Etude de la propagation des ondes térahertz en milieu diffusant pour l'imagerie pour hélicoptères en condition de brownout

Clotilde Prophete

▶ **To cite this version:**

Clotilde Prophete. Etude de la propagation des ondes térahertz en milieu diffusant pour l'imagerie pour hélicoptères en condition de brownout. Physique [physics]. Université Paris sciences et lettres, 2018. Français. NNT : 2018PSLET040 . tel-02512448

HAL Id: tel-02512448
https://pastel.hal.science/tel-02512448

Submitted on 19 Mar 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT

de l'Université de recherche Paris Sciences et Lettres
PSL Research University

Préparée à ESPCI Paris
Institut Langevin

Étude de la propagation des ondes térahertz en milieu diffusant pour l'imagerie pour hélicoptères en condition de brownout

École doctorale n°564

PHYSIQUE EN ÎLE-DE-FRANCE

Spécialité PHYSIQUE

COMPOSITION DU JURY :

Mme Anne Sentenac
CNRS, Présidente du jury

M. Jean-Michel Tualle
CNRS, Rapporteur

M. Jean-Louis Coutaz
Université Savoie Mont Blanc,
Rapporteur

M. Riad Haïdar
ONERA, Examinateur

M. Hervé Sik
Safran Electronics & Defense, Invité

M. Philippe Pouliguen
DGA, Invité

M. Julien de Rosny
CNRS, Directeur de thèse

M. Rémi Carminati
ESPCI Paris, Co-directeur de thèse

Soutenue par **Clotilde PROPHÈTE**
le 16 novembre 2018

Dirigée par **Julien de Rosny**
et par **Rémi Carminati**

PSL RESEARCH UNIVERSITY PARIS

A mes grands-parents et à mon frère, Roch.

Remerciements

C'est lors d'un stage à Safran Electronics & Defense que j'ai découvert le problème que rencontrent les pilotes d'hélicoptères en condition de brownout, et la proposition d'utiliser un système d'imagerie THz pour le résoudre. L'Institut Langevin, spécialisé dans la propagation des ondes en milieux complexes, était alors logiquement associé à cette étude. Ainsi, quelques mois plus tard, j'exprimais à mes futurs directeurs de thèse, Julien de Rosny et Rémi Carminati, mon souhait de travailler avec eux sur la problématique. Ils m'ont fait confiance et nous avions l'intérêt commun d'explorer cette gamme de fréquences (ou longueurs d'onde pour les opticiens) et leur propagation dans les nuages de sable.

En premier lieu, je remercie Julien qui étais toujours disponible et à l'écoute. Nous travaillions ensemble quotidiennement sur les expériences et le modèle analytique. Lors de réunions avec Rémi et Julien, nous avons eu l'occasion de confronter et d'enrichir nos connaissances respectives sur les micro-ondes et l'optique. Je remercie Rémi de m'avoir guidée lors de ma thèse et de m'avoir aidée à trouver un stage à l'ICFO, qui m'a permis d'étudier pour la première fois la diffusion d'onde mais pour une application médicale. Merci beaucoup à Romain qui m'a aidée pour les simulations Monte Carlo et les différentes questions que j'ai pu avoir tout au long de la thèse. Merci à Jérôme d'avoir toujours été disponible lorsque j'avais des problèmes expérimentaux. De manière générale, je souhaite remercier tous les membres de l'Institut Langevin. Chacun participe l'unité du laboratoire en créant un environnement convivial et propice au travail. Je garderai de très bons souvenirs des séminaires doctorants, des soirées jeux de société, du squash et d'autres événements. Merci à Antoine, Arthur, Aurélien, Christelle, Claire L., Claire P., Dorian, Elise, Emmanuel L., Florian, François B., François L., Ignacio, Jean-Baptiste, Johnny, Joris, Jules, Julie, Kammel, Kassandra, Léo, Louis, Maïmouna, Margaux, Marjolaine, Matthieu, Maxime, Nicolas, Nikos, Olivier L., Olivier T., Pierre, Samuel, Simon, Victor, Vincent, William, Yannick...

De Safran, je remercie Emmanuel de m'avoir fait connaître ce sujet et de m'avoir permis de continuer à l'étudier en thèse. Merci à Hervé pour son soutien. J'ai aussi réalisé une mission d'expertise à Safran pendant laquelle j'ai eu l'occasion de travailler sur différents

sujets. Je souhaite remercier particulièrement Françoise, Laurent, Nicolas et Patrick.

Je remercie mes amis, ma belle-famille et ma famille, qui m'ont soutenue et encouragée. Je souhaite tout particulièrement remercier Laetitia, Jean-Eloi, Alice, Géraldine, Philippe, Irina, Joan et Markus. J'ai été ravie que mes beaux-parents se déplacent jusqu'à Paris pour assister à ma soutenance. Un grand merci à mes parents qui m'ont permis d'arriver jusque là. Ils ont toujours cru en moi et m'ont donné l'envie d'apprendre et de toujours essayer de me dépasser. Merci à mon fiancé David d'être toujours bienveillant, de me réconforter et de me donner confiance en moi. C'est grâce à lui que j'ai osé me lancer dans cette aventure du doctorat.

Thèse réalisée en partenariat avec Safran Electronics & Defense, la Délégation Générale de l'Armement, le CNRS et les Investissements d'Avenir (Labex WIFI – Laboratoire d'excellence ANR-10-LABX-24 Ref. No. ANR-10-IDEX-0001-02 PSL).

Publications

C. Prophète, R. Pierrat, H. Sik, E. Kling, R. Carminati, and J. de Rosny, "Modeling of an active terahertz imaging system in brownout conditions," Appl. Opt. 57, 6017-6026 (2018). doi : 10.1364/AO.57.006017

C. Prophète, H. Sik, E. Kling, R. Carminati and J. De Rosny, "Terahertz and Visible Probing of Particles Suspended in Air," in IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology (2019). doi : 10.1109/TTHZ.2019.2891077

C. Prophète, R. Pierrat, H. Sik, E. Kling, R. Carminati and J. de Rosny, "Quantitative analysis of THz imaging systems in brownout conditions," 2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Cancun, 2017, pp. 1-2. doi : 10.1109/IRMMW-THz.2017.8066973

Table des matières

Introduction **13**

1 Brownout : caractérisations et solutions **17**
1.1 Géométrie du brownout 18
1.2 Systèmes d'imagerie non sub-THz en condition de brownout 21
1.2.1 Lidar, ladar 21
1.2.2 Systèmes d'imagerie de la bande W 22
1.3 Systèmes sub-THz 24
1.3.1 Les défis de la gamme THz 24
1.3.2 Technologies THz 25
1.3.3 Etude théorique de l'imagerie sub-THz appliquée aux conditions de brownout 29
1.3.4 Étude expérimentale de l'imagerie sub-THz appliquée aux conditions de brownout 31

2 Modélisation d'un système d'imagerie sub-THz en condition de brownout **39**
2.1 Caractérisation du milieu de propagation 40
2.1.1 Absorption de l'atmosphère 41
2.1.2 Diffusion par le brownout 42
2.1.3 Atténuation totale dans l'environnement 45
2.2 Système d'imagerie actif sub-THz 46
2.2.1 Comparaison de systèmes d'imagerie actif et passif 46
2.2.2 Dimensionnement du système d'imagerie actif sub-THz 48
2.2.3 Technologies pour la source et le pixel 49
2.3 Luminances thermiques 52
2.3.1 Luminance du ciel en entrée de pupille 53
2.3.2 Luminance du sol en entrée de pupille 55
2.3.3 Comparaison des luminances thermiques spectrales 55
2.4 Luminances issues de la rétrodiffusion du flux de la source 56
2.4.1 Introduction de l'Equation de Transfert Radiatif (ETR) 56
2.4.2 Résolution de l'ETR 59
2.4.3 Validation du modèle par comparaison avec une simulation numérique 64
2.5 Résultats et discussion 66
2.5.1 Bilans de puissance 66
2.5.2 Analyse des performances d'imagerie 69
2.5.3 Ecarts entre le modèle et la réalité 74

3 Caractérisation expérimentale de la diffusion des ondes térahertz par une suspension de particules **79**
3.1 Principe de mesure expérimentale 80
3.1.1 Montage 80
3.1.2 Méthode 83
3.1.3 Particules utilisées dans les différents échantillons 85
3.2 Mesure des échantillons statiques 86
3.2.1 Echantillons 2D 86
3.2.2 Echantillons 3D statiques 88
3.3 Mesures des échantillons 3D dynamiques 90
3.3.1 Dispositifs expérimentaux pour la mesure de densité 92
3.3.2 Mesure simultanée des atténuations dans les spectres visible et THz 96
3.3.3 Résultats et discussion 97

Conclusion **109**

A Méthode photométrique pour la détermination des luminances du signal et du bruit rétrodiffusés incidents sur la pupille **115**

B Méthode Monte Carlo pour la résolution de l'ETR **119**

Table des figures

1 Photo d'un hélicoptère Tigre entouré d'un brownout. 13

1.1 Schéma de l'aérodynamique du brownout [1]. 18
1.2 Images satellites pour classification des zones d'atterrissage [2]. 19
1.3 Dispositif de mesure des densités de brownouts réels [3]. 19
1.4 Densité de particules de brownouts réels par unité de rayon [3]. 20
1.5 Images acquises avec un lidar comparées aux images dans le visible [4] . . . 21
1.6 Image acquise avec le radar BLAST [5] 22
1.7 Image acquise avec un système d'imagerie thermique [6] 23
1.8 Image visible et THz d'un circuit intégré. 24
1.9 Schémas des antennes photoconductrices (a) émettrice et (b) réceptrice. . . 26
1.10 Image acquise avec l'imageur THz ACTI [7]. 27
1.11 Classement des technologies pour environnement visuel dégradé (DVE) en fonction de la complexité et du SWAP-C [8]. 28
1.12 Atténuation de l'atmosphère et température du ciel [9]. 29
1.13 Comparaison entre la théorie de Mie et l'approximation utilisée par Martin [10]. 30
1.14 Comparaison d'un nuage de billes de silice avec les résultats de Wikner [11]. 32
1.15 Indices de réfraction complexe du sable obtenus par Fiorino *et al.* [12, 13] . 33
1.16 Mesure d'indice à partir de la fonction de phase [14]. 34
1.17 Comparaison entre un nuage de billes de silice et les résultats de Ceolato *et al.* [15]. 36

2.1 Géométrie du système global. 40
2.2 Atténuation atmosphérique dans la bande sub-THz. 41
2.3 Indice de réfraction complexe de la silice dans le sub-THz [16]. 43
2.4 Efficacité d'extinction d'une bille de silice 44
2.5 Comparaison des libres parcours moyens d'extinction si l'indice de la silice est réel ou complexe. 45
2.6 Libres parcours moyens d'extinction (a) du brownout seul et (b) total. . . . 46
2.7 Schéma du système optique de détection 48
2.8 Comparaison des taches d'Airy à la matrice de pixels. 51
2.9 Schéma des rayonnements thermiques du sol et du ciel 52
2.10 Température apparente du ciel dans le sub-THz. 53
2.11 Schémas représentant les étapes de propagation du rayonnement thermique vers la pupille. 53
2.12 Luminances spectrales du ciel et du sol en entrée de pupille. 55
2.13 Schéma représentant le signal et bruit rétrodiffusés. 56
2.14 Carte des fonctions de phase pour une bille de silice. 57

2.15 Fonction de phase moyennée sur le brownout. 58
2.16 Géométrie du système pour la résolution de l'ETR. 60
2.17 Comparaison du modèle analytique avec la simulation Monte Carlo pour le signal et le bruit rétrodiffusés. 65
2.18 Contraste entre une cible en bois et un fond de sable. 70
2.19 Probabilité de diffusion par le brownout en fonction de la distance. 71
2.20 Schémas du système monostatique et d'un système bistatique. 72
2.21 Impact d'un système optique sur le contraste d'une mire. 73
2.22 FTM (a) sans et (b) avec brownout d'un système optique sans aberration. . 74
2.23 Contraste total (FTM et brownout) en fonction de la taille de l'objet détectable. 75
2.24 Comparaison entre la théorie de Mie et la résolution par éléments finis. . . . 76

3.1 (a) Schéma et (b) photo du montage expérimental. 81
3.2 Mesure de la largeur du faisceau THz. 82
3.3 Extrait d'une photo traitée pour la détermination de la distribution des grains de sable. 85
3.4 Distribution des particules de (a) sable et de (b) verre. 86
3.5 Efficacités d'extinction pour des échantillons 2D de sable. 87
3.6 Comparaison de l'expérience avec la théorie lorsque la distance entre particules décroît. 88
3.7 Schéma en coupe des deux méthodes de fabrication des échantillons 3D à base de paraffine et de grains de sable (ou de billes de verre). 89
3.8 Résultat d'un échantillon de sable dans une matrice de paraffine. 90
3.9 Indice de réfraction complexe de la paraffine. 91
3.10 Photo de la chambre imprimée en 3D. 92
3.11 Détermination de la densité avec la caméra rapide. 92
3.12 Détermination de la largeur du faisceau laser. 93
3.13 Mesure de densité par atténuation d'un faisceau laser – Montage. 94
3.14 Mesure de densité par atténuation d'un faisceau laser – Résultats. 94
3.15 Comparaison des deux méthodes de mesure de densité. 95
3.16 Fonctions de phase d'un ensemble de grains de sable à différentes longueurs d'onde. 96
3.17 Transmission moyenne mesurée dans le THz et dans le visible. 98
3.18 Rapport entre les libres parcours moyens d'extinction dans le THz et dans le visible. 99
3.19 Efficacités d'extinction issues des mesures simultanées dans le THz et dans le visible déduites de l'Eq. (3.13). 100
3.20 Efficacités d'extinction du sable et des billes de verre. 101
3.21 Schéma. 102
3.22 Indices de réfraction du sable et du verre en fonction de la densité de particules en suspension. 104
3.23 Comparaison des efficacités d'extinction si les particules sont absorbantes ou non. 106
3.24 Hélicoptère formant un *whiteout*. 114

A.1 Géométrie du système pour la résolution photométrique. 115

B.1 Etapes de la simulation Monte Carlo. 121

Introduction

En conditions visuelles dégradées, les pilotes d'engins de locomotion doivent s'adapter. Le cas le plus commun est le brouillard limitant la visibilité du conducteur d'une voiture. La solution est alors simplement de réduire la vitesse du véhicule afin de diminuer la distance de freinage au cas où il y aurait un obstacle. Les pilotes d'hélicoptères rencontrent le même type de problème mais le fait d'être dans les airs accroît la difficulté d'adaptation. Dans ces conditions, la visibilité est diminuée, voire annulée, et les autres sens d'orientation tels que l'oreille interne sont trompés car l'aéronef n'est pas en contact avec le sol. Il est donc crucial de permettre au pilote de voir à travers ces nuages de particules grâce à un système d'imagerie. Couramment, les bandes spectrales utilisées dans les systèmes d'imagerie embarqués sont le visible, le SWIR (Short-Wave Infrared, 0.9 - 1.7 μm) ou encore le LWIR (Long-Wave Infrared, 8 - 14 μm). Les deux dernières bandes citées sont utiles pour voir à travers du brouillard ou de la fumée.

Figure 1 – Photo d'un hélicoptère Tigre entouré d'un brownout (Source : Expérimentation du TIGRE HAD sur le territoire djiboutien).

Cependant, les imageurs fonctionnant dans ces bandes spectrales présentent de moins bonnes performances dans un autre milieu visuel dégradé propre aux hélicoptères : le *brownout*. Il s'agit d'un nuage de sable ou de poussière soulevé par le flux d'air du rotor de l'hélicoptère lorsqu'il est proche du sol en milieu aride (Fig. 1). Les grains de sable sont

plus gros (rayon 0.5 - 500 μm [3]) que les particules des milieux évoqués plus haut (rayon $\approx$ 10 μm [17]). Une solution est donc de rechercher une autre gamme spectrale pour espérer fournir au pilote un système d'imagerie pour visualiser la zone d'atterrissage à travers le brownout.

Afin que les ondes soient moins atténuées par le brownout, la longueur d'onde optimale devrait être supérieure à la taille des grains. Les ondes millimétriques utilisées pour les systèmes RADAR semblent opportunes. Cependant, un imageur fonctionnant dans cette bande spectrale serait trop encombrant pour être embarqué sur hélicoptère. Sachant qu'un hélicoptère d'environ cinq places consomme plus de 100 l par heure, l'ajout d'un système non compact impliquerait une perte en autonomie de vol ou sinon une personne en moins à transporter. Pour les systèmes millimétriques, la taille optimale des détecteurs, généralement des antennes, est de l'ordre de la longueur d'onde. Supposons que l'image est réalisée par le biais d'une matrice de détecteurs de dimension 1/4 VGA (320×240 pixels). Si la longueur d'onde est de 3.2 mm (94 GHz), la matrice aurait une taille de 1 m sur 0.77 m. Le système serait beaucoup trop encombrant pour être embarqué. Une solution alternative est d'utiliser un système à balayage mais cette solution n'est pas envisageable pour un imageur en temps réel. Dans les deux cas, la longueur d'onde limite la résolution. Pour le montrer, reprenons l'exemple de l'imageur dont la fréquence centrale est 94 GHz. Si l'on suppose que sa distance focale est de 1 m, la résolution au niveau d'une scène située à 10 m de l'imageur serait alors de 30 cm.

Ainsi, il faudrait utiliser une bande spectrale intermédiaire qui répondrait aux différents requis d'un imageur en condition de brownout : pénétration à travers le brownout d'environ 30 m d'épaisseur, résolution pour détecter la présence d'obstacles sur la trajectoire, compacité, temps réel. La bande spectrale qui semble la plus adaptée et que nous étudions dans cette thèse est donc la bande sub-THz, située entre 100 GHz et 1 THz. En effet, dans cette bande, la longueur d'onde est soit plus grande, soit comparable à la taille des grains de sable. Les ondes sub-THz sont donc *a priori* moins atténuées par le brownout que les ondes SWIR par exemple. La longueur d'onde, inférieure à 3 mm, rendrait possible la réalisation d'un système compact avec une résolution suffisante pour détecter des obstacles de quelques dizaines de centimètres. En outre, une matrice de détecteurs pouvant être mise au point, le temps réel est envisageable. Cependant, avant toute réalisation d'un système sur-mesure à embarquer sur hélicoptère, il est fondamental d'estimer les performances qu'aurait un imageur sub-THz en condition de brownout en étudiant la propagation des ondes dans un tel milieu. A notre connaissance, aucun modèle complet estime les performances d'un imageur fonctionnant dans ce spectre en condition de brownout. De plus, les propriétés optiques ne sont pas clairement connues dans cette bande spectrale. Les différentes caractérisations expérimentales de l'atténuation existantes ne sont pas satisfaisantes car non cohérentes entre

elles. Ainsi, cette thèse a pour premier but de fournir un modèle analytique afin d'estimer les performances atteignables d'un système d'imagerie sub-THz en condition de brownout. Dans un second temps, elle fournit une méthode expérimentale de détermination des propriétés optiques THz en comparaison directe avec le domaine visible. La thèse est composée de trois chapitres.

Dans le chapitre 1, les différentes dimensions définissant le brownout sont tout d'abord introduites. Ces dimensions, qui sont l'épaisseur du nuage, la taille des grains et leur densité, ont un impact direct sur l'atténuation des ondes et donc sur les performances de l'imageur. La diversité des brownouts impose de choisir un modèle moyen de brownout qui soit représentatif des conditions réelles. Dans la suite de ce chapitre, est présenté un état de l'art des différentes solutions proposées pour répondre au problème du brownout. En particulier, les systèmes d'imagerie des bandes spectrales limitrophes à la bande sub-THz sont introduits. Puis, la bande sub-THz est considérée. Après avoir présenté les technologies actuelles avec leurs performances, différents travaux réalisés pour l'application d'un imageur sub-THz en condition de brownout sont discutés.

Dans le chapitre 2, un modèle complet d'évaluation des performances d'un imageur sub-THz en condition de brownout est présenté. L'environnement de propagation, i.e. l'atmosphère et le brownout, ainsi que le système d'imagerie sont caractérisés successivement. Le brownout est supposé composé de grains de sable sphériques d'indice de réfraction égal à celui de la silice, principal composant du sable. L'imageur est en particulier composé d'une source qui illumine la scène à imager. Quant à la détection, elle est soit photométrique, soit faite par antenne. Ensuite, les différentes puissances impliquées dans le bilan final sont déterminées. Un accent est mis sur la détermination du flux de la source rétrodiffusé à la fois par la scène et par les grains de sable en suspension. Ces flux sont déterminés par la résolution de l'équation de transfert radiatif. Finalement, les performances en terme d'imagerie sont discutées.

Dans le dernier chapitre est proposée une méthode de mesure d'atténuation simultanée dans le THz et dans le visible (longueur d'onde 650 nm) par un nuage de particules diffusantes. Les particules étudiées sont du sable de Fontainebleau et des billes de verre. La mesure THz est faite avec un spectromètre temporel et la mesure visible avec une diode laser et une photodiode. Ce dispositif est utile lorsque les particules sont placées dans une cuve scellée par du cellophane comprenant un ventilateur qui les soulève. Les mesures dans les deux domaines spectraux permettent d'une part de mesurer directement l'efficacité d'extinction, et d'autre part de déduire la densité de particules en suspension. Avant de concevoir cet échantillon dynamique se rapprochant des conditions réelles du brownout, deux autres types d'échantillons ont été testés. Finalement, pour l'échantillon dynamique et l'échantillon 2D consistant en des particules collées sur une surface plane, l'indice de réfraction

réel des particules est déduit des mesures d'atténuation. Ce paramètre est crucial et peut être introduit dans le modèle du chapitre 2 afin de déterminer les performances avec des données réelles.

Chapitre 1

Brownout : caractérisations et solutions

Introduction

Les Les brownouts sont des nuages de sable soulevés par le rotor des hélicoptères lors de l'atterrissage, du décollage ou en vol basse altitude. Ils peuvent être épais de plusieurs dizaines de mètres et par conséquent réduisent voire annulent la visibilité du pilote. Or, en vol, la vue est le seul sens fiable pour se repérer dans l'espace [18]. Le pilote peut être désorienté spatialement selon trois effets possibles : non détection de l'inclinaison latérale de l'appareil, impression que l'hélicoptère tourne ou bascule alors qu'il est stationnaire ou encore une impression de piqué à cause de la décélération de l'aéronef [19]. Ces nuages sont à l'origine de nombreux accidents. Les Américains attribuent aux brownouts 75 % des accidents d'hélicoptères en opérations extérieures [2]. Il y a un besoin urgent de trouver une solution efficace pour éviter ou limiter le brownout, ou sinon pour s'y adapter.

Afin de trouver la clef pour réduire le nombre d'accidents, il est nécessaire de caractériser les brownouts en conditions réelles. Il faut en particulier évaluer leur géométrie, soit les diverses dimensions qui les caractérisent. C'est dans la première partie de ce chapitre que le sujet est abordé. Une fois cette caractérisation faite, différents systèmes d'imagerie sont introduits. Les imageurs sub-THz sont traités plus en détails. La complexité du THz est introduite de manière générale. Puis, les principales études théoriques et expérimentales sur les systèmes d'imagerie sub-THz en condition de brownout sont traitées.

Le déploiement d'un système d'imagerie en condition de brownout serait un fort avantage car il s'adapterait à toute situation. Ce n'est pas le cas d'un moyen aujourd'hui développé par Mobi-mat, le TAHEL, tapis que l'on fixe au sol pour éviter que le sable s'envole. Ce

système nécessite une installation et donc la descente au sol de l'équipage et la connaissance préalable du sol. Les imageurs embarqués seraient une alternative qui permettraient d'éviter les accidents, même dans les régions les moins connues.

1.1 Géométrie du brownout

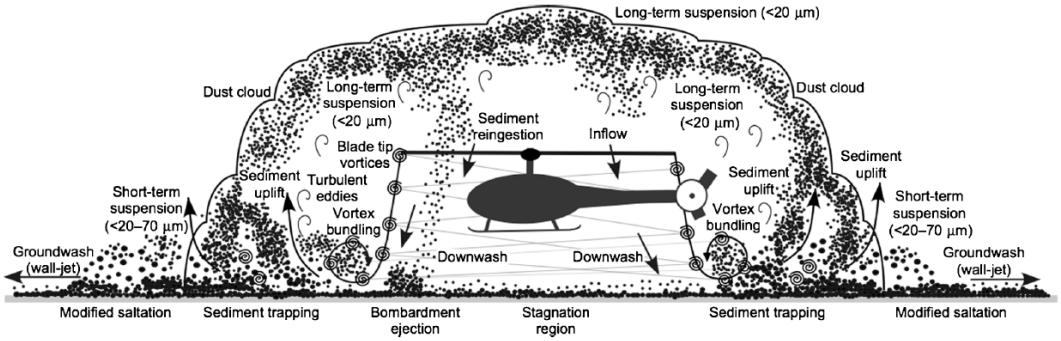


FIGURE 1.1 – Schéma de l'aérodynamique du brownout [1].

La première caractérisation évidente à faire du brownout est sa géométrie, autrement dit la taille du nuage, les dimensions et les densités en particules, etc. Dans le cas de l'imagerie THz, le nuage est supposé statique dans le référentiel de l'onde (vitesse du flux de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde [20]). Ainsi, outre les propriétés optiques du sable, seule la géométrie du brownout est d'intérêt pour notre étude. Cette dernière est principalement étudiée de pair avec l'aérodynamique du brownout [20–26]. Washpress *et al.* s'y intéressèrent en particulier pour le développement d'un outil de simulation de brownout pour l'entraînement des pilotes [27]. Cette solution est efficace pour les brownouts peu épais optiquement et donc créés par les petits hélicoptères. Les études réalisées dans le département d'ingénierie aérospatiale de l'université du Maryland montre la complexité de l'aérodynamique (Fig. 1.1) [1, 28]. Ils ont typiquement étudié l'influence de la taille des grains de sable et du type d'hélicoptère (nombre et vitesse des pales, masse de l'appareil...) sur la formation du nuage de sable.

Le brownout est aussi défini par rapport au sol dont il est issu. Davis a spécifiquement étudié l'humidité du sol pour déterminer préalablement la qualité des zones d'atterrissage [2]. Les images satellites utilisées sont issues de différentes bandes spectrales : visible proche infrarouge (VNIR), infrarouge court (SWIR) et infrarouge thermique (TIR). Le principal critère pour déterminer les meilleures zones d'atterrissage est la présence de végétation, et donc la présence d'eau. L'humidité du sol diminue en effet la probabilité de formation de brownout grâce à la force de capillarité qui maintient la cohésion du sol.

Quant aux valeurs de densités qui sont cruciales pour notre problème, elles sont cohé-

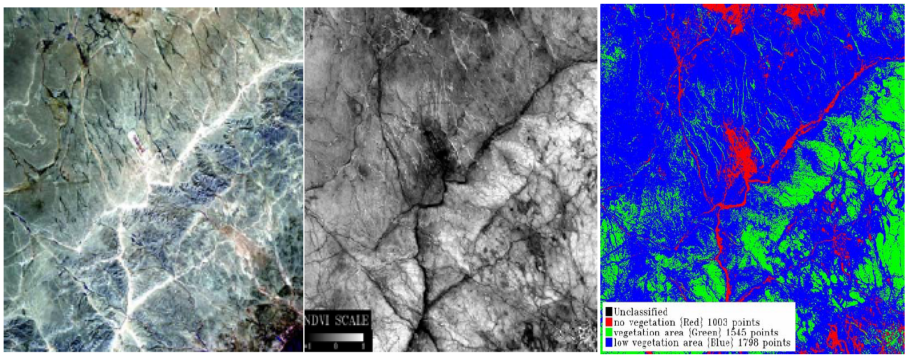
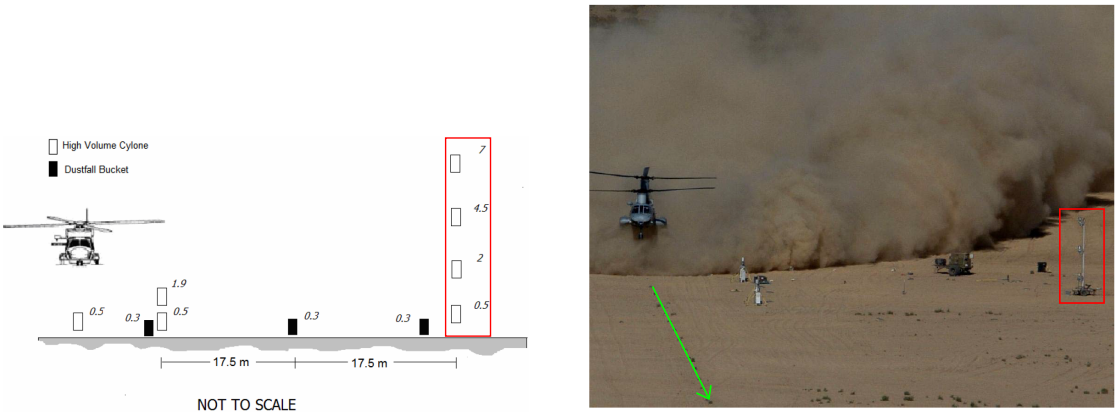


FIGURE 1.2 – De gauche à droite : photo de Abu-Dhakar, indicateur de végétation (blanc : présence ; noir : absence) et image classifiée suivant la zone d'atterrissage (vert : bonne ; bleue : intermédiaire ; rouge : mauvaise) [2].



