

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et Radiofréquences**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

Christian KETCHAZO

Thèse dirigée par **Jean-Louis COUTAZ**
et codirigée par **Emmanuel CALAIS**

préparée au sein de **l'IMEP-LaHC**.
et de **l'école doctorale EEATS**.

Imagerie dans le domaine Térahertz

Considérations radiométriques pour l'imagerie
en mode passif

Thèse soutenue publiquement le 28 **Juin** 2012,
devant le jury composé de :

Monsieur, Alain KREISLER

Professeur émérite à l'Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, Président

Madame, Dominique COQUILLAT

Directeur de recherche au CNRS, Université Montpellier 2, Rapporteur

Monsieur, Patrick MOUNAIX

Directeur de recherche au CNRS, Université de Bordeaux 1, Rapporteur

Monsieur, François SIMOENS

Docteur au Département Optique et Photonique du CEA-Léti, Examineur

Monsieur, Jean-Louis COUTAZ

Professeur à l'Université de Savoie, Directeur de thèse

Monsieur, Emmanuel CALAIS

Directeur technique Thales Electron Devices, Co-Directeur de thèse



Résumé

Ketchazo, Christian

Imagerie dans le domaine térahertz

Thèse dirigée par le Professeur Jean-Louis Coutaz

Spécialité : optique et radiofréquences

Cette thèse s'intéresse à la phénoménologie relative à l'imagerie passive dans le domaine sub-térahertz allant de 0.1 à 1 THz. Dans cette fenêtre électromagnétique, les matériaux diélectriques comme les vêtements sont transparents ce qui ouvre la voie à la réalisation d'images des personnes «débarrassées »de leurs vêtements et la possibilité de détecter des objets extracorporels cachés sous ces derniers. Le processus de formation d'images repose sur la détection des puissances de rayonnement provenant de la scène et sur la discrimination des signatures spectrales des objets de la scène.

Dans cette thèse, nous mesurons l'indice, la transmission et la diffusion de quelques vêtements et autres matériaux dissimulants dans le domaine térahertz. La technique de mesure utilisée est la spectroscopie térahertz dans le domaine temporel, la génération et la détection des signaux sont réalisées par les photocommutateurs ultra-rapides à base de GaAs-BT. Les résultats obtenus s'étendent jusqu'à 2 ou 2.5 THz. La technique de mesure est ensuite adaptée pour la détermination *in-vivo* des propriétés térahertz de la peau humaine.

La base de données constituée par la campagne de mesures est enfin intégrée dans un modèle radiométrique pour l'étude des scénarios d'imagerie passive de détection à distance. Les performances obtenables sont discutées et les spécifications favorables à l'imagerie sont déduites.

Mots clés : détection THz, phénoménologie, spectroscopie THz, imagerie, sécurité.

Abstract

Ketchazo, Christian

Imaging in the Terahertz domain

Thesis directed by Professor Jean-Louis Coutaz

Speciality : Optics and radiofrequency

The thesis focuses on the phenomenology related to passive imaging in Millimeter/Terahertz domain, 0.1 to 1 THz. In this domain, dielectric materials such as clothing are transparent, this paves the way for the creation of images of people «stripped of »their clothing and the ability to detect extracorporeal objects hidden behind the clothes.

In this thesis, we measure the optical index, the transmission and the diffusion of some hiding materials in the terahertz domain. The measurement technique used is the terahertz time-domain spectroscopy. The generation and detection of signals are carried out by LT-GaAS photoswitches. The results extend to 2 or 2.5 THz. The optical properties of human skin is measured using our experimental setup mounted in reflection geometry.

The database made from the measurement campaign is finally integrated into a radiometric model for the study of passive imaging scenarios for remote sensing. Obtainable performances are discussed and favorable specification to imaging are derived.

Keywords : THz detection, phenomenology, THz spectroscopy, imaging, security.

Dedicace

A mes parents,

A ma fratrie,

A Celui qui m'a fait connaître son amour inconditionnel et qui me gardera jusqu'à la fin.

Remerciements

Je remercie M. Emmanuel Calais, directeur technique à Thales Electron Devices (TED, Moirans) et co-directeur de ma thèse, Dr. Caroline Boudou, ingénieur de recherche à TED, de m'avoir permis, tous deux, d'intégrer ce projet européen ambitieux qu'était IMATERA (IMAging in The TERAhertz domain). Je remercie aussi M. Patrick Radisson, directeur technique de Multix, qui a assuré pendant deux ans la supervision et les orientations de mes travaux à Thales.

J'exprime ma reconnaissance au Professeur Jean-Louis Coutaz, mon directeur de thèse, d'avoir accepté de conduire mes travaux et de m'avoir accueilli au sein du laboratoire IMEP-LaHC.

Je remercie l'ensemble de mon Jury et tout d'abord M. Alain Kreisler, le président de mon jury, Professeur émérite à l'Université Pierre et Marie Curie d'avoir accepté de présider ma soutenance. Mme Dominique Coquillat et M. Patrick Mounaix, directeurs de recherche respectivement à l'Université Montpellier 2 et Université Bordeaux 1 d'avoir accepté d'être rapporteurs sur mon travail, leurs interrogations sur les procédés expérimentaux exploités dans mon travail ont contribué à enrichir le moment de discussions pendant la soutenance. Je remercie enfin M. François Simoens, expert en imagerie bolométrique au CEA-Léti, pour avoir accepté d'être examinateur dans mon jury, pour les discussions que nous avons eu sur l'imagerie térahertz tout le long de ma thèse et pour son aide lors des expériences électro-optiques de détection THz.

J'adresse des remerciements tout particuliers aux experts chambériens du THz : Frédéric Garet et Emilie Hérault pour leur disponibilité malgré leurs nombreux engagements. De nombreux résultats et expériences n'auraient pas été obtenus ou effectués dans des délais raisonnables sans votre expertise dans le domaine de la spectroscopie térahertz et votre rigueur scientifique.

Je souhaite aussi saluer l'ensemble des membres des équipes IVVQ et R&D Systems de XRIS. Je les remercie pour l'accueil qu'ils m'ont fait, les moments de pique-nique partagés au bord du lac et surtout la bonne ambiance qui a régné du côté de l'open-space partagé avec Jean-François, Michel, Matthieu, Jean-Pierre et le célèbre Lionel. Je salue aussi M. Eric Marché, architecte électronique. Je le remercie pour les temps de discussions que nous avons souvent eu malgré son calendrier toujours full ... Même si je ne comprenais pas toujours tout (Oups, pardon). Je remercie M. Damien Barjot pour les nombreuses discussions que nous avons eu sur l'optique. Je tiens aussi à remercier M. Chevalier et Mme Arlot dont j'ai fait la connaissance à XRIS et qui sont depuis partis en retraite.

Je ne pourrai conclure sans remercier Mme Fernanda Mendonca-dos-reis, Mme Chahla Domenget et Mme Monique Depierre pour leur gentillesse, leur aide précieuse pour les tâches administratives

que j'ai effectuées tant à XRIS, que sur les sites grenoblois et chambériens de l'IMEP-LaHC.

Rendu à ce niveau, il ne me reste qu'à remercier toutes les autres personnes côtoyées durant ma thèse. Chose difficile à faire sans omettre de mentionner quelqu'un tant j'ai fait la rencontre de différents personnels sur les trois sites où j'ai mené mes travaux. J'adresse alors ma reconnaissance à toutes ces personnes et je leur exprime ma gratitude.

Table des matières

I	Introduction	1
1	Introduction	3
1.1	Sphère de la thèse	3
1.2	Spectre électromagnétique	4
1.3	Etat de l'imagerie millimétrique et térahertz	7
1.3.1	Les modes d'imagerie passif et actif	7
1.3.2	Les imageurs	8
1.3.3	Description de quelques travaux majeurs	9
1.4	Organisation de la thèse	14
II	Interaction matériaux-térahertz	15
2	Génération et détection THz par les photocommutateurs	17
2.1	Génération et détection THz par les photocommutateurs	18
2.1.1	Schéma expérimental	19
2.1.2	Le laser femtoseconde	19
2.1.3	Emetteur THz	19
2.1.4	Détecteur THz	20
2.1.5	Résultats du profil temporel et du spectre du champ mesuré	21
3	Mesures des propriétés optiques de dissimulants par spectroscopie térahertz	23
3.1	Banc expérimental	24
3.2	Procédure de détermination des paramètres optiques	25
3.2.1	Expression analytique de la fonction de transfert	25
3.2.2	Technique d'extraction des paramètres	27
3.2.3	Incertitudes sur les mesures	28

3.3	Résultats et discussions	29
3.3.1	Liste des échantillons	29
3.3.2	Résultats	30
3.4	Discussion	33
4	Diffusion de l'onde THz par les tissus	37
4.1	Banc expérimental	38
4.1.1	Dispersion et compensation	39
4.1.2	Représentation	41
4.1.3	Description du principe de la mesure	42
4.1.4	Caractérisations préliminaires	43
4.1.5	Résolution angulaire	46
4.2	Diffusion THz par les tissus	46
4.2.1	Structure des tissus, observations au microscope	46
4.2.2	Modélisation de la fonction de transfert	48
4.2.3	Résultats et discussion	49
4.3	Influence des tissus sur la polarisation	55
4.3.1	Evolution du profil du champ avec la polarisation	56
4.3.2	Evolution du spectre du champ avec la polarisation	56
4.3.3	Discussion et interprétation	57
4.4	Bilan radiométrique du denim et du lin	58
4.5	Conclusion	63
5	Mesure (in vivo) des propriétés THz de la peau humaine	65
5.1	Banc expérimental	66
5.1.1	Représentation	66
5.1.2	Description du principe	66
5.1.3	Résultats préliminaires	67
5.2	Mesures des propriétés THz de la peau <i>in vivo</i>	68
5.2.1	Analyse des profils temporels des signaux	68
5.2.2	Procédure de détermination des indices optiques	71
5.2.3	Résultats	72

III	Radiométrie et considérations pour l'imagerie	77
6	Dimensionnement et considérations radiométriques	79
6.1	Influence de l'environnement ambiant	80
6.1.1	Eléments de transfert radiatif	80
6.1.2	Calcul de l'atmosphère	82
6.2	Emissivité de la peau	85
6.2.1	Emissivité de la peau	87
6.3	Les dissimulants	88
6.4	Modèle de contraste thermique	88
6.4.1	Equations du modèle	89
6.4.2	Evaluation du contraste	90
6.4.3	Evolution du contraste avec la distance	94
6.4.4	Discussion	96
6.5	Spécifications radiométriques pour un scénario d'imagerie passive	96
6.5.1	Discussion	100
7	Tests et évaluation	101
7.1	Description du montage	102
7.2	Description métrologique des éléments du montage	102
7.2.1	Corps noir ABC	102
7.2.2	Cellule de Golay	104
7.2.3	Le filtre	104
7.3	Résultats des mesures	105
7.3.1	Résultats	106
7.3.2	Modèle radiométrique de validation	107
IV	Conclusion et perspectives	113
8	Synthèse et perspectives	115
8.1	Synthèse	115
8.2	Perspectives	116

V	Appendice	119
A	Indices optiques et incertitudes sur la mesure de la peau	121
A.1	Calcul des indices optiques	121
A.2	Calcul des incertitudes	122
A.2.1	Incertitude sur l'indice de réfraction	122
A.2.2	Incertitude sur le coefficient d'extinction	123
B	Coefficient d'absorption d'une molécule polaire	125
C	Coefficients optiques et relations de Fresnel	127
C.1	Formules de Fresnel	127
C.2	Réfectivité et transmissivité	128
C.3	Propagation à travers un milieu diélectrique	129
	Bibliographie	131

Table des figures

1.1	Luminance spectrale du corps noir - Loi de Planck	5
1.2	Comparaison des théories de la luminance spectrale	6
1.3	Image d'une détection à 94 GHz.	8
1.4	Image obtenue par TRW	10
1.5	Image obtenue à 640 GHz	11
1.6	Image obtenue avec le portique 3D développé par PNNL	12
1.7	Images du NIST	13
2.1	Schéma de génération et détection THz à base de photocommutateurs.	19
2.2	Profil temporel du champ électrique et spectre associé.	21
3.1	Schéma d'une expérience de spectroscopie THz en transmission.	24
3.2	Schématisation du trajet du faisceau THz dans un matériau.	26
3.3	Réflexions de Fabry-Pérot.	26
3.4	Schéma synoptique de la procédure d'extraction.	28
3.5	Indice et transmission des tissus.	31
3.6	Indice et transmission des papiers.	32
3.7	Indice et transmission du carton.	32
3.8	Indice et transmission des semelles.	33
3.9	Graphes des indices THz.	35
4.1	Schéma de l'émetteur et du détecteur dans le montage en diffusion.	39
4.2	Paire de réseaux de diffraction parallèles.	41
4.3	Variation de la durée de l'impulsion en fonction de la distance entre les réseaux.	41
4.4	Représentation de l'expérience de spectroscopie en diffusion.	42
4.5	Fibrage de l'antenne.	42
4.6	Représentation de l'expérience de spectroscopie en diffusion - dépendance angulaire.	43

4.7	Signaux de référence.	43
4.8	Décalage temporel.	44
4.9	Répartition de l'amplitude du champ avec l'angle de rotation du détecteur.	45
4.10	Observations du denim au microscope optique.	47
4.11	Observations du lin au microscope optique.	47
4.12	Fonctions de transfert mesurées et modélisées.	49
4.13	Pertes à travers un parcours l	50
4.14	Comparaison des amplitudes des champs de référence et avec échantillon mesurés pour différentes positions du détecteur - Cas du denim.	51
4.15	Comparaison des amplitudes des champs de référence et avec échantillon mesurés pour différentes positions du détecteur - Cas du lin.	51
4.16	Rapport entre les signaux transmis et incident en fonction de l'angle de détection	52
4.17	Schéma relatif au calcul de la BTDF.	53
4.18	Carte de BTDF sans échantillon	54
4.19	Carte de BTDF des tissus denim et Lin	54
4.20	Schéma de l'expérience de spectroscopie THz avec polariseur.	55
4.21	Evolution du profil temporel avec la polarisation. Cas du denim et du lin.	56
4.22	Influence du denim sur l'état de polarisation - analyse spectrale.	57
4.23	Influence du lin sur l'état de polarisation - analyse spectrale.	57
4.24	Transfert du signal dans le tissu.	58
4.25	Transmission et réflexion spéculaires du denim	59
4.26	Transmission et réflexion spéculaires du Lin	59
4.27	Signaux transmis et perdus en fonction de l'angle	60
4.28	Signaux transmis et perdus en fonction de l'angle	61
4.29	Spectres des signaux - Cas du denim.	61
4.30	Signaux transmis et perdus en fonction de l'angle pour 0.5 THz - Cas du lin.	62
4.31	Signaux transmis et perdus en fonction de l'angle pour 1 THz - Cas du Lin.	62
5.1	Schéma de l'expérience de spectroscopie THz en réflexion.	66
5.2	Schématisation du procédé de mesure	67
5.3	Signal temporel de référence.	68
5.4	Mesures temporelles de référence et avec la peau.	69
5.5	Proposition de Sketch de la propagation du rayonnement sous la peau	70
5.6	Structure de la peau	70

5.7	Mesures dans un même plan.	71
5.8	Modules des spectres de référence et avec la peau.	73
5.9	Indice de réfraction et coefficient d'absorption mesurés.	73
5.10	Comparaison des résultats avec ceux de Pickwell.	74
5.11	Erreurs sur les coefficients optiques.	75
6.1	Scénario d'imagerie considéré.	80
6.2	Structure de l'atmosphère.	81
6.3	Atténuation de l'atmosphère.	84
6.4	Courbes de transmission atmosphérique.	85
6.5	Indice de réfraction et d'absorption de l'eau	86
6.6	Indices complexes de l'eau et de la peau.	87
6.7	Emissivité de la peau pour plusieurs angles.	88
6.8	Diagramme synoptique du modèle du calcul de contraste	88
6.9	Représentation du modèle.	89
6.10	Représentation des deux situations avec et sans arme.	89
6.11	Matériau céramique : hypothèse d'une lame à faces parallèles.	92
6.12	Paramètres optiques du Zircon.	92
6.13	Courbes de contraste, cas 1.	93
6.14	Courbes de contraste, cas 2.	94
6.15	Evolution du contraste thermique avec la distance, cas d'un objet métallique.	95
6.16	Evolution du contraste thermique avec la distance, cas d'un objet diélectrique.	95
6.17	Représentation du scénario.	97
6.18	Courbes de NEP en fonction de la fréquence pour différentes distances d'observation	99
6.19	Valeurs de NEDT atteignables en fonction de la distance.	99
7.1	Banc de test.	102
7.2	Images de la source ABC du NIST.	103
7.3	Cellule de Golay de <i>MicroTech Instruments</i>	104
7.4	Propriétés du Zitex.	105
7.5	Distribution des puissances mesurées.	106
7.6	Transmission du polystyrène	109
7.7	Puissance spectrale	110
7.8	Comparaison des valeurs de puissances	111

A.1 Mesures en géométrie en réflexion dans un même plan.	121
--	-----

Liste des tableaux

3.1	Matériaux caractérisés par spectroscopie THz-TDS en transmission.	30
3.2	Valeurs de l'indice et de la transmission à 1 THz	34
4.1	Valeurs de waist du faisceau et erreurs sur l'ajustement par le modèle des faisceaux gaussiens.	45
4.2	Dimension moyenne des fibres et des fils sur nos échantillons de tissu.	47
4.3	Paramètres du modèle pour les différents tissus considérés.	49
6.1	Les conditions d'environnement considérées.	84
6.2	Paramètres du modèle de Debye publiés dans la littérature.	86
6.3	Les tissus considérés et leur épaisseur respective (mm).	91
6.4	Conditions du scénario du cas 1.	92
6.5	Conditions du scénario du cas 2.	93
6.6	Paramètres du scénario d'imagerie considérés	97
7.1	Paramètres de la cellule de Golay.	104
7.2	Valeurs de puissances mesurées en fonction de la température de la source	106

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Sphère de la thèse	3
1.2	Spectre électromagnétique	4
1.3	Etat de l'imagerie millimétrique et térahertz	7
1.3.1	Les modes d'imagerie passif et actif	7
1.3.2	Les imageurs	8
1.3.3	Description de quelques travaux majeurs	9
1.4	Organisation de la thèse	14

1.1 Sphère de la thèse

Depuis les attentats du début de la décennie (World Trade Center, 2001), la demande de dispositifs pour assurer la sécurité des biens et des personnes dans les milieux publics est en forte expansion. Les dispositifs se déclinent sous forme de portiques et de caméras pour des opérations respectivement à courte et longue distances. Ils fonctionnent dans les domaines des rayons X et des ondes millimétriques, sous des modes passif ou actif. Cependant, ils sont souvent imposants, révèlent un niveau de détails gênant sur l'intimité de la personne contrôlée, ionisant dans le cas des rayons X et de qualité image faible dans le cas des imageurs millimétriques. Aussi plusieurs solutions de substitution à ces techniques sont étudiées parmi lesquelles l'imagerie à l'aide d'ondes électromagnétiques térahertz (THz).

Le rayonnement THz se situe entre les ondes infrarouges et les micro-ondes (figure 1.1), la fenêtre de fréquence concernée va de 0.1 à 10 THz. Les travaux de spectroscopie ont montré que plusieurs matériaux ont des propriétés intéressantes dans ce domaine ; par exemple, certains matériaux transparents dans le visible sont complètement opaques dans le térahertz et vice-versa, mais aussi plusieurs gaz et explosifs présentent des signatures uniques dans ce domaine de fréquence [1]. Il est donc envisageable de réaliser une imagerie dans le domaine THz basée sur le contraste de la réponse THz des différents matériaux.

Cependant il existe un certain nombre de contraintes à considérer pour réaliser les systèmes opérant dans cette bande de fréquence. En effet, ces contraintes peuvent avoir un impact direct sur les choix de conception et les performances du système de détection.

Cette thèse porte sur le dimensionnement d'une caméra vidéo THz pour de l'imagerie passive dans un environnement à l'intérieur d'un immeuble. Initialement, ce travail était financé par un projet européen, IMATERA¹, pour lequel la société Thales Electron Devices (TED) était partenaire. Il faisait aussi l'objet d'une collaboration entre TED et le laboratoire IMEP-LaHC. TED est une sous-division du groupe Thales adressant les marchés de l'imagerie médicale et du contrôle non-destructif sous rayons X. Son besoin à travers ce projet était de mener une série d'expertises afin de valider la faisabilité technique d'une caméra THz portable, 2D, fonctionnant à cadence vidéo. Son objectif étant d'adresser à court terme (5 ans, soit 2012) le marché de la sécurité avec un nouveau produit.

La première partie de ce travail de thèse a consisté à mener une campagne de mesures et caractérisations des quelques matériaux ou corps présents dans une scène d'imagerie. Différentes matières ont été caractérisées allant des matériaux obscurants potentiels (les tissus familiers) à la peau humaine. Dans cette étape, nous avons mesuré la diffusion des tissus et proposé un modèle mathématique décrivant ce comportement.

Dans la deuxième partie, réalisée en parallèle avec la première, la base de données constituée par la série de mesures a été utilisée pour estimer les quantités de puissances en jeu dans un scénario de détection à distance. Ce calcul de radiométrie nous a permis d'indiquer les performances de détection requises pour réaliser une imagerie 2D à cadence vidéo.

Il faut noter que IMATERA fut arrêté au milieu de ma thèse, devant la difficulté technologique et le coût à fabriquer un capteur performant. La caméra étudiée dans cette thèse n'a donc pas pu être construite. Néanmoins, les études de dimensionnement réalisées, ainsi que les travaux connexes sur les aspects phénoménologiques à l'imagerie THz pour la sécurité, conduisent à des résultats généraux qui pourraient être utilisés pour dimensionner tout autre système d'imagerie THz pour des applications de contrôle de personnes.

1.2 Spectre électromagnétique

Du fait que le fonctionnement d'un système d'imagerie consiste dans la détection d'un rayonnement électromagnétique (vecteur de l'information) émis, réfléchi ou diffusé par une scène, il semble important de se familiariser avec le spectre électromagnétique et ses dépendances avec la fréquence et la température.

Tous les objets autour de nous émettent un spectre électromagnétique quantifiable qui obéit à la loi de Planck du rayonnement du corps noir. La loi de Planck s'écrit en fonction de la fréquence et de la température :

$$\frac{dL}{df} = L_f = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1} [W.m^{-2}.Hz^{-1}.sr^{-1}], \quad (1.1)$$

¹IMATERA : IMAGing in the TERAhertz domain, projet européen Euripides. Consortium constitué de 6 partenaires

L_f est la luminance spectrale émise par le corps noir à la température T , f est la fréquence, c la vitesse de la lumière dans le vide, h la constante de Planck et k_B est la constante de Boltzmann.

La loi de Planck peut aussi s'écrire en fonction de la longueur d'onde $\lambda = c/f$ et la température :

$$\frac{dL}{d\lambda} = L_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad [W.m^{-3}.sr^{-1}], \quad (1.2)$$

Pour des corps gris, l'expression de la luminance du corps noir est multipliée par l'émissivité $\epsilon(\lambda, T, x, y, \theta, \phi)$, où (x, y) sont les coordonnées de la source et (θ, ϕ) la direction du rayonnement.

La figure 1.1 présente les courbes de luminance pour des objets et corps considérés ici comme étant noirs ; les fréquences correspondantes aux pics d'émission sont données par la loi de Wien :

$$f_{pic} \approx T \cdot 5.88 \times 10^{10} \quad [Hz] \quad (1.3)$$

L'imagerie infrarouge ou thermique s'effectue dans la région où le spectre du rayonnement du

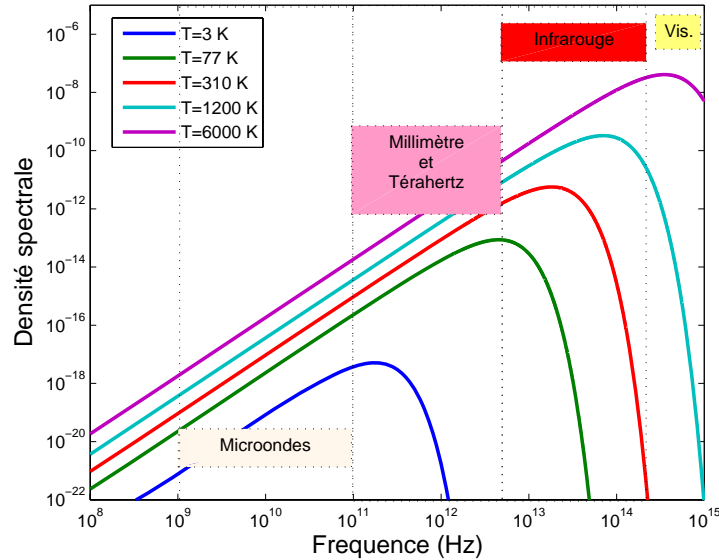


FIG. 1.1 – Luminance spectrale du corps noir $[W.m^{-2}.Hz^{-1}.sr^{-1}]$ - Loi de Planck

La loi de Planck pour un corps noir tracée pour 5 températures en fonction de la fréquence. $T = 3K$ est la température du rayonnement du fond cosmique, $T = 77K$ correspond à la température de l'azote liquide, $310K$ la température du corps humain et $6000K$ la température du soleil. Bien que les domaines ne soient pas définis de façon rigoureuse, la région « Millimètre-Téraherz » est le domaine de fréquence étudié dans cette thèse.

corps noir, pris à la température du corps humain, a sa valeur maximale. La bande de fréquence considérée dans ce travail est celle correspondant aux ondes submillimétriques et téraherz, allant de 0.1 THz à 10 THz et des énergies de 0.4 à 40 meV. Nous constatons que les puissances mises en jeu sont 10 à 100 fois plus faibles que dans l'infrarouge ou le visible.

L'approximation de Rayleigh-Jeans pour des fréquences THz et des corps à température ambiante $h.f/k_B.T \ll 1$: cette approximation de Rayleigh-Jeans conduit à l'expression suivante pour la luminance :

$$L(f, T) = \frac{2k_B T f^2}{c^2} [W.m^{-2}.Hz^{-1}.sr^{-1}], \quad (1.4)$$

Et pour un corps gris « uniforme » et de rayonnement isotrope :

$$L(f, T) = \epsilon(f, T) \frac{2k_B T f^2}{c^2} [W.m^{-2}.Hz^{-1}.sr^{-1}], \quad (1.5)$$

où, $\epsilon(f, T)$ est son émissivité. Elle dépend de la température et de la fréquence.

La figure 1.2 compare le rayonnement spectral donné par la loi de Planck et l'approximation de Rayleigh-Jeans pour la température du corps humain (310 K).

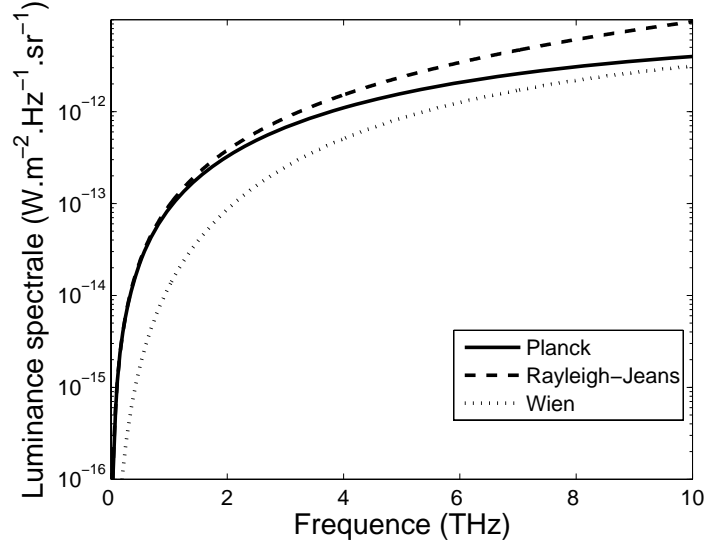


FIG. 1.2 – Comparaison des théories de la luminance spectrale

Il est important de remarquer que, dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, la luminance est proportionnelle à la température. Lorsqu'on s'intéresse au rayonnement thermique d'un corps, on utilisera aussi bien les notions de luminance, ou de densité spectrale de puissance de rayonnement, ou de température, puisque toutes ces grandeurs sont égales à un coefficient près.

Il est aussi nécessaire de rappeler la loi de Kirchhoff. Si un corps reçoit un rayonnement d'intensité I_i , alors

$$\begin{aligned} I_i &= I_r + I_a + I_t \\ \Leftrightarrow 1 &= r + a + t, \end{aligned}$$

où I_r , I_a et I_t sont les intensités réfléchi, absorbé et transmis, et r , a et t sont les coefficients de réflexion, d'absorption et de transmission. La loi de Kirchhoff indique que :

$$a = \epsilon, \quad (1.6)$$

D'un point de vue technologique, le domaine THz est actuellement la dernière région du spectre électromagnétique pour laquelle la course vers le développement des sources et des détecteurs

compacts, opérant à température ambiante, puissants, et de bas coût est la plus importante. Différents composants et techniques pour la génération et la détection du rayonnement existent et ils présentent des avantages et inconvénients, on peut citer :

1. Sources

- les sources thermiques incohérentes comme les corps noirs ;
- les sources continues THz à bande étroite : diodes, sources basées sur les électrons libres, lasers à cascade quantique ;
- les sources THz large bande : les photocommutateurs ultra-rapides, les matériaux non centro-symétriques.

2. Détecteurs

- Bolomètres (Si, Ge, InSb) refroidis à l'hélium pour la détection directe, large bande ;
- Bolomètres supraconducteurs SIS et HEB pour les détections directe et hétérodyne (à bande étroite) ;
- Diodes Schottky, Transistors HEMT : détection hétérodyne à température ambiante ;
- mais aussi la cellule de Golay et le détecteur pyroélectrique.

1.3 Etat de l'imagerie millimétrique et térahertz

Le terme «imagerie» renvoie au processus de production des images, ou toute sorte de représentation spatiale, généralement à 2 dimensions, d'un objet ou d'une scène d'objets. L'image est un ensemble de pixels². Dans la configuration la plus simple, chaque pixel contient une information correspondant à l'intensité d'une petite région (IFOV³) de l'espace. On distingue plusieurs types d'imagerie, parmi lesquels : la photographie, l'imagerie médicale (radiographie, tomographie, les ultrasons), la microscopie (microscopie à force atomique), les radars. Ces types d'imagerie se singularisent les unes des autres par les techniques employées, les applications visées et la gamme de fréquences du rayonnement détecté. De façon générale, on peut distinguer deux modes ou modalités d'imagerie : l'imagerie active et l'imagerie passive.

1.3.1 Les modes d'imagerie passif et actif

L'imagerie passive repose sur la réception des rayonnements émis ou réfléchis naturellement par la scène. Dans ce scénario, la température radiométrique d'un objet à la fréquence f , $T_{rad}(f)$, peut s'écrire de façon simplifiée comme :

$$T_{rad}(f) = \epsilon(f)T_{obj} + [1 - \epsilon(f)]T_{amb} \quad [K], \quad (1.7)$$

où T_{obj} est la température de l'objet, $\epsilon(f)$ l'émissivité de l'objet, et T_{amb} est la température du milieu ambiant (background) - L'expression de la température radiométrique d'un objet est discutée en détail au chapitre 6.

²picture cell, en français *élément d'image*

³Instantaneous Field Of View

En mode passif, l'image est le résultat de la différence des températures radiométriques ou apparentes des éléments constitutifs de la scène. De l'expression 1.7, on peut noter que pour des fréquences où l'émissivité de l'objet est la propriété optique dominante, l'image se réduit à la différence des températures propres des objets de la scène : c'est notamment le cas dans l'infrarouge. Notons aussi qu'en environnement « extérieur », la contribution de la température du ciel peut augmenter le contraste dans l'image et favoriser la détection comme l'illustre l'image 1.3 :



FIG. 1.3 – Image d'une détection à 94 GHz.

Image obtenue à l'extérieur (Qinetiq). A ces fréquences, le ciel se comporte comme une source d'illumination froide et le sol (la terre) comme une source d'illumination chaude. Le signal détecté est le signal thermique émis par les objets auquel s'ajoutent les contributions du rayonnement environnant réfléchies par les objets. Les bons réflecteurs (matériaux métalliques) peuvent être facilement détectés s'ils sont bien orientés.

L'imagerie active diffère du mode passif par l'usage d'une source active « artificielle » pour illuminer l'objet à imager. Dans ce scénario, la réflectivité des objets est la propriété optique importante devant leurs émissivité et transmissivité. L'image-résultat est généralement dominée par la réflectivité des objets que par leur température physique. Notons que certains travaux [2] portant sur l'imagerie passive utilisent néanmoins des méthodes d'illumination pour augmenter de façon uniforme et artificielle le contraste disponible dans la scène. Dans ce manuscrit, quand nous ferons référence à l'imagerie passive, nous *sous-entendons* un scénario sans ajout de source artificielle de contraste.

1.3.2 Les imageurs

La réalisation de l'image d'une scène peut être effectuée par différentes techniques. Le moyen le plus simple consiste à utiliser un détecteur monoélément ou une barrette de détecteurs couplés chacun à un pixel dans la scène et de balayer « point par point » (« pixel par pixel ») la scène complète, faisant ainsi parcourir à l'image du détecteur l'ensemble de la scène. Différentes techniques de balayage (optomécanique, électronique) ont été développées mais elles sont en général encombrantes, lentes et exigent des détecteurs performants à cause du débit d'information élevé à traiter par détecteur. Ces différentes limitations seraient dépassées par l'usage des matrices bidimensionnelles

de détecteurs. Une matrice de ce type serait constituée de cent à quelques mille éléments senseurs dans le même plan focal. Mais la densité importante de population rend complexe la mise en oeuvre d'une telle matrice dans les domaines millimétrique et térahertz. En effet, les faibles quantités de puissance à détecter imposent l'utilisation des techniques de détection hautement sensibles mais d'encombrement important comme l'hétérodynage et le refroidissement des détecteurs.

Cependant les développements réalisés dans le domaine de l'électronique laissent entrevoir la possibilité du développement d'un tel plan focal. En effet, les progrès en circuits intégrés monolithiques (MMIC⁴) permettent de concevoir des têtes entières de réception directe⁵ : antenne + LNAs⁶ + détecteur, sur quelques mm^2 d'un matériau semiconducteur. Malheureusement, l'emploi des LNAs rend ces récepteurs coûteux.

D'autres techniques originales d'imagerie, issues de la radioastronomie, ont été proposées et explorées par Federici *et al* [3], il s'agit par exemple de l'interférométrie et la synthèse d'ouverture.

Simultanément à cette quête vers le développement d'un plan focal bas-coût, les efforts sont menés de part et d'autre de la fenêtre millimétrique/térahertz (figure 1.1) pour, d'un côté, développer des détecteurs électroniques opérant à des fréquences élevées et de l'autre côté, développer des détecteurs thermiques fonctionnant à des basses fréquences. Les intérêts sont respectivement d'une part la possibilité de concevoir des systèmes compacts et de taille réduite, étant donné que le volume d'un système est proportionnel à la longueur d'onde de fonctionnement [4]; et d'autre part d'accroître la transparence des matériaux et de l'atmosphère - Aux chapitres 3 et 6, nous étudions la dépendance en fréquence de la propriété de transparence de quelques tissus familiers et de l'atmosphère.

1.3.3 Description de quelques travaux majeurs

On trouve dans la littérature [5, 6] des exposés sur les techniques d'imagerie mises en oeuvre dans les systèmes commercialisés ou en phase de démonstrateurs aujourd'hui. Nous listons dans la suite quelques uns de ces travaux.

Imagerie passive par réception directe

C'est la technique d'imagerie la plus utilisée dans les systèmes commercialisés. Le récepteur typique est constitué d'une antenne, d'un étage d'amplification (des LNAs) et d'un détecteur (généralement une diode schottky). Dans les années 90, TRW Inc.⁷ a développé «la première » caméra millimétrique à plan focal matriciel avec 1040 récepteurs (40×26), opérant en mode passif entre 84 et 94 GHz [7]. Chaque élément récepteur était développé sur InGaAs, avait une dimension totale de $7 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ et présentait un temps d'intégration de 10 ms et une résolution thermique de 0.4 K [8]. Le système complet avait une résolution thermique de 2 K pour une fréquence image de

⁴Monolithic Microwave Integrated Circuits

⁵Réception directe par opposition à une réception hétérodyne qui nécessite un oscillateur local et un mélangeur (mixer)

⁶Low Noise Amplifier soit *amplificateur bas bruit*

⁷Thomson Ramo Wooldridge (TRW) aujourd'hui Northrop Grumman Space Technology, NGST

17 Hz. Une image avec le système est donnée en figure 1.4



FIG. 1.4 – Image obtenue par TRW [7].

Personne immobile à une distance d'environ 5 m de l'imageur, portant sous son sweat-shirt un sac rempli de plusieurs Shrapnel (couteaux).

Le coût et la complexité de mise en oeuvre d'une matrice de récepteurs ainsi que le volume final d'un tel imageur ont conduit les acteurs industriels à adopter dans les systèmes commercialisés une architecture constituée d'une barrette de récepteurs avec un système de balayage de la scène, c'est notamment le cas des systèmes développés et/ou commercialisés par Qinetiq [9], Brijot [10], Samsung-Thales [11]. Ces systèmes fonctionnent en dessous de 100 GHz. A notre connaissance, les seuls systèmes commercialisés fonctionnant au dessus de 100 GHz et présentant cette architecture sont les systèmes Thruvision [12].

Les travaux dans cette filière visent à développer des récepteurs bas coûts [13], augmenter leur fréquence de fonctionnement⁸ et poursuivre l'intégration.

Imagerie passive hétérodyne

Les travaux en astronomie et observations spatiales ont permis de développer des chaînes de détection, hautement sensibles et de bonne précision. Leur principe de détection est l'hétérodynage : une technique qui consiste à mélanger le signal à détecter dans un composant non-linéaire (le mélangeur) avec un signal légèrement décalé en fréquence et délivré par une source locale connue (oscillateur local). Ces voies de réception, issues des applications spatiales, sont aujourd'hui appliquées à l'imagerie passive pour le contrôle des personnes.

Un exemple d'image obtenue par cette approche est donnée en figure 1.5. Le récepteur est constitué d'une diode Gunn comme oscillateur local, d'une diode Schottky opérant à 640 GHz (mélangeur) suivie des étages d'amplification et du détecteur [14].

⁸L'idée derrière ce dernier objectif est de parvenir à concevoir des systèmes compacts étant donné que le diamètre d'ouverture d'une caméra augmente avec la longueur d'onde, à résolution image donnée.

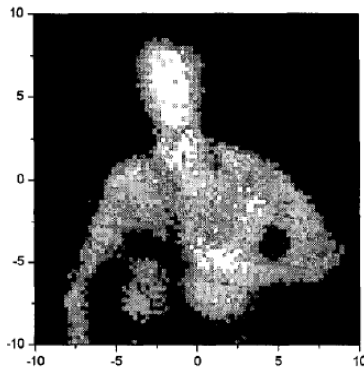


FIG. 1.5 – Image obtenue à 640 GHz [14] .

L'objet métallique disposé sous le vêtement peut être décelé : la zone sombre sur la partie gauche du torse.

Imagerie active

Le système le plus abouti opérant sur cette technique est peut-être le portique de sécurité 3D développé par Battelle et Pacific Northwest National Laboratory (PNNL) [15, 16]. Les premières publications sur ce concept sont apparues dans les années 90s, la configuration du prototype était constituée de deux panneaux de détection millimétrique entre lesquels la personne à contrôler devait se tenir. Aujourd'hui, le portique consiste en un panneau renfermant un réseau d'éléments émetteurs/récepteurs disposés verticalement suivant la hauteur. Le panneau est mobile et opère un balayage cylindrique du sujet à contrôler en 2-10 s. Le sujet est éclairé par un rayonnement autour de 30 GHz, le système utilise l'information de phase pour améliorer la résolution de l'image à ces fréquences. La résolution est d'environ 1 mm. Un exemple d'image obtenue avec le système est donnée en figure 1.6.



FIG. 1.6 – Image obtenue avec le portique 3D développé par PNNL
Image holographique d'un mannequin obtenue avec le portique fonctionnant entre 27-33 GHz développé par PNNL. Le mannequin porte des objets sous ses vêtements et une arme à la main.

Le système est aujourd'hui commercialisé par L3Com/SafeView [17]. Nous pensons que ces systèmes sont installés dans quelques grands aéroports de villes européennes et américaines (Orlando, Londres, Amsterdam, Moscou). Dans un cadre d'expérimentation, un système avait été installé en 2010 à l'aéroport de Nice mais retiré ensuite en raison de la polémique suscitée autour des images obtenues par le scanneur, les usagers les trouvant très intrusives. Un système est cependant en fonction à l'aéroport de Roissy-Charles de Gaulles au check-point pour le départ vers les Etats-Unis.

Imagerie passive large bande

Ce type d'imagerie est réalisé par les équipes du NIST⁹ (Etats-Unis) et de VTT-Millilab (Finlande) qui possèdent chacune un des 2 exemplaires des démonstrateurs développés. Le démonstrateur a une dimension de $1.1 \times 1.0 \times 1.8 \text{ m}^3$ et est conçu pour réaliser en mode passif l'image d'une scène de $2 \times 4 \text{ m}^2$ à 8 m de distance (objectif ultime). L'architecture du démonstrateur consiste en une barrette de microbolomètres supraconducteurs à antennes couplés à un mécanisme de balayage de la scène. Le système optique de la caméra est un télescope de Schmidt, la résolution spatiale atteinte est de 1 cm. Les plans focaux constitués respectivement de 64 détecteurs [18] et 128 détecteurs ont été évalués. Pour cette dernière barrette, 20 pixels ont été trouvés inopérants. La largeur de bande des détecteurs va de 0.2 à 1.8 THz.

⁹National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado

Une image obtenue avec le système, dans une de ses versions intermédiaires, est donnée en figure 1.7.

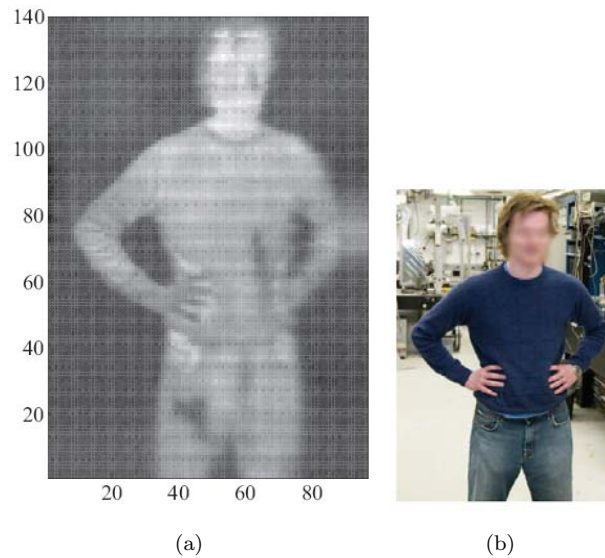


FIG. 1.7 – Images du NIST

Le détecteur est ici une barrette de 8 microbolomètres à antennes. L'image est faite à 2m de distance. Les objets camouflés sont discernables : un couteau au niveau du ventre et une arme dans la poche. La bonne qualité de l'image renvoie un niveau de détails impressionnant parmi lesquels les coutures des vêtements (col, poches, fermeture), la position et la pression des mains, le détail des doigts.

Le NIST et Millilab travaillent actuellement (2012) à atteindre une cadence image avoisinant les 20 Hz.

L'industrialisation des systèmes conventionnels de spectroscopie

Cette présentation des réalisations technologiques majeures ne pourrait être refermée sans énoncer les développements menés dans l'industrialisation des techniques conventionnelles de spectroscopie employées dans les laboratoires. Ces techniques sont cohérentes, elles permettent de détecter de façon simultanée l'amplitude et la phase des signaux ; ce qui les rend très sensibles - Au chapitre 2, une des techniques de génération et détection des impulsions térahertz, mise en oeuvre dans ces systèmes, est décrite.

Les pionniers comme Hu *et al* [19] et Mittleman *et al* [20] ont démontré la possibilité de réaliser, avec ces systèmes conventionnels, respectivement une imagerie 2D et la tomographie. Et les industriels comme Picometrix (Etats-Unis), TeraView(Grande-Bretagne), Tochigi-Nikon(Japon) furent les premiers à commercialiser des systèmes «presse-bouton» destinés, entre autre, aux secteurs du contrôle non-destructif et la pharmaceutique. A notre connaissance, ces techniques ne sont pas appliquées au contrôle des personnes.

