawrence, C. R., Phillips, D. B. & Hendry, E. (2021). Super-resolution imaging for sub-IR frequencies based on total internal reflection. *Optica*, 8(1), 88. doi : 10.1364/OPTICA.408678.

- Bass, M., Franken, P. A., Ward, J. F. & Weinreich, G. (1962). Optical Rectification. *Physical Review Letters*, 9(11), 446–448. doi : 10.1103/PhysRevLett.9.446.
- Beck, M., Klammer, M., Lang, S., Leiderer, P., Kabanov, V. V., Gol'tsman, G. N. & Demsar, J. (2011). Energy-Gap Dynamics of Superconducting NbN Thin Films Studied by Time-Resolved Terahertz Spectroscopy. *Physical Review Letters*, 107(17), 177007. doi : 10.1103/PhysRevLett.107.177007.
- Beck, M., Plötzing, T., Maussang, K., Palomo, J., Colombelli, R., Sagnes, I., Mangeney, J., Tignon, J., Dhillon, S. S., Klatt, G. & Bartels, A. (2019). High-speed THz spectroscopic imaging at ten kilohertz pixel rate with amplitude and phase contrast. *Optics Express*, 27(8), 10866–10872. doi : 10.1364/OE.27.010866. Publisher : Optica Publishing Group.
- Benabdelghani, I., Tóth, G., Krizsán, G., Bazsó, G., Szaller, Z., Mbithi, N., Rácz, P., Dombi, P., Polónyi, G. & Hebling, J. (2024). Three-photon and four-photon absorption in lithium niobate measured by the Z-scan technique. *Optics Express*, 32(5), 7030. doi : 10.1364/OE.505995.
- Benea-Chelms, I.-C., Settembrini, F. F., Scalari, G. & Faist, J. (2019). Electric field correlation measurements on the electromagnetic vacuum state. *Nature*, 568(7751), 202–206. doi : 10.1038/s41586-019-1083-9.
- Benis, S., Cirloganu, C. M., Cox, N., Ensley, T., Hu, H., Nootz, G., Olszak, P. D., Padilha, L. A., Peceli, D., Reichert, M., Webster, S., Woodall, M., Hagan, D. J. & Van Stryland, E. W. (2020). Three-photon absorption spectra and bandgap scaling in direct-gap semiconductors. *Optica*, 7(8), 888. doi : 10.1364/OPTICA.396056.
- Bethe, H. A. (1944). Theory of Diffraction by Small Holes. *Physical Review*, 66(7-8), 163–182. doi : 10.1103/PhysRev.66.163.
- Bitzer, A. & Walther, M. (2008). Terahertz near-field imaging of metallic subwavelength holes and hole arrays. *Applied Physics Letters*, 92(23), 231101. doi : 10.1063/1.2936303.
- Blanchard, F., Razzari, L., Bandulet, H., Sharma, G., Morandotti, R., Kieffer, J. C., Ozaki, T., Reid, M., Tiedje, H. F., Haugen, H. K. & Hegmann, F. A. (2007). Generation of 1.5 μ J single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal. *Optics Express*, 15(20), 13212. doi : 10.1364/OE.15.013212.
- Blanchard, F., Doi, A., Tanaka, T., Hirori, H., Tanaka, H., Kadoya, Y. & Tanaka, K. (2011a). Real-time terahertz near-field microscope. *Optics Express*, 19(9), 8277. doi : 10.1364/OE.19.008277.

- Blanchard, F., Golde, D., Su, F. H., Razzari, L., Sharma, G., Morandotti, R., Ozaki, T., Reid, M., Kira, M., Koch, S. W. & Hegmann, F. A. (2011b). Effective Mass Anisotropy of Hot Electrons in Nonparabolic Conduction Bands of Sn -Doped InGaAs Films Using Ultrafast Terahertz Pump-Probe Techniques. *Physical Review Letters*, 107(10), 107401. doi : 10.1103/PhysRevLett.107.107401. Publisher : American Physical Society.
- Blanchard, F., Doi, A., Tanaka, T. & Tanaka, K. (2013). Real-Time, Subwavelength Terahertz Imaging. *Annual Review of Materials Research*, 43(1), 237–259. doi : 10.1146/annurev-matsci-071312-121656.
- Blanchard, F., Ropagnol, X., Hafez, H., Razavipour, H., Bolduc, M., Morandotti, R., Ozaki, T. & Cooke, D. G. (2014a). Effect of extreme pump pulse reshaping on intense terahertz emission in lithium niobate at multimillijoule pump energies. *OPTICS LETTERS*, 39(15), 4.
- Blanchard, F., Schmidt, B. E., Ropagnol, X., Thiré, N., Ozaki, T., Morandotti, R., Cooke, D. G. & Légaré, F. (2014b). Terahertz pulse generation from bulk GaAs by a tilted-pulse-front excitation at 1.8 μm . *Applied Physics Letters*, 105(24), 241106. doi : 10.1063/1.4904005.
- Blanchard, F., Nkeck, J. E., Guiramand, L., Zibod, S., Dolgaleva, K., Arikawa, T. & Tanaka, K. (2022a). Two-dimensional space–time terahertz memory in bulk SrTiO_3 . *Optica*, 9(9), 980. doi : 10.1364/OPTICA.463730.
- Blanchard, F. & Tanaka, K. (2016). Improving time and space resolution in electro-optic sampling for near-field terahertz imaging. *Optics Letters*, 41(20), 4645. doi : 10.1364/OL.41.004645.
- Blanchard, F., Arikawa, T. & Tanaka, K. (2022b). Real-Time Megapixel Electro-Optical Imaging of THz Beams with Probe Power Normalization. *Sensors*, 22(12), 4482. doi : 10.3390/s22124482.
- Bor, Z., Racz, B., Szabo, G., Hilbert, M. & Hazim, H. A. (1993). Femtosecond pulse front tilt caused by angular dispersion. *Optical Engineering*, 32(10), 2501–2504. doi : 10.1117/12.145393. Publisher : SPIE.
- Boyd, R. (2008). *Nonlinear Optics 3rd Edition*. Academic Press.
- Brahm, A., Wilms, A., Dietz, R. J. B., Göbel, T., Schell, M., Notni, G. & Tünnermann, A. (2014). Multichannel terahertz time-domain spectroscopy system at 1030 nm excitation wavelength. *Optics Express*, 22(11), 12982–12993. doi : 10.1364/OE.22.012982. Publisher : Optica Publishing Group.

- Bryan, D. A., Gerson, R. & Tomaschke, H. E. (1984). Increased optical damage resistance in lithium niobate. *Applied Physics Letters*, 44(9), 847–849. doi : 10.1063/1.94946.
- Buchmann, T. O., Railton Kelleher, E. J., Jazbinsek, M., Zhou, B., Seok, J.-H., Kwon, O.-P., Rotermund, F. & Jepsen, P. U. (2020). High-power few-cycle THz generation at MHz repetition rates in an organic crystal. *APL Photonics*, 5(10), 106103. doi : 10.1063/5.0022762.
- Buldt, J., Stark, H., Müller, M., Grebing, C., Jauregui, C. & Limpert, J. (2021). Gas-plasma-based generation of broadband terahertz radiation with 640 mW average power. *Optics Letters*, 46(20), 5256–5259. doi : 10.1364/OL.442374. Publisher : Optica Publishing Group.
- Busch, S., Scherger, B., Scheller, M. & Koch, M. (2012). Optically controlled terahertz beam steering and imaging. *Optics Letters*, 37(8), 1391. doi : 10.1364/OL.37.001391.
- Candes, E. J. & Wakin, M. B. (2008). An Introduction To Compressive Sampling. *IEEE Signal Processing Magazine*, 25(2), 21–30. doi : 10.1109/MSP.2007.914731. tex.ids : candes_introduction_2008-1 conferenceName : IEEE Signal Processing Magazine.
- Cassar, Q., Caravera, S., MacGrogan, G., Bücher, T., Hillger, P., Pfeiffer, U., Zimmer, T., Guillet, J.-P. & Mounaix, P. (2021). Terahertz refractive index-based morphological dilation for breast carcinoma delineation. *Scientific Reports*, 11(1), 6457. doi : 10.1038/s41598-021-85853-8.
- Chai, X., Ropagnol, X., Mora, L. S., Raeiszadeh, S. M., Safavi-Naeini, S., Blanchard, F. & Ozaki, T. (2020). Stokes–Mueller method for comprehensive characterization of coherent terahertz waves. *Scientific Reports*, 10(1), 15426. doi : 10.1038/s41598-020-72049-9.
- Chan, W. L., Charan, K., Takhar, D., Kelly, K. F., Baraniuk, R. G. & Mittleman, D. M. (2008). A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing. *Applied Physics Letters*, 93(12), 121105. doi : 10.1063/1.2989126.
- Chang, G., Divin, C. J., Liu, C.-H., Williamson, S. L., Galvanauskas, A. & Norris, T. B. (2006). Power scalable compact THz system based on an ultrafast Yb-doped fiber amplifier. *Optics Express*, 14(17), 7909. doi : 10.1364/OE.14.007909.
- Chang, G., Divin, C. J., Liu, C.-H., Williamson, S. L., Galvanauskas, A. & Norris, T. B. (2007). Generation of radially polarized terahertz pulses via velocity-mismatched optical rectification. *Optics Letters*, 32(4), 433. doi : 10.1364/OL.32.000433.
- Chen, S.-C., Du, L.-H., Meng, K., Li, J., Zhai, Z.-H., Shi, Q.-W., Li, Z.-R. & Zhu, L.-G. (2019). Terahertz wave near-field compressive imaging with a spatial resolution of over /100. *Optics Letters*, 44(1), 21. doi : 10.1364/OL.44.000021.