(a) Schéma du dispositif de mesures

(b) Photo du dispositif de mesures

FIGURE 1.3 – Schéma et photo du dispositif de mesures [3]. La tour de mesure dont les données sont utilisées pour le modèle du chapitre 2 y est encadrée en rouge. Sur la photo, la trajectoire de l'hélicoptère est représentée en vert.

rentes entre les différentes études et valent plusieurs centaines de milligrammes par mètre cube ([24] p.102, [25] p.9). La majorité des études reposent sur les mesures expérimentales réalisées par Rodgers [21] et Cowherd [3]. Le modèle analytique proposé dans le chapitre 2 repose sur les mesures de distributions faites par Cowherd. Ces mesures ont été dirigées dans le cadre du programme "Sandblaster 1" financé par la DARPA (Defense Advanced Research Projects Agency). Les distributions en densité des grains de sable, en fonction de leur taille, ont été déterminées pour six aéronefs différents. Il est important de noter que, contrairement aux cas réels, le sol a été labouré pour maximiser la quantité de particules soulevées par le flux d'air du rotor. Ainsi, il est raisonnable de supposer que les densités mesurées représentent les brownouts qui sont les plus intenses en conditions d'opérations extérieures réelles. L'hélicoptère étant stationnaire, les mesures ont été réalisées à plusieurs distances

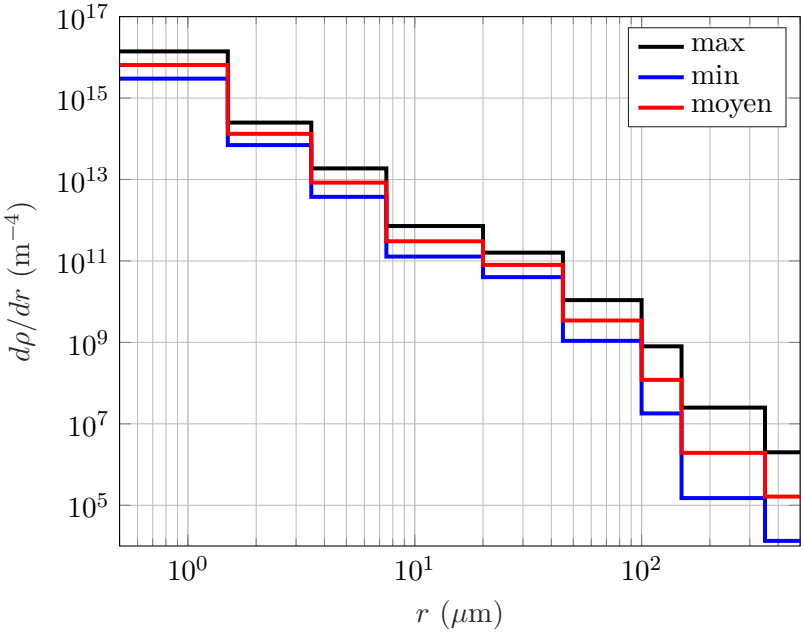


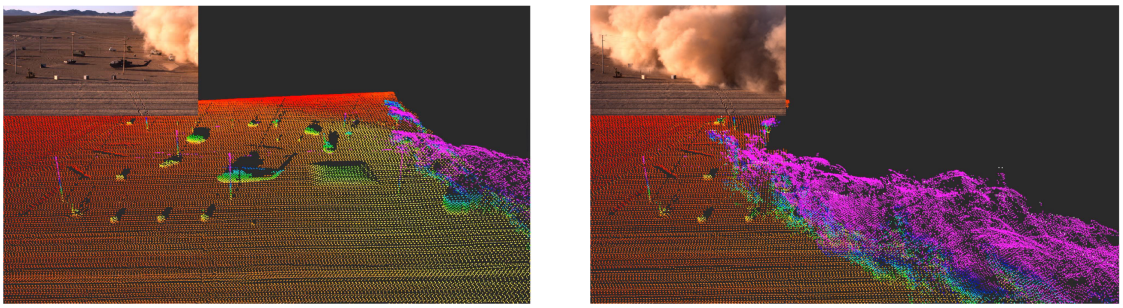
FIGURE 1.4 – Densité de particules par unité de rayon $d\rho/dr$ en fonction de leurs rayons r [3]. Les densités représentées sont moyennées sur les différentes altitudes de mesures. Les courbes noire et bleue correspondent chacune à un hélicoptère tandis que la courbe rouge est une moyenne sur tous les hélicoptères.

de l'appareil, ainsi qu'à différentes altitudes (Fig. 1.3). Les distributions sur lesquelles se fonde le modèle du chapitre 2 ont été déterminées à une distance de 35 m de l'appareil et aux altitudes suivantes : 0.5 m, 2 m, 4.5 m et 7 m. Sur la figure 1.4, les densités représentées sont moyennées sur les quatre altitudes de mesure. Il est raisonnable de considérer que ces densités par unité de rayon obtenues pour les grains de sable sont fiables car elles sont très proches de la loi Marshall-Palmer qui modélise la distribution des gouttes de pluie [29]. Les densités minimale et maximale correspondent chacune à un hélicoptère tandis que la distribution intermédiaire est une moyenne sur les différents hélicoptères. L'hélicoptère donnant la plus faible densité est de type Bell UH-1 Iroquois. Sa longueur, le diamètre de son rotor et sa hauteur sont respectivement de 17.5 m, 14.7 m et 4.5 m, pour une masse à vide de 2400 kg. Quant à celui qui a donné la plus forte densité, il s'agit d'un Sikorsky HH-60 Pave Hawk. Il est globalement de même taille que le précédent (longueur : 17.1 m, diamètre de rotor : 14.1 m, hauteur : 4.4 m) mais est beaucoup plus lourd (masse à vide 7000 kg). De plus, tandis que le premier présente deux pales, le second en a quatre. La différence entre ces hélicoptères s'explique par leurs missions qui sont différentes. Le UH-1 est un hélicoptère de manœuvre et d'assaut qui doit donc être agile et léger, tandis que le HH-60 est un hélicoptère de recherche et sauvetage qui doit donc être stable (d'où le nombre de pales) et équipé spécifiquement.

1.2 Systèmes d'imagerie non sub-THz en condition de brownout

Afin d'aider le pilote en condition de brownout, différents systèmes d'imagerie peuvent être embarqués sur hélicoptère. Dans cette partie, sont présentés successivement les systèmes lidars et millimétriques. Ces systèmes sont basés sur des technologies maîtrisées mais présentant des limites pour l'application aux conditions de brownout.

1.2.1 Lidar, ladar



(a) Sans brownout (b) Avec brownout

FIGURE 1.5 – Images acquises avec un lidar comparées aux images dans le visible, sans et avec brownout [4]. Le système d'imagerie est réalisé par Near Earth Autonomy.

Tout d'abord, les lidars (ou ladars), dont certains hélicoptères sont déjà équipés, sont étudiés pour le brownout mais plus largement pour toute condition d'environnement visuel dégradé tel que le brouillard [30–40]. Le principe d'un lidar est d'éclairer avec une source ponctuelle et impulsionnelle un élément de la scène et d'évaluer sa distance à la source en évaluant la durée de vol entre l'émission et la réception du signal réfléchi par l'objet. Afin d'obtenir une image, un balayage de la scène est donc nécessaire.

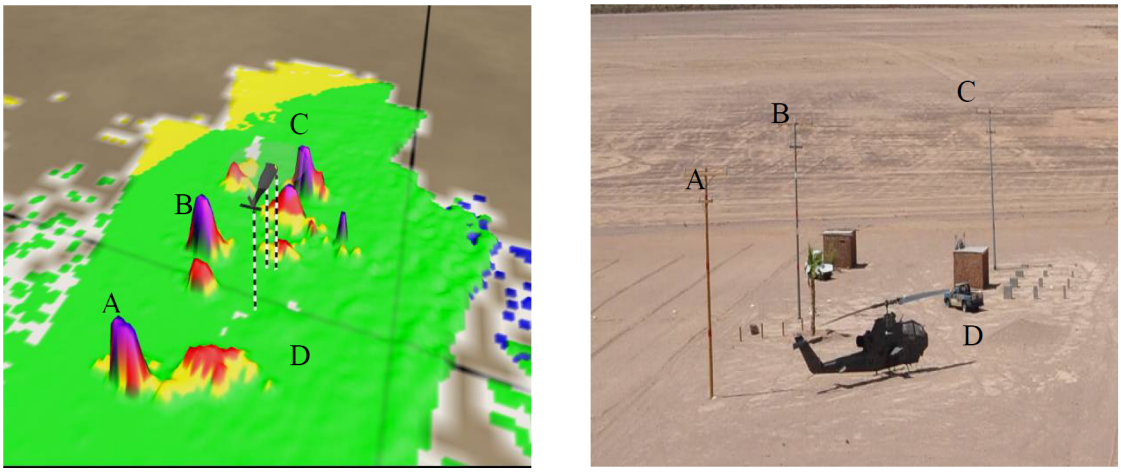
Sachant que la plupart des lidars travaillent autour de 1.55 μm, évaluons le libre parcours moyen de diffusion dans un brownout typique en supposant les grains de sable sphériques (Fig. 1.4). Ce libre parcours moyen est la distance au bout de laquelle l'onde est atténuée d'un facteur $1/e$. La détermination de cette distance est décrite précisément dans le chapitre 2 (Eq. (2.5)). Il y est écrit comment est prise en compte la densité et comment est évaluée l'efficacité d'extinction [1]. La longueur d'onde est comparable aux grains de sable les plus petits qui sont présents dans le brownout. Il faut donc utiliser la théorie de Mie [41] pour évaluer l'efficacité d'extinction. Les grains de sable sont supposés uniquement composés de silice d'indice 1.44 à 1.55 μm. L'absorption des grains de sable ainsi que celle de l'atmosphère

1. Quantifie l'atténuation d'une onde incidente sur une particule, en fonction de la longueur d'onde, la taille de la particule et des indices du milieu et des particules.

sont négligeables. Finalement, le libre parcours moyen de diffusion est d'environ 9 m, ce qui n'est pas satisfaisant si le brownout est épais de plus de 10 m. Pour visualiser l'impact sur l'imagerie, des images acquises par un lidar avec et sans brownout sont représentées sur la figure 1.5.

Cependant, de nombreuses études s'y intéressent car d'une part, le lidar apporte une grande résolution et d'autre part, les technologies de sources et de capteurs sont matures. Ce type de système peut être utilisé pour imager la scène et détecter les obstacles avant la formation de brownout. Ensuite, une fois que le brownout se forme et commence à troubler la vision du pilote, celui-ci peut basculer le mode d'affichage afin de visualiser une image simulée de la scène s'il n'y avait pas de brownout. Ce système est satisfaisant tant qu'aucun obstacle n'arrive sur la zone d'atterrissage après que le mode d'affichage d'image simulée a été enclenché.

1.2.2 Systèmes d'imagerie de la bande W

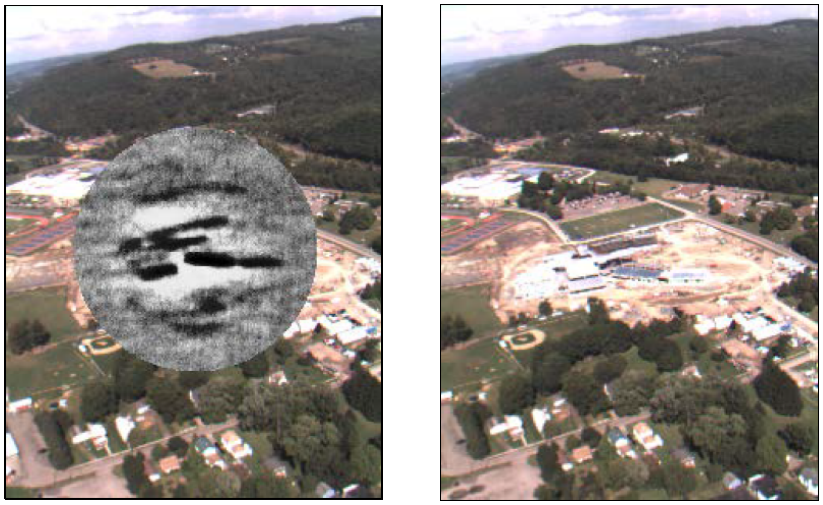


(a) Image BLAST (b) Photo de la scène

FIGURE 1.6 – Image acquise avec le radar BLAST fonctionnant à 94 GHz et photo de la scène [5].

D'autres systèmes privilégient la qualité de pénétration de l'onde à travers le milieu diffusant plutôt que la résolution : ce sont les systèmes millimétriques fonctionnant pour la plupart dans la bande W (75 GHz à 110 GHz). La plupart de ces systèmes crée l'image par balayage et l'un des challenges est de faire de l'imagerie en temps réel [5, 42–46]. Le radar BLAST [5] a en particulier été testé en vol sur le même terrain que pour l'étude de la densité par Cowherd [3]. Les obstacles sont détectés mais non reconnus (Fig. 1.6). Les dimensions des obstacles ne sont pas identifiées et cela limite les capacités d'atterrissage du pilote. Plus récemment, les radars 3D à balayage HALS et REVS ont été testés en vol pour

différents scénarios [46]. Ils ont une fréquence de balayage de 2 Hz pour visualiser tout le champ de vue, fréquence plutôt faible pour faire de l'imagerie en temps réel.



(a) Image millimétrique (b) Photo de la scène

FIGURE 1.7 – Image acquise avec l'imageur à synthèse d'ouverture fonctionnant à 77 GHz et photo de la scène [6]. La couleur noire signifie que l'objet est froid. Sur l'image, les toits des bâtiments apparaissent sombres car ils réfléchissent le rayonnement froid du ciel.

Une équipe de l'université du Delaware ainsi que de l'entreprise Phase Sensitive Innovations se sont davantage intéressées à une technologie alternative au système à balayage [6, 47–50]. Elles ont développé des systèmes d'imagerie passive aux ondes millimétriques, autrement dit un imageur thermique. Des acquisitions faites avec ce type d'imageur fonctionnant à 77 GHz sont présentées sur la figure 1.7. Ce système d'imagerie est plus approprié en milieu urbain qu'en milieu désertique, car les émissivités des éléments d'une scène désertique sont semblables et le contraste est faible. De plus, la contribution du rayonnement thermique du ciel est négligeable par rapport à celui de la scène dans ce genre d'environnement. En milieu urbain, le contraste repose sur la réflexion du rayonnement thermique du ciel par les différents bâtiments et constructions par rapport aux éléments naturels. Similairement à l'imageur BLAST (Fig. 1.6), l'imageur permet de détecter des obstacles sans que leurs limites soient clairement définies. Il faut prendre en compte que la distance entre le système d'imagerie et la scène est plus grande sur la figure 1.7 que sur la figure 1.6. Les résolutions des deux systèmes sont donc difficiles à comparer.

Pour avoir à la fois les qualités de résolution et de pénétration à travers le brownout, une solution est de combiner les données d'un lidar et d'un radar. EADS propose un tel système nommé HELLAS [51]. Le ladar à 1550 nm [52] permet d'imager la scène avant la formation du brownout et de la mémoriser pour l'afficher lorsque le nuage de sable est formé. Le radar à 77 GHz permet quant à lui de détecter des obstacles à travers le brownout. Le centre

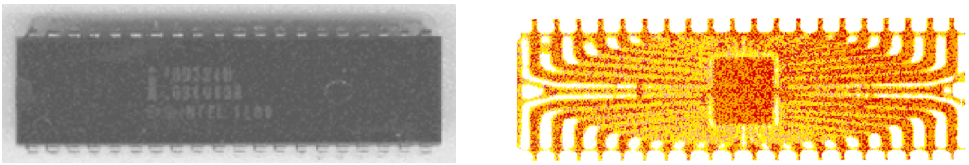
aérospatial allemand propose quant à lui le système ALLFlight qui combine les données de différents capteurs : caméra thermique infrarouge non-refroidie (8-12 μm), une caméra couleur, un lidar à balayage (1.5 μm) et un radar millimétrique (35 GHz) [53, 54].

1.3 Systèmes sub-THz

Les systèmes lidars et de la bande W, bien qu'avancés, présentent des limites physiques non évitables : la faible pénétration des lidars et la résolution non suffisante des systèmes millimétriques. L'étude de systèmes fonctionnant à l'intersection de ces deux bandes électromagnétiques, i.e. le sub-THz, semble opportune. D'après nos connaissances, aucun système d'imagerie sub-THz, s'il en existe pour cette application, n'est encore assez mature pour avoir été testé sur hélicoptère. Aujourd'hui, l'enjeu est en effet de réaliser un système sur mesure peu encombrant avec des sources assez puissantes, ainsi que des détecteurs rapides et sensibles.

Dans cette partie sont tout d'abord présentés les défis associés au THz, puis différentes technologies. En premier est introduite la technologie utilisée dans le montage expérimental du chapitre 3, puis, certaines technologies *a priori* candidates pour composer un imageur THz en condition de brownout. Finalement, les principales études théoriques puis expérimentales pour l'application d'imagerie THz en condition de brownout sont discutées.

1.3.1 Les défis de la gamme THz



(a) Image visible [55] (b) Image THz [56]

FIGURE 1.8 – Image visible et THz d'un circuit intégré.

En condition de brownout, l'utilisation d'un système d'imagerie sub-THz semble opportune car les ondes sub-THz traversent les milieux épais et leur longueur d'onde est suffisamment petite pour atteindre une résolution suffisante pour l'application visée. Les technologies THz sont cependant moins bien avancées que celles des spectres voisins, i.e. millimétrique et photométrique. Ce retard vient du fait même que cette gamme de fréquence est située à l'intersection de ces deux mondes. Tandis que les antennes détectent le champ électromagnétique, les détecteurs photométriques détectent l'intensité. Ainsi, le THz se situe dans le domaine électromagnétique où les deux approches atteignent leurs limites. D'une part, les ondes sub-THz sont trop rapides pour les technologies millimétriques qui

ne peuvent générer une fréquence supérieure à 100 GHz. D'autre part, ces ondes ne sont pas assez énergétiques pour être détectées avec les détecteurs photométriques standards. L'énergie des ondes comprises entre 94 GHz et 940 GHz est inférieure à 4 meV alors que l'énergie thermique est de 26 meV à température ambiante et le gap des semi-conducteurs est de l'ordre de quelques électron-volts.

Le dépassement de cette limite a pour principale origine la création de l'*Auston switch* en 1984 [57]. L'engouement pour le THz a surtout été lancé en 1995 avec des images faites avec un spectromètre THz temporel (Fig. 1.8).

1.3.2 Technologies THz

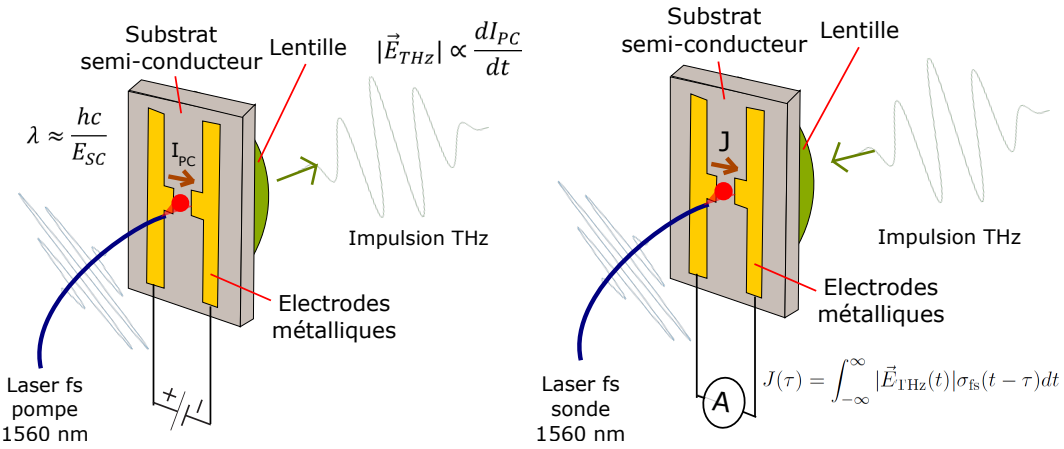
Aujourd'hui, les technologies THz, bien qu'en progression, ne présentent pas encore les performances requises pour être intégrées dans un imageur embarqué sur hélicoptère. En effet, comme il est montré dans le chapitre 2, une source puissante est nécessaire. Or, la puissance maximale atteignable par les sources THz actuelles est aux alentours de 10 mW [58]. Les sources les plus puissantes atteignent des puissances proches de 100 W mais sont des lasers à électrons libres. Ce type de source n'est pas embarquable sur hélicoptères car elle nécessite un accélérateur d'électrons avec un blindage et des pompes à vide. Quant aux détecteurs, leur NEP (*noise equivalent power*), qui indique le niveau de bruit en watt par racine de hertz, atteint environ $10\,\mathrm{pW}\cdot\mathrm{Hz}^{-1/2}$. Prenons l'exemple d'une source de puissance P_{source} =10 mW située à R =5 m d'un détecteur de section σ_r =1 mm^2 et de NEP $10\,\mathrm{pW}\cdot\mathrm{Hz}^{-1/2}$. Pour que le signal de la source soit détecté par l'antenne, il faut au moins qu'il soit égal au NEP multiplié par la racine du temps d'intégration du détecteur, t_i. Ceci peut se traduire par l'équation suivante :

$$\frac{P_{\mathrm{source}}\sigma_r}{4\pi R^2} \geq \mathrm{NEP}\sqrt{t_i}. \tag{1.1}$$

Ainsi, le détecteur nécessite un temps d'intégration de 100 ms pour détecter la puissance de la source (cela sans considérer l'atténuation du milieu). Sachant que l'imageur THz doit voir à travers un brownout de 30 m, il est clair que les performances actuelles ne sont pas suffisantes.

Néanmoins, les systèmes THz sont de plus en plus performants et avec des technologies variées. En particulier, les antennes photoconductrices d'émission et de réception sont présentées par la suite. Puis, les sources types diodes IMPATT et Schottky seront introduites. Ensuite, les détecteurs de types bolométrique et à base de transistor à effet de champ seront traités. Pour une synthèse plus complète des technologies THz, il est possible de se référer aux articles de Dhillon *et al.* [58] et de Mittleman [59]. Finalement, des imageurs sub-THz sont présentés.

Antennes photo-conductrices



(a) Antenne photoconductrice émettrice (b) Antenne photoconductrice réceptrice

FIGURE 1.9 – Schémas des antennes photoconductrices (a) émettrice et (b) réceptrice.

Sur la figure 1.9 sont représentées des antennes photoconductrices émettrice et réceptrice [60]. Ce type d'antenne repose sur le principe de l'Auston switch [57] et fait partie du spectromètre THz temporel utilisé dans le chapitre 3. Les électrodes de ces antennes sont au contact d'un semi-conducteur. Un laser femtoseconde est nécessaire pour créer le courant entre les électrodes. Le faisceau du laser femtoseconde, dont l'énergie correspond à celle du gap du semi-conducteur, crée donc des paires électrons-trous. Pour l'émission, ces paires se recombinent grâce à la tension de polarisation, appliquée entre les électrodes, qui accélère les électrons. Le temps de recombinaison des paires est de l'ordre de la picoseconde, ce qui correspond aux ondes THz. En champ lointain, le champ électrique est proportionnel à la dérivée du courant photo-conducteur par rapport au temps. Quant à l'antenne réceptrice, le champ THz incident sur l'antenne est détecté lorsque des paires électrons-trous sont créées. Le courant mesuré entre les électrodes est la corrélation entre le champ THz incident et la densité de courant créé par le faisceau laser (Fig. 1.9b).

Autres technologies de sources et de détecteurs

Après avoir présenté la technologie utilisée dans le montage expérimental du chapitre 3, différentes sources et détecteurs sont à présent listés.

Diode IMPATT Pour la partie basse du spectre sub-THz, une source THz existante est la diode IMPATT, signifiant IMPact ionization Avalanche Transit-Time. Cette source agit comme un oscillateur grâce à la résistance négative créée par la combinaison de l'effet d'avalanche et le temps de transition important des porteurs de charges. Une version

commercialisée (TeraSense) peut atteindre une fréquence maximale de 300 GHz pour une puissance maximale de 25 mW.

Multiplicateur de fréquence à base de diodes Schottky Ce type de source, aussi à base de diode, peut atteindre quant à elle une fréquence maximale de 600 GHz pour une puissance moyenne de plusieurs dizaines de milliwatts (Lytid). Elle consiste en une succession de diodes Schottky. Cette diode repose sur une jonction métal/semi-conducteur contrairement aux diodes conventionnelles.

Microbolomètre Un détecteur THz existant et déjà intégré dans une caméra commercialisée est le microbolomètre. La propriété de base d'un bolomètre est que son impédance change en fonction de l'énergie lumineuse qu'il reçoit. I2S propose ainsi la caméra TZcam qui peut fonctionner entre 300 GHz et 10 THz, avec un NEP à 2.5 THz proche de 30 $\mathrm{pW \cdot Hz^{-1/2}}$.

Une alternative est de combiner la technologie bolométrique avec une antenne [61, 62]. Un NEP de 1 $\mathrm{pW \cdot Hz^{-1/2}}$ est alors atteint à 2.5 THz.

Diode FET Les diodes FET (Field Effect Transistor) peuvent aussi détecter les ondes THz par effet non-linéaire [63]. Par exemple, une matrice composée de 32x32 de ces diodes peu atteindre un NEP de 12 $\mathrm{nW \cdot Hz^{-1/2}}$ à 0.856 THz [58, 64].

Imageurs sub-THz

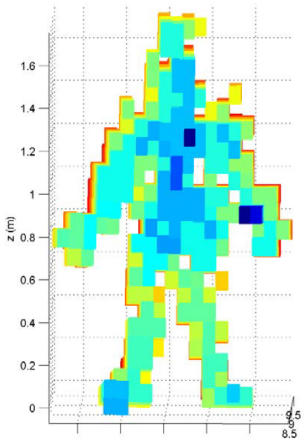


FIGURE 1.10 – Humain faisant face à l'imageur ACTI situé à quelques mètres [7].

Plusieurs équipes s'intéressent au développement d'imageurs sub-THz, entre autres pour la sécurité et la détection d'armes ou de produits chimiques. Par exemple, en 2008, Cooper *et al.* présentent un radar haute résolution à 580 GHz [65]. En 2016, Everitt *et al.* proposent le radar ACTI accordable entre 300 GHz et 330 GHz [7]. L'image est réalisée par balayage de

la scène grâce à un miroir rotatif. Cet imageur a été testé en laboratoire sans nuage diffusant pour évaluer sa résolution et son accordabilité en fréquence (Fig. 1.10). L'accordabilité en fréquence permet d'adapter l'imageur à l'environnement afin que le signal soit moins atténué par exemple. Oran *et al.* proposent une méthode de filtre spatial optique pour un imageur actif afin de sélectionner uniquement le signal et non le bruit rétrodiffusé par les grains de sable en suspension [66].

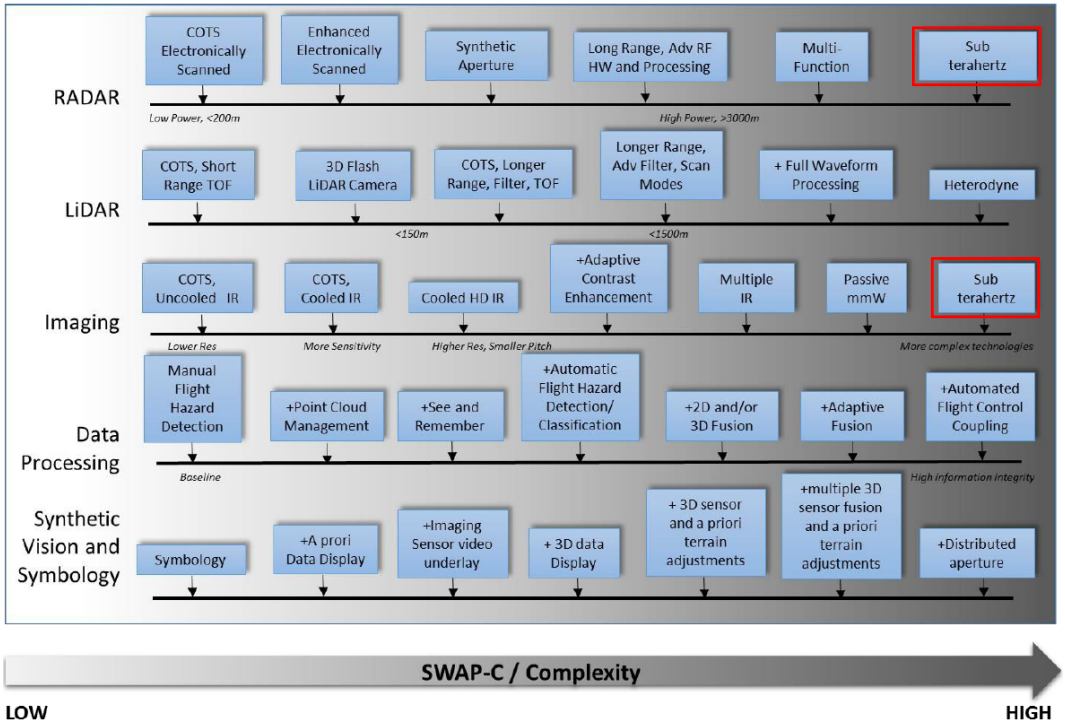
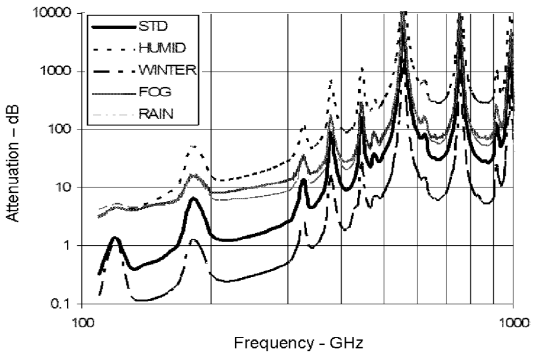
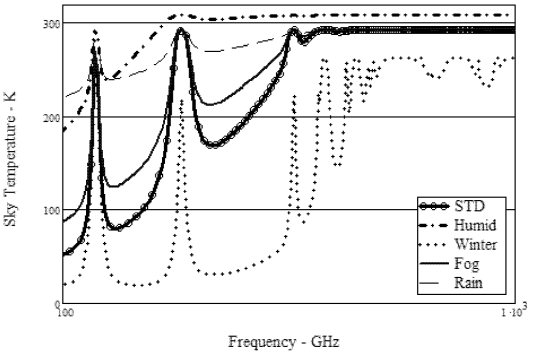


FIGURE 1.11 – Classement des technologies pour environnement visuel dégradé (DVE) en fonction de la complexité et du SWAP-C [8].

Allen *et al.* [8] ont fait un bilan des technologies développées pour les conditions visuelles dégradées. Ils classent en particulier les différentes technologies suivant leur complexité et la minimisation de leurs dimensions, poids, puissances et coûts (Size Weight Power Cost, SWAP-C) (Fig. 1.11). On constate sans surprise que les sub-THz sont les plus complexes à réaliser mais aussi avec le SWAP-C le plus faible. Il est à noter que ce tableau représente les limitations technologiques sans quantifier les limitations physiques dues à l'extinction des ondes électromagnétiques dans le brownout et l'atmosphère. Plus largement, Sanders-Reed réalise une synthèse des applications et des challenges pour les détecteurs millimétriques et THz [67].



(a) Atténuation



(b) Température du ciel

Condition	T (C)	Pres. (Pa)	Rel. Hum.	Rain (mm/hr)	Fog (m)	Dust (m)
STD	20	1013	44%	0	0	0
HHH	35	1013	90%	0	0	0
Winter	-10	1013	30%	0	0	0
Fog	20	1013	44%	0	100	0
Rain	20	1013	44%	4	0	0

(c) Conditions climatiques

FIGURE 1.12 – Atténuation de l'atmosphère et température du ciel au niveau de la mer en fonction de la fréquence [9]. Ces graphes sont donnés pour différentes conditions climatiques décrites dans le tableau au-dessous des graphes.