1.4 Organisation de la thèse

Nos travaux sont présentés en deux parties,

1. la première partie est dédiée aux travaux de caractérisation. Elle est répartie comme suit :
 - (a) au Chapitre 2, la technique utilisée pour la génération et la détection du rayonnement térahertz sur nos bancs de mesure est présentée. La technique utilisée permet la génération des impulsions térahertz de durée la picoseconde et, la détection cohérente du signal. Les émetteurs et les récepteurs THz sont des photocommutateurs ultra-rapides à base de GaAs-BT ;
 - (b) au Chapitre 3, la technique de spectroscopie térahertz dans le domaine temporel est présentée. Elle est ensuite utilisée pour les travaux de caractérisation des matériaux obscurants potentiels. Les résultats sont discutés et comparés avec les travaux issus de la littérature ;
 - (c) au Chapitre 4, la transmission diffusée de deux tissus est mesurée. Le banc expérimental utilisé pour la mesure est conçu sur le même procédé que le banc de spectroscopie présenté au Chapitre 3, mais seulement ici, le détecteur est «fibré» ;
 - (d) au Chapitre 5, nous présentons une approche expérimentale de mesure des propriétés térahertz de la peau in-vivo, compatible avec les moyens de notre laboratoire. Les résultats obtenus sont présentés et discutés en comparaison avec les résultats publiés dans la littérature ;
2. la deuxième partie porte sur les travaux de dimensionnement et de radiométrie. Elle est organisée comme suit :
 - (a) au Chapitre 6, la base de données constituée à travers les travaux présentés dans les chapitres précédents est utilisée pour des évaluations de radiométrie et la définition des performances pour la détection ;
 - (b) au Chapitre 7, nous présentons les tests et les évaluations que nous avons réalisé pour valider les calculs de dimensionnement et vérifier les conclusions faites au Chapitre 6.

Deuxième partie

Interaction matériaux-térahertz

Chapitre 2

Génération et détection THz par les photocommutateurs

Sommaire

2.1	Génération et détection THz par les photocommutateurs	18
2.1.1	Schéma expérimental	19
2.1.2	Le laser femtoseconde	19
2.1.3	Emetteur THz	19
2.1.4	Détecteur THz	20
2.1.5	Résultats du profil temporel et du spectre du champ mesuré	21

Introduction

L'utilisation des lasers ultra-rapides pour la génération de rayonnement électromagnétique de durée ultrabrève est apparue il y a presque une trentaine d'années [21]. L'émergence des lasers femtosecondes a permis de construire des expériences optoélectroniques performantes et fiables. Ces impulsions optiques dont la durée est de quelques dizaines de femtosecondes permettent la génération d'impulsions électriques brèves de durée picoseconde ou subpicoseconde dont les composantes spectrales s'étendent au-delà du Téraherz. Les méthodes utilisées pour produire ces signaux sont basées sur le redressement de l'impulsion optique mettant en jeu :

1. dans le cas des matériaux non centro-symétriques (LiTaO₃, DAST¹, ZnTe) des phénomènes non-linéaires d'ordre 2 qui peuvent être décrits par un terme de polarisation non-linéaire :

$$\vec{P}_{NL}(\Omega) \propto \chi^{(2)}(\omega + \Omega, -\omega, \omega) \vec{E}(\omega + \Omega) \vec{E}^*(\omega), \quad (2.1)$$

l'impulsion temporelle de polarisation est calculée en prenant la transformée de Fourier de

¹DAST=4-N,N-diméthylamino-4'-N'-methylstilbazolium tosylate

l'expression 2.1, $\chi^{(2)}$ est le tenseur de susceptibilité non-linéaire, \vec{E} le champ électrique excitateur femtoseconde.

Le champ rayonné est proportionnel à la dérivée seconde de la polarisation :

$$E_{THz} \propto \partial^2 P_{NL} / \partial t^2, \quad (2.2)$$

Cette polarisation, d'aspect transitoire, rayonne dans l'espace un champ électromagnétique dont le spectre est inversement proportionnel à sa durée ;

2. un plasma d'électrons-trous à l'interface du semiconducteur (GaAs, InP, InAs par exemple) avec l'air. Le déplacement des charges créées, sous l'effet de gradient à la surface du matériau, génère une onde dans la gamme THz [22] ;
3. des paires électrons-trous dans le matériau photoconducteur (GaAs-BT) qui, accélérés par un champ électrique, donnent naissance à un courant transitoire qui entraîne le rayonnement d'une onde électromagnétique dans la gamme de fréquence THz,

$$E_{THz} \propto \partial j / \partial t, \quad (2.3)$$

où j est la densité de courant.

L'impulsion THz résultante consiste généralement en quelques cycles de champ électrique et par conséquent présente une largeur de bande spectrale importante. Il a été montré que des impulsions optiques de 10 à 15 fs de durée, à 800 nm permettent de générer des impulsions THz pouvant s'étendre jusqu'à 200 THz [23]. Le domaine spectral est étudié en réalisant une transformée de Fourier numérique des signaux temporels enregistrés. L'enregistrement d'événements aussi brefs s'effectue par des techniques d'échantillonnage.

La maîtrise des techniques de génération et de détection de ces impulsions aux spectres très larges bandes a permis de développer de nouvelles techniques de caractérisation dont l'une des plus remarquable est la spectroscopie THz résolue en temps [24].

Les expériences et les tests réalisés dans cette partie furent tous menés en utilisant des montages à base de photocommutateurs. Les principaux éléments de la physique relative aux techniques de génération et de détection du rayonnement avec ces composants sont exposés ci-dessous.

2.1 Génération et détection THz par les photocommutateurs

Le photocommutateur est un ensemble constitué de deux lignes métalliques (antennes) présentant un resserrement en leur milieu et déposées sur le matériau photoconducteur. Le composant peut être utilisé pour la génération et la détection du rayonnement THz. La figure 2.1 est un schéma de principe de la technique.

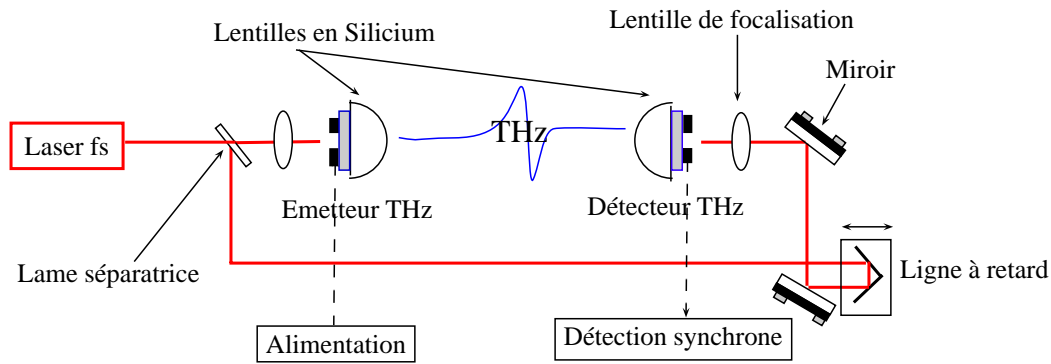


FIG. 2.1 – Schéma de génération et détection THz à base de photocommutateurs.

2.1.1 Schéma expérimental

2.1.2 Le laser femtoseconde

Le laser est un laser Saphir-Titane commercial (Tsunami - Spectra-Physics) pompé par un laser Nd^{+} -YAG de 5 W. Les impulsions ont une longueur d'onde de 800 nm et une durée de 60 fs. Le taux de répétition est de 82 MHz. Le faisceau laser a un diamètre de 1 mm environ. Il est focalisé sur l'émetteur et le détecteur à l'aide des lentilles de distance focale 5 cm. Les photocommutateurs sont éclairés avec une puissance optique de valeur moyenne comprise entre 5 et 10 mW.

La lame séparatrice divise le faisceau optique impulsif en deux faisceaux : l'un servant à l'émission et l'autre à la détection du rayonnement THz.

2.1.3 Emetteur THz

L'émetteur THz est constitué d'un substrat en GaAs intrinsèque sur lequel on fait croître une couche de GaAs à basse température (GaAs-BT²) caractérisée par une grande résistivité ($\rho = 10^6 - 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$), un temps de vie des porteurs court (0.3 ps) et une grande mobilité transitoire des porteurs ($\mu = 200 \text{ cm}^2/\text{V/s}$). Deux lignes métalliques présentant un resserrement en leur milieu sont déposées sur la couche de GaAs-BT aux bornes desquelles une différence de potentiel de 15 kV/cm (soit 9 V sur 6 μm) est appliquée à l'aide d'une pile électrique standard.

Sous l'éclairement optique du laser (de taille de spot inférieure à 10 μm), il se crée un plasma d'électrons-trous qui est ensuite accéléré par le champ électrique appliqué. La structure du matériau présentant un grand nombre de défauts, il y a une recapture rapide des porteurs créés. Le temps caractéristique de capture est de l'ordre de la picoseconde et les charges accélérées pendant ce temps typique émettent un rayonnement dans les térahertz. En première approximation, le champ rayonné est semblable à celui d'un dipôle [25].

²En anglais, LT-GaAs pour Low Temperature GaAs

Une lentille diélectrique est attachée directement sur la face inverse du substrat de l'émetteur [26, 27]. Elle permet de minimiser les réflexions à l'interface substrat - air et de collimater le rayonnement de l'antenne dipolaire. Elle est de forme hémisphérique avec une largeur

$$h = R_L \frac{n}{n-1}, \quad (2.4)$$

où R_L est le rayon de la lentille et n l'indice de réfraction du matériau.

Le matériau de la lentille est le Silicium Hautement Résistif (Si-HR) ($\rho \approx 10 \text{ k}\Omega$). Ce matériau présente les avantages d'avoir un indice optique THz proche de celui du GaAs ($n_{Si} = 3.41$ à comparer avec $n_{GaAs} \approx 3.61$) - donc très peu de pertes par réflexion aux interfaces de ces matériaux - une très faible absorption et une dispersion quasi-nulle sur la gamme allant des Gigahertz au Térakertz.

Jepsen *et al.* [28] ont montré que le diagramme de rayonnement issu de l'émetteur photoconducteur dépend de la fréquence : les hautes fréquences étant concentrées près de l'axe de propagation tandis que les fréquences basses sont plus divergentes. En outre, le champ électrique a un profil gaussien dans l'approximation de champ lointain, et le waist est de l'ordre de la taille de la lentille.

2.1.4 Détecteur THz

Les mécanismes mis en jeu dans la détection du signal THz sont semblables à ceux de l'émission. L'antenne de détection photoconductrice est composée d'un substrat de LT-GaAs sur lequel sont posées des électrodes métalliques qui sont comme précédemment deux lignes métalliques présentant un resserrement en leur milieu. Mais contrairement à l'émetteur, les lignes métalliques ne sont pas mises sous tension. En l'absence d'éclairement, l'espace inter-électrode présente une forte résistance ($M\Omega$) et le champ électrique THz incident ne peut pas être détecté car aucun déplacement de charge n'est permis. Sous éclairage cependant, la résistance de l'espace inter-électrode chute à quelques dizaines d'Ohms et les porteurs générés sont accélérés par le champ THz. Il y a détection d'un courant dont l'intensité est proportionnelle au profil du champ électrique THz incident.

La ligne à retard, constituée d'un coin de cube monté sur une platine de translation motorisée pilotée par ordinateur, permet de retarder l'impulsion optique qui éclaire le détecteur par rapport à celle qui génère l'impulsion THz. Ce retard introduit et contrôlé permet de sonder le profil du champ périodique rayonné. Le signal mesuré n'est pas directement le signal émis mais le résultat d'une convolution entre le signal réel et la réponse du détecteur. On réalise ainsi un échantillonnage en temps équivalent du signal THz émis.

2.1.5 Résultats du profil temporel et du spectre du champ mesuré

Le profil temporel du champ électrique et le spectre associé, calculé par transformée de Fourier, sont donnés en figure 2.2. Dans cet exemple, la fenêtre temporelle d'acquisition est limitée à 40 ps. Le spectre du champ est donné en échelle logarithmique, figure 2.2(b). La bande utile s'étend jusqu'à ~ 5 THz, la résolution fréquentielle est d'environ 25 GHz, la dynamique de mesure atteinte est ~ 60 dB. Les raies d'absorption de l'eau sont discernables.

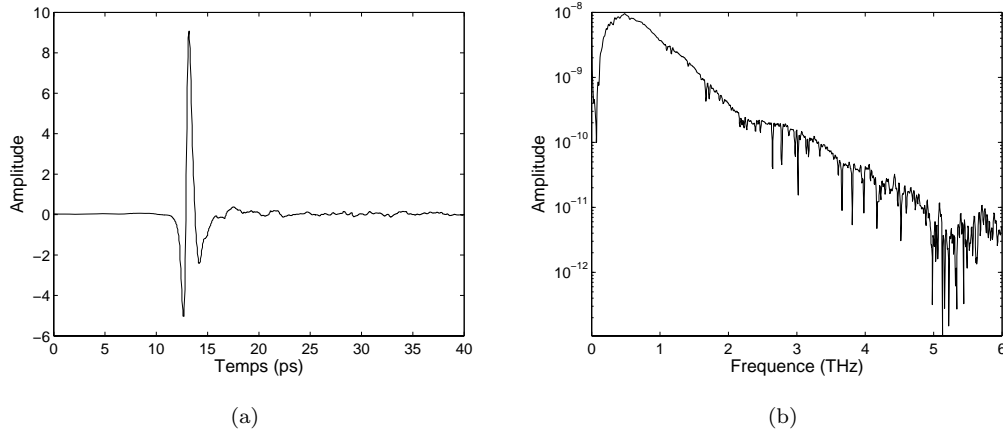


FIG. 2.2 – Profil temporel du champ électrique et spectre associé.

Les sources de bruit du montage expérimental sont regroupées en trois catégories. Selon leur origine, on distingue le bruit d'émission du rayonnement THz, le bruit de détection du rayonnement THz et le bruit du détecteur THz [29]. Le bruit de détection est composé entre autre du bruit thermique, du bruit du chemin optique, du bruit de la chaîne électronique d'acquisition (détection synchrone). C'est une quantité indépendante de la fréquence, c'est ce bruit qui fixe le seuil de détection ou de mesure du banc expérimental. Le bruit du détecteur est le bruit de grenaille³. Duvillaret *et al.* [30] ont démontré, par analyse des sources d'incertitudes sur le banc expérimental, que le bruit d'émission est le bruit dominant et est directement proportionnel au signal THz émis. Le bruit d'émission est essentiellement lié au bruit du laser femtoseconde et c'est lui qui limite la dynamique de mesure.

³Shot noise en anglais

Chapitre 3

Mesures des propriétés optiques de dissimulants par spectroscopie térahertz

Sommaire

3.1	Banc expérimental	24
3.2	Procédure de détermination des paramètres optiques	25
3.2.1	Expression analytique de la fonction de transfert	25
3.2.2	Technique d'extraction des paramètres	27
3.2.3	Incertitudes sur les mesures	28
3.3	Résultats et discussions	29
3.3.1	Liste des échantillons	29
3.3.2	Résultats	30
3.4	Discussion	33

Introduction

La spectroscopie térahertz dans le domaine temporel est une technique apparue à la suite des progrès réalisés sur les lasers femtosecondes et les matériaux semiconducteurs [31, 32]. Elle permet grâce à un rayonnement large bande de mesurer les paramètres optiques des échantillons entre la centaine de GHz à plus de 4 ou 5 THz, largeur spectrale typique dans les montages à base de photocommutateurs. La détection cohérente réalisée préserve la phase et permet de mesurer simultanément l'indice et l'absorption optique sans faire appel aux relations de Kramers-Kronig.

La procédure de la mesure consiste à enregistrer les profils temporels des champs électriques de deux impulsions ultra-brèves : une impulsion dite avec échantillon à caractériser $E(t)_{Ech}$ et une autre, dite de référence $E(t)_{Ref}$, se propageant en absence d'échantillon. Leurs spectres sont obtenus par transformée de Fourier des signaux temporels. Le rapport des transformées de Fourier donne la

fonction de transfert du matériau :

$$T(\omega)_{experimental} = \frac{E(\omega)_{Ech}}{E(\omega)_{Ref}} \quad (3.1)$$

La fonction de transfert obtenue dépend de l'indice complexe du matériau. L'extraction des paramètres optiques recherchés est réalisée au moyen d'un algorithme de minimisation d'une fonction d'erreur entre les fonctions de transfert mesurée et calculée.

La spectroscopie THz a permis d'étudier les propriétés optiques d'une large gamme d'échantillons parmi lesquels les diélectriques [33], les semi-conducteurs [34, 35], les liquides [36], les gaz [37].

Nous avons utilisé cette technique pour la mesure des propriétés optiques de trois familles de dissimulants diélectriques : les papiers et cartons, les tissus de vêtement et les semelles de chaussures. Ces différents échantillons ont été collectés auprès d'artisans. Le banc de spectroscopie THz utilisé est un banc de spectroscopie en transmission.

Dans les sections 1 à 2 de ce chapitre, nous présentons le banc expérimental utilisé, la technique de mesure employée et la procédure d'extraction des paramètres optiques. Les résultats sont donnés à la section 3.

3.1 Banc expérimental

La figure ci-dessous est un schéma du montage :

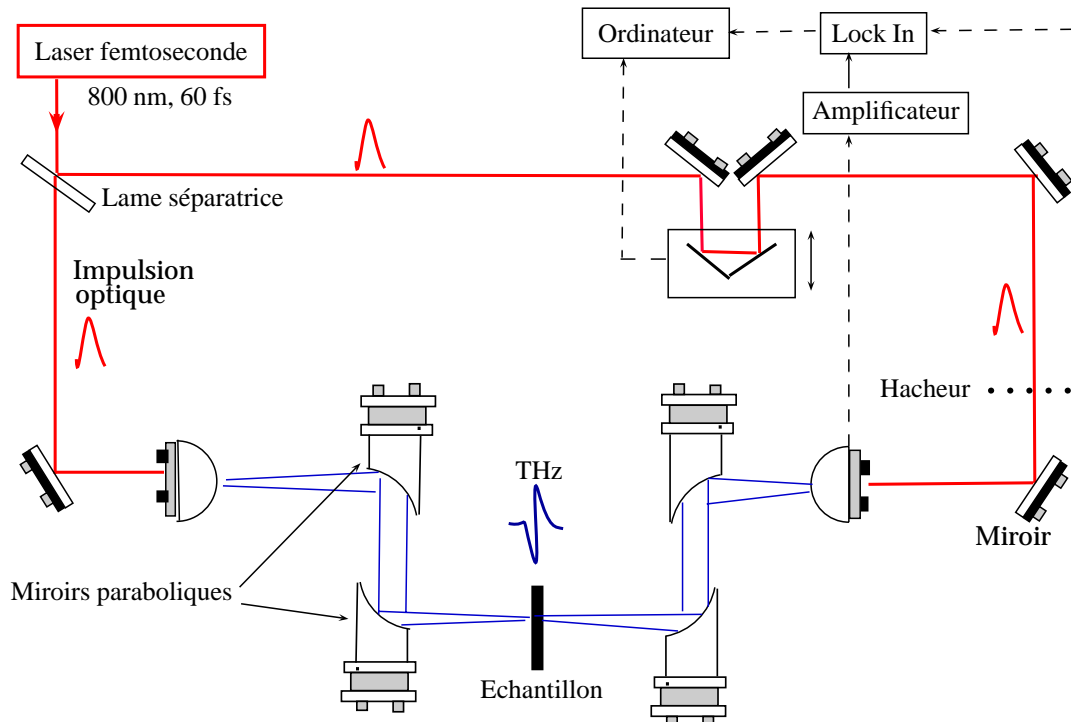


FIG. 3.1 – Schéma d'une expérience de spectroscopie THz en transmission.

4 miroirs paraboliques hors-axes sont utilisés pour collimater et focaliser l'impulsion THz. Ils permettent de former un point focal intermédiaire et de converger le faisceau vers l'antenne de détection. La taille du spot au point focal intermédiaire est limitée à la dizaine de millimètres grâce à un diaphragme sur lequel est fixé l'échantillon.

La lame semi-réfléchissante divise le faisceau optique impulsif en deux faisceaux : l'un servant à l'émission et l'autre à la détection du rayonnement THz. Il est ainsi réalisé une synchronisation de l'émetteur et du détecteur photoconducteurs.

Avec la ligne à retard, on peut modifier les chemins optiques parcourus par ces faisceaux l'un par rapport à l'autre et il devient possible de mesurer le courant créé conjointement par le champ THz à détecter et l'impulsion optique. La représentation du courant en fonction du retard permet donc de remonter à la forme temporelle du champ THz rayonné.

3.2 Procédure de détermination des paramètres optiques

3.2.1 Expression analytique de la fonction de transfert

Cette fonction peut s'exprimer en fonction de l'indice complexe et de l'épaisseur de l'échantillon à caractériser moyennant certaines hypothèses sur les propriétés de l'échantillon et sur celles du faisceau THz [38] :

- On considérera l'échantillon comme :
 - homogène, plan et à faces parallèles;
 - isotrope et sans charge de surface;
 - ayant une réponse électromagnétique linéaire.
- Le faisceau THz sera supposé comme :
 - possédant un front d'onde plan au niveau de l'échantillon;
 - arrivant sur l'échantillon sous incidence normale.

Le comportement des ondes THz aux différentes interfaces est décrit par les équations de Fresnel pour la réflexion et la transmission. Ces équations dépendent de l'indice complexe de l'échantillon $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) - j\kappa(\omega)$, où $n(\omega)$ est l'indice de réfraction réel, $\kappa(\omega)$ le coefficient d'extinction¹, et sont données ci-dessous pour une onde se propageant dans l'air et arrivant (en incidence normale) sur un milieu d'indice $\tilde{n}(\omega)$:

$$\mathcal{R}_{air-mil} = \frac{n_{air} - \tilde{n}(\omega)}{n_{air} + \tilde{n}(\omega)} \quad (3.2)$$

$$\mathcal{T}_{air-mil} = \frac{2n_{air}}{n_{air} + \tilde{n}(\omega)} \quad (3.3)$$

$\mathcal{R}_{air-mil}$ et $\mathcal{T}_{air-mil}$ sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface air-matériau, ω est la fréquence angulaire.

Dans le montage en transmission, le signal incident arrive sur l'échantillon et une portion de l'énergie est transmise tandis qu'une autre est réfléchi. La partie transmise se propage dans l'échantillon

¹ Le coefficient d'extinction $\kappa(\omega)$ est proportionnel au coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$: $\kappa(\omega) = \alpha(\omega)c/2\omega$, c est la vitesse de la lumière

qui est représenté comme un milieu d'épaisseur d , et d'indice complexe \tilde{n} . Cette partie transmise est affectée par le terme de propagation $P(\omega, d) = \exp(-\frac{j\tilde{n}(\omega)\omega d}{c})$.

Notons aussi que l'échantillon agit comme un résonateur Fabry-Pérot; il se produit des réflexions multiples au niveau des interfaces internes de l'échantillon (Effet Fabry-Pérot), figure 3.2.

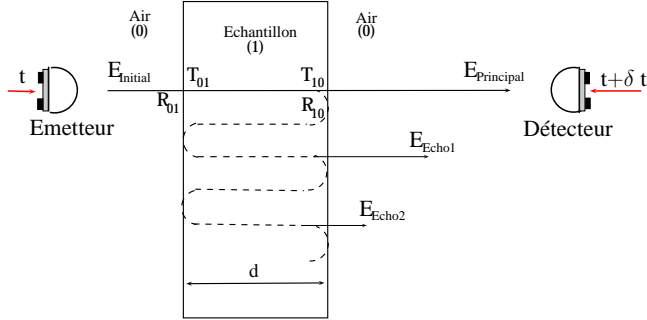


FIG. 3.2 – Schématisation du trajet du faisceau THz dans un matériau.

\mathcal{T}_{01} et \mathcal{T}_{10} sont les coefficients de transmission. \mathcal{R}_{01} et \mathcal{R}_{10} sont les coefficients de réflexion.

Ce comportement (résonateur Fabry-Pérot) se distingue mieux sur les mesures des échantillons optiquement épais comme le montre la figure 3.3. La première impulsion correspond à l'impulsion

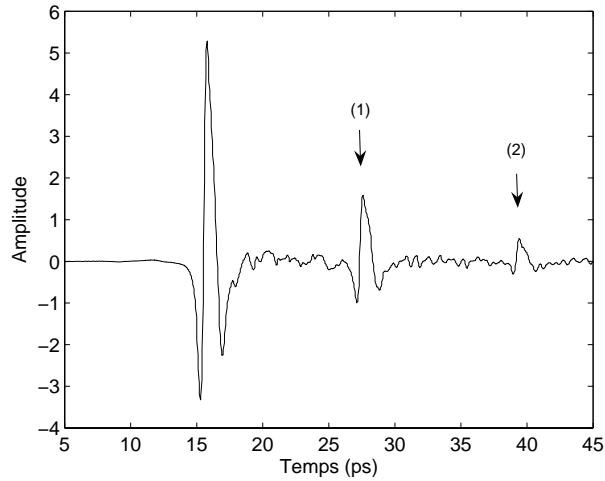


FIG. 3.3 – Réflexions de Fabry-Pérot.

directement transmise. Les impulsions suivantes (1) et (2) sont les échos dus aux réflexions multiples dans le matériau.

La fonction de transfert complexe s'écrit comme :

$$\begin{aligned}
T_{theorie}(\omega) &= \frac{E_{Ech}^{th}(\omega)}{E_{Ref}^{th}(\omega)} \\
&= \frac{\mathcal{T}_{01}(\omega)P_{Ech}(\omega, d)\mathcal{T}_{10}}{P_{Air}(\omega, d)} \left[1 + \sum_{k=1}^p (\mathcal{R}_{10}^2(\omega)P_{Ech}^2(\omega, d))^k \right] \\
&= \frac{\mathcal{T}_{01}(\omega)P_{Ech}(\omega, d)\mathcal{T}_{10}}{P_{Air}(\omega, d)} FP(\omega)
\end{aligned} \tag{3.4}$$

En utilisant les indices :

$$T_{theorie}(\omega) = \frac{4\tilde{n}n_{air}}{(\tilde{n} + n_{air})^2} \exp\left(-j\frac{\omega d}{c}(\tilde{n} - n_{air})\right) FP(\omega), \tag{3.5}$$

\tilde{n} est l'indice de réfraction complexe du matériau à caractériser et $FP(\omega)$ la contribution relative à l'effet Fabry-Pérot.

3.2.2 Technique d'extraction des paramètres

Les algorithmes d'extraction [38]-[41] utilisent les méthodes numériques de résolution visant à ajuster la fonction de transfert numérique $T_{theorie}(\omega)$ (modélisée au moyen des paramètres inconnus recherchés) à celle déterminée expérimentalement $T_{experimental}(\omega)$. Pour évaluer le succès de la procédure, une fonction d'erreur mesure l'écart entre les deux fonctions expérimentale et théorique.

Résoudre le problème électromagnétique inverse posé pour un matériau X revient à minimiser la valeur de la fonction d'erreur au moyen des fonctions paramètres $n_X(\omega)$ et $\kappa_X(\omega)$. Le diagramme synoptique suivant, figure 3.4, présente l'ensemble de la procédure d'extraction utilisée [38]. La procédure a été développée par le laboratoire et la technique de minimisation repose sur un algorithme de Newton-Raphson. La connaissance de l'expression analytique de la fonction de transfert (Eq. 3.5) ainsi que la valeur expérimentale de cette dernière permet d'extraire les paramètres matériau de l'échantillon mesuré.

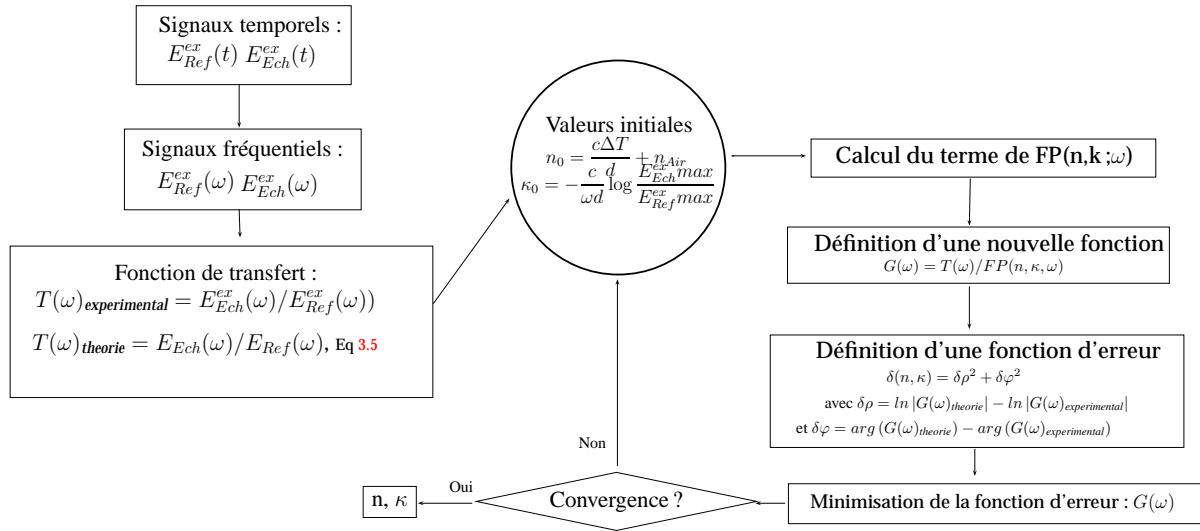


FIG. 3.4 – Schéma synoptique de la procédure d'extraction.

La valeur de l'épaisseur et son influence sur l'incertitude des résultats

Les méthodes présentées par Duvillaret *et al.*, mais aussi par Dorney *et al.*, et Pupeza *et al.* permettent toutes de déterminer simultanément l'indice complexe et l'épaisseur de l'échantillon avec une bonne précision. Pour cela, elles prennent en compte non pas seulement la réponse principale de l'échantillon, mais aussi les autres pics additionnels suivants, relatifs aux effets Fabry-Pérot.

La prise en compte des oscillations de FP, dans le signal avec échantillon, mène à l'apparition des oscillations dans la fonction de transfert. Ces oscillations dépendent essentiellement de l'épaisseur et de l'indice de l'échantillon. Par conséquent, lorsqu'on cherche à ajuster la fonction de transfert théorique à celle expérimentale en recherchant les minima de la fonction erreur, toute incertitude sur la valeur de l'épaisseur est compensée par une incertitude sur les valeurs de l'indice complexe. En d'autres termes, une incertitude sur l'épaisseur se traduit sur les paramètres matériaux n et κ par des oscillations de type Fabry-Pérot. La valeur précise de l'épaisseur de l'échantillon apparaît comme celle pour laquelle la fonction d'indice complexe ne présente aucune oscillation.

3.2.3 Incertitudes sur les mesures

Les incertitudes concernant la détermination des indices optiques peuvent être de sources diverses parmi lesquelles :

- les sources d'incertitudes relatives à l'échantillon :
 - un défaut de parallélisme des faces de l'échantillon,
 - la qualité optique des faces de l'échantillon,
 - l'incertitude sur la mesure de l'épaisseur de l'échantillon,
 - l'inhomogénéité de l'échantillon qui conduit à de la diffraction et/ou à la diffusion ;
- les sources d'incertitudes relatives au banc optique :
 - une absence de reproductibilité de la mesure du profil temporel du champ (problème de dérive

- et d’instabilité du montage),
- les problèmes de convergence et de mise en forme du faisceau THz.

L’erreur sur la détermination des paramètres optiques du matériau est la somme de ces différentes contributions. La précision sur la détermination des indices optiques peut aller de 10% à 0.1% sur l’indice de réfraction et être inférieure à 1 cm^{-1} sur la valeur de l’absorption [24]. La mesure du coefficient d’absorption est limitée par la dynamique de mesure [42], qui dans le meilleur des cas, peut atteindre 65 dB [43].

Notons bien que la procédure d’extraction suppose un échantillon homogène à faces parallèles. Dans le cas de matériaux hétérogènes comme les tissus, la diffusion et la diffraction par les inhomogénéités jouent un rôle prépondérant qui perturbe fortement la technique de mesure et «invalide » les résultats de l’extraction, principalement en ce qui concerne l’absorption.

3.3 Résultats et discussions

Les mesures des propriétés optiques de quelques matériaux du commun et dissimulants potentiels ont été effectuées. Des travaux similaires ont été réalisés par Bjarnason *et al* [44]. Ils ont mesuré, dans les bandes 40 THz - 100 THz (soit $3 - 8 \mu\text{m}$) et 0.2 THz - 1.2 THz, la transmission de 8 types de tissus naturels et synthétiques utilisés dans la confection des vêtements et de sacs de voyages. Ils montrent que ces matériaux sont transparents aux basses fréquences mais deviennent progressivement opaques avec l’augmentation de la fréquence. Gatesman *et al* [45] ont mesuré la transmittance et la réflectance de quelques vêtements. Ils mettent en évidence l’anisotropie des tissus, la diffusion et la diffraction par les tissus.

3.3.1 Liste des échantillons

Le tableau 3.1 présente les matériaux que nous avons mesuré². Les matériaux sont rangés par type d’échantillon et les valeurs estimées de leur épaisseur sont données. Dans la plupart des cas, les échantillons sont optiquement fins et par conséquent dans la procédure d’extraction, on doit prendre en compte le terme relatif aux réflexions Fabry-Pérot. Notons aussi que sur le plan mécanique, les tissus et les papiers caractérisés sont mous et présentent généralement des repliements ou des ondulations. Ces tenues, particulières à ces types d’échantillons, rendent difficile la mesure mécanique de leur épaisseur avec une bonne précision. Comme nous l’avons exposé plus haut (section 3.2.2), cette imprécision sur la valeur de l’épaisseur se répercute sur les valeurs d’indice n et d’extinction κ par des oscillations de type Fabry-Pérot comme nous le verrons sur les courbes résultats.

²Les épaisseurs sont mesurées avec un micromètre Palmer, l’erreur sur la mesure est de $10\mu\text{m}$.

Types	Echantillon	$e \pm \Delta e$ [mm]	Commentaires	Fournisseur
Tissus	T-Shirt	0.42 ± 0.02	Coton	Artisan
	Denim	0.96 ± 0.02	Coton élasthane	Artisan
	Laine	0.273 ± 0.11	Laine petite maille	Artisan
	Lin	0.51 ± 0.05		Artisan
	Cuir	1.89 ± 0.1		Artisan
	Laine épaisse	2.15 ± 0.05	Laine grosse maille	Artisan
Papiers et carton	Annuaire	0.05 ± 0.01		CTP
	Carte	0.21 ± 0.02		CTP
	Liner	0.18 ± 0.02		CTP
	Papier reprographie	0.12 ± 0.015		CTP
	Carton	1.85 ± 0.01		CTP
Semelles	Caoutchouc	4.1 ± 0.03		Artisan
	Cuir	5.5 ± 0.1		Artisan
	Liège	3.15 ± 0.03		Artisan

TAB. 3.1 – Matériaux caractérisés par spectroscopie THz-TDS en transmission.
CTP est pour Centre Technique du Papier. Le Liner est une feuille utilisée pour le renforcement du carton. Le cuir et le liège sont des éléments de renforcement ou d'isolation thermique utilisés dans la confection des semelles. Il y a deux échantillons «cuir» : le vêtement «cuir» et la semelle «cuir» qui est en fait un matériau synthétique utilisé dans la confection des semelles.

3.3.2 Résultats

Les résultats que nous donnons dans la suite sont ceux que nous avons obtenus en utilisant un banc de spectroscopie THz à base de photocommutateurs. Nous reportons l'indice optique réel $n(\omega)$ et le coefficient de transmission des échantillons $t(\omega)$. $n(\omega)$ est déterminé en appliquant la procédure décrite au paragraphe 3.2. Ces mesures sont des estimations approchées ne tenant pas compte de la diffusion et de la diffraction par les inhomogénéités des échantillons. Les résultats présentés sont des moyennes obtenues sur 4 à 6 mesures réalisées. Les courbes de transmission sont présentées en échelle logarithmique. La transmission approche 100% aux faibles fréquences et décroît progressivement avec l'augmentation de la fréquence. Le caractère de la décroissance dépend des propriétés de l'échantillon.

les tissus et le cuir (figure 3.5)

On remarque qu'excepté le cuir (vêtement), tous les échantillons ont un indice de réfraction proche de 1. Ceci peut s'expliquer par le fait que le cuir a une structure plus dense par rapport aux autres échantillons. Ces derniers présentent en effet une structure en trame formée de fils, de noeuds et d'inter-espaces d'air.

On note que la transmission décroît avec la fréquence. Le cuir et les laines sont les vêtements les plus opaques. Cette propriété pourrait s'expliquer par la forte densité du cuir, l'épaisseur importante des milieux à traverser dans le cas du cuir et de la laine, mais aussi par l'état de surface (fibreuse,

rugueuse) de ces échantillons.

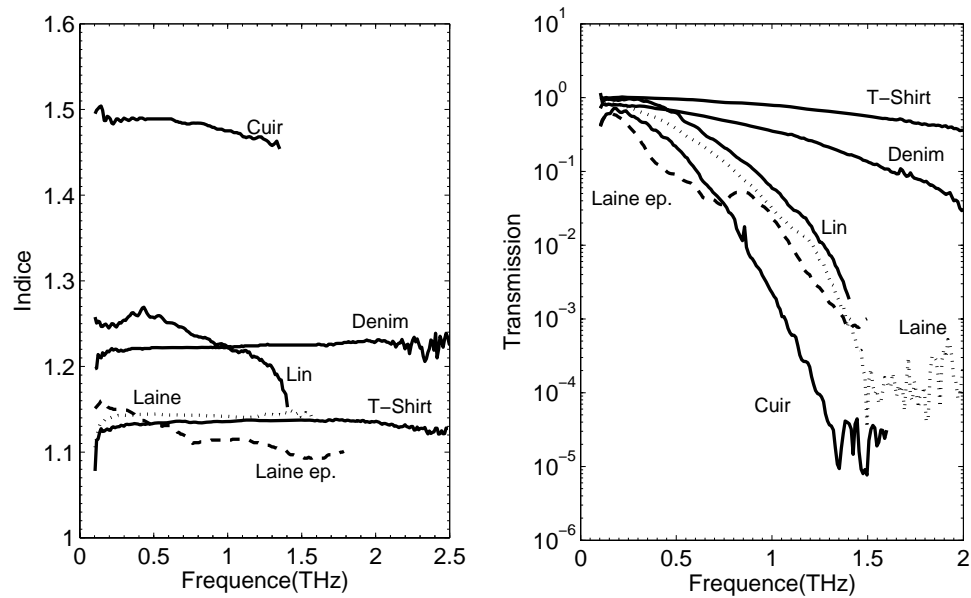


FIG. 3.5 – Indice et transmission des tissus.

les papiers et le carton (figures 3.6 et 3.7)

Les valeurs d'indice de réfraction sont toutes comprises entre 1.35 et 1.5. La carte a l'indice de réfraction le plus élevé, c'était l'échantillon dont la structure était la plus dense devant tous les autres échantillons mesurés. La présence des oscillations sur les courbes résultats est due aux imprécisions sur la détermination de l'épaisseur exacte vue par le faisceau THz. Le comportement à 1.6 THz, présent sur l'ensemble des courbes, est certainement lié à une raie d'absorption de la vapeur d'eau résiduelle dans le milieu expérimental. Notons aussi que la transmission des papiers diminue très peu avec la fréquence.

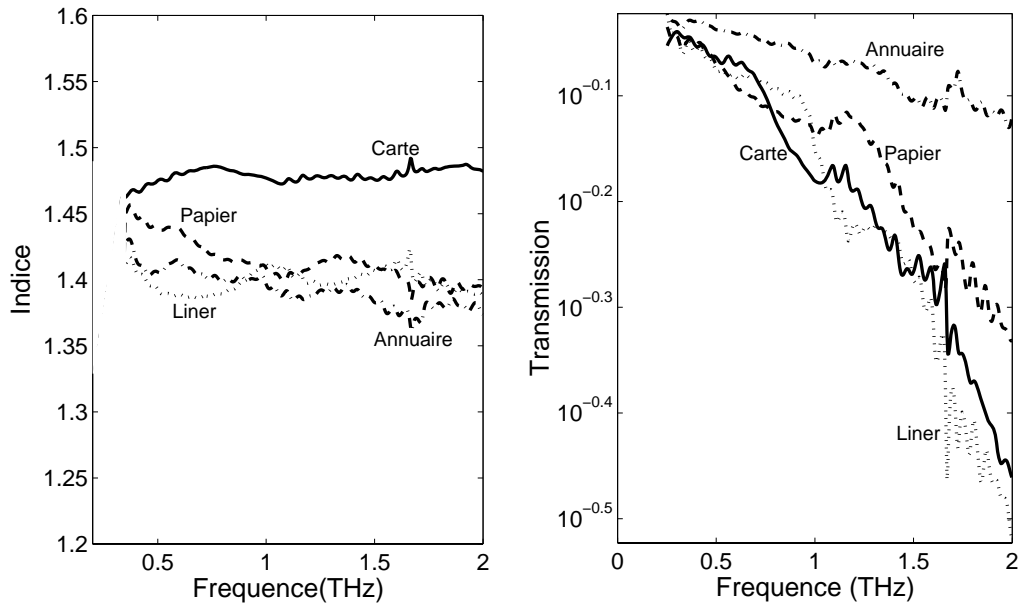


FIG. 3.6 – Indice et transmission des papiers.

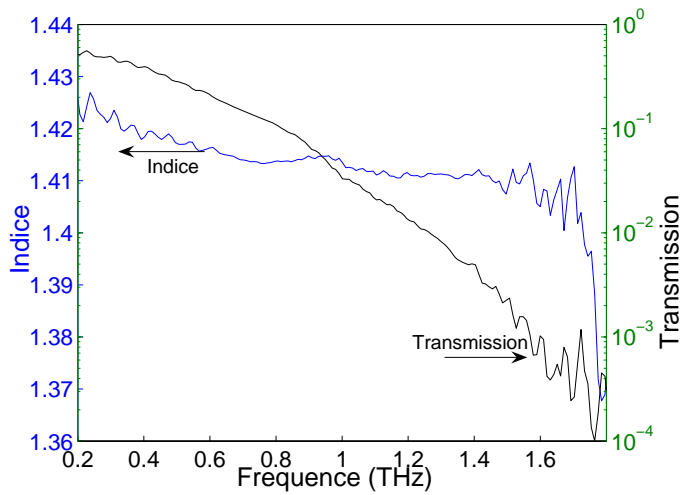


FIG. 3.7 – Indice et transmission du carton.

Les semelles (figure 3.8)

Le liège a un indice optique proche de celui de l'air (< 1.2) aux basses fréquences. Ceci s'explique par la nature poreuse de sa structure. Cependant, au-delà de 1.3 THz, il devient opaque au rayonnement, certainement à cause du phénomène de diffusion sur la structure granulaire du matériau. Le cuir et le caoutchouc ont un indice élevé à cause de leur densité.

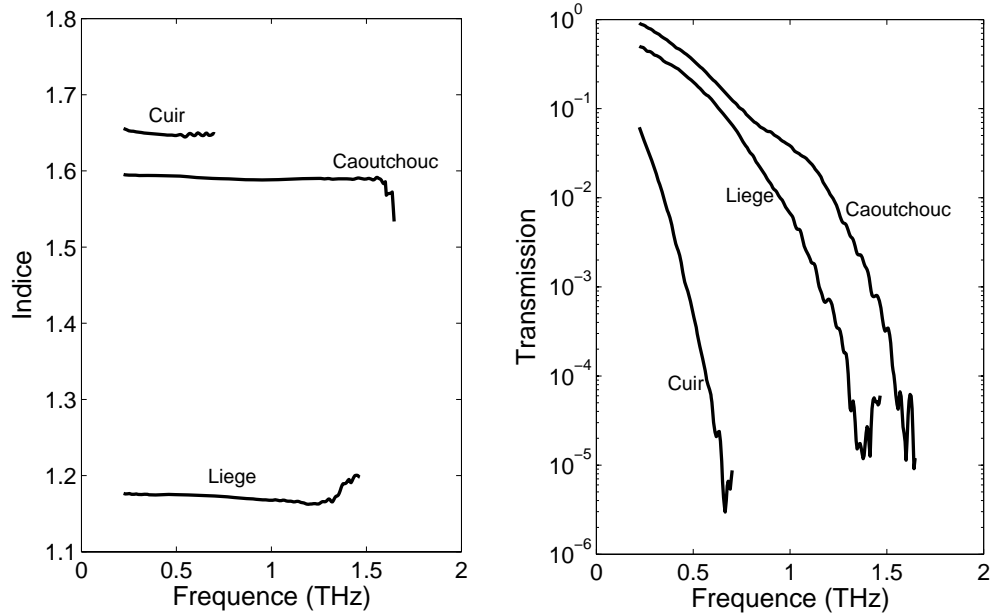


FIG. 3.8 – Indice et transmission des semelles.