- Chen, S.-C., Feng, Z., Li, J., Tan, W., Du, L.-H., Cai, J., Ma, Y., He, K., Ding, H., Zhai, Z.-H., Li, Z.-R., Qiu, C.-W., Zhang, X.-C. & Zhu, L.-G. (2020). Ghost spintronic THz-emitter-array microscope. *Light : Science & Applications*, 9(1), 99. doi : 10.1038/s41377-020-0338-4.
- Chen, X., He, S., Shen, Z., Li Zhao, F., Xu, K. Y., Wang, G., Wang, R. & Dai, N. (2009). Influence of nonlinear effects in ZnTe on generation and detection of terahertz waves. *Journal of Applied Physics*, 105(2), 023106. doi : 10.1063/1.3068480. tex.ids : chen_influence_2009-1.
- Cheon, H., Yang, H.-J., Choi, M. & Son, J.-H. (2019). Effective demethylation of melanoma cells using terahertz radiation. *Biomedical Optics Express*, 10(10), 4931. doi : 10.1364/BOE.10.004931.
- Cherednichenko, S., Hammar, A., Bevilacqua, S., Drakinskiy, V., Stake, J. & Kalabukhov, A. (2011). A Room Temperature Bolometer for Terahertz Coherent and Incoherent Detection. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 1(2), 395–402. doi : 10.1109/TTHZ.2011.2164654. Conference Name : IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology.
- Chevalier, C., Mercier, L., Duchesne, F., Gagnon, L., Tremblay, B., Terroux, M., Génèreux, F., Paultre, J.-E., Provençal, F., Desroches, Y., Marchese, L., Jerominek, H., Alain, C. & Bergeron, A. (2013). Introducing a 384x288 pixel terahertz camera core. pp. 86240F. doi : 10.1117/12.2002699.
- Chopra, N. & Lloyd-Hughes, J. (2023). Optimum Optical Designs for Diffraction-Limited Terahertz Spectroscopy and Imaging Systems Using Off-Axis Parabolic Mirrors. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 44(11-12), 981–997. doi : 10.1007/s10762-023-00949-8.
- Cocker, T. L., Jelic, V., Gupta, M., Molesky, S. J., Burgess, J. A. J., Reyes, G. D. L., Titova, L. V., Tsui, Y. Y., Freeman, M. R. & Hegmann, F. A. (2013). An ultrafast terahertz scanning tunnelling microscope. *Nature Photonics*, 7(8), 620–625. doi : 10.1038/nphoton.2013.151.
- Cook, D. J. & Hochstrasser, R. M. (2000). Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air. *Optics Letters*, 25(16), 1210–1212. doi : 10.1364/OL.25.001210. Publisher : Optica Publishing Group.
- Cooper, K. B., Dengler, R. J., Llombart, N., Thomas, B., Chattopadhyay, G. & Siegel, P. H. (2011). THz Imaging Radar for Standoff Personnel Screening. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 1(1), 169–182. doi : 10.1109/TTHZ.2011.2159556.
- Corney, A. (2006). *Atomic and laser spectroscopy*. Oxford : Clarendon Press.

- Cosentino, A. (2016). Terahertz and Cultural Heritage Science : Examination of Art and Archaeology. *Technologies*, 4(1), 6. doi : 10.3390/technologies4010006.
- Coutaz, J.-L. (2012). *Optoélectronique terahertz*. EDP Sciences. doi : 10.1051/978-2-7598-0304-0.
- Cui, W., Yalavarthi, E. K., Radhan, A. V., Bashirpour, M., Gamouras, A. & Ménard, J.-M. (2023). High-field THz source centered at 2.6 THz. *Optics Express*, 31(20), 32468. doi : 10.1364/OE.496855.
- Cuisset, A., Hindle, F., Mouret, G., Bocquet, R., Bruckhuisen, J., Decker, J., Pienkina, A., Bray, C., Fertein, E. & Boudon, V. (2021). Terahertz Rotational Spectroscopy of Greenhouse Gases Using Long Interaction Path-Lengths. *Applied Sciences*, 11(3), 1229. doi : 10.3390/app11031229.
- Cunningham, P. D. & Hayden, L. M. (2010). Optical properties of DAST in the THz range. *Optics Express*, 18(23), 23620. doi : 10.1364/OE.18.023620.
- Dai, J., Zhang, J., Zhang, W. & Grischkowsky, D. (2004). Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon. *JOSA B*, 21(7), 1379–1386. doi : 10.1364/JOSAB.21.001379. Publisher : Optica Publishing Group.
- Dai, J., Xie, X. & Zhang, X.-C. (2006). Detection of Broadband Terahertz Waves with a Laser-Induced Plasma in Gases. *Physical Review Letters*, 97(10), 103903. doi : 10.1103/PhysRevLett.97.103903.
- Degert, J., Tondusson, M., Freysz, V., Abraham, E., Kumar, S. & Freysz, E. (2022). Ultrafast, broadband and tunable terahertz reflector and neutral density filter based on high resistivity silicon. *Optics Express*, 30(11), 18995–19004. doi : 10.1364/OE.456012. Publisher : Optica Publishing Group.
- Deng, H., Chen, L., Qu, W., Liu, Q., Danso, S. & Shang, L. (2020). Photoinduced carrier dynamics in bulk ZnTe using optical-pump terahertz-probe spectroscopy. *Optical Engineering*, 59(05), 1. doi : 10.1117/1.OE.59.5.056101.
- Dertinger, T., Colyer, R., Iyer, G., Weiss, S. & Enderlein, J. (2009). Fast, background-free, 3D super-resolution optical fluctuation imaging (SOFI). *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 106(52), 22287–22292. doi : 10.1073/pnas.0907866106.
- Dietze, D., Unterrainer, K. & Darmo, J. (2012). Dynamically phase-matched terahertz generation. *Optics Letters*, 37(6), 1047. doi : 10.1364/OL.37.001047.

- Doi, A., Blanchard, F., Hirori, H. & Tanaka, K. (2010). Near-field THz imaging of free induction decay from a tyrosine crystal. *Optics Express*, 18(17), 18419. doi : 10.1364/OE.18.018419.
- Duarte, M. F., Davenport, M. A., Takhar, D., Laska, J. N., Sun, T., Kelly, K. F. & Baraniuk, R. G. (2008). Single-pixel imaging via compressive sampling. *IEEE Signal Processing Magazine*, 25(2), 83–91. doi : 10.1109/MSP.2007.914730. Conference Name : IEEE Signal Processing Magazine.
- Duvillaret, L., Rialland, S. & Coutaz, J.-L. (2002). Electro-optic sensors for electric field measurements I Theoretical comparison among different modulation techniques. *Journal of the Optical Society of America B*, 19(11), 2692. doi : 10.1364/JOSAB.19.002692.
- D’Arco, A., Di Fabrizio, M. D., Dolci, V., Petrarca, M. & Lupi, S. (2020). THz Pulsed Imaging in Biomedical Applications. *Condensed Matter*, 5(2), 25. doi : 10.3390/condmat5020025.
- Farrah, D., Smith, K. E., Ardila, D., Bradford, C. M., DiPirro, M. J., Ferkinhoff, C., Glenn, J., Goldsmith, P. F., Leisawitz, D. T., Nikola, T., Rangwala, N., Rinehart, S. A., Staguhn, J. G., Zemcov, M., Zmuidzinas, J., Bartlett, J., Carey, S. J., Fischer, W. J., Kamenetzky, J. R., Kartaltepe, J., Lacy, M. D., Lis, D. C., Locke, L. S., Lopez-Rodriguez, E., MacGregor, M., Mills, E., Moseley, S. H., Murphy, E. J., Rhodes, A., Richter, M. J., Rigopoulou, D., Sanders, D. B., Sankrit, R., Savini, G., Smith, J.-D. & Stierwalt, S. (2019). Review : far-infrared instrumentation and technological development for the next decade. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 5(2), 020901. doi : 10.1117/1.JATIS.5.2.020901. Publisher : SPIE.
- Federici, J. F., Mitrofanov, O., Lee, M., Hsu, J. W. P., Brener, I., Harel, R., Wynn, J. D., Pfeiffer, L. N. & West, K. W. (2002). Terahertz near-field imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 47(21), 3727–3734. doi : 10.1088/0031-9155/47/21/308.
- Fox, M. (2010). *Optical properties of solids* (éd. 2nd ed). Oxford ; New York : Oxford University Press.
- Fujita, K., Jung, S., Jiang, Y., Kim, J. H., Nakanishi, A., Ito, A., Hitaka, M., Edamura, T. & Belkin, M. A. (2018). Recent progress in terahertz difference-frequency quantum cascade laser sources. *Nanophotonics*, 7(11), 1795–1817. doi : 10.1515/nanoph-2018-0093. Publisher : De Gruyter.
- Fülöp, J. A., Pálfalvi, L., Almási, G. & Hebling, J. (2010). Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification. *Optics Express*, 18(12), 12311–12327. doi : 10.1364/OE.18.012311. Publisher : Optical Society of America.

- Fülöp, J. A., Pálfalvi, L., Klingebiel, S., Almási, G., Krausz, F., Karsch, S. & Hebling, J. (2012). Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification. *Optics Letters*, 37(4), 557. doi : 10.1364/OL.37.000557.
- Fülöp, J. A., Ollmann, Z., Lombosi, C., Skrobol, C., Klingebiel, S., Pálfalvi, L., Krausz, F., Karsch, S. & Hebling, J. (2014). Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy. *Optics Express*, 22(17), 20155. doi : 10.1364/OE.22.020155.
- Fülöp, J. A., Pálfalvi, L., Hoffmann, M. C. & Hebling, J. (2011). Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification. 8.
- Fülöp, J. A., Tzortzakis, S. & Kampfrath, T. (2020). Laser-Driven Strong-Field Terahertz Sources. *Advanced Optical Materials*, 8(3), 1900681. doi : 10.1002/adom.201900681.
- Gallot, G., Zhang, J., McGowan, R. W., Jeon, T.-I. & Grischkowsky, D. (1999). Measurements of the THz absorption and dispersion of ZnTe and their relevance to the electro-optic detection of THz radiation. *Applied Physics Letters*, 74(23), 3450–3452. doi : 10.1063/1.124124.
- Garcia-Rosas, C. M., Ropagnol, X., Guiramand, L., Blanchard, F. & Ozaki, T. (2024). Interplay between intervalley scattering and impact ionization induced by intense terahertz pulses in InSb thin films. *Physical Review B*, 109(4), 045406. doi : 10.1103/PhysRevB.109.045406. Publisher : American Physical Society.
- Gibson, G. M., Johnson, S. D. & Padgett, M. J. (2020). Single-pixel imaging 12 years on : a review. *Optics Express*, 28(19), 28190–28208. doi : 10.1364/OE.403195. Publisher : Optica Publishing Group.
- GISGeography. (2014). Multispectral vs Hyperspectral Imagery Explained. Repéré le 2024-05-22 à <https://gisgeography.com/multispectral-vs-hyperspectral-imagery-explained/>.
- Gollner, C., Shalaby, M., Brodeur, C., Astrauskas, I., Jutas, R., Constable, E., Bergen, L., Baltuška, A. & Pugžlys, A. (2021). Highly efficient THz generation by optical rectification of mid-IR pulses in DAST. *APL Photonics*, 6(4), 046105. doi : 10.1063/5.0037235.
- Gonzalez, R. C., Woods, R. E. & Masters, B. R. (2009). Digital Image Processing, Third Edition. *Journal of Biomedical Optics*, 14(2), 029901. doi : 10.1117/1.3115362.
- Goodman, J. W. (2017). *Introduction to Fourier optics* (éd. Fourth edition). New York : W.H. Freeman, Macmillan Learning.