1.3.3 Etude théorique de l'imagerie sub-THz appliquée aux conditions de brownout

Comme vu dans la précédente section, les systèmes d'imagerie sub-THz sont étudiés pour les conditions visuelles dégradées, et en particulier pour le cas du brownout. Dans cette partie sont présentées différentes évaluations théoriques de la propagation des ondes sub-THz à travers un brownout. Ces études tiennent uniquement compte des limitations physiques et non technologiques.

Absorption de l'atmosphère

Comme expliqué dans le chapitre 2, la cause principale de l'atténuation de ces ondes est l'absorption atmosphérique due à la vapeur d'eau (Fig. 2.6). La figure 1.12a représente l'atténuation des ondes sub-THz en fonction de la fréquence pour différentes conditions climatiques décrites sur la figure 1.12c [9]. Plusieurs raies d'absorption de l'eau sont présentes sur le spectre. Les fréquences optimales de fonctionnement pour tout imageur sub-THz sont donc situées entre ces raies. Les minima de ces fenêtres de transmission sont spécifiquement : 94 GHz, 140 GHz, 220 GHz, 350 GHz, 410 GHz, 650 GHz, 850 GHz et 940 GHz.

Diffusion par le sable en suspension

La seconde atténuation subie par les ondes THz en condition de brownout a pour origine la diffusion et l'absorption par les grains de sable en suspension. De manière générale, pour toute onde électromagnétique traversant un milieu diffusant, la première caractérisation à faire est celle de l'atténuation. La seconde étape, si le système est actif (utilisation d'une source en plus du détecteur), est d'évaluer la puissance de la source rétrodiffusée par les grains de sable en suspension vers le détecteur. Cette puissance rétrodiffusée masque le signal. Ainsi, pour différentes ondes électromagnétiques, on retrouve ce type de caractérisation : les ondes millimétriques à travers les tempêtes de sable pour la radio-communication dans les déserts [68–70], les ondes infrarouges pour l'imagerie à travers la fumée ou le brouillard [71, 72] ou encore les ondes du spectre visible pour les applications de lidar ou d'imagerie à travers le brouillard [73]. Le système étudié dans le chapitre 2 est actif. Il y est expliqué pourquoi le système passif n'a pas été choisi. Salmon s'est intéressé quant à lui à l'étude des systèmes d'imagerie THz passifs en milieu extérieurs [74]. Il propose en particulier un modèle prenant en compte la polarisation, sachant que l'atmosphère, qui est la source, est non polarisée.

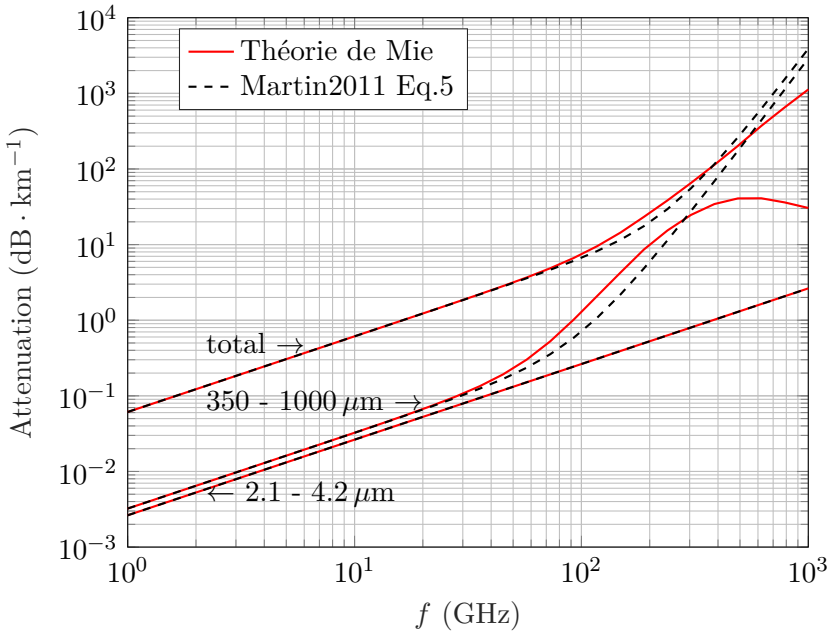


FIGURE 1.13 – Atténuation à travers un brownout en fonction de la fréquence. Comparaison entre la théorie de Mie exacte et l'approximation utilisée par Martin [10]. Les résultats sont donnés pour différentes gammes de diamètres de grains : $d \in [1, 1000]\mu m$ ("total"), $d \in [350, 1000]\mu m$ et $d \in [2.1, 4.2]\mu m$.

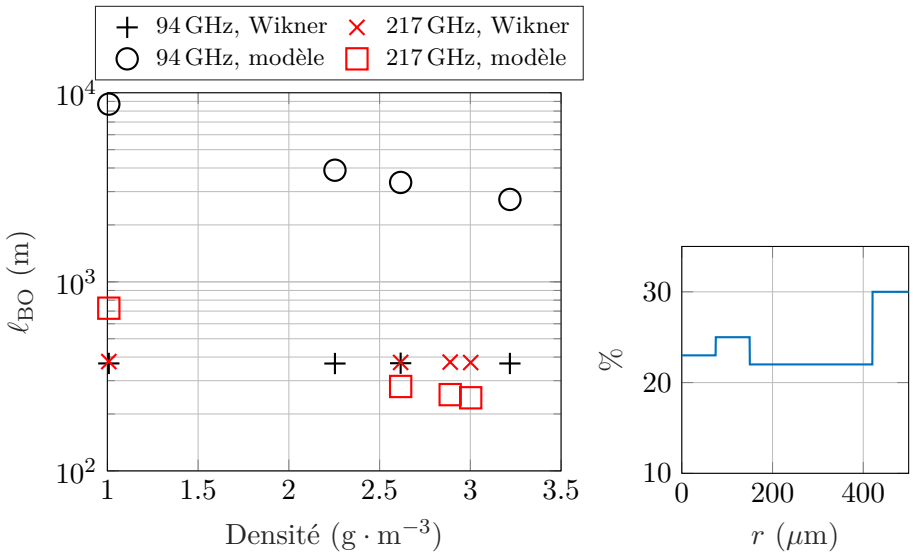
Pour le cas particulier du brownout et pour tout système THz, passif ou actif, l'atténuation peut être déterminée théoriquement. Martin [10] cherche ainsi à déterminer la bande

spectrale de fonctionnement la plus appropriée pour un imageur millimétrique en évaluant théoriquement l'atténuation. Pour cela, il utilise une approximation de la théorie de Mie basée sur un développement limité en fonction de $2\pi r/\lambda$ (r le rayon de la bille, λ la longueur d'onde) [75]. Il évalue alors la diffusion due aux grains de sable supposés sphériques avec une permittivité relative de $2.515 + i0.074$, permittivité mesurée à 37 GHz [76]. Dans le cas présent, les longueurs d'ondes peuvent être comparables à la taille des particules et la théorie de Mie est nécessaire. Il est important d'évaluer l'écart entre l'approximation faite dans la Ref. [10] et la théorie de Mie exacte. Sur la figure 1.13, l'atténuation est représentée en fonction de la fréquence pour différentes gammes de diamètres de particules. L'approximation est valable pour les faibles rayons ($d \in [2.1, 4.2]\mu m$) et prend en compte l'indice de réfraction complexe, de la même manière que l'approximation de Rayleigh. En présence de plus grosses particules et pour les plus grandes fréquences, l'approximation s'éloigne de la théorie de Mie et diverge contrairement à cette dernière. Ceci vient du fait que l'approximation s'appuie sur un développement limité. Les valeurs d'atténuation obtenues pour les hautes fréquences sont donc exagérées par rapport à la réalité. Par exemple, pour $d \in [350, 1000]\mu m$ à 1 THz, l'approximation donne une valeur d'atténuation de $3 \times 10^3\,\mathrm{dB \cdot km^{-1}}$ alors que la théorie de Mie donne une valeur de $30\,\mathrm{dB \cdot km^{-1}}$. A l'opposé, à peu près entre 100 GHz et 300 GHz, l'approximation sous-estime légèrement l'atténuation par rapport à la théorie de Mie.

1.3.4 Étude expérimentale de l'imagerie sub-THz appliquée aux conditions de brownout

Différentes équipes ont réalisé des expériences avec des détecteurs mono-éléments ou des matrices de détecteurs et dans des environnements dégradés simulés en laboratoire. Le but de ces expériences est soit d'évaluer les performances des sources et des détecteurs, soit d'évaluer l'atténuation des ondes THz en environnement contrôlé, soit les deux. Successivement sont présentées les expériences de Wikner [11,77], de Fiorino [12–14] et de Ceolato [15] pour la détermination de l'atténuation des ondes sub-THz par un nuage de sable.

Wikner a mis en œuvre une expérience afin de déterminer l'atténuation des ondes sub-THz par un nuage de sable [11,77]. Les fréquences étudiées sont précisément 35 GHz, 94 GHz et 215 GHz. Le milieu diffusant consiste en un nuage de sable, épais de un mètre, qui est formé dans un tunnel à l'aide de ventilateurs. Les densités moyennes des nuages se situent aux alentours de $3\,\mathrm{g \cdot m^{-3}}$, valeur proche des mesures de Cowherd en situation réelle [3]. Le nuage est trop peu épais optiquement pour mesurer une atténuation à 35 GHz. Quant à la mesure de l'atténuation pour les deux autres fréquences, elle est proche du bruit du système donc les valeurs mesurées pour la longueur d'extinction donnent une limite inférieure. Sur la figure 1.14 est représentée la comparaison entre les longueurs d'extinction déduites de

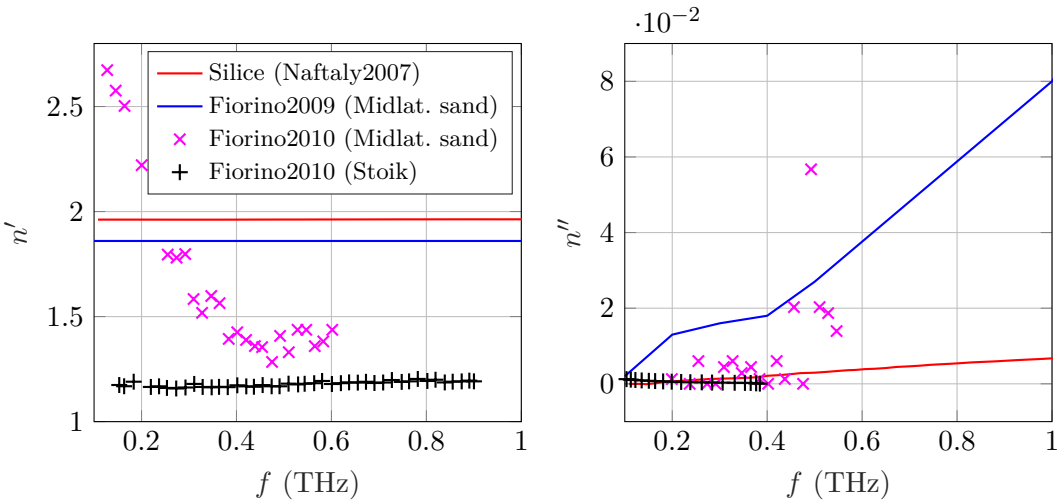


(a) Libre parcours moyen d'extinction dans le brownout (b) Distribution

FIGURE 1.14 – Comparaison des longueurs d'extinction dans le nuage de sable en fonction de la densité obtenues de deux manières différentes : à partir des mesures de Wikner [11] et théoriquement pour un nuage de billes de silice avec la distribution indiquée dans cette même étude (graphe de droite).

l'étude de Wikner et celles pour un nuage de billes de silice de même densité. Les valeurs théoriques de la longueur d'extinction dans le brownout sont obtenues avec l'équation (2.5) et la théorie de Mie. La silice étant le principal composant du sable, leurs indices de réfraction sont *a priori* proches (indice de la silice 1.96 [78]). Les valeurs obtenues pour le parcours moyen de diffusion est supérieur à 200 m pour les fréquences étudiées. Il serait donc *a priori* possible d'imager à travers un nuage épais d'environ 30 m.

A la même époque que l'étude de Wikner, l'Institut de technologie des forces aériennes américaines se concentre sur la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques de toute gamme spectrale (longueur d'onde de 355 nm à 8.6 m) [79, 80]. Le modèle de caractérisation appelé LEEDR (Laser Environmental Effects Definition and Reference) est introduit. Ce modèle prend en compte la pression, la température, la situation géographique, etc. et repose sur une importante base de données expérimentales et théoriques. En particulier pour les particules atmosphériques, le Global Aerosol Data Set (GADS [81]), le Optical Properties of Aerosols and Clouds (OPAC) [82] et MODTRAN [83] sont utilisés. Cependant, tandis que l'intérêt du THz grandit pour le cas particulier du brownout, les propriétés optiques du sable dans cette gamme spectrale sont peu connues. Fiorino *et al.* emploient ainsi plusieurs méthodes pour essayer d'évaluer ces propriétés, i.e. l'indice de réfraction complexe de différents sables [12–14, 84].



(a) Partie réelle de l'indice

(b) Partie imaginaire de l'indice

FIGURE 1.15 – Indice de réfraction complexe en fonction de la fréquence pour différentes études menées par Fiorino *et al.* [12, 13]. L'indice de la silice est aussi indiqué [78]. Pour la partie imaginaire de l'indice, n'', les valeurs supérieures à 0.1 et celles négatives ne sont pas représentées.

Indice de réfraction du sable déterminé par extrapolation

Dans leur première étude sur le sujet, ils déterminent théoriquement la partie imaginaire de l'indice de réfraction à partir des propriétés optiques de la silice sous forme "bulk" [78] d'une part, et de l'indice de réfraction donné par le simulateur LEEDR pour 40 μm d'autre part [12]. Ils supposent que les indices de réfraction complexes à 40 μm et 150 μm sont égaux. Une extrapolation est ensuite réalisée entre les longueurs d'onde 150 μm et 3 mm. Sur cette bande spectrale, la partie réelle de l'indice est supposée constante et égale à 2.34 pour le désert et 1.86 pour les latitudes moyennes. Quant à la partie imaginaire de l'indice, elle est supposée avoir la même évolution que celle de la silice. Ainsi, pour les deux régions, la partie imaginaire croît de 2×10^{-3} à 0.7 entre 3 mm (100 GHz) et 150 μm (2 THz). Ces indices imaginaires correspondent respectivement à des coefficients d'absorption de 8×10^{-3} mm^{-1} et 59 mm^{-1}. Il est montré dans le chapitre 2 que son impact sur l'atténuation est négligeable car la densité des particules en suspension est faible. La partie réelle de l'indice a quant à elle une forte influence sur l'atténuation par l'intermédiaire du processus de diffusion.

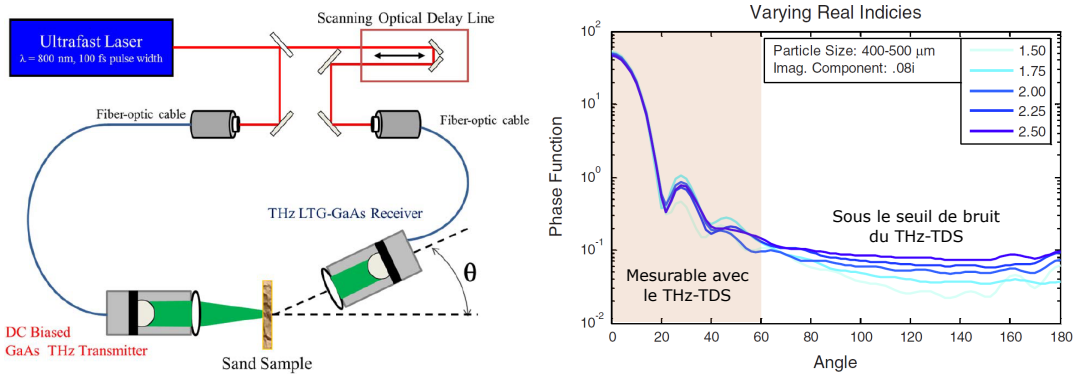
Indice de réfraction du sable déterminé par mesures avec THz-TDS en transmission

Par la suite, Fiorino *et al.* déterminent expérimentalement la valeur complexe de l'indice [13]. L'expérience consiste en la mesure d'atténuation des ondes sub-THz par un échan-

tillon de sable mono-couche à l'aide d'un THz-TDS. Par une méthode numérique utilisant la théorie de Mie, les contributions de l'absorption et de la diffusion sont distinguées. Certaines valeurs de la partie imaginaire de l'indice de réfraction semblent trop élevées (par exemple 1.9 à 125 GHz pour le sable de latitude moyenne). Les valeurs obtenues ne sont pas satisfaisantes car le problème est composé de deux inconnues pour une seule grandeur mesurée.

Dans ce même article est présentée une seconde méthode développée par Stoik *et al.* [85]. Entre 150 GHz et 900 GHz, la partie réelle de l'indice oscille autour de 1.18 tandis que la partie imaginaire décroît et change de signe. D'une part, la partie réelle trouvée est loin de l'indice donné par le simulateur (environ 2) et aussi de l'indice de la silice (environ 1.96). D'autre part, la partie complexe décroît avec la fréquence alors qu'elle croît pour la silice. Même si le sable n'est pas uniquement composé de silice, il s'agit tout de même de son composant principal. On s'attend donc à des valeurs de propriétés optiques proches ou au moins présentant la même évolution spectrale. En outre, il semble étonnant de représenter un indice imaginaire qui change de signe, même s'il s'agit d'une erreur de convergence de la résolution numérique. Il s'avère que la méthode de Stoik *et al.* repose sur un grand nombre d'hypothèses que le système étudié par Fiorino *et al.* ne vérifie pas exactement.

Indice du sable déterminé par mesures avec THz-TDS du flux simplement diffusé



(a) Montage expérimental [14]

(b) Fonction de phase [14]

FIGURE 1.16 – (a) Montage expérimental de la mesure, avec un THz TDS, du flux simplement diffusé par échantillon mono-couche. (b) Fonction de phase simulée pour différentes valeurs de la partie réelle de l'indice.

Pour leur dernière étude expérimentale, Fiorino *et al.* ont de nouveau utilisé un THz-TDS [14]. Au lieu de mesurer uniquement l'atténuation par un échantillon mono-couche, ils mesurent le flux diffusé par celui-ci (Fig. 1.16a). Dans l'hypothèse de simple diffusion,

ils peuvent ainsi déduire la fonction de phase [2] et donc l'indice de réfraction. L'intensité du signal diffusé décroissant avec l'angle par rapport à l'axe optique, le signal est indiscernable du bruit du système de mesure pour des angles supérieurs à 60 ° (Fig. 1.16b). Or, pour cette gamme de direction de diffusion (entre 0 et 60 ° par rapport à l'axe optique), il semble délicat de discerner quel est l'indice de réfraction le plus adapté pour que le modèle analytique corresponde à la mesure.

Conclusion sur l'indice de réfraction du sable

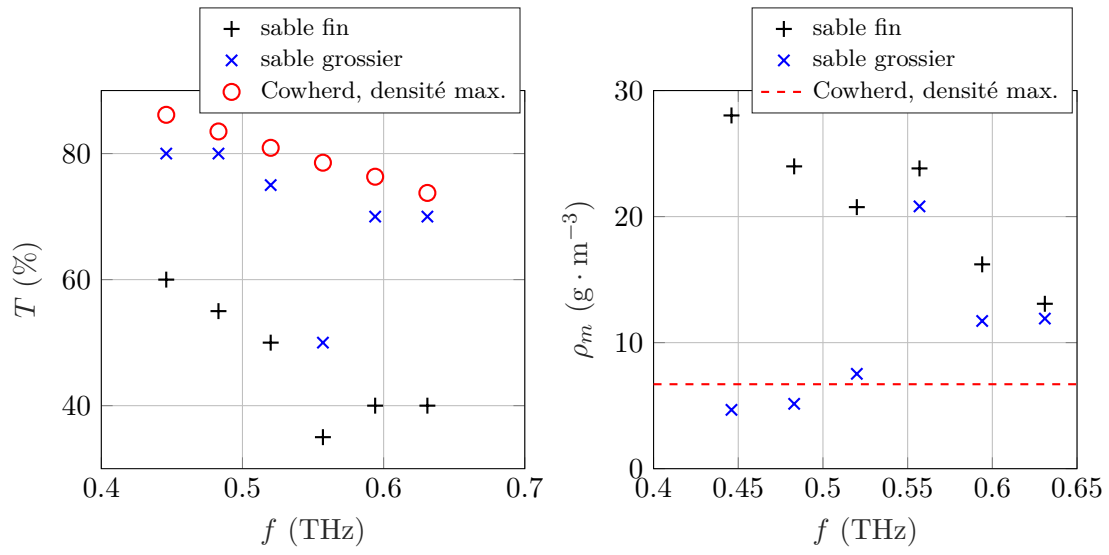
Différents indices obtenus lors des études de Fiorino *et al.* sont présentés sur la figure 1.15. Ils y sont comparés à l'indice de la silice [78]. Ainsi, à ce jour, d'après nos connaissances, aucune méthode expérimentale pour mesurer l'indice de réfraction d'un milieu diffusant, qui soit robuste, répétable et facile à mettre en place, n'existe. Un tel système est nécessaire car, comme cela est observable à 40 μm [12], les caractéristiques optiques du sable semblent tout de même fortement varier d'une région à l'autre.

Indice du sable déterminé par mesures en transmission à grande échelle

Une équipe composée de membres de l'ONERA Toulouse, du laboratoire Charles Coulomb du CNRS et du CEA Leti ont réalisé une expérience d'une part pour tester différents capteurs térahertz et d'autre part, pour évaluer l'atténuation des ondes térahertz (400 GHz à 700 GHz) par un nuage de sable [15, 86]. Une caméra composée de pixels bolométriques non-refroidis couplés à des antennes [87] est testée. Deux autres détecteurs sont utilisés pour évaluer l'atténuation : des détecteurs pyroélectriques pour les basses fréquences et des bolomètres refroidis à l'hélium pour les hautes fréquences. La source qui illumine le nuage de sable est de type Schottky et sa fréquence d'émission est réglable. La distance entre la source et le détecteur est de 20 m et le nuage de sable épais de 15 m.

Les mesures d'atténuation ont été réalisées avec du sable fin et du sable grossier. La classification des sédiments clastiques par Wentworth [88] indique que les sables fin et grossier correspondent à des diamètres de grains compris, respectivement, entre 125 μm et 250 μm et entre 500 μm et 1 mm. La détermination de la densité est cruciale pour caractériser l'atténuation et avoir une référence par rapport aux conditions réelles. En supposant que la densité de particules par unité de rayon est proportionnelle à celle donnée par Cowherd (Fig. 1.4) et que l'indice du sable vaut celui de la silice (1.96) [78, 89], il est alors possible de déterminer cette densité. En effet, la transmission T donnée dans l'article [15] peut

2. Probabilité de diffusion dans une direction. La fonction de phase est définie précisément dans le chapitre 2.



(a) Transmission mesurée

(b) Densité moyenne du nuage

FIGURE 1.17 – Transmission mesurée dans la Ref. [15] pour les sables fin et grossier et densité déduite en supposant les grains sphériques avec l'indice de la silice. Comparaison à un nuage avec la distribution mesurée dans la Ref. [3] avec la densité maximale (Fig. 1.4) et pour tous les rayons.

s'exprimer

$$T(f) = \exp\left(-\frac{L}{\ell_{\mathrm{BO}}(f)}\right) \tag{1.2}$$

avec f la fréquence, L l'épaisseur du milieu valant 15 m et ℓ_{BO} le parcours moyen d'extinction dans le nuage dont l'expression est donnée dans le chapitre 2 (Eq. (2.5)). Grâce à l'équation (2.6), il est possible de déterminer la densité moyenne du brownout correspondant à la transmission mesurée pour chaque fréquence (Fig 1.17).

Au vu de ce graphe, les densités de nuage obtenues pour cette expérience [15] sont bien plus hautes que celles des brownouts en conditions réelles étudiés par Cowherd [3]. En effet, la densité maximale obtenue par Cowherd, représentée sur la figure 1.17, vaut $6.7\,\mathrm{g \cdot m^{-3}}$. Quant à l'expérience de Ceolato *et al.*, la densité maximale atteinte est de $28.5\,\mathrm{g \cdot m^{-3}}$. Les valeurs de densités obtenues sur la figure 1.17b ne sont peut-être pas justes car la définition des sables fin et grossier choisie n'est peut-être pas la bonne. Mais il n'est pas possible de le savoir d'après l'article [15]. Par ailleurs, l'indice de réfraction de la silice, 1.96, choisi pour les grains de sable est une approximation. L'importance de la diffusion croît avec la différence entre les indices du milieu (ici 1) et des particules. Il faudrait donc que l'indice soit beaucoup plus fort que 1.96 pour expliquer la faible transmission (Fig 1.17a). Or, des valeurs d'indice du sable plus faibles que l'indice de la silice sont trouvées dans le chapitre 3 et dans la littérature [13, 14] car le sable n'est pas composé uniquement de silice. Les résultats de

Ceolato *et al.* ne semblent pas cohérents avec les autres études.

Diffusion d'onde THz par des matériaux granulaires autres que le sable

Les propriétés diffusantes de matériaux granulaires autres que le sable ont aussi été étudiées. Dès 1978, le phénomène de diffusion par les défauts d'une tranche fine de polyéthylène est observé [90].

Un intérêt majeur de la bande THz est que certains matériaux présentent des raies d'absorption caractéristiques dans cette bande. Si ces matériaux sont sous forme de poudre dont les particules sont comparables à la longueur d'onde, la diffusion peut modifier fortement le spectre d'extinction et rendre ainsi l'analyse difficile. C'est une des raisons pour laquelle l'impact de la diffusion sur l'extinction est cruciale à étudier.

Shen et al. [91] ont ainsi comparé différentes particules, absorbantes ou non, et de tailles variables. Les particules étaient de tailles ($53\,\mu$m à $800\,\mu$m) comparables à la longueur d'onde ($100\,\mu$m à $3\,$mm). Ils ont en particulier montré que leurs résultats coïncident avec la diffusion de Rayleigh, c'est-à-dire que l'extinction évolue proportionnellement à la fréquence à la puissance quatre.

Bandyopadhyay et al. [92] ont montré qu'un ensemble de particules inconnu dissimulé ne peut être identifié uniquement grâce au spectre car celui-ci dépend de la taille des grains en plus des propriétés du matériau. Du point de vue pratique, un problème récurrent dans la caractérisation de la diffusion est la présence d'air dans les échantillons consistant en des particules enfermées dans une matrice transparente dans le THz [93]. La caractérisation de la diffusion peut aussi être rendue complexe à cause de l'absorption de l'atmosphère, c'est pourquoi il est parfois nécessaire que l'analyse de l'échantillon se fasse sous vide [94].

Conclusion

Ce chapitre a montré la diversité des recherches réalisées pour le développement d'imageurs en condition de brownout, quelle que soit la longueur d'onde. L'intérêt de la bande sub-térahertz, bien que complexe au niveau du développement technologique, se démarque cependant des autres bandes spectrales. En effet, le sub-THz permettrait *a priori* d'avoir un imageur compact, avec une résolution suffisante et qui permettrait de voir à travers les brownouts.

Les études théoriques ainsi qu'expérimentales pour évaluer l'atténuation des ondes sub-THz par une suspension de sable paraissent peu cohérentes ou incomplètes. Il y a donc une nécessité de proposer un modèle analytique évaluant les performances d'un imageur sub-THz en condition de brownout. Nous proposons donc un modèle dans le chapitre 2 où le système d'imagerie est actif, avec source et détecteur. Cependant, pour les performances

souhaitées à partir des conclusions du chapitre 2, nous avons vu que les sources actuelles ne sont pas encore assez puissantes et les détecteurs pas assez sensibles. En outre, pour compléter les études expérimentales, une méthode de mesure de l'atténuation des ondes THz par une suspension de particules est présentée dans le chapitre 3.

Chapitre 2

Modélisation d'un système d'imagerie sub-THz en condition de brownout

Introduction

Les brownouts sont à l'origine de nombreux et graves accidents. Ces nuages de sable, créés par le flux d'air du rotor de l'hélicoptère, réduisent la visibilité du pilote qui peut perdre alors tous ses repères. Afin d'éviter ce problème, une possibilité est d'équiper l'hélicoptère d'un système d'imagerie qui premettrait de voir à travers ces épais nuages de sable.

Étant donnée la spécificité de l'application, l'imageur doit présenter des propriétés particulières. Il doit tout d'abord être compact et léger car la consommation énergétique d'un aéronef dépend fortement de son poids. L'encombrement du système ne doit pas, ou sinon peu, altérer les capacités ni l'autonomie de l'hélicoptère. Le fonctionnement en temps réel est aussi un critère majeur car les épisodes de décollage ou d'atterrissage se déroulent sur des temps courts. Quant à l'image, sa résolution doit être telle que le pilote doit pouvoir identifier la présence de câbles qui seraient sur sa trajectoire. Finalement, le brownout doit être transparent dans la gamme de longueurs d'onde de fonctionnement du système.

La gamme de longueurs d'onde qui semble la plus appropriée est le sub-térahertz, soit entre 300 μm et 3 mm. Un système d'imagerie sub-térahertz combinerait les avantages des technologies des deux spectres limitrophes : d'une part, la compacité, le temps réel et la résolution d'un imageur infrarouge, d'autre part, la pénétration à travers les milieux épais d'un système radar. Les technologies térahertz actuelles, bien que de plus en plus performantes, ne peuvent encore répondre aux critères requis de compacité et de temps réel. Avant

tout développement technologique d'un système *sur mesure* pour hélicoptère en condition de brownout, il est primordial d'évaluer les limites physiques de propagation des ondes sub-térahertz dans cet environnement.

Ainsi, dans ce chapitre est proposé un modèle analytique pour l'évaluation des performances d'un système d'imagerie actif sub-térahertz en condition de brownout. Suite à la caractérisation du milieu de propagation réalisée dans la section 2.1, les caractéristiques de l'imageur sont définies (section 2.2). Une fois ces bases fixées, les différentes puissances contribuant au bilan de puissance sont évaluées : d'une part les luminances thermiques (section 2.3), d'autre part les luminances issues de la source (section 2.4). Finalement, nous discutons des résultats et mettons en évidence les paramètres clefs pour le dimensionnement d'un système d'imagerie actif térahertz en condition de brownout (section 2.5).