3.4 Discussion

Nous constituons au tableau 3.2 un bilan des résultats obtenus. Nous reportons la valeur de l'indice de réfraction de chaque échantillon à 1 THz, donnons l'atténuation à 1 THz du signal après traversée de l'échantillon et précisons la fréquence à laquelle le signal traversant l'échantillon est atténué de 3 dB.

On distingue que les papiers sont les matériaux les plus transparents. Ils sont facilement traversés par les ondes THz. Cette propriété a été mise à profit dans le développement d'un système de tri de colis postaux pour la détection et l'identification d'explosifs au Japon [46]. On notera aussi que les indices de réfraction des papiers et carton sont tous identiques au centième près mais il y a une dispersion des valeurs d'atténuation à 1 THz qui s'explique entre autre par les épaisseurs différentes des échantillons considérés et les différents degrés d'humidité absorbée par les échantillons. Les vêtements présentent aussi une bonne perméabilité aux ondes THz à l'exception du cuir. C'est ainsi que la potentialité de réaliser de l'imagerie de détection à travers une ou plusieurs couches de vêtements a été démontrée [47]. Les semelles caractérisées sont peu transparentes au rayonnement THz. Elles sont souvent de constitution dense et ont une épaisseur typique de quelques millimètres, ce sont des matériaux opaques aux ondes THz. Et quand elles sont de densités faibles (chaussures

Echantillon	Epaisseur [mm]	Indice	Atténuation [dB]	f [THz]	Transparence
		à 1 THz	à 1 THz	à -3 dB	
T-Shirt	0.42	1.14	1.08	1.64	☺
Denim	0.96	1.22	4.56	0.89	☺
Laine	0.273	1.14	15.22	0.48	-
Lin	0.51	1.22	12.3	0.54	☺
Cuir	1.89	1.47	27	0.39	☹
Laine épaisse	2.15	1.11	16.4	0.29	☹
Annuaire	0.05	1.4	0.46	$\succ 2$	☺
Carte	0.21	1.47	1.55	1.73	☺
Liner	0.18	1.41	1.5	1.6	☺
Papier repro.	0.12	1.4	1.25	$\succ 2$	☺
Carton	1.85	1.41	14.81	0.43	-
Caoutchouc	4.1	1.58	14.2	0.41	-
Cuir	5.5	1.412	-	-	☹
Liège	3.15	1.168	21.77	0.3	☹

TAB. 3.2 – Valeurs de l’indice et de la transmission à 1 THz

d’été), elles présentent une structure poreuse (favorisant l’aération, la ventilation) qui peut participer à la dispersion (diffusion, diffraction) des ondes. L’application de sécurité qui consisterait à détecter les objets prohibés et les explosifs cachés dans les semelles des chaussures (Taday et Pepper) apparaît difficile à réaliser sauf en utilisant une source puissante et un détecteur sensible.

En conclusion, les propriétés de transparence ou d’opacité des matériaux dépendent de plusieurs facteurs, parmi lesquels :

1. les procédés chimiques employés pour leur confection ;
2. l’épaisseur des matériaux à traverser et le type de structure (pleine, vide, lacunaire) du matériau ;
3. la texture ou la rugosité du matériau qui peuvent être d’échelle comparable à la longueur d’onde et dans ces cas, la diffusion aux interfaces peut devenir importante ;
4. l’orientation du maillage (particulièrement dans le cas des tissus). Le maillage peut modifier la polarisation du signal et diminuer la quantité de signal détecté par un récepteur polarisé. Cette propriété a été démontrée par Gatesman [45] pour un tissu en coton ;
5. les interférences qui lorsqu’elles s’opèrent de façon destructive peuvent dégrader les propriétés de transparence du tissu.

Enfin, nous notons que l’indice varie linéairement avec la densité comme l’illustre la figure 3.9.

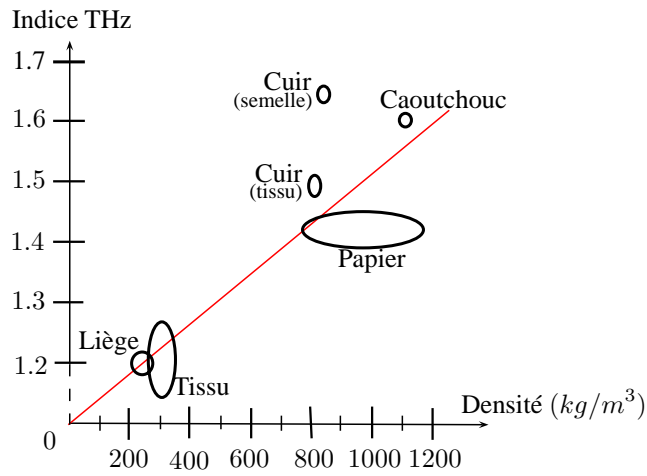


FIG. 3.9 – Graphes des indices THz.

Quantification des pertes

La technique de mesure employée (la spectroscopie THz en transmission) ne permet pas de quantifier la contribution de chaque facteur énuméré ci-dessus et qui peut être impliqué dans la diminution des propriétés de transparence du tissu. En effet, l'absorption (l'atténuation) ou les pertes mesurées proviennent de la diminution du signal qui survient lorsqu'un échantillon est placé entre la source et le détecteur. Dans le terme « pertes » se trouvent rassemblées les pertes liées à l'absorption propre du matériau et celles liées à la diffusion par l'échantillon. Dans le chapitre suivant, nous avons étudié la diffusion du rayonnement THz par les tissus et quantifié les différentes sources de pertes du signal.

Chapitre 4

Diffusion de l'onde THz par les tissus

Sommaire

4.1	Banc expérimental	38
4.1.1	Dispersion et compensation	39
4.1.2	Représentation	41
4.1.3	Description du principe de la mesure	42
4.1.4	Caractérisations préliminaires	43
4.1.5	Résolution angulaire	46
4.2	Diffusion THz par les tissus	46
4.2.1	Structure des tissus, observations au microscope	46
4.2.2	Modélisation de la fonction de transfert	48
4.2.3	Résultats et discussion	49
4.3	Influence des tissus sur la polarisation	55
4.3.1	Evolution du profil du champ avec la polarisation	56
4.3.2	Evolution du spectre du champ avec la polarisation	56
4.3.3	Discussion et interprétation	57
4.4	Bilan radiométrique du denim et du lin	58
4.5	Conclusion	63

Introduction

Dans les techniques conventionnelles de caractérisation de matériaux (microscopie, spectroscopie), la détermination des pertes spécifiques d'un matériau consiste en la mesure de la diminution du signal entre l'émetteur et le détecteur lorsque le matériau est placé dans la trajectoire du faisceau. Ces techniques de mesures rassemblent dans la grandeur «perte » ou «absorption » des contributions liées à l'absorption pure du matériau, à la réflexion à ses interfaces et à la diffusion tant aux interfaces (réflexion diffuse) qu'à travers le matériau (transmission diffuse). Cependant,

la distinction entre la diffusion et l'absorption propre des matériaux peut être nécessaire et importante pour certaines applications. C'est par exemple le cas dans les applications comme les télécommunications [48], l'isolation [49] ou encore la métrologie [50] et la simulation de scène [51] où il est utile de connaître avec soin les propriétés des matériaux à traverser.

Des études sur la diffusion de l'onde THz par les matériaux furent réalisées par Cheville *et al* [52] : ils montrèrent, en mesurant le signal THz retrodiffusé sur une sphère, qu'il est possible de séparer temporellement les différentes ondes responsables du phénomène de halo. Pearce et Mittleman étudièrent la propagation du rayonnement THz dans un milieu complexe. Ils montrèrent notamment que la spectroscopie THz dans le domaine temporel peut être utilisée pour étudier le transport (ballistique et diffus) dans les milieux complexes [53, 54]. Shen *et al* (Teraview) [55] ont montré que les signatures spectrales des matériaux inhomogènes peuvent être modifiées par diffusion du rayonnement THz par des particules de taille comparable à la longueur d'onde.

Nous présentons dans ce chapitre les travaux de mesures de la transmission diffusée par deux différents échantillons de tissus de vêtement : le denim¹ et le lin. Les résultats sont donnés pour une distribution angulaire allant de 0° à 20 ou 30° autour de l'axe. Le banc expérimental utilisé est conçu sur le même schéma que le banc présenté au chapitre 3, seulement ici, le détecteur THz est « fibré » et déplacé sur la partie mobile d'un goniomètre. La largeur de bande obtenue sur ce banc de mesure est de 1.5 THz. Sachant que les phénomènes de diffusion dépendent du ratio entre la longueur d'onde et la taille caractéristique des éléments diffusants, la grande largeur de bande du signal permet de penser que les diffusions de type Rayleigh et Mie peuvent être observées simultanément.

Dans la première partie du chapitre, nous présentons le banc expérimental utilisé. Dans les deuxième et troisième parties, nous mettons en évidence les propriétés de diffusion et d'anisotropie des tissus. Le bilan radiométrique des tissus caractérisés est effectué dans la quatrième partie.

4.1 Banc expérimental

Le banc expérimental utilisé est semblable à un banc conventionnel de spectroscopie THz dans le domaine temporel (Cf 3.1). Mais ici, le détecteur est monté sur la partie mobile d'un goniomètre (figure 4.1). L'émetteur est fixe et situé à une distance de 23 cm du détecteur (distance entre l'émetteur et le détecteur THz lorsqu'ils sont parfaitement en regard l'un et l'autre, position 0° du goniomètre).

¹Blue Jeans

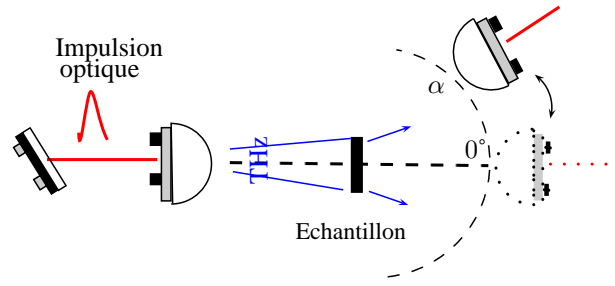


FIG. 4.1 – Schéma de l'émetteur et du détecteur dans le montage en diffusion.
L'émetteur est fixe et le détecteur mobile autour de l'échantillon.

La principale contrainte du banc de spectroscopie THz est la haute précision d'alignement requise pour son fonctionnement. En effet, si un des chemins optiques après la lame séparatrice est modifié, la position temporelle du maximum du signal THz est aussi modifiée. Il convient donc pour notre étude d'utiliser une fibre optique pour coupler le détecteur photocommutateur avec la source optique laser. Malheureusement, la fibre optique est un milieu dispersif, en d'autres termes son indice de réfraction varie avec la fréquence $n(\omega)$. Par conséquent, lors du parcours de l'impulsion dans la fibre, sa durée temporelle va être modifiée. Cette modification est d'autant plus importante que son spectre est large. A cet effet de dispersion linéaire, se rajoutent les effets de génération non linéaire de fréquences, ainsi que des effets d'automodulation de phase qui tous participent à l'allongement de l'impulsion laser.

4.1.1 Dispersion et compensation

Dispersion

La distorsion que subit la phase lorsque le signal traverse la fibre conduit à une modification de la forme de l'impulsion. Pour mieux comprendre le principe physique et pour définir la notion de dispersion, considérons une impulsion laser représentée par son champ électrique $\tilde{E}_{in}(\omega)$ à l'entrée d'une fibre optique, le champ électrique à la sortie $\tilde{E}_{ex}(\omega)$ peut s'écrire comme :

$$\tilde{E}_{ex}(\omega) = \tilde{T}(\omega) \cdot \tilde{E}_{in}(\omega) = T(\omega)e^{-i\psi(\omega)} \cdot \tilde{E}_{in}(\omega), \quad (4.1)$$

Où $T(\omega)e^{-i\psi(\omega)}$ est une fonction de transfert qui décrit les propriétés du milieu traversé. Nous supposons que $T(\omega) = T$ est constant.

Dans le domaine temporel :

$$\tilde{E}_{ex}(t) = \frac{1}{2\pi} T \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{in}(\omega) e^{+i\omega t} e^{-i\psi(\omega)} d\omega, \quad (4.2)$$

La phase $e^{-i\psi(\omega)}$ peut s'écrire autour d'une pulsation centrale notée ω_0 grâce à un développement de Taylor :

$$\psi(\omega) = \sum_{l=0}^{+\infty} b_l (\omega - \omega_0)^l, \quad (4.3)$$

avec

$$b_l = \frac{1}{l!} \frac{d^l \psi}{d\omega^l}, \quad (4.4)$$

L'équation (4.2) s'écrit à présent comme :

$$\tilde{E}_{ex}(t) = \frac{1}{2\pi} T e^{-ib_0} e^{i\omega_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{in}(\omega) \times \exp[-i \sum_{l=2}^{+\infty} b_l (\omega - \omega_0)^l] e^{i(\omega - \omega_0)(t - b_1)} d\omega, \quad (4.5)$$

La phase $\psi(\omega)$ de la fonction de transfert peut s'exprimer en fonction de la longueur de propagation L : $\psi(\omega) = k(\omega)L$ et $k(\omega) = \frac{\omega}{c}n(\omega)$, avec $k(\omega)$ l'amplitude du vecteur d'onde et $n(\omega)$ l'indice de réfraction dépendant de la fréquence. Si on définit $b_l = L\beta_l$, on peut définir les coefficients :

$$\beta_0 = k(\omega_0) = \frac{\omega_0}{v_\phi(\omega_0)} \quad (4.6)$$

$$\beta_1 = \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} = \frac{1}{v_g(\omega_0)} \quad (4.7)$$

$$\beta_2 = \left. \frac{1}{2} \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} = \left. \frac{1}{2} \frac{d}{d\omega} \frac{1}{v_g(\omega)} \right|_{\omega_0} \quad (4.8)$$

Les coefficients β_0 et β_1 n'interviennent que sur le décalage temporel de l'impulsion, en revanche les coefficients d'ordre supérieur ($l \geq 2$) vont introduire une distorsion de l'impulsion. A partir de l'équation (4.8), on peut définir la dispersion de vitesse de groupe $2\beta_2$.

La fibre optique va donc introduire des dispersions ou des étirements du spectre et ces derniers seront d'autant plus importants que les impulsions sont de courte durée. Il est cependant possible de compenser les dispersions en comprimant l'impulsion optique en amont de la fibre. En effet, si nous considérons l'impulsion optique en entrée de la fibre :

$$\tilde{E}_{in} = E_{in}(\omega) e^{i\phi_{in}(\omega)}, \quad (4.9)$$

où $\phi_{in}(\omega)$ est un terme de phase introduit après la traversée d'un système optique donné.

La phase de l'impulsion transmise après la traversée de la fibre s'écrit comme :

$$\phi_{ex} = \phi_{in} - \sum_{l=0}^{+\infty} b_l (\omega - \omega_0)^l \quad (4.10)$$

On peut donc concevoir un système optique qui compense la phase et annule la dispersion.

Compression

Le système optique utilisé pour «pré-compenser» la dispersion dans la fibre est un système à base de réseaux de diffraction [56]. C'est un système à dispersion angulaire [57], il est constitué d'une paire de réseaux à échellette parallèles R_1 et R_2 , séparés d'une distance G . L'angle d'incidence sur le réseau est β (voir figure 4.2). Le système de compensation a l'avantage d'être compact mais souffre d'une grande sensibilité aux désalignements et une perte d'énergie induite par efficacité de transmission. La figure 4.3 donne la variation de la durée de l'impulsion en sortie de la fibre avec la distance G entre les réseaux. La figure est obtenue en effectuant des mesures d'autocorrélation optique. L'idée est de superposer le faisceau optique, ayant traversé la fibre et le réseau à échellette, à une de ses images décalées dans le temps.

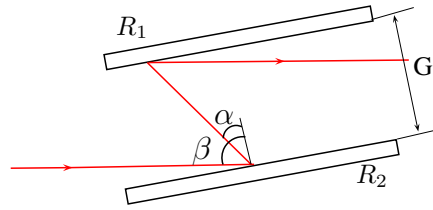


FIG. 4.2 – Paire de réseaux de diffraction parallèles.

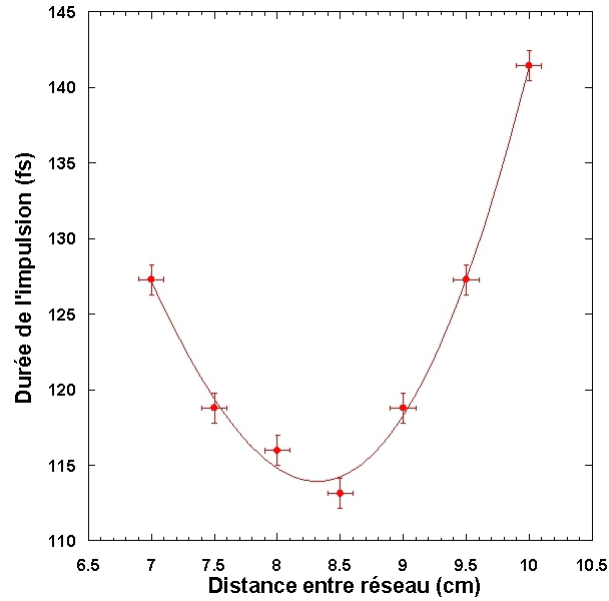


FIG. 4.3 – Variation de la durée de l'impulsion en fonction de la distance entre les réseaux.
*L'impulsion en entrée du réseau à une durée de 75 fs. On peut noter que la compensation n'est pas parfaite.
 Mais la durée de l'impulsion en sortie de la fibre est cependant satisfaisante pour nos travaux.*

4.1.2 Représentation

Une représentation du montage est donnée en figure 4.4. L'angle d'incidence sur les réseaux est de 33.8° . La distance entre les réseaux est de 8.7 cm. L'un des réseaux est monté sur un étage de translation micrométrique pour les besoins d'alignement et de réglage. La fibre utilisée a une longueur de 1.5 m. La puissance délivrée pour l'éclairage du détecteur est comprise entre 7 mW et 10 mW. La distance entre l'émetteur et l'échantillon est de 11 cm. Celle entre le détecteur et l'échantillon est de 12 cm.

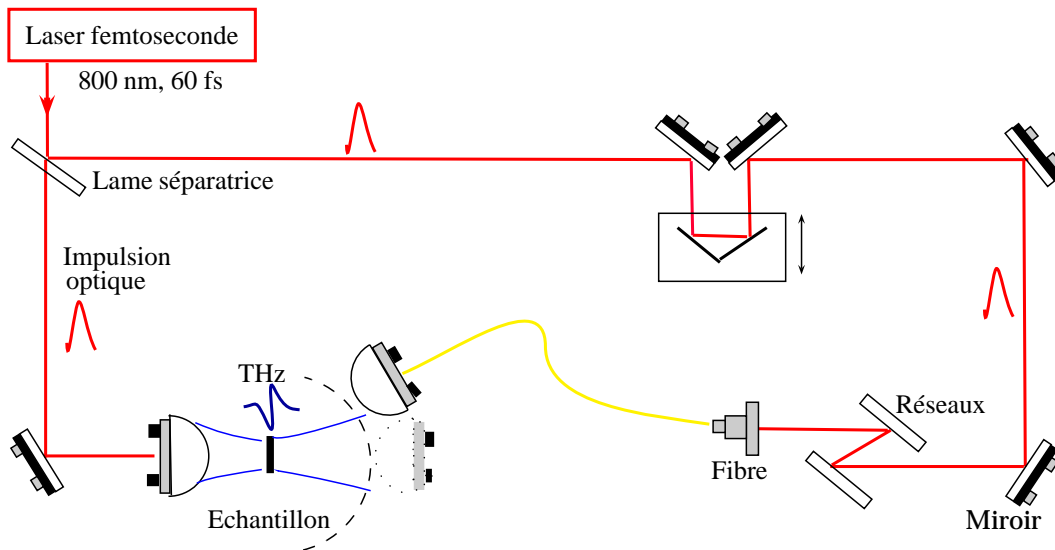


FIG. 4.4 – Représentation de l’expérience de spectroscopie en diffusion.

Le fibrage de l’antenne de détection est réalisé par un collimateur monté à la sortie de la fibre, suivi d’une lentille de focalisation (figure 4.5).

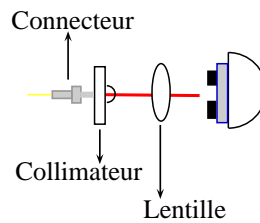


FIG. 4.5 – Fibrage de l’antenne.

4.1.3 Description du principe de la mesure

Le détecteur, monté sur l’étage mobile du goniomètre, a été déplacé dans un intervalle angulaire allant de la position 0° à la position 30° maximum. Les bornes étant limitées d’une part par l’encombrement mécanique du montage et d’autre part par le souci de conserver un ratio signal/bruit suffisant pour la mesure. On peut cependant estimer que par symétrie, les distributions du signal dans la fenêtre angulaire -30° à 0° seraient l’image de celles dans la fenêtre 0° et 30° par le plan passant par la position 0° .

Lors des caractérisations, l’échantillon est positionné au centre du cercle défini par le goniomètre. L’émetteur THz éclaire une face de l’échantillon et avec le détecteur, on peut mesurer le signal transmis de manière directe ou celui diffusé.

4.1.4 Caractérisations préliminaires

Une représentation de l'expérience est donnée en figure 4.6 où $r = b \sin \theta$ et $z = a + b \cos \theta$.

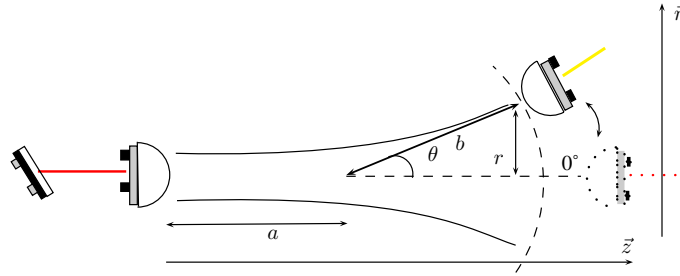


FIG. 4.6 – Représentation de l'expérience de spectroscopie en diffusion - dépendance angulaire.

Signaux de référence

Nous donnons en figure 4.7 les résultats des mesures (sans échantillon) du profil temporel du champ électrique THz obtenu sur le banc et son spectre associé. Les résultats sont donnés pour quelques positions angulaires du détecteur allant de 0° à 20° .

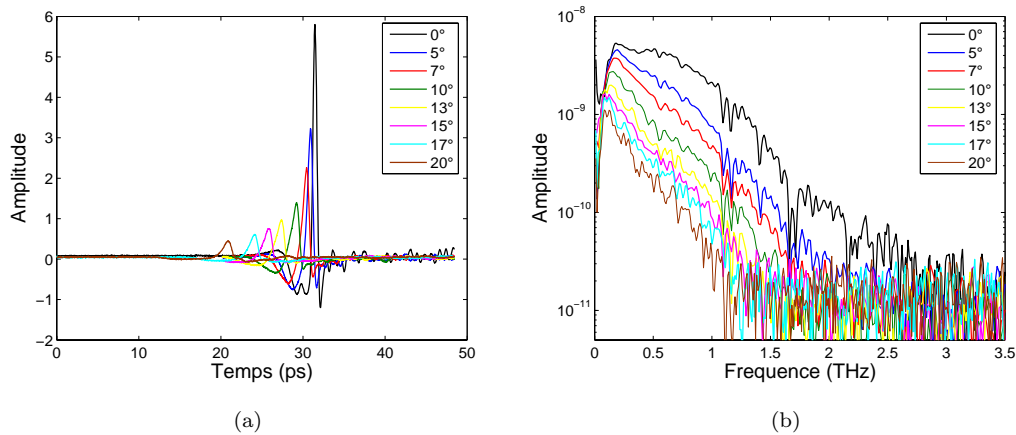


FIG. 4.7 – Signaux de référence.

Sur la figure 4.7(a), on note que l'amplitude du champ électrique diminue avec l'éloignement du détecteur de la position 0° . On remarque aussi un décalage temporel entre les pics des champs électriques.

Sur la figure 4.7(b), on note une diminution du module du spectre et une réduction de la bande spectrale de mesure avec l'éloignement du détecteur de la position 0° . La bande spectrale exploitable dépend de l'angle sous lequel s'effectue la mesure : elle est supérieure à 2 THz à la position 0° et est inférieure à 1.5 THz à la position 20° du détecteur. Les pics observés respectivement autour des fréquences 1 THz, 1.2 THz, 1.4 THz, 1.6 THz et 2 THz sont dus aux raies d'absorption des molécules d'eau contenues dans l'air [58].

Pour expliquer le décalage temporel observé sur ces résultats, considérons le schéma de la géométrie de détection donné en figure 4.6. Si on définit par L la distance entre l'émetteur et le détecteur, L s'exprime comme :

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{r^2 + z^2} \\ &= \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cos \theta} \end{aligned} \quad (4.11)$$

L diminue avec l'augmentation de θ . En d'autres termes, plus le détecteur s'éloigne de la position 0° , plus l'onde THz est détectée tôt (l'onde arrive plus tôt sur le détecteur). C'est ce qui explique le résultat de la figure 4.7(a). Nous avons représenté l'évolution du décalage temporel du signal THz en fonction de la position en degré du détecteur (figure 4.8). Nous comparons ce décalage au rapport entre la diminution de la distance émetteur-détecteur et la vitesse de la lumière, $\frac{\Delta L}{c}$. Nous observons que les tendances des deux courbes correspondent. Le léger décalage entre le modèle et la mesure s'explique sans doute par l'épaisseur de silicium traversée (lentille de détection) qui dépend aussi de l'angle.

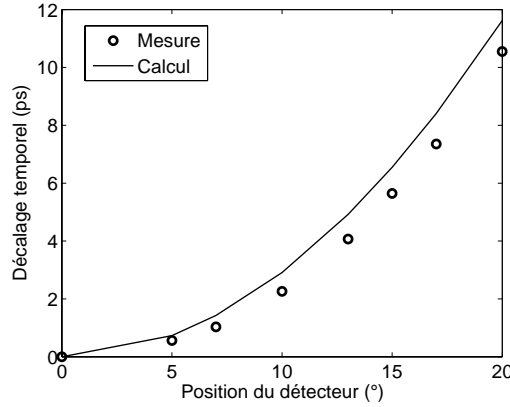


FIG. 4.8 – Décalage temporel.

D'autre part, la variation de l'amplitude du champ avec la position en r du détecteur s'explique par le profil du champ THz rayonné. Jepsen *et al* [28] ont montré que le champ THz a un profil gaussien dans l'approximation du champ lointain. Son amplitude décroît donc suivant la loi $\exp\left(-r^2/\omega(z)^2\right)$, où ω est le rayon du faisceau en un point de l'axe \vec{z} .

Par conséquent, plus on s'éloigne de la position 0° , plus l'amplitude de l'onde décroît, c'est ce que l'on observe aux figures 4.7(a) et 4.7(b).

Distribution des valeurs du champ

Nous avons analysé la répartition des valeurs du champ en fonction de la position du détecteur, pour des fréquences données. La méthode pour obtenir cette répartition consiste, premièrement, à mesurer les profils temporels du champ à différentes positions angulaires du détecteur, par la suite, on effectue les transformées de Fourier des signaux temporels mesurés ; et enfin, des spectres

obtenus, on extrait, à une fréquence donnée, les amplitudes du champ relatives aux différentes positions du détecteur.

Nous donnons en figure 4.9 la distribution du module du champ électrique en fonction de la position du détecteur THz. Les distributions sont données pour des fréquences 0.2, 0.35, 0.5, 0.8 et 1 THz. L'ensemble des distributions est normalisé à 1. Nous donnons aussi les courbes calculées à partir de l'équation 4.12 :

$$A(r, z) = c(z) \cdot \exp(-r^2 d(z)) \quad (4.12)$$

Les coefficients c et d sont déterminés à la position $z = a + b \cos \theta$ par une procédure des moindres carrés.

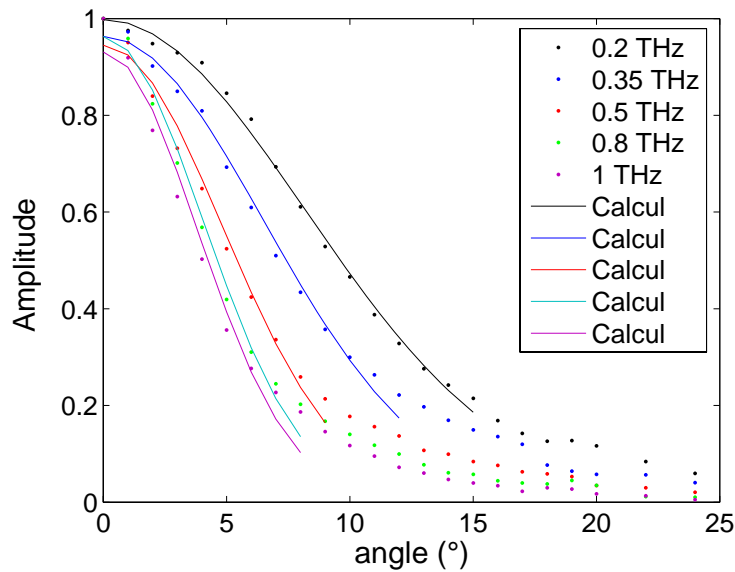


FIG. 4.9 – Répartition de l'amplitude du champ avec l'angle de rotation du détecteur.
Amplitude du spectre normalisée en fonction de l'angle du détecteur. Les points sont les données expérimentales, les lignes sont les ajustements avec le modèle des faisceaux gaussiens.

Nous donnons au tableau 4.1 les valeurs de «waist » du faisceau en fonction de la fréquence et la somme au carré des erreurs réalisées avec le modèle, S^2 . Nous notons que S^2 n'est pas nul ceci s'explique par les erreurs de mesures d'une part et d'autre part par le défaut du modèle car les faisceaux ne sont pas parfaitement gaussiens.

f(THz)	0.2	0.35	0.5	0.8	1
$1/\sqrt{d(z)}$	11.57	9.17	6.8	5.71	5.4
S^2	0.004189	0.008064	0.01072	0.01042	0.02217

TAB. 4.1 – Valeurs de waist du faisceau et erreurs sur l'ajustement par le modèle des faisceaux gaussiens.

4.1.5 Résolution angulaire

On peut estimer la résolution angulaire de la manière suivante. Calculons tout d'abord la distance focale de la lentille hémisphérique :

$$f = \frac{n}{n-1} \frac{D}{2},$$

où D est son diamètre. Pour le silicium $n = 3.4$ et donc pour $D = 15$ mm, on obtient : $f = 1.417 \frac{D}{2} = 10.62$ mm. Si la lentille est éclairée par une onde plane, le diamètre de la tache focale est :

$$\phi = \frac{2.44 f \lambda}{D} = 1.73\lambda,$$

Pour 1 THz, $\lambda = 300 \mu\text{m}$ et $\phi_{1THz} \approx 520 \mu\text{m}$ tandis que pour 0.5 THz, $\lambda = 600 \mu\text{m}$ et $\phi_{0.5THz} \approx 1038 \mu\text{m}$. Ces taches sont beaucoup plus grandes que l'antenne THz, même en tenant compte des bandes métalliques qui forment le gap photoconducteur (typiquement $40 \mu\text{m}$). Si on définit l'ouverture numérique comme étant la zone d'incidence angulaire dans laquelle le signal est supérieur à 50% du maximum, on obtient $0.95^\circ \approx 1^\circ$.

4.2 Diffusion THz par les tissus

La diffusion est le processus par lequel une particule quelconque éclairée par une onde électromagnétique lui retire de l'énergie, qu'elle redistribue dans l'espace avec une loi angulaire qui lui est propre. Les tissus peuvent être vus comme un agrégat « ordonné » de noeuds, de fibres et de fils de tissage d'indice de réfraction différent du milieu environnant (l'air). Ces éléments des tissus sont donc des discontinuités optiques ou inhomogénéités pour l'onde incidente et des centres diffuseurs potentiels.

Nous avons observé la structure particulière des tissus au microscope optique, nous donnons les résultats à la section 4.2.1. Nous avons ensuite considéré les tissus comme des milieux hétérogènes constitués d'un mélange de deux matériaux et modélisé la fonction de transfert des tissus caractérisés (section 4.2.2) . Et à la section 4.2.3, nous donnons les résultats de la mesure de la transmission diffusée à travers les tissus.

4.2.1 Structure des tissus, observations au microscope

Le tissu est l'entrecroisement de deux fils : le fil de trame placé dans le sens de la largeur et le fil de chaîne disposé dans la longueur. Les fils eux-mêmes sont constitués de fibres plus ou moins peignées et torsionnées. Il existe trois principaux types d'entrecroisement appelé encore armure du tissu : armure satin, armure sergée et armure unie. Par conséquent, les tissus sont différenciés entre autre par la nature des fibres utilisées (naturelles ou synthétiques) et le type d'entrecroisement.

La structure des tissus a été observée au microscope Leica DMLM avec une caméra Leica DFC 420 en utilisant différents objectifs. Les images du denim sont données en figure 4.10.

Le denim est un tissu en coton. On remarque qu'il a un fil de chaîne blanc et un fil de trame bleu indigo (figure 4.10(a)). Les fils présentent un entrecroisement similaire au serge. L'armure sergée

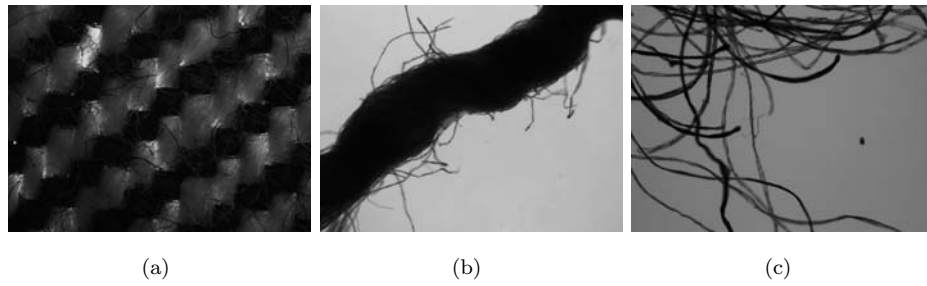


FIG. 4.10 – Observations du denim au microscope optique.

Les images 4.10(a), 4.10(b) et 4.10(c) sont respectivement les images de l’armure, du fil et des fibres.

présente un effet oblique ou diagonal, qui est obtenu en faisant un décochement de fil. La figure 4.10(b) est une image d’un fil, on distingue que le fil est constitué de plusieurs fibres dont une image de quelques unes est donnée en figure 4.10(c). Le lin a été aussi observé au microscope, les images obtenues sont données en figure 4.11.

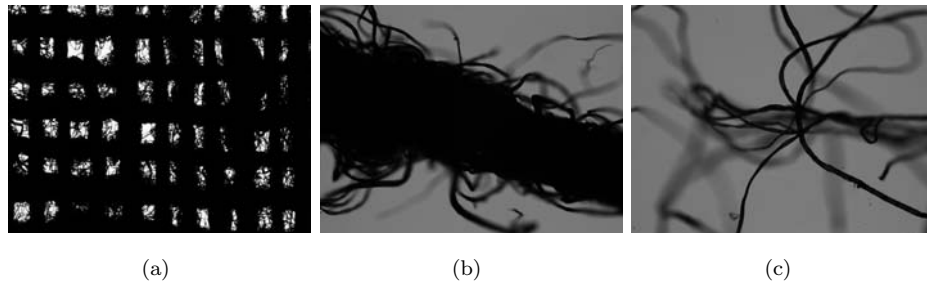


FIG. 4.11 – Observations du lin au microscope optique.

Les images 4.11(a), 4.11(b) et 4.11(c) sont respectivement les images de l’armure, du fil et des fibres.

Les fils de chaîne et de trame sont de teinture similaire. On remarque que chaque fil de trame passe alternativement, à chaque rangée, au-dessus, puis en-dessous de chaque fil de chaîne 4.11(a). Le lin présente une armure unie en comparaison à l’armure sergée du denim. Le lin présente donc plus d’entrecroisement par rapport au denim ce qui le rend plus froissable, à l’inverse le denim présente un titrage² plus élevé que le lin comme le montrent les images 4.10(a) et 4.11(a) réalisées avec le même objectif (grossissement : 2.5). Les images du fil et de la fibre de lin sont données respectivement aux figures 4.11(b) et 4.11(c).

Nous donnons au tableau 4.2, la taille de ces différents éléments constitutifs du tissu pour chaque échantillon caractérisé. Les valeurs données sont les moyennes sur plusieurs mesures à chaque fois.

Tissus	Fibre [μm]	Domaine e.m. typique	Fil [μm]	Domaine e.m. typique
Denim	17.5 ± 3	MIR	544.3 ± 194	THz
Lin	17.2 ± 4.8	MIR	327.5 ± 36.4	THz

TAB. 4.2 – Dimension moyenne des fibres et des fils sur nos échantillons de tissu.

e.m. pour électromagnétique. Les fenêtres du domaine e.m. sont données à chaque fois pour préciser à quelle dimension de longueurs d’onde équivalent les longueurs de fibre ou de fil estimées.

²Indication sur de la grosseur des fils de textile

Nous avons vu à la section 4.1.4 que le domaine sur lequel s'étend les mesures va de 200 μm à 1500 μm (soit 0.2 à 1.5 THz). Le rayonnement incident sur le tissu sera diffusé suivant la théorie de Rayleigh si λ est supérieur à h , λ étant la longueur d'onde, h étant la dimension de l'élément du tissu (taille caractéristique de fibre, fil, cellule unité de la maille, ...); en revanche, si λ est inférieur à h , la diffusion s'effectue suivant la théorie de Mie.

4.2.2 Modélisation de la fonction de transfert

Le tissu est obtenu par tissage, résultat de l'entrecroisement de différents fils. L'espace entre les fils et les noeuds est rempli d'air. Le tissu présente donc une structure composée de fils « dilués » dans de l'air. Par conséquent, une partie de l'onde THz traverse le tissu pratiquement de manière balistique sans subir de diffusion, et en ressentant un indice de réfraction moyen. Une autre partie de cette impulsion est diffusée par les inhomogénéités du tissu et arrive sur le détecteur avec un retard. On peut donc dire qu'au niveau de chaque inhomogénéité, la lumière a une certaine probabilité d'être diffusée.

Un tel modèle a été proposé dans les années 50 par Raman [59] pour expliquer la transmission spectrale particulière de filtres optiques composés de mélange de poudres (effet Christiansen [60, 61]). Depuis ce modèle a été appliqué avec succès à la transmission de ces mélanges dans le domaine THz [62]. L'intérêt premier du modèle de Raman est de décrire les résultats sous la forme d'une formule analytique, le modèle est sans doute simpliste, puisqu'il décrit la diffusion comme étant une probabilité de réflexion/transmission entre des plans à faces parallèles.

Soit l'équation 3.5 du chapitre 3 que nous écrivons ci-dessous sans tenir compte des termes relatifs aux réflexions de Fresnel et de Fabry-Pérot :

$$\begin{aligned} T(\omega) &\propto \exp(-j\frac{\omega d}{c}(\tilde{n} - n_{Air})), \\ &\propto \exp(-j\frac{\omega d}{c}(n(\omega) - n_{Air})) \exp\left(-\frac{\alpha(\omega) d}{2}\right) \end{aligned} \quad (4.13)$$

où $n(\omega)$ est l'indice, $\alpha(\omega)$ représente la perte d'énergie par absorption de propre de la fibre de tissu, d est l'épaisseur de l'échantillon. On tient compte de la perte d'énergie par diffusion; dans le modèle de Raman, ce terme varie comme ω^2 . D'où la formule générale :

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + \beta(\omega) = \alpha(\omega) + K^2 \frac{\omega^2}{c^2} (n(\omega) - n_{Air})^2 \Delta, \quad (4.14)$$

où K est un facteur numérique lié à la forme, la concentration et la distribution des éléments diffuseurs. Δ est l'épaisseur de chaque couche de matériau constitutif de l'échantillon.

Si on réécrit la fonction de transfert (Eq. 4.13) :

$$T(\omega) \propto \exp\left[-j(n(\omega) - 1)\frac{\omega}{c}d + \phi\right] \exp\left(-\frac{\alpha(\omega)}{2}d\right) \times \exp\left[-K^2 \frac{\omega^2}{2c^2} (n(\omega) - 1)^2 d \cdot \Delta\right], \quad (4.15)$$

ϕ est un terme de phase lié à la diffusion, n_{Air} est égal à 1.

D'après l'équation 4.15, la diffusion sera la propriété dominante si la fonction de transfert évolue suivant une fonction : $g(\omega) = \exp\left[-K^2 \frac{\omega^2}{2c^2} (n(\omega) - 1)^2 d \cdot \Delta\right]$.

Nous avons comparé la fonction de transfert mesurée des échantillons de Denim et Lin avec la courbe g tracée à partir des paramètres de chaque échantillon (figure 4.12).

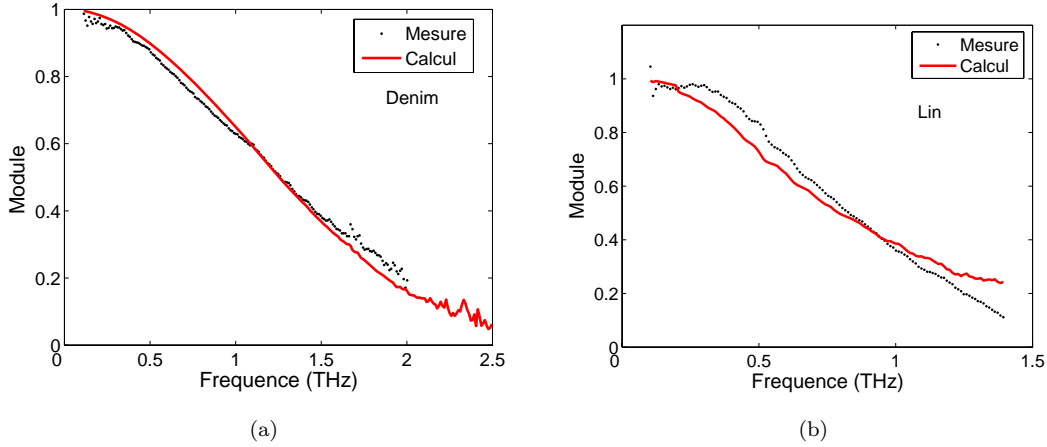


FIG. 4.12 – Fonctions de transfert mesurées et modélisées.

Les paramètres du modèle sont donnés au tableau 4.3. Le paramètre K est déterminé par une procédure de moindres carrés pour permettre un bon ajustement entre les valeurs expérimentales et celles calculées. On peut noter que Δ , de l'ordre de la taille des fils (Cf Tableau 4.2), est de même grandeur que l'épaisseur d des tissus.

Le calcul de la fonction $g(\omega)$ est réalisé en utilisant les valeurs d'indice de réfraction des tissus $n(\omega)$ mesurées en géométrie en transmission (Chapitre 3), et non l'indice de réfraction des fibres utilisées pour la confection des tissus. Néanmoins, on note la correspondance entre la fonction de transfert et la fonction $g(\omega)$ associée à la diffusion à travers l'échantillon. Ces résultats montrent que le signal est diffusé à travers l'échantillon.

Tissu	Denim	Lin
Epaisseur, d [mm]	0.96	0.51
Δ [m]	6.11×10^{-4}	3.4×10^{-4}
K	0.26	0.69
S^2	0.11	0.46

TAB. 4.3 – Paramètres du modèle pour les différents tissus considérés.
 S^2 est la somme au carré des erreurs réalisées avec le modèle.

4.2.3 Résultats et discussion

Analyse qualitative

Nous avons vu que les tissus sont des milieux complexes dans lesquels les noeuds, les fibres et les fils se comportent comme des centres de diffusion sphériques et cylindriques de la lumière. De plus, l'amplitude du signal diminue par l'absorption propre du milieu effectif traversé.

Donc, si on s'intéresse à une propagation du faisceau de fréquence ν le long d'une distance l de

l'axe z (figure 4.13) :

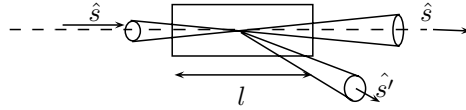


FIG. 4.13 – Pertes à travers un parcours l .

On aura :

- une diminution de puissance, dans la direction d'observation \hat{s} qui s'exprime comme la somme entre les quantités absorbée et diffusée :

$$\begin{aligned} dF(\nu, z; \hat{s}) &= dF_a(\nu, z; \hat{s}) + dF_d(\nu, z; \hat{s}) \\ &= [\alpha(\nu, z) + \beta(\nu, z)] F(\nu, z) dz. \end{aligned}$$

- La somme $[\alpha(\nu, z) + \beta(\nu, z)]$ représente le coefficient d'extinction.
- Le facteur de transmission dans la direction \hat{s} s'exprime comme :

$$T(\nu) = \frac{F(\nu, l)}{F(\nu, 0)} = \exp \left[- \int_0^l [\alpha(\nu, z) + \beta(\nu, z)] dz \right] \quad (4.16)$$

- dans une direction quelconque \hat{s}' différente de \hat{s} , on aura potentiellement du signal. C'est un résultat du processus de diffusion au cours duquel l'énergie est distribuée dans toutes les directions [63]-[65].