- Graf, M., Scalari, G., Hofstetter, D., Faist, J., Beere, H., Linfield, E., Ritchie, D. & Davies, G. (2004). Terahertz range quantum well infrared photodetector. *Applied Physics Letters*, 84(4), 475–477. doi : 10.1063/1.1641165.
- Greffet, J.-J. & Carminati, R. (1997). Image formation in near-field optics. *Progress in Surface Science*, 56(3), 133–237. doi : 10.1016/S0079-6816(98)00004-5.
- Guan, S., Cheng, J. & Chang, S. (2022). Recent Progress of Terahertz Spatial Light Modulators : Materials, Principles and Applications. *Micromachines*, 13(10), 1637. doi : 10.3390/mi13101637.
- Gueckstock, O., Nádvorník, L., Seifert, T. S., Borchert, M., Jakob, G., Schmidt, G., Woltersdorf, G., Kläui, M., Wolf, M. & Kampfrath, T. (2021). Modulating the polarization of broadband terahertz pulses from a spintronic emitter at rates up to 10 kHz. *Optica*, 8(7), 1013–1019. doi : 10.1364/OPTICA.430504. Publisher : Optica Publishing Group.
- Gueboukha, H., Nallappan, K. & Skorobogatiy, M. (2018a). Exploiting k-space/frequency duality toward real-time terahertz imaging. *Optica*, 5(2), 109. doi : 10.1364/OPTICA.5.000109.
- Gueboukha, H., Nallappan, K. & Skorobogatiy, M. (2018b). Toward real-time terahertz imaging. *Advances in Optics and Photonics*, 10(4), 843. doi : 10.1364/AOP.10.000843.
- Gueboukha, H., Cao, Y., Nallappan, K. & Skorobogatiy, M. (2020). Super-Resolution Orthogonal Deterministic Imaging Technique for Terahertz Subwavelength Microscopy. *ACS Photonics*, 7(7), 1866–1875. doi : 10.1021/acsphotonics.0c00711.
- Gueboukha, H., Amarasinghe, Y., Shrestha, R., Pizzuto, A. & Mittleman, D. M. (2021). High-volume rapid prototyping technique for terahertz metallic metasurfaces. *Optics Express*, 29(9), 13806–13814. doi : 10.1364/OE.422991. Publisher : Optica Publishing Group.
- Guiramand, L., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2021). Time-frequency analysis of two-photon absorption effect during optical rectification in a ZnTe crystal pumped at 1.024 μm . *Optics Letters*, 46(24), 6047. doi : 10.1364/OL.441231.
- Guiramand, L., Gueboukha, H., Gandubert, G., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2022a). Investigation of full-field super-resolution terahertz imaging using a microbolometric camera. *2022 Photonics North (PN)*, pp. 1–1. doi : 10.1109/PN56061.2022.9908254.
- Guiramand, L., Lafrenière-Greig, J., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2024). Near-field terahertz electro-optical imaging based on a polarization image sensor. *New Journal of Physics*, 26(10), 103007. doi : 10.1088/1367-2630/ad817e.

- Guiramand, L., Nneck, J. E., Ropagnol, X., Ozaki, T. & Blanchard, F. (2022b). Near-optimal intense and powerful terahertz source by optical rectification in lithium niobate crystal. *Photonics Research*, 10, 340–346. doi : 10.1364/PRJ.428418.
- Guo, R., Ohno, S., Minamide, H., Ikari, T. & Ito, H. (2008). Highly sensitive coherent detection of terahertz waves at room temperature using a parametric process. *Applied Physics Letters*, 93(2), 021106. doi : 10.1063/1.2953452.
- Guo, X., Bertling, K., Donose, B. C., Brünig, M., Cernescu, A., Govyadinov, A. A. & Rakić, A. D. (2024). Terahertz nanoscopy : Advances, challenges, and the road ahead. *Applied Physics Reviews*, 11(2), 021306. doi : 10.1063/5.0189061.
- Hafez, H. A., Chai, X., Ibrahim, A., Mondal, S., Férachou, D., Ropagnol, X. & Ozaki, T. (2016). Intense terahertz radiation and their applications. *Journal of Optics*, 18(9), 093004. doi : 10.1088/2040-8978/18/9/093004.
- Hafez, H. A., Kovalev, S., Deinert, J.-C., Mics, Z., Green, B., Awari, N., Chen, M., Germanskiy, S., Lehnert, U., Teichert, J., Wang, Z., Tielrooij, K.-J., Liu, Z., Chen, Z., Narita, A., Müllen, K., Bonn, M., Gensch, M. & Turchinovich, D. (2018). Extremely efficient terahertz high-harmonic generation in graphene by hot Dirac fermions. *Nature*, 561(7724), 507–511. doi : 10.1038/s41586-018-0508-1.
- Harrel, S. M., Milot, R. L., Schleicher, J. M. & Schmuttenmaer, C. A. (2010). Influence of free-carrier absorption on terahertz generation from ZnTe(110). *Journal of Applied Physics*, 107(3), 033526. doi : 10.1063/1.3296064.
- Hebling, J., Stepanov, A., Almási, G., Bartal, B. & Kuhl, J. (2004). Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts. *Applied Physics B*, 78(5), 593–599. doi : 10.1007/s00340-004-1469-7.
- Hebling, J., Almasi, G., Kozma, I. & Kuhl, J. (2002). Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation. *Optics Express*, 10(21), 1161. doi : 10.1364/OE.10.001161.
- Hebling, J., Yeh, K.-L., Hoffmann, M. C., Bartal, B. & Nelson, K. A. (2008). Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities. *Journal of the Optical Society of America B*, 25(7), B6. doi : 10.1364/JOSAB.25.0000B6.
- Henrich, J., Butcher, S. & Arrigoni, M. (2020). Trends in femtosecond amplifiers : Ti :sapphire vs. ytterbium. Repéré le 2021-04-29 à <https://www.laserfocusworld.com/lasers-sources/article/14074087/trends-in-femtosecond-amplifiers-tisapphire-vs-ytterbium>.

- Herapath, R. I., Hornett, S. M., Seifert, T. S., Jakob, G., Kläui, M., Bertolotti, J., Kampfrath, T. & Hendry, E. (2019). Impact of pump wavelength on terahertz emission of a cavity-enhanced spintronic trilayer. *Applied Physics Letters*, 114(4), 041107. doi : 10.1063/1.5048297.
- Hibberd, M. T., Lake, D. S., Johansson, N. A. B., Thomson, T., Jamison, S. P. & Graham, D. M. (2019). Magnetic-field tailoring of the terahertz polarization emitted from a spintronic source. *Applied Physics Letters*, 114(3), 031101. doi : 10.1063/1.5055736.
- Hibberd, M. T., Healy, A. L., Lake, D. S., Georgiadis, V., Smith, E. J. H., Finlay, O. J., Pacey, T. H., Jones, J. K., Saveliev, Y., Walsh, D. A., Snedden, E. W., Appleby, R. B., Burt, G., Graham, D. M. & Jamison, S. P. (2020). Acceleration of relativistic beams using laser-generated terahertz pulses. *Nature Photonics*, 14(12), 755–759. doi : 10.1038/s41566-020-0674-1.
- 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. *Applied Physics Letters*, 98(9), 091106. doi : 10.1063/1.3560062.
- Hoffmann, M. C., Yeh, K.-L., Hebling, J. & Nelson, K. A. (2007). Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm. *Optics Express*, 15(18), 11706. doi : 10.1364/OE.15.011706.
- Hou, H. W., Liu, Z., Teng, J. H., Palacios, T. & Chua, S. J. (2017). High Temperature Terahertz Detectors Realized by a GaN High Electron Mobility Transistor. *Scientific Reports*, 7(1), 46664. doi : 10.1038/srep46664.
- Hu, B. B. & Nuss, M. C. (1995). Imaging with terahertz waves. *Optics Letters*, 20(16), 1716. doi : 10.1364/OL.20.001716. tex.ids= hu_imaging_1995-1, hu_imaging_1995-2.
- Huang, S.-W., Granados, E., Huang, W. R., Hong, K.-H., Zapata, L. E. & Kärtner, F. X. (2013). High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate. *Optics Letters*, 38(5), 796. doi : 10.1364/OL.38.000796.
- Huang, W. R., Huang, S.-W., Granados, E., Ravi, K., Hong, K.-H., Zapata, L. E. & Kärtner, F. X. (2015). Highly efficient terahertz pulse generation by optical rectification in stoichiometric and cryo-cooled congruent lithium niobate. *Journal of Modern Optics*, 62(18), 1486–1493. doi : 10.1080/09500340.2013.868547.
- Hunsche, S., Koch, M., Brener, I. & Nuss, M. (1998). THz near-field imaging. *Optics Communications*, 150(1-6), 22–26. doi : 10.1016/S0030-4018(98)00044-3.

- Hwang, H. Y., Fleischer, S., Brandt, N. C., Perkins, B. G., Liu, M., Fan, K., Sternbach, A., Zhang, X., Averitt, R. D. & Nelson, K. A. (2015). A review of non-linear terahertz spectroscopy with ultrashort tabletop-laser pulses. *Journal of Modern Optics*, 62(18), 1447–1479. doi : 10.1080/09500340.2014.918200.
- Hwu, S. U., deSilva, K. B. & Jih, C. T. (2013). Terahertz (THz) wireless systems for space applications. *2013 IEEE Sensors Applications Symposium Proceedings*, pp. 171–175. doi : 10.1109/SAS.2013.6493580.
- Jazbinsek, M., Puc, U., Abina, A. & Zidansek, A. (2019). Organic Crystals for THz Photonics. *Applied Sciences*, 9(5), 882. doi : 10.3390/app9050882.
- Jepsen, P., Cooke, D. & Koch, M. (2011). Terahertz spectroscopy and imaging - Modern techniques and applications. *Laser & Photonics Reviews*, 5(1), 124–166. doi : 10.1002/lpor.201000011.
- Jewariya, M., Nagai, M. & Tanaka, K. (2009). Enhancement of terahertz wave generation by cascaded $\chi^{(2)}$ processes in LiNbO₃. *Journal of the Optical Society of America B*, 26(9), A101. doi : 10.1364/JOSAB.26.00A101.
- Jewariya, M., Abraham, E., Kitaguchi, T., Ohgi, Y., Minami, M.-a., Araki, T. & Yasui, T. (2013). Fast three-dimensional terahertz computed tomography using real-time line projection of intense terahertz pulse. *Optics Express*, 21(2), 2423. doi : 10.1364/OE.21.002423.
- Jiang, Z., Xu, X. G. & Zhang, X.-C. (2000). Improvement of terahertz imaging with a dynamic subtraction technique. *Applied Optics*, 39(17), 2982. doi : 10.1364/AO.39.002982.
- Jin, Y.-S., Jeon, S.-G., Kim, G.-J., Kim, J.-I. & Shon, C.-H. (2007). Fast scanning of a pulsed terahertz signal using an oscillating optical delay line. *Review of Scientific Instruments*, 78(2), 023101. doi : 10.1063/1.2437764.
- Kamburoğlu, K., Karagöz, B., Altan, H. & Özen, D. (2019). An *ex vivo* comparative study of occlusal and proximal caries using terahertz and X-ray imaging. *Dentomaxillofacial Radiology*, 48(2), 20180250. doi : 10.1259/dmfr.20180250.
- Kannegulla, A., Shams, M. I. B., Liu, L. & Cheng, L.-J. (2015). Photo-induced spatial modulation of THz waves : opportunities and limitations. *Optics Express*, 23(25), 32098–32112. doi : 10.1364/OE.23.032098. Publisher : Optica Publishing Group.
- Karam, M., Houard, J., Damarla, G., Rousseau, L., Bhorade, O. & Vella, A. (2023). THz driven field emission : energy and time-of-flight spectra of ions. *New Journal of Physics*, 25(11), 113017. doi : 10.1088/1367-2630/ad0855.