2.1 Caractérisation du milieu de propagation

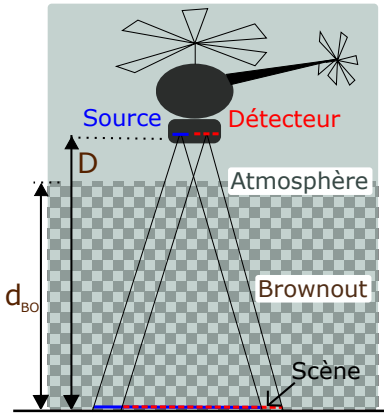


FIGURE 2.1 – Géométrie du système global. L'hélicoptère est muni d'un système d'imagerie sub-THz actif. La source illumine la scène à imager, située à la distance D de l'imageur. Le brownout est d'épaisseur d_{BO} et en contact avec le sol. L'ensemble se situe dans l'atmosphère.

Avant toutes définitions des différents paramètres intervenant dans le problème, nous présentons la géométrie du système global (Fig. 2.1). On suppose qu'un hélicoptère est pourvu d'un système d'imagerie térahertz actif. Nous expliquons dans la section 2.2.1 pourquoi nous faisons le choix d'utiliser un système actif. L'imageur actif est composé d'une source qui illumine la scène que l'on souhaite imager et d'un système de détection. Il est séparé de la scène d'une distance D. Entre le système d'imagerie et la scène se trouve le brownout, en contact avec le sol, et d'épaisseur d_{BO}, comprise entre 1 et 30 m. Le sol est supposé lambertien, c'est-à-dire qu'il réfléchit ou émet les ondes électromagnétiques équiprobablement dans toutes les directions. L'ensemble des éléments (brownout, hélicoptère

avec imageur) se situent dans l'atmosphère. Dans cette section, nous caractérisons le milieu de propagation dans la géométrie de la figure 2.1.

Toutes les ondes sub-térahertz qui traversent l'environnement considéré, précisément l'atmosphère et le brownout, sont atténuées selon la loi de Beer-Lambert. Supposons qu'une tranche de taille infinie et caractérisée par la longueur d'atténuation ℓ_{tot} est illuminée par une onde plane d'intensité I_0 se propageant dans la direction $\hat{\mathbf{z}}$. D'après la loi de Beer-Lambert, l'intensité à une profondeur z s'écrit

$$I(z) = I_0 \exp\left(-\frac{z}{\ell_{\text{tot}}}\right). \tag{2.1}$$

Dans cette section, nous déterminons la longueur d'atténuation ℓ_{tot} qui caractérise l'environnement. En supposant que l'atmosphère et le brownout sont indépendants, on peut écrire

$$\frac{1}{\ell_{\text{tot}}} = \frac{1}{\ell_{\text{atm}}} + \frac{1}{\ell_{\text{BO}}}, \tag{2.2}$$

avec ℓ_{atm} la longueur d'absorption dans l'atmosphère et ℓ_{BO} le libre parcours moyen d'extinction dans le brownout.

2.1.1 Absorption de l'atmosphère

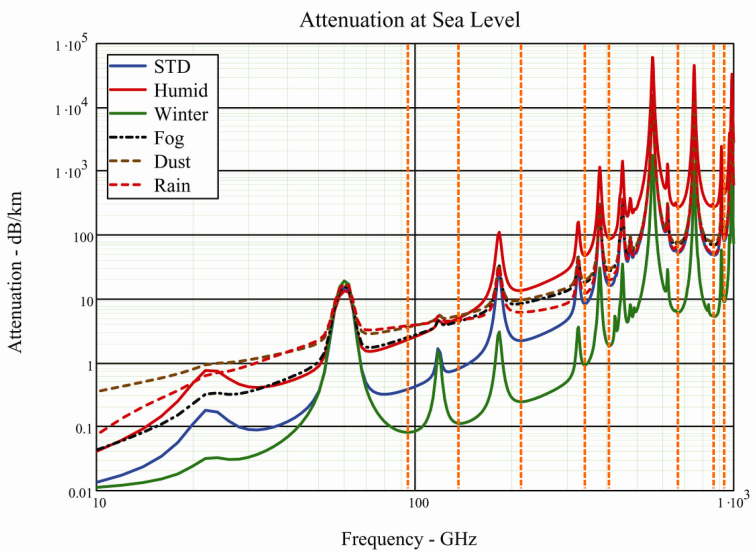


FIGURE 2.2 – Atténuation atmosphérique au niveau de la mer pour six différentes conditions de température, d'humidité et de particules atmosphériques [95]. Les lignes verticales en pointillés sont situées au minima des fenêtres de transmission. Ces minima définissent les fréquences optimales de fonctionnement du système d'imagerie.

Dans la gamme sub-térahertz, le spectre d'absorption de l'eau croît avec la fréquence et présente de nombreuses résonances. La figure 2.2 représente le coefficient d'atténuation α_{atm}

en décibels par kilomètre en fonction de la fréquence. Pour notre modèle, nous choisissons les conditions dites "standards" (température 20 °C, pression 1013 hPa, humidité relative 44 %, pas de pluie ni de brouillard). L'atténuation à travers l'atmosphère seule de l'onde plane I_0 précédemment introduite, s'exprime en fonction de α_{atm} comme suit :

$$10 \log_{10} \left(\frac{I(z_{\text{km}})}{I_0} \right) = \alpha_{\text{atm}} z_{\text{km}}. \tag{2.3}$$

La longueur d'absorption dans l'atmosphère, en m, s'exprime donc

$$\ell_{\text{atm}} = \frac{10}{\log 10} \frac{10^3}{\alpha_{\text{atm}}}. \tag{2.4}$$

Au vu de la figure 2.2, on choisit des fréquences de fonctionnement optimales pour le fonctionnement du système d'imagerie. Elles sont situées au minimum des fenêtres de transmission, i.e. entre les fréquences de vibration de la molécule d'eau. Ces fréquences de fonctionnement optimales sont 94 GHz, 140 GHz, 220 GHz, 350 GHz, 410 GHz, 650 GHz, 850 GHz et 940 GHz.

2.1.2 Diffusion par le brownout

En plus d'être absorbé par la vapeur d'eau de l'atmosphère, le rayonnement sub-térahertz est aussi atténué par les grains de sable du brownout. Le libre parcours moyen d'extinction, ℓ_{BO}, qui caractérise cette atténuation, peut s'exprimer en fonction de la distribution en densité des particules en suspension $d\rho/dr$ et de la section efficace d'extinction σ_{ext} d'une particule :

$$\frac{1}{\ell_{\text{BO}}} = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{d\rho}{dr}(r) \sigma_{\text{ext}}(r) dr, \tag{2.5}$$

avec $r_{\text{min,max}}$ les bornes des rayons de particules du nuage de sable.

Brownout réel La modélisation d'un brownout est très complexe car il varie d'une région à l'autre et aussi, d'un hélicoptère à l'autre. Premièrement, la composition du sable et la dimension des grains évoluent entre les différentes régions et les nombreux déserts. Les grains de sable peuvent aussi être recouverts d'une pellicule d'eau due à l'humidité ambiante [12,82, 83, 96, 97]. Pour ces raisons, d'une part, les propriétés optiques diffèrent car la composition et la taille des grains évoluent. D'autre part, l'altitude que les particules peuvent atteindre peut varier. Deuxièmement, le flux d'air créé par un hélicoptère dépend du nombre de pâles qu'il possède, de leur envergure, de la position du rotor principal, etc [1, 23–26, 28]. Ainsi, la dynamique des fluides et du transport des grains de sable, ainsi que leur densité sont complexes à modéliser. Il est donc nécessaire de définir un modèle de brownout moyen pour évaluer les performances de l'imageur THz.

Brownout modèle En première approximation, nous considérons que les grains sont formés uniquement de silice, principal composant du sable. Dans notre modèle, cette hypothèse aura un impact sur les propriétés optiques du sable. Dans le chapitre 3, nous proposons une méthode pour déterminer l'indice de réfraction réel dans le spectre térahertz. Pour déterminer la section efficace d'extinction, σ_{ext}, nous supposons que les particules de sable sont sphériques et utilisons la théorie de Mie [41, 98]. Cette théorie consiste en la résolution exacte des équations de Maxwell dans le cas de l'extinction (diffusion et absorption) d'une onde plane électromagnétique par une sphère. Nous négligeons l'adsorption de l'eau par les grains de sable. En effet, la variation de rayon d'une particule avec ou sans pellicule d'eau est inférieure à 0.6 % [99,100]. L'impact sur les propriétés optiques d'une particule est donc négligeable.

Bien que le flux d'air soit complexe à modéliser, il est raisonnable de supposer que le nuage de sable est statique dans le référentiel de l'onde térahertz qui se propage dans celui-ci (vitesse moyenne de flux d'air du rotor d'un hélicoptère inférieure à $30\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [1]). Nous supposons aussi que la densité du brownout est uniforme. Nous montrerons par la suite (section 2.5.3), que cette hypothèse est plus désavantageuse pour les performances du système que la situation réelle où la densité du sable décroît avec l'altitude.

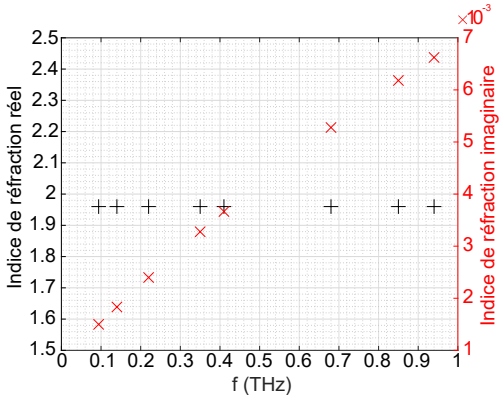


FIGURE 2.3 – Indice de réfraction complexe, $n = n' + in''$, de la silice aux fréquences optimales de fonctionnement [16].

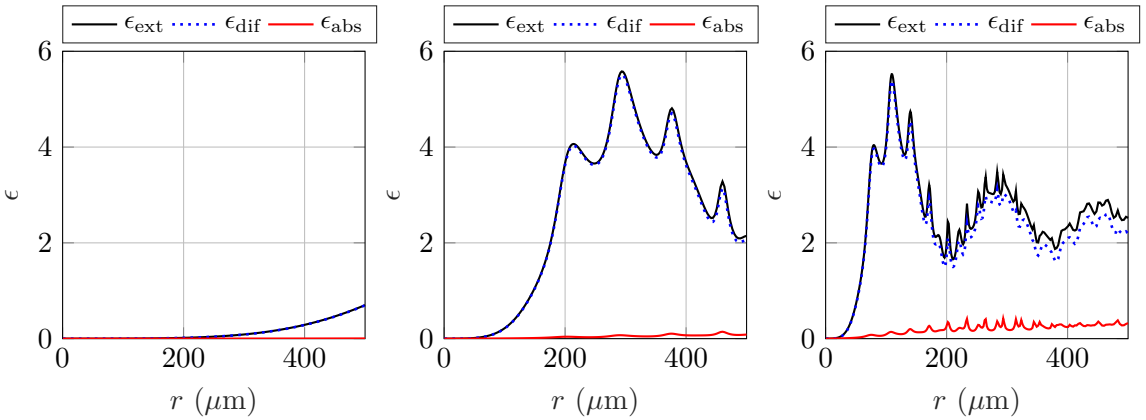
Calcul du libre parcours moyen d'extinction dans le brownout ℓ_{BO} Grâce à ces différentes hypothèses, il est maintenant possible d'évaluer le libre parcours moyen d'extinction pour un brownout moyen.

Dans la littérature, les propriétés optiques de la silice dans le domaine térahertz sont bien référencées [16, 78]. L'indice complexe de réfraction est représenté sur la figure 2.3. Grâce à des mesures de densités réalisées par le Midwest Research Institute, nous avons une idée des tailles de grains de sable et de leurs densités respectives [3]. Leur méthode de mesure

est décrite dans le chapitre 1. Nous considérons les densités moyennées sur les différentes altitudes de mesures. Leurs valeurs variant d'un hélicoptère à l'autre, nous évaluons ℓ_{BO} dans les cas extrêmes et un cas moyen. Les densités des particules par unité de rayon sont représentées en fonction des rayons des particules sur la figure 1.4. Pour chaque cas, déterminons la masse volumique moyenne du brownout :

$$\rho_m = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{d\rho}{dr}(r)\frac{4}{3}\pi r^3 d_{SiO_2} dr, \tag{2.6}$$

avec la densité de la silice d_{SiO_2} =2.65 $\times$ $10^3\,\mathrm{kg}\cdot\mathrm{m}^{-3}$. On obtient ainsi des masses volumiques ρ_m de $0.8\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{m}^{-3}$, $2\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{m}^{-3}$ et $6.7\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{m}^{-3}$ pour les cas de densités faible, moyenne et forte, respectivement. Ces valeurs sont en accord avec les valeurs déterminées ou supposées par d'autres équipes de recherche [11, 24, 25, 77].



(a) 94 GHz (b) 350 GHz (c) 940 GHz

FIGURE 2.4 – Efficacités d'extinction (–), de diffusion (–) et d'absorption (–), d'une bille de silice en fonction de son rayon, r, et pour trois fréquences d'intérêt.

Les tailles et densités des particules étant connues, évaluons leurs propriétés d'extinction en utilisant la théorie de Mie. Pour cela, nous utilisons l'efficacité d'extinction, ϵ_{ext}, qui n'est autre que le rapport entre la section efficace d'extinction, $\sigma_{\mathrm{ext}}(r)$, et la section géométrique de la bille, πr^2. L'extinction a pour origine la diffusion et l'absorption par la particule de silice, que l'on peut traduire ainsi :

$$\epsilon_{\mathrm{ext}} = \epsilon_{\mathrm{dif}} + \epsilon_{\mathrm{abs}}, \tag{2.7}$$

avec ϵ_{dif} et ϵ_{abs} les efficacités de diffusion et d'absorption, respectivement. Sur la figure 2.4, ces efficacités d'extinction, de diffusion et d'absorption sont représentées en fonction du rayon de la particule, et pour trois fréquences d'intérêt. Si l'on regarde uniquement les efficacités d'extinction et de diffusion, on constate que la diffusion suit différents régimes

en fonction de la fréquence considérée. Pour la plus basse fréquence (94 GHz), l'extinction est proche de l'approximation de Rayleigh ($r \ll \lambda$ avec λ la longueur d'onde). Pour des fréquences plus grandes (dans l'exemple : 350 GHz et 940 GHz), des résonances de Mie apparaissent car les longueurs d'onde (dans l'exemple : 857 μm et 319 μm) sont comparables aux rayons d'une particule (0.5 μm $\leq r \leq$ 500 μm).

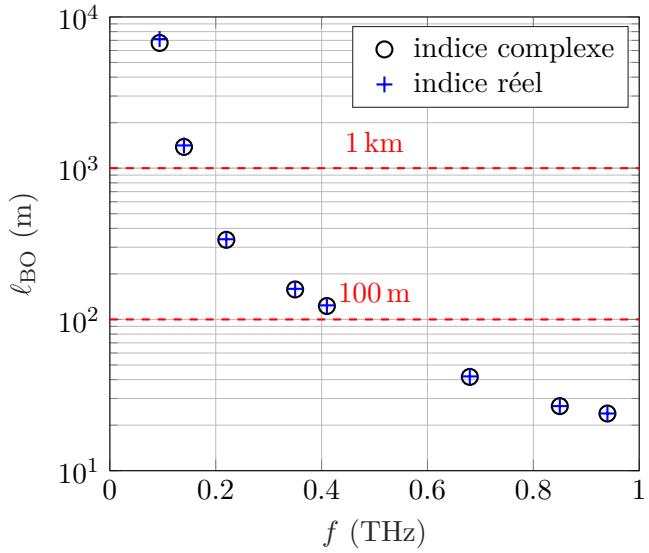
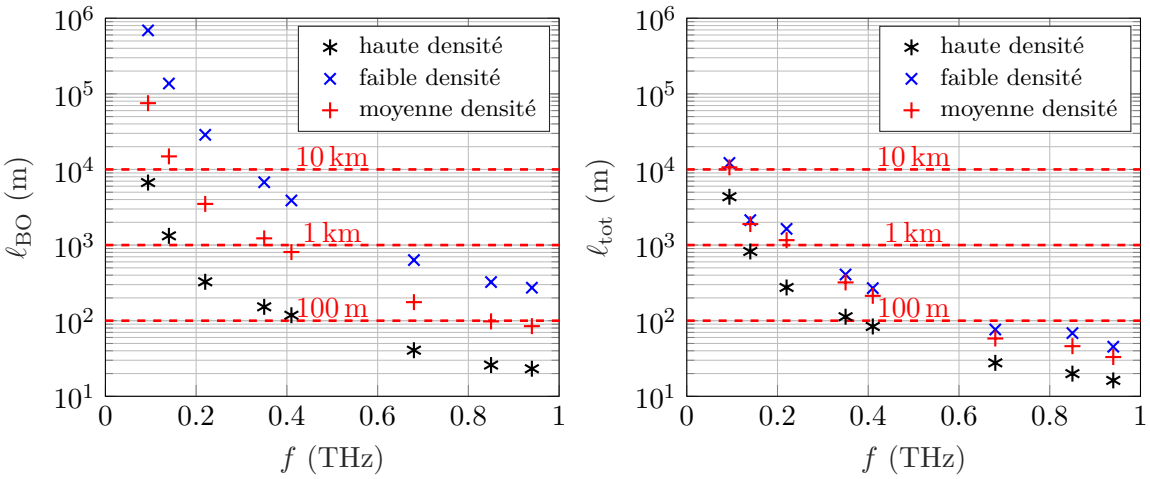


FIGURE 2.5 – Comparaison des libres parcours moyens d'extinction en fonction de la fréquence, f, si l'indice de réfraction de la silice est réel ($n = 1.96$) ou complexe (Fig. 2.3). La densité des particules par unité de rayon est celle avec les densités les plus fortes (courbe noire sur la figure 1.4)

Au vu des graphes de la figure 2.4, l'efficacité d'absorption, bien que croissante avec le rayon et la fréquence, est faible par rapport à celle de diffusion. La figure 2.5 permet de vérifier que l'impact de la partie imaginaire de l'indice de la silice sur le libre parcours moyen d'extinction est négligeable. En effet, on peut voir sur cette figure que les longueurs d'extinction avec indice réel ou complexe sont très proches, avec un écart maximal de 6 % à 94 GHz. Dans toute la suite, nous négligeons la partie imaginaire de l'indice de la silice. Le libre parcours moyen d'extinction du brownout ℓ_{BO} est donc égal au libre parcours moyen de diffusion, ℓ_{dif}.

2.1.3 Atténuation totale dans l'environnement

Maintenant que les contributions de l'atmosphère et du brownout, respectivement ℓ_{atm} et ℓ_{BO}, ont été déterminées, la longueur totale d'atténuation dans l'environnement, ℓ_{tot}, peut être évaluée grâce à l'équation (2.2). Les libres parcours moyens ℓ_{BO} et ℓ_{tot} sont représentés sur la figure 2.6. La longueur totale d'atténuation est bien plus faible que le parcours moyen de diffusion dans le brownout. Par conséquent, la principale atténuation des ondes térahertz



(a) ℓ_{BO} (b) ℓ_{tot}

FIGURE 2.6 – Libres parcours moyens d'extinction (a) du brownout seul et (b) total, en fonction de la fréquence, f, pour les différentes densités par unité de rayon représentées sur la figure 1.4.

provient de l'absorption par l'atmosphère.

Dans le domaine visible, les libres parcours moyens de diffusion correspondant aux densités forte, moyenne et faible (Fig. 1.4) sont respectivement de 7 m, 13 m et 28 m. Ces valeurs sont inférieures aux libres parcours moyens d'atténuation, ℓ_{tot}. Le système d'imagerie subtérahertz permettra *a priori* d'améliorer la visibilité du pilote à travers le brownout.

2.2 Système d'imagerie actif sub-THz

Dans cette section, l'imageur sub-THz, dont un hélicoptère serait équipé, est défini. Le système d'imagerie étudié est actif, c'est-à-dire que le système est composé d'une source éclairant la scène et d'un capteur qui image cette même scène. Après la justification du choix d'un système actif, les dimensions et les technologies possibles pour l'imageur sont présentées.

2.2.1 Comparaison de systèmes d'imagerie actif et passif

Une manière de connaître partiellement la qualité d'une image est d'évaluer son contraste, $\mathcal{C}$. Par exemple, pour une scène à imager composée de bois sur un fond de sable, on a

$$\mathcal{C} = \frac{|P_{\text{bois}} - P_{\text{sable}}|}{P_{\text{bois}} + P_{\text{sable}}}, \tag{2.8}$$

avec P_{bois} et P_{sable} les puissances totales reçues par un pixel venant respectivement du bois et du sable. Que ce soit pour le bois ou le sable, la puissance reçue dans le cas d'un système passif vient de deux principales contributions : le rayonnement thermique du ciel réfléchi par le bois ou le sable, et le rayonnement thermique du bois ou du sable, supposés être des corps gris [1]. Ces contributions sont évaluées précisément dans la section 2.3. Il y est montré la prépondérance du rayonnement thermique de la scène rapport au rayonnement thermique du ciel réfléchi par la scène (Fig 2.12) [2].

En conséquence, pour un système passif, en première approximation, seuls les rayonnements thermiques du bois et du sable peuvent être considérés. En supposant que le bois et le sable ont la même température et que l'atténuation est négligeable dans l'équation de la luminance thermique reçue par le système de détection (Eq. 2.28), le contraste peut s'écrire

$$\mathcal{C}_{\text{passif}} \approx \frac{|e_{\text{bois}} - e_{\text{sable}}|}{e_{\text{bois}} + e_{\text{sable}}}, \tag{2.9}$$

où e_{bois} et e_{sable} sont respectivement les émissivités du bois et du sable. L'émissivité est évaluée à partir du coefficient de Fresnel en réflexion r :

$$e = 1 - |r|^2, \tag{2.10}$$

où $r = (1-n)/(1+n)$, n étant l'indice de réfraction complexe. L'indice de réfraction de la silice, issu de la figure 2.3 [16, 78], est choisi pour modéliser le sable. Quant au bois, son indice de réfraction est tiré de la référence [102].

Les émissivités du bois et du sable étant très semblables dans le sub-THz, le contraste maximum est de 4.5 %, ce qui n'est pas assez pour obtenir une image lisible. Un système passif est limité par le contraste d'émissivité des éléments de la scène à imager.

On choisit donc d'éclairer la scène avec une source pour améliorer le contraste. Le signal sera alors le flux de la source rétrodiffusé par la scène vers le système de détection. En supposant que la bande passante du détecteur est très faible, le flux de la source rétrodiffusé par la scène est prépondérant par rapport à tout rayonnement thermique. En négligeant l'atténuation dans le milieu, le contraste peut être déduit à partir de l'équation (2.45) exprimant le signal rétrodiffusé par la scène :

$$\mathcal{C}_{\text{actif}} \approx \frac{|R_{\text{bois}} - R_{\text{sable}}|}{R_{\text{bois}} + R_{\text{sable}}}, \tag{2.11}$$

avec $R_{\text{bois,sable}} = 1 - e_{\text{bois,sable}}$ les albédos (ou coefficients de réflexion) du bois et du sable. En

1. Un corps gris a une émissivité inférieure à 1 tandis que le corps noir a une émissivité de 1 [101].
2. Ceci n'est plus vrai dans un environnement urbain où des objets peuvent être très réfléchissants. Le scénario considéré dans ce chapitre correspondrait au pire des cas, i.e. où la scène à imager comprend des objets hostiles camouflés.

prenant les mêmes valeurs que précédemment, on obtient un contraste de 68 %. Il est donc *a priori* bien plus favorable d'utiliser un système d'imagerie actif que passif. Néanmoins, une contribution n'est pas considérée dans ce calcul du contraste : le flux de la source rétrodiffusé par le brownout. Cette contribution, qui bruite l'image, est évaluée par la suite (section 2.4).

2.2.2 Dimensionnement du système d'imagerie actif sub-THz

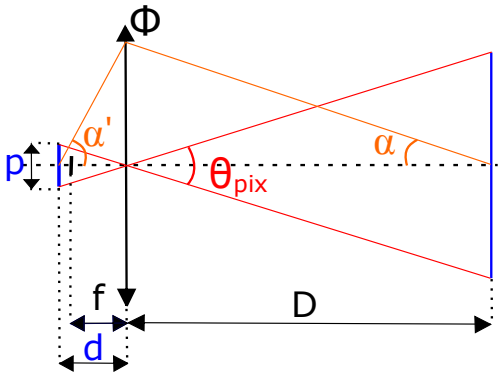


FIGURE 2.7 – Schéma simplifié du système optique de détection, simplement représenté par une lentille mince.

Le choix d'un système d'imagerie actif étant fait, le dimensionnement de ses éléments, qui sont la source et le système de détection, peut être effectué.

Source La source est supposée continue et avec une grande ouverture de demi-angle θ_0 afin d'éclairer tout la scène à imager. La luminance (ou radiance) émise est supposée constante dans le cône d'émission.

Système de détection Comme indiqué dans l'introduction de ce chapitre, l'imageur doit être compact. On pose qu'il doit être contenu dans un cube de côté 350 mm. La pupille du système optique a donc un diamètre maximum Φ de 350 mm (Fig. 2.7). Le nombre d'ouverture N, fixé à 0.7, est défini ainsi :

$$N = \frac{f}{\Phi}, \tag{2.12}$$

avec f la focale du système optique, qui vaut donc 254 mm. La scène à imager est située à une distance D de l'hélicoptère. On suppose que le système de détection s'adapte pour focaliser l'image sur le détecteur quelle que soit la distance D, qui est comprise entre 1 et 40 m. Grâce à la relation de conjugaison de Descartes, la distance d du capteur au centre

optique peut être évaluée :

$$\frac{1}{d} = \frac{1}{f} - \frac{1}{D}. \tag{2.13}$$

Elle varie donc entre 247 et 325 mm.

Le détecteur est supposé être une matrice 1/4-VGA (320x240 pixels) dont le pitch d'un pixel p vaut 571 μm. L'IFOV (Instantaneous Field Of View), noté θ_{pix} et défini comme le champ vu par un pixel peut s'exprimer ainsi :

$$\theta_{\text{pix}} = 2 \arctan\left(\frac{p/2}{d}\right) \approx \frac{p}{d}. \tag{2.14}$$

Pour le calcul des différentes puissances détectées par le pixel, l'ouverture du pixel Ω_{pix} est utilisée. L'ouverture étant faible, elle vaut $\Omega_{\text{pix}} \approx \theta_{\text{pix}}^2$.

Dans la suite de l'étude, le système optique est situé à plus de 30 m du sol. Le sol est donc supposé être à l'infini pour le système optique ; l'image sera faite dans le plan focal. Si on pose que cette approximation est valide tant que l'écart relatif entre d et f n'excède pas 5 %, cette approximation d'objet à l'infini est valide pour $D \geq 5$ m. Dans cette approximation, $\theta_{\text{pix}} = 2.3$ mrad et l'ouverture numérique image α' (demi-angle de détection du système optique) vaut 35 °[3].

Ensuite, deux configurations du système d'imagerie sont comparées : monostatique et bistatique. Dans la première configuration, la source est superposée au système de détection tandis que pour la seconde, ces deux éléments sont séparés d'une distance r_0.

2.2.3 Technologies pour la source et le pixel

Étant donné que la gamme de fréquences dans laquelle l'imageur fonctionne est située entre les hyper-fréquences et l'infrarouge, il est possible d'utiliser deux types de technologie différents. Dans ce paragraphe, nous présentons les principes de bases de ces technologies, soient les antennes et les technologies photométriques. Leur principale différence est que la première mesure le champ électrique tandis que la seconde mesure le flux. Comme les grandeurs physiques des deux domaines de fréquences seront mentionnés, il est nécessaire de rappeler leurs équivalences dans le tableau 2.1.

Antenne Une antenne, émettrice ou réceptrice, est définie par un gain G qui décrit son diagramme de rayonnement en fonction de la direction d'émission ou de réception, respectivement. En supposant que les pertes ohmiques et le décalage en impédances sont

3. L'ouverture numérique image est grande donc le système optique ne peut être considéré comme approximativement stigmatique. On peut montrer que le système n'est pas non plus aplanétique.

Unité	Optique	Antenne
$\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}}$	Luminance	Radiance
$\mathrm{W \cdot sr^{-1}}$	Intensité	
$\mathrm{W \cdot m^{-2}}$	Eclairement	

Tableau 2.1 – Equivalences entre les grandeurs physiques dans les domaines de l'optique et des antennes.

négligeables, le gain est défini tel que

$$\int_{4\pi} G(\hat{\mathbf{u}}) d\hat{\mathbf{u}} = 4\pi. \tag{2.15}$$

Une source de puissance totale P_0 émet ainsi, dans la direction $\hat{\mathbf{u}}$, l'intensité

$$I_s(\hat{\mathbf{u}}) = \frac{G_s(\hat{\mathbf{u}})}{4\pi} P_0, \tag{2.16}$$

avec G_s le gain de l'antenne émettrice. Ici, l'antenne est supposée sans perte, autrement dit, son efficacité/rendement vaut 1. Toute puissance en entrée d'antenne émettrice est rayonnée.

Quant à l'antenne réceptrice, elle est aussi supposée sans perte : toute puissance qu'elle détecte est transmise intégralement au circuit de détection. L'intensité reçue dans la direction $\hat{\mathbf{u}}$ est

$$I_r(\hat{\mathbf{u}}) = \sigma_r(\hat{\mathbf{u}}) L_{\mathrm{r}}(\hat{\mathbf{u}}) \tag{2.17}$$

avec σ_r la section efficace directionnelle de détection de l'antenne et L_{r} la luminance arrivant sur l'antenne. La section efficace directionnelle s'exprime en fonction de λ la longueur d'onde et G_r le gain d'antenne :

$$\sigma_r(\hat{\mathbf{u}}) = \frac{G_r(\hat{\mathbf{u}}) \lambda^2}{4\pi}. \tag{2.18}$$

Dans notre cas, le système optique permet d'intégrer l'éclairement dans toutes les directions. Mais le pixel est aussi très directif (θ_{pix} =2.3 mrad) donc, en prenant en compte la définition du gain (Eq. 2.15), le gain peut être approximé par une fonction porte

$$\begin{cases} G_r(\hat{\mathbf{u}}) \approx 4\pi/\theta_{\mathrm{pix}}^2 & \text{si } \hat{\mathbf{u}} \cdot \hat{\mathbf{z}} \geq \cos\left(\theta_{\mathrm{pix}}/\sqrt{\pi}\right) \\ G_r(\hat{\mathbf{u}}) = 0 & \text{sinon.} \end{cases} \tag{2.19}$$

$\hat{\mathbf{z}}$ étant la direction du lobe principal de l'antenne. Finalement, toute puissance reçue par le pixel centré sur l'axe optique est donc

$$P_r = \frac{\lambda^2}{\theta_{\mathrm{pix}}^2} \int_{\Omega_{\mathrm{pix}}} L_r(\hat{\mathbf{u}}) d\hat{\mathbf{u}}. \tag{2.20}$$

On peut également écrire

$$P_r = \lambda^2 \overline{L}_r \tag{2.21}$$

en utilisant la luminance moyenne $\overline{L}_r = (\int_{\Omega_{\text{pix}}} L_r(\hat{\mathbf{u}}) d\hat{\mathbf{u}})/\theta^2_{\text{pix}}$. Ainsi, bien que le pitch p du pixel, i.e. la taille de l'antenne, reste inchangé, la section efficace de détection sera λ^2.