Ce comportement est illustré sur les résultats présentés aux figures 4.14 et 4.15 où nous comparons, à différentes fréquences, les amplitudes des champs de référence et avec échantillon, mesurées pour différentes positions angulaires du détecteur. Sur les résultats avec échantillon, on relève que, par rapport aux résultats sans échantillon, il y a une diminution de l'amplitude dans la direction d'incidence (0°), une déformation du faisceau et une augmentation du signal dans les directions hors incidence.

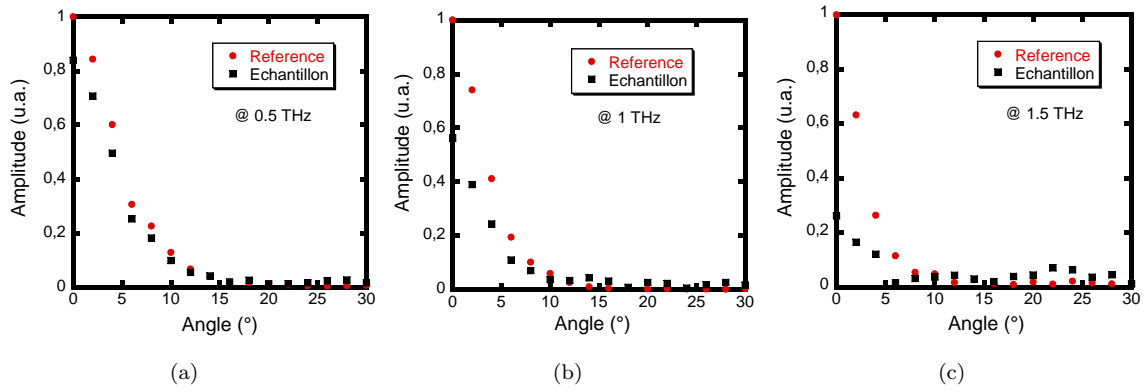


FIG. 4.14 – Comparaison des amplitudes des champs de référence et avec échantillon mesurés pour différentes positions du détecteur - Cas du denim.

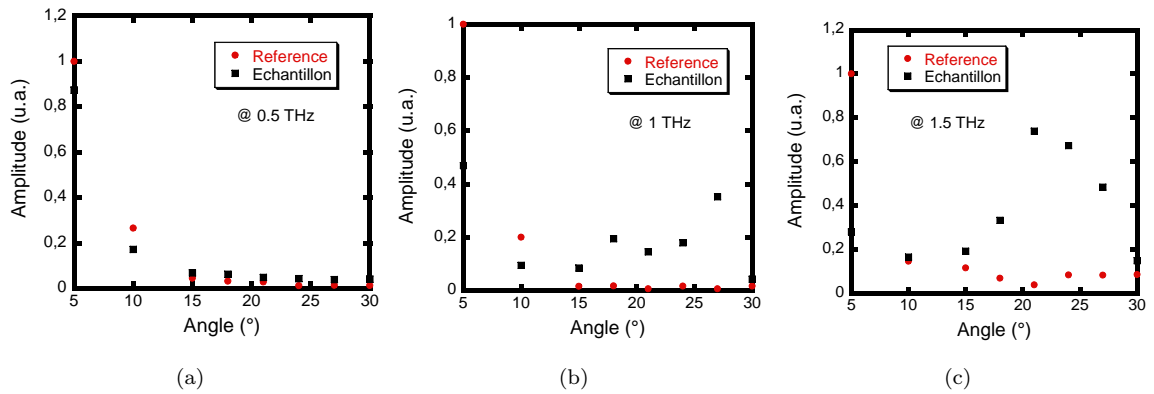


FIG. 4.15 – Comparaison des amplitudes des champs de référence et avec échantillon mesurés pour différentes positions du détecteur - Cas du lin.

Nous notons qu'aux petits angles, les faisceaux incident et transmis sont pratiquement gaussiens. Ce n'est plus le cas aux grands angles (à partir de 10° environ). L'effet de la diffusion apporte de l'énergie aux grands angles.

Nous avons également représenté en fonction de l'angle, le rapport entre les signaux mesurés avec échantillon et les signaux de référence (figure 4.16(a) pour le denim et 4.16(b) pour le lin).

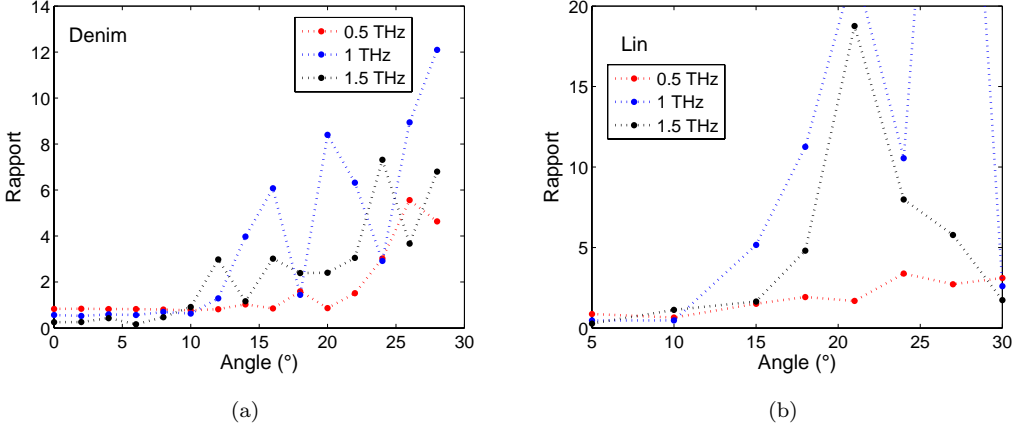


FIG. 4.16 – Rapport entre les signaux transmis et incident en fonction de l’angle de réception.

Le rapport entre les signaux diffusé et incident est constant aux petits angles même si l’intensité diminue à cause de l’absorption intrinsèque du tissu. Dans le domaine des grands angles, le signal diffusé en transmission l’emporte sur le signal directement transmis (transmission spéculaire) et le rapport devient supérieur à 1, notons aussi que le très faible niveau des signaux entache les courbes d’une très forte erreur expérimentale (figure 4.16).

Analyse quantitative : évaluation de la Bidirectional Transmittance Distribution Function

La Bidirectional Transmittance (Reflectance) Distribution Function (BT(R)DF) est le paramètre approprié pour la caractérisation angulaire d’un matériau ou d’une surface. La BTDF est le rapport entre la luminance en transmission du matériau dans la direction (θ_t, φ_t) et son éclaircissement en fonction de la direction d’incidence (θ_i, φ_i) :

$$BTDF(\nu, \theta_i, \varphi_i; \theta_t, \varphi_t) = \frac{L_t(\nu, \theta_t, \varphi_t)}{E_{lum}(\nu, \theta_i, \varphi_i)} [sr^{-1}], \quad (4.17)$$

où $E_{lum} = d\phi_i/dS$ avec ϕ_i étant le flux de lumière incident et S la surface de l’échantillon éclairée par le faisceau incident. L_t est la luminance du matériau dans la direction de réception (θ_t, φ_t) et $L_t = d^2\phi_t/dS \cos \varphi_t d\Omega$ avec ϕ_t le flux de lumière transmis, et Ω l’angle solide de mesure qui s’appuie sur la surface délimitée par le diaphragme.

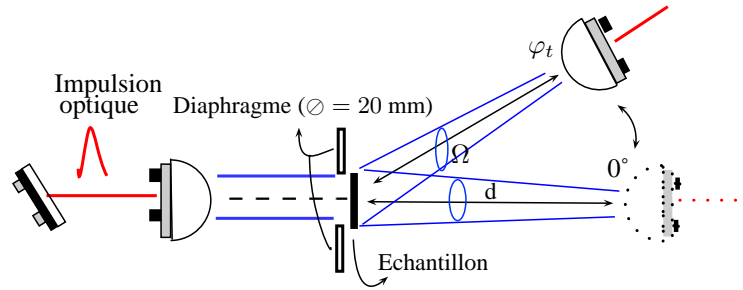


FIG. 4.17 – Schéma relatif au calcul de la BTDF.

Pour le calcul de la BTDF, nous avons considéré que

- le faisceau THz incident sur l'échantillon arrive sous incidence normale, il est collimaté et possède un front d'onde plan au niveau de l'échantillon,
- l'amplitude du signal a un profil gaussien dont le waist est inférieur ou égal au rayon du diaphragme sur lequel est fixé l'échantillon. L'intensité du signal incident est concentrée dans le diaphragme,
- le flux de lumière peut être approximé par le carré du module du champ THz soit : $\phi(\nu, \theta, \varphi) \approx |E(\nu, \theta, \varphi)|^2$, pour toute fréquence ν et direction (θ, φ) .

Notons aussi que le montage expérimental ne permet de mouvoir le détecteur que suivant un axe de rotation. La position du détecteur est déterminée suivant l'angle φ_t . θ_t restant fixe à $\pi/2$ (coordonnées sphériques).

Dans ces conditions, l'expression 4.17 de la BTDF devient :

$$\begin{aligned}
 BTDF(\nu; \varphi_t) &= \frac{\phi_t}{S \cos \varphi_t \cdot \Omega} \frac{S \cos \varphi_i}{\phi_i} \\
 &= \frac{\phi_t}{\phi_i} \frac{1}{\cos \varphi_t} \frac{1}{\Omega},
 \end{aligned}$$

$\cos \varphi_i = 1$ sous incidence normale.

Les résultats obtenus sont donnés aux figures 4.18 et 4.19. Nous représentons, en échelle logarithmique, les valeurs de BTDF ($\log_{10}(BTDF)$) en fonction de l'angle de réception et de la fréquence. Les valeurs des différentes courbes de niveau et le code de couleur associé sont donnés sur la barre de couleur verticale de droite.

La carte de BTDF réalisée sans échantillon est donnée à la figure 4.18. Cette carte sera utilisée comme référence pour l'interprétation des cartes de BTDF avec échantillon.

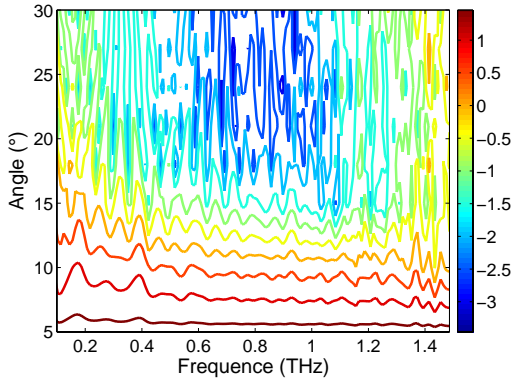


FIG. 4.18 – Carte de BTDF sans échantillon. En abscisse, nous retrouvons les valeurs de fréquence. En ordonnée à gauche, la position en degré du détecteur et en ordonnée à droite, l'échelle des valeurs de BTDF données en \log_{10} . Sur cette carte de référence, on remarque que le faisceau transmis est collimaté, en effet l'intensité du faisceau est atténuée au delà de 5° à 10° : la transmission est spéculaire (directe).

En présence d'échantillon, on note que les courbes de niveau de la BTDF sont atténuées avec l'angle mais aussi suivant la fréquence. Ce comportement est marqué dans le cas du denim (Cf figure 4.19(a)) où on note aussi que les valeurs de BTDF atteintes globalement sur la carte sont égales à celles de la carte de BTDF de référence (Cf les deux barres de couleur pour comparaison). On remarque aussi une répétition de motif avec une relative régularité à partir de 15° , ce que nous avons mis en lumière par des tirets.

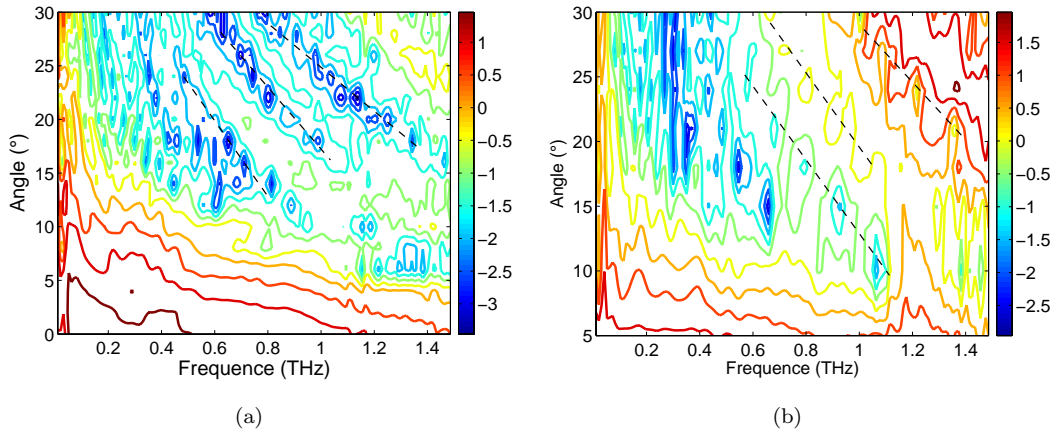


FIG. 4.19 – Carte de BTDF des tissus denim 4.19(a) et Lin 4.19(b) .

Dans le cas du lin (Cf figure 4.19(b)), on note une atténuation des valeurs de BTDF avec l'angle aux basses fréquences (0.2 à 0.5 THz). Au delà de 1.2 THz et aux petits angles, il y a une augmentation des valeurs de la BTDF comme si du signal était réémis par l'échantillon, il y a donc diffusion du signal. Aux grands angles (15° à 30°), les valeurs de BTDF sont faibles jusqu'aux alentours de 0.5 – 0.6 THz puis elles augmentent de façon continue avec la fréquence. On remarque aussi comme dans le cas du denim une répétition de motif (niveau de valeur de BTDF) avec une certaine régularité.

De ces observations, on peut conclure que :

- aux petits angles ($\leq 10^\circ$ de la normale) et pour la fenêtre de fréquences d'observation, la diffusion par le denim n'est pas le caractère dominant. Le comportement du tissu serait dominé par son absorption,

- aux grands angles ($\geq 15^\circ$ de la normale), le denim diffuse l'onde THz. La structure périodique du tissu (armure sergée) fait apparaître sur la carte de BTDF des motifs quasi-identiques réguliers.
- pour les fréquences ≤ 0.6 THz et les petits angles, l'atténuation du signal par absorption du lin est le comportement dominant. Les quantités mesurées hors axes (grands angles) dans cet intervalle de fréquences sont en effet faibles. Mais à partir de 1 THz, l'absorption laisse place à la diffusion. Cette diffusion est marquée par une répétition des motifs identiques avec une certaine périodicité. Ce comportement fait écho à la structure ordonnée du Lin, tissu d'armure unie.

Les conclusions formulées ci-dessus pourraient être interprétées comme contradictoires avec les conclusions énoncées à la section 4.2.2 où nous établissons que la diffusion est importante à travers les échantillons de tissus caractérisés. Une telle interprétation serait erronée car à la section 4.2.2, nous montrons que la diffusion est importante de façon globale pour ces types d'échantillon par contre, dans cette partie, nous comparons, par évaluation de la BTDF, les niveaux d'absorption et de diffusion en fonction de l'angle.

4.3 Influence des tissus sur la polarisation

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à l'influence des tissus sur l'état de polarisation du signal THz. Le banc de mesure considéré est semblable à celui présenté à la section 3.1. Un schéma est donné à la figure 4.20.

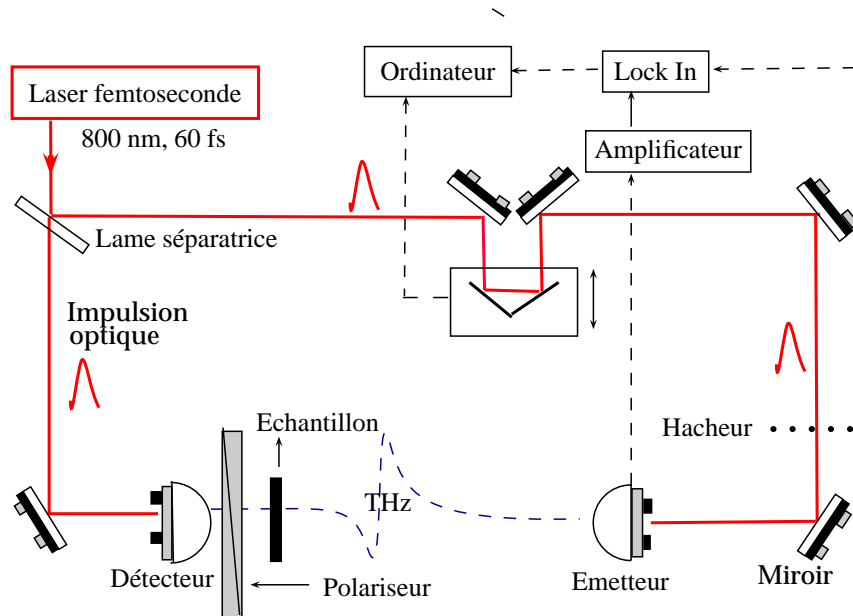


FIG. 4.20 – Schéma de l'expérience de spectroscopie THz avec polariseur.

L'émetteur et le détecteur sont montés en regard l'un et l'autre. L'échantillon et un polariseur sont placés dans le faisceau THz lors des caractérisations. Le polariseur peut prendre trois positions : une polarisation à 0° pour laquelle il est aligné à la polarisation de l'émetteur, et des positions respectivement à 45° et 90° de la polarisation de l'émetteur. Le détecteur est fixe et sa polarisation est à 45° par rapport à celle de l'émetteur.

Dans la suite, les évolutions des profils temporels sont données en fonction de la position du polariseur. A chaque fois, nous comparons les signaux de référence (en tiret) et les signaux avec échantillon (trait plein).

4.3.1 Evolution du profil du champ avec la polarisation

Les figures de gauche et de droite (Figure 4.21) sont obtenues respectivement pour le denim et pour le lin. On observe l'évolution du profil temporel de champ pour différentes polarisations de l'onde transmise à travers les tissus. Pour chaque position du polariseur, on note un décalage temporel entre la courbe de référence et celle avec échantillon mais aussi une diminution de l'amplitude de la courbe avec échantillon. Le décalage temporel est proportionnel à l'épaisseur optique du milieu traversé et la diminution du signal est relative aux pertes engendrées par le milieu.

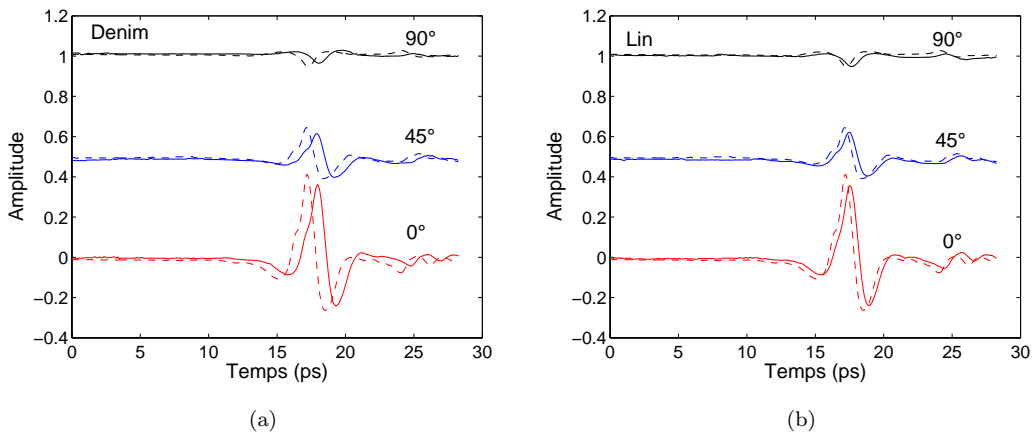


FIG. 4.21 – Evolution du profil temporel avec la polarisation. Cas du denim et du lin.

4.3.2 Evolution du spectre du champ avec la polarisation

L'influence du **denim** sur l'état de polarisation du signal (figure 4.22) est notable dans la configuration du polariseur orienté à 90° de la polarisation du signal. On observe qu'à partir de 0.7 THz, l'amplitude du signal avec échantillon est supérieure à l'amplitude du signal de référence. On peut conclure qu'à partir de cette fréquence, il y a une modification de l'état de polarisation du signal par le denim et par conséquent une augmentation du signal mesuré. L'impact du denim sur l'état de polarisation n'est pas clairement discernable pour les résultats avec le polariseur orienté à 0 et 45° de la polarisation de l'émetteur.

Le **lin** présente un comportement similaire à celui observé sur le denim. La modification de l'état de polarisation du signal est mise en évidence pour la configuration du polariseur orienté à 90° , figure 4.23.

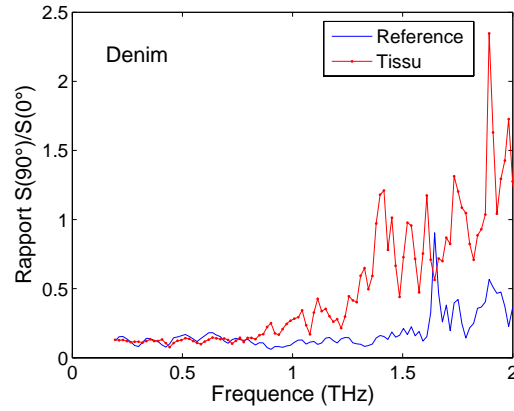


FIG. 4.22 – Influence du denim sur l'état de polarisation - analyse spectrale.

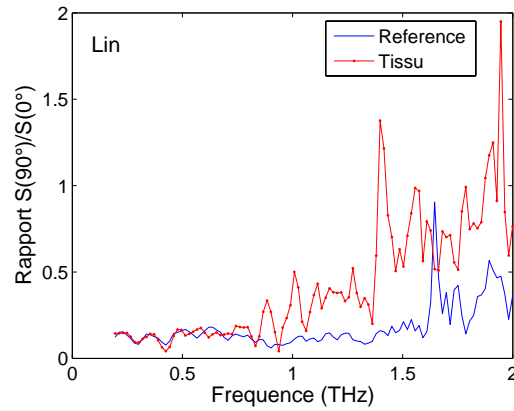


FIG. 4.23 – Influence du lin sur l'état de polarisation - analyse spectrale.

4.3.3 Discussion et interprétation

Nous avons montré au paragraphe (4.2) que le faisceau THz est diffusé par les tissus. La diffusion est ici un résultat de l'interaction de l'onde incidente THz avec les éléments du tissu. En effet, l'onde THz de polarisation donnée va provoquer l'oscillation des charges électriques des atomes de l'échantillon, lesquels deviennent des dipôles oscillants qui rayonnent, suivant leur propriété, à la fréquence de l'onde excitatrice. En d'autres termes, les différents centres diffuseurs deviennent des sources de rayonnement secondaire et émettent des ondes électromagnétiques secondaires qui interfèrent pour produire l'onde diffusée.

Dans notre montage (Figure 4.20), le signal détecté est donc la somme des quantités diffusées et transmises de façon spéculaire. La polarisation du rayonnement transmis est linéaire et similaire à celle du rayonnement émis par la source. Tandis que le rayonnement diffusé, issu du mouvement oscillatoire des charges électriques des molécules des tissus, est polarisé dans les directions perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde incidente. Pour l'orientation du polariseur à 90° , une fraction du rayonnement diffusé par les tissus est transmise à travers le polariseur et détectée.

Notons aussi qu'en plus des amplitudes, les champs des rayonnements diffusés peuvent s'additionner entre-eux. En effet, la structure régulière de l'entrecroisement des fibres favorisent l'existence d'une relation de phase cohérente entre les diverses ondes diffusées.

4.4 Bilan radiométrique du denim et du lin

Dans cette section, nous présentons un bilan des réponses optiques du denim et du lin au rayonnement térahertz. Nous nous intéressons notamment à la distribution du rayonnement arrivant sur ces échantillons sous incidence normale.

Le rayonnement incident sur l'échantillon va être réfléchi aux interfaces (réflexions spéculaire et diffuse), absorbé à travers l'échantillon et transmis de façons spéculaire et diffuse (Cf figure 4.24).

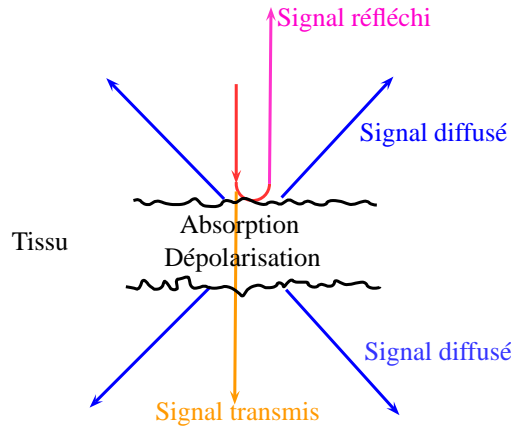


FIG. 4.24 – Transfert du signal dans le tissu.

Et l'on peut écrire :

$$I_i = I_r + I_t + I_{dr} + I_{dt} + I_a + I_{pola}, \quad (4.18)$$

où I_i est l'intensité du signal incident, I_r et I_t sont respectivement les intensités réfléchie et transmise de façon spéculaire. I_{dr} et I_{dt} les quantités réfléchie et transmise de façon diffuse. I_{pola} est équivalent au rayonnement ayant subi une modification de polarisation par interaction avec l'échantillon. Si on normalise l'expression 4.18, on a :

$$1 = S_r + S_t + S_{dr} + S_{dt} + S_a + S_{pola}, \quad (4.19)$$

Les quantités transmises et réfléchies de façon spéculaire ont été mesurées au laboratoire. Nous donnons aux figures 4.25 et 4.26 les résultats des mesures. Les courbes $S_r + S_t$ et $1 - S_r - S_t$ sont également données.

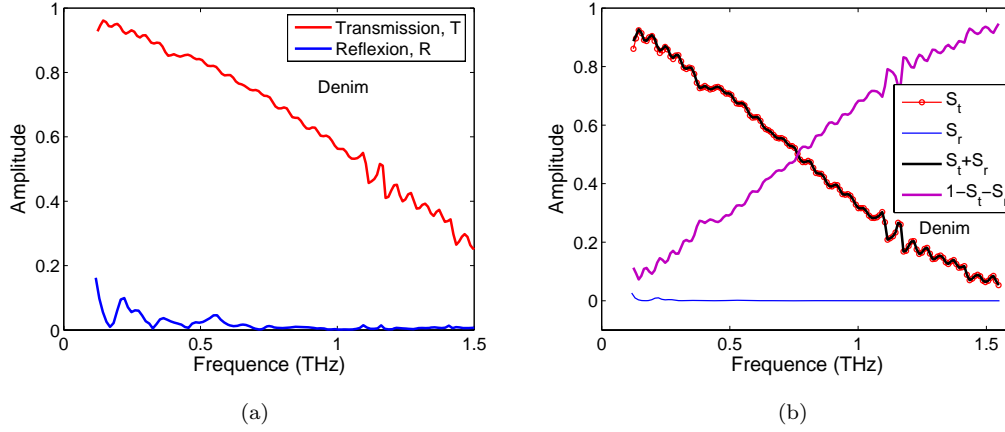


FIG. 4.25 – Transmission et réflexion spéculaires du denim 4.25(a) et bilan 4.25(b) .

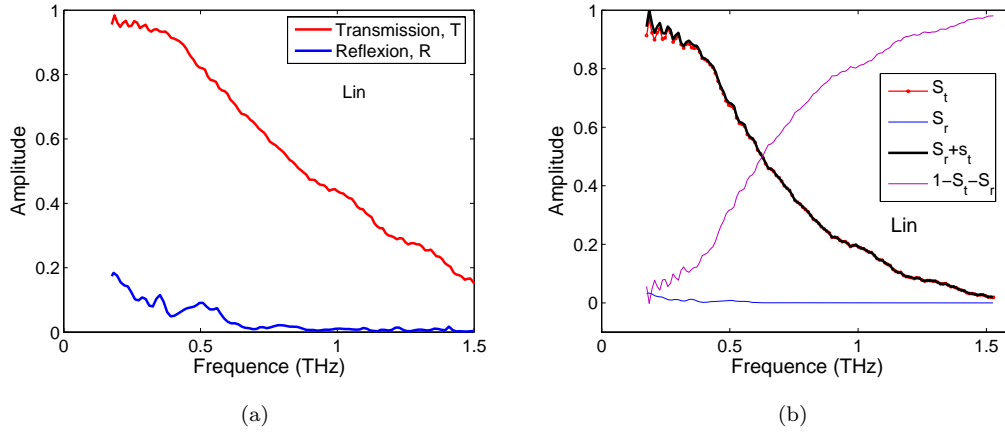


FIG. 4.26 – Transmission et réflexion spéculaires du Lin 4.26(a) et bilan 4.26(b) .

Nous notons que les coefficients de réflexion des tissus sont très faibles à cause de leur faible indice effectif ≈ 1.2 . Les pertes par réflexions de Fresnel aux interfaces des matériaux sont négligeables sur toute la fenêtre fréquentielle considérée.

Le pourcentage de signal perdu (absorbé et dépolarisé) est proportionnel au rapport des signaux transmis et incident à 0° . Pour une direction θ , on peut donc écrire :

$$I_{t,calc}(\theta) = I_i(\theta) \frac{I_t(\theta = 0)}{I_i(\theta = 0)}, \quad (4.20)$$

On écrit ensuite que le signal mesuré dans la direction θ est la somme du signal directement transmis $I_{t,calc}(\theta)$ et du signal diffusé $I_{td}(\theta)$:

$$I_t(\theta) = I_{t,calc}(\theta) + I_{td}(\theta),$$

on déduit que :

$$\begin{aligned} I_{td}(\theta) &= I_t(\theta) - I_{t,calc}(\theta) \\ &= I_t(0) \left[\frac{I_t(\theta)}{I_t(0)} - \frac{I_i(\theta)}{I_i(0)} \right] \end{aligned} \quad (4.21)$$

On rajoute un terme I_{bruit} qui est la moyenne du signal incident pour les angles supérieurs à 25° , pour lesquels ce signal incident devrait être nul. Il permet de corriger les signaux à faible niveau (grands angles) :

$$I_{td}(\theta) = I_t(0) \left[\frac{I_t(\theta)}{I_t(0)} - \frac{I_i(\theta)}{I_i(0)} \right] - I_{bruit} \quad (4.22)$$

$I_{td}(\theta)$ est tracé sur la figure 4.27(a) pour le cas du denim. A l'aide des relations précédentes, on a estimé le signal perdu.

De l'équation 4.18, on exprime l'intensité du signal absorbé + dépolarisé :

$$\begin{aligned} I_a + I_{pola} &= I_i - I_r - I_t - I_{dr} - I_{dt} \\ &\approx I_i - I_t - I_{dt}, \end{aligned}$$

où nous avons considéré I_r et I_{dr} négligeables.

Pour bien se rendre compte des poids relatifs de ces signaux, ils sont tracés sur la figure 4.27(b) en pourcentage du signal incident.

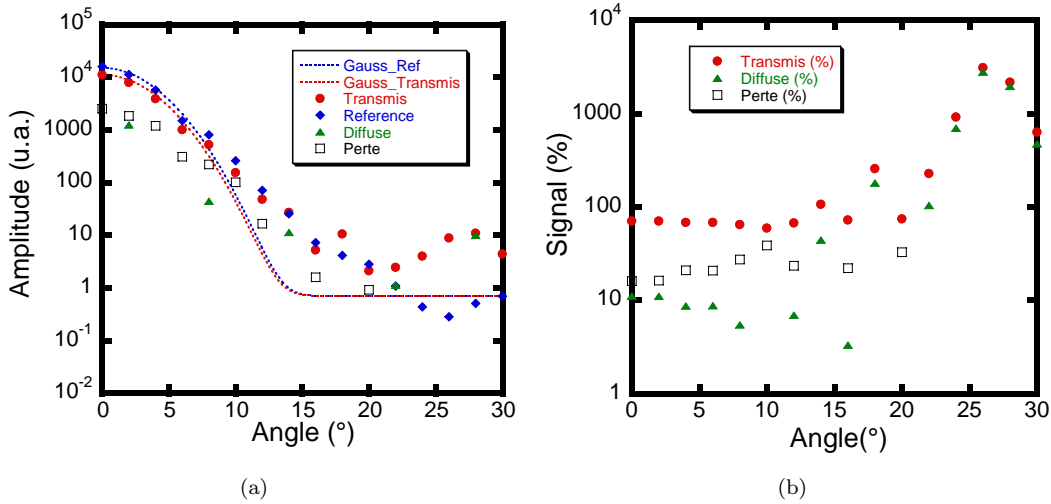


FIG. 4.27 – Signaux transmis et perdus en fonction de l'angle pour 0.5 THz, cas du denim .

Le signal diffusé est faible (10%) par rapport au signal incident jusqu'à environ 12° . Ensuite, il devient très important et plus grand que le signal incident (jusqu'à 5000 fois au dessus de 25° , valeur qu'il faut prendre avec précaution vu les erreurs à ces angles). Néanmoins, pour ces grands angles, tout le signal détecté dans une direction est du signal diffusé. Les signaux perdus (absorbé et dépolarisé) sont de l'ordre de 20%. Ils augmentent avec l'angle sous l'effet de la plus grande épaisseur traversée.

On peut donc résumer cette première étude : à 0.5 THz, le tissu denim réfléchit spéculairement environ 2.5% du signal incident, transmet directement environ 75%, en absorbe 19%, et en diffuse 4%.

Aux autres fréquences, les phénomènes observés pour $f = 0.5$ THz persistent, mais l'absorption et la diffusion sont plus intenses à haute fréquence. De plus, comme l'absorption est plus forte, les signaux deviennent faibles et sont donc bruyants. Les figures 4.28(a) et 4.28(b) présentent les

différents signaux en fonction de l'angle pour $f = 1$ THz. A comparer à $f = 0.5$ THz, l'absorption est maintenant très forte, de l'ordre de 70% alors que le signal directement transmis n'est que de l'ordre de 30%. Le signal diffusé est plus faible, mais il augmente plus rapidement avec l'angle qu'à $f = 0.5$ THz.

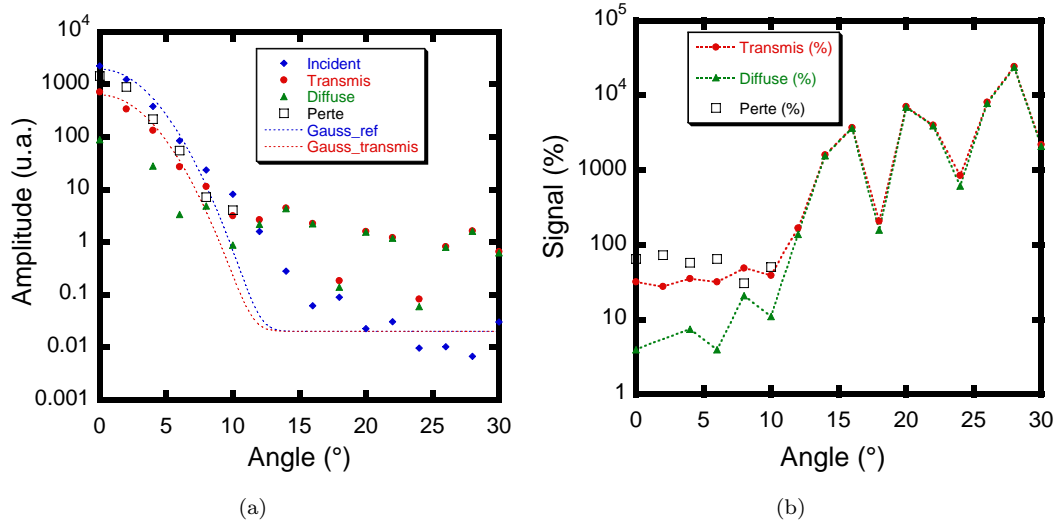


FIG. 4.28 – Signaux transmis et perdus en fonction de l'angle pour 1 THz - Cas du denim.

Finalement, nous avons tracé pour le denim et pour la direction normale ($\theta = 0^\circ$) les signaux incident, transmis directement, diffusé et perdu en fonction de la fréquence (figure 4.29(a)), en utilisant la même procédure de calcul que celle expliquée plus haut. La figure 4.29(b) représente ces signaux normalisés à la puissance incidente. Le signal transmis décroît de façon monotone avec la fréquence, jusque vers 2.5 THz où il atteint le niveau de bruit (figure 4.29(b)). De manière contraire, le signal absorbé augmente. Vers 1.7 THz, tout le signal incident est pratiquement absorbé. Le signal diffusé est de l'ordre de quelques pourcents et varie relativement peu avec la fréquence (les quelques pics observés dans le spectre absorbé sont des artefacts dus à l'absorption par de la vapeur d'eau résiduelle). Au-dessous de 0.1 THz, les signaux ne sont pas significatifs.

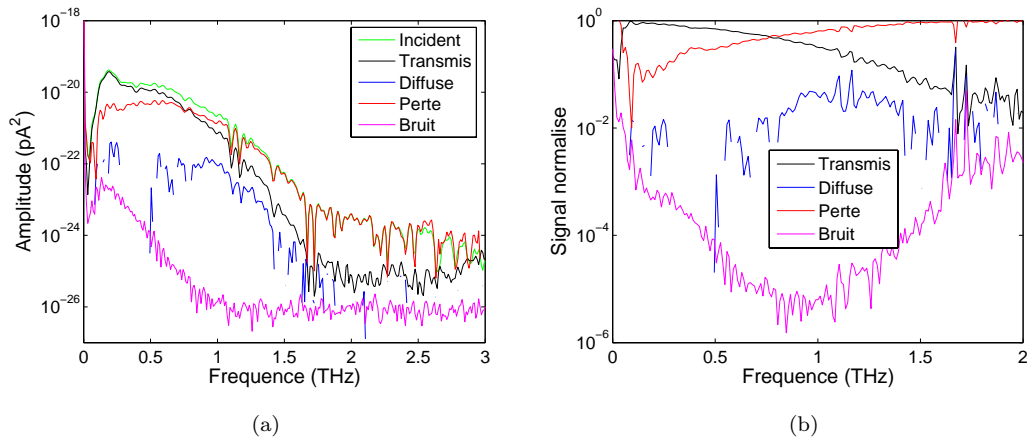


FIG. 4.29 – Spectres des signaux - Cas du denim.

La transmission est le paramètre dominant aux basses fréquences et décroît avec l'augmentation de la fréquence. Les quantités non transmises de façon spéculaire sont soit diffusées soit absorbées. Ces quantités croissent de manière linéaire avec la fréquence pour atteindre les 100% au delà de 1.5 THz. Les quantités absorbées et diffusées par le tissu ont des poids différents suivant l'angle d'observation (détection). Notons aussi qu'il s'ajoute à ces pertes les quantités non détectées en raison du changement de l'état de polarisation du signal à travers l'échantillon (Cf section 4.3).

Contrairement au denim, le lin diffuse peu et absorbe peu à $f = 0.5$ THz. Le signal transmis est donc proche de celui incident, non seulement en amplitude (80%, figure 4.26(b)) mais aussi en forme angulaire (figure 4.30(a)). Le signal réfléchi est inférieur au pourcent au dessus de 0.2 THz. Les signaux diffusé ou absorbé sont très faibles, et leur détermination est entachée d'une grande incertitude (figures 4.30(a) et 4.30(b)).

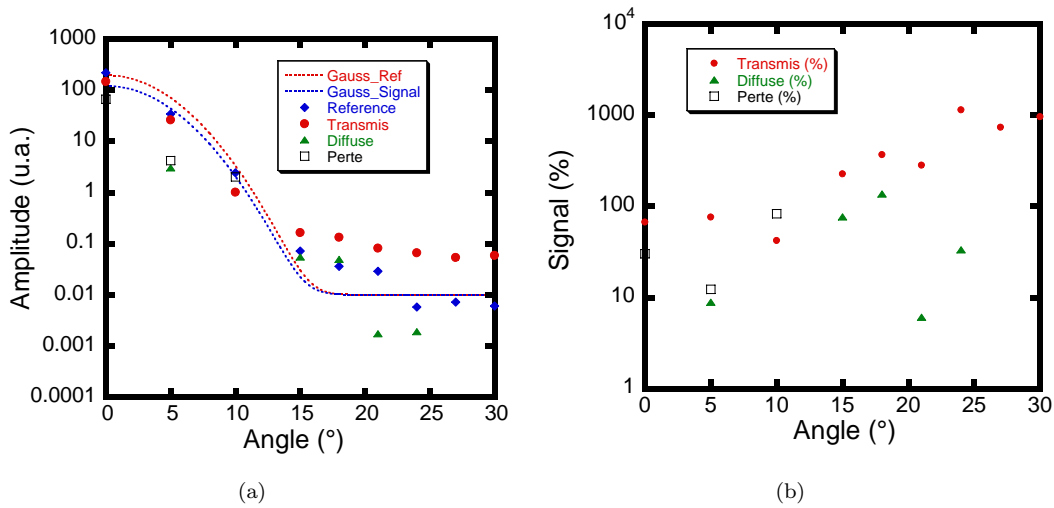


FIG. 4.30 – Signaux transmis et perdus en fonction de l'angle pour 0.5 THz - Cas du lin.

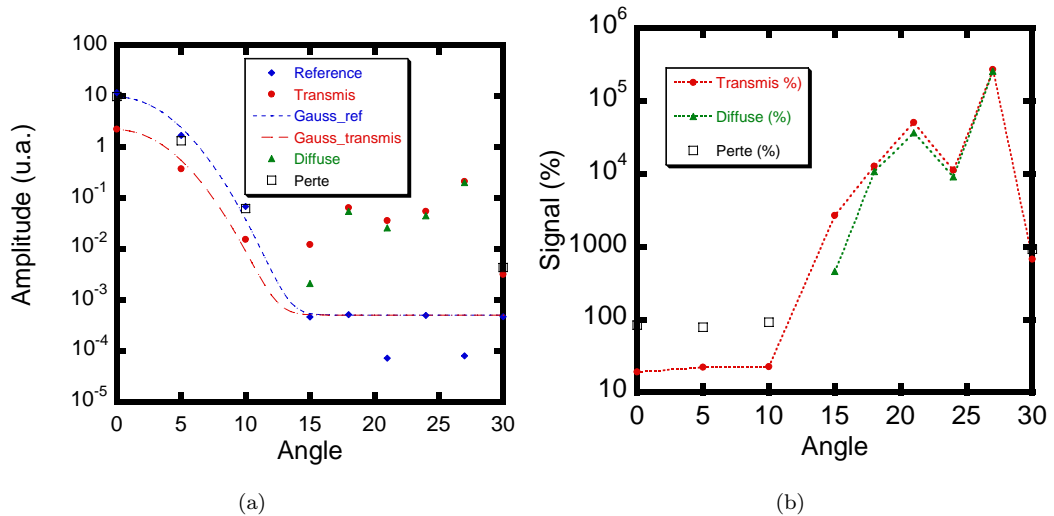


FIG. 4.31 – Signaux transmis et perdus en fonction de l'angle pour 1 THz - Cas du Lin.

On trouve le même comportement à 1 THz mais l'absorption est maintenant très forte (environ

80%). La détermination de la part diffusée est très incertaine.

4.5 Conclusion

Les tissus sont des matériaux inhomogènes obtenus par tissage de différents fils. Ils peuvent être vus comme un mélange de fibres et d'air. Nous avons observé leur structure au microscope et nous avons vu que l'entrecroisement des fils relatif au tissage varie suivant le type de tissu. Les tissus sont des milieux absorbants et diffusants. L'atténuation, dans la direction d'incidence, subie par un faisceau traversant les tissus est due à une absorption et une diffusion du signal selon une répartition angulaire caractéristique des éléments diffuseurs. Nous avons prouvé que la diffusion est la propriété dominante dans le cas du denim et du lin (sauf pour $f \leq 0.5\text{THz}$) en montrant que la fonction de transfert de ces tissus dans le domaine térahertz peut être approximée par une fonction de la forme $e^{-\omega^2}$. Et les calculs de bilan radiométrique effectués ont par la suite réaffirmé ce comportement.

Les tissus sont aussi des matériaux ordonnés à cause du caractère régulier de l'entrecroisement des filaments. Les centres diffuseurs du tissu sont donc dans des arrangements plus ou moins réguliers et les signaux diffusés peuvent présenter des aspects de cohérence. Ces comportements ont été observés sur les cartographies de BTDF réalisées et se manifestent par une répétition des motifs quasi-identiques.