- Kawase, K., Minamide, H., Imai, K., Shikata, J.-i. & Ito, H. (2002a). Injection-seeded terahertz-wave parametric generator with wide tunability. *Applied Physics Letters*, 80(2), 195–197. doi : 10.1063/1.1429299.
- Kawase, K., Shikata, J.-i. & Ito, H. (2002b). Terahertz wave parametric source. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35(3), R1–R14. doi : 10.1088/0022-3727/35/3/201.
- Kawase, K., Ogawa, Y., Watanabe, Y. & Inoue, H. (2003). Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints. *Optics Express*, 11(20), 2549. doi : 10.1364/OE.11.002549.
- Kim, K.-Y., Glowina, J. H., Taylor, A. J. & Rodriguez, G. (2007). Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields. *Optics Express*, 15(8), 4577. doi : 10.1364/OE.15.004577.
- Kitahara, H., Tani, M. & Hangyo, M. (2009). Two-dimensional electro-optic sampling of terahertz radiation using high-speed complementary metal-oxide semiconductor camera combined with arrayed polarizer. *Applied Physics Letters*, 94(9), 091119. doi : 10.1063/1.3095668.
- Klarskov, P., Kim, H., Colvin, V. L. & Mittleman, D. M. (2017). Nanoscale Laser Terahertz Emission Microscopy. *ACS Photonics*, 4(11), 2676–2680. doi : 10.1021/acsp Photonics.7b00870. Publisher : American Chemical Society.
- Knoll, B. & Keilmann, F. (2000). Enhanced dielectric contrast in scattering-type scanning near-field optical microscopy. *Optics Communications*, 182(4-6), 321–328. doi : 10.1016/S0030-4018(00)00826-9.
- Kojima, S., Kanehara, K., Hoshina, T. & Tsurumi, T. (2016). Optical phonons and polariton dispersions of congruent LiNbO_3 studied by far-infrared spectroscopic ellipsometry and Raman scattering. *Japanese Journal of Applied Physics*, 55(10S), 10TC02. doi : 10.7567/JJAP.55.10TC02.
- Koulouklidis, A. D., Gollner, C., Shumakova, V., Fedorov, V. Y., Pugžlys, A., Baltuška, A. & Tzortzakis, S. (2020). Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments. *Nature Communications*, 11(1), 292. doi : 10.1038/s41467-019-14206-x. Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group.
- Kramer, P. L., Windeler, M. K. R., Mecseki, K., Champenois, E. G., Hoffmann, M. C. & Tavella, F. (2020). Enabling high repetition rate nonlinear THz science with a kilowatt-class sub-100 fs laser source. *Optics Express*, 28(11), 16951. doi : 10.1364/OE.389653.

- Krizsán, G., Polónyi, G., Kroh, T., Tóth, G., Tibai, Z., Matlis, N. H., Almási, G., Kärtner, F. X. & Hebling, J. (2023). Demonstration of an imaging-free terahertz generation setup using segmented tilted-pulse-front excitation. *Optics Letters*, 48(14), 3777. doi : 10.1364/OL.493198.
- Ku, S. A., Tu, C. M. & Kobayashi, T. (2013). Saturation of the free carrier absorption in ZnTe crystals. 8.
- Kumar, S., Nivedan, A., Singh, A., Kumar, Y., Malhotra, P., Tondusson, M., Freysz, E. & Kumar, S. (2021). Optical damage limit of efficient spintronic THz emitters. *iScience*, 24(10), 103152. doi : 10.1016/j.isci.2021.103152.
- Kurnikov, M. A., Abramovsky, N. A., Shugurov, A. I., Bodrov, S. B. & Bakunov, M. I. (2024). Efficient Cherenkov-Type Optical-to-Terahertz Conversion of Femtosecond Oscillator Pulses. *Photonics*, 11(1), 62. doi : 10.3390/photonics11010062.
- Kutas, M., Haase, B., Bickert, P., Riexinger, F., Molter, D. & Von Freymann, G. (2020). Terahertz quantum sensing. *Science Advances*, 6(11), eaaz8065. doi : 10.1126/sciadv.aaz8065.
- Köhler, R., Tredicucci, A., Beltram, F., Beere, H. E., Linfield, E. H., Davies, A. G., Ritchie, D. A., Iotti, R. C. & Rossi, F. (2002). Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417(6885), 156–159. doi : 10.1038/417156a. Number : 6885 Publisher : Nature Publishing Group.
- Köhler, W., Kohler, K., Wolfram, B., Eckhard, H., Manfred, J., Christian, J., Joerdens, C., Klotzbach, U., Koch, M., Leitner, H., Panzner, M., Rutz, F. & Winnerl, S. (2006). Non-Destructive Investigation of Paintings with THz-Radiation.
- Lee, Y.-S., Meade, T., Perlin, V., Winful, H., Norris, T. B. & Galvanauskas, A. (2000). Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate. *Applied Physics Letters*, 76(18), 2505–2507. doi : 10.1063/1.126390.
- Lee, Y.-S. (2009). *Principles of Terahertz Science and Technology*. Berlin; New York : Springer-Verlag.
- Lewis, R. A. (2019). A review of terahertz detectors. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 52(43), 433001. doi : 10.1088/1361-6463/ab31d5.
- Li, B., Zhang, X., Wang, R., Mei, Y. & Ma, J. (2021). Leaf water status monitoring by scattering effects at terahertz frequencies. *Spectrochimica Acta Part A : Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 245, 118932. doi : 10.1016/j.saa.2020.118932.

- Li, G., Li, D., Jin, Z. & Ma, G. (2012). Photocarriers dynamics in silicon wafer studied with optical-pump terahertz-probe spectroscopy. *Optics Communications*, 285(20), 4102–4106. doi : 10.1016/j.optcom.2012.05.053.
- Li, H. H. (1984). Refractive Index of ZnS, ZnSe, and ZnTe and Its Wavelength and Temperature Derivatives. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 13(1), 103–150. doi : 10.1063/1.555705.
- Li, S., Sharma, A., Márton, Z., Nugraha, P. S., Lombosi, C., Ollmann, Z., Márton, I., Dombi, P., Hebling, J. & Fülöp, J. A. (2023a). Subcycle surface electron emission driven by strong-field terahertz waveforms. *Nature Communications*, 14(1), 6596. doi : 10.1038/s41467-023-42316-0.
- Li, X., Qiu, T., Zhang, J., Baldini, E., Lu, J., Rappe, A. M. & Nelson, K. A. (2019). Terahertz field-induced ferroelectricity in quantum paraelectric SrTiO₃. *Science*, 364(6445), 1079–1082. doi : 10.1126/science.aaw4913. Publisher : American Association for the Advancement of Science.
- Li, X., Li, J., Li, Y., Ozcan, A. & Jarrahi, M. (2023b). High-throughput terahertz imaging : progress and challenges. *Light : Science & Applications*, 12(1), 233. doi : 10.1038/s41377-023-01278-0.
- Li, X., Mengü, D., Yardimci, N. T., Turan, D., Charkhesht, A., Ozcan, A. & Jarrahi, M. (2024). Plasmonic photoconductive terahertz focal-plane array with pixel super-resolution. *Nature Photonics*, 18(2), 139–148. doi : 10.1038/s41566-023-01346-2.
- Liu, H.-B., Zhong, H., Karpowicz, N., Chen, Y. & Zhang, X.-C. (2007). Terahertz Spectroscopy and Imaging for Defense and Security Applications. *Proceedings of the IEEE*, 95(8), 1514–1527. doi : 10.1109/JPROC.2007.898903.
- Liu, J., Chen, X., Yao, Z., Wu, X., Liu, M., Balakin, A. V., Shkurinov, A. P., You, G. & Zhu, Y. (2020). Ultrafast photoexcitation dynamics of ZnTe crystals by femtosecond optical pump-probe and terahertz emission spectroscopy. *Microwave and Optical Technology Letters*. doi : 10.1002/mop.32392.
- Liu, M., Hwang, H. Y., Tao, H., Strikwerda, A. C., Fan, K., Keiser, G. R., Sternbach, A. J., West, K. G., Kittiwatanakul, S., Lu, J., Wolf, S. A., Omenetto, F. G., Zhang, X., Nelson, K. A. & Averitt, R. D. (2012). Terahertz-field-induced insulator-to-metal transition in vanadium dioxide metamaterial. *Nature*, 487(7407), 345–348. doi : 10.1038/nature11231.
- Liu, Y., Zhong, K., Wang, A., Zhou, M., Li, S., Gao, L. & Zhang, Z. (2022). Optical Terahertz Sources Based on Difference Frequency Generation in Nonlinear Crystals. *Crystals*, 12(7), 936. doi : 10.3390/cryst12070936.