Il est à noter que si l'antenne est plus petite que la moitié de la longueur d'onde, elle perd en efficacité et tend à être omnidirectionnelle. Une antenne sub-longueur d'onde est donc difficile à concevoir. L'antenne sera la plus efficace pour $\lambda \leq 2p = 1.1\,\text{mm}$, avec p la taille soit une fréquence $f \geq 263\,\text{GHz}$.

Par la suite, le bilan de puissance est réalisé sur le pixel centré sur l'axe optique. La diaphonie, qui peut apparaître entre les éléments voisins d'une matrice d'antennes, n'est donc pas considérée.

Photométrie Les autres technologies possibles, qualifiées de "photométriques", sont issues de l'imagerie infrarouge. Si une source photométrique est de luminance constante L_{inc} dans son cône d'émission de demi-angle d'ouverture θ_0, elle émet une puissance totale P_0 telle que

$$P_0 = L_{\text{inc}} \pi S_0 \sin {\theta_0}^2, \tag{2.22}$$

avec S_0 la surface de la source.

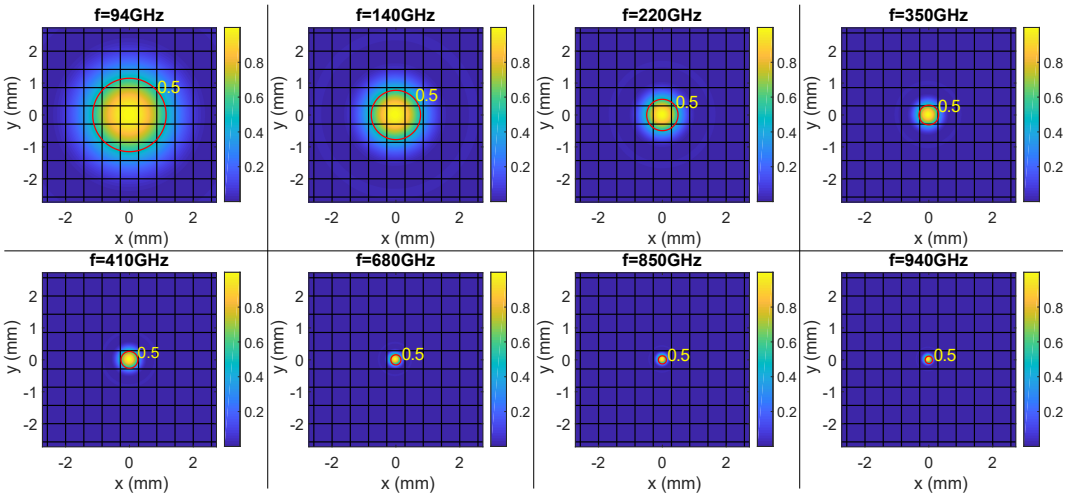


FIGURE 2.8 – Taches d'Airy pour les différentes fréquences optimales. La grille correspond à la matrice de pixels dont le pitch est de 571 μm. Le cercle rouge correspond à un éclairement de 50 % de l'éclairement maximal.

Quant au détecteur, dénommé "pixel photométrique", il est caractérisé par une section efficace de détection égale à l'aire du pixel, p^2. Plus le pitch du pixel photométrique est grand, plus le rapport signal à bruit et la dynamique sont importants et la résolution faible.

La longueur d'onde critique, telle que la résolution soit définie par la taille du pixel et non par la limite de diffraction, peut être déterminée. Nous représentons sur la figure 2.8 la tache d'Airy superposée à la matrice de pixels, pour chaque fréquence optimale de fonctionnement. La longueur d'onde critique est telle que le pitch du pixel photométrique soit plus grand que le diamètre de la tache d'Airy. Pour un système optique en conjugaison $f - \infty$, on a

$$p \geq 2.44\lambda N. \tag{2.23}$$

Pour le système optique considéré ($p = 571\,\mu$m, $N = 0.7$), on déduit que $\lambda \leq 334\,\mu$m, soit $f \geq 898\,$GHz. Par conséquent, pour la majorité des fréquences optimales de fonctionnement du système d'imagerie, la résolution de l'image est limitée par la diffraction. Dans le pire des cas, soit pour 94 GHz, la tache d'Airy s'étendra sur 9.5 pixels. Le rapport signal à bruit et la dynamique du pixel sont plus difficiles à estimer et dépendent de la technologie utilisée.

Note A la longueur d'onde à laquelle l'antenne est la plus efficace ($p = \lambda/2$, $\lambda = 1.1\,$mm), la tache d'Airy s'étend sur 3.4 pixels. D'une part, le système est limité par la diffraction, d'autre part, il y a un risque de couplage entre les antennes. Une solution serait donc de séparer les pixels les uns des autres tels que la tache d'Airy recouvre deux pixels.

2.3 Luminances thermiques

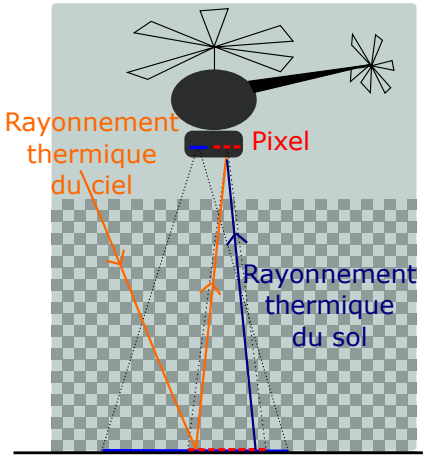


FIGURE 2.9 – Schéma représentant les puissances issues des rayonnements thermiques du sol et du ciel qui contribuent au bilan.

L'environnement dans lequel les ondes térahertz se propagent, ainsi que le système d'imagerie actif à embarquer sur hélicoptère ont été définis. Dans cette partie, les luminances issues des rayonnements thermiques du ciel et du sol détectées par le système d'imagerie, et plus précisément par le pixel centré sur l'axe optique, sont déterminées (Fig. 2.9).

2.3.1 Luminance du ciel en entrée de pupille

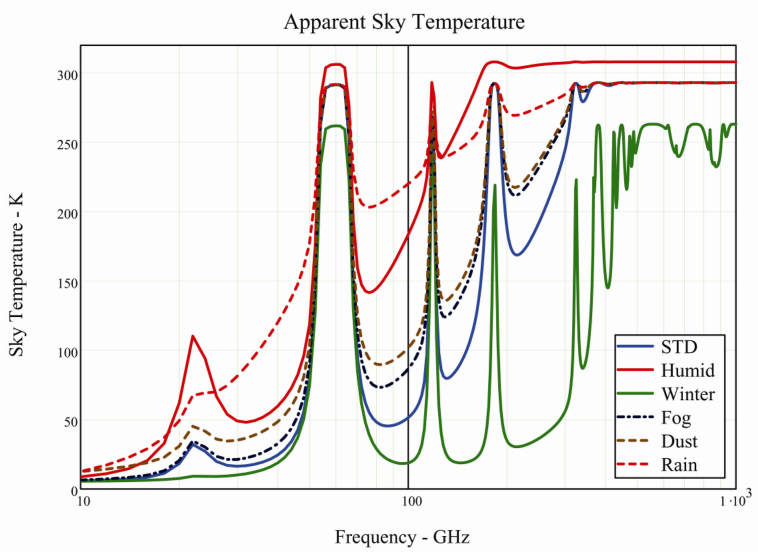
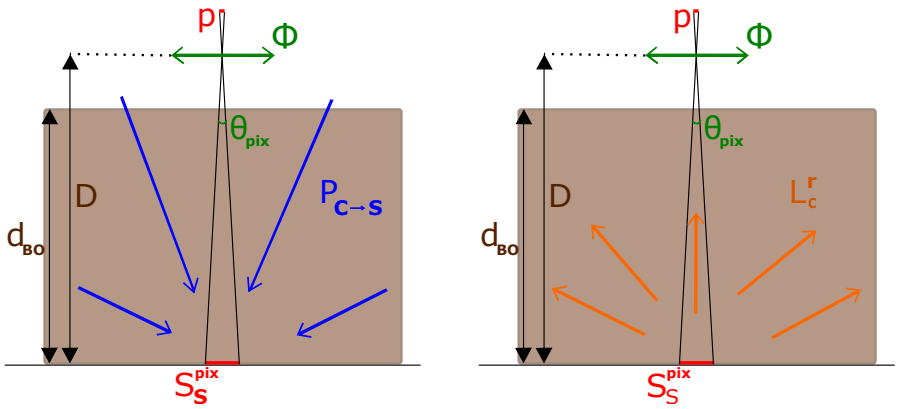


FIGURE 2.10 – Température apparente du ciel au niveau de la mer pour six différentes conditions de température, d'humidité et de particules atmosphériques [95].



(a) Rayonnement du ciel vers le sol (b) Réflexion lambertienne du sol

FIGURE 2.11 – Schémas représentant les étapes de propagation du rayonnement thermique vers la pupille.

Le rayonnement thermique du ciel est réfléchi par le sol vers le système d'imagerie. Ce rayonnement, atténué par l'atmosphère, vient principalement du Soleil, mais aussi du fond diffus cosmologique [103]. Pour l'évaluer, le ciel est supposé être un corps noir avec une température équivalente qui dépend de la fréquence. Cette température apparente, notée T_c, est représentée en fonction de la fréquence sur la figure 2.10. Comme pour l'atténuation de l'atmosphère (Fig. 2.2), les résonances de température sont localisées aux fréquences de vibration de la molécule d'eau. En dehors de ces raies d'absorption, l'absorption est faible

et l'épaisseur finie de l'atmosphère n'influence pas la température du ciel. Pour le calcul de la luminance, les valeurs de température dans les conditions standards sont utilisées. La température du ciel varie en fonction du zénith mais cette variation est négligeable par rapport aux autres puissances contribuant au bilan.

Le rayonnement thermique du ciel est estimé avec la fonction de Planck

$$\mathcal{B}(f,T) = \frac{2hf^3}{c^2}\frac{1}{\exp\left[hf/(k_B T)\right]-1}, \tag{2.24}$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et k_B la constante de Boltzman. Cette fonction donne la luminance (ou radiance) par unité de fréquence. Le symbole $\mathcal{B}$ de cette fonction est en police calligraphiée car il s'agit d'une grandeur fréquentielle. Il en est de même pour les autres grandeurs représentées en police calligraphiée dans la suite du document.

La puissance du rayonnement thermique du ciel atteint le sol suivant toutes les directions (Fig 2.11a). La surface de sol considérée est celle vue par le pixel centré sur l'axe optique. La puissance traverse le brownout d'épaisseur d_{BO}. On néglige les différences d'épaisseurs traversées. Comme $d_{\mathrm{BO}} \ll \ell_{\mathrm{BO}}$, cette approximation a peu d'impact sur le résultat final (Fig. 2.6a). La température du ciel considérée étant celle au niveau de la mer, l'atténuation de la luminance du ciel vers le sol que l'on doit considérer vient uniquement de la diffusion par le brownout, caractérisée par ℓ_{BO}. L'éclairement reçu sur le sol peut donc s'écrire :

$$\mathcal{E}_{c\to s}(f,T_c) = \pi\mathcal{B}(f,T_c)\exp\left(-\frac{d_{\mathrm{BO}}}{\ell_{\mathrm{BO}}(f)}\right). \tag{2.25}$$

Le sol est supposé lambertien, c'est-à-dire qu'il rétrodiffuse, ou émet, uniformément dans toutes les directions. La puissance $\mathcal{P}_{c\to s}$ est donc réfléchie par le sol dans toutes les directions (Fig 2.11b). Cette réflexion est caractérisée par le coefficient de réflexion, ou albédo, qui vaut $1-e_s$, e_s étant l'émissivité du sol. La relation de réflexion à l'interface du sol est la suivante :

$$(1-e_s)\mathcal{E}_{c\to s}(f,T_c) = \pi\mathcal{L}_c^r(f,T_c), \tag{2.26}$$

avec $\mathcal{L}_c^r$ la luminance réfléchie par le sol.

Cette luminance est cette fois-ci atténuée par l'environnement global (brownout et atmosphère), avant d'atteindre le système d'imagerie. On suppose que $D \gg \Phi \gg D\theta_{\mathrm{pix}}$. Ainsi, les différences d'épaisseurs traversées entre un point de la surface S_s^{pix} et un point de la surface de la pupille sont à nouveau négligées. Finalement, la luminance atteignant le système optique est

$$\mathcal{L}_c(f,T_c) = (1-e_s)\mathcal{B}(f,T_c)\exp\left(-\frac{2d_{\mathrm{BO}}}{\ell_{\mathrm{BO}}(f)}\right)\exp\left(-\frac{D}{\ell_{\mathrm{atm}}(f)}\right). \tag{2.27}$$

2.3.2 Luminance du sol en entrée de pupille

On souhaite maintenant évaluer le rayonnement thermique du sol vers le système d'imagerie. Le sol est considéré comme un corps gris, c'est-à-dire un corps noir avec une émissivité inférieure à l'unité et indépendante de la fréquence. De même que pour le ciel, sa luminance spectrale est évaluée grâce à la fonction de Planck (Eq. 2.24) à laquelle est multipliée l'émissivité. Le rayonnement peut être représenté de manière équivalente à la réflexion du rayonnement du ciel dans toutes les directions (Fig. 2.11b). Avec les hypothèses utilisées pour le cas du ciel, la luminance du sol en entrée de pupille peut être déduite :

$$\mathcal{L}_s(f, T_s) = e_s \mathcal{B}(f, T_s) \exp\left(-\frac{d_{\mathrm{BO}}}{\ell_{\mathrm{BO}}(f)}\right) \exp\left(-\frac{D}{\ell_{\mathrm{atm}}(f)}\right). \tag{2.28}$$

2.3.3 Comparaison des luminances thermiques spectrales

Les luminances spectrales du ciel (Eq. (2.27)) et du sol (Eq. (2.28)) sont évaluées pour les paramètres suivants :

- Densité de brownout moyenne (Fig. 1.4) ;
- Sol composé de silice (indice Fig. 2.3), avec une émissivité : $e_s = 89\,\%$ suivant l'équation (2.10) ;
- Température du sol : $T_s = 40\,^{\circ}\mathrm{C}$;
- Distance entre le sol et le système d'imagerie égale à l'épaisseur du brownout : $D = d_{\mathrm{BO}} = 30\,\mathrm{m}$.

Les résultats sont présentés sur la figure 2.12. On constate que la contribution du sol est dix fois plus importante que celle du ciel. Cela est dû en grande partie à la forte émissivité de la silice.

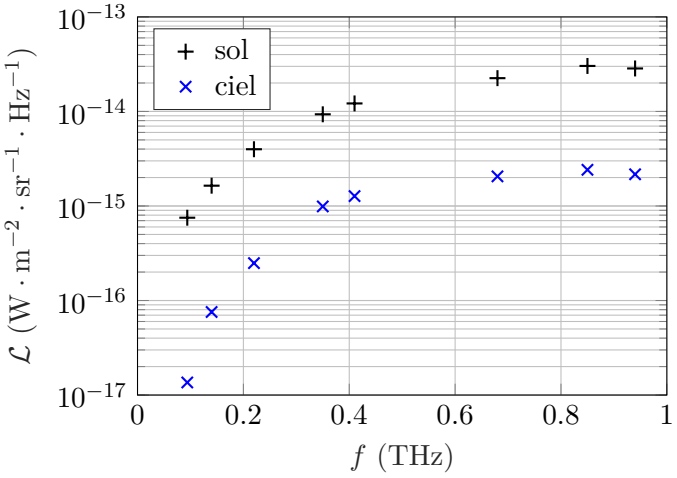


FIGURE 2.12 – Luminances spectrales du ciel et du sol en entrée de pupille en fonction de la fréquence.

2.4 Luminances issues de la rétrodiffusion du flux de la source

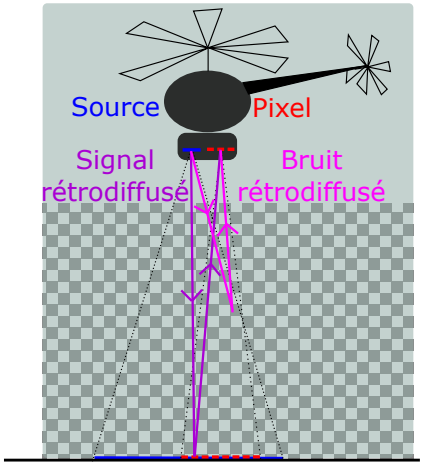


FIGURE 2.13 – Schémas représentant le signal et bruit rétrodiffusés contribuant au bilan.

En plus des luminances thermiques déterminées dans la section précédente, le système d'imagerie détecte des luminances issues de la source. En effet, la puissance de la source est d'une part rétrodiffusée par la scène (signal) et d'autre part, rétrodiffusée par le brownout (bruit) (Fig. 2.13). Ces luminances rétrodiffusées peuvent être évaluées de deux manières différentes : soit rigoureusement par la résolution de l'équation de transfert radiatif, soit de manière approximative en utilisant les principes de calcul pour la photométrie (Annexe A). Dans cette section, seule la première méthode reposant sur la résolution de l'équation de transfert radiatif est présentée. Finalement, le modèle obtenu pour le signal et le bruit rérodiffusés est comparé à une simulation numérique pour validation.

2.4.1 Introduction de l'Equation de Transfert Radiatif (ETR)

Le signal et le bruit rétrodiffusés peuvent être déterminés rigoureusement à partir de l'équation de transfert radiatif (ETR). Si une onde illumine une tranche d'un milieu diffusant de dimension transverse infinie, l'ETR permet de déterminer les luminances transmise et réfléchie, moyennées sur un ensemble statistique, qui sortent de cette tranche. Son expression complète est la suivante [104] :

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}L(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}},t)+\hat{\mathbf{u}}\cdot\nabla L(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}},t)+\frac{1}{\ell_{\text{tot}}}L(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}},t) = \frac{1}{4\pi\ell_{\text{BO}}}\int_{4\pi}p\left(\hat{\mathbf{u}}'\rightarrow\hat{\mathbf{u}}\right)L(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}}',t)d\hat{\mathbf{u}}'+\mathcal{S}_0(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}},t), \quad (2.29)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le milieu, L la luminance (ou radiance), $\mathbf{r}$ la position, $\hat{\mathbf{u}}$ le vecteur unitaire indiquant la direction d'observation, t le temps, ℓ_{tot} la longueur d'at-

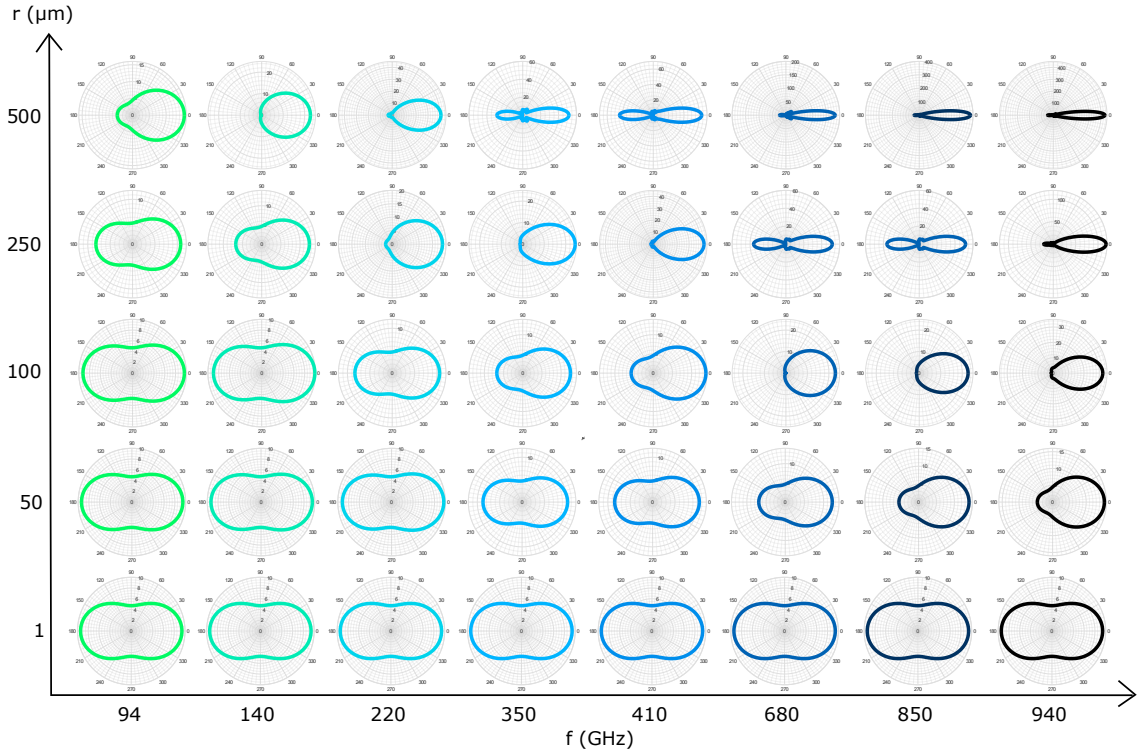


FIGURE 2.14 – Carte des fonctions de phase pour une bille de silice, pour différents rayons d'intérêt et en fonction de la fréquence. L'onde incidente va de la gauche vers la droite.

ténuation dans l'environnement déterminée dans la section 2.1, $p\left(\hat{\mathbf{u}}' \rightarrow \hat{\mathbf{u}}\right)$ la fonction de phase de la direction $\hat{\mathbf{u}}'$ vers $\hat{\mathbf{u}}$ et $\mathcal{S}_0$ le terme représentant la source d'illumination.

Dans notre modèle, la source est continue et monochromatique donc on utilise l'ETR en régime stationnaire :

$$\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) + \frac{1}{\ell_{\text{tot}}} L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi \ell_{\text{BO}}} \int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}' \rightarrow \hat{\mathbf{u}}\right) L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}') d\hat{\mathbf{u}}' + \mathcal{S}_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}). \tag{2.30}$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation (2.30) correspond à un terme source qui intègre les luminances arrivant sur $4\pi\,\text{sr}$ et qui sont diffusées vers la direction d'observation $\hat{\mathbf{u}}$. Cette diffusion est caractérisée par la fonction de phase p que nous étudions dans le cas du brownout dans le paragraphe suivant.

Fonction de phase

La fonction de phase est la probabilité qu'il y ait un événement de diffusion de la direction $\hat{\mathbf{u}}'$ vers la direction d'observation $\hat{\mathbf{u}}$. Pour une onde incidente de la gauche vers la droite sur une bille de silice, les fonctions de phase avec des rayons de grains de sable possibles et pour les fréquences optimales sont représentées sur la figure 2.14. De nombreux cas se situent dans le régime de Rayleigh ($r \ll \lambda$ avec r et λ le rayon de la particule et la

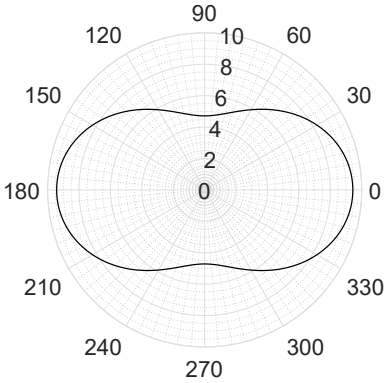


FIGURE 2.15 – Fonction de phase moyennée sur le brownout pour le cas de densités fortes (Fig. 1.4) et à la fréquence 940 GHz.

longueur d'onde, respectivement). On observe aussi une importante diffusion vers l'avant pour les grosses particules et les faibles longueurs d'onde. Cela correspond aux résonances de Mie introduites dans la section 2.1 (Fig. 2.4). En effet, pour une bille, la section efficace de diffusion σ_{dif} est liée à la fonction de phase par la relation suivante :

$$p\left(\hat{\mathbf{u}}' \to \hat{\mathbf{u}}\right) = \frac{4\pi}{\sigma_{\text{dif}}} \frac{d\sigma_{\text{dif}}}{d\Omega}, \tag{2.31}$$

avec $d\sigma_{\text{dif}}/d\Omega$ la section efficace de diffusion différentielle.

Pour le brownout entier avec la densité en particules par unité de rayon de la figure 1.4), il y a beaucoup plus de petites particules que de grandes. En moyenne, le régime de diffusion s'approche davantage du régime de Rayleigh. Cela est démontrable en évaluant la fonction de phase moyenne d'un brownout, pour toute longueur d'onde λ :

$$\langle p_\lambda \rangle_r = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{d\rho}{dr}(r) p_\lambda(r) dr \Big/ \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{d\rho}{dr}(r) dr, \tag{2.32}$$

avec $p_\lambda(r)$ la fonction de phase d'une bille de rayon r à la longueur d'onde λ. Sur la figure 2.15, cette fonction de phase moyenne est représentée pour la densité de brownout la plus forte et la longueur d'onde la plus faible (940 GHz). Bien qu'il s'agisse du pire des cas de brownout, où la présence de particules de grandes tailles est la plus importante, et pour la plus faible longueur d'onde, la fonction de phase moyennée sur le brownout est proche du régime de Rayleigh.

Décomposition de la luminance

La diffusion étant caractérisée pour le brownout, il est possible d'évaluer le bruit et le signal rétrodiffusés en décomposant la luminance dans le milieu.

En tout point du milieu diffusant, la luminance peut s'écrire comme la somme d'une

luminance balistique L_0 et d'une luminance diffusée par le brownout L_d :

$$L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = L_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) + L_d(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}). \tag{2.33}$$

L'ETR (Eq. 2.30) se scinde alors en deux équations : une qui régit l'évolution de L_0, l'autre l'évolution de L_d. L'équation pour la luminance balistique, L_0, est

$$\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla L_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) + \frac{1}{\ell_{\text{tot}}} L_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = \mathcal{S}_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}). \tag{2.34}$$

L'équation pour la luminance diffusée par le brownout est obtenue par soustraction de l'équation (2.34) à l'équation (2.30) :

$$\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla L_d(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) + \frac{1}{\ell_{\text{tot}}} L_d(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi \ell_{\text{BO}}} \int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}' \to \hat{\mathbf{u}}\right) L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}') d\hat{\mathbf{u}}'. \tag{2.35}$$

Le signal rétrodiffusé par la scène doit traverser une distance égale à deux fois l'épaisseur du brownout, D. Pour le brownout de densité moyenne, ℓ_{BO} est au moins égal à 85 m (Fig. 2.6a). L'épaisseur du brownout d_{BO} est inférieure ou égale à 30 m et donc $2D < \ell_{\text{BO}}$. L'hypothèse de simple diffusion peut être faite : seule la puissance de la source qui est rétrodiffusée une seule fois par le brownout est prise en compte. Les événements de diffusion d'ordres supérieurs sont négligés. L'équation (2.35) se simplifie donc ainsi :

$$\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla L_d(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) + \frac{1}{\ell_{\text{tot}}} L_d(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi \ell_{\text{BO}}} \int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}' \to \hat{\mathbf{u}}\right) L_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}') d\hat{\mathbf{u}}'. \tag{2.36}$$

2.4.2 Résolution de l'ETR

Luminance balistique

La source illumine la scène dans un cône de demi-angle θ_0 (Fig. 2.16). Nous choisissons de modéliser cette source comme une antenne avec un gain G_s. Le terme source de l'équation (2.34) s'écrit alors

$$\mathcal{S}_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{G_s(-\hat{\mathbf{u}}) P_0}{4\pi \cos\theta_{\hat{\mathbf{u}}}} \delta(\mathbf{r}), \tag{2.37}$$

avec P_0 la puissance de la source considérée ponctuelle et centrée sur le repère, δ la distribution de Dirac et $\cos\theta_{\hat{\mathbf{u}}}$ la projection de la luminance sur la direction principale d'émission de l'antenne.

Une solution de l'équation (2.34) peut s'écrire [105]

$$L_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = \iiint \mathcal{G}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \hat{\mathbf{u}}) \mathcal{S}_0(\mathbf{r}', \hat{\mathbf{u}}) d^3 r', \tag{2.38}$$

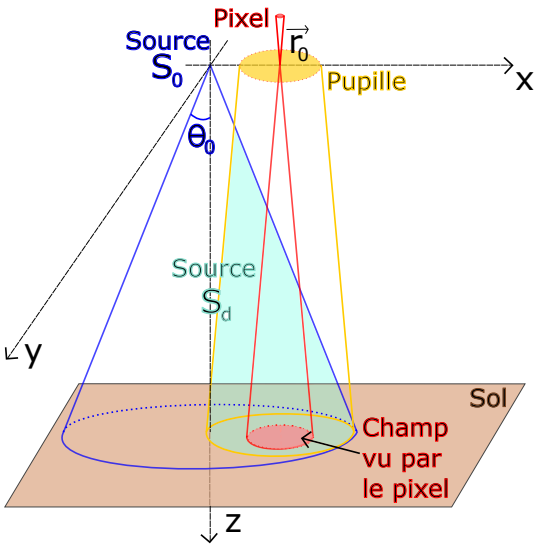


FIGURE 2.16 – Représentation en 3D de la géométrie du système. Le brownout se situe entre le sol et le système d'imagerie placé en $z = 0$. Le brownout n'est pas représenté pour simplifier la compréhension du schéma.

où $\mathcal{G}_0$ est la fonction de Green du milieu qui s'exprime comme

$$\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{\exp\left(-r/\ell_{\text{tot}}\right)}{r^2} \delta(\hat{\mathbf{u}} + \hat{\mathbf{r}}), \tag{2.39}$$

avec $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$.