On retiendra aussi que le calcul de la transmission des tissus au sens du ratio, entre le signal après traversée de l'échantillon et celui avant la traversée, pour une incidence à 0° , est une approximation. Dans une approche rigoureuse, il faut tenir compte des contributions diffusées et du cône d'observation.

Chapitre 5

Mesure (in vivo) des propriétés THz de la peau humaine

Sommaire

5.1 Banc expérimental	66
5.1.1 Représentation	66
5.1.2 Description du principe	66
5.1.3 Résultats préliminaires	67
5.2 Mesures des propriétés THz de la peau <i>in vivo</i>	68
5.2.1 Analyse des profils temporels des signaux	68
5.2.2 Procédure de détermination des indices optiques	71
5.2.3 Résultats	72

Introduction

L'étude des propriétés THz de la peau par la mesure *in-vivo* de ses indices optiques est un sujet qui incombe principalement au domaine biomédical, où il est nécessaire de connaître avec bonne précision la réponse de la peau afin d'améliorer le contraste entre les tissus sains et ceux pathologiques dans les diagnostics des maladies dermatologiques.

L'utilisation du rayonnement THz dans le domaine biomédical est apparue après les travaux de Hu et Nuss [19] qui ont démontré les potentialités des terahertz dans ce champ d'application. Par la suite, des travaux importants [66]-[68] ont confirmé les propriétés uniques de ce rayonnement pour l'examen des tissus biologiques et les diagnostics médicaux. Les propriétés avantageuses de ce rayonnement sont sa résolution spatiale typique (de l'ordre de quelques centaines de microns [69]), son caractère non ionisant et sa forte interaction avec les molécules polaires (comme l'eau). Cette dernière propriété suppose que la mesure des tissus biologiques, de teneur en eau de l'ordre de 70 à 80%, ne peut pas être réalisée à partir du montage conventionnel de spectroscopie THz en transmission (chapitre 3, section 3.1) mais seulement suivant une géométrie en réflexion.

La connaissance des propriétés de la peau est aussi importante dans les applications d'inspection des personnes où l'émissivité du corps humain est un des paramètres principaux dans les scénarios d'imagerie thermique en mode passif. Les premiers résultats des propriétés optiques de la peau *in vivo* dans le domaine THz ont été publiés par Pickwell *et al* [70] en 2004, utilisant le système TPI Imaga de Teraview. Dans ce chapitre, nous présentons une approche expérimentale de mesure légèrement différente et compatible avec les moyens du laboratoire. Nous comparons également nos résultats avec ceux publiés par Pickwell.

5.1 Banc expérimental

Un schéma du montage est donné en figure 5.1.

5.1.1 Représentation

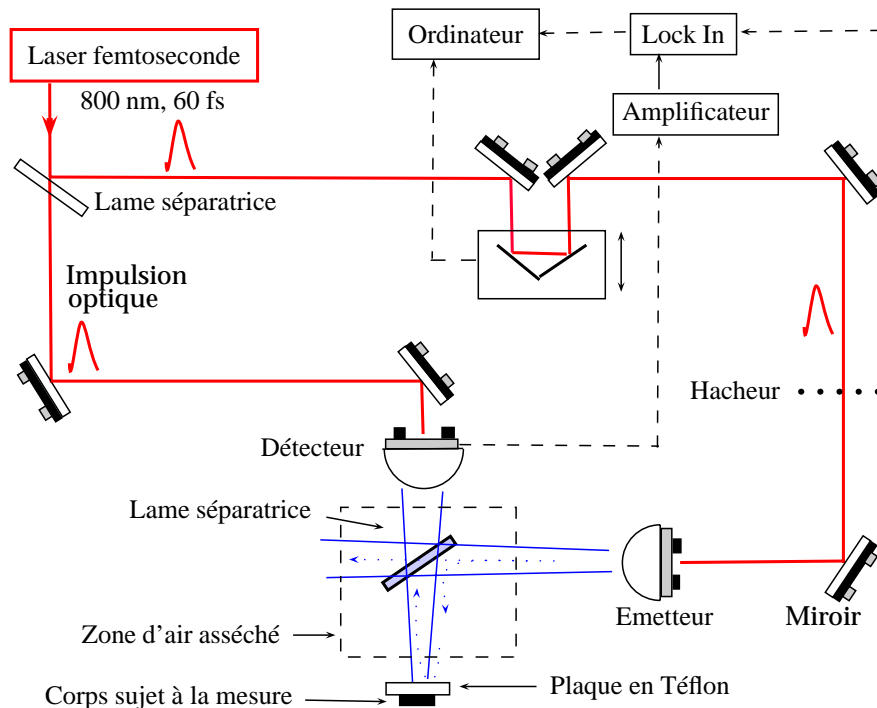


FIG. 5.1 – Schéma de l'expérience de spectroscopie THz en réflexion.

5.1.2 Description du principe

Le principe du banc de mesure considéré est semblable à celui présenté à la section 3.1. L'émetteur et le détecteur font entre eux un angle de 90° . Une lame séparatrice THz sépare le rayonnement en deux parties égales et uniquement l'une d'entre elles (50%) est renvoyée en incidence normale sur l'échantillon. Le détecteur monté à 20 cm en regard du porte-échantillon reçoit les contributions

THz renvoyées par réflexion normale sur l'échantillon, soit moins de 25% du rayonnement émis.

La planéité des interfaces La procédure de détermination des paramètres optiques repose sur un certain nombre d'hypothèses parmi lesquelles la planéité des interfaces [38]. Pour satisfaire à cette condition, nous utilisons lors de la mesure des propriétés de la peau, une plaque à faces parallèles en Téflon (d'épaisseur 1 cm) derrière laquelle est plaquée la région de la peau à mesurer (Figure 5.2).

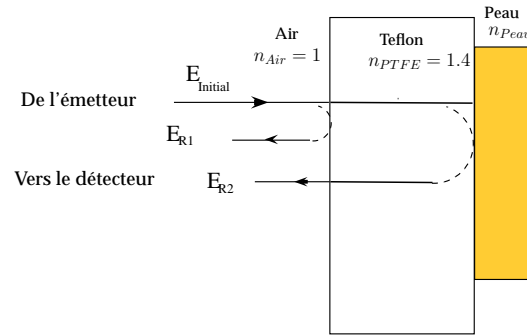


FIG. 5.2 – Schématisation du procédé.

La peau est collée à l'arrière de la plaque et le signal pertinent est celui correspondant à la deuxième impulsion.

5.1.3 Résultats préliminaires

Les profils temporels des champs électriques relatifs aux signaux de référence et à ceux avec échantillon présentent deux impulsions distinctes. Ces impulsions correspondent respectivement aux réflexions aux première et deuxième interfaces de la plaque en Téflon. Ces impulsions sont espacées d'environ 100 ps, ce qui permet de fenêtrer temporellement l'impulsion d'intérêt ; ici celle correspondant à la réflexion à la deuxième interface Téflon/Air, figure 5.3.b. Les impulsions de référence $E_{\text{Ref}}(t)$ et celles avec échantillon $E_{\text{Ech}}(t)$ que nous considérerons pour l'extraction des paramètres optiques sont celles obtenues par réflexion du signal sur cette deuxième interface.

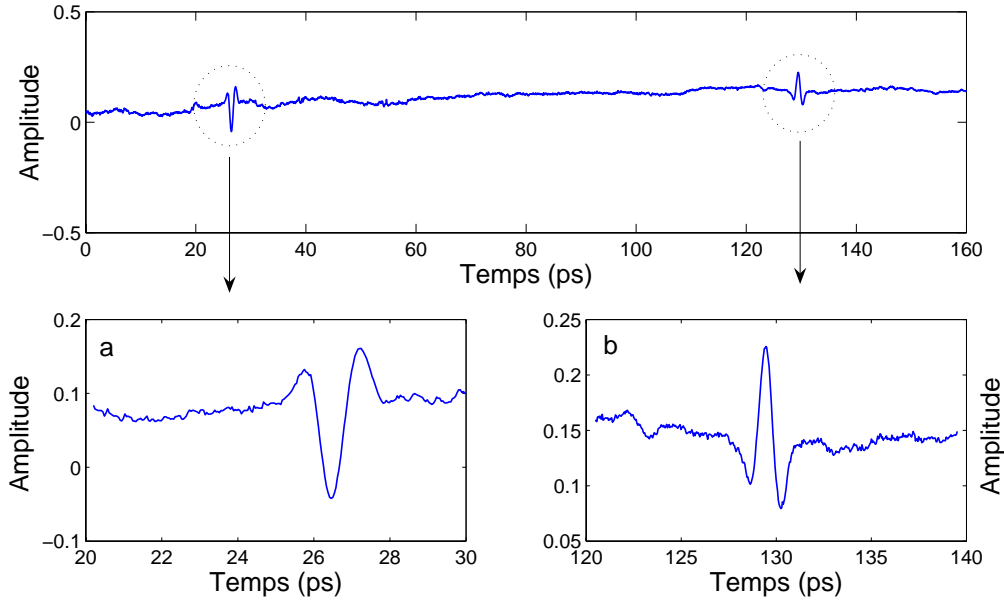


FIG. 5.3 – Signal temporel de référence.

Le signal temporel présente une dérive globale de la ligne à retard. Cependant, cette dérive n'est pas préjudiciable sur les mesures car nous nous intéressons à une fenêtre temporelle courte entre 125 et 135 ps. La figure 5.3.a est le profil du signal après réflexion à l'interface Air/Téflon. La figure 5.3.b est le profil du signal après réflexion à l'interface Téflon/Air.

5.2 Mesures des propriétés THz de la peau *in vivo*

La mesure n'a été effectuée que sur un seul échantillon de peau. Le sujet volontaire était âgé d'une vingtaine d'années, de race noire et de sexe masculin. Les mesures ont porté sur la partie intérieure de l'avant-bras.

5.2.1 Analyse des profils temporels des signaux

Les résultats des mesures sont donnés en figure 5.4 avec respectivement les mesures de références en figure 5.4(a) et celles avec la peau en figure 5.4(b). La fenêtre temporelle considérée est celle autour de la deuxième impulsion (figure 5.3).

Les différentes mesures de référence présentent un même profil et une même amplitude. Cependant, elles ne sont pas fidèlement reproductibles entre-elles car elles présentent un décalage temporel moyen de l'ordre de 0.21 ps ; ce qui correspond à un déplacement moyen de la plaque de 60 μm entre les différentes mesures de référence. Ce déplacement traduit le fait que les mesures ne sont pas réalisées dans des conditions identiques, en d'autres termes, la plaque bouge sous la pression exercée par l'avant-bras lors des mesures de la peau et ne retrouve pas sa position initiale avec le retrait de l'avant-bras. A la figure 5.4(b), on observe que l'amplitude et la position temporelle

des signaux ne sont pas conservées. On appréciera que sur les quatre mesures présentées en figure 5.4(b), deux mesures ont une amplitude faible (0.15 u.a, crête à crête) par rapport aux deux autres (0.2 u.a., crête à crête). Ceci peut s'expliquer par une mauvaise position de la peau (avant-bras) au dos de la plaque en Téflon qui créerait un gap d'air entre la peau et la plaque. Le décalage temporel observé est du à la pression exercée par l'avant-bras derrière la plaque. La pression provoque un déplacement de la plaque dans la direction du détecteur. La distance détecteur-plaque est donc réduite. L'onde réfléchie à l'interface Téflon/Peau arrive plus tôt sur le détecteur.

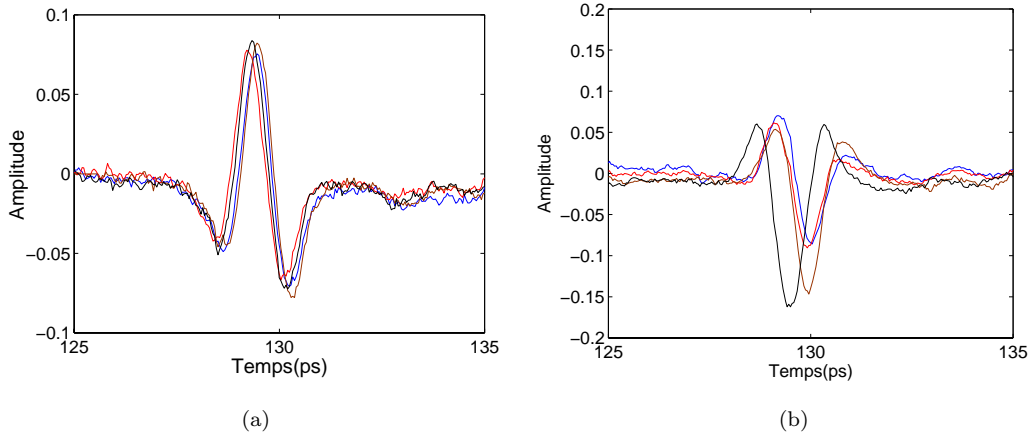


FIG. 5.4 – Mesures temporelles de référence et avec la peau.

Structure du milieu sondé

La forme des profils temporels des signaux apporte aussi des informations sur la structure du milieu sondé. En effet, suivant que l'onde passera d'un milieu moins réfringent à un autre plus réfringent ou inversement, l'onde réfléchie aux interfaces subira une inversion de phase à 180° ou restera inchangée.

L'interprétation de la déformation des profils nous a permis de schématiser le parcours réalisé par l'onde (Cf figure 5.5) et de proposer un modèle de la peau sondée lors de cette mesure :

A la première interface Air/Téflon de la plaque, l'onde THz est réfléchie et subie une inversion de phase à 180° . Par conséquent, connaissant le profil du signal réfléchi à cet interface (figure 5.3.a), on peut remonter au profil initial de l'onde incidente.

A la deuxième interface Téflon/Peau, on peut supposer que l'onde réfléchie subira une nouvelle inversion de phase à 180° , puisque la peau, corps dense composé à majorité d'eau [71], aurait un indice THz élevé [72, 73]. Mais ce qu'on observe (figure 5.4(b)) n'est pas une pure inversion à 180° du profil initial mais serait le résultat de la somme de deux réflexions proches temporellement, comme l'illustre le sketch de la figure 5.5.

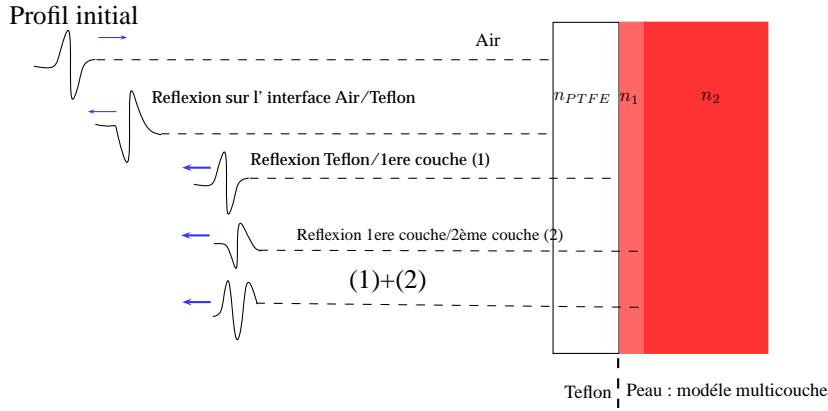


FIG. 5.5 – Proposition de Sketch de la propagation du rayonnement sous la peau

Les profils temporels du champ électrique THz mesurés mettent en évidence une structure multicouche de la peau $n_{Peau}(n_1, n_2)$ avec la relation suivante entre les indices :

$$n_1 < n_{PTFE}, n_2 > n_1 \quad (5.1)$$

Le comportement observé rejoint les résultats publiés par Pickwell *et al* en utilisant une plaque de Quartz ($n_{quartz} = 2.12$) à la place de la plaque en Téflon ($n_{PTFE} = 1.4$). Ces deux couches sont identifiées comme le stratum corneum et l'épiderme [70, 74]. Le stratum corneum a une épaisseur d'environ $10 \mu\text{m}$ au niveau de l'avant-bras, et l'épiderme : une épaisseur de $100 \mu\text{m}$.

Cependant, il faut noter que la structure de la peau n'est pas rigoureusement un empilement de couche d'épaisseur uniforme et dont les propriétés seraient homogènes dans toute l'épaisseur de chaque couche concernée. En effet, si la peau peut être vue comme un mélange d'eau et de substances biologiques, la concentration de ce mélange varie avec la profondeur de pénétration de la peau. La teneur en eau notamment varie de la couche superficielle au tissu interne de la peau. Bennett *et al* [75] ont proposé le profil de variation suivant (figure 5.6) :

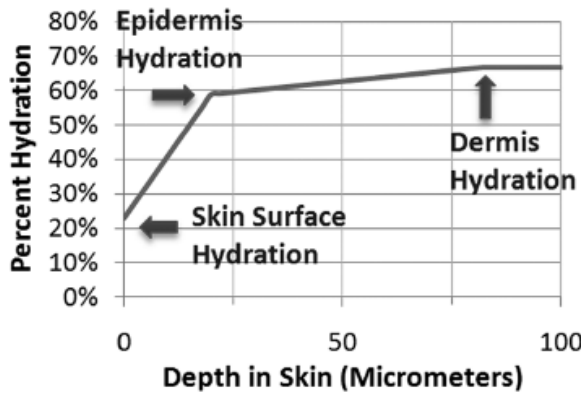


FIG. 5.6 – Structure de la peau [75]. Le stratum corneum va de la couche superficielle à l'épiderme et sa concentration en eau croît de façon linéaire. De l'épiderme au derme, la teneur en eau varie peu pour être constante dans le derme.

Les différentes strates de la peau sont donc délimitées à partir de l'évolution de la concentration des différents constituants. Le modèle à deux couches homogènes de la peau est une approximation qui permet d'expliquer l'inversion de phase à 180° de l'onde après réflexion sur la peau.

Cependant, pour le calcul des paramètres optiques exposé dans la suite, nous considérons, comme

Pickwell *et al*, la peau comme un unique milieu homogène. Les résultats obtenus sont donc des valeurs « moyennes » des indices optiques.

5.2.2 Procédure de détermination des indices optiques

La procédure de mesure consiste à enregistrer les profils temporels des champs électriques de l'impulsion avec échantillon $E_{Ech}(t)$ et de l'impulsion de référence $E_{Ref}(t)$ se propageant en absence d'échantillon. Le rapport de leur transformée de Fourier conduit à la fonction de transfert complexe de l'échantillon :

$$R_{experimental}(\omega) = \frac{E(\omega)_{Ech}^{ex}}{E(\omega)_{Ref}^{ex}}, \quad (5.2)$$

qui peut encore s'exprimer comme :

$$R_{experimental}(\omega) = m(\omega) \cdot \exp(j\phi(\omega)), \quad (5.3)$$

où $m(\omega)$ et $\phi(\omega)$ sont respectivement le module et la phase de la fonction de transfert mesurée. L'expression théorique de la fonction de transfert $\mathcal{R}(\omega)$ est ensuite obtenue par la modélisation du trajet suivi par l'onde lors des mesures de référence et avec échantillon (Cf figure 5.7). $\mathcal{R}(\omega)$ s'exprime en fonction des indices optiques recherchés. Ces indices sont déterminés en résolvant l'équation :

$$R_{experimental}(\omega) - \mathcal{R}(\omega) = 0 \quad (5.4)$$

Idéalement, les deux mesures doivent être effectuées dans le même plan en d'autres termes, le plan de surface dans lequel est réalisée la mesure avec échantillon doit être le même où s'effectue la mesure de référence (Cf figure 5.7).

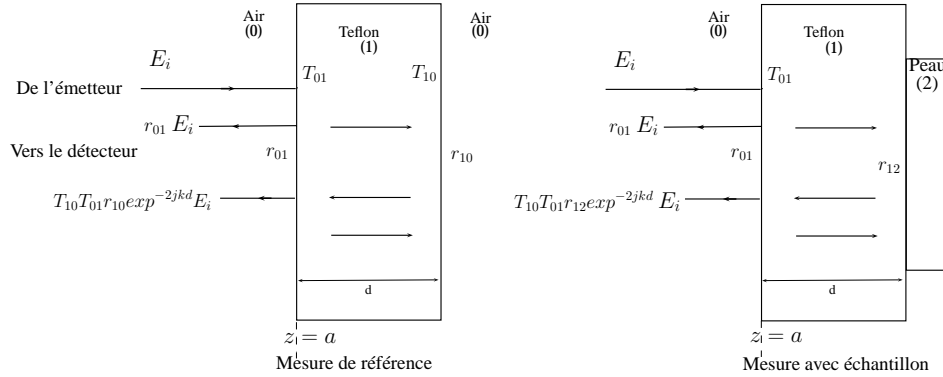


FIG. 5.7 – Mesures dans un même plan.

Le plan $z = a + d$ est le plan où s'effectue les mesures. Les milieux Air, Téflon et échantillon (Peau) sont « indicés » respectivement à 0, 1 et 2. Les coefficients r_{xy} et T_{xy} sont respectivement les coefficients de réflexion à l'interface $x-y$ et de transmission lors du passage d'un milieu x à un milieu y . E_i est le champ incident.

Dans cette condition, la fonction de transfert s'exprime comme :

$$\mathcal{R}(\omega) = \frac{E(\omega)_{Ech}}{E(\omega)_{Ref}} = \frac{T_{10} T_{01} r_{12} e^{-2jkd} e^{-jk_0 L} E_i}{T_{10} T_{01} r_{10} e^{-2jkd} e^{-jk_0 L} E_i} = \frac{r_{12}}{r_{10}} \quad (5.5)$$

où L est la distance parcourue (dans l'air) par l'onde entre le plan ($z = a$) et le détecteur. k et k_0 sont les vecteurs d'onde respectivement dans le Téflon et dans l'air. r_{12} et r_{10} les coefficients de

réflexion respectivement aux interfaces Téflon-Peau et Téflon-Air :

$$r_{12} = \frac{n_T - \tilde{n}_p}{n_T + \tilde{n}_p}, r_{10} = \frac{n_T - 1}{n_T + 1},$$

où nous avons considéré, le coefficient d'extinction du Téflon, κ_T , négligeable. \tilde{n}_p est l'indice complexe de la peau et n_T est l'indice du Téflon.

Cette condition de mesure idéale¹ est difficilement réalisable lors des mesures en réflexion de façon générale et plus encore dans notre cas, où la caractérisation s'effectue sur un banc non adapté à la mesure *in-vivo*. En effet, le sujet dont la partie du corps soumise à la mesure est plaquée sur la deuxième face de la lame en Téflon, peut au fil du temps d'acquisition souffrir de fatigue musculaire et de crampes. Il peut donc exercer des pressions variables sur la lame et ces dernières induisent des déplacements variables Δz du plan de mesure. En tenant compte de ces fluctuations, la fonction de transfert s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{R}(\omega) &= \frac{E(\omega)_{Ech}}{E(\omega)_{Ref}} = \frac{T_{10}T_{01}r_{12}e^{-2jkd}e^{-jk_0(L-2\Delta z)}E_i}{T_{10}T_{01}r_{10}e^{-2jkd}e^{-ik_0L}E_i} \\ &= \frac{r_{12}}{r_{10}}e^{2jk_0\Delta z} \\ &= \frac{n_T - \tilde{n}_p}{n_T + \tilde{n}_p} \cdot \frac{n_T + 1}{n_T - 1}e^{2jk_0\Delta z} \end{aligned}$$

L'équation 5.4 devient :

$$m(\omega) \exp(j\phi(\omega)) = \frac{n_T - \tilde{n}_p}{n_T + \tilde{n}_p} \cdot \frac{n_T + 1}{n_T - 1}e^{2jk_0\Delta z} \quad (5.6)$$

Les déplacements Δz modifient la phase du signal. Ces modifications entachent d'erreurs les valeurs des indices complexes que l'on peut exprimer comme (Cf Annexe A.1) :

$$n_p + \Delta n_p = \frac{1 - M^2}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2} \times n_T, \quad (5.7)$$

et

$$\kappa_p + \Delta \kappa_p = \frac{2M \sin \phi_1}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2} \times n_T, \quad (5.8)$$

avec $M = r_{10} \cdot m$, $\phi_1 = \phi - 2k_0\Delta z$

5.2.3 Résultats

Traitements post-acquisitions

Afin de réduire les erreurs dans le calcul des indices optiques, un certain nombre de traitements a été effectué. Premièrement, nous avons ajusté de façon numérique les profils temporels de référence et avec échantillon en comblant le décalage temporel d'un profil par rapport à un autre par ajout de points de mesures fictifs. Deuxièmement, nous avons fenêtré les impulsions d'intérêt, effectué un lissage des mesures et ajusté de façon numérique les données extrêmes des mesures à une même valeur, ceci étant réalisé pour diminuer les erreurs sur le calcul du spectre lors du passage dans l'espace fréquentiel (Voir [43], pages 235 à 237).

¹Mesures dans le même plan des signaux de référence et avec échantillon

Résultats des spectres

Les résultats des spectres calculés sont donnés en figure 5.8, avec respectivement les spectres des mesures de référence en figure 5.8(a), et les spectres des mesures de la peau en figure 5.8(b). La bande spectrale exploitable est d'environ 1 THz, la dynamique du signal est de 20 dB.

On notera ici une quasi-similitude des spectres de référence (figure 5.8(a)), découlant de la reproductibilité des signaux temporels mentionnée à la section 5.2.1. A la figure 5.8(b), il y a une différence d'amplitude entre les spectres des signaux. Ce qui est en corrélation avec l'observation faite sur les résultats temporels à la section 5.2.1.

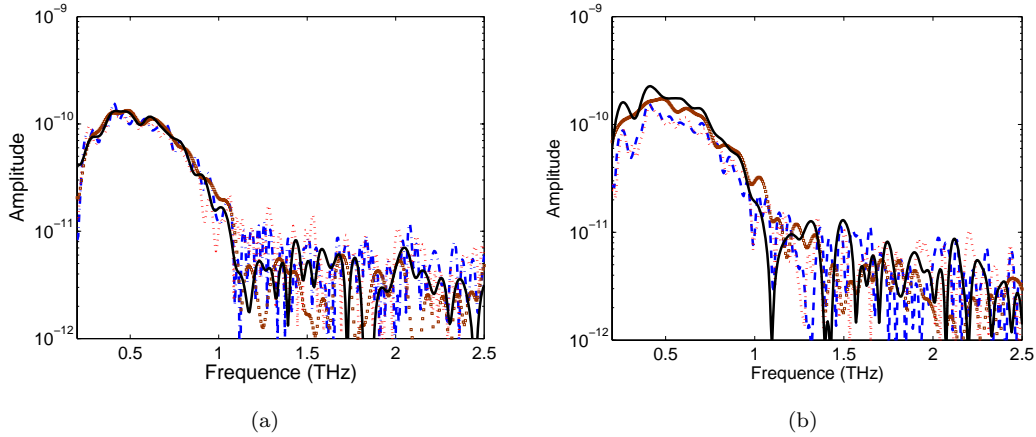


FIG. 5.8 – Modules des spectres de référence et avec la peau.

Indices optiques THz de la peau caractérisée

Les indices déterminés par l'application de la procédure sont donnés en figure 5.9.

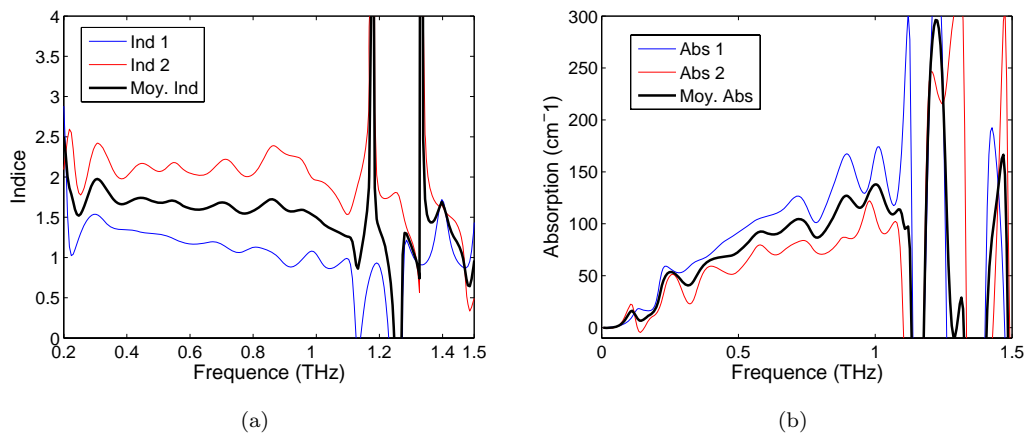


FIG. 5.9 – Indice de réfraction et coefficient d'absorption mesurés.

Les résultats en trait gras sont des moyennes. L'indice décroît avec la fréquence et a une valeur comprise entre 1.5 et 2. L'absorption varie en sens contraire avec la fréquence.

Ces résultats ont été comparés aux résultats obtenus par Pickwell [70]. Dans leurs travaux, Pickwell

et al utilisent le banc de spectroscopie TPI Imaga commercialisé par Teraview et réalisent des mesures en réflexion sous incidence α quelconque. Le système permet de réaliser 220 acquisitions en balayant une surface de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. La bande spectrale s'étend de 0.1 à 3 THz.

Pickwell a mené une campagne de mesures sur 20 volontaires de type caucasien âgés de 24 à 49 ans durant 4 semaines. Les résultats de la mesure des propriétés térahertz de la peau (partie intérieure de l'avant-bras), obtenus par Pickwell, sont donnés à la figure 5.10 et comparés aux résultats que nous avons obtenus.

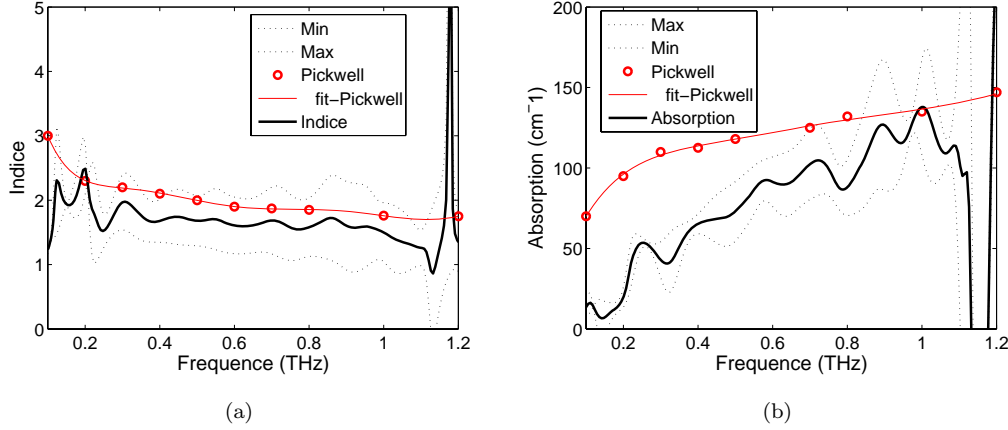


FIG. 5.10 – Comparaison des résultats avec ceux de Pickwell.

Les courbes en trait interrompu représentent les valeurs maximale et minimale des propriétés optiques que nous avons mesurées. Les courbes en gras sont les moyennes des courbes Min et Max. Les points en rouge sont les coordonnées relevées sur les résultats publiés par Pickwell et la courbe n'est tracée que pour un but visuel.

La comparaison de nos résultats à ceux obtenus par Pickwell fait état de quelques convergences :

- l'évolution des propriétés optiques avec la fréquence est identique dans les deux cas : l'indice de réfraction décroît avec la fréquence tandis que l'absorption augmente avec la fréquence. On retrouve donc les mêmes tendances que Pickwell *et al* ;
- les ordres de grandeurs entre les différentes valeurs sont proches. Pour l'indice, notamment, l'écart entre les deux résultats est négligeable. Pour l'absorption, cependant, on note une différence sensible entre les résultats aux basses fréquences (0.2 à 0.6 THz environ).

Les écarts observés entre les résultats peuvent :

1. être d'ordre physiologique et dans ce cas être relatifs aux caractéristiques du sujet,
2. trouver leur origine dans la phase des signaux. En effet, nous avons mentionné au paragraphe 5.2.2 que les déplacements variables Δz du plan de mesure modifient la phase du signal et introduisent une erreur dans la détermination des indices optiques. Ces erreurs relatives $\Delta n_p/n_p$ et $\Delta \kappa_p/\kappa_p$, respectivement pour l'indice et le coefficient d'extinction, ont pour expression (Cf Annexe A.2) :

$$\frac{\Delta n_p}{n_p} = 4M \frac{\sin(k_0 \Delta z - \phi) \sin(k_0 \Delta z)}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2}, \quad (5.9)$$

$$\frac{\Delta \kappa_p}{\kappa_p} = 2 \frac{\sin(k_0 \Delta z)}{\sin \phi} \frac{(1 + M^2) \cos(\phi - k_0 \Delta z) - 2M \cos(k_0 \Delta z)}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2}, \quad (5.10)$$

Nous avons déterminé et évalué les erreurs relatives effectuées sur la détermination des valeurs d'indice et d'absorption à 1 THz pour un déplacement Δz allant de 0 à 1 mm par pas de 1 μm . Nous avons considéré $n_p = 1.5$ et $\alpha_p = 135 \text{ cm}^{-1}$.

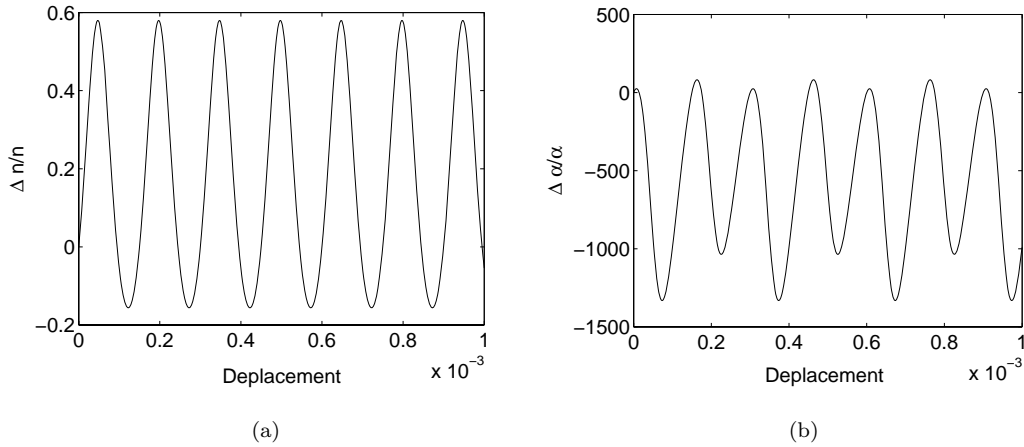


FIG. 5.11 – Erreurs sur les coefficients optiques.

Conclusion

Une des importantes contraintes dans la détermination des indices complexes de la peau par mesure en géométrie en réflexion est la conservation du même plan de mesures durant les acquisitions de référence et avec échantillon. Une modification de ce plan entraîne une modification de la phase et les tentatives d'ajustements numériques lors des traitements de données sont des entreprises difficiles. Notons aussi que l'état de la surface de la peau et la manière dont elle est accolée derrière la plaque (présence ou non de gap d'air) modifient les résultats et sont des sources d'erreurs potentielles.

Une carence de ce travail a été de n'avoir pas pu mesurer des différents types de peau. Ceci aurait pu aider dans l'appréciation des résultats et faire la distinction entre ce qui est d'ordre physiologique (dont spécifique au sujet) et ce qui est pertinent. Néanmoins, l'objectif du travail a été atteint. Il nous a permis de vérifier expérimentalement les ordres de grandeur de l'indice de réfraction de la peau saine publiés par Pickwell *et al*, et ce malgré, le manque de commodités de notre banc.

Troisième partie

**Radiométrie et considérations
pour l'imagerie**

Chapitre 6

Dimensionnement et considérations radiométriques

Sommaire

6.1	Influence de l'environnement ambiant	80
6.1.1	Eléments de transfert radiatif	80
6.1.2	Calcul de l'atmosphère	82
6.2	Emissivité de la peau	85
6.2.1	Emissivité de la peau	87
6.3	Les dissimulants	88
6.4	Modèle de contraste thermique	88
6.4.1	Equations du modèle	89
6.4.2	Evaluation du contraste	90
6.4.3	Evolution du contraste avec la distance	94
6.4.4	Discussion	96
6.5	Spécifications radiométriques pour un scénario d'imagerie passive .	96
6.5.1	Discussion	100

Introduction

Les techniques traditionnelles de contrôle de sécurité dans des milieux de grandes affluences (aéroports, gares, ...), consistent en des détecteurs des métaux, couplés à des systèmes d'imagerie par rayons X pour le contrôle des bagages. Ces systèmes sont cependant incapables de faire face aux menaces actuelles en matière de sécurité. Les derniers attentats¹ ou les récentes tentatives manquées² montrent que, de plus en plus, les opérations de contrôle doivent parvenir à détecter, identifier et

¹Londres, le 7 Juillet 2005 ; Madrid, le 11 Mars 2004.

²Le 25 Décembre 2009, Abdul Farouk Abdulmutallab, un ressortissant nigérian de 23 ans et étudiant en ingénierie, aurait tenté d'allumer en vain un engin explosif, à bord du vol 253 de Northwest Airlines, assurant la ligne Amsterdam-Detroit.

classifier des objets ou produits extracorporels non métalliques. En effet, les activistes dissimulent sous leurs vêtements des armes non métalliques ou encore des substances explosives qui sont, par leur constitution, non détectables lors des contrôles classiques. Une des réponses à ces nouvelles sollicitations peut être l'emploi combiné des systèmes classiques (scanneurs X, portiques de détection de métaux) et des systèmes de contrôle opérant aux fréquences millimétrique et térahertz.

Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'imagerie térahertz en mode passif pour des applications de contrôle de personnes. Nous supposons un scénario d'opération (figure 6.1) en environnement d'intérieur et décrivons l'impact des différents éléments de la scène. Les différents éléments considérés sont l'environnement de la scène (section 6.1), la peau (section 6.2) et les dissimulants (section 6.3). Leur impact sur l'imagerie est discuté à travers l'évaluation du contraste thermique (section 6.4).

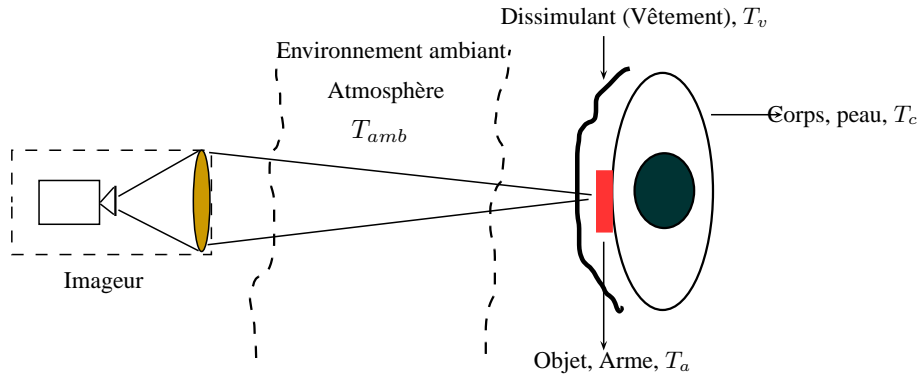


FIG. 6.1 – Scénario d'imagerie considéré.

T_a , T_{amb} , T_c et T_v sont pour les températures respectivement de l'objet, du milieu ambiant, du corps et du vêtement.

Nous achèverons ce chapitre par une discussion sur les performances requises des détecteurs pour réaliser une imagerie passive à partir des valeurs de contraste thermique calculées.

6.1 Influence de l'environnement ambiant

L'atmosphère est un mélange de gaz dont les principaux sont l'azote (78%), l'oxygène (21%), l'argon (0.93%) et le gaz carbonique (0.033%). L'atmosphère peut être divisée en trois régions : l'atmosphère basse (0 – 80 km), l'ionosphère (80 à 10^3 km) et l'exosphère (de 10^3 à 10^4 km). L'atmosphère basse à laquelle nous nous intéressons est divisée en trois régions ou couches pour lesquelles la température change avec l'altitude (figure 6.2).

Ces couches sont la troposphère, la stratosphère et la mésosphère. La troposphère est la couche de l'atmosphère qui entoure la vie humaine.

6.1.1 Éléments de transfert radiatif

Au cours de sa propagation, le rayonnement va interagir avec les molécules constitutives du milieu. Ces interactions peuvent être de différentes natures en fonction de la longueur d'onde du

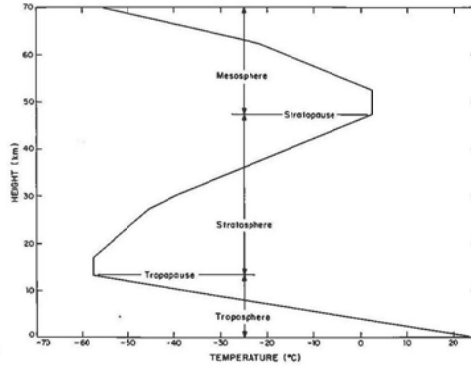


FIG. 6.2 – Structure de l’atmosphère.

rayonnement et du type de la molécule (linéaire, symétrique, sphérique, asymétrique) ; et elles se manifestent par l’émission ou l’absorption d’un rayonnement.

L’équation de transfert radiatif qui décrit le parcours du rayonnement sur une distance l dans un milieu de température T_{amb} est donnée par :

$$L_\nu(l) = L_\nu(0)e^{-\tau_\nu(0,l)} + \int_0^l S_\nu(T_{amb}[l'])e^{-\tau_\nu(l',l)}\kappa_\nu(l')dl', \quad (6.1)$$

où $L_\nu(l)$ est la luminance du rayonnement à la fréquence ν et à la position l , S_ν est la fonction de Planck, τ_ν est l’atténuation.

Dans l’équation 6.1, le premier terme à droite de l’égalité est relatif aux pertes par absorption du milieu. Il décrit l’atténuation du rayonnement de luminance $L_\nu(0)$ par le facteur $e^{-\tau_\nu(0,l)}$ lorsqu’il parcourt la distance $l = 0$ à l . Le second terme donne l’émission propre du milieu pour un parcours élémentaire dl' atténué de $e^{-\tau_\nu(l',l)}$.

L’équation peut s’écrire en fonction des températures en considérant l’expression de la luminance dans l’approximation des grandes longueurs d’ondes (Rayleigh-Jeans) :

$$T_\nu(l) = T_\nu(0)e^{-\tau_\nu(0,l)} + \int_0^l T_{amb}(l')e^{-\tau_\nu(l',l)}\kappa_\nu(l')dl' \quad (6.2)$$

où $T_\nu(l)$ est la température apparente à la position l d’une source située à $l = 0$.

L’équation 6.2 démontre que, dans un scénario d’imagerie à distance, le détecteur thermique reçoit simultanément les contributions de la source et celle du milieu ambiant. Le milieu ambiant (environnement) peut avoir, suivant ses propriétés, des influences différentes sur le signal détecté. Supposons en effet que la température du milieu soit indépendante de la position l , le calcul intégral de l’équation 6.2 est simplifié et l’expression devient :

$$T_\nu(l) = T_\nu(0)e^{-\tau_\nu(0,l)} + T_{amb}(1 - e^{-\tau_\nu(0,l)}) \quad (6.3)$$

On peut alors considérer trois cas :

1. le milieu est transparent : $e^{-\tau_\nu(0,l)} \approx 1$ dans l’expression 6.3, et $T_\nu(l) \approx T_\nu(0)$. La température apparente observée à la position l est égale à la température de la source en $l = 0$;
2. le milieu est opaque : $e^{-\tau_\nu(0,l)} \approx 0$ et $T_\nu(l) \approx T_{amb}$. La température observée à la position l est la température du milieu ;

3. le milieu est de même température que la température incidente ($T_{amb} = T_\nu(0)$) : la température observée à l est la température incidente $T_\nu(0)$.

La contribution du rayonnement du milieu peut être négligeable ou considérable suivant les scénarios. Il est par conséquent indispensable d'en tenir compte dans les calculs radiométriques. Des modèles numériques ont été proposés pour simuler le comportement de l'atmosphère dans différentes fenêtres du spectre électromagnétique. Nous avons utilisé le modèle AM (Atmospheric Model) proposé gratuitement par Scott Paine (Harvard, Cambridge). Nous exposons succinctement ci-après l'approche de calcul de l'atmosphère de ce modèle et donnons quelques résultats.

6.1.2 Calcul de l'atmosphère

Dans l'équation de transfert 6.1, les termes d'absorption et d'émission du milieu s'expliquent par les interactions qui s'opèrent à l'échelle moléculaire entre le rayonnement et les complexes ou agrégats composant le milieu. Ces interactions se manifestent par l'émission ou l'absorption d'un rayonnement consécutif à un changement d'état de la molécule. Les états d'énergie accessibles sont quantifiés³, discrets et définis par les règles de sélection. En général, l'énergie totale d'une molécule peut être représentée comme la somme de ses énergies électronique, de translation, de rotation et de vibration. Dans la bande térahertz, les faibles énergies en jeu ne provoqueront que des transitions d'énergie dues à des modifications d'états de rotation ou de vibration de la molécule. Les modifications pures d'états de rotation ne seront possibles que si la molécule présente un moment dipolaire permanent μ . Par conséquent, les spectres d'émission ou d'absorption dans la fenêtre THz seront dominés par les transitions des molécules H_2O , N_2O , CO . On y rencontre aussi des traces de la molécule O_2 dont le spectre de vibration s'étend au Térahertz.