- Llombart, N., Cooper, K. B., Dengler, R. J., Bryllert, T. & Siegel, P. H. (2010). Confocal Ellipsoidal Reflector System for a Mechanically Scanned Active Terahertz Imager. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 58(6), 1834–1841. doi : 10.1109/TAP.2010.2046860.
- Lo, Y. H. & Leonhardt, R. (2008). Aspheric lenses for terahertz imaging. *Optics Express*, 16(20), 15991–15998. doi : 10.1364/OE.16.015991. Publisher : Optica Publishing Group.
- Löffler, T., Hahn, T., Thomson, M., Jacob, F. & Roskos, H. G. (2005). Large-area electro-optic ZnTe terahertz emitters. *Optics Express*, 13(14), 5353. doi : 10.1364/OPEX.13.005353.
- MacDonald, C. A. (2017). *An introduction to x-ray physics, optics, and applications*. Princeton : Princeton University Press.
- Macfaden, A. J., Reno, J. L., Brener, I. & Mitrofanov, O. (2014). 3 m aperture probes for near-field terahertz transmission microscopy. *Applied Physics Letters*, 104(1), 011110. doi : 10.1063/1.4861621.
- Maitte, B. (2015). *Une histoire de la lumière : de Platon au photon* (éd. Éd. mise à jour). Paris : Éditions du Seuil.
- Maiuri, M., Garavelli, M. & Cerullo, G. (2020). Ultrafast Spectroscopy : State of the Art and Open Challenges. *Journal of the American Chemical Society*, 142(1), 3–15. doi : 10.1021/jacs.9b10533.
- Martinez, A., Becheker, R., Guiramand, L., Idlahcen, S., Houard, J., Godin, T., Ropagnol, X., Paparo, D., Blanchard, F., Vella, A. & Hideur, A. (2023). High-Intensity THz Pulses Generation In Lithium Niobate Using A Reflective Echelon Scheme. *2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10299087.
- Martinez, O. E. (1986). Pulse distortions in tilted pulse schemes for ultrashort pulses. *Optics Communications*, 59(3), 229–232. doi : 10.1016/0030-4018(86)90290-7.
- Matte, D., Chamanara, N., Gingras, L., De Cotret, L. P. R., Britt, T. L., Siwick, B. J. & Cooke, D. G. (2021). Extreme lightwave electron field emission from a nanotip. *Physical Review Research*, 3(1), 013137. doi : 10.1103/PhysRevResearch.3.013137.
- Maxwell, J. C. (1865). VIII. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155, 459–512. doi : 10.1098/rstl.1865.0008.

- May, R. K., Evans, M. J., Zhong, S., Warr, I., Gladden, L. F., Shen, Y. & Zeitler, J. A. (2011). Terahertz In-Line Sensor for Direct Coating Thickness Measurement of Individual Tablets During Film Coating in Real-Time. *Journal of Pharmaceutical Sciences*, 100(4), 1535–1544. doi : 10.1002/jps.22359.
- Mehdi, I., Siles, J. V., Lee, C. & Schlecht, E. (2017). THz Diode Technology : Status, Prospects, and Applications. *Proceedings of the IEEE*, 105(6), 990–1007. doi : 10.1109/JPROC.2017.2650235. Conference Name : Proceedings of the IEEE.
- Meyer, F., Vogel, T., Ahmed, S. & Saraceno, C. J. (2020). Single-cycle, MHz repetition rate THz source with 66 mW of average power. *Optics Letters*, 45(9), 2494. doi : 10.1364/OL.386305.
- Mine, S., Gandubert, G., Guiramand, L., Ropagnol, X., Murate, K. & Blanchard, F. (2023). Noncollinear parametric detection of broadband terahertz pulses. *2023 48th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pp. 1–2. doi : 10.1109/IRMMW-THz57677.2023.10299012.
- Misra, D. (2004). *Radio-frequency and microwave communication circuits : analysis and design* (éd. 2nd ed). Hoboken, N.J : Wiley-Interscience.
- Mittleman, D. M., Hunsche, S., Boivin, L. & Nuss, M. C. (1997). T-ray tomography. *Optics Letters*, 22(12), 904–906. doi : 10.1364/OL.22.000904. Publisher : Optica Publishing Group.
- Miyamaru, F., Yonera, T., Tani, M. & Hangyo, M. (2004). Terahertz Two-Dimensional Electrooptic Sampling Using High Speed Complementary Metal-Oxide Semiconductor Camera. *Japanese Journal of Applied Physics*, 43(4A), L489. doi : 10.1143/JJAP.43.L489.
- Mukherjee, M., Mazumder, N., Roy, S. K. & Goswami, K. (2007). GaN IMPATT diode : a photo-sensitive high power terahertz source. *Semiconductor Science and Technology*, 22(12), 1258. doi : 10.1088/0268-1242/22/12/003.
- Murakami, H., Uchida, N., Inoue, R., Kim, S., Kiwa, T. & Tonouchi, M. (2007). Laser Terahertz Emission Microscope. *Proceedings of the IEEE*, 95, 1646–1657. doi : 10.1109/JPROC.2007.898829.
- Murate, K., Taira, Y., Tripathi, S. R., Hayashi, S., Nawata, K., Minamide, H. & Kawase, K. (2014). A High Dynamic Range and Spectrally Flat Terahertz Spectrometer Based on Optical Parametric Processes in LiNbO₃. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 4(4), 523–526. doi : 10.1109/TTHZ.2014.2326298. Conference Name : IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology.

- Murate, K., Roshtkhari, M. J., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2018). Adaptive spatiotemporal optical pulse front tilt using a digital micromirror device and its terahertz application. *Optics Letters*, 43(9), 2090. doi : 10.1364/OL.43.002090.
- Müller, M., Aleshire, C., Klenke, A., Haddad, E., Légaré, F., Tünnermann, A. & Limpert, J. (2020). 10.4 kW coherently combined ultrafast fiber laser. *Optics Letters*, 45(11), 3083–3086. doi : 10.1364/OL.392843. Publisher : Optica Publishing Group.
- Müller, R., Bohmeyer, W., Kehrt, M., Lange, K., Monte, C. & Steiger, A. (2014). Novel detectors for traceable THz power measurements. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 35(8), 659–670. doi : 10.1007/s10762-014-0066-z.
- Naftaly, M. & Miles, R. E. (2007). Terahertz Time-Domain Spectroscopy for Material Characterization. *Proceedings of the IEEE*, 95(8), 1658–1665. doi : 10.1109/JPROC.2007.898835.
- Nagai, M., Matsubara, E., Ashida, M., Takayanagi, J. & Ohtake, H. (2014). Generation and Detection of THz Pulses With a Bandwidth Extending Beyond 4 THz Using a Subpicosecond Yb-Doped Fiber Laser System. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 4(4), 440–446. doi : 10.1109/TTHZ.2014.2327377.
- Nagashima, K. & Kosuge, A. (2010). Design of Rectangular Transmission Gratings Fabricated in LiNbO₃ for High-Power Terahertz-Wave Generation. *Japanese Journal of Applied Physics*, 49(12R), 122504. doi : 10.1143/JJAP.49.122504.
- Nahata, A., Auston, D. H., Heinz, T. F. & Wu, C. (1996a). Coherent detection of freely propagating terahertz radiation by electro-optic sampling. *Applied Physics Letters*, 68(2), 150–152. doi : 10.1063/1.116130.
- Nahata, A., Weling, A. S. & Heinz, T. F. (1996b). A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electrooptic sampling. 4.
- Nemoto, N., Kanda, N., Imai, R., Konishi, K., Miyoshi, M., Kurashina, S., Sasaki, T., Oda, N. & Kuwata-Gonokami, M. (2016). High-Sensitivity and Broadband, Real-Time Terahertz Camera Incorporating a Micro-Bolometer Array <?Pub _newline?> With Resonant Cavity Structure. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 6(2), 175–182. doi : 10.1109/TTHZ.2015.2508010.
- Neu, J. & Schmuttenmaer, C. A. (2018). Tutorial : An introduction to terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS). *Journal of Applied Physics*, 124(23), 231101. doi : 10.1063/1.5047659.

- Ning, W., Qi, F., Liu, Z., Wang, Y., Wu, H. & Wang, J. (2019). Resolution Enhancement in Terahertz Imaging via Deconvolution. *IEEE Access*, 7, 65116–65121. doi : 10.1109/ACCESS.2019.2917531. Conference Name : IEEE Access.
- Nkeck, J. E., Ropagnol, X., Nechache, R. & Blanchard, F. (2020). Electro-optical detection of terahertz radiation in a zinc sulphide crystal at a wavelength of 512 nm. *Applied Physics Express*, 13(11), 112007. doi : 10.35848/1882-0786/abc1f8.
- Nkeck, J. E., Guiramand, L., Ropagnol, X. & Blanchard, F. (2021). Broadening, nonlinear filtering, and compression of microjoule energy laser pulses at 1 μm wavelength. *Journal of the Optical Society of America B*, 38(9), 2715. doi : 10.1364/JOSAB.435905.
- Nugraha, P. S., Krizsán, G., Lombosi, C., Pálfalvi, L., Tóth, G., Almási, G., Fülöp, J. A. & Hebling, J. (2019). Demonstration of a tilted-pulse-front pumped plane-parallel slab terahertz source. *Optics Letters*, 44(4), 1023. doi : 10.1364/OL.44.001023.
- Ofori-Okai, B. K., Sivarajah, P., Ronny Huang, W. & Nelson, K. A. (2016). THz generation using a reflective stair-step echelon. *Optics Express*, 24(5), 5057. doi : 10.1364/OE.24.005057.
- Okada, K., Serita, K., Zang, Z., Murakami, H., Kawayama, I., Cassar, Q., Macgrogan, G., Guillet, J.-P., Mounaix, P. & Tonouchi, M. (2019). Scanning laser terahertz near-field reflection imaging system. *Applied Physics Express*, 12(12), 122005. doi : 10.7567/1882-0786/ab4ddf.
- Okada, K., Cassar, Q., Murakami, H., MacGrogan, G., Guillet, J.-P., Mounaix, P., Tonouchi, M. & Serita, K. (2022). Scanning point terahertz source microscopy of unstained comedo ductal carcinoma in situ. *Optics Continuum*, 1(3), 527. doi : 10.1364/OPTCON.448444.
- Okada, R., Mizuno, M., Nagaoka, T., Takehara, H., Haruta, M., Tashiro, H., Ohta, J. & Sasagawa, K. (2024). THz near-field intensity distribution imaging in the 0.3 THz band using a highly sensitive polarization CMOS image sensor using a 0.35 μm CMOS process. *Japanese Journal of Applied Physics*, 63(3), 03SP66. doi : 10.35848/1347-4065/ad21b8.
- Olivieri, L., Gongora, J. S. T., Peters, L., Cecconi, V., Cutrona, A., Tunesi, J., Tucker, R., Pasquazi, A. & Peccianti, M. (2020). Hyperspectral terahertz microscopy via nonlinear ghost imaging. *Optica*, 7(2), 186. doi : 10.1364/OPTICA.381035.
- Ollmann, Z., Fülöp, J. A., Hebling, J. & Almási, G. (2014). Design of a high-energy terahertz pulse source based on ZnTe contact grating. *Optics Communications*, 315, 159–163. doi : 10.1016/j.optcom.2013.11.007. tex.ids : ollmann_design_2014-1.