En combinant les équations (2.37), (2.38) et (2.39), on déduit la luminance en toute position $\mathbf{r}$ dans le brownout et direction $\hat{\mathbf{u}}$, avant toute rétrodiffusion par le sol :

$$L_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{G_s(-\hat{\mathbf{u}})P_0}{4\pi|\mathbf{r}|^2 \cos\theta_{\hat{\mathbf{u}}}} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}|}{\ell_{\text{tot}}}\right) \delta\left(\hat{\mathbf{u}} + \hat{\mathbf{r}}\right). \tag{2.40}$$

La région d'intérêt du sol est la portion vue par le pixel. Son ouverture étant très faible, la surface de cette portion de sol est petite et la luminance est supposée uniforme sur cette section. Par ailleurs, $\ell_{\text{BO}} \gg D \geq d_{\text{BO}}$ donc l'approximation $\exp\left(-D/\ell_{\text{BO}}\right) \approx \exp\left(-d_{\text{BO}}/\ell_{\text{BO}}\right)$ peut être faite. La pupille est centrée à la position $r_0\hat{\mathbf{x}}$. On suppose alors que seule la luminance L_0 en $\mathbf{r'_0} = r_0\hat{\mathbf{x}} + D\hat{\mathbf{z}}$ est reçue par le pixel :

$$L_0(\mathbf{r'_0}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{G_s(-\hat{\mathbf{u}})P_0}{4\pi(D^2 + r_0^2)\cos\theta_{\hat{\mathbf{u}}}} \exp\left(-\frac{\sqrt{D^2 + r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right) \delta\left(\hat{\mathbf{u}} + \hat{\mathbf{r}}'_{\mathbf{0}}\right). \tag{2.41}$$

Notons $\hat{\mathbf{r}}'_{\mathbf{0}} = \mathbf{r}'_{\mathbf{0}}/|\mathbf{r}'_{\mathbf{0}}|$. L'éclairement au point du sol de coordonnées $\mathbf{r}'_{\mathbf{0}}$ est

$$E_0(\mathbf{r}'_{\mathbf{0}}) = \int_{4\pi} L_0(\mathbf{r}'_{\mathbf{0}}, \hat{\mathbf{u}}) \cos\theta_{\hat{\mathbf{u}}} d\hat{\mathbf{u}}. \tag{2.42}$$

Soit,

$$E_0(\mathbf{r}'_\mathbf{0}) = \frac{G_s(\hat{\mathbf{r}}'_\mathbf{0})P_0}{4\pi(D^2+r_0^2)} \exp\left(-\frac{\sqrt{D^2+r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right). \tag{2.43}$$

La luminance L_0^r réfléchie par le sol lambertien d'albedo $1-e_s$ vaut, pour toute direction $\hat{\mathbf{u}}$:

$$L_0^r(\mathbf{r}'_\mathbf{0}) = \frac{(1-e_s)}{\pi} E_0\left(\mathbf{r}'_\mathbf{0}\right). \tag{2.44}$$

Le rayon de la pupille $\Phi/2$, vaut 175 mm et est donc négligeable par rapport à D qui est de l'ordre de la dizaine de mètres. Ainsi, il est raisonnable de supposer que seule la luminance émise selon la direction $-\hat{\mathbf{z}}$ est reçue par le pixel central et que la luminance en entrée de pupille est uniforme. Finalement, la luminance du signal rétrodiffusé en tout point de la pupille est

$$L_0^{\text{pup}} = \frac{(1-e_s)G_s(-\hat{\mathbf{r}}'_\mathbf{0})P_0}{4\pi^2(D^2+r_0^2)} \exp\left(-\frac{D+\sqrt{D^2+r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right). \tag{2.45}$$

Luminance diffusée par le brownout

Comme précisé précédemment, le membre de droite de l'équation (2.36) agit comme un terme source (Fig. 2.16). Ainsi, de manière équivalente à l'équation (2.38), on peut écrire

$$L_d(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}}) = \iiint \mathcal{G}_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}',\hat{\mathbf{u}})\mathcal{S}_d(\mathbf{r}',\hat{\mathbf{u}})d^3r', \tag{2.46}$$

avec le terme source

$$\mathcal{S}_d(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi\ell_{\text{BO}}} \int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}' \to \hat{\mathbf{u}}\right) L_0(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}}')d\hat{\mathbf{u}}'. \tag{2.47}$$

Ré-écrivons le terme source $\mathcal{S}_d$ avec la solution obtenue pour L_0 (Eq. 2.40) :

$$\mathcal{S}_d(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi\ell_{\text{BO}}} \int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}' \to \hat{\mathbf{u}}\right) \frac{G_s(-\hat{\mathbf{u}}')P_0}{4\pi|\mathbf{r}|^2\cos\theta_{\hat{\mathbf{u}}'}} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}|}{\ell_{\text{tot}}}\right)\delta\left(\hat{\mathbf{u}}'+\hat{\mathbf{r}}\right)d\hat{\mathbf{u}}'. \tag{2.48}$$

On obtient :

$$\mathcal{S}_d(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}}) = \frac{p\left(-\hat{\mathbf{r}} \to \hat{\mathbf{u}}\right)}{4\pi\ell_{\text{BO}}} \frac{G_s(\hat{\mathbf{r}})P_0}{4\pi|\mathbf{r}|^2\cos\theta_{-\hat{\mathbf{r}}}} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}|}{\ell_{\text{tot}}}\right). \tag{2.49}$$

En insérant les expressions des équations (2.39) et (2.49) dans l'équation (2.46), on obtient la luminance simplement rétrodiffusée par le brownout pour toute position $\mathbf{r}$ et

direction $\hat{\mathbf{u}}$:

$$L_d(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}}) = \frac{P_0}{(4\pi)^2\ell_{\mathrm{BO}}}\int_V \frac{G_s(\hat{\mathbf{r}}')}{\cos\left(\theta_{-\hat{\mathbf{r}}'}\right)}\frac{p\left(-\hat{\mathbf{r}}'\rightarrow\hat{\mathbf{u}}\right)}{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right|^2\left|\mathbf{r}'\right|^2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|+|\mathbf{r}'|}{\ell_{\mathrm{tot}}}\right)\delta\left(\hat{\mathbf{u}}+\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\right)d\mathbf{r}', \quad (2.50)$$

avec $\hat{\mathbf{r}}' = \mathbf{r}'/|\mathbf{r}'|$.

Le sol étant lambertien, les événements de diffusion par le brownout ayant lieu après rétrodiffusion par le sol sont négligeables. Ceci est équivalent à l'hypothèse de simple diffusion : on considère uniquement le flux de la source rétrodiffusée soit par le sol, soit par le brownout. La surface de la pupille est décrite par les positions $\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}$ telles que $z = 0$ et $|\mathbf{r}_{\mathrm{pup}} - \mathbf{r_0}| \leq \Phi/2$. Ainsi, la luminance du bruit rétrodiffusé au niveau de la pupille est donnée par l'équation (2.50) aux positions $\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}$. Évaluons le flux surfacique dans le cône de réception du pixel Ω_{pix} au niveau de la pupille :

$$F_d(\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}) = \int_{\Omega_{\mathrm{pix}}} L_d(\mathbf{r}_{\mathrm{pup}},\hat{\mathbf{u}})\cos\theta_{\hat{\mathbf{u}}}d\hat{\mathbf{u}} \quad (2.51)$$

Le pixel étant très directif, $\cos\theta_{\hat{\mathbf{u}}} \approx 1$. L'insertion de l'équation (2.50) dans l'équation (2.51) donne

$$F_d(\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}) = \frac{P_0}{(4\pi)^2\ell_{\mathrm{BO}}}\int_{V_\cap} \frac{G_s(\hat{\mathbf{r}}')}{\cos\left(\theta_{-\hat{\mathbf{r}}'}\right)}\frac{p\left(-\hat{\mathbf{r}}'\rightarrow-\hat{\mathbf{r}}'_{\mathrm{pup}}\right)}{\left|\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}-\mathbf{r}'\right|^2\left|\mathbf{r}'\right|^2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}-\mathbf{r}'|+|\mathbf{r}'|}{\ell_{\mathrm{tot}}}\right)d\mathbf{r}' \quad (2.52)$$

avec $\hat{\mathbf{r}}'_{\mathrm{pup}} = (\mathbf{r}_{\mathrm{pup}} - \mathbf{r}')/|\mathbf{r}_{\mathrm{pup}} - \mathbf{r}'|$ et $V_\cap$, le volume d'intersection entre le cône d'illumination de la source et le cône de réception lié à la surface de la pupille et à l'ouverture du pixel central.

Résolution exacte de l'équation (2.52)

L'intégration est réalisée en coordonnées sphériques ($d\mathbf{r}' = |\mathbf{r}'|^2 dr' d\hat{\mathbf{r}}'$) :

$$F_d(\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}) = \frac{P_0}{(4\pi)^2\ell_{\mathrm{BO}}}\int_{4\pi} \frac{G_s(\hat{\mathbf{r}}')p\left(-\hat{\mathbf{r}}'\rightarrow-\hat{\mathbf{r}}'_{\mathrm{pup}}\right)}{\cos\left(\theta_{-\hat{\mathbf{r}}'}\right)} \left\{\int_{r_{\mathrm{in}}(\hat{\mathbf{r}}')}^{r_{\mathrm{out}}(\hat{\mathbf{r}}')} \frac{\exp\left(-(|\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}-\mathbf{r}'|+|\mathbf{r}'|)/\ell_{\mathrm{tot}}\right)}{\left|\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}-\mathbf{r}'\right|^2}dr'\right\}d\hat{\mathbf{r}}'. \quad (2.53)$$

r_{in} et r_{out} sont les points d'entrée et de sortie dans le volume d'intersection $V_\cap$ des cônes d'émission et de réception. $\mathbf{r}_{\mathrm{pup}}$ étant dans le plan $z = 0$, il est possible d'écrire $\mathbf{r}_{\mathrm{pup}} =$

$|\mathbf{r}_{\text{pup}}|\exp(i\theta_{\text{pup}})$. Une solution analytique existe alors pour l'intégrale sur r' :

$$F_d(\mathbf{r}_{\text{pup}}) = \frac{P_0}{(4\pi)^2\ell_{\text{BO}}}\int_{4\pi}\frac{G_s(\hat{\mathbf{r}}')p\left(-\hat{\mathbf{r}}'\rightarrow-\hat{\mathbf{r}}'_{\text{pup}}\right)}{\cos\left(\theta_{-\hat{\mathbf{r}}'}\right)} \Big\{\mathcal{F}(\mathbf{r}_{\text{pup}},r_{\text{out}}(\hat{\mathbf{r}}')) - \mathcal{F}(\mathbf{r}_{\text{pup}},r_{\text{in}}(\hat{\mathbf{r}}'))\Big\}d\hat{\mathbf{r}}', \quad (2.54)$$

avec

$$\mathcal{F}(\mathbf{y},\mathbf{x}) = \frac{i}{2|\mathbf{y}|\sin\theta_y}\exp\left(-\frac{2|\mathbf{y}|e^{i\theta_y}}{\ell_{\text{tot}}}\right) \Big\{\exp\left(\frac{4i|\mathbf{y}|\sin\theta_y}{\ell_{\text{tot}}}\right)\mathbf{Ei}\left[-\frac{2(|\mathbf{x}|-|\mathbf{y}|e^{-i\theta_y})}{\ell_{\text{tot}}}\right] - \mathbf{Ei}\left[-\frac{2(|\mathbf{x}|-|\mathbf{y}|e^{i\theta_y})}{\ell_{\text{tot}}}\right]\Big\}, \quad (2.55)$$

où **Ei** la fonction exponentielle intégrale.

Le pixel étant très directif, on a $p\left(-\hat{\mathbf{r}}'\rightarrow-\hat{\mathbf{r}}'_{\text{pup}}\right) = p\left(-\hat{\mathbf{r}}'\rightarrow-\hat{\mathbf{z}}\right)$. Comme les particules sont supposées sphériques, on peut écrire $p\left(-\hat{\mathbf{r}}'\rightarrow-\hat{\mathbf{z}}\right) = p\left(\hat{\mathbf{r}}'\cdot\hat{\mathbf{z}}\right)$ avec $\hat{\mathbf{r}}'\cdot\hat{\mathbf{z}} \geq \cos\theta_0$. Le demi-angle d'ouverture de la source θ_0 étant de l'ordre de 25 °, on suppose que $\forall\hat{\mathbf{r}}', p\left(\hat{\mathbf{r}}'\cdot\hat{\mathbf{z}}\right) \approx p(-1)$. De même, $\cos\left(\theta_{-\hat{\mathbf{r}}'}\right) = -\hat{\mathbf{r}}'\cdot\hat{\mathbf{z}} \approx 1$.

On suppose que la source émet une luminance constante dans son cône d'illumination donc son gain G_s peut s'exprimer ainsi :

$$\begin{cases} G_s(\hat{\mathbf{u}}) = 2/1-\cos\theta_0 = G_s & \text{si } \hat{\mathbf{u}}\cdot\hat{\mathbf{z}} \geq \cos\theta_0 \\ G_s(\hat{\mathbf{u}}) = 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.56)$$

L'éclairement sur la pupille peut s'écrire plus simplement :

$$F_d(\mathbf{r}_{\text{pup}}) = \frac{P_0G_sp(-1)}{(4\pi)^2\ell_{\text{BO}}}\int_{4\pi}\Big\{\mathcal{F}(\mathbf{r}_{\text{pup}},r_{\text{out}}(\hat{\mathbf{r}}')) - \mathcal{F}(\mathbf{r}_{\text{pup}},r_{\text{in}}(\hat{\mathbf{r}}'))\Big\}d\hat{\mathbf{r}}'. \quad (2.57)$$

Résolution de l'équation (2.52) avec approximation petit angle

Tout d'abord, on approxime la fonction de phase p, le gain G_s et l'angle $\theta_{-\hat{\mathbf{r}}'}$ comme précédemment :

$$F_d(\mathbf{r}_{\text{pup}}) = \frac{P_0G_sp(-1)}{(4\pi)^2\ell_{\text{BO}}}\int_{V_\cap}\frac{\exp\left(-(|\mathbf{r}_{\text{pup}}-\mathbf{r}'|+|\mathbf{r}'|)/\ell_{\text{tot}}\right)}{|\mathbf{r}_{\text{pup}}-\mathbf{r}'|^2\,|\mathbf{r}'|^2}d\mathbf{r}' \quad (2.58)$$

Nous rappelons que le volume $V_\cap$ d'intégration est le volume d'intersection entre les cônes d'émission et de réception. Le brownout est considéré par tranches. Chaque tranche est située à la profondeur z par rapport au système d'imagerie (Fig. A.1).

Pour z grand, on suppose que le rayon de la pupille $\Phi/2$ est négligeable par rapport à z. Dans le cas du système monostatique et du système bistatique avec $r_0 \leq \Phi/2$, les

tranches de brownout qui sont proches de la pupille ont leur surface égale à la section du cône d'émission à la profondeur z (section de rayon $z\tan\theta_0$). Ainsi quand z tend vers 0, la puissance du bruit rétrodiffusé se concentre vers le centre de la pupille. Pour le système bistatique avec $r_0 > \Phi/2$, quand z est faible, on suppose négligeable la surface de la tranche de brownout par rapport à celle de la pupille. Par conséquent, pour tout type de système et quel que soit z, on peut réaliser l'approximation de petit angle. On a donc $d\mathbf{r'} \approx z'^2 dz' \Omega_{\text{pix}}$ et $\mathbf{r}_{\text{pup}} \approx \mathbf{r_0}$.

Par ailleurs, l'éclairement sur la pupille vient de la partie de la section du brownout à la profondeur z qui est éclairée par la source. L'éclairement reçu est donc proportionnel à cette surface éclairée, $S_\cap$, divisée par la section de brownout vue par le pixel, S'_{pup}. Comme $\theta_{\text{pix}} \ll 1$, $S'_{\text{pup}} = \pi(\phi/2 + z\tan(\theta_{\text{pix}}/2))^2 \approx S_{\text{pup}}$. L'éclairement sur la pupille peut donc s'écrire

$$F_d(\mathbf{r_0}) = \frac{P_0 \Omega_{\text{pix}} G_s p\,(-1)}{(4\pi)^2 \ell_{\text{BO}}} \int_{D-d_{\text{BO}}}^{D} \frac{S_\cap(z)}{S_{\text{pup}}} \frac{\exp\left(-(\sqrt{r_0^2 + z'^2} + z')/\ell_{\text{tot}}\right)}{(r_0^2 + z'^2)} dz', \tag{2.59}$$

avec $S_\cap(z)$, la surface d'intersection entre les cônes d'émission et de réception à la profondeur z.

Les luminances du signal (Eq. 2.45) et du bruit (Eq. 2.59) rétrodiffusés peuvent être obtenues par une méthode de photométrie présentée dans l'annexe A.

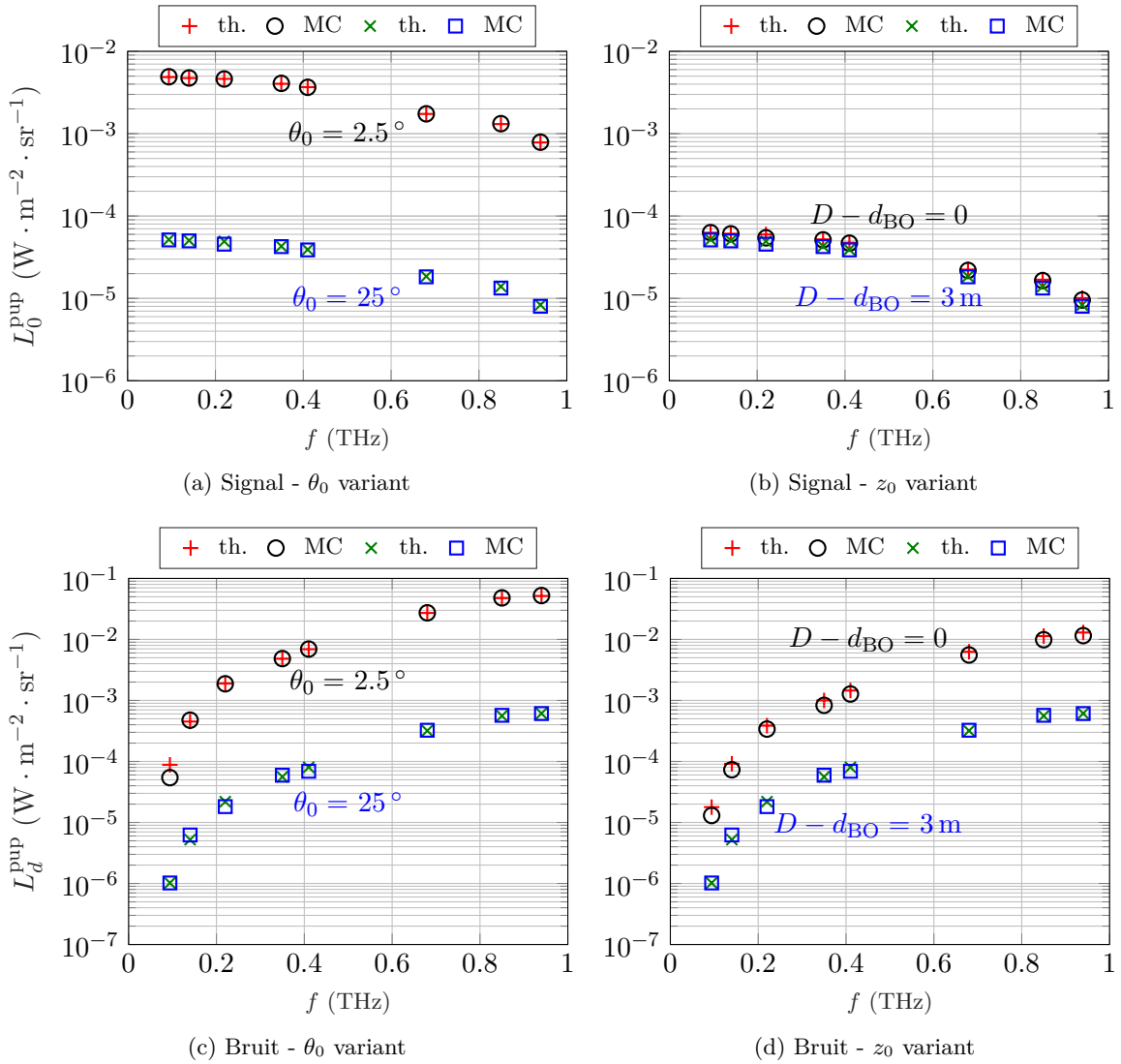
2.4.3 Validation du modèle par comparaison avec une simulation numérique

Afin de valider le modèle pour le signal et le bruit rétrodiffusés, nous le comparons à une simulation numérique résolvant l'ETR par la méthode de Monte Carlo décrite dans l'annexe B. La simulation consiste à envoyer un assez grand nombre de photons dans une tranche de brownout afin que le problème converge vers une solution unique.

La comparaison entre le modèle et la simulation est présentée sur la figure 2.17 pour les paramètres suivant :

- $P_0 = 1\,\text{W}$, puissance de la source ;
- $\Delta f = 1\,\text{GHz}$, bande passante du détecteur ;
- $p = 571\,\mu\text{m}$, le pitch du pixel ;
- $d_{\text{BO}} = 30\,\text{m}$, l'épaisseur du brownout ;
- $e_s = 0.9$, l'émissivité du sol.

La luminance moyenne en entrée de pupille, qui est identique pour l'antenne et le pixel



(a) Signal - θ_0 variant

(b) Signal - z_0 variant

(c) Bruit - θ_0 variant

(d) Bruit - z_0 variant

FIGURE 2.17 – Luminances en fonction de la fréquence. Comparaison entre les simulations numériques utilisant la méthode de Monte Carlo (MC) et les formules analytiques (th.) (Eq. 2.45 pour le signal rétrodiffusé et Eq. 2.60 pour le bruit rétrodiffusé). (a) Signal et (c) bruit rétrodiffusés pour des ouvertures de la source θ_0 différentes. (b) Signal et (d) bruit rétrodiffusés pour des distances entre le brownout et le système optique $D - d_{\mathrm{BO}}$ différentes.

photométrique, est représentée et est définie par

$$L_d^{\mathrm{pup}} = \frac{F_d(\mathbf{r_0})}{\Omega_{\mathrm{pix}}} \tag{2.60}$$

Nous faisons varier la distance entre le système d'imagerie et le brownout ($D - d_{\mathrm{BO}}$) et l'ouverture de la source (θ_0). Le modèle et la simulation numérique concordent pour les différents paramètres que l'on a fait varier. Pour le signal rétrodiffusé (Fig 2.17a et 2.17b), l'écart relatif entre le modèle et la simulation n'excède pas 8 %. Quant au bruit rétrodiffusé

(Fig 2.17c et 2.17d), l'écart relatif vaut en moyenne 9 %.

2.5 Résultats et discussion

Maintenant que le modèle est défini entièrement (caractéristiques optiques du milieu de propagation, système d'imagerie) et que les différentes luminances reçues par le pixel centré sur l'axe optique sont connues (rayonnements thermiques, signal et bruit rétrodiffusés), le bilan de puissance complet peut être réalisé. Les performances atteignables, en considérant uniquement les limites physiques, peuvent être connues. Les caractéristiques technologiques/techniques des sources et détecteurs ne sont pas prises en compte.

Tout d'abord, différents bilans de puissance pour des cas précis sont présentés. Puis, le contraste, caractéristique déterminante pour la qualité de l'image, est estimé. Le contraste permet en particulier de mettre en valeur des paramètres cruciaux pour le dimensionnement de l'imageur.

2.5.1 Bilans de puissance

Le bilan de puissance permet de comparer d'une part les différentes contributions et d'autre part la détection photométrique à la détection par antenne.

Pixel photométrique

Pour obtenir la puissance incidente sur le pixel photométrique, il faut intégrer la luminance sur la pupille et dans le cône de détection du pixel. Quel que soit le flux incident sur la pupille, nous négligeons en première approximation la taille de la pupille par rapport à la distance du système d'imagerie au sol. Les luminances sont par conséquent constantes sur toute la pupille. Ainsi pour le signal et le bruit rétrodiffusés par le sol, on a

$$P_{0,d}^{\mathrm{pho}} = \pi(\Phi/2)^2 \theta_{\mathrm{pix}}^2 L_{0,d}^{\mathrm{pup}}, \tag{2.61}$$

avec Φ le diamètre de la pupille, θ_{pix} le champ de vue du pixel centré sur l'axe optique puis, L_0^{pup} et L_d^{pup} données dans les équations (2.45) et (2.60), respectivement. Quant au rayonnement thermique, en plus de l'intégrer sur l'étendue géométrique de détection, il faut l'intégrer sur la bande passante du détecteur, Δf :

$$P_{\mathrm{th}}^{\mathrm{pho}} = \pi(\Phi/2)^2 \theta_{\mathrm{pix}}^2 \int_{f-\Delta f/2}^{f+\Delta f/2} \left(L_c(\nu, T_c) + L_s(\nu, T_s)\right) d\nu, \tag{2.62}$$

avec f une des fréquences optimales. L_c et L_s sont les luminances venant des rayonnements thermiques du ciel et du sol respectivement. Leurs expressions sont données par les

équations (2.27) et (2.28), respectivement.

Antenne

Pour l'antenne, l'intégration de la luminance se fait sur la section efficace de détection σ_r et suivant toutes les directions. Comme montré dans la section 2.2.3, les puissances du signal et du bruit rétrodiffusés reçues sont

$$P_{0,d}^{\text{ant}} = \lambda^2 L_{0,d}^{\text{pup}}, \tag{2.63}$$

avec λ la longueur d'onde puis, L_0^{pup} et L_d^{pup} données dans les équations (2.45) et (2.60), respectivement. Finalement, pour le bruit thermique, on a

$$P_{\text{th}}^{\text{ant}} = \int_{f-\Delta f/2}^{f+\Delta f/2} \left(\frac{c}{\nu}\right)^2 \left(L_c(\nu, T_c) + L_s(\nu, T_s)\right) d\nu. \tag{2.64}$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide.

Bilans de puissance

Dans le tableau 2.2, des bilans de puissance sont présentés pour les paramètres suivants :

- puissance de la source $P_0 = 1\,\text{W}$;
- demi-angle d'ouverture de la source $\theta_0 = 25\,^\circ$;
- diamètre de la pupille $\Phi = 350\,\text{mm}$;
- champ du pixel $\theta_{\text{pix}} = 2.3\,\text{mrad}$;
- bande passante du détecteur $\Delta f = 1\,\text{GHz}$;
- épaisseur de brownout $d_{\text{BO}} = 30\,\text{m}$;
- densité de brownout moyenne (Fig 1.4) ;
- température du sol $T_s = 40\,^\circ\text{C}$;
- température du ciel T_c donnée sur la figure 2.10 ;
- émissivité du sol e_{SiO_2}.

Les résultats sont donnés pour trois valeurs du couple de paramètres $(r_0, D - d_{\text{BO}})$: (0 , 0), (0.18 m , 0) et (0 , 3 m).

Dans un premier temps, comparons les graphes des puissances reçues par le pixel photométrique par rapport à celles reçues par l'antenne. Rappelons que la section efficace de détection de l'antenne est λ^2 alors que la surface de détection du pixel photométrique est constante. En conséquence, la pente de décroissance du signal est plus importante pour l'antenne que pour le pixel photométrique. La décroissance observée pour le pixel photométrique vient uniquement de l'atténuation dans l'environnement (atmosphère et brownout). Une autre conséquence est la croissance du bruit rétrodiffusé qui est moins intense pour

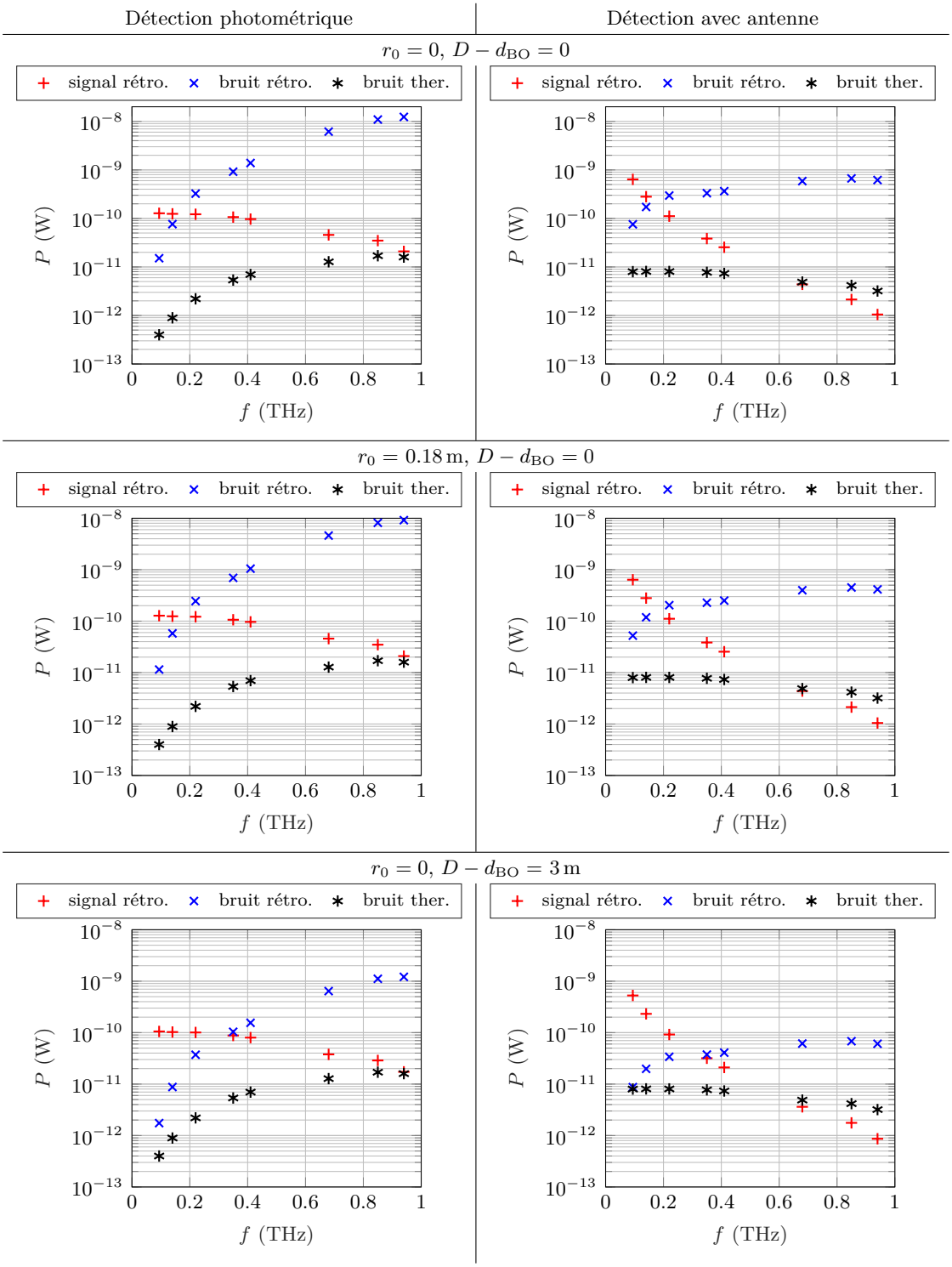


Tableau 2.2 – Bilans de puissance en fonction de la fréquence, pour le pixel photométrique (colonne de gauche) et l'antenne (colonne de droite). Chaque ligne correspond à un couple de paramètres $(r_0, D - d_{\mathrm{BO}})$.

l'antenne que pour la détection photométrique. Finalement, le bruit thermique évolue de manière opposée pour les deux types de détecteur.