Le coefficient d'absorption d'une molécule polaire κ_ν relatif à une transition entre deux niveaux d'énergie $|b\rangle$ et $|h\rangle$, respectivement de population N_b , N_h et de dégénérescence g_b , g_h , est donné par (Cf Annexe B) :

$$(\kappa_\nu)_{b \rightarrow h} = \frac{8\pi^3\nu}{3hc} \left[\frac{N_b}{g_b} - \frac{N_h}{g_h} \right] |\langle h | \mu | b \rangle|^2 f(\nu, \nu_{b \rightarrow h}), \quad (6.4)$$

$|\langle h | \mu | b \rangle|^2$ est la probabilité de transition de l'état $|b\rangle$ à l'état $|h\rangle$.

La fonction $f(\nu, \nu_{b \rightarrow h})$ décrit la ligne spectrale associée à la transition. Les lignes spectrales ne sont pas strictement des lignes au sens des fonctions de Dirac mais elles présentent une dispersion (élargissement) $\Delta\nu$ autour d'une fréquence centrale ν_0 correspondant à la fréquence d'absorption ou d'émission résonnantes. Les sources de ces élargissements sont variées. Elles peuvent être d'origine naturelle, être provoquées par les collisions entre les espèces ou dues à l'effet Doppler. Chacune de ces causes influence le profil spectral de la ligne, c'est ainsi que plusieurs fonctions ont été définies (Lorentz, Doppler, Voigt, ...) pour décrire leur forme.

³les transitions s'effectuent à des fréquences ν_{lm} données par la formule de Bohr : $\nu_{lm} = (E_m - E_l)/h$, où h est la constante de Planck et, E_m et E_l sont les énergies des états supérieur et inférieur de la molécule

Dans l'atmosphère terrestre, la collision entre les espèces due à la pression est le principal mécanisme à l'origine de l'élargissement des raies.

On peut alors définir à la fréquence ν :

- **l'absorption** κ_ν comme la somme des coefficients d'absorption associés à toutes les transitions possibles des molécules,

$$\kappa_\nu = \sum_j \text{molécules} \left(\sum_k \text{lignes} \kappa_{\nu k} \right)_j \quad (6.5)$$

Cette approche de calcul suppose que l'atténuation peut être considérée comme une somme linéaire des coefficients d'absorption des différentes molécules individuelles constituant le gaz.

Cet approche de calcul est une approche dite *ligne par ligne*.

- **L'atténuation** τ_ν subie par le rayonnement pour un parcours de distance l ,

$$\tau_\nu = \kappa_\nu \cdot l \quad (6.6)$$

- **La transmittance** t_ν est exprimée comme

$$t_\nu = e^{-\tau_\nu} \quad (6.7)$$

Le programme de calcul : AM Code

Le code AM (Atmospheric Model)[76] est un programme qui modélise le comportement de l'atmosphère et les transferts radiatifs dans la fenêtre allant du microonde au submillimétrique. Il est proposé⁴ par Scott Paine du centre pour l'astrophysique de Harvard, Cambridge. Il est principalement conçu pour des applications en radioastronomie mais peut être adapté pour des bilans radiatifs terrestres.

Le calcul des propriétés de l'atmosphère est réalisé par une approche ligne par ligne. Les estimations sont effectuées en considérant le milieu en équilibre thermodynamique et les populations de molécules réparties suivant la distribution de Boltzmann. Dans cette dernière condition, l'équation 6.4 prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} (\kappa_\nu)_{b \rightarrow h} &= \frac{8\pi^3 N \nu}{3hcQ} \left[e^{-\frac{E_b}{k_B T}} - e^{-\frac{E_h}{k_B T}} \right] |\langle h | \mu | b \rangle|^2 f(\nu, \nu_{b \rightarrow h}) \\ &= G_{bh}(T) f(\nu, \nu_{b \rightarrow h}) \end{aligned} \quad (6.8)$$

Où E_b et E_h sont les énergies des états $|b\rangle$ et $|h\rangle$, N le nombre total de population, Q la fonction de partition et k_B la constante de Boltzmann.

La fonction $G_{bh}(T)$ est calculée en utilisant la base de données HITRAN⁵(Rothman *et al*, 2009) et la fonction de Gross (MIT, 1955) est utilisée pour décrire le profil de la ligne spectrale.

⁴L'ensemble des fichiers de code du calcul et le manuel sont téléchargeables sur <https://www.cfa.harvard.edu/spaine/am/>

⁵High-resolution TRANsmiission molecular absorption database est une compilation de paramètres spectroscopiques permettant de prévoir et de simuler la transmission et l'émission du rayonnement électromagnétique dans l'atmosphère. On peut l'obtenir par ftp à l'adresse www.cfa.harvard.edu/HITRAN

Quelques résultats

Pour le calcul du comportement de l'atmosphère, nous avons considéré 4 conditions possibles de température et d'humidité pour l'environnement. Elles sont résumées dans le tableau 6.1. Le domaine de fréquence considéré est de 0 – 1.5 THz et le pas fréquentiel choisi pour le calcul est 0.1 GHz.

No de cas	Temperature(°C)	Humidité relative
1	20	0%
2	20	30%
3	25	70%
4	40	85%

TAB. 6.1 – Les conditions d'environnement considérées.

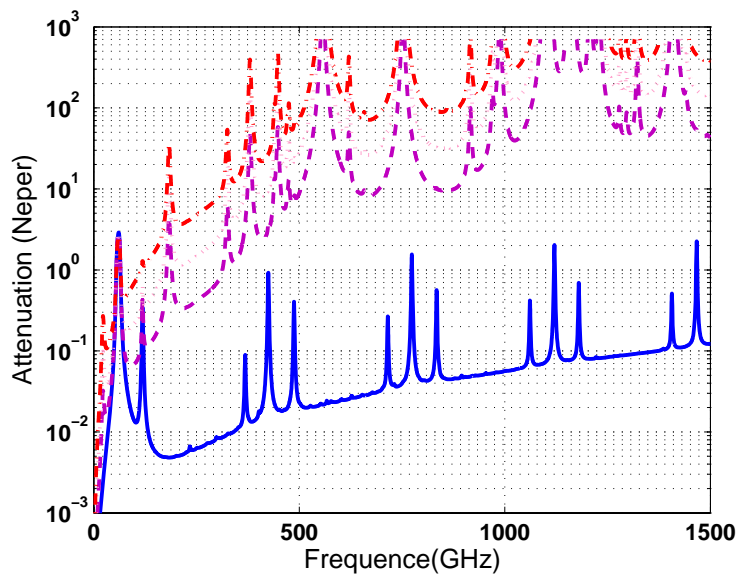


FIG. 6.3 – Atténuation de l'atmosphère.

La figure 6.3 donne les variations de l'atténuation dues à l'atmosphère pour un kilomètre de distance. Les valeurs sont données en Neper (Np) ($1 \text{ dB} = 0.115 \text{ Np}$). Du bas vers le haut, on rencontre les courbes d'atténuation correspondant aux cas 1 (bleu, plein), cas 2 (pourpre, tiret), cas 3 (rose, points), cas 4 (rouge, interrompu court).

On remarquera qu'à distance donnée, l'atténuation de l'atmosphère augmente avec la fréquence. En d'autres termes, elle est plus importante dans les valeurs de fréquences élevées que dans les basses. Il existe cependant des fenêtres de transparences qui sont des bandes de fréquences, délimitées par des pics, où l'atténuation passe par un creux. Ces fenêtres sont plus ou moins centrées autour de 315, 415, 480, 670, 850, 1200 et 1500 GHz. En imagerie ou dans toute autre application à distance (les télécommunications par exemple), on cherchera à développer les technologies autour de ces fréquences pour un bon rapport signal sur bruit. Les figures 6.4 présentent les courbes de transmission pour deux conditions environnementales.

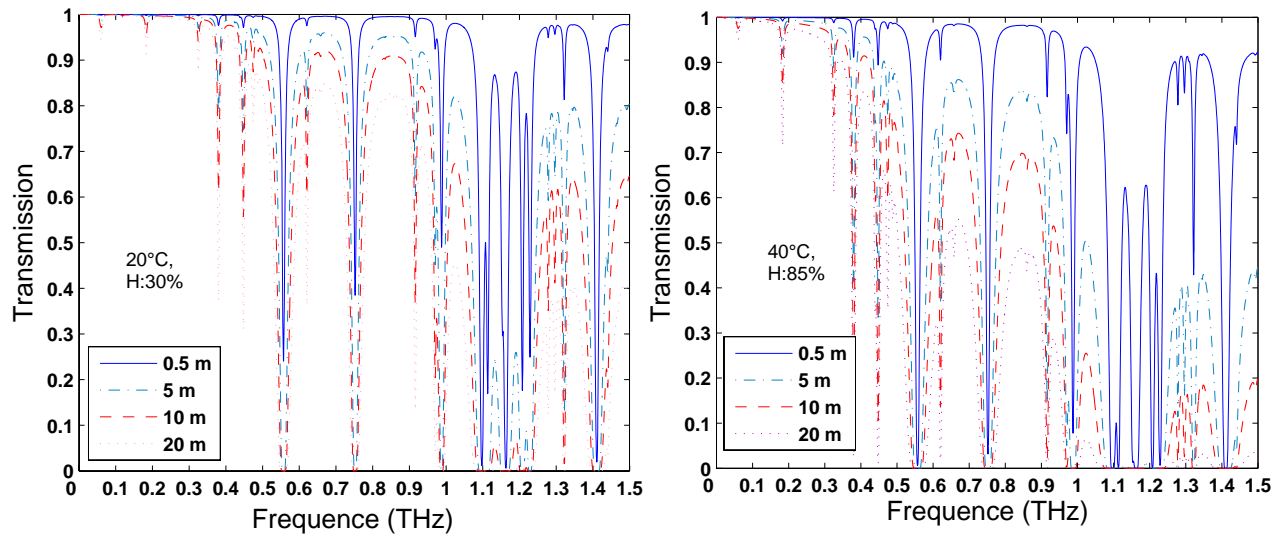


FIG. 6.4 – Courbes de transmission atmosphérique.

6.2 Emissivité de la peau

La peau est composée d'eau, de kératine et de lipides. Sa contenance en eau est de l'ordre de 70-80%. La peau peut donc être vue comme une solution aqueuse à forte teneur en eau. L'eau H_2O a fait l'objet de nombreuses études. Ses propriétés optiques ont été mesurées sur presque l'ensemble du spectre électromagnétique ([77], figure 6.5). C'est une molécule polaire, elle est caractérisée par un moment dipolaire permanent μ et présente une forte absorption dans le térahertz. Les échelles de temps des processus de relaxation dynamique de la molécule étant de l'ordre de la picoseconde [78], ils ont fait de la spectroscopie THz l'outil approprié pour l'étude de la dynamique de la molécule.

Des travaux [79]-[81] ont démontré que les propriétés diélectriques de l'eau, à température ambiante, dans le domaine THz, sont fidèlement décrites par un modèle de Debye double. Le modèle est caractérisé par deux modes de relaxation aux temps caractéristiques τ_1 (mode lent) et τ_2 (mode rapide). La fonction diélectrique relative complexe est donnée comme :

$$\hat{\epsilon}(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_S - \epsilon_2}{1 + i\omega\tau_1} + \frac{\epsilon_S - \epsilon_\infty}{1 + i\omega\tau_2}, \quad (6.9)$$

Pickwell *et al* [82],[70] ont proposé en 2004 un modèle numérique de la peau (avant-bras) dans le domaine THz. Les auteurs considèrent la peau comme un milieu obéissant à la théorie de Debye double et déterminent les paramètres de l'équation 6.9 en appliquant une procédure des moindres carrés sur les valeurs mesurées de l'indice complexe de la peau. Dans ces travaux, ils considèrent la peau comme une monocouche semi-infinie.

Nous reportons au tableau 6.2 les valeurs des paramètres (ϵ_i , τ_i) proposés respectivement par Ronne *et al*, Kindt *et al* et Pickwell *et al*.

Les différences entre les valeurs des paramètres dans le tableau 6.2 seraient dues aux différentes conditions expérimentales et à des différentes procédures d'extraction utilisées.

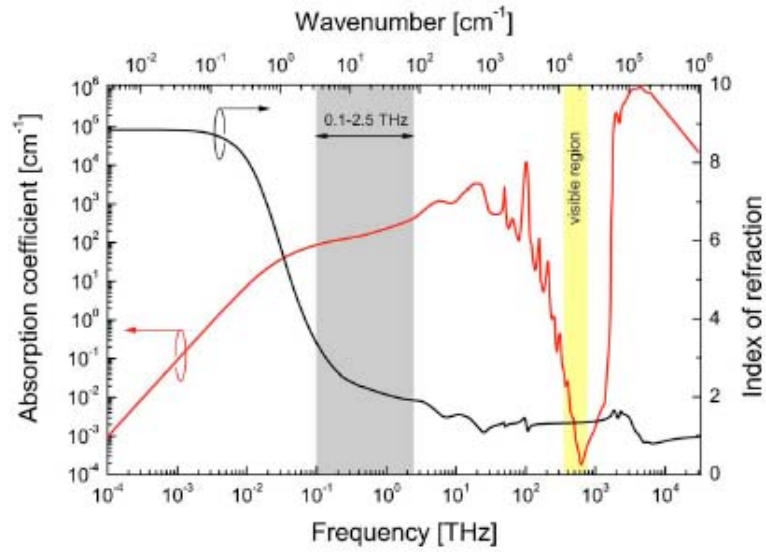


FIG. 6.5 – Indice de réfraction et d'absorption de l'eau [77].

L'absorption (échelle logarithmique) et l'indice de réfraction (échelle linéaire) représentés en fonction de la fréquence en THz et du nombre d'onde en cm^{-1} . Le domaine en gris va de 0.1 à 2.5 THz et le domaine en jaune indique le visible.

	ϵ_s	ϵ_2	ϵ_∞	$\tau_1(ps)$	$\tau_2(ps)$
Ronne <i>et al</i> , eau (292 K)	80.2	5.2	3.3	8.5	0.17
Kindt <i>et al</i> , eau (298 K)	78.2	4.9	3.5	8.2	0.18
Pickwell <i>et al</i> , eau (298 K)	78.8	6.6	4.1	10.6	0.18
Pickwell <i>et al</i> , peau (298 K)	60.0	3.6	3.0	10.0	0.20

TAB. 6.2 – Paramètres du modèle de Debye publiés dans la littérature.

Les indices de réfraction et les coefficients d'absorption déduits des permittivités complexes sont représentés en figure 6.6, qui finalement est un zoom de la figure 6.5 autour de la région THz.

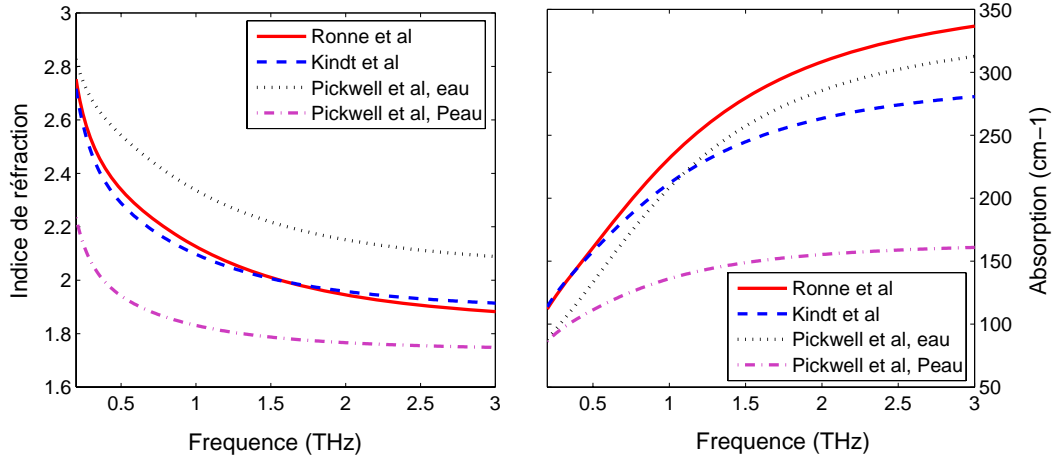


FIG. 6.6 – Indices complexes de l'eau et de la peau.

6.2.1 Émissivité de la peau

La connaissance des indices complexes de la peau (modèle de Pickwell, figures 6.6, courbe pourpre, interrompu court) nous permet de calculer son émissivité moyennant certaines hypothèses. Nous regardons en effet la peau comme un milieu semi-infini de surface plane non diffusante et fortement absorbant. L'émissivité relative s'exprime en fonction de la réflectivité r_p [83] :

$$\epsilon_p = 1 - r_p, \quad (6.10)$$

Où r_p s'exprime en fonction des composantes parallèle et tangentielle : R_{\parallel} et R_{\perp} ,

$$r_p = \frac{1}{2} (R_{\parallel} + R_{\perp}), \quad (6.11)$$

Les expressions R_{\parallel} et R_{\perp} sont données en fonction de θ_i (angle d'incidence) et θ_t (angle de réfraction) :

$$R_{\parallel} = \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)},$$

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)},$$

Les courbes résultats de l'émissivité sont données en figure 6.7 pour les scénarios d'émission normale et obliques ($45^\circ, 60^\circ$). Sauf à très basse fréquence ($f < 200$ GHz), l'émissivité est comprise entre 0.8 et 0.9, et dépend peu de l'angle d'émission.

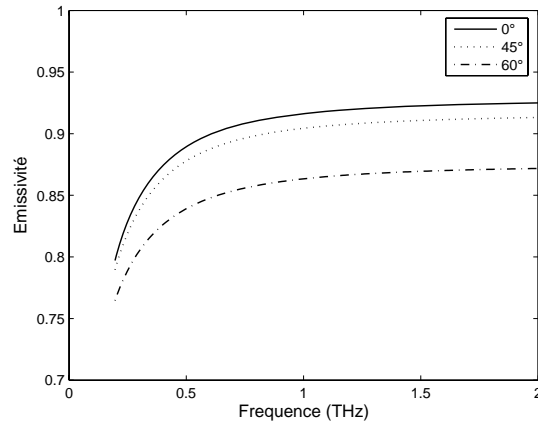


FIG. 6.7 – Emissivité de la peau pour plusieurs angles.

6.3 Les dissimulants

Les tissus de vêtement considérés sont le coton, de denim, la laine et le cuir. Les propriétés optiques dans le domaine THz ont été mesurées par spectroscopie THz. Les procédures expérimentales et les résultats ont été présentés aux Chapitres 3 et 4.

6.4 Modèle de contraste thermique

Les scénarios d'imagerie passive reposent sur la détection des rayonnements issus de la scène (rayonnement thermique) avec plus ou moins d'efficacité suivant les objets du scénario (émissivité, réflectivité, transparence). La constitution de l'image de la scène s'effectue au moyen du contraste thermique ΔT existant entre les différents éléments dans la scène.

Nous avons estimé les valeurs de contraste atteignables sur une scène en imagerie THz purement passive. Le modèle de calcul de contraste que nous présentons prend en compte l'émissivité de la peau, la transparence des obscurants, l'absorption de l'atmosphère et les propriétés du fond ambiant.

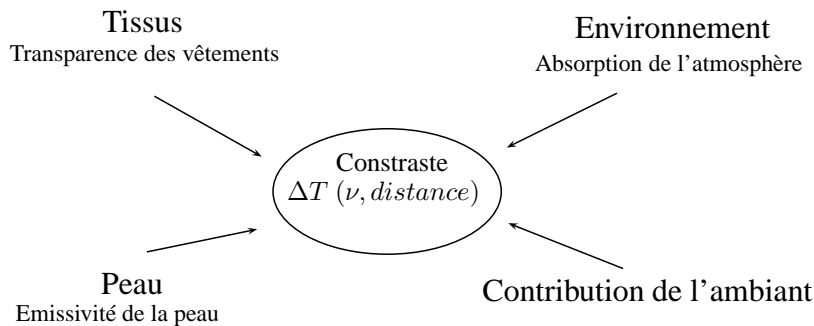


FIG. 6.8 – Diagramme synoptique du modèle du calcul de contraste

Le modèle est semblable à ceux présentés dans la littérature [84, 85]. Une représentation du modèle

est donnée en figure 6.9. Nous considérons une suite : peau - arme - vêtement dans un environnement à température ambiante. Chaque élément de la suite est considéré à une température T_x ⁶. Les vêtements, l'arme et la peau sont considérés respectivement aux températures T_v, T_a et T_p et chacun d'eux émet un rayonnement thermique et réfléchit et/ou transmet, totalement ou partiellement, la quantité de rayonnement arrivant sur lui. L'objet camouflé est considéré collé à la peau.

Dans ce modèle, nous considérerons uniquement l'émissivité, la réflectivité et la transmissivité spéculaires de chaque élément X, noté respectivement ϵ_x, r_x , et t_x .

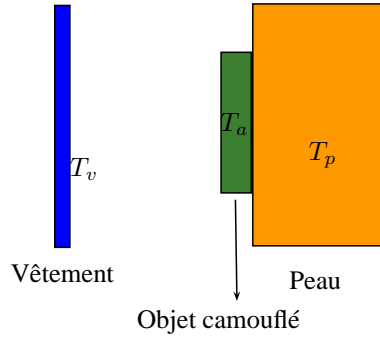


FIG. 6.9 – Représentation du modèle.

6.4.1 Equations du modèle

Les densités de puissance de rayonnement des éléments constitutifs du modèle seront exprimées par leurs températures. La conversion entre les deux grandeurs est assurée par la loi de Rayleigh-Jeans. La figure 6.10 présente 2 situations : une situation sans arme et une situation avec une arme collée à la peau.

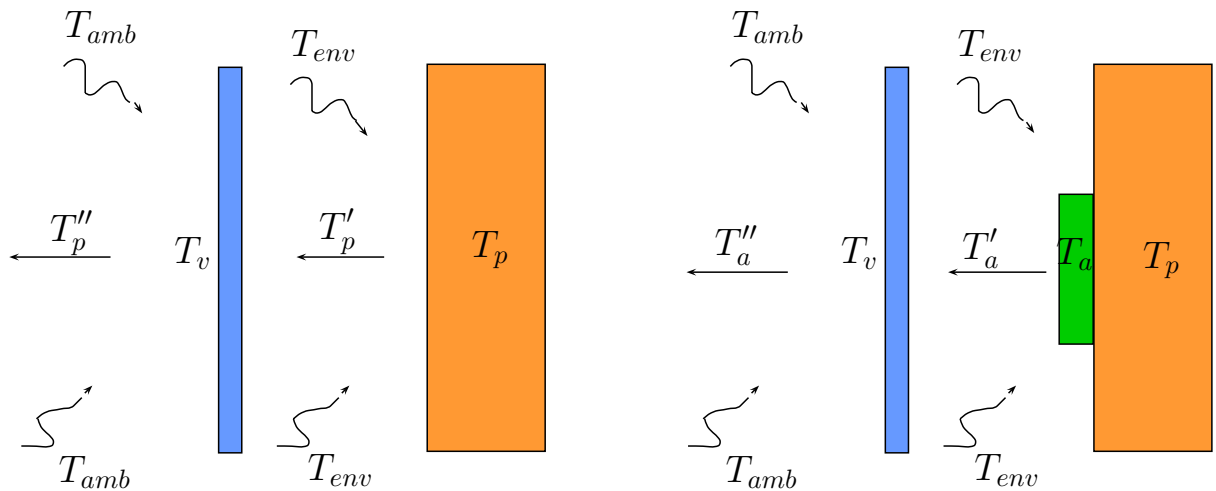


FIG. 6.10 – Représentation des deux situations avec et sans arme.

Les expressions des différentes températures se déduisent aisément dans un modèle unidirectionnel sans prise en compte des contributions diffusées :

⁶x pouvant être remplacé par p, a, ou v et faisant référence respectivement à peau, arme, et vêtement

$$\begin{cases} T'_a &= r_a T_{env} + \epsilon_a T_a + t_a T_p \\ T'_p &= r_p T_{env} + \epsilon_p T_p \\ T_{env} &= t_v T_{amb} + \epsilon_v T_v \end{cases}$$

Et à la sortie de l'empilement :

$$\begin{cases} T''_a &= t_v T'_a + r_v T_{amb} + \epsilon_v T_v \\ T''_p &= t_v T'_p + r_v T_{amb} + \epsilon_v T_v \end{cases}$$

En imagerie de détection des objets camouflés, le contraste entre l'objet dissimulé et le corps (le fond) est due à la différence entre les rayonnements émis par les couples de tranches : «corps + vêtement» d'une part et «arme + vêtement » d'autre part. En d'autres termes, le contraste thermique à la sortie du sandwich de ce modèle est la différence entre les expressions T''_a et T''_p soit :

$$\begin{aligned} \Delta T &= T''_a - T''_p \\ &= t_v (T'_a - T'_p) \\ &= t_v ((r_a - r_p)T_{env} + (\epsilon_a T_a - \epsilon_p T_p) + t_a T_p) \end{aligned}$$

Et,

$$\Delta T = t_v ((r_a - r_p)(t_v T_{amb} + \epsilon_v T_v) + (\epsilon_a T_a - \epsilon_p T_p) + t_a T_p) \quad (6.12)$$

Dans le cas d'une arme métallique, $\epsilon_a = t_a = 0$, et l'expression 6.12 est réduite à

$$\Delta T = t_v ((r_a - r_p)(t_v T_{amb} + \epsilon_v T_v) - \epsilon_p T_p),$$

et le contraste thermique est proportionnel à la transmission du vêtement t_v .

En imagerie d'inspection, il faut que l'élément dissimulé présente par rapport à son environnement (corps, vêtements, fond ambiant) un contraste thermique apparent important. En scénario de détection, on recherchera alors à résoudre cette différence de signal qui peut être faible comme l'illustrent les résultats ci-après.

6.4.2 Evaluation du contraste

Hypothèses du modèle

- Conditions environnementales : les conditions considérées sont celles correspondant aux cas No 2 et 4 du tableau 6.1 en page 84,
- La peau est considérée comme une surface plane semi-infinie non diffusante. Sa température T_p est considérée à 310 K. Les coefficients optiques ϵ_p (émissivité) et r_p (la réflectivité) sont déduits du modèle proposé par Pickwell *et al* [70],
- Le vêtement considéré sera constitué d'une seule couche de tissu et sa température dépend des conditions du milieu (température, humidité relative). Le vêtement va se mettre en équilibre avec le milieu en absorbant l'humidité ambiante, en d'autres termes, les lacunes d'air de la

structure inhomogène des tissus vont se remplir de molécules d'eau (vapeur d'eau) présent dans l'air [86]. La température du tissu avoisinera alors la température T_{amb} du milieu ambiant. Nous faisons l'hypothèse que : $T_v = 0.9 T_{amb} + 0.1 T_p$. Les coefficients r_v, t_v et ϵ_v de chaque tissu sont déterminés à partir des mesures spectroscopiques (Voir Chapitre 3). Les échantillons de tissus et les épaisseurs considérées sont reportés au tableau 6.3

Coton	Laine	Denim	Cuir
0.42	2.73	0.96	1.89

TAB. 6.3 – Les tissus considérés et leur épaisseur respective (mm).

- Arme camouflée : la température d'un objet dans un environnement dépend de ses caractéristiques propres et de la température du milieu. L'objet camouflé est considéré en contact avec la peau et le vêtement. Nous considérerons que : $T_a = (T_v + T_p)/2$.

2 types d'arme seront considérés :

1. une arme métallique. Elle sera considérée comme un réflecteur parfait ;
2. un objet/arme en matériau céramique. Le matériau considéré est la Zircone (matériau utilisé dans la fabrication des couteaux ou de lames céramiques). Les propriétés optiques dans le domaine THz de ce matériau ont été étudiées et modélisées par Han *et al* [87]. La constante diélectrique du matériau est donnée par le modèle de Drude-Lorentz :

$$\epsilon_{Zr} = \epsilon_c - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_j^2) + i\Gamma\omega} \quad (6.13)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_c = 3.2 \\ \omega_p/2\pi = 0.10 \text{ THz} \\ \gamma/2\pi = 0.25 \text{ THz} \\ \omega_{pj}/2\pi = 0.68 \text{ THz} \\ \omega_j/2\pi = 1.45 \text{ THz} \\ \Gamma_j/2\pi = 1.30 \text{ THz} \end{array} \right.$$

Les coefficients optiques se déduisent des relations de Fresnel (Cf Annexe C.3) pour une lame diélectrique homogène à faces parallèles (figure 6.11) :

- la réflectivité

$$r = \left| \frac{r_{12} + r_{23} \exp 2i\beta}{1 + r_{12}r_{23} \exp 2i\beta} \right|^2$$

- la transmissivité

$$t = \frac{n_3}{n_1} \left| \frac{t_{12}t_{23} \exp i\beta}{1 + r_{12}r_{23} \exp 2i\beta} \right|^2$$

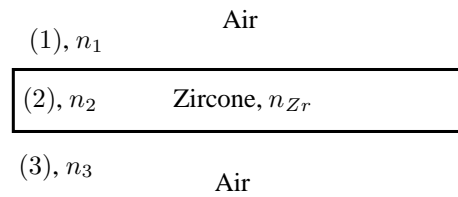


FIG. 6.11 – Matériau céramique : hypothèse d’une lame à faces parallèles.
Les calculs sont effectués sous incidence normale.

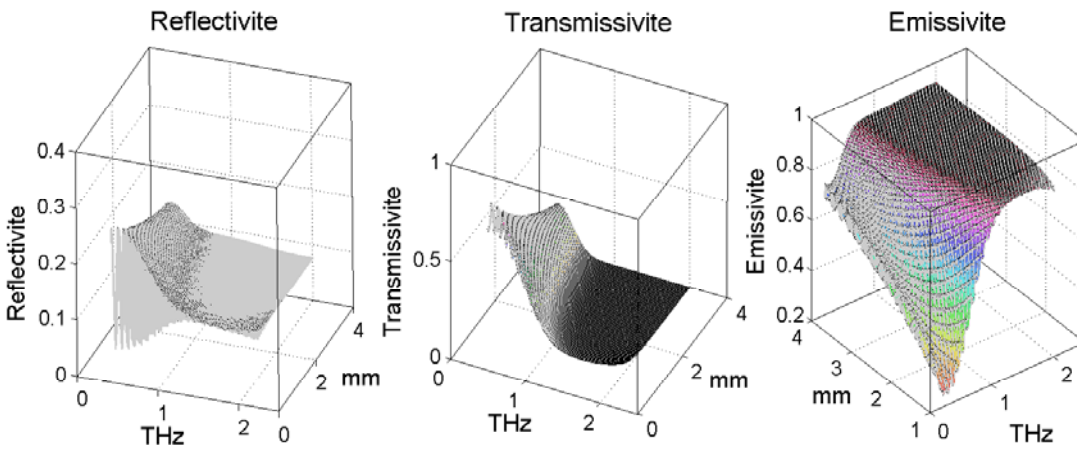


FIG. 6.12 – Paramètres optiques du Zirconium.

Les paramètres sont calculés en considérant les indices des milieux (1) et (3) à 1 (Voir figure 6.11). L’épaisseur de la lame en Zirconium varie entre 1 et 4 mm. On notera que la réflectivité et la transmissivité du matériau diminuent avec la fréquence et tendent vers une valeur limite. L’émissivité, par contre, augmente avec la fréquence.

Cas 1 : température ambiante 20°C, humidité 30%

Les conditions du scénario sont présentées dans le tableau 6.4. Les résultats pour les deux types d’objets, métallique et céramique, sont présentés respectivement à gauche et à droite de la figure 6.13. Les résultats sont obtenus pour un matériau céramique d’épaisseur 2 mm.

Humidité relative	T° ambiante (°C)	Peau (°C)	Vêtement (°C)	Arme (°C)
30%	20	37	21.7	29.35

TAB. 6.4 – Conditions du scénario du cas 1.

Le maximum de contraste est obtenu dans le cas du métal, avec les valeurs qui atteignent 15 K pour le coton. Dans le cas du métal, les valeurs sont négatives dans leur ensemble et elles diminuent avec l’augmentation de la fréquence. Ce comportement est corrélé avec la diminution de la transparence

des tissus avec la fréquence; comportement observé au Chapitre 3. C'est ainsi que le maximum de contraste pour chaque tissu est obtenu aux basses fréquences.

Dans le cas de la céramique, le maximum de contraste observé est de 7 K pour le coton (Soit 2 fois plus petit que dans le cas du métal). Les caractéristiques de transparence des tissus gouvernent la répartition des différentes courbes de contraste. Le scénario avec le coton présente sur l'ensemble de la fenêtre de fréquences, le contraste le plus important suivent ensuite, suivant un ordre décroissant, les scénarios avec le denim, la laine et le cuir. La tendance des courbes de contraste, ici, n'est pas corrélée à celle des courbes de transparence des tissus comme dans le cas du métal, mais l'aspect des courbes dépend aussi des valeurs prises par les paramètres optiques du matériau céramique. Les maximums de contraste se situent entre 0.5 et 1 THz.

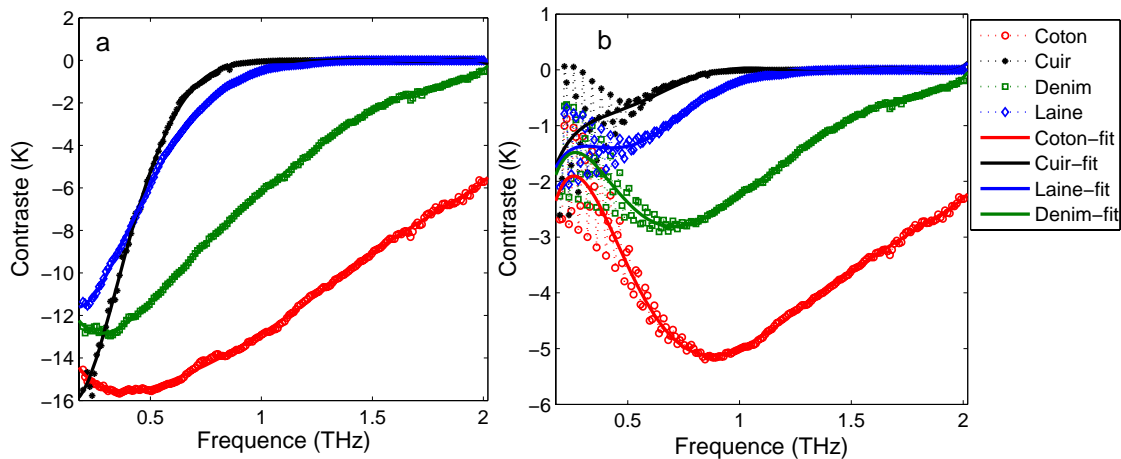


FIG. 6.13 – Courbes de contraste, cas 1.

En a), les résultats obtenus en considérant un objet métallique. En b), les résultats avec un objet diélectrique. Dans le cas b), on peut noter pour des fréquences < 1 THz, les oscillations des valeurs calculées. Ce phénomène est un artefact dû au modèle de couches parallèles qui induit des interférences artificielles. Les points résultats sont ajustés par des fonctions polynomiales.

Cas 2 : température ambiante 40°C, humidité 85%

Les conditions du scénario sont présentées dans le tableau 6.5. Les résultats pour les deux types d'objets, métallique et céramique, sont présentés respectivement à gauche et à droite de la figure 6.14. Les résultats sont obtenus pour un matériau céramique d'épaisseur 2 mm.

Humidité relative	T° ambiante (°C)	Peau (°C)	Vêtement (°C)	Arme (°C)
85%	40	37	39.7	38.35

TAB. 6.5 – Conditions du scénario du cas 2.

Dans le cas du métal (figure 6.14.a), le maximum de contraste est de 5 K. Il est obtenu dans le scénario avec le cuir et ensuite le contraste décroît pour s'annuler à partir de 0.8 THz. Les propriétés de transparence des vêtements guide la tendance des courbes. On notera aussi que les valeurs prises par les courbes de contraste pour le coton et la laine sont positives.

Dans le cas du diélectrique (figure 6.14.b), le contraste est très faible avec un maximum de 1 K (coton, aux alentours de 0.8 THz)

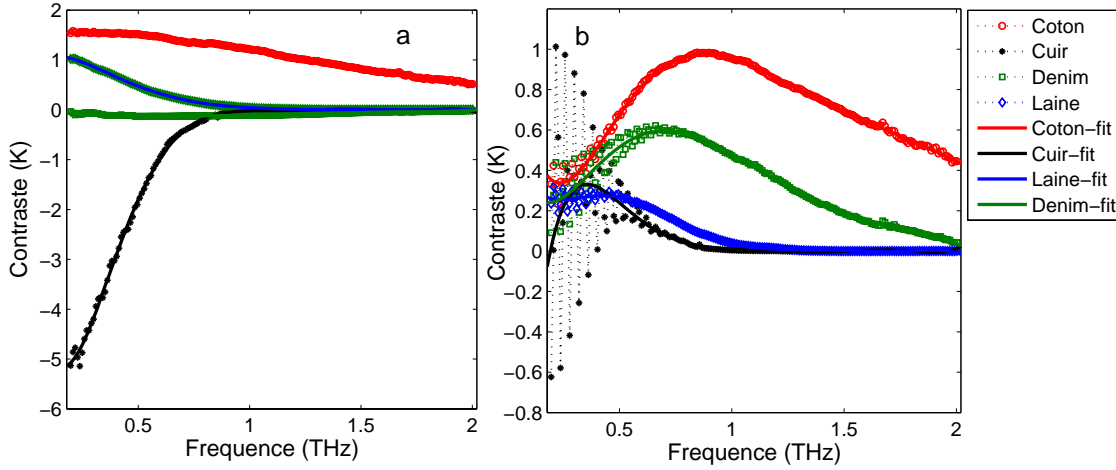


FIG. 6.14 – Courbes de contraste, cas 2.

En a), les résultats obtenus en considérant un objet métallique. En b), les résultats avec un objet diélectrique. On note aussi ici en b), les oscillations en dessous de 1 THz. Les points sont ajustés par des fonctions polynomiales.

6.4.3 Evolution du contraste avec la distance

Dans les scénarios à distance, l'impact de l'absorption de l'atmosphère peut être significative sur les performances de détection. Considérant les fréquences centrales de 3 fenêtres de «transparence» subtérahertz, nous avons simulé l'évolution du contraste thermique pour une propagation en environnement intérieur.

Le modèle de l'atmosphère utilisé est celui développé par Scott Paine, Atmospheric Model (AM). Le contraste à la distance l pour une fréquence ν , s'exprime en fonction du contraste initial ΔT_i (au niveau de la scène) comme :

$$\Delta T_l = \Delta T_i \cdot e^{-\kappa_\nu \cdot l}, \quad (6.14)$$

Avec κ_ν l'absorption à la fréquence ν . Les conditions environnementales considérées sont celles du cas 1.

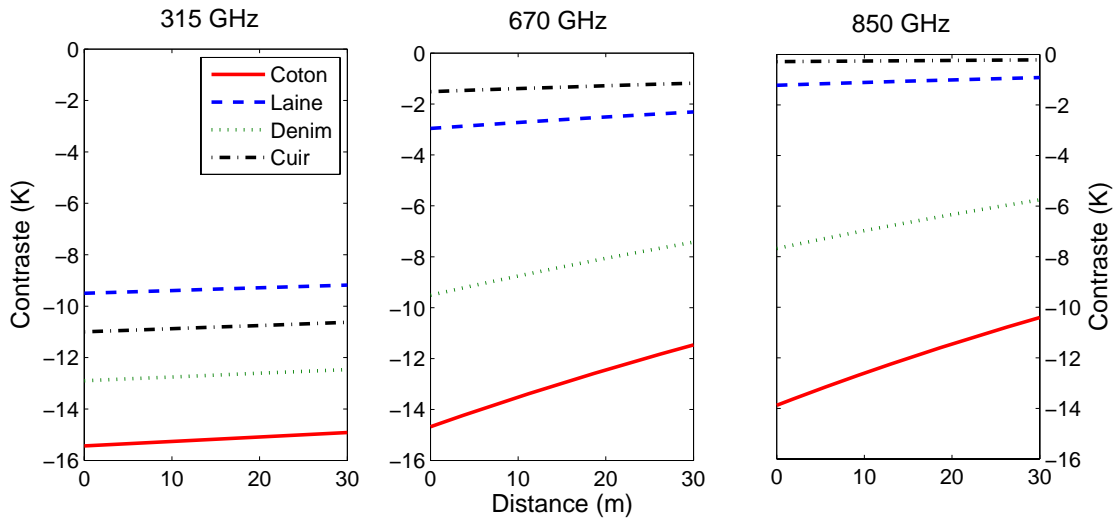


FIG. 6.15 – Evolution du contraste thermique avec la distance, cas d’un objet métallique.

Sur l’ensemble des figures 6.15, 6.16, le contraste diminue avec la distance. La diminution est cependant beaucoup plus importante aux grandes fréquences. Ceci s’explique par l’augmentation de l’absorption (ou la diminution de la transparence) de l’atmosphère avec la fréquence.

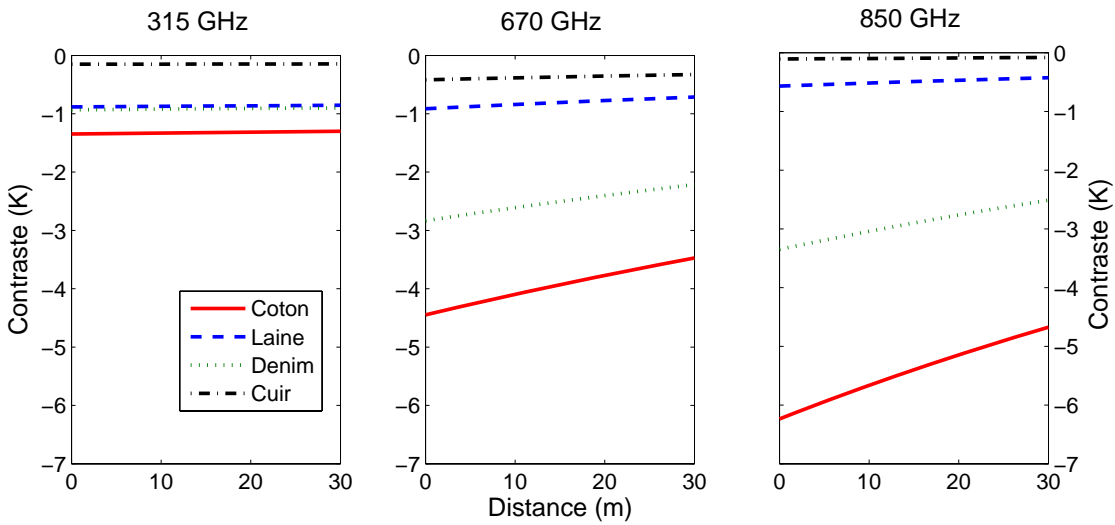


FIG. 6.16 – Evolution du contraste thermique avec la distance, cas d’un objet diélectrique.

6.4.4 Discussion

1. les résultats démontrent que le contraste atteignable dépend de la fréquence à laquelle s'opère l'imagerie. Cette dépendance est le résultat de nombreux facteurs parmi lesquels : l'absorption de l'atmosphère, les propriétés optiques des objets et les propriétés du milieu ambiant. Pour augmenter la probabilité de détection, on préférera donc opérer suivant des configurations favorables au contraste. On préférera, par conséquent, opérer dans la fenêtre subtérahertz (< 1 THz) et autour des valeurs de fréquences centrales des fenêtres de transparence : 315, 420, 670 et 850 GHz ;
2. les résultats montrent que le maximum de contraste, dans le cas des objets métalliques, se réduit à la différence entre la température de la peau et celle du milieu environnant ;
3. les résultats démontrent l'influence des conditions environnementales sur le niveau de contraste. Ils permettent de conclure, par exemple, sur une dégradation des performances du système suivant les lieux d'opération. En d'autres termes, le système aura des performances différentes suivant qu'il opère dans les pays tropicaux humides ou dans les pays tempérés. Ces résultats soulignent donc la nécessité d'opérer dans les conditions environnementales appropriées et contrôlées ;
4. la diminution du contraste avec la distance constitue une autre limitation à prendre à compte dans le dimensionnement de l'imageur. Les résultats (figures 6.15 et 6.16) montrent que pour un meilleur contraste (moins de pertes), l'imageur doit être près de la scène mais d'autre part, la norme de sécurité souhaiterait que les opérations (avec opérateurs) s'effectuent entre 10 et 30 m de la scène. Ceci pour permettre aux opérateurs de se tenir à une distance de sécurité suffisante et d'avoir le temps nécessaire d'effectuer les opérations appropriées pour neutraliser une éventuelle menace. Actuellement, les imageurs - prototypes opérant dans de telles conditions de distance fonctionnent en mode actif (exemple [85]). En mode passif, sous réserve d'une taille d'optique raisonnable, les performances des détecteurs constituent une des principales limitations pour les fonctionnements dans de tels scénarios. De nombreux prototypes et systèmes existants opèrent, en mode passif, à des distances comprises entre 5 et 10 m.