- Ollmann, Z., Hebling, J. & Almási, G. (2012). Design of a contact grating setup for mJ-energy THz pulse generation by optical rectification. *Applied Physics B*, 108(4), 821–826. doi : 10.1007/s00340-012-5201-8.
- Otsuji, T. (2015). Trends in the Research of Modern Terahertz Detectors : Plasmon Detectors. *IEEE TRANSACTIONS ON TERAHERTZ SCIENCE AND TECHNOLOGY*, 5(6), 11.
- Ovchinnikov, A. V., Chefonov, O. V., Agranat, M. B., Shalaby, M. & Sitnikov, D. S. (2022). Terahertz generation optimization in an OH1 nonlinear organic crystal pumped by a Cr :forsterite laser. *Optics Letters*, 47(21), 5505–5508. doi : 10.1364/OL.475960. Publisher : Optica Publishing Group.
- Palik, E. D. (1991). *Handbook of optical constants of solids II*. Boston : Academic Press.
- Papaioannou, E. T. & Beigang, R. (2021). THz spintronic emitters : a review on achievements and future challenges. *Nanophotonics*, 10(4), 1243–1257. doi : 10.1515/nanoph-2020-0563.
- Paries, F., Tiercelin, N., Lezier, G., Vanwolleghem, M., Selz, F., Syskaki, M.-A., Kammerbauer, F., Jakob, G., Jourdan, M., Kläui, M., Kaspar, Z., Kampfrath, T., Seifert, T. S., Von Freymann, G. & Molter, D. (2023). Fiber-tip spintronic terahertz emitters. *Optics Express*, 31(19), 30884. doi : 10.1364/OE.494623.
- Peiponen, K.-E., Zeitler, A. & Kuwata-Gonokami, M. (Éds.). (2013). *Terahertz Spectroscopy and Imaging*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg. doi : 10.1007/978-3-642-29564-5.
- Pizzuto, A., Mittleman, D. M. & Klarskov, P. (2020). Laser THz emission nanoscopy and THz nanoscopy. *Optics Express*, 28(13), 18778. doi : 10.1364/OE.382130.
- Plusquellic, D. F., Siegrist, K., Heilweil, E. J. & Esenturk, O. (2007). Applications of Terahertz Spectroscopy in Biosystems. *ChemPhysChem*, 8(17), 2412–2431. doi : 10.1002/c-phc.200700332.
- Pope, T., Doucet, M., Dupont, F., Marchese, L., Tremblay, B., Baldenberger, G., Verrault, S. & Lamontagne, F. (2009). Uncooled detector, optics, and camera development for THz imaging. pp. 73110L. doi : 10.1117/12.819923.
- Probst, T., Rehn, A., Busch, S. F., Chatterjee, S., Koch, M. & Scheller, M. (2014). Cost-efficient delay generator for fast terahertz imaging. *Optics Letters*, 39(16), 4863. doi : 10.1364/OL.39.004863.

- Pálfalvi, L., Hebling, J., Kuhl, J., Péter, & Polgár, K. (2005). Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range. *Journal of Applied Physics*, 97(12), 123505. doi : 10.1063/1.1929859.
- Pálfalvi, L., Fülöp, J. A., Almási, G. & Hebling, J. (2008). Novel setups for extremely high power single-cycle terahertz pulse generation by optical rectification. *Applied Physics Letters*, 92(17), 171107. doi : 10.1063/1.2907494.
- Pálfalvi, L., Ollmann, Z., Tokodi, L. & Hebling, J. (2016). Hybrid tilted-pulse-front excitation scheme for efficient generation of high-energy terahertz pulses. *Optics Express*, 24(8), 8156–8169. doi : 10.1364/OE.24.008156. Publisher : Optica Publishing Group.
- Pálfalvi, L., Tóth, G., Tokodi, L., Márton, Z., Fülöp, J. A., Almási, G. & Hebling, J. (2017). Numerical investigation of a scalable setup for efficient terahertz generation using a segmented tilted-pulse-front excitation. *Optics Express*, 25(24), 29560. doi : 10.1364/OE.25.029560.
- Ravi, K., Huang, W. R., Carbajo, S., Wu, X. & Kärtner, F. (2014). Limitations to THz generation by optical rectification using tilted pulse fronts. *Optics Express*, 22(17), 20239. doi : 10.1364/OE.22.020239.
- Ravi, K., Ofori-Okai, B. K., Nelson, K. A. & Kärtner, F. X. (2019). Analysis of terahertz generation by beamlet superposition. *Optics Express*, 27(19), 26547. doi : 10.1364/OE.27.026547.
- Razzari, L., Su, F. H., Sharma, G., Blanchard, F., Ayesheshim, A., Bandulet, H.-C., Morandotti, R., Kieffer, J.-C., Ozaki, T., Reid, M. & Hegmann, F. A. (2009). Nonlinear ultrafast modulation of the optical absorption of intense few-cycle terahertz pulses in n-doped semiconductors. *Physical Review B*, 79(19), 193204. doi : 10.1103/PhysRevB.79.193204.
- Rebhan, D., Rosenberger, M. & Notni, G. (2019). Principle investigations on polarization image sensors. *Photonics and Education in Measurement Science 2019*, pp. 58. doi : 10.1117/12.2533590.
- Redo-Sanchez, A., Heshmat, B., Aghasi, A., Naqvi, S., Zhang, M., Romberg, J. & Raskar, R. (2016). Terahertz time-gated spectral imaging for content extraction through layered structures. *Nature Communications*, 7(1), 12665. doi : 10.1038/ncomms12665.
- Reid, M. & Fedosejevs, R. (2005). Quantitative comparison of terahertz emission from (100) InAs surfaces and a GaAs large-aperture photoconductive switch at high fluences. *Applied Optics*, 44(1), 149. doi : 10.1364/AO.44.000149.
- Reimann, K. (2007). Table-top sources of ultrashort THz pulses. *Reports on Progress in Physics*, 70(10), 1597–1632. doi : 10.1088/0034-4885/70/10/R02.

- Rettich, F., Vieweg, N., Cojocari, O. & Deninger, A. (2015). Field Intensity Detection of Individual Terahertz Pulses at 80 MHz Repetition Rate. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 36(7), 607–612. doi : 10.1007/s10762-015-0162-8.
- Rice, A., Jin, Y., Ma, X. F., Zhang, X., Bliss, D., Larkin, J. & Alexander, M. (1994). Terahertz optical rectification from $\langle 110 \rangle$ zinc-blende crystals. *Applied Physics Letters*, 64(11), 1324–1326. doi : 10.1063/1.111922.
- Richards, P. L. (1994). Bolometers for infrared and millimeter waves. *Journal of Applied Physics*, 76(1), 1–24. doi : 10.1063/1.357128.
- Roeder, F., Shalaby, M., Beleites, B., Ronneberger, F. & Gopal, A. (2020). THz generation by optical rectification of intense near-infrared pulses in organic crystal BNA. *Optics Express*, 28(24), 36274. doi : 10.1364/OE.404690.
- Ropagnol, X., Matoba, M., Nneck, J. E., Blanchard, F., Isgandarov, E., Yumoto, J. & Ozaki, T. (2020). Efficient terahertz generation and detection in cadmium telluride using ultrafast ytterbium laser. *Applied Physics Letters*, 5.
- Rovere, A., Jeong, Y.-G., Piccoli, R., Lee, S.-H., Lee, S.-C., Kwon, O.-P., Jazbinsek, M., Morandotti, R. & Razzari, L. (2018). Generation of high-field terahertz pulses in an HMQ-TMS organic crystal pumped by an ytterbium laser at 1030 nm. *Optics Express*, 26(3), 2509. doi : 10.1364/OE.26.002509.
- Rubens, H. & Von Baeyer, O. (1911). LXXX. *On extremely long waves, emitted by the quartz mercury lamp. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 21(125), 689–695. doi : 10.1080/14786440508637081.
- Ruddock, R. W. (2012). *Basic infrared thermography principles*. Place of publication not identified : Reliabilityweb Com.
- Saito, K., Tanabe, T., Oyama, Y., Suto, K., Kimura, T. & Nishizawa, J. (2008). Terahertz-wave absorption in GaP crystals with different carrier densities. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 69(2), 597–600. doi : 10.1016/j.jpcs.2007.07.090.
- Sakai, H., Kawase, K. & Murate, K. (2020). Highly sensitive multi-stage terahertz parametric detector. *Optics Letters*, 45(14), 3905–3908. doi : 10.1364/OL.394975. Publisher : Optica Publishing Group.
- Sasagawa, K., Okada, R., Haruta, M., Takehara, H., Tashiro, H. & Ohta, J. (2022). Polarization Image Sensor for Highly Sensitive Polarization Modulation Imaging Based on Stacked Polarizers. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 69(6), 2924–2931. doi : 10.1109/TED.2022.3140288.

- Schall, M. & Jepsen, P. U. (2002). Above-band gap two-photon absorption and its influence on ultrafast carrier dynamics in ZnTe and CdTe. *Applied Physics Letters*, 80(25), 4771–4773. doi : 10.1063/1.1489480.
- Schlarb, U. & Betzler, K. (1993). Refractive indices of lithium niobate as a function of wavelength and composition. *Journal of Applied Physics*, 73(7), 3472–3476. doi : 10.1063/1.352951.
- Schneider, A., Neis, M., Stillhart, M., Ruiz, B., Khan, R. U. A. & Günter, P. (2006). Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic DAST crystals : theory and experiment. *Journal of the Optical Society of America B*, 23(9), 1822. doi : 10.1364/JOSAB.23.001822.
- Schumann, S., Jansen, C., Schwerdtfeger, M., Busch, S., Peters, O., Scheller, M. & Koch, M. (2012). Spectrum to space transformed fast terahertz imaging. *Optics Express*, 20(17), 19200. doi : 10.1364/OE.20.019200.
- Sebastian, R. R., Guiramand, L. & Blanchard, F. (2023). Noise modelling using Deep CNN for Terahertz Super-Resolution Imaging. *2023 Photonics North (PN)*, pp. 1–2. doi : 10.1109/PN58661.2023.10223028.
- Seifert, T., Jaiswal, S., Martens, U., Hannegan, J., Braun, L., Maldonado, P., Freimuth, F., Kronenberg, A., Henrizi, J., Radu, I., Beaupaire, E., Mokrousov, Y., Oppeneer, P. M., Jourdan, M., Jakob, G., Turchinovich, D., Hayden, L. M., Wolf, M., Münzenberg, M., Kläui, M. & Kampfrath, T. (2016). Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation. *Nature Photonics*, 10(7), 483–488. doi : 10.1038/nphoton.2016.91.
- Sen, P., Siles, J. V., Thawdar, N. & Jornet, J. M. (2022). Multi-kilometre and multi-gigabit-per-second sub-terahertz communications for wireless backhaul applications. *Nature Electronics*, 6(2), 164–175. doi : 10.1038/s41928-022-00897-6.
- Serita, K., Mizuno, S., Murakami, H., Kawayama, I., Takahashi, Y., Yoshimura, M., Mori, Y., Darmo, J. & Tonouchi, M. (2012). Scanning laser terahertz near-field imaging system. *Optics Express*, 20(12), 12959. doi : 10.1364/OE.20.012959.
- Shen, H., Gan, L., Newman, N., Dong, Y., Li, C., Huang, Y. & Shen, Y. C. (2012). Spinning disk for compressive imaging. *Optics Letters*, 37(1), 46. doi : 10.1364/OL.37.000046.
- Shrekenhamer, D., Watts, C. M. & Padilla, W. J. (2013). Terahertz single pixel imaging with an optically controlled dynamic spatial light modulator. *Optics Express*, 21(10), 12507. doi : 10.1364/OE.21.012507.
- Sizov, F. F. (2019). Brief history of THz and IR technologies. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 22(1), 67–79. doi : 10.15407/spqeo22.01.067.