Pour la bande passante Δf et la puissance de source P_0 choisies, le bruit thermique est toujours négligeable par rapport au signal et au bruit rétrodiffusé. En première approximation, la puissance thermique reçue est proportionnelle à la bande passante. En outre, cette puissance est indépendante de la source du système d'imagerie. Ainsi, pour diminuer le rapport entre le bruit thermique et le signal, on peut soit diminuer la bande passante du détecteur, soit augmenter la puissance de la source (si les technologies de détecteur et de source le permettent). Ces deux paramètres n'auront cependant aucun impact sur le rapport entre le bruit et le signal rétrodiffusés. En effet, si l'on suppose que la source est monochromatique, le bruit et le signal rétrodiffusés sont indépendants de la bande passante. De plus, leurs contributions sont toutes deux proportionnelles à la puissance de la source P_0.

Quels que soient les paramètres choisis, le signal est dépassé par le bruit rétrodiffusé pour une large bande spectrale. Cependant, en régime bistatique (r_0 =0.18 m, $D - d_{\mathrm{BO}} = 0$), la bande spectrale de dépassement du signal par le bruit rétrodiffusé est moins large. On peut donc augmenter le rapport signal à bruit en concevant le système d'imagerie dans une géométrie particulière. Un autre paramètre impactant fortement le rapport signal à bruit est la distance entre l'imageur et le brownout, $D-d_{\mathrm{BO}}$. Si cette distance vaut 3 m ($3^{\text{ème}}$ ligne du tableau 2.2), le signal dépasse le bruit rétrodiffusé de 94 GHz à 220 GHz. Si cette distance est nulle ($1^{\text{ère}}$ ligne du tableau 2.2), le signal excède le bruit rétrodiffusé uniquement à 94 GHz. Cette distance ne peut être contrôlée mais il est crucial de la déterminer expérimentalement au vu de son impact sur les performances.

2.5.2 Analyse des performances d'imagerie

Contraste

Dans cette section est présenté un autre moyen d'évaluer les performances du système d'imagerie qui devra permettre de voir la scène se trouvant derrière le brownout. Un bon critère pour estimer la qualité de l'image est le contraste entre une cible et un fond d'émissivités (ou de réflectivités) différentes :

$$\mathcal{C} = \frac{|P_{\mathrm{tot}}(e_{\mathrm{cible}}) - P_{\mathrm{tot}}(e_{\mathrm{fond}})|}{P_{\mathrm{tot}}(e_{\mathrm{cible}}) + P_{\mathrm{tot}}(e_{\mathrm{fond}})}, \tag{2.65}$$

avec P_{tot} la puissance totale reçue par le pixel centré sur l'axe optique :

$$P_{\mathrm{tot}} = P_0^{\mathrm{pho,ant}} + P_d^{\mathrm{pho,ant}} + P_{\mathrm{th}}^{\mathrm{pho,ant}}. \tag{2.66}$$

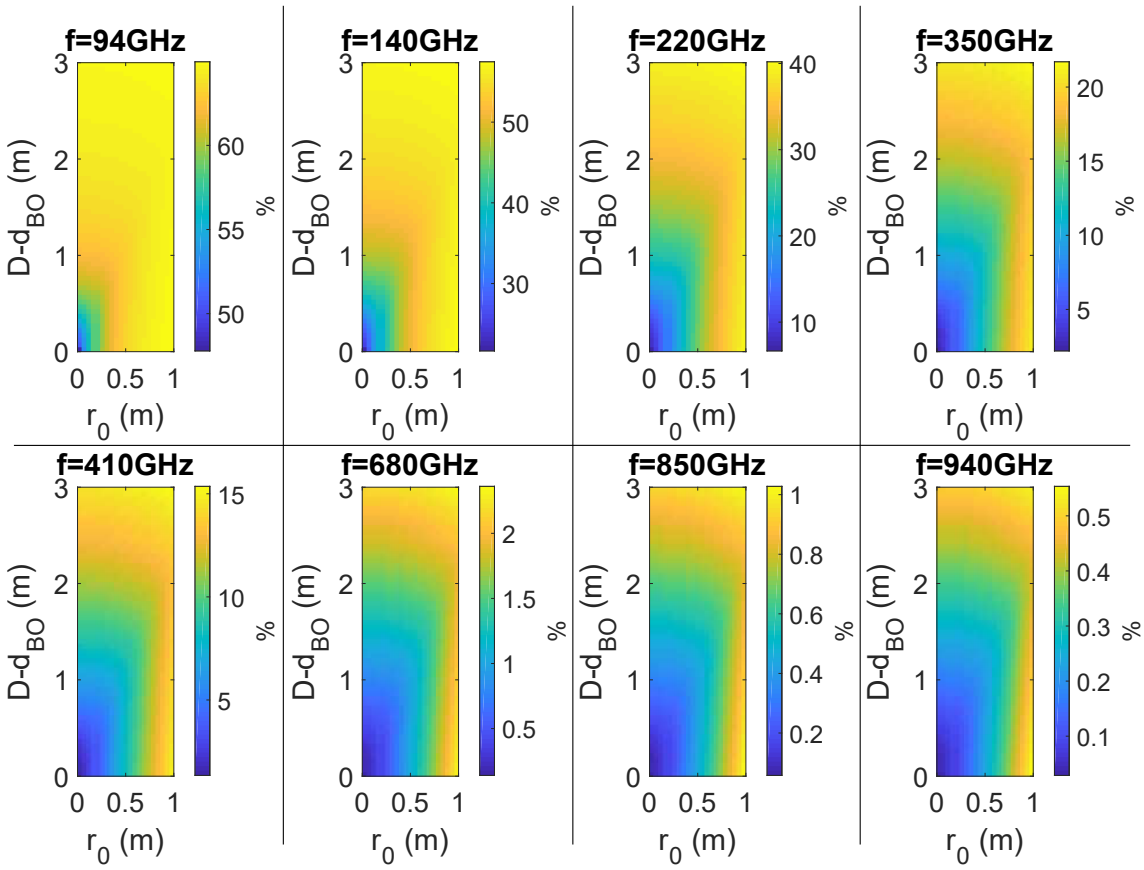


FIGURE 2.18 – Contraste entre une cible de bois (indice complexe de la Ref. [102]) et un fond de silice (indice complexe de la Ref. [16]) , pour les fréquences optimales. Le contraste est donné en fonction de la distance entre source et détecteur (r_0) en abscisse, et de la distance entre le système d'imagerie et le brownout ($D - d_{\mathrm{BO}}$) en ordonnée.

Pour une configuration donnée, les luminances du pixel photométrique et de l'antenne sont identiques donc leurs contrastes le sont aussi car il s'agit d'un rapport de puissances. Comme pour la comparaison du système d'imagerie actif au passif (section 2.2.1), nous choisissons une cible faite de bois et un fond de silice (indices de réfraction respectifs donnés dans les Ref. [102] et [16]). Nous prenons les mêmes paramètres que pour le bilan de puissance, sauf le couple $(r_0, D - d_{\mathrm{BO}})$. En effet, au vu de leur impact sur les performances, nous choisissons d'étudier le contraste en faisant varier ces paramètres continûment. Sur la figure 2.18, ce contraste est représenté pour chaque fréquence optimale et en fonction de la distance entre la source et le détecteur (r_0) en abscisse, et la distance entre le brownout et le système d'imagerie ($D - d_{\mathrm{BO}}$) en ordonnée. Pour $r_0 = 0$, le système est monostatique ; pour $r_0 \neq 0$, le système est bistatique.

Tout d'abord, le contraste maximal atteignable (pour les paramètres considérés) décroît fortement avec la fréquence. Le maximum de contraste à 94 GHz est de 65 % environ tandis qu'à 94 GHz, le maximum est aux alentours de 0.5 %. Ceci n'est pas surprenant car le bilan

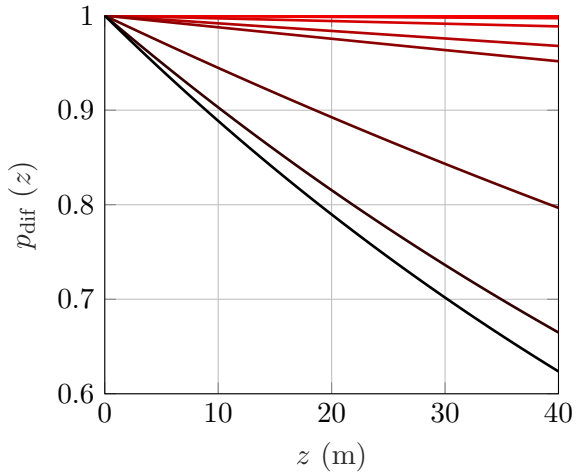


FIGURE 2.19 – Probabilité de diffusion par le brownout en fonction de la distance traversée z et pour toutes les fréquences optimales de fonctionnement du système d'imagerie sub-THz. La courbe la plus rouge correspond à la plus faible fréquence de l'onde (94 GHz) et la courbe la plus foncée à la fréquence la plus haute (940 GHz). L'expression de cette probabilité est $p_{\text{dif}}(z) = \exp(-z/\ell_{\text{BO}})$. Dans notre cas, $z \ll \ell_{\text{BO}}$, donc $p_{\text{dif}}(z) \approx 1 - z/\ell_{\text{BO}}$.

de puissance (Tab. 2.2) montre que le bruit rétrodiffusé croît avec la fréquence et dépasse le signal qui décroît. Nous rappelons que quelle que soit la fréquence, le bruit thermique est négligeable par rapport à ces deux contributions. Son impact sur le contraste est donc aussi négligeable.

Ensuite, pour toute fréquence, le minimum de contraste est pour le couple $(r_0, D - d_{\text{BO}}) = (0, 0)$. Cela signifie que la puissance du bruit rétrodiffusé est plus importante pour le système monostatique et quand le brownout est au contact de l'hélicoptère. On peut en effet montrer simplement que le flux de la source a davantage de probabilité d'être diffusé par les couches de brownout qui sont les plus proches de l'imageur. Pour cela, il suffit de tracer la fonction de probabilité de diffusion par le brownout en fonction de la distance parcourue (Fig 2.19). Par ailleurs, pour un brownout au contact de l'hélicoptère ($D - d_{\text{BO}} = 0$), le mode bistatique permet de diminuer le bruit rétrodiffusé car on diminue le volume d'intersection des cônes d'émission et de réception (Fig 2.20). Le signal est quant à lui inchangé car la distance r_0 est négligeable par rapport à la distance du système d'imagerie au sol, D.

Finalement, considérant uniquement le contraste, il est plus avantageux que le système fonctionne dans les basses fréquences. Néanmoins, comme nous l'avons mentionné dans la section 2.2.3, la résolution est moins bonne aux basses fréquences. Pour avoir la meilleure résolution possible et assurer un bon contraste de l'image, il faut avoir le meilleur contraste possible aux hautes fréquences. Cela est possible seulement si le système est bistatique et/ou que la distance entre l'hélicoptère et le brownout soit non nulle.

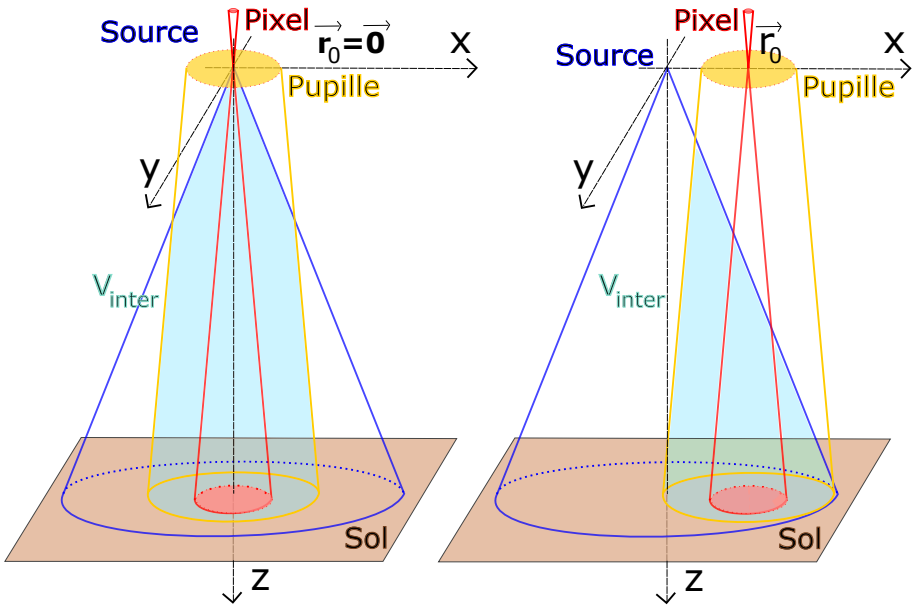
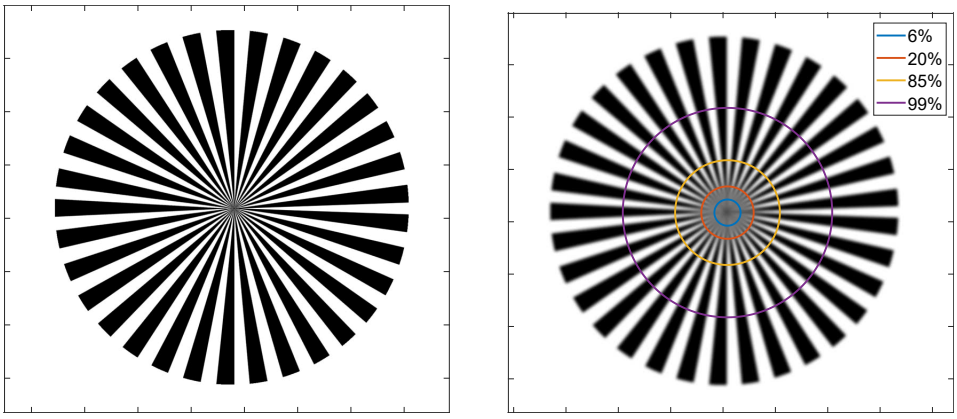


FIGURE 2.20 – Schémas du système monostatique sur la gauche ($r_0 = 0$) et d'un système bistatique sur la droite ($r_0 > 0$). On met en évidence le volume d'intersection $V_\cap$ avec lequel la puissance du bruit rétrodiffusé est proportionnelle.

Détection, Reconnaissance, Identification

Un autre effet non pris en compte jusqu'à maintenant est l'effet du système optique, supposé sans aberration, sur l'image. Du fait de la diffraction, i.e. de la fonction d'étalement du point, plus l'objet à imager présente de hautes fréquences spatiales, moins le contraste sera bon (Fig 2.21). Cet effet peut être estimé avec la fonction de transfert de modulation (FTM), qui n'est autre que le module de la transformée de Fourier de la fonction d'étalement du point. Dans ce paragraphe, l'accumulation de la dégradation du contraste de l'image due à l'optique et au brownout est considérée. L'impact sur l'imagerie est en particulier étudié en terme de détection, reconnaissance et identification d'objet. Un objet est dit détectable si on le distingue sur le fond (forme patatoïdale), reconnaissable si on peut définir sa nature (ex : voiture, humain, etc.) et identifiable si on reconnaît précisément l'objet imagé (ex : plaque d'immatriculation d'une voiture).

Spécifiquement, le système d'imagerie THz en condition de brownout a pour but de détecter, de reconnaître ou idéalement d'identifier des objets sur la zone d'atterrissage. Pour évaluer les performances de détection, reconnaissance et identification (DRI) du système d'imagerie, il est possible d'utiliser des critères en fonction de la fréquence spatiale de l'objet à imager. Par exemple, selon le modèle ACQUIRE [106], pour détecter un objet il faut pouvoir visualiser 0.75 cycle sur cet objet, un cycle étant une période spatiale. Afin d'identifier ce même objet, il faut pouvoir visualiser 6 cycles. Dans ce paragraphe est déterminée la taille minimale d'un objet détectable (au sens du modèle ACQUIRE) s'il est situé à une



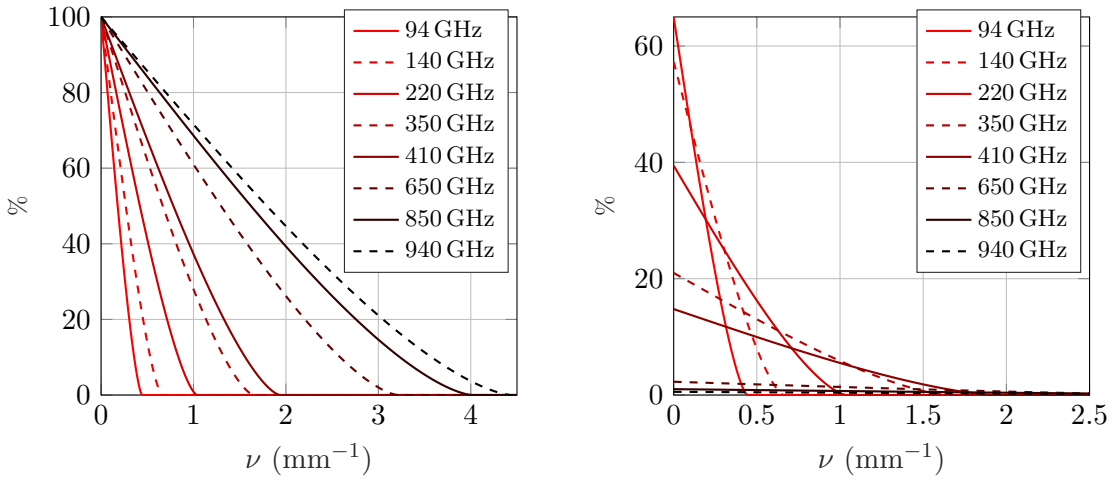
(a) Objet (b) Image

FIGURE 2.21 – Représentation schématique d'une mire objet et de son image à travers un système optique. Plus la fréquence spatiale de l'objet est grande, plus une perte de contraste dans l'image est induite. Pour l'illustrer, les contrastes correspondants aux cercles concentriques sur l'image sont indiqués. Cette perte de contraste est lié au flou d'image qui s'intensifie avec la fréquence spatiale de l'objet.

distance de 30 m du système d'imagerie, et ceci pour chaque longueur d'onde.

La FTM est représentée pour une scène située à 30 m du système optique (supposé sans aberration) et pour toutes les fréquences optimales de fonctionnement sur la figure 2.22a (p. 145 de la Réf. [107]). La FTM s'annule pour $\nu_0 = \Phi/(\lambda d)$, avec Φ le diamètre de la pupille, λ la longueur d'onde et d la distance entre le plan image et le centre optique.

Dans le cas du brownout, le maximum de la FTM n'est pas de 100 % mais correspond au contraste représenté sur la figure 2.18. Le contraste total prenant en compte la FTM et le brownout est représenté sur la figure 2.22b pour le cas du système bistatique avec $r_0 =$ 1 m et avec le brownout en contact avec le système optique ($z_0 = 0$). Comme on applique uniquement un coefficient de proportionnalité à la FTM, la fréquence de coupure est inchangée. Cependant, le contraste est si faible pour les hautes fréquences que la fréquence de coupure ν_0 n'a plus de signification. Finalement, il est possible d'évaluer la taille minimale d'un objet détectable (0.75 cycle visible sur l'objet) en fonction de la longueur d'onde et avec le contraste associé. Le contraste total est représenté en fonction de la taille minimale de l'objet détectable et pour les différentes fréquences d'onde sur la figure 2.23. Les contrastes de 5 % et 20 % y sont mis en valeur. Ainsi, le plus petit objet détectable avec un contraste de 20 % est de 22 cm à 220 GHz. Quant au plus petit objet détectable avec un contraste de 5 %, il est de 8.5 cm à 350 GHz et 410 GHz.



(a) FTM avec objet de contraste 100 %

(b) Contraste total avec FTM et brownout pour r_0 =1 m et $D - d_{\mathrm{BO}} = 0$

FIGURE 2.22 – FTM et contraste total en pourcentage en fonction de la fréquence spatiale dans le plan image pour une scène située à 30 m du système d'imagerie.

2.5.3 Ecarts entre le modèle et la réalité

Densité du brownout

Les bilans de puissance (Tab. 2.2) ainsi que les contrastes (Fig 2.18) ont été évalués pour une densité de brownout moyenne (Fig. 1.4). Pour la densité la plus forte, le rapport signal à bruit serait encore plus faible, et donc moins avantageux que dans le cas moyen. Nous avons cependant décidé de représenter uniquement le cas moyen pour les raisons suivantes. La densité donnée sur la figure 1.4 est une moyenne de la densité sur différentes altitudes, de 0.5 m à 7 m. Dans [3], on constate que la densité décroît avec l'altitude. Or, on étudie un brownout épais de 30 m. On peut donc supposer que la densité à cette altitude est plus faible que celle présumée. Le cas avec la densité moyenne est donc déjà *a priori* un cas où la densité est exagérée. La densité moyenne semble aussi la plus opportune car les densités extrêmes (Fig. 1.4) correspondent à deux hélicoptères précis tandis que la densité moyenne correspond à une moyenne sur tous les hélicoptères testés.

Sphéricité des particules

Une autre hypothèse que nous avons faite est la sphéricité des grains de sable. Etant donné que la majorité des particules a une taille inférieure à la longueur d'onde, on se trouve en moyenne dans le régime de Rayleigh. On peut le voir dans la représentation de la fonction de phase moyennée sur le brownout à forte densité (Fig.2.15). En conséquence, l'onde électromagnétique ne sera pas *a priori* sensible à la forme du grain de sable (p. 132

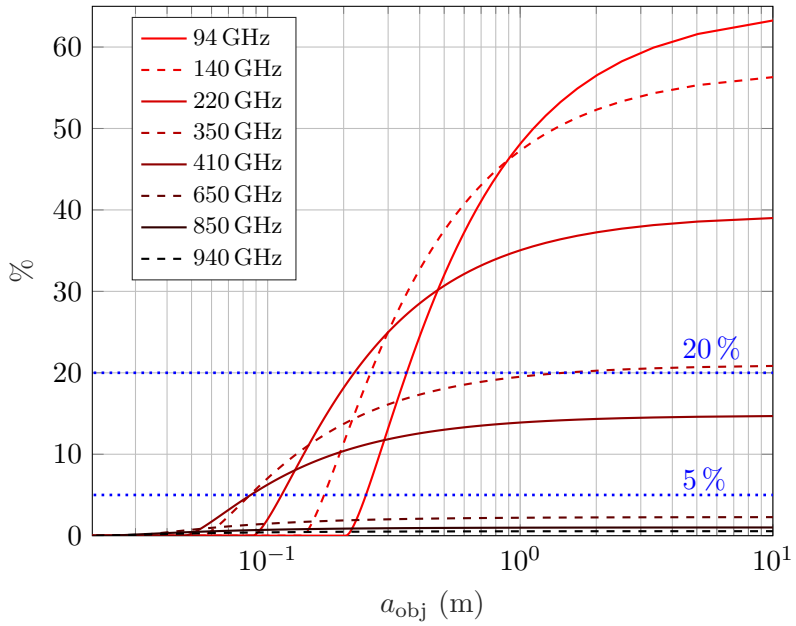


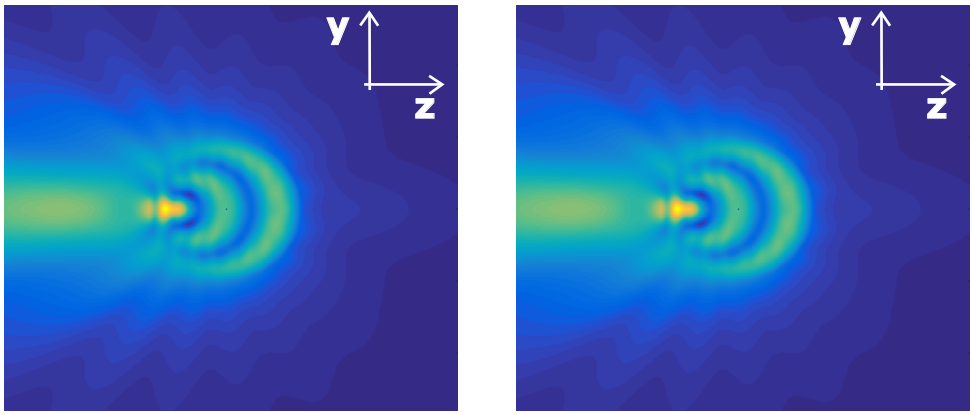
FIGURE 2.23 – Contraste total (FTM et brownout) en fonction de la taille de l'objet détectable (au sens du modèle ACQUIRE), situé à 30 m du système optique.

de la Réf. [98]).

Néanmoins, une étude complémentaire sur l'impact de la forme du grain a été initiée. Elle consiste en une simulation numérique basée sur la méthode des éléments finis. L'outil numérique permet de résoudre les équations de Maxwell pour une onde électromagnétique incidente sur une particule. Pour l'instant, la simulation a été validée pour une bille uniquement : les résultats obtenus sont très proches de ceux donnés par la théorie de Mie (Fig. 2.24). Par la suite, il faudra étudier et choisir les formes de grains de sable à insérer à la place de la bille afin d'affiner le modèle.

Polarisation

Une propriété importante non considérée dans notre étude est la polarisation. La source utilisée pour éclairer la scène, en particulier s'il s'agit d'une antenne, pourrait en effet être polarisée. Dans l'hypothèse des grains de sable sphériques, la diffusion conserve la polarisation de l'onde incidente. Le sol est quant à lui lambertien et on peut considérer qu'il dépolarise l'onde incidente. Ainsi, si le détecteur est placé en polarisation croisée par rapport à la source, aucun bruit rétrodiffusé n'est reçu tandis que le signal et le bruit thermique seront reçus à moitié. Le contraste augmenterait alors de manière significative. En réalité, les particules ne sont pas sphériques et l'étude introduite dans le paragraphe précédent est alors cruciale pour évaluer les performances d'un système d'imagerie en polarisation croisée.



(a) Théorie de Mie (b) Éléments finis

FIGURE 2.24 – Module du champ électrique E_x dans le plan d'équation $x = 0$. L'onde plane incidente sur la bille est $\vec{E}_{\text{inc}} \propto \exp(2i\pi z/\lambda)$, avec z la distance parcourue et λ la longueur d'onde. Dans ce cas-ci, la fréquence de l'onde est 1 THz, le rayon de la bille de silice est 460 μm et son indice de réfraction est $1.96 + 0.1i$.

Néanmoins, on peut supposer que la puissance totale reçue par un pixel est

$$P_{\text{tot}}^{\text{pola}} = \frac{1}{2}\left(P_0^{pho,ant} + P_{\text{th}}^{pho,ant}\right) + \epsilon_{\text{pola}} P_d^{pho,ant}, \tag{2.67}$$

avec les puissances $P_0^{pho,ant}$, $P_{\text{th}}^{pho,ant}$ et $P_d^{pho,ant}$ évaluées précédemment sans considérer la polarisation, et un coefficient de dépolarisation $\epsilon_{\text{pola}} < 1$.

Le contraste entre une cible et un fond d'émissivité e_{cible} et e_{fond} pour un système à polarisation croisée est donc

$$\mathcal{C}_{\text{pola}} = \frac{A}{B + 4\epsilon_{\text{pola}} P_d^{pho,ant}}. \tag{2.68}$$

A comprend d'une part, la différence entre les signaux de la cible par rapport au fond, et d'autre part, la différence entre les contributions thermiques de la cible par rapport au fond. B est la somme des signaux et des contributions thermiques de la cible et du fond. Quant au contraste pour un système d'imagerie sans polarisation croisée, il peut s'écrire

$$\mathcal{C} = \frac{A}{B + 2P_d^{pho,ant}}. \tag{2.69}$$

Il est alors possible d'évaluer le gain en contraste :

$$\frac{\mathcal{C}_{\text{pola}}}{\mathcal{C}} = \frac{B + 2P_d^{pho,ant}}{B + 4\epsilon_{\text{pola}} P_d^{pho,ant}}. \tag{2.70}$$

Il y a donc du gain en contraste pour $\epsilon_{\text{pola}} \leq 0.5$.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons établi un modèle de brownout utilisant des paramètres provenant de mesures expérimentales afin de représenter au mieux le cas réel (section 2.1.2). L'atmosphère, à laquelle les ondes THz sont très sensibles, a aussi été caractérisée (section 2.1.1). Cela a permis de choisir des fréquences optimales de fonctionnement pour l'imageur. Par la suite, le système d'imagerie THz actif a été défini à partir des critères de compacité et de résolution, particuliers à l'imagerie en condition de brownout (section 2.2).

Après ces différentes caractérisations, les modèles analytiques pour la détermination des différentes luminances en entrée de pupille de l'imageur ont été élaborés (sections 2.3 et 2.4). Les modèles des flux rétrodiffusés ont été confrontés aux résultats d'une simulation numérique utilisant la méthode de Monte Carlo pour résoudre l'équation de transfert radiatif (section 2.4.3).

Les résultats étant cohérents, une analyse des performances du système d'imagerie a été menée sur un cas test où le brownout est épais de 30 m. Les fréquences de fonctionnement de l'imageur étant le sub-THz, la détection photométrique est comparée à la détection par antenne (section 2.5.1). Les niveaux absolus de puissance reçus par les deux types de détecteurs sont différents car leurs sections efficaces de détection diffèrent. Pour les basses fréquences, les puissances reçues par l'antenne sont plus grandes que pour le pixel photométrique. Pour les hautes fréquences, l'effet inverse est observé. Cependant, quelle que soit la technologie employée, le rapport signal à bruit est inchangé. Finalement, pour étudier les performances en terme d'imagerie, le contraste a été évalué entre une cible et un fond d'albédos voisins (section 2.5.2). Il en a été déduit que la configuration optimale serait que la source soit espacée du détecteur (système bistatique).