6.5 Spécifications radiométriques pour un scénario d'imagerie passive

Dans cette section, nous définissons un scénario d'imagerie de détection et évaluons quelques grandeurs radiométriques clés. Le scénario consiste à imaginer une scène de 1×1 m² de FOV (Field Of View) située à une distance d . La résolution spatiale considérée est de 1 cm, la cadence vidéo est fixée à 10 images/s pour une qualité image de 6 : 1 (SNR= 6). La largeur de bande considérée $\Delta\nu$ est de 10% autour de la fréquence centrale ν_c . Le scénario est effectué dans un environnement d'intérieur contrôlé, de température 20°C et d'humidité relative 30%. L'ensemble des paramètres du modèle sont reportés au tableau 6.6, une représentation du scénario est donnée en figure 6.17.

L'objectif est de déterminer en fonction de la distance d'observation d , de la fenêtre de fréquence $\Delta\nu$,

Paramètres	Valeurs	Commentaires
Fréquence centrale ν_c		$\nu_c \in [0.2, 1]$ THz
Largeur de bande $\Delta\nu$	$10\%\nu_c$	
Résolution	1 cm	
Field Of View (FOV)	$1 \times 1 \text{ m}^2$	
Mobilité scène		fixe
Température ambiante	20°C	
Humidité relative	30%	
d, distance scène-imageur		variable entre [1, 100](m)

TAB. 6.6 – Paramètres du scénario d'imagerie considérés

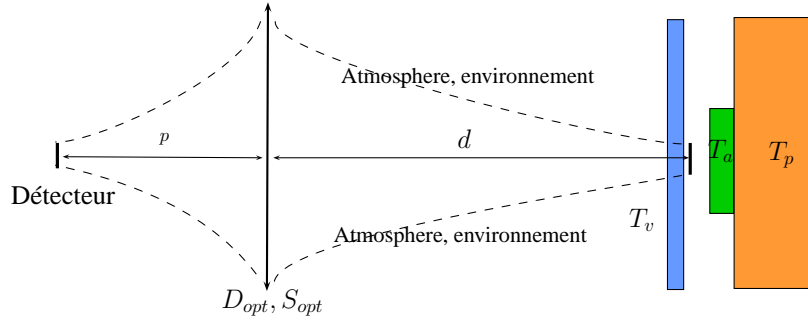


FIG. 6.17 – Représentation du scénario.

On retrouve (à droite) la suite peau-arme-vêtement présentée à la section 6.4. Le flux émis par la scène est atténué par le milieu ambiant. L'imageur, de diamètre D_{opt} et de surface S_{opt} , collecte le flux et le renvoie, atténué par la transmission des éléments optiques t_{opt} , sur le détecteur.

les performances requises sur le détecteur pour répondre aux conditions du scénario considéré. Dans les développements, nous nous intéresserons particulièrement à la quantité de puissance reçue sur le détecteur, la puissance équivalente au bruit (NEP) et la différence de température équivalente au bruit (NEDT). Dans les calculs, nous considérerons l'expression de la luminance dans la limite des grandes longueurs d'onde (Rayleigh-Jeans) et nous ferons l'hypothèse d'être en limite de diffraction.

1. la puissance reçue sur le détecteur

Posons $S_{res} = AB^2$, l'élément de surface résolue dans la scène par le système. S_{res} est liée à la surface du détecteur monoélément ($S_{dec} = A'B'^2$) par le grandissement g ($A'B'^2 = g^2AB^2$). La puissance thermique entre les surfaces S_{res} et S_{opt} s'exprime comme :

$$P = \iint L(T) \frac{dS_{res} \cos \theta_{res} dS_{opt} \cos \theta_{opt}}{d^2} [W], \quad (6.15)$$

si on considère les surfaces en regard l'une de l'autre :

$$P = L(T) \frac{S_{res} S_{opt}}{d^2}, \quad (6.16)$$

avec $L(T)$, la luminance émise par l'élément de surface S_{res} de température T . Elle dépend de l'émissivité de la surface S_{res} et est atténuée par le milieu. La puissance sur le détecteur s'exprime comme :

$$P = t_{opt} \cdot L(T) \frac{S_{res} S_{opt}}{d^2}, \quad (6.17)$$

avec t_{opt} la transmission de l'optique. Dans un scénario d'imagerie de détection, les puissances à résoudre sont liées aux différences de température entre les objets à détecter et le fond environnant. Ces différences de température ont été exprimées et évaluées dans la section 6.4. On déduit de l'équation 6.17, l'expression de la puissance à résoudre :

$$\Delta P = t_{opt} \cdot \frac{2k_B (\Delta T)_{app} \nu^2}{c^2} \Delta \nu \frac{S_{res} S_{opt}}{d^2}, \quad (6.18)$$

k_B est la constante de Boltzmann, c la célérité de la lumière. La différence $(\Delta T)_{app}$ est exprimée en fonction des propriétés optiques de la peau, de l'objet et du dissimulant considéré, l'impact de l'environnement est aussi considéré. Au moyen de quelques développements, on peut montrer que la puissance sur le détecteur ne dépend que de la température dans la scène et de la bande de fréquence $\Delta \nu$.

$$\Delta P = t_{opt} \cdot \frac{2k_B (\Delta T)_{app} \nu^2}{c^2} \Delta \nu \frac{AB^2 \pi D_{opt}^2}{4 \cdot d^2} \quad (6.19)$$

$$= t_{opt} \cdot \frac{2k_B (\Delta T)_{app} \nu^2}{c^2} \Delta \nu \frac{A' B'^2 \pi D_{opt}^2}{4 \cdot d^2 \cdot g^2} \quad (6.20)$$

Si on pose : $g = \frac{A' B'}{AB} = \frac{p}{d}$ et $D_{opt} = 1.22 \frac{c}{\nu} \frac{d}{AB}$

$$\Delta P = t_{opt} \cdot \frac{2k_B (\Delta T)_{app} \nu^2}{c^2} \Delta \nu \frac{\pi 1.5 \cdot c^2}{4 \cdot \nu^2} \quad (6.21)$$

$$= t_{opt} \cdot 2k_B (\Delta T)_{app} \Delta \nu, \quad (6.22)$$

Si nous considérons $t_{opt} = 1$ sur la bande considérée, la puissance se réduit à :

$$\Delta P = 2k_B (\Delta T)_{app} \Delta \nu [W], \quad (6.23)$$

2. NEP, la puissance équivalente au bruit

La puissance équivalente au bruit est la valeur de puissance optique (térahertz) en entrée qui produirait en sortie du détecteur un courant égal au bruit. Le NEP s'exprime en fonction du SNR et du temps d'intégration du détecteur.

$$NEP = \frac{\Delta P}{SNR} \cdot \sqrt{t_{int}} \left[W \cdot Hz^{-\frac{1}{2}} \right], \quad (6.24)$$

Dans notre cas, le détecteur monoélément parcourt une scène de $1 \times 1 \text{ m}^2$ avec un pas spatial de 1 cm. Il y a donc 10^4 « pixels » à analyser avec un temps d'intégration t_{int} de 10^{-5} s/pixel. A la figure 6.18, nous donnons les différentes courbes de valeurs de NEP en fonction de la fréquence et pour différentes distances.

3. NEDT, la différence de température équivalente au bruit

Le NEDT est la différence de température dans la scène qui produit en sortie du détecteur un courant égal au bruit. Son expression est donnée ci-après :

$$NEDT = \frac{NEP}{2k_B \sqrt{t_{int}} \int e^{-\tau \nu} d\nu} [K], \quad (6.25)$$

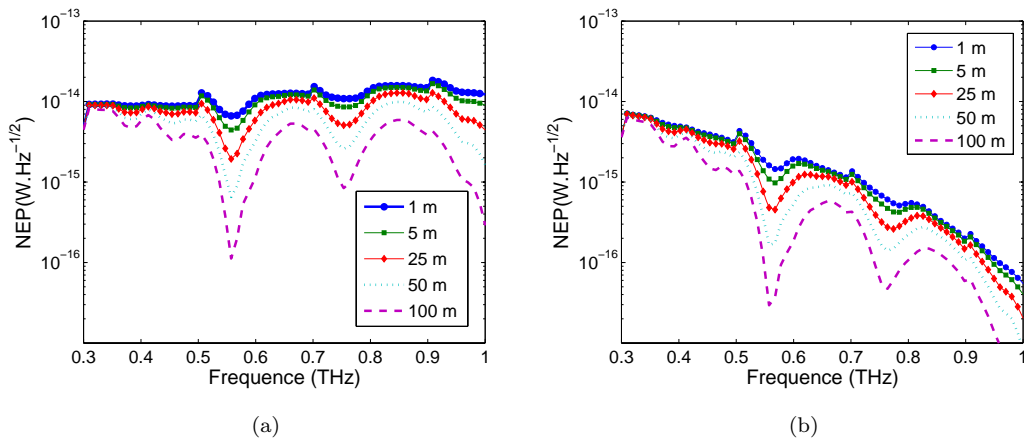


FIG. 6.18 – Courbes de NEP en fonction de la fréquence pour différentes distances d’observation. Les figures 6.18(a) et 6.18(b) sont obtenues en considérant respectivement comme dissimulants le coton et le cuir. La différence de température $(\Delta T)_{app}$ considérée pour le calcul de (ΔP) est celle obtenue avec un objet métallique

Nous avons déterminé en fonction de la fréquence et de la distance d’observation, les valeurs de NEDT requises pour remplir les conditions du scénario. Les courbes-résultats sont données en figures 6.19 et elles sont discutées au regard des dimensions du diamètre d’ouverture de l’optique.

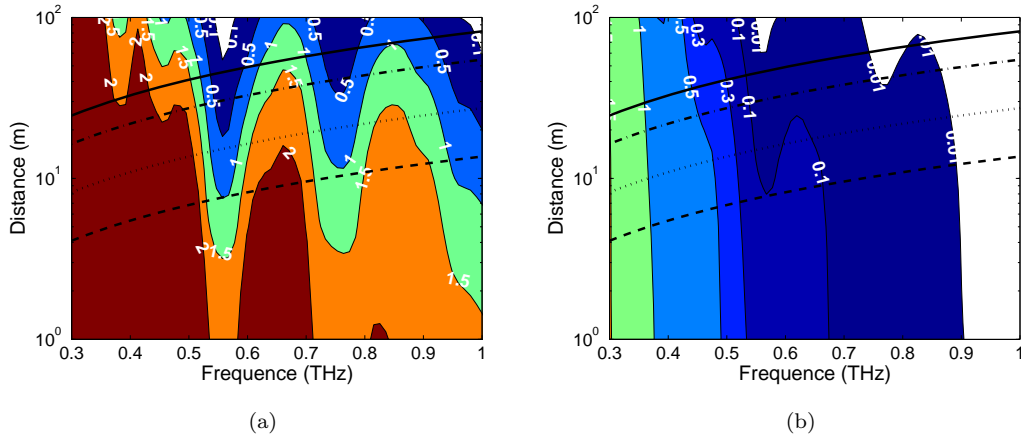


FIG. 6.19 – Valeurs de NEDT atteignables en fonction de la distance.

Ces figures donnent, en fonction de la fréquence centrale ν_c , les distributions des valeurs de NEDT requis pour différentes distances d’observation. Les distributions sont données sous forme de courbes de niveau. Une courbe de niveau ou une strate de valeur x_i est le domaine défini par l’ensemble des valeurs de NEDT comprises entre x_{i-1} et x_i . x_{i-1} et $x_i \in \mathbf{A}$ ou \mathbf{B} . Les valeurs de niveau sont $[0.1, 0.5, 1, 1.5, 2]$ (Intervalle \mathbf{A}) pour le coton (figure 6.19(a)) et $[0.01, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 1.5, 2]$ (Intervalle \mathbf{B}) pour le cuir (figure 6.19(b)). A ces distributions, sont superposées les courbes d’évolution de la distance d’observation avec la fréquence centrale, à diamètre optique fixe. Ces courbes sont calculées en maintenant la résolution spatiale à 1 cm pour différents diamètres d’optique :

0.5, 1, 2 et 3 m.

6.5.1 Discussion

Comme observé sur la figure 6.18, les contraintes sur le détecteur monoélément sont grandes : son temps d'intégration est très court et sa sensibilité doit être importante. Suivant les conditions du scénario considéré, la sensibilité est comprise entre 10^{-16} à 10^{-14} W.Hz $^{-1/2}$ et plus on s'éloigne de la scène, plus les valeurs requises de NEP diminuent. On note aussi que la distribution des courbes de NEP varie avec le type de dissimulant considéré et que les courbes sont marquées par le comportement de l'atmosphère (succession de sommets et de creux). Pour chaque type de dissimulant considéré, on constate que les courbes de NEP obtenues à différentes distances d'observation sont peu différentes entre 0.3 et 0.5 THz. Ceci s'explique par le fait que la transmission de l'atmosphère varie peu en fonction de la distance d'observation à ces fréquences. De façon globale, on observe que les courbes de NEP présentent les mêmes tendances avec peu de différences pour les courbes obtenues à des distances d'observation de 1 à 25 m.

L'emploi d'une matrice bidimensionnelle permet d'alléger ces contraintes en ramenant notamment le temps d'intégration d'un pixel à un temps qui peut être égal au temps de formation d'une image. Mais dans l'état actuel de la technologie, aucune matrice bas coût de plusieurs centaines de pixels n'a encore été développée. Pour réduire la contrainte sur les détecteurs, l'idée est de coupler une barrette de détecteurs ou une matrice bidimensionnelle «petit champ » à un système de balayage de la scène. Le temps d'intégration par détecteur devient :

$$t_{int} = \frac{n}{m} t_{image}, \quad (6.26)$$

Où t_{image} est le temps pour faire une image, n le nombre d'éléments sensibles (détecteurs) et m le nombre de pixels image.

A propos de la figure 6.19(a) : les strates de niveaux présentent des pics et des vallées. Leurs positions en fréquence sont corrélées avec la position des fenêtres de transparence de l'atmosphère. Le maximum de NEDT (2 K) est obtenu dans les régions de faible absorption de l'atmosphère (< 0.5 THz, 0.6–0.7 THz et autour de 0.83 THz). On note aussi que la hauteur atteinte par les différents pics d'une strate x_i diminue avec la fréquence. Cette tendance serait associée principalement à la transmission du vêtement (ici le coton). Les résultats montrent qu'autour de 0.3 THz, les conditions du scénario sont satisfaites, avec un NEDT de 2 K, jusqu'à 100 m de distance. Cependant un tel scénario voudrait un diamètre d'optique minimal de 10 m. En effet, le critère d'Airy stipule qu'en limite de diffraction, deux points sont discernables dans le plan image d'ils sont distants d'un rayon d'Airy. On exprime le diamètre d'optique minimal comme : $D_{opt} = 1.22 \frac{c}{\nu} \frac{d}{AB} \approx 10$ m, à 0.3 THz.

A propos de la figure 6.19(b) : dans le cas du cuir, les valeurs de NEDT requises sont faibles, le maximum aux basses fréquences est de 1 K. La répartition des courbes de niveaux est principalement influencée par la transmission du cuir.

Ces considérations conduisent à un compromis entre la distance d'observation visée, les résolutions spatiale et thermique souhaitées et la sélection de la fréquence centrale d'opération.

Chapitre 7

Tests et évaluation

Sommaire

7.1	Description du montage	102
7.2	Description métrologique des éléments du montage	102
7.2.1	Corps noir ABC	102
7.2.2	Cellule de Golay	104
7.2.3	Le filtre	104
7.3	Résultats des mesures	105
7.3.1	Résultats	106
7.3.2	Modèle radiométrique de validation	107

Introduction

Nous présentons dans ce chapitre, les tests que nous avons réalisés pour valider nos calculs de dimensionnement et vérifier les conclusions faites, au chapitre 6, sur les performances nécessaires des détecteurs pour l'imagerie. Nous avons utilisé pour ce travail une source thermique développée par le NIST et une cellule de Golay fournie par le CEA-Léti. La source délivre une densité spectrale de puissance calibrée dans le domaine millimétrique-térahertz et est caractérisée par une large surface nominale d'émission. La cellule de Golay est vue comme un détecteur monoélément de réponse spectrale constante sur une large bande du spectre électromagnétique : un filtre est par conséquent utilisé pour délimiter la réponse dans la bande d'intérêt.

Dans la première partie de ce chapitre, le montage expérimental est présenté. Les différents éléments du montage sont ensuite décrits et les résultats des mesures sont présentés et discutés dans la dernière partie du chapitre.

7.1 Description du montage

Un schéma du montage est donnée en figure 7.1. Le banc expérimental est composé d'un bassin en polystyrène expansé rempli d'eau, d'un thermoplongeur thermostaté (2) utilisé comme élément chauffant, de sondes Pt100 (3) pour le contrôle de l'évolution de la température du bassin. L'ensemble : bassin en polystyrène, thermoplongeur et sondes constitue la source thermique de notre montage (1).

Les sondes sont lues sur un ordinateur (5) via un module d'acquisition et de stockage des données (4). La puissance rayonnée par la source thermique est détectée avec une cellule de Golay (7) et les signaux électriques délivrés sont lus à l'oscilloscope (8).

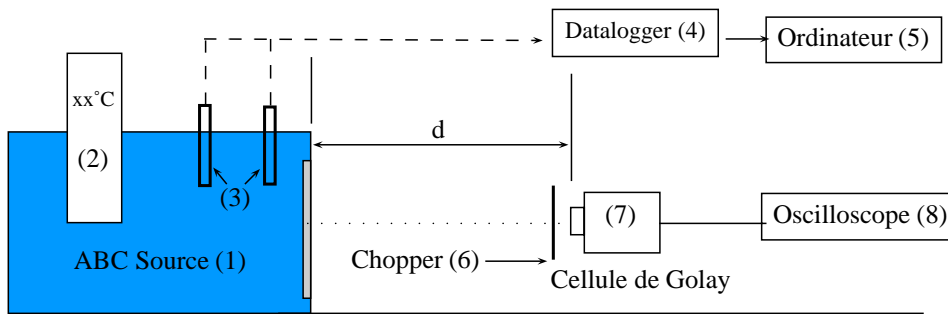


FIG. 7.1 – Banc de test.

La source (1) est située à une distance d de la cellule de Golay (7).

7.2 Description métrologique des éléments du montage

7.2.1 Corps noir ABC

Dietlein, Grossman et Popović ont eu l'idée d'utiliser un volume d'eau comme un corps noir millimétrique/térahertz [88]-[90]. En effet, l'eau présente une forte absorption (par réciprocity une forte émission) dans ce domaine du spectre électromagnétique et sa luminance est parfaitement définie par la connaissance de sa température¹. Par conséquent, la source ABC (Aqueous Blackbody Calibration) développée par le NIST² est un volume d'eau porté à température uniforme et contenu dans un récipient «transparent» en polystyrène expansé.

Le polystyrène est un matériau qui présente dans le domaine millimétrique/térahertz un indice optique proche de 1.0 et une très faible absorption dans les basses fréquences [91]. Le récipient peut donc être considéré comme quasi-transparent dans ce domaine fréquentiel. A l'interface Air/Eau, la forte constante diélectrique de l'eau conduit à des réflexions importantes du rayonnement ambiant incontrôlé. Celles-ci introduisent des erreurs sur la puissance rayonnée par le volume d'eau. Afin de se préserver de ces effets parasites, le contenant présente une forme spécifique constituée de 2

¹Dans le domaine THz, grâce à la loi de Rayleigh-Jeans, on sait que la luminance est proportionnelle à la température : $L = 2k_B T \nu^2 / c^2$

²National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado

cavités : une cavité à eau et une cavité pour le «piégeage optique ».

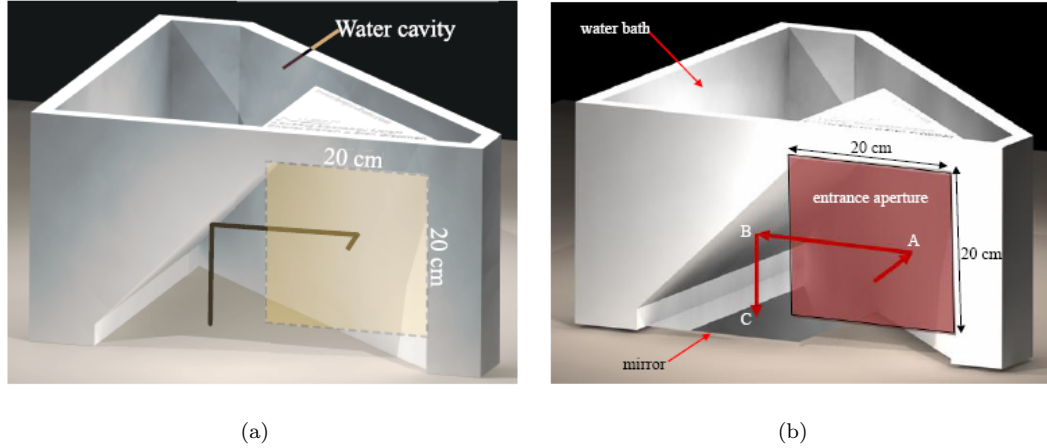


FIG. 7.2 – Images de la source ABC du NIST.

La source ABC présente 2 cavités : (1) une cavité à eau destinée à recevoir, en configuration nominale, 21 L d'eau. Les parois de la cavité sont constituées d'un assemblage de feuilles en polystyrène de 2.5 cm d'épaisseur pour assurer la stabilité de la structure ; (2) la cavité de «piégeage optique » constituée par deux feuilles en polystyrène inclinées chacune à 45° et d'un miroir plan. Le trajet $A \leftrightarrow B \leftrightarrow C$ traduit le trajet effectué par la lumière dans la cavité. La surface d'émission effective de la source est un carré de 20 cm de côté.

Principe la cavité de «piégeage optique » est constituée de deux feuilles en polystyrène d'épaisseur 1 cm inclinées chacune à 45° par rapport à la verticale et d'un miroir métallique plan (figure 7.2(b)). La géométrie de la cavité conduit à une première réflexion à 45° du rayonnement incident à l'interface air-eau (réflexion **A**). La lumière est renvoyée par la suite sur la deuxième feuille en polystyrène où elle subit une deuxième réflexion à l'interface air/eau (réflexion **B**). La quantité réfléchiée est envoyée enfin sur le miroir métallique et réfléchiée à 180° (réflexion **C**) et de là, elle effectue le trajet inverse. La lumière subit donc 4 réflexions aux différentes interfaces air/eau. En supposant le coefficient de réflexion du miroir métallique égal à 1, le coefficient de réflexion total du système s'écrit $R_{air/eau}^4$. Or la loi de Kirchoff impose :

$$1 = r + a + t, \text{ avec } a = \epsilon$$

où r , a et t sont les coefficients de réflexion, d'absorption et de transmission.

Ici, on a $t = 0$ et $r = R_{air/eau}^4$, donc :

$$\epsilon = a = 1 - r = 1 - R_{air/eau}^4 \tag{7.1}$$

Le coefficient $R_{air/eau}$ est pratiquement nul et ainsi, à 100 GHz, on obtient $\epsilon = 98\%$.

Matériels pour la source l'eau dans la source est chauffée par un thermoplongeur. Le thermoplongeur *ED thermostat d'immersion* [92] est constitué d'une résistance chauffante contrôlée au moyen d'un thermostat fixé à une température de consigne. Le système est équipé d'une pompe

foulante permettant la circulation de l'eau dans la cavité et la diffusion de la chaleur dans le liquide. Les sondes Pt100, plongées dans différentes zones du liquide, sont utilisées pour s'assurer de la bonne répartition de la température dans le liquide.

7.2.2 Cellule de Golay

La cellule de Golay est un détecteur photoacoustique. Il est constitué d'une chambre de quelques mm³ de gaz (air ou xénon) sous pression (Voir [93], page 213) fermée à ses deux extrémités par un film absorbant et une membrane métallisée (miroir flexible). La cellule est couplée au rayonnement à détecter via une fenêtre en polyéthylène ou en diamant de 6 mm de diamètre. La fenêtre transmet le rayonnement au film mince dont l'élévation en température chauffe le gaz. L'accroissement de la pression consécutif à l'élévation de la température déforme la membrane métallisée d'une quantité «fonction » du flux incident. Cette déformation est mesurée soit par un procédé optique³ ou électrique⁴.

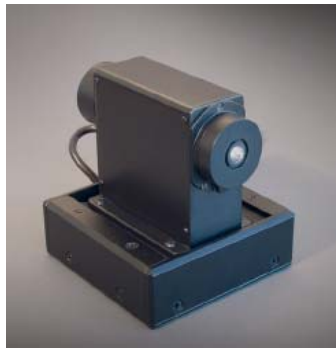


FIG. 7.3 – Cellule de Golay. La cellule de Golay que nous avons utilisé durant les travaux est vendue par *MicroTech Instruments* [94], figure 7.3. Les paramètres du détecteur sont reportés au tableau 7.1.

Paramètres	valeurs
Bande spectrale	0.02 – 20 THz
Responsivité (à 12.5 Hz)	10 ⁴ V/W
Sensibilité	10 ⁻⁸ W/Hz ^{1/2}
Frequence de modulation maximum	50 Hz
Diamètre de la fenêtre d'entrée	6 mm

TAB. 7.1 – Paramètres de la cellule de Golay.

7.2.3 Le filtre

La fenêtre d'entrée du détecteur est en diamant. Le matériau est a priori utilisé pour sa conductibilité thermique exceptionnelle et sa bonne transparence optique [95]. Le détecteur est caractérisé, par conséquent, par une réponse spectrale constante sur pratiquement l'ensemble du spectre

³La déformation est mesurée par la déviation d'un faisceau lumineux qui se réfléchit sur la membrane métallisée. C'est le procédé utilisé par *Microtech Instrument*

⁴La déformation est mesurée par variation de la capacité d'un condensateur formé par cette membrane et une armature fixe [93]

électromagnétique. Un filtre optique est donc nécessaire pour minimiser les contributions du visible et une partie de l'infrarouge. Le Quartz, le papier polyéthylène noir, le zitex, le téflon et ses dérivées (Fluorosint, Fluorogold) présentent des propriétés optiques pour être utilisés comme filtre millimétrique-téraherz [96, 97].

Le filtre utilisé dans nos travaux est une feuille de Zitex⁵ (dérivé du Téflon). Le zitex est une feuille poreuse réalisée par frittage⁶ de petites billes de Téflon. Le facteur de remplissage est de l'ordre de 50 % et la taille des lacunes est comprise entre 1 à 60 μm . La réduction par le filtre des contributions gênantes (courtes longueurs d'onde) s'effectue par processus de diffusion de la lumière [98].

Le zitex a un indice de réfraction proche de 1 et constant sur l'ensemble de la fenêtre millimétrique - téraherz. La transmission du matériau est donnée en figure 7.4.

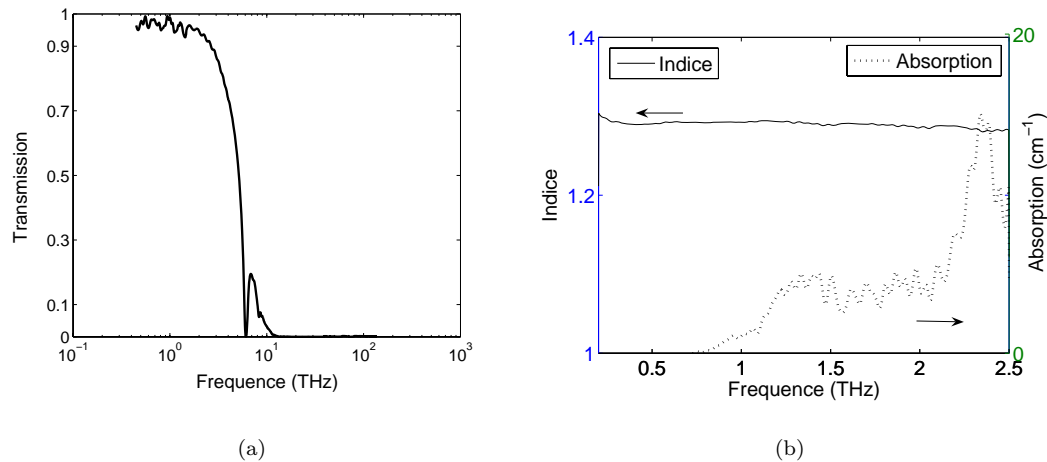


FIG. 7.4 – Propriétés du Zitex.

Nous donnons en figure 7.4(b), l'indice et l'absorption du matériau en fonction de la fréquence. Ces mesures sont faites par spectroscopie téraherz dans le domaine temporel. L'absorption est très faible et quasiment nulle pour les fréquences < 1 THz. Nous donnons à la figure 7.4(a), la transmission du Zitex obtenue par mesure sur un banc de spectroscopie à transformée de Fourier. La transmission est de l'ordre de 100% jusqu'à 2 THz avant de chuter et être nulle dans l'infrarouge.

7.3 Résultats des mesures

La source et le détecteur sont placés en regard l'un et l'autre et séparés d'une distance d (Cf figure 7.1). Le signal lumineux incident de puissance P est modulé par le chopper à pulsation ω . Le signal sur l'oscilloscope est une onde sinusoïdale donc l'amplitude est proportionnelle à la puissance lumineuse incidente :

$$V = R \cdot P, \quad (7.2)$$

⁵Saint-Gobain Performance Plastics

⁶Procédé de fabrication de pièces consistant à chauffer une poudre sans la mener jusqu'à la fusion. Sous l'effet de la chaleur, les grains se soudent entre eux ce qui forme la cohésion de la pièce

où R est la responsivité du détecteur.

7.3.1 Résultats

Les valeurs de puissances mesurées sont reportées dans le tableau 7.2. Les mesures ont été effectuées à différentes fréquences du chopper : 10, 15, 20 et 25 Hz. Nous donnons ici les résultats obtenus à une fréquence de 15 Hz du chopper. La responsivité correspondante est de 4000 V/W. Les valeurs sont mesurées pour deux positions du détecteur : 100 et 390 mm.

T (°C)	P (μW) - 100 mm	P (μW) - 390 mm
40	1.92	0.84
45	1.65	1.22
50	3.57	1.48
55	4	1.85
60	4.37	2.12
65	4.82	2.37
70	5.72	2.62

TAB. 7.2 – Valeurs de puissances mesurées en fonction de la température de la source, fréquence du chopper 15 Hz.

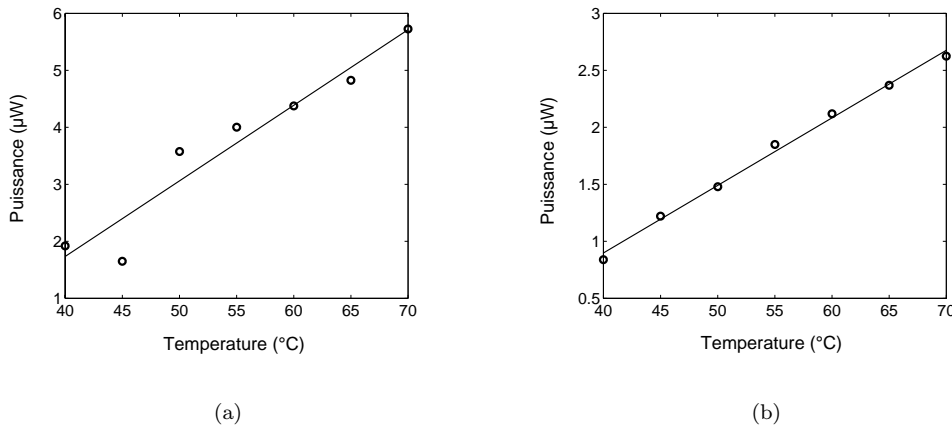


FIG. 7.5 – Distribution des puissances mesurées.

Figure 7.5(a) pour 100 mm de distance. Figure 7.5(b) pour 390 mm de distance. La distribution des points en fonction des valeurs de température suit une progression quasi-linéaire.

A $40^{\circ}C$, la puissance mesurée peut être vue comme la différence entre les puissances émises par la source portée respectivement aux températures $22^{\circ}C$ et $40^{\circ}C$. Cette différence de température est proche de la différence de température typique entre le corps humain et le milieu ambiant, voir section 6.4.2. Nous nous reportons aux considérations faites au chapitre 6, section 6.5, suivant lesquelles on cherche à réaliser des images de la surface avec une résolution spatiale de 1 cm (soit 400 pixels pour la surface de $20 \times 20 \text{ cm}^2$), et une cadence d'une image en 4 ms.⁷ Nous montrons

⁷La cadence est ici déduite de la fréquence image considérée à la section 6.5 (10 images/s d'une scène de $1 \times 1 \text{ m}^2$)

que le NEP minimal requis pour un détecteur monoélément est d'environ $2 \text{ pW}/\sqrt{Hz}$ à 100 mm et $1/\sqrt{Hz}$ pW à 390 mm. Les valeurs sont calculées en considérant la formule 6.24.

A largeur de bande d'intégration et distance source-détecteur données, les valeurs de NEP sont de même ordre de grandeur que celles déterminées en section 6.5.

Dans la suite, nous présentons une approche de calcul développée pour analyser ces résultats expérimentaux.

7.3.2 Modèle radiométrique de validation

Le signal électrique observé en fin de chaîne sur l'oscilloscope est proportionnel à l'échauffement ΔT du détecteur thermique. Les puissances mesurées sont les différences entre les puissances émises par la surface effective de la source, portée à T_S , et le milieu ambiant, considéré à $22^\circ C$. Nous avons donc :

$$\Delta P = P(T_S) - P(T_{amb}) \propto \int_{\Delta\nu} t_{zitex} S_{det} \cdot (T_S - T_{amb}) \cdot \Omega \, d\nu, \quad (7.3)$$

où Ω et S_{det} sont respectivement l'angle solide de réception et la surface du détecteur, $\Delta\nu$, la bande spectrale et t_{zitex} , la transmission du zitex. Nous avons considéré que le filtre ne s'échauffe pas au cours de la mesure et donc n'émet pas un rayonnement supplémentaire. Les principales grandeurs à définir sont T_S et $\Delta\nu$.

Hypothèses de calcul

1. Le zitex

La courbe de transmission du zitex est donnée en figure 7.4. L'indice du matériau est proche de 1. Les pertes par réflexion de Fresnel aux interfaces sont faibles et seront négligées dans le calcul.

2. La température de la source T_s

De manière rigoureuse, la température de la source T_S est différente de la température de l'eau T_e . L'expression générale de T_S dépend des températures de l'eau, du miroir, du polystyrène et du milieu ambiant, respectivement notées T_e , T_m , T_p et T_{amb} .

Nous reportons ci-après l'expression générale de la température du rayonnement émis par la source. Les hypothèses et les développements relatifs à cette expression sont détaillés dans la référence [89].

Posons :

- (a) a_e et r_e : le coefficient d'absorption et la réflectivité de l'eau. Avec $a_e + r_e = 1$, nous faisons l'hypothèse qu'il n'y a pas de transmission de la lumière à travers le volume d'eau,
- (b) r_m et a_m : la réflectivité et le coefficient d'absorption du miroir plan, et avec $a_m + r_m = 1$,
- (c) t_p et a_p : la transmissivité et le coefficient d'absorption du polystyrène. Avec $t_p + a_p = 1$, nous considérons la réflexion à l'interface air-polystyrène négligeable.

Et T_S s'exprime comme :

$$\begin{aligned}
T_S = & T_e(1 - a_p)(1 - r_e) [1 + r_e(1 - a_p)^2 + r_e^2(1 - a_p)^4(1 - a_m) + r_e^3(1 - a_p)^6(1 - a_m)] \\
& + T_p a_p \{1 + r_e(a_p^2 - 3a_p + 2) + r_e^2(1 - a_p)^3 [a_p(a_m - 1) - a_m + 2] \\
& \quad + r_e^3(2 - a_p)(1 - a_p)^5(1 - a_m) + r_e^4(1 - a_p)^7(1 - a_m)\} \\
& + T_m a_m r_e^2(1 - a_p)^4 \\
& + T_{amb} r_e^4(1 - a_p)^8(1 - a_m), \tag{7.4}
\end{aligned}$$

Supposons que :

- (a) la température du miroir est celle de l'ambiante et son coefficient de réflexion égal à 1 ;
- (b) l'absorption à travers le polystyrène est faible tel que : $(1 - a_p)^n = 1 - na_p$, n un nombre relatif.

L'expression de la température du rayonnement devient :

$$\begin{aligned}
T_S = & T_e(1 - a_p)(1 - r_e) [1 + r_e(1 - 2a_p) + r_e^2(1 - 4a_p) + r_e^3(1 - 6a_p)] \\
& + T_p a_p \{1 + r_e(a_p^2 - 3a_p + 2) + r_e^2(1 - 3a_p)(2 - a_p) \\
& \quad + r_e^3(2 - a_p)(1 - 5a_p) + r_e^4(1 - 7a_p)\} \\
& + T_{amb} r_e^4(1 - 8a_p), \tag{7.5}
\end{aligned}$$

Nous faisons l'hypothèse supplémentaire que $r_e \approx 0$, l'expression de la température de la source que nous considérerons dans le modèle est la suivante :

$$T_S \approx T_e(1 - a_p) + T_p a_p = T_e t_p + T_p(1 - t_p), \tag{7.6}$$

où t_p est la transmission du polystyrène, elle a été mesurée par Dietlein *et al* [89] et [88]. Nous avons reconstitué la tendance générale de la courbe à partir des coordonnées d'une série de points relevés sur les graphes résultats publiés. Nous donnons ci-dessous le résultat (figure 7.6) :

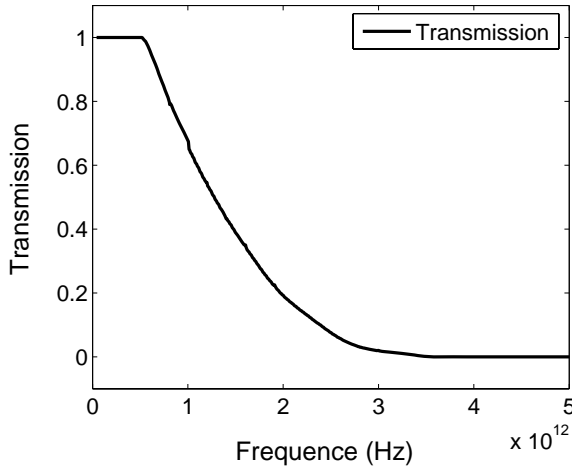


FIG. 7.6 – Transmission d’un échantillon de polystyrène d’épaisseur 1 cm. Les propriétés optiques du polystyrène dépendent de la taille de ses grains, de sa densité et de son épaisseur. Son absorption est faible dans le domaine millimétrique et térahertz, les pertes sont essentiellement dues à la diffusion. Sa transmission est de 1 entre 0 et environ 400 GHz et décroît ensuite pour s’annuler à partir de 3.5 THz.

La température apparente au niveau du détecteur, après le parcours de la distance d entre la source et le détecteur, s’exprime comme :

$$T_S(d, \nu) = T_S(0, \nu) \cdot e^{-\tau_\nu(0,d)} + T_{amb}(1 - e^{-\tau_\nu(0,d)}), \quad (7.7)$$

où $\tau_\nu(0, d)$ est l’atténuation de l’atmosphère pour une distance d parcourue (Cf la section 6.1).

3. La largeur de bande

la bande spectrale considérée est délimitée par le filtre. Le Zitex peut être vu comme un filtre passe-bas avec une transmission nulle à partir de la dizaine de térahertz.

A titre d’exemple, la répartition spectrale de puissance au niveau du détecteur $P(T_S(d, \nu))$ est calculée. La température du bain est considérée à 50°C, la distance source-détecteur est fixée à 390 mm, la température du polystyrène est considérée comme la moyenne entre la température du bain et celle de l’ambiante, $(T_e + T_{amb}/2)$. Le résultat est donné en figure 7.7

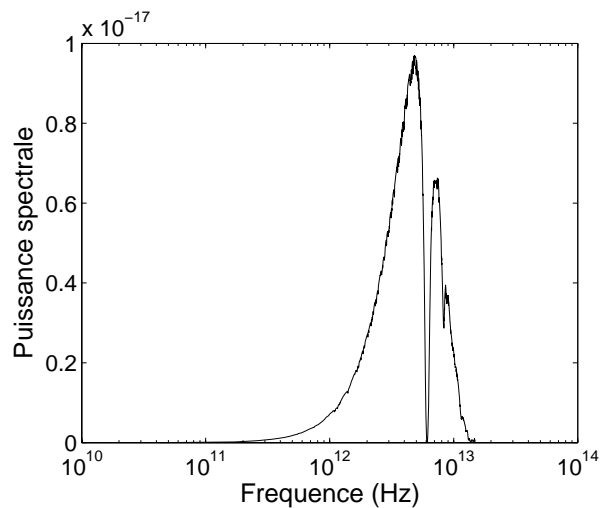


FIG. 7.7 – Puissance spectrale

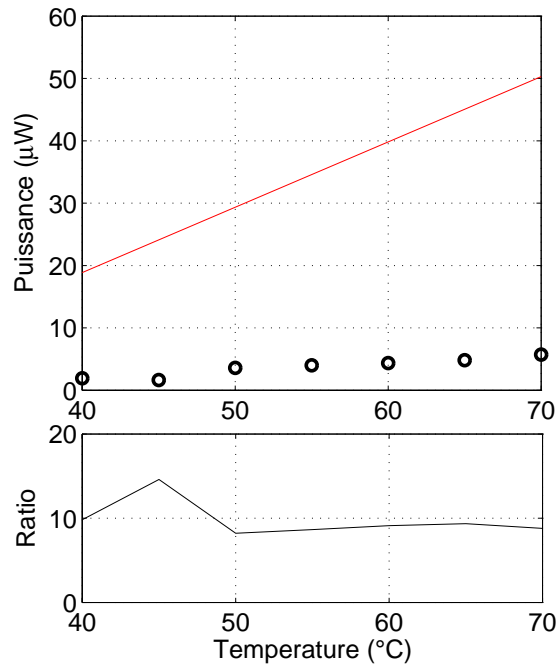
Les contributions dominantes sont comprises entre 0.1 et 10 THz. La bande de fréquences d'intégration du signal partira de la centaine de GHz à quelques dizaine de THz.

Les résultats

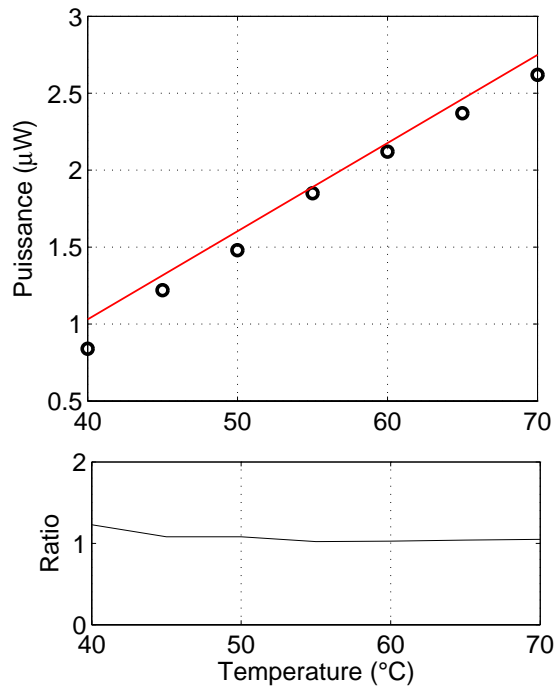
La comparaison entre les valeurs mesurées et celles calculées montre que : (1) pour 100 mm de distance, les valeurs calculées sont environ 10 fois supérieures aux valeurs mesurées et (2) il y a un bon accord entre les valeurs calculées à 390 mm et celles mesurées, voir figures 7.8(a) et 7.8(b).

Discussion

- l'écart observé entre les valeurs calculées et mesurées à 100 mm serait dû à une définition incorrecte de l'angle solide de réception Ω de la cellule de Golay (Voir expression 7.3). Le détecteur ne verrait pas, à cette distance, l'intégralité de la surface effective d'émission de la source mais plutôt une surface plus petite à cause de l'ouverture du chopper qui «diaphragme» le cône de réception du détecteur.
- l'approximation $r_e \approx 0$ paraît convenable au regard de l'accord entre les résultats obtenus par le calcul et par la mesure à 390 mm. Dans le cas général, il faut prendre en compte le coefficient de réflexion et l'introduire dans le modèle radiométrique, d'autant plus que les propriétés optiques de l'eau sont influencées par les impuretés [99] et changent avec la température du liquide [100].