- Smoot, G. F. & Scott, D. (2000). Cosmic background radiation. *The European Physical Journal C*, 15(1-4), 145–149. doi : 10.1007/BF02683415.
- Song, H.-J. & Lee, N. (2022). Terahertz Communications : Challenges in the Next Decade. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 12(2), 105–117. doi : 10.1109/T-THZ.2021.3128677.
- Stantchev, R. I., Phillips, D. B., Hobson, P., Hornett, S. M., Padgett, M. J. & Hendry, E. (2017). Compressed sensing with near-field THz radiation. *Optica*, 4(8), 989. doi : 10.1364/OP-TICA.4.000989.
- Stantchev, R. I., Sun, B., Hornett, S. M., Hobson, P. A., Gibson, G. M., Padgett, M. J. & Hendry, E. (2016). Noninvasive, near-field terahertz imaging of hidden objects using a single-pixel detector. *Science Advances*, 2(6), e1600190. doi : 10.1126/sciadv.1600190. tex.ids : stantchev_noninvasive_2016-1.
- Stantchev, R. I., Yu, X., Blu, T. & Pickwell-MacPherson, E. (2020). Real-time terahertz imaging with a single-pixel detector. *Nature Communications*, 11(1), 2535. doi : 10.1038/s41467-020-16370-x.
- Stepanov, A. G., Hebling, J. & Kuhl, J. (2003). Efficient generation of subpicosecond terahertz radiation by phase-matched optical rectification using ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts. *Applied Physics Letters*, 83(15), 3000–3002. doi : 10.1063/1.1617371.
- Stiewe, F.-F., Winkel, T., Sasaki, Y., Tubandt, T., Kleinke, T., Denker, C., Martens, U., Meyer, N., Parvini, T. S., Mizukami, S., Walowski, J. & Münzenberg, M. (2022). Spintronic emitters for super-resolution in THz-spectral imaging. *Applied Physics Letters*, 120(3), 032406. doi : 10.1063/5.0076880.
- Stübling, E.-M., Busch, S., Balzer, J. C. & Koch, M. (2016). Development of a multi-channel time-to-space terahertz spectrometer. *Optics Express*, 24(20), 23146. doi : 10.1364/OE.24.023146.
- Swearer, D. F., Gottheim, S., Simmons, J. G., Phillips, D. J., Kale, M. J., McClain, M. J., Christopher, P., Halas, N. J. & Everitt, H. O. (2018). Monitoring Chemical Reactions with Terahertz Rotational Spectroscopy. *ACS Photonics*, 5(8), 3097–3106. doi : 10.1021/acs-photonics.8b00342.
- Takhar, D., Laska, J. N., Wakin, M. B., Duarte, M. F., Baron, D., Sarvotham, S., Kelly, K. F. & Baraniuk, R. G. (2006). A new compressive imaging camera architecture using optical-domain compression. pp. 606509–606509–10. doi : 10.1117/12.659602.

- Tao, Y. H., Fitzgerald, A. J. & Wallace, V. P. (2020). Non-Contact, Non-Destructive Testing in Various Industrial Sectors with Terahertz Technology. *Sensors*, 20(3), 712. doi : 10.3390/s20030712.
- Texas-Instruments. (2022). DLP4500 - DATA SHEET. Repéré à https://www.ti.com/lit/ds/symlink/dlp4500.pdf?ts=1715960266025&ref_url=https%253A%252F%252Fwww.ti.com%252Fproduct%252FDLP4500%253Futm_source%253Dgoogle%2526utm_medium%253Dcpc%2526utm_campaign%253Ddepd-dlp-null-44700045336317305_prodfolderdynamic-cpc-pf-google-ww-int%2526utm_content%253Dprodfolddynamic%2526ds_k%253DDYNAMIC+SEARCH+ADS%2526DCM%253Dyes%2526gad_source%253D1%2526gclid%253DCj0KCQjwgJyyBhCGARIsAK8LVLM23d6f1niAdCWSG8rYQ6heeFsTZzwrFkYuCLaM9_yHWlj12svjMv0aAqYQEALw_wcB%2526gclsrc%253Daw.ds.
- Thomson, M., Kreß, M., Löffler, T. & Roskos, H. G. (2007). Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses : From fundamentals to applications. *Laser & Photonics Reviews*, 1(4), 349–368. doi : 10.1002/lpor.200710025.
- Tian, Q., Xu, H., Wang, Y., Liang, Y., Tan, Y., Ning, X., Yan, L., Du, Y., Li, R., Hua, J., Huang, W. & Tang, C. (2021). Efficient generation of a high-field terahertz pulse train in bulk lithium niobate crystals by optical rectification. *Optics Express*, 29(6), 9624. doi : 10.1364/OE.419709.
- Tsubouchi, M., Nagashima, K., Yoshida, F., Ochi, Y. & Maruyama, M. (2014). Contact grating device with Fabry–Perot resonator for effective terahertz light generation. *Optics Letters*, 39(18), 5439–5442. doi : 10.1364/OL.39.005439. Publisher : Optica Publishing Group.
- Tóth, G., Pálfalvi, L., Fülöp, J. A., Krizsán, G., Matlis, N. H., Almási, G. & Hebling, J. (2019a). Numerical investigation of imaging-free terahertz generation setup using segmented tilted-pulse-front excitation. *Optics Express*, 27(5), 7762. doi : 10.1364/OE.27.007762.
- Tóth, G., Pálfalvi, L., Tibai, Z., Tokodi, L., Fülöp, J. A., Márton, Z., Almási, G. & Hebling, J. (2019b). Single-cycle scalable terahertz pulse source in reflection geometry. *Optics Express*, 27(21), 30681. doi : 10.1364/OE.27.030681.
- Tóth, G., Polónyi, G. & Hebling, J. (2023). Tilted pulse front pumping techniques for efficient terahertz pulse generation. *Light : Science & Applications*, 12(1), 256. doi : 10.1038/s41377-023-01293-1.
- Unferdorben, M., Szaller, Z., Hajdara, I., Hebling, J. & Pálfalvi, L. (2015). Measurement of Refractive Index and Absorption Coefficient of Congruent and Stoichiometric Lithium Niobate in the Terahertz Range. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 36(12), 1203–1209. doi : 10.1007/s10762-015-0165-5.

- Van Der Valk, N. C. J., Planken, P. C. M., Buijserd, A. N. & Bakker, H. J. (2005). Influence of pump wavelength and crystal length on the phase matching of optical rectification. *Journal of the Optical Society of America B*, 22(8), 1714. doi : 10.1364/JOSAB.22.001714.
- Vella, A., Houard, J., Arnoldi, L., Tang, M., Boudant, M., Ayoub, A., Normand, A., Da Costa, G. & Hideur, A. (2021). High-resolution terahertz-driven atom probe tomography. *Science Advances*, 7(7), eabd7259. doi : 10.1126/sciadv.abd7259.
- Vicario, C., Ovchinnikov, A. V., Ashitkov, S. I., Agranat, M. B., Fortov, V. E. & Hauri, C. P. (2014). Generation of 0.9-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr :Mg₂SiO₄ laser. *Optics Letters*, 39(23), 6632–6635. doi : 10.1364/OL.39.006632. Publisher : Optica Publishing Group.
- Vidal, S., Degert, J., Tondusson, M., Oberlé, J. & Freysz, E. (2011). Impact of dispersion, free carriers, and two-photon absorption on the generation of intense terahertz pulses in ZnTe crystals. *Applied Physics Letters*, 98(19), 191103. doi : 10.1063/1.3588411.
- Vogel, T. & Saraceno, C. J. (2023). 643 mW Average Power Lithium Niobate THz Source. *CLEO 2023 (2023), paper SF3I.1*, pp. SF3I.1. doi : 10.1364/CLEO_SI.2023.SF3I.1.
- Wall, W. (2018). *A history of optical telescopes in astronomy c.* New York, NY : Springer Science+Business Media.
- Wang, L., Tóth, G., Hebling, J. & Kärtner, F. (2020). Tilted-Pulse-Front Schemes for Terahertz Generation. *Laser & Photonics Reviews*, 14(7), 2000021. doi : 10.1002/lpor.202000021.
- Wang, Q., Xie, L. & Ying, Y. (2022). Overview of imaging methods based on terahertz time-domain spectroscopy. *Applied Spectroscopy Reviews*, 57(3), 249–264. doi : 10.1080/05704928.2021.1875480.
- Wang, S. & Zhang, X.-C. (2004). Pulsed terahertz tomography. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(4), R1. doi : 10.1088/0022-3727/37/4/R01.
- Wang, T. D., Lin, S. T., Lin, Y. Y., Chiang, A. C. & Huang, Y. C. (2008). Forward and backward Terahertz-wave difference-frequency generations from periodically poled lithium niobate. *Optics Express*, 16(9), 6471–6478. doi : 10.1364/OE.16.006471. Publisher : Optica Publishing Group.
- Wang, X., Cui, Y., Sun, W., Ye, J. & Zhang, Y. (2010a). Terahertz real-time imaging with balanced electro-optic detection. *Optics Communications*, 283(23), 4626–4632. doi : 10.1016/j.optcom.2010.07.010.