Chapitre 3

Caractérisation expérimentale de la diffusion des ondes térahertz par une suspension de particules

Introduction

Lorsqu'une onde est incidente sur une particule diélectrique d'indice de réfraction n, elle peut être atténuée par absorption ou par diffusion. L'absorption du matériau est caractérisée par la partie imaginaire de l'indice. Dans ce chapitre, nous nous intéressons plus particulièrement à la partie réelle de l'indice de réfraction qui pilote en grande partie les propriétés de diffusion. En fonction de la fréquence de l'onde et de la taille des particules, le régime de diffusion évolue. Dans notre cas, nous nous intéressons à la bande de fréquences comprise entre 100 GHz et 2 THz et les échantillons que nous caractérisons sont composés de particules de taille comparable à la longueur d'onde. Des résonances peuvent donc être présentes à certaines fréquences. Plus la partie réelle de l'indice des particules est grande par rapport à l'indice du milieu, plus les fréquences de résonance sont faibles. Ces résonances ont pour effets concomitants de diminuer le libre parcours moyen de diffusion [1] et d'augmenter la puissance rétrodiffusée. Dans le cas du brownout où les particules diélectriques sont les grains de sable, l'impact sur les performances d'un imageur sub-THz n'est donc pas négligeable. Il est donc crucial de mesurer l'indice de réfraction dans la bande spectrale d'intérêt. Or, il a été montré dans le chapitre 1 que les mesures d'indice réalisées jusqu'à maintenant semblent incohérentes entre elles (Fig. 1.15). D'une part, l'indice ne présente pas dans tous les cas la même évolution fréquentielle. D'autre part, les valeurs varient de 1.2

1. Distance à partir de laquelle un flux illuminant un milieu diffusant est atténué d'un facteur $1/e$.

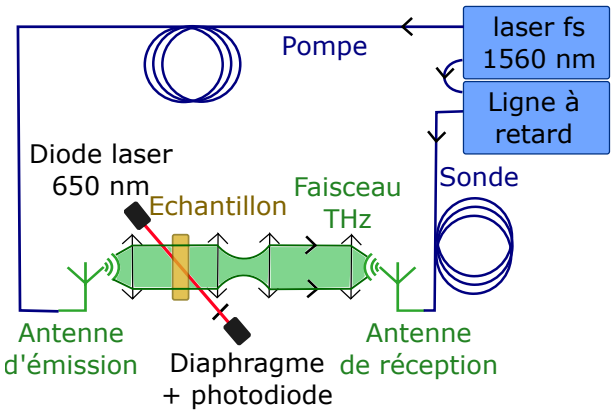
à 2.5. C'est pourquoi nous proposons dans ce chapitre une méthode originale pour mesurer le libre parcours moyen d'extinction ainsi que la partie réelle de l'indice de réfraction de particules diélectriques, et plus spécifiquement du sable.

Dans la section 3.1 sont tout d'abord introduits le montage expérimental, la méthode d'extraction de la partie réelle de l'indice de réfraction de particules ainsi que les particules étudiées. Par la suite (section 3.2), les premiers échantillons réalisés sont présentés. Il s'agit d'échantillons statiques plan ou 3D. Dans la dernière section, l'échantillon final est présenté. Successivement, les mesures spécifiques à cet échantillon et les différents résultats obtenus sont introduits et discutés. En particulier pour cet échantillon, une comparaison directe des atténuations dans les spectres THz et visible est réalisée. Grâce à cette mesure simultanée dans les deux bandes spectrales, l'efficacité d'extinction dans la bande THz peut être directement évaluée. La mesure dans le visible permet en particulier de déterminer la densité de particules en suspension.

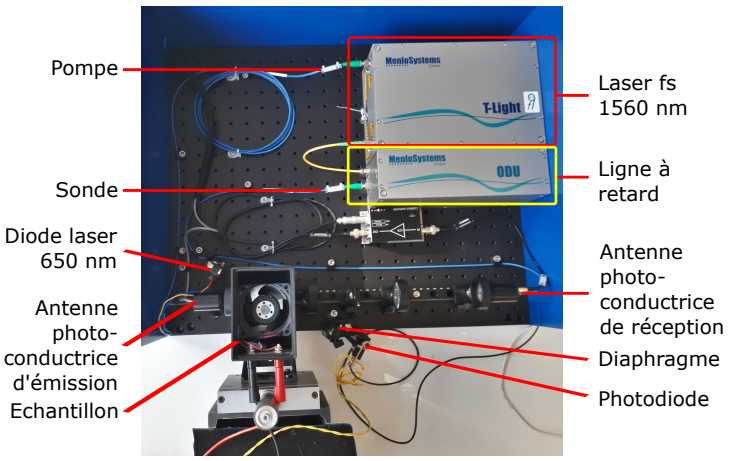
3.1 Principe de mesure expérimentale

3.1.1 Montage

Afin de déterminer les propriétés THz d'un échantillon, nous avons utilisé le spectromètre térahertz temporel (THz-TDS) de Menlo Systems (Fig. 3.1). Il est constitué d'un laser femtoseconde émettant une puissance de 30 mW à la longueur d'onde centrale 1560 nm. Les impulsions ont une durée inférieure à 90 fs et un taux de répétition de 100 MHz. Le faisceau laser est séparé dans deux fibres optiques : le faisceau pompe et le faisceau sonde qui sont décalés temporellement l'un par rapport à l'autre grâce à une ligne à retard. Le faisceau pompe est incident au centre des électrodes d'une antenne photoconductrice dont le fonctionnement est décrit dans le chapitre 1. Le faisceau THz, généré puis collimaté par une lentille plan-convexe en polymère TPX, traverse l'échantillon diffusant. Le faisceau THz est finalement focalisé, à l'aide d'une lentille identique à la précédente, sur l'antenne de réception. Le faisceau sonde, incident sur l'antenne de réception, est décalé temporellement par rapport au faisceau pompe grâce à une ligne à retard mécanique motorisée. Les allers-retours réalisés par la ligne à retard permet de scanner temporellement point par point l'impulsion THz reçue par l'antenne de réception. En effet, le champ THz est uniquement détecté lorsque des paires électrons-trous sont créées par le faisceau sonde. Ainsi, le courant J détecté par l'ampèremètre situé entre les électrodes de l'antenne de réception est le produit de convolution entre le champ électrique THz $\vec{E}_{\mathrm{THz}}$ et la conductivité associée aux porteurs



(a) Schéma



(b) Photo

FIGURE 3.1 – (a) Schéma et (b) photo du montage expérimental.

générés par le laser sonde, σ_{fs} [108] :

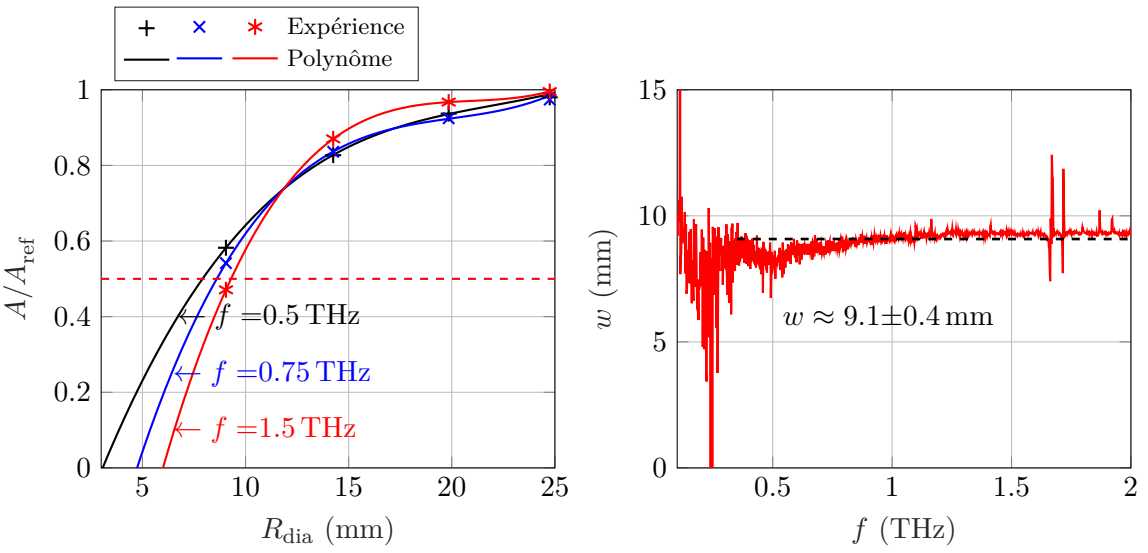
$$J(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}_{\text{THz}}(t)|\sigma_{\text{fs}}(t-\tau)dt, \tag{3.1}$$

où τ est le retard entre les faisceaux pompe et sonde. Il y a ensuite deux manières d'obtenir le champ THz qui dépendent des propriétés du semi-conducteur de l'antenne. Dans un cas, la durée de vie des porteurs de charge est suffisamment faible (inférieure à 0.5 ps) et la densité de courant σ_{fs} est proche d'une distribution de Dirac. La deuxième possibilité est valable si la durée de vie des porteurs de charge est longue mais que le temps d'augmentation en densité des porteurs est court. Dans ce cas, le champ THz est obtenu par dérivation de l'équation 3.1. Finalement, afin d'obtenir le spectre, une transformée de Fourier est réalisée.

Différents paramètres peuvent être modifiés suivant les conditions expérimentales et la précision souhaitée. Tout d'abord, la largeur de la fenêtre d'acquisition, qui impacte la résolution fréquentielle du spectre, peut être changée de 30 ps à 530 ps. Les bornes de

cette fenêtre correspondent aux valeurs minimale et maximale du déphasage entre les faisceaux pompe et sonde. Par exemple, une largeur Δt =60 ps donne une résolution $\Delta f = 1/\Delta t$ =17 GHz. Suivant cette largeur de fenêtre choisie, le début de la fenêtre est sélectionné afin de ne pas couper le début de l'impulsion. Finalement, le temps d'intégration, i.e. la durée d'acquisition, peut être modifié. Il est nécessaire de modifier ce paramètre si l'on souhaite améliorer le rapport signal à bruit pour les hautes fréquences en particulier. En effet, l'antenne de réception ne présente pas la même sensibilité à toutes les fréquences. Elle est la plus forte autour de 500 GHz, et décroît ensuite d'environ une décade par THz. Plus ce temps est long, i.e. plus la mesure est moyennée sur un grand nombre d'acquisitions, plus la précision du spectre est grande pour de hautes fréquences car le rapport signal à bruit diminue.

Cependant, si l'échantillon mesuré n'est pas stationnaire, plus les acquisitions sont moyennées sur un temps long, plus le résultat est erroné. De plus, pour les échantillons dynamiques (section 3.3), l'acquisition ne peut durer trop longtemps car le sable se colle aux parois par effet électrostatique. Pour la majeure partie des mesures effectuées, le début de la fenêtre d'acquisition, sa largeur et la durée d'acquisition sont, respectivement, 100 ps, 60 ps et 20 s ou 50 s.



(a) Champ électrique

(b) Largeur de faisceau

FIGURE 3.2 – (a) Rapport des champs électriques de l'échantillon, i.e. avec le diaphragme, par rapport à la référence, i.e. sans diaphragme, en fonction du rayon d'ouverture du diaphragme et pour trois fréquences de l'onde. Les symboles sont les mesures expérimentales et les courbes sont des polynômes adaptés aux mesures pour montrer la tendance. (b) Largeur de faisceau en fonction de la fréquence. La moyenne et l'écart-type indiqués sont évalués entre 0.35 THz et 2 THz.

Mesure de la largeur du faisceau THz à la position de l'échantillon L'échantillon est placé dans la partie du faisceau qui est collimaté, juste après la première lentille. D'après la fiche technique de l'antenne TERA15-FC, son ouverture angulaire est de $\pm 12.5\,^{\circ}$. La lentille ayant une distance de travail de 46 mm [2], le rayon du faisceau collimaté est approximativement de 10 mm. Pour vérifier cette valeur à la position de l'échantillon, nous l'évaluons expérimentalement. Nous définissons la largeur du faisceau comme contenant la moitié de l'énergie maximale. Pour déterminer cette largeur, le faisceau est coupé avec un diaphragme fermé progressivement jusqu'à coupure complète du faisceau. Le champ mesuré avec le diaphragme est comparé à la référence qui correspond à la mesure du champ sans diaphragme. Sur la figure 3.2a, le module du rapport des champs électriques de l'échantillon par rapport à la référence est représenté en fonction du rayon d'ouverture du diaphragme, et pour trois fréquences de l'onde. Afin de trouver le rayon pour lequel A/A_{ref} vaut 0.5, i.e. la largeur du faisceau w, un polynôme du troisième degré est choisi pour montrer la tendance des mesures expérimentales. Finalement la largeur de faisceau obtenue est quasiment constante en fonction de la fréquence et vaut, 9.1 ± 0.4 mm entre 0.35 THz et 2 THz. La valeur est proche de celle attendue (10 mm). L'écart peut s'expliquer par le fait que l'antenne n'est pas située exactement à la distance de travail de la lentille. De plus, la largeur du faisceau est mesurée à la position de l'échantillon et non directement en sortie de lentille.

3.1.2 Méthode

Le montage ayant été présenté, le principe de mesure expérimentale peut être introduit. Cette section s'intéresse en particulier à l'extraction des différentes propriétés des échantillons.

L'atténuation de l'onde THz qui traverse un échantillon est mesurée en transmission. La mesure du champ E avec échantillon est comparée à la mesure du champ E_{ref} avec le support de l'échantillon uniquement, i.e. sans particule diffusante. La comparaison par rapport à la référence permet de considérer l'atténuation uniquement due aux particules. En d'autres termes, l'absorption de l'atmosphère ambiante est éliminée en grande partie (section 3.3.3). Connaissant l'épaisseur L de l'échantillon, le libre parcours moyen d'extinction ℓ_{ext} est déduit de la mesure d'atténuation précédente :

$$\ell_{\mathrm{ext}} = -\frac{L}{\log\left[\left(E/E_{\mathrm{ref}}\right)^2\right]} \tag{3.2}$$

2. Distance entre la face frontale de la lentille et le plan focal.

Théoriquement, le libre parcours moyen d'extinction est défini par

$$\frac{1}{\ell_{\text{ext}}} = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{d\rho}{dr}(r)\sigma_{\text{ext}}(r)dr, \tag{3.3}$$

avec $d\rho/dr$ la distribution en densité des particules de rayon r et σ_{ext} la section efficace d'extinction.

On suppose que la distribution en taille des particules est constante pour toute acquisition :

$$\frac{d\rho/dr}{\rho} = \text{cste}, \tag{3.4}$$

avec ρ la densité totale égale à l'intégrale de $d\rho/dr$ sur tous les rayons r des particules. Finalement, on peut écrire

$$\frac{1}{\ell_{\text{ext}}} = \rho \left\langle \sigma_{\text{ext}}(r) \right\rangle_r , \tag{3.5}$$

où $\langle\rangle_r$ est la moyenne sur la distribution en rayon des particules.

Le libre parcours moyen d'extinction dépend donc de trois paramètres : la densité totale ρ, la distribution en rayon et la section efficace d'extinction σ_{ext}. Avant de réaliser la mesure THz, la distribution de l'échantillon est tout d'abord déterminée. Il reste alors deux inconnues qui sont déterminées avec la mesure THz [3]. Bien qu'une seule mesure soit réalisée (celle de l'atténuation du faisceau THz), les deux inconnues peuvent être extraites car elles sont indépendantes, comme expliqué par la suite.

Afin de trouver la section efficace d'extinction, seul l'indice de réfraction des particules doit être ajusté. Les autres paramètres dont elle dépend, i.e. le rayon et la fréquence, sont en effet déjà connus. Déterminer la section efficace d'extinction revient donc à déterminer l'indice de réfraction. Pour faciliter la résolution, nous utilisons l'efficacité d'extinction qui est la normalisation de la section efficace par rapport à la section géométrique moyenne des particules $\langle \pi r^2 \rangle_r$. Sa définition s'écrit ainsi :

$$\epsilon_{\text{ext}} = \frac{\langle \sigma_{\text{ext}}(r) \rangle_r}{\langle \pi r^2 \rangle_r}. \tag{3.6}$$

On suppose que l'absorption, i.e. la partie imaginaire de l'indice de réfraction, des particules est négligeable comme l'échantillon est peu dense. Cette approximation est discutée dans la partie 3.3.3. Les efficacités d'extinction et de diffusion sont donc égales. Cette efficacité peut aussi s'exprimer en fonction de ℓ_{ext} qui est mesuré expérimentalement (Eq. (3.5)) :

$$\epsilon_{\text{ext}}^{\text{exp}} = \frac{1/\rho\ell_{\text{ext}}}{\langle \pi r^2 \rangle_r}. \tag{3.7}$$

3. Pour l'échantillon dynamique, la densité est aussi déterminée grâce à la mesure dans le visible (section 3.3.2).

La détermination de l'indice de réfraction réel et de la densité ρ est réalisée en faisant correspondre les efficacités théorique (Eq. (3.6)) et expérimentale (Eq. (3.7)) qui sont représentées en fonction de la fréquence. L'efficacité d'extinction théorique est déterminée avec la théorie de Mie valable pour les particules sphériques. L'indice de réfraction influence essentiellement les fréquences des résonances de Mie. Au vu des résultats obtenus lors de précédentes études (Chap. 1), on peut supposer que l'indice est constant sur la bande spectrale considérée. En effet, la silice, différents verres [78] et le sable étudié par Fiorino par la méthode de Stoik [13] présentent des indices relativement constants entre 100 GHz et 1.5 THz, voire 2 THz. La densité agit comme un coefficient de proportionnalité régissant l'amplitude de l'efficacité. Ces deux paramètres sont indépendants dans l'hypothèse de milieu dilué.

En pratique, la correspondance entre l'efficacité déduite des mesures (Eq. (3.7)) et l'efficacité théorique (Eq. (3.6)) est faite pour les points remarquables des efficacités, c'est-à-dire les maxima et minima définissant les résonances de Mie. En premier lieu, l'efficacité théorique est ajustée grâce à l'indice de réfraction des particules afin que ses maxima et minima soient respectivement localisés aux mêmes fréquences que les maxima et minima de l'efficacité expérimentale. Dans un second temps, les valeurs de l'efficacité mesurée aux niveaux de ces mêmes maxima et minima sont ajustées aux valeurs des maxima et minima de l'efficacité théorique grâce à la densité ρ. C'est ainsi que l'indice de réfraction des particules et leur densité sont mesurés avec le spectromètre THz.

3.1.3 Particules utilisées dans les différents échantillons

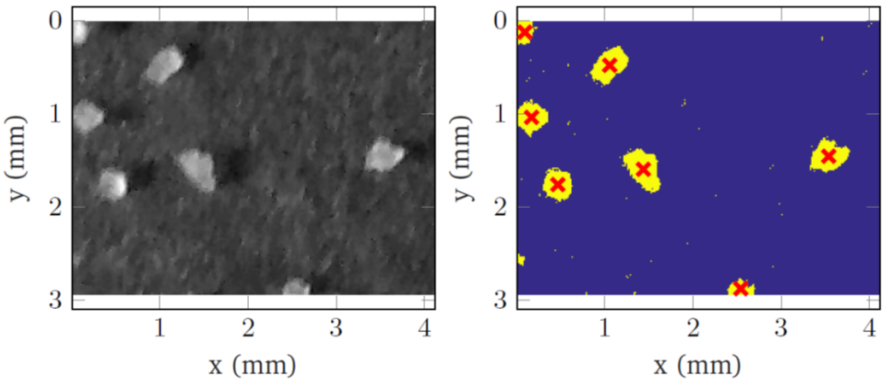
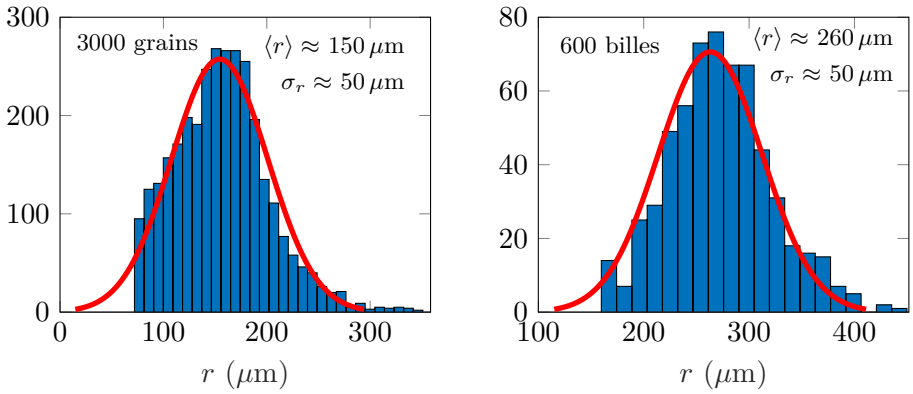


FIGURE 3.3 – Extrait d'une photo traitée pour la détermination de la distribution des grains de sable.

Les particules diffusantes utilisées sont de deux types : des grains de sable et des billes de verre. Le sable vient de Fontainebleau et est connu pour sa pureté au niveau de sa teneur en silice. La composition des billes de verre est inconnue mais elles sont de tailles définies. Pour déterminer les distributions de ces différentes particules, celles-ci ont été disposées



(a) Sable de Fontainebleau (b) Billes de verre

FIGURE 3.4 – Distribution des particules de (a) sable et de (b) verre.

sur une surface plane de manière espacée afin de les distinguer les unes des autres. Une photo de cette surface avec les particules est prise et traitée avec Matlab afin d'évaluer la distribution en rayon (Fig. 3.3). Les particules sont assez grosses pour être prises en photo avec un appareil standard mais aussi assez petites pour pouvoir en photographier un grand nombre. Les distributions pour le sable et les billes de verre sont données sur la figure 3.4. Les rayons moyens des particules de sable et de verre sont respectivement de 150 μm et 260 μm. Ils sont donc comparables aux longueurs d'onde comprises entre 150 μm et 3 mm.

3.2 Mesure des échantillons statiques

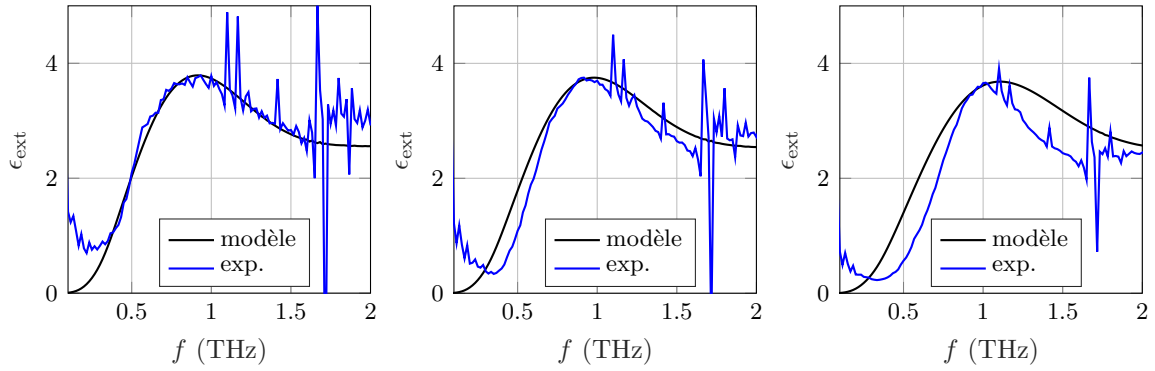
Les premiers échantillons testés sont statiques. Successivement ont été étudiés des échantillons 2D pour lesquels les particules sont déposés sur une surface plane et des échantillons 3D où les particules sont insérées dans une matrice transparente dans le THz.

3.2.1 Echantillons 2D

Les échantillons 2D sont similaires à ceux utilisés dans les expériences de Fiorino [14]. Il s'agit de billes de verres collées sur du papier, ou de grains de sable déposés sur du scotch. Le choix du support varie suivant le rapport entre l'épaisseur de ce support et la taille des particules. Il faut que l'épaisseur du support soit négligeable par rapport à la dimension des particules pour limiter leur interaction. L'interaction entre les particules et le support pourrait modifier la diffusion des ondes THz par les particules.

L'échantillon étant planaire, l'efficacité d'extinction extraite de la mesure expérimentale s'écrit

$$\epsilon_{\text{ext}}^{\text{exp}} = \frac{1 - (E/E_{\text{ref}})^2}{\rho_2 \langle \pi r^2 \rangle_r}, \tag{3.8}$$

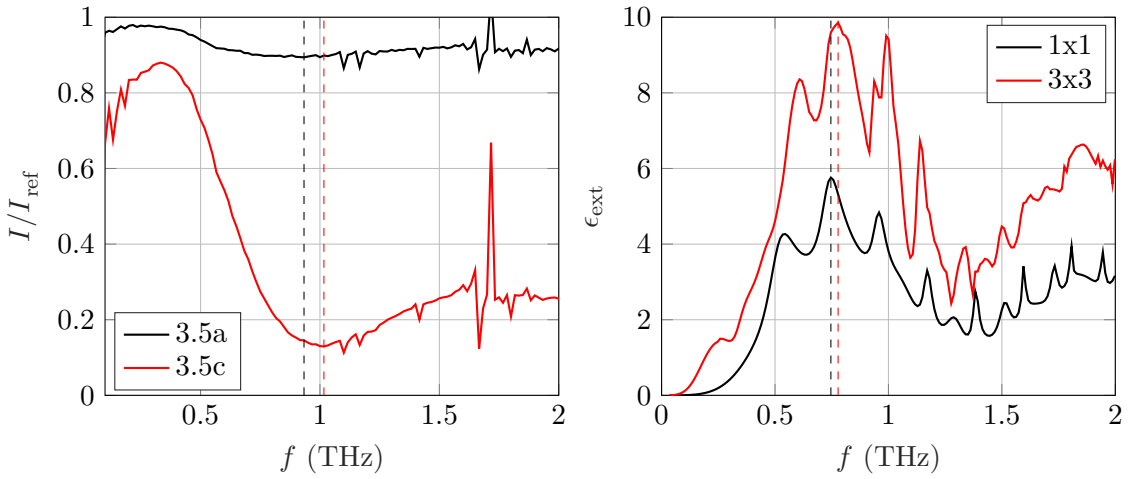


(a) n =1.65, ρ_2 =45 cm^{-2} (b) n =1.60, ρ_2 =229 cm^{-2} (c) n =1.53, ρ_2 =867 cm^{-2}

FIGURE 3.5 – Efficacité d'extinction en fonction de la fréquence pour trois densités différentes de sable déposé sur du scotch. Les densités indiquées ρ_2 et les indices de réfraction du sable n sont ceux trouvés pour adapter le résultat expérimental (–) au théorique (–).

où ρ_2 est la densité de particules surfacique. Bien que l'échantillon soit mono-couche, la diffusion n'est pas nécessairement indépendante. Plus la densité surfacique est importante, plus les particules interagissent et la diffusion est modifiée. Elle est modifiée soit par un phénomène de couplage entre particules voisines, soit par les corrélations entre les positions des particules. Il y a donc un compromis à faire entre une densité assez forte pour qu'une atténuation soit mesurable mais aussi assez faible pour être en régime de diffusion indépendante. Sur la figure 3.5 sont représentées les efficacités pour trois densités surfaciques différentes. La fréquence de la première résonance de Mie croît avec la densité et l'indice estimé décroît. Quand la densité est trop importante, l'efficacité théorique obtenue avec la théorie de Mie ne correspond plus à l'efficacité obtenue expérimentalement (Eq. (3.8)). En fait, dû au rapprochement des particules et de leurs interactions, l'extraction de l'efficacité d'extinction avec l'équation 3.8 n'est plus valide. Les courbes théoriques des figures 3.5b et 3.5c ne sont pas justes. Finalement, il n'est plus possible d'extraire l'indice de réfraction des particules avec un modèle simple. La densité critique au-delà de laquelle le modèle ne s'applique plus est déterminée expérimentalement autour de 50 cm^{-2}.

Afin d'expliquer l'évolution du spectre avec le rapprochement des particules, nous comparons les efficacités d'une bille avec celle d'un groupe de 3x3 billes (Fig. 3.6b). Les billes sont identiques de rayon 135 μm et d'indice de réfraction égal à 2. On observe que l'amplitude de l'efficacité d'extinction augmente pour l'ensemble de 3x3 billes par rapport à une bille seule. Ceci implique que l'amplitude de l'efficacité ne dépend pas uniquement de la densité comme nous l'avions supposé. Quant aux mesures expérimentales, nous préférons exploiter directement l'intensité mesurée avec le spectromètre. En effet, comme dit plus haut, l'équation 3.8 n'est plus juste pour les agrégats donc l'extraction de l'efficacité n'est



(a) Intensité mesurée

(b) Efficacité d'extinction théorique

FIGURE 3.6 – (a) Rapport des intensités des échantillons correspondant aux figures 3.5a et 3.5c, par rapport à la référence, i.e. le support sans particule, en fonction de la fréquence de l'onde. Les minimums des deux courbes sont représentés avec des tirets. (b) Efficacités d'extinction d'une bille unique et d'un groupe de 3x3 billes (Source : Holopy scattering). Les billes sont identiques de rayon 135 μm et d'indice de réfraction égal à 2.

plus valide. Sur la figure 3.6a, nous représentons les intensités des échantillons qui correspondent aux courbes bleues des figures 3.5a et 3.5c, par rapport à la référence. De manière cohérente avec la figure 3.6b , on constate que l'intensité décroît lorsque les particules sont proches les unes des autres. Sur les figures 3.6a et 3.6b, les minimums d'intensité et les maximums d'efficacité d'extinction sont représentés, respectivement. On observe la même évolution sur ces deux figures : la fréquence de résonance augmente légèrement lorsque les particules se rapprochent.

3.2.2 Echantillons 3D statiques

Afin d'intensifier l'atténuation, sans pour autant augmenter la densité et faire face au problème de diffusion dépendante, des échantillons 3D ont été mis au point. La matrice contenant les particules est faite de paraffine qui est relativement transparente dans le THz. Les échantillons doivent à la fois présenter une densité globalement uniforme sur la section du faisceau THz, et aussi avoir des faces parallèles et planes. Ainsi deux méthodes de fabrication ont été mises au point.

De manière à obtenir une densité uniforme de particules dans la section du faisceau, la première méthode consiste à fabriquer couche par couche l'échantillon suivant l'axe de propagation THz (Fig. 3.7). Une première couche de paraffine est coulée au fond du moule. Une fois solidifiée, des particules y sont déposées de manière uniforme mais suffisamment

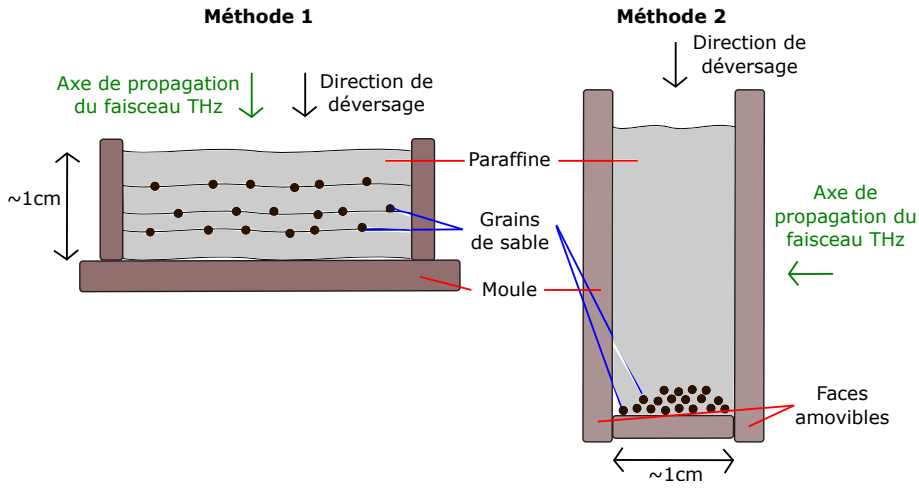