(a)



(b)

FIG. 7.8 – Comparaison des valeurs de puissances mesurées et calculées (a) 100 mm. (b) 390 mm. Sur les figures, les symboles « cercles » représentent les puissances mesurées et les courbes ou lignes continues, l'évolution, avec la température, des valeurs de puissances calculées. Les distributions de points suivent une progression linéaire. Les graphes **Ratio** donnent l'évolution, avec la température, du rapport entre les valeurs calculées et celles mesurées.

Quatrième partie

Conclusion et perspectives

Chapitre 8

Synthèse et perspectives

8.1 Synthèse

Cette thèse a contribué à expliciter un ensemble de concepts et exposer des résultats généraux à considérer pour la conception d'un système d'imagerie THz pour des applications de contrôle de personnes dans un environnement «d'intérieur». Les résultats énoncés dans ce travail touchent les sujets tels que : (1) les propriétés optiques des dissimulants, (2) le comportement THz de la peau humaine, (3) la sélection de la fréquence de fonctionnement pour un imageur, (4) le contraste thermique disponible pour l'imagerie. Ci-après, une synthèse des résultats est présentée :

- (1) les dissimulants comme les vêtements, les papiers et les semelles approchent une transmission de 100% aux faibles fréquences et deviennent progressivement opaques avec l'augmentation de la fréquence. La diminution de la transparence des matériaux dépend de plusieurs facteurs parmi lesquels l'absorption propre des matériaux et la diffusion du signal par les matériaux. L'absorption propre dépend de l'épaisseur et de la densité du matériau à traverser. Elle peut aussi être due aux propriétés physico-chimiques des matières premières utilisées et aux procédés employés pour leur transformation. Tandis que la diffusion THz par les tissus peut être associée aux brins et fils du textile, de taille caractéristique de la longueur d'onde.
- (2) la peau présente une absorption importante dans le domaine THz à cause de sa forte composition en eau (80%). Un seul type de peau a été mesuré dans notre travail de ce fait nous n'avons pas pu formuler des conclusions générales de nos observations. Le modèle physique, proposé par Pickwell *et al*, qui considère la peau comme une monocouche semi-infinie remplie d'eau décrit assez fidèlement les propriétés THz de la peau saine. Le modèle a été employé dans nos calculs radiométriques ;
- (3) le choix de la fréquence de fonctionnement s'effectue en prenant en compte les critères comme la transmission de l'atmosphère (§), la transparence des dissimulants (§) mais aussi, la relation entre la longueur d'onde et le volume du système (†) :
(†) à résolution et distance données, le diamètre d'ouverture optique augmente avec la longueur d'onde. Pour délimiter le volume global du système, on privilégiera travailler aux courtes longueurs d'onde (grandes valeurs de fréquence) ;

- (‡) par contre, l'évolution de la transparence des vêtements favorise un fonctionnement aux basses fréquences ;
- (§) du reste, l'opacité de l'atmosphère augmente avec l'humidité relative du milieu, la distance d'opération et la fréquence. L'absorption de l'atmosphère présente une distribution, en fonction de la fréquence, constituée de pics (maxima d'absorption) et de vallées (minima d'absorption). Le bon compromis serait de travailler dans la plage de fréquences allant de quelques centaines de gigahertz à 1 THz. Les fenêtres de fréquence favorables sont celles centrées autour de 315, 415 et 480 GHz pour un scénario à courtes distances (portail, portique de détection) ; et 670, 850 GHz pour un scénario à grandes distances (caméra) ;
- (4) le contraste thermique dépend de la fréquence, il diminue avec la distance et est influencé par les conditions environnementales du scénario d'imagerie. La différence de température entre le corps humain et le milieu environnant, environ 15°C , est le maximum de contraste disponible dans un scénario d'imagerie en intérieur. Cette valeur est atteinte dans la détection d'un objet métallique.

8.2 Perspectives

Quelques sujets identifiés dans ce travail peuvent faire l'objet de futures activités de recherche. Ils sont listés ci-après :

- nous nous sommes intéressés dans ce travail aux propriétés optiques de quelques dissimulants pris individuellement. Mais dans la réalité, les personnes sont souvent vêtues de plusieurs tissus, parfois de différents types, portés les uns sur les autres. Une perspective à ces travaux serait d'étudier le comportement optique de quelques empilements de tissus, de mesurer la transmission et la diffusion térahertz de ces empilements et déduire éventuellement une loi de variation afin de prédire le comportement ;
- dans nos travaux, nous avons implicitement supposé que la scène à imager était fixe pour nos évaluations radiométriques. Mais en condition réelle de fonctionnement, les personnes peuvent être en mouvement et se déplacer sur un parcours dédié. Leurs vêtements sont par conséquent en mouvement et leur orientation peut changer avec le déplacement. Une perspective serait d'étudier les variations engendrées par le mouvement du sujet en mesurant peut-être les propriétés « dynamiques » des dissimulants. Ces travaux s'inscriront dans la continuité de ceux de Petkie *et al*[101] qui prédisent une variation de 5 – 10% de la transmission « statique » avec le mouvement ;
- le protocole expérimental utilisé pour la détermination des propriétés de la peau humaine reste à améliorer et pour cela quelques pistes sont proposées :
 1. une voie d'amélioration serait d'utiliser comme référence, le signal réfléchi à une interface Téflon/métal et non Téflon/air comme dans le protocole utilisé dans nos travaux. Ce qui permettrait lors de la procédure d'extraction d'exprimer plus fidèlement les caractéristiques de l'échantillon. Il faudra seulement veiller à placer dans le même plan de mesure le métal et l'échantillon entre les mesures de la référence et celle avec échantillon ;
 2. l'utilisation de la lame séparatrice permet d'étudier l'échantillon sous incidence normale. Cette géométrie présente l'avantage de réduire la complexité de la procédure d'extraction

des paramètres optiques au détriment, cependant, d'une diminution de l'amplitude des signaux (faibles signaux). Cette situation peut être corrigée en adoptant un arrangement optique sans lame séparatrice et par conséquent une mesure sous un angle d'incidence α quelconque [78]. Dans cette configuration, l'amplitude des signaux et la dynamique de la mesure seraient augmentées au détriment, cette fois, de la souplesse de la procédure d'extraction ; puisqu'il faudra tenir compte de l'angle d'incidence, de la déviation du faisceau et de l'état de polarisation de l'onde THz [102, 103].

3. une autre piste d'amélioration consisterait à définir et élaborer un support d'échantillon approprié à la mesure *in-vivo*. Ce support devra être stable et confortable pour le sujet dont la partie du corps est caractérisée.
- et enfin, la structure de la source thermique ABC (Aqueous Blackbody Calibration) utilisée peut être améliorée en vue (1) de renforcer les parois de la cavité et diminuer leur déformation sous le volume d'eau, mais aussi (2) réduire la durée nécessaire pour l'uniformisation de la température dans le bassin.

Cinquième partie

Appendice

Annexe A

Indices optiques et incertitudes sur la mesure de la peau

A.1 Calcul des indices optiques

La mesure des propriétés optiques des milieux fortement absorbants comme la peau ne peut être réalisée que par montage en réflexion.

Soit la figure A.1 tirée du chapitre 5. L'onde arrive sur l'échantillon sous incidence normale et la quantité réfléchie sur l'échantillon est renvoyée en direction du détecteur. Pour satisfaire aux conditions de planéité, l'échantillon à caractériser est accolé sur les faces d'une lame à faces parallèles en Téflon.

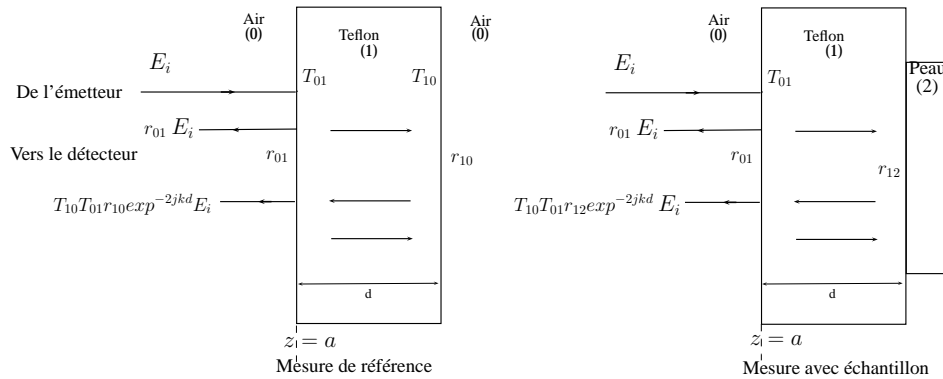


FIG. A.1 – Mesures en géométrie en réflexion dans un même plan.

Les milieux Air, Téflon et échantillon (Peau) sont « indicés » respectivement à 0, 1 et 2. Les coefficients r_{xy} et T_{xy} sont respectivement les coefficients de réflexion à l'interface x - y et de transmission lors du passage d'un milieu x à un milieu y . E_i est le champ incident.

Où nous notons \tilde{n}_p et \tilde{n}_T les indices complexes de la peau à déterminer et du Téflon.

En réalité, la mesure dans le même plan est difficilement réalisable. En effet, la plaque subit des faibles déplacements Δz sous les effets de la pression de l'avant-bras. La fonction de transfert

complexe a pour expression :

$$\mathcal{R}(\omega) = \frac{r_{12}}{r_{10}} \exp j(2k_0\Delta z), \quad (\text{A.1})$$

Déterminer les indices optiques de la peau revient à résoudre l'équation :

$$m(\omega) \exp j\phi(\omega) = \frac{n_T - \tilde{n}_p}{n_T + \tilde{n}_p} \cdot \frac{n_T + 1}{n_T - 1} \exp j(2k_0\Delta z), \quad (\text{A.2})$$

où nous avons considéré le Téflon comme un milieu sans pertes. Les expressions de l'indice et du coefficient d'extinction sont obtenues au moyen de quelques développements.

Si on pose : $M = m \cdot \frac{n_T - 1}{n_T + 1}$ et $\tilde{n} = \frac{\tilde{n}_p}{n_T}$,

$$\begin{aligned} M \cdot \exp j(\phi - 2k_0\Delta z) &= \frac{1 - \tilde{n}}{1 + \tilde{n}} \\ \tilde{n} &= \frac{1 - M \exp j(\phi - 2k_0\Delta z)}{1 + M \exp j(\phi - 2k_0\Delta z)}, \end{aligned}$$

Définissons $\phi_1 = \phi - 2k_0\Delta z$,

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= \frac{1 - M \cos \phi_1 - jM \sin \phi_1}{1 + M \cos \phi_1 + jM \sin \phi_1} \\ \tilde{n} &= \frac{1 - M^2 \cos^2 \phi_1 - jM \sin \phi_1 (1 - M \cos \phi_1) - jM \sin \phi_1 (1 + M \cos \phi_1) - M^2 \sin^2 \phi_1}{(1 + M \cos \phi_1)^2 + M^2 \sin^2 \phi_1} \\ \tilde{n} &= \frac{1 - M^2}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2} - j \frac{2M \sin \phi_1}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2} \equiv \frac{(n_p + \Delta n_p) - j(\kappa_p + \Delta \kappa_p)}{n_T} \end{aligned}$$

On déduit que :

$$n_p + \Delta n_p = \frac{1 - M^2}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2} \times n_T, \quad (\text{A.3})$$

et

$$\kappa_p + \Delta \kappa_p = \frac{2M \sin \phi_1}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2} \times n_T, \quad (\text{A.4})$$

A.2 Calcul des incertitudes

A.2.1 Incertitude sur l'indice de réfraction

$$\begin{aligned} \Delta n_p &= (n_p + \Delta n_p) - n_p \\ &= \frac{1 - M^2}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2} \times n_T - \frac{1 - M^2}{1 + 2M \cos \phi + M^2} \times n_T \\ &= (1 - M^2) n_T \times \frac{2M (\cos \phi - \cos \phi_1)}{(1 + 2M \cos \phi_1 + M^2) (1 + 2M \cos \phi + M^2)} \\ &= 4M (1 - M^2) n_T \times \frac{\sin(k_0\Delta z - \phi) \sin(k_0\Delta z)}{(1 + 2M \cos \phi_1 + M^2) (1 + 2M \cos \phi + M^2)} \end{aligned}$$

et,

$$\frac{\Delta n_p}{n_p} = 4M \times \frac{\sin(k_0\Delta z - \phi) \sin(k_0\Delta z)}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2}. \quad (\text{A.5})$$

A.2.2 Incertitude sur le coefficient d'extinction

De même :

$$\begin{aligned}
\Delta\kappa_p &= (\kappa_p + \Delta\kappa_p) - \kappa_p \\
&= \frac{2M \sin \phi_1}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2} \times n_T - \frac{2M \sin \phi}{1 + 2M \cos \phi + M^2} \times n_T \\
&= 2M n_T \times \frac{(\sin \phi_1 - \sin \phi) + M^2 (\sin \phi_1 - \sin \phi) + 2M \sin \phi_1 \cos \phi - 2M \cos \phi_1 \sin \phi}{(1 + 2M \cos \phi_1 + M^2) (1 + 2M \cos \phi + M^2)} \\
&= 2M n_T \times \frac{(1 + M^2) (\sin \phi_1 - \sin \phi) + 2M \sin (\phi_1 - \phi)}{(1 + 2M \cos \phi_1 + M^2) (1 + 2M \cos \phi + M^2)} \\
&= 2M n_T \times \frac{(1 + M^2) (\sin \phi_1 - \sin \phi) - 2M \sin (2k_0 \Delta z)}{(1 + 2M \cos \phi_1 + M^2) (1 + 2M \cos \phi + M^2)},
\end{aligned}$$

et,

$$\frac{\Delta\kappa_p}{\kappa_p} = 2 \frac{\sin(k_0 \Delta z)}{\sin \phi} \cdot \frac{(1 + M^2) \cos(\phi - k_0 \Delta z) - 2M \cos(k_0 \Delta z)}{1 + 2M \cos \phi_1 + M^2}. \quad (\text{A.6})$$

Annexe B

Coefficient d'absorption d'une molécule polaire

Considérons une transition d'une molécule d'un état $|b\rangle$ à un état $|h\rangle$ par absorption d'une énergie $h\nu_{b\rightarrow h}$. Notons N_b , N_h et g_b , g_h , les populations et les dégénérescences des états $|b\rangle$ et $|h\rangle$.

La variation d'intensité $dI_{\nu_{b\rightarrow h}}$ s'écrit comme :

$$\frac{dI_{\nu_{b\rightarrow h}}}{I_{\nu_{b\rightarrow h}}} = -\frac{1}{c} \left[\frac{N_b}{g_b} - \frac{N_h}{g_h} \right] B_{b\rightarrow h} h\nu_{b\rightarrow h} ds, \quad (\text{B.1})$$

$B_{b\rightarrow h}$ est le coefficient de Einstein pour l'absorption. Il s'exprime en fonction du moment dipolaire μ :

$$B_{b\rightarrow h} = \frac{2\pi}{3\hbar^2} |\langle h | \mu | b \rangle|^2, \quad (\text{B.2})$$

L'équation B.1 devient :

$$\frac{dI_{\nu_{b\rightarrow h}}}{I_{\nu_{b\rightarrow h}}} = -\frac{8\pi^3}{3hc} \nu_{b\rightarrow h} \left[\frac{N_b}{g_b} - \frac{N_h}{g_h} \right] |\langle h | \mu | b \rangle|^2 ds \quad (\text{B.3})$$

Le coefficient d'absorption κ est déduit comme : $\frac{dI}{I ds} = -\kappa$. Son expression pour la transition de la molécule de $|b\rangle$ vers $|h\rangle$ est :

$$(\kappa_\nu)_{b\rightarrow h} = \frac{8\pi^3 \nu}{3hc} \left[\frac{N_b}{g_b} - \frac{N_h}{g_h} \right] |\langle h | \mu | b \rangle|^2 f(\nu, \nu_{b\rightarrow h}), \quad (\text{B.4})$$

On introduit la fonction $f(\nu, \nu_{b\rightarrow h})$ qui décrit l'élargissement de la raie de transition.

Annexe C

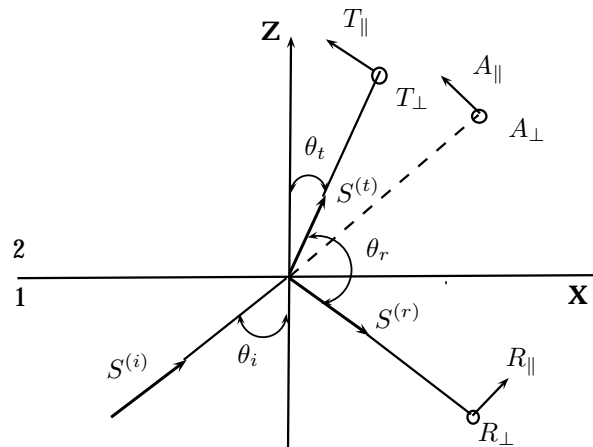
Coefficients optiques et relations de Fresnel

C.1 Formules de Fresnel

Lorsqu'une onde plane $S^{(i)}$ arrive à la frontière entre deux milieux aux propriétés optiques différentes, elle se divise en une onde transmise $S^{(t)}$ et en une onde réfléchie $S^{(r)}$ (Comme illustré ci-dessous). Les lois de la réflexion et de la réfraction (lois de Snell-Descartes) permettent de décrire les rayons réfléchi et réfracté.

Les amplitudes des ondes réfléchie et transmise quant à elles sont données par les relations de Fresnel.

Supposons les deux milieux (1) et (2) homogènes et isotropes, de conductivité nulle et de perméabilité magnétique $\mu_1 = \mu_2 = 1$.



Notons A l'amplitude du champ électrique incident, R et T celles des champs réfléchi et transmis. Chaque vecteur peut être divisé en composantes parallèle ($||$) et perpendiculaire (\perp) au plan

d'incidence. Les composantes du champ magnétique sont déduites de la relation :

$$\vec{H} = \sqrt{\epsilon} \vec{S} \times \vec{E} \quad (\text{C.1})$$

En utilisant les relations de continuité aux interfaces entre les milieux 1 et 2, on déduit les relations entre les amplitudes réfléchie, transmise et incidente :

$$\begin{aligned} R_{\parallel} &= \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} A_{\parallel} \\ T_{\parallel} &= \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} A_{\parallel} \end{aligned}$$

Cas transverse magnétique (TM)

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} A_{\perp} \\ T_{\perp} &= \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} A_{\perp} \end{aligned}$$

Cas transverse électrique (TE)

C.2 Réflectivité et transmissivité

Lorsqu'on s'intéresse aux quantités d'énergies réfléchie et transmise à l'interface entre deux milieux, on utilise la réflectivité et la transmissivité qui s'expriment, respectivement dans les cas transverse magnétique et transverse électrique, comme :

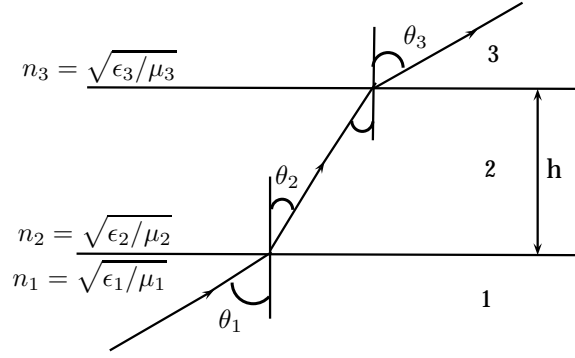
$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{\parallel} &= \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \\ \mathcal{T}_{\parallel} &= \frac{\sin 2\theta_i \sin 2\theta_t}{\sin^2(\theta_i + \theta_t) \cos^2(\theta_i - \theta_t)} \end{aligned}$$

Cas transverse magnétique (TM)

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{\perp} &= \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} \\ \mathcal{T}_{\perp} &= \frac{\sin 2\theta_i \sin 2\theta_t}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} \end{aligned}$$

Cas transverse électrique (TE)

C.3 Propagation à travers un milieu diélectrique



Considérons une onde plane arrivant $S^{(i)}$ sur un milieu diélectrique 2, de permittivité ϵ_2 et de perméabilité magnétique μ_2 . Nous considérerons le milieu homogène et délimité de part et d'autre par deux milieux notés 1 et 3 que nous considérerons semi-infinis et homogènes de propriétés ϵ_1, μ_1 et ϵ_3, μ_3 respectivement.

Notons A, R et T les amplitudes des ondes incidente, réfléchie et transmise. Nous considérons le cas d'une symétrie TE et posons

$$p_1 = n_1 \cos \theta_1, p_2 = n_2 \cos \theta_2, p_3 = n_3 \cos \theta_3,$$

M. Born et E. Wolf [83], en pages 55 à 61, démontrent que les coefficients de réflexion r et de transmission t peuvent s'écrire comme :

$$r = \frac{R}{A} = \frac{(m_{11} + m_{12}p_3)p_1 - (m_{21} + m_{22}p_3)}{(m_{11} + m_{12}p_3)p_1 + (m_{21} + m_{22}p_3)} \quad (\text{C.2})$$

$$t = \frac{T}{A} = \frac{2p_1}{(m_{11} + m_{12}p_3)p_1 + (m_{21} + m_{22}p_3)}, \quad (\text{C.3})$$

avec, $m_{11} = m_{22} = \cos \beta$, $m_{12} = -\frac{i}{p_2} \sin \beta$, $m_{21} = -ip_2 \sin \beta$ et $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 h \cos \theta_2$

Les equations C.2 et C.3 peuvent s'écrire en fonction des coefficients de Fresnel aux interfaces 1 et 2, et, 2 et 3,

$$\begin{aligned} r &= \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{A}} = \frac{(\cos \beta - \frac{i}{p_2} \sin \beta p_3)p_1 - (-ip_2 \sin \beta + p_3 \cos \beta)}{(\cos \beta - \frac{i}{p_2} \sin \beta p_3)p_1 + (-ip_2 \sin \beta + p_3 \cos \beta)} \\ &= \frac{(p_1 p_2 - p_2 p_3) \cos \beta - i \frac{\sin \beta}{\cos \beta} (p_1 p_3 - p_2^2)}{(p_1 p_2 + p_2 p_3) \cos \beta - i \frac{\sin \beta}{\cos \beta} (p_1 p_3 + p_2^2)}, \end{aligned}$$

Or

$$\frac{-i \sin \beta}{\cos \beta} = \frac{1 - \exp 2i\beta}{1 + \exp 2i\beta},$$

donc,

$$r = \frac{(p_2 + p_3)(p_1 - p_2) + (p_2 - p_3)(p_1 + p_2) \exp 2i\beta}{(p_2 + p_3)(p_1 + p_2) + (p_2 - p_3)(p_1 - p_2) \exp 2i\beta},$$

d'où

$$r = \frac{r_{12} + r_{23} \exp 2i\beta}{1 + r_{12} r_{23} \exp 2i\beta} \quad (\text{C.4})$$

Pareillement, on peut montrer que :

$$t = \frac{t_{12}t_{23} \exp i\beta}{1 + r_{12}r_{23} \exp 2i\beta} \quad (\text{C.5})$$

Bibliographie

- [1] John Federici, Robert Barat, Dale Gary, Zoi-Heleni Michalopoulou, and David Zimdars. Standoff sensing of explosives using terahertz radiation. *American laboratory*, 38(12) :28–33, July 2006. [3](#)
- [2] Peter Coward and Roger Appleby. Development of an illumination chamber for indoor millimetre-wave imaging. *Proc. Of SPIE*, 5077 :54–61, 2003. [8](#)
- [3] Aparajita Bandyopadhyay, Andrei Stepanov, Brian Schulkin, Michael D. Federici, Amartya Sengupta, Dale Gary, and John F. Federici. Terahertz interferometric and synthetic aperture imaging . *J. Opt. Soc. Am.*, 23(5) :1168–1178, May 2006. [9](#)
- [4] Chris Mann. A compact real time passive terahertz imager. *Proc. of SPIE*, 6211(62110E) :1–5, 2006. [9](#)
- [5] Michael C. Kemp. Millimetre wave and terahertz technology for the detection of concealed threats - a review. *Proc. of SPIE*, 6402(64020D) :1–19, 2006. [9](#)
- [6] Roger Appleby and H. Bruce Wallace. Standoff detection of weapons and contraband in the 100 ghz to 1 thz region. *IEEE, Trans. on Ant. and Prog.*, 55(11) :2944–2956, November 2007. [9](#)
- [7] Larry Yujiri, Merit Shoucri, and Philip Moffa. Passive millimetre-wave imaging. *IEEE, microwave magazine*, 4(3) :39–50, September 2003. [9](#), [10](#)
- [8] G. S. Dow, D. C. Lo, Y. Guo, E. W. Lin, T. T. Chung, M. D. Biedenbender, O. Miromontes, A. Marashi, L. Yujiri, P. S. C. Lee, M. M. Shoucri, and B. R. Allen. Large scale w-band focal plane array for passive radiometric imaging. *IEEE MTT-S Digest*, 1 :369–372, 1996. [9](#)
- [9] R. Appleby, R. N. Anderton, S. Price, N. A. Salmon, G. N. Sinclair, P. R. Coward, A. R. Barnes, P. D. Munday, M. Moore, A. H. Lettington, and D. A. Robertson. Mechanically scanned real time passive millimetre wave imaging at 94 ghz. *Proc. Of SPIE*, 5077(7309B) :1–12, 2003. [10](#)
- [10] Jonathan Drewes and Robert P. Daly. Design of high resolution passive millimeter wavelength camera for security applications. *Proc. Of SPIE*, 7309 :1–6, 2009. [10](#)
- [11] Won-Gyum Kim, Nam-won Moon, Young-Jin Kim, Jin-mi Jung, Min-kyoo Jung, Yu-shin Chang, Myung-soo Park, and Yong-hoon Kim. Developement of 30 channels millimeter-wave imaging radiometer equipment (mirae). [10](#)
- [12] Chris. Mann. First demonstration of a vehicle mounted 250 ghz real time passive imager. *Proc. Of SPIE*, 7311 :1–7, 2009. [10](#)

- [13] Jonathan Lynch, Harris Moyer, Joel Schulman, Philip Lawyer, Ross Bowen, Jim Schaffner, Debabani Choudhury, Jim Foschaar, and David Chow. Unamplified direct detection sensor for passive millimeter-wave imaging. *Proc. Of SPIE*, 6211(62110I) :1–7, 2006. 10
- [14] Robert J. Dengler, Anders Skalare, and Peter H. Siegel. Passive and active imaging of humans for contraband detection at 640 ghz. *IEEE MTT-S*, 3 :1591–1594, 2004. 10, 11
- [15] David Sheen, Douglas McMakin, and Thomas E. Hall. Cylindrical millimeter-wave imaging technique for concealed weapon detection. *Proc. Of SPIE*, 3240 :242–250, 1998. 11
- [16] David Sheen, Douglas McMakin, and Thomas E. Hall. Three-dimensional millimeter-wave imaging for concealed weapon detection. *IEEE*, 49(9) :1581–1592, 2001. 11
- [17] PNNL Pacific Northwest National Laboratory. Client Success Story. http://www.pnl.gov/business/contract/success_story.asp?id=13. 12
- [18] Erich Grossman, Charles Dietlein, Juha Ala-Laurinaho, Mikko Leivo, Leif Gronberg, Markus Gronholm, Petteri Lappalainen, Anssi Rautiainen, Aleksi Tamminen, and Arttu Luukanen. Passive terahertz camera for standoff security screening. *Appl. Opt.*, 49(19) :E106–E120, 2010. 12
- [19] B. B. Hu and M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves. *Opt. Lett.*, 20(16) :1716–1718, August 1995. 13, 65
- [20] Daniel M. Mittleman, Rune H. Jacobsen, and Martin C. Nuss. T-ray imaging. *IEEE*, 2(3) :679–692, 1996. 13
- [21] D. H. Auston. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. *Applied Physics Letters*, 26(3) :101–103, October 1975. 17
- [22] Ricardo Ascazubi, Carl Shneider, Ingrid Wilke, Robinson Pino, and Partha S. Dutta. Enhanced terahertz emission from impurity compensated GaSb. *Phys. Rev. B*, 72(045328) :2907–2909, July 2005. 18
- [23] M. Ashida, R. Akai, H. Shimosato, I. Katayama, K. Miyamoto, and H. Ito. Ultrabroadband THz wave detection using photoconductive antenna. *IEEE*, pages 1–1, November 2008. 18
- [24] Frédéric Garet. *Génération optoélectronique d’impulsions électromagnétiques ultra-courtes ; application à la spectroscopie THz*. PhD thesis, INPG, 1997. 18, 29
- [25] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles. *AIP*, 45 :284–286, August 1984. 19
- [26] David B. Rutledge and Michael S. Muha. Imaging Antenna Arrays. *IEEE*, 30(4) :535–540, July 1982. 20
- [27] Ch. Fattinger and D. Grischkowsky. Terahertz beams. *AIP*, 54(6) :490–492, February 1989. 20
- [28] Uhd P. Jepsen, R. H. Jacobsen, and Keiding S. R. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 13(11) :2424–2436, November 1996. 20, 44
- [29] Martin van Exter and Grischkowsky. Characterization of an Optoelectronic Terahertz Beam System. *Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 38(11) :1684–1691, November 1990. 21

- [30] Lionel Duvillaret, Frédéric Garet, and Jean-Louis Coutaz. Influence of noise on the characterization of materials by terahertz time-domain spectroscopy. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(3) :452–461, March 2000. 21
- [31] D. H. Auston and K. P. Cheung. Coherent time-domain far-infrared spectroscopy. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2(4) :606–612, April 1985. 23
- [32] H. David Auston and C. Martin Nuss. Electrooptic generation and detection of femtosecond electrical transients. *J. Quant. Elect.*, 24(2) :184–197, February 1988. 23
- [33] D. Grischkowsky, Søren Keiding, Martin Exter, and Ch Fattinger. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7(10) :2006–2015, October 1990. 24
- [34] M. van Exter and D. Grischkowsky. Optical and electronic properties of doped silicon from 0.1 to 2 THz. *Appl. Phys. Lett.*, 56 :1694–1696, April 1990. 24
- [35] Jianming Dai, Jiangquan Zhang, Weili Zhang, and Daniel Grischkowsky. Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction high-resistivity, float-zone silicon. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 21(7) :1379–1386, July 2004. 24
- [36] J. E. Pedersen and S. R. Keiding. THz time-domain spectroscopy of nonpolar liquids. *IEEE*, 28 :2518–2522, October 1992. 24
- [37] D. M. Mittleman, R. H. Jacobsen, R. Neelamani, R. G. Baraniuk, and M. C. Nuss. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy. *Appl. Phys. B.*, 67 :1379–1386, July 1998. 24
- [38] L. Duvillaret, F. Garet, and J. L. Coutaz. A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2(3) :739–746, Sept 1996. 25, 27, 67
- [39] Lionel Duvillaret, Frédéric Garet, and Jean-Louis Coutaz. Highly Precise Determination of Optical Constants and Sample Thickness in Terahertz Time-Domain Spectroscopy. *Appl. Opt.*, 38(2) :409–415, January 1999.
- [40] Timothy D. Dorney, Richard G. Baraniuk, and Daniel Mittleman. Material Parameter Estimation With Terahertz Time-Domain Spectroscopy. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18(7) :1562–1571, July 2001.
- [41] Ioachim Pupeza, Rafal Wilk, and Martin Koch. Highly Accurate Optical Material Parameter Determination With THz Time-Domain Spectroscopy. *Optics Express*, 15(7) :4335–4350, April 2007. 27
- [42] Peter U. Jepsen and Bernd M. Fischer. Dynamic range in terahertz time-domain transmission and reflection spectroscopy. *Opt. Lett.*, 30(1) :29–31, January 2005. 29
- [43] Sous la direction de Jean-Louis Coutaz. *Optoélectronique térahertz*. EDP Sciences, 2008. 29, 72
- [44] J. E. Bjarnason, T. L. J. Chan, A. W. M. Lee, M. A. Celis, and E. R. Brown. Millimeter-wave, Terahertz, and Mid-infrared Transmission Through Common Clothing. *Applied Physics Letters*, 85(4) :519–521, July 2004. 29

- [45] J. Andrew Gatesman, A Danylov, M. Thomas Goyette, C. Jason Dickinson, H. Robert Giles, William Goodhue, Jerry Waldman, E. William Nixon, and Weber Hoen. Terahertz behavior of optical component and common materials. *Proc. Of Spie*, 6212 :1–12, April 2006. [29](#), [34](#)
- [46] Hiromichi Hoshina, Yoshiari Sasaki, Aya Hayashi, Chiko Otani, and Kodo Kawase. Non-invasive mail inspection system with terahertz radiation. *Proc. of SPIE*, 7311(731103) :1–11, Avril 2009. [33](#)
- [47] M. C. Kemp, P. F. Taday, B. E. Cole, J. A. Cluff, A. J. Fitzgerald, and W. R. Tribe. Security applications of terahertz technology. *Proc. of SPIE*, 5070 :44–52, 2003. [33](#)
- [48] R. Piesiewicz, T. Kleine-Ostmann, N. Krumbholz, D. Mittleman, M. Koch, and T. Kurner. Terahertz characterisation of building materials. *Electronics Letters*, 41(18) :1–2, September 2005. [38](#)
- [49] R. Piesiewicz, C. Jansen, S. Wietzke, D. Mittleman, M. Koch, and T. Kürner. Properties of building and plastic materials in THz range. *Int. J. Infrared Milli. Waves*, 28 :363–371, September 2007. [38](#)
- [50] Charles R. Dietlein, Jon E. Bjarnason, Erich N. Grossman, and Zoya Popovic. Absorption, transmission and scattering of expanded polystyrene at millimeter-wave and terahertz frequencies. *Proc. Of SPIE*, 6948 :1–9, 2008. [38](#)
- [51] A. Neil Salmon. Scene simulation for passive and active millimetre and sub-millimetre wave imaging for security scanning and medical applications. *Proc. Of SPIE*, 5619 :1–7, 2004. [38](#)
- [52] R. A. Cheville, R. W. McGowan, and D. Grischkowsky. Time resolved measurements which isolate the mechanisms responsible for terahertz glory scattering from dielectric spheres. *Physical Review Letters*, 80(2) :269–272, 2008. [38](#)
- [53] Jeremy Pearce, Zhongping Jian, and Daniel M. Mittleman. Statistics of multiply scattered broadband terahertz pulses. *Physical Review Letters*, 91(4) :1–4, 2003. [38](#)
- [54] Jeremy Pearce and Daniel M. Mittleman. Using terahertz pulses to study light scattering. *Physica B*, 338 :92–96, 2003. [38](#)
- [55] Y. C. Shen, P. F. Taday, and M. Pepper. Elimination of scattering effects in spectral measurement of granulated materials using terahertz pulsed spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 92(051103) :1–3, 2008. [38](#)
- [56] B. Edmond Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings. *J. Quant. Elect.*, 5(9) :454–458, September 1969. [40](#)
- [57] Arnaud Cotel. *Réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d’impulsions laser Petawatt par mosaïques de réseaux*. PhD thesis, Ecole polytechnique, 2007. [40](#)
- [58] M. v. Exter, Ch. Fattinger, and D. Grischkowsky. Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor. *Opt. Lett.*, 14(20) :1128–1130, October 1989. [43](#)
- [59] C. V. Raman. The theory of the Christiansen experiment. *Proc. Indian Acad. Sci.*, A29(A29) :288–297, May 1949. [48](#)
- [60] Christiansen. *Ann Phys*, (23) :298–306, 1884. [48](#)

- [61] K. Balasubramanian, M. R. Jacobson, and H. A. Macleod. New christiansen filters. *Applied Optics*, 31(10) :3807–3814, March 1992. 48
- [62] Morten Franz, M. Bernd Fischer, and Markus Walther. The Christiansen effect in terahertz time-domain spectra of coarse-grained powders. *Applied Physics Letters*, 92(021107) :1–3, March 2008. 48
- [63] Akira Ishimaru. Theory and application of wave propagation and scattering in random media. *Proc. Of IEEE*, 65(7) :1030–1061, July 1977. 50
- [64] Rémi Carminati. Introduction aux transferts radiatifs. Technical report.
- [65] Jean-Louis Meyzonnette and Thierry Lépine. *Bases de radiométrie optique*. Cépaduès-Editions, 2003. 50
- [66] V. P. Wallace, A. J. Fitzgerald, S. Shankar, N. Flanagan, R. Pye, J. Cluff, and D. D. Arnone. Terahertz pulse imaging of basal cell carcinoma *ex vivo* and *in vivo*. *British Journal of Dermatology*, 151 :424–432, May 2004. 65
- [67] D. A. Crawley, C. Longbottom, B. E. Cole, C. M. Ciesla, D. Arnone, V. Wallace, and M. Pepper. Terahertz pulse imaging : a pilot study of potential applications in dentistry. *Caries research*, 37(5) :352–359, August 2003.
- [68] Yimen Sun, Ming Yiu Sy, Yi-Xiang J. Wang, Anil T. Ahuja, Yuan-Ting Zhang, and Emma Pickwell-MacPherson. A promising diagnostic method : Terahertz pulsed imaging and spectroscopy. *World J. Radiol.*, 3(3) :352–359, March 2011. 65
- [69] E. Pickwell and V. P. Wallace. Biomedical applications of terahertz technology. *Appl. Phys.*, 39 :R301–R310, August 2006. 65
- [70] E. Pickwell, B. E. Cole, A. J. Fitzgerald, M. Pepper, and V. P. Wallace. In vivo study of human skin using pulsed terahertz radiation. *Phys. Med. Biol.*, 49(9) :1595–1607, April 2004. 66, 70, 73, 85, 90
- [71] Z. D. Taylor, R. S. Singh, M. O. Culjat, J. Y. Suen, W. S. Grundfest, and E. R. Brown. THz imaging based on water-concentration contrast. *Proc. Of SPIE*, 6949(69490D) :1–8, 2008. 69
- [72] A. J. Fitzgerald, E. Berry, N. N. Zinovév, S. Homer-vanniasinkam, R. E. Miles, J. M. Chamberlain, and M. A. Smith. Catalogue of human tissue optical properties at terahertz frequencies. *Journal of Biological Physics*, 129 :123–128, 2003. 69
- [73] H. Peter Siegel. Terahertz technology in biology and medicine. *IEEE Transactions on Microwave theory and techniques*, 52(10) :2438–2447, October 2004. 69
- [74] P. Vincent Wallace, J. Anthony Fitzgerald, Brian Robertson, Emma Pickwell, and Bryan Cole. Development of hand-held TPI system for medical applications. *IEEE*, pages 637–639, 2005. 70
- [75] B. David Bennett, Li Wenzao, D. Zachary Taylor, S. Warren Grundfest, and R. Elliott Brown. Stratified media model for terahertz reflectometry of skin. *IEEE Sensors Journal*, 11(5) :1253–1262, May 2011. 70
- [76] Scott Paine. The am atmospheric model. *SMA technical memo, draft*. 83
- [77] D. J. Segelstein. The complex refractive index of water. Master’s thesis, Univ. Of Missouri-Kansas City, 1981. 85, 86

- [78] Uffe Møller, G. David Cooke, Koichiro Tanaka, and Uhd Peter Jepsen. Terahertz reflection spectroscopy of debye relaxation in polar liquids [invited]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 26(9) :A113–A125, September 2009. **85, 117**
- [79] L. Thrane, R. H. Jacobsen, P. Uhd Jepsen, and S.R. Keiding. THz reflection spectroscopy of liquid water. *Chemical Physics Letters*, 240(4) :330–333, June 1995. **85**
- [80] J. T. Kindt and C. A. Schmuttenmaer. Far-Infrared dielectric properties of polar liquids probed by femtosecond terahertz pulse spectroscopy. *J. Phys. Chem.*, 100 :10373–10379, March 1996.
- [81] Cecilie Rønne, Per-Olof Åstrand, and Søren R. Keiding. Thz spectroscopy of liquid h_2o and d_2o . *Phys. Rev. Lett.*, 82(14) :2888–2891, April 1999. **85**
- [82] E. Pickwell, B. E. Cole, A. J. Fitzgerald, V. P. Wallace, and M. Pepper. Simulation of Terahertz pulse propagation in biological systems. *Applied Physics Letters*, 84(12) :2190–2192, March 2004. **85**
- [83] Born and Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press London, 1980s. **87, 129**
- [84] Bruce H. Wallace and Mark J. Rosker. Analytical Performance Comparison of Active and Passive SMMW Imaging For Contraband Detection. *Millimetre Wave and Terahertz Sensors and Technology*, 7485(74850E) :1–13, September 2009. **88**
- [85] Alexei Semenov, Heiko Richter, Ute Bottger, and Heinz-Wilhelm Hubers. Imaging terahertz radar for security applications. *Proc. of SPIE*, 6989(694902) :1–11, November 2008. **88, 96**
- [86] Eddie Jacobs and Steve Griffin. Modeling and characterization of cloth at sub-millimeter wavelengths. *Proc. of SPIE*, 6549(654904) :1–10, 2007. **91**
- [87] J. Han, F. Wan, Z. Zhu, Y. Liao, T. Ji, M. Ge, and Z. Zhang. Shift in low-frequency vibrational spectra of transition-metal zirconium compounds. *Applied Physics Letters*, 87(172107) :1–3, October 2005. **91**
- [88] Charles Dietlein, Zoya Popović, and Erich Grossman. Broadband THz aqueous blackbody calibration source. *Proc. of SPIE*, 6548(65480M), October 2007. **102, 108**
- [89] Charles Dietlein, Zoya Popović, and Erich Grossman. Aqueous blackbody calibration source for millimeter-wave/terahertz metrology. *Applied Optics*, 47(30) :5604–5615, October 2008. **107, 108**
- [90] Charles Robert Dietlein. *Components and metrology for terahertz imaging*. PhD thesis, University of Colorado, 2008. **102**
- [91] Guozhong Zhao, Maarten ter Mors, Tom Wenckebach, and Paul C. M. Planken. Terahertz dielectric properties of polystyrene foam. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(6), June 2002. **102**
- [92] Julabo Labortechnik GmbH. ED thermostat d’immersion. http://www.julabo.de/fr/p_datasheet.asp?Produkt=ED. **103**
- [93] Georges Asch et Coll. *Les capteurs en instrumentation industrielle*. Dunod, 2006. **104**
- [94] Microtech Instruments Inc. Golay cell detector datasheet. <http://www.mtinstruments.com/downloads/Golay%20Cell%20Datasheet%20Revised.pdf>. **104**

- [95] Emilian Koller. *Dictionnaire encyclopédique des sciences des matériaux*, **page** 178. Dunod, 2008. **104**
- [96] James W. Lamb. Infrared filters for cryogenic millimeterwave receivers. *International Journal of Infrared and Millimeterwaves*, 14(5), 1993. **105**
- [97] Daniel Koller, G. A. Ediss, Laszlo Mihaly, and G. L. Carr. Infrared measurements of possible IR filter materials. *International Journal of Infrared and Millimeter waves*, 27(6), 2006. **105**
- [98] Dominic J. Benford, Michael C. Gaidis, and Jacob W. Kooi. Optical properties of Zitex in the infrared to submillimeter. *Appl. Opt.*, 42(25), 2003. **105**
- [99] Jing Xu, Kevin W. Plaxco, S. James Allen, Jon E. Bjarnason, and Elliot R. Brown. 0.15 - 3.72 THz absorption of aqueous salts and saline solutions. *Appl. Opt. Lett.*, 90(031908), 2007. **110**
- [100] Cecilie Rønne, Lars Thrane, Per-Olof Astrand, Anders Wallqvist, Kurt V. Mikkelsen, and Søren R. Keiding. Investigation of the temperature dependence of dielectric relaxation in liquid water by THz reflection spectroscopy and molecular dynamics simulation. *J. Chem. Phys.*, 107(14), 1997. **110**
- [101] Douglas T. Petkie, Franck C. De Lucia, Corey Casto, Paul Helminger, Eddie L. Jacobs, Steven K. Moyer, Steve Murrill, Carl Halford, Steve Griffin, and Charmaine Franck. Active and passive millimeter and sub-millimeter-wave imaging. *Proc. of SPIE*, 5989(598918) :1–8, 2005. **116**
- [102] Peter Uhd Jepsen, Uffe Møller, and Hannes Merbold. Investigation of aqueous alcohol and sugar solutions with reflection terahertz time-domain spectroscopy. *Optical Society of America*, 15(22) :14717–14737, October 2007. **117**
- [103] Cecilie Rønne. *Intermolecular liquid dynamics studied by THz-spectroscopy*. PhD thesis, Aarhus University, 2000. **117**