- Wang, X., Cui, Y., Sun, W., Ye, J. & Zhang, Y. (2010b). Terahertz polarization real-time imaging based on balanced electro-optic detection. *Journal of the Optical Society of America A*, 27(11), 2387. doi : 10.1364/JOSAA.27.002387.
- Waters, J., Froidevaux, L., Harwood, R., Jarnot, R., Pickett, H., Read, W., Siegel, P., Cofield, R., Filipiak, M., Flower, D., Holden, J., Lau, G., Livesey, N., Manney, G., Pumphrey, H., Santee, M., Wu, D., Cuddy, D., Lay, R., Loo, M., Perun, V., Schwartz, M., Stek, P., Thurstans, R., Boyles, M., Chandra, K., Chavez, M., Gun-Shing Chen, Chudasama, B., Dodge, R., Fuller, R., Girard, M., Jiang, J., Yibo Jiang, Knosp, B., LaBelle, R., Lam, J., Lee, K., Miller, D., Oswald, J., Patel, N., Pukala, D., Quintero, O., Scaff, D., Van Snyder, W., Tope, M., Wagner, P. & Walch, M. (2006). The Earth observing system microwave limb sounder (EOS MLS) on the aura Satellite. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 44(5), 1075–1092. doi : 10.1109/TGRS.2006.873771.
- Watts, C. M., Shrekenhamer, D., Montoya, J., Lipworth, G., Hunt, J., Sleasman, T., Krishna, S., Smith, D. R. & Padilla, W. J. (2014). Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators. *Nature Photonics*, 8(8), 605–609. doi : 10.1038/n-photon.2014.139. tex.ids : watts_terahertz_2014-1.
- Winnewisser, C., Jepsen, P. U., Schall, M., Schyja, V. & Helm, H. (1997). Electro-optic detection of THz radiation in LiTaO₃, LiNbO₃ and ZnTe. *Applied Physics Letters*, 70(23), 3069–3071. doi : 10.1063/1.119093.
- Wojdyla, A. & Gallot, G. (2013). Attenuated internal reflection terahertz imaging. *Optics Letters*, 38(2), 112. doi : 10.1364/OL.38.000112.
- Wollenhaupt, M., Assion, A. & Baumert, T. (2007). Femtosecond Laser Pulses : Linear Properties, Manipulation, Generation and Measurement. Dans Träger, F. (Éd.), *Springer Handbook of Lasers and Optics* (pp. 937–983). New York, NY : Springer New York. doi : 10.1007/978-0-387-30420-5_12.
- Woodward, R. M., Cole, B. E., Wallace, V. P., Pye, R. J., Arnone, D. D., Linfield, E. H. & Pepper, M. (2002). Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue. *Physics in Medicine and Biology*, 47(21), 3853–3863. doi : 10.1088/0031-9155/47/21/325.
- Wu, Q. & Zhang, X.-C. (1997). 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor. *Applied Physics Letters*, 70(14), 1784–1786. doi : 10.1063/1.118691.
- Wu, Q. & Zhang, X. (1995). Free-space electro-optic sampling of terahertz beams. *Applied Physics Letters*, 67(24), 3523–3525. doi : 10.1063/1.114909.

- Wu, Q. & Zhang, X. (1996). Ultrafast electro-optic field sensors. *Applied Physics Letters*, 68(12), 1604–1606. doi : 10.1063/1.115665.
- Wu, Q., Hewitt, T. D. & Zhang, X. (1996). Two-dimensional electro-optic imaging of THz beams. *Applied Physics Letters*, 69(8), 1026–1028. doi : 10.1063/1.116920.
- Wu, X.-j., Ma, J.-l., Zhang, B.-l., Chai, S.-s., Fang, Z.-j., Xia, C.-Y., Kong, D.-y., Wang, J.-g., Liu, H., Zhu, C.-Q., Wang, X., Ruan, C.-J. & Li, Y.-T. (2018). Highly efficient generation of 02 mJ terahertz pulses in lithium niobate at room temperature with sub-50 fs chirped Ti :sapphire laser pulses. *Optics Express*, 26(6), 7107. doi : 10.1364/OE.26.007107.
- Wu, X., Zhou, C., Huang, W. R., Ahr, F. & Kärtner, F. X. (2015). Temperature dependent refractive index and absorption coefficient of congruent lithium niobate crystals in the terahertz range. *Optics Express*, 23(23), 29729–29737. doi : 10.1364/OE.23.029729. Publisher : Optica Publishing Group.
- Wu, X., Kong, D., Hao, S., Zeng, Y., Yu, X., Zhang, B., Dai, M., Liu, S., Wang, J., Ren, Z., Chen, S., Sang, J., Wang, K., Zhang, D., Liu, Z., Gui, J., Yang, X., Xu, Y., Leng, Y., Li, Y., Song, L., Tian, Y. & Li, R. (2023). Generation of 13.9-mJ Terahertz Radiation from Lithium Niobate Materials. *Advanced Materials*, 35(23), 2208947. doi : 10.1002/adma.202208947. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/adma.202208947>.
- Xie, J., Ye, W., Zhou, L., Guo, X., Zang, X., Chen, L. & Zhu, Y. (2021). A Review on Terahertz Technologies Accelerated by Silicon Photonics. *Nanomaterials*, 11(7), 1646. doi : 10.3390/nano11071646. Number : 7 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.
- Xu, L., Zhang, X.-C. & Auston, D. H. (1992). Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials. *Applied Physics Letters*, 61(15), 1784–1786. doi : 10.1063/1.108426.
- Yamaguchi, S., Fukushi, Y., Kubota, O., Itsuji, T., Ouchi, T. & Yamamoto, S. (2016). Brain tumor imaging of rat fresh tissue using terahertz spectroscopy. *Scientific Reports*, 6(1), 30124. doi : 10.1038/srep30124.
- Yao, J., Liu, P., Xu, D., Lv, Y. & Lv, D. (2012). THz source based on optical Cherenkov radiation. *Science China Information Sciences*, 55(1), 27–34. doi : 10.1007/s11432-011-4512-4.
- Yasui, T., Saneyoshi, E. & Araki, T. (2005). Asynchronous optical sampling terahertz time-domain spectroscopy for ultrahigh spectral resolution and rapid data acquisition. *Applied Physics Letters*, 87(6), 061101. doi : 10.1063/1.2008379.

- Yee, D.-S., Jin, K. H., Yahng, J. S., Yang, H.-S., Kim, C. Y. & Ye, J. C. (2015). High-speed terahertz reflection three-dimensional imaging using beam steering. *Optics Express*, 23(4), 5027–5034. doi : 10.1364/OE.23.005027. Publisher : Optica Publishing Group.
- Yeh, K.-L., Hoffmann, M. C., Hebling, J. & Nelson, K. A. (2007). Generation of 10J ultrashort terahertz pulses by optical rectification. *Applied Physics Letters*, 90(17), 171121. doi : 10.1063/1.2734374.
- You, Y. S., Oh, T. I. & Kim, K. Y. (2012). Off-Axis Phase-Matched Terahertz Emission from Two-Color Laser-Induced Plasma Filaments. *Physical Review Letters*, 109(18), 183902. doi : 10.1103/PhysRevLett.109.183902. Publisher : American Physical Society.
- Yu, P. Y. & Cardona, M. (2010). *Fundamentals of Semiconductors*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg. doi : 10.1007/978-3-642-00710-1.
- Yuan, H., Voß, D., Lisauskas, A., Mundy, D. & Roskos, H. G. (2019). 3D Fourier imaging based on 2D heterodyne detection at THz frequencies. *APL Photonics*, 4(10), 106108. doi : 10.1063/1.5116553.
- Zanotto, L., Piccoli, R., Dong, J., Caraffini, D., Morandotti, R. & Razzari, L. (2020). Time-domain terahertz compressive imaging. *Optics Express*, 28(3), 3795. doi : 10.1364/OE.384134.
- Zdanevičius, J., Bauer, M., Boppel, S., Palenskis, V., Lisauskas, A., Krozer, V. & Roskos, H. G. (2015). Camera for High-Speed THz Imaging. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 36(10), 986–997. doi : 10.1007/s10762-015-0169-1.
- Zelmon, D. E., Small, D. L. & Jundt, D. (1997). Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol% magnesium oxide –doped lithium niobate. *Journal of the Optical Society of America B*, 14(12), 3319. doi : 10.1364/JO-SAB.14.003319.
- Zervas, M. N. & Codemard, C. A. (2014). High Power Fiber Lasers : A Review. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20(5), 219–241. doi : 10.1109/JSTQE.2014.2321279.
- Zhai, D., Hérault, E., Garet, F. & Coutaz, J.-L. (2021). Terahertz generation from ZnTe optically pumped above and below the bandgap. *Optics Express*, 29(11), 17491. doi : 10.1364/OE.421282.
- Zhang, B., Ma, Z., Ma, J., Wu, X., Ouyang, C., Kong, D., Hong, T., Wang, X., Yang, P., Chen, L., Li, Y. & Zhang, J. (2021). 1.4-mJ High Energy Terahertz Radiation from Lithium Niobates. *Laser & Photonics Reviews*, 2000295. doi : 10.1002/lpor.202000295.

- Zhang, D., Fallahi, A., Hemmer, M., Wu, X., Fakhari, M., Hua, Y., Cankaya, H., Calendron, A.-L., Zapata, L. E., Matlis, N. H. & Kärtner, F. X. (2018). Segmented terahertz electron accelerator and manipulator (STEAM). *Nature Photonics*, 12(6), 336–342. doi : 10.1038/s41566-018-0138-z.
- Zhang, X.-C. & Xu, J. (2010). *Introduction to THz Wave Photonics*. Boston, MA : Springer US. doi : 10.1007/978-1-4419-0978-7.
- Zhang, X., Xu, Q., Xia, L., Li, Y., Gu, J., Tian, Z., Ouyang, C., Han, J. & Zhang, W. (2020). Terahertz surface plasmonic waves : a review. *Advanced Photonics*, 2(01), 1. doi : 10.1117/1.AP.2.1.014001.
- Zhang, X., Ma, X. F., Jin, Y., Lu, T., Boden, E. P., Phelps, P. D., Stewart, K. R. & Yakymyshyn, C. P. (1992). Terahertz optical rectification from a nonlinear organic crystal. *Applied Physics Letters*, 61(26), 3080–3082. doi : 10.1063/1.107968.
- Zhao, D. & Chia, E. E. M. (2020). Free Carrier, Exciton, and Phonon Dynamics in Lead-Halide Perovskites Studied with Ultrafast Terahertz Spectroscopy. *Advanced Optical Materials*, 8(3), 1900783. doi : 10.1002/adom.201900783.
- Zhao, J., E, Y., Williams, K., Zhang, X.-C. & Boyd, R. W. (2019). Spatial sampling of terahertz fields with sub-wavelength accuracy via probe-beam encoding. *Light : Science & Applications*, 8(1), 55. doi : 10.1038/s41377-019-0166-6.
- Zhen-Yu, Z., Sophie, H. & Jerome, T. (2008). THz Generation by Optical Rectification and Competition with Other Nonlinear Processes. *Chinese Phys. Lett.*, 25(1868), 4.
- Zhu, S., Yu, A. W., Hawley, D. & Roy, R. (1986). Frustrated total internal reflection : A demonstration and review. *American Journal of Physics*, 54(7), 601–607. doi : 10.1119/1.14514.
- Zhuldybina, M., Ropagnol, X., Trudeau, C., Bolduc, M., Zednik, R. & Blanchard, F. (2019). Contactless In Situ Electrical Characterization Method of Printed Electronic Devices with Terahertz Spectroscopy. *Sensors*, 19(3), 444. doi : 10.3390/s19030444.
- Zurich-Instruments. (2019). Principles of Lock-in Detection | Zurich Instruments. Repéré le 2024-04-04 à <https://www.zhinst.com/en/resources/principles-of-lock-in-detection>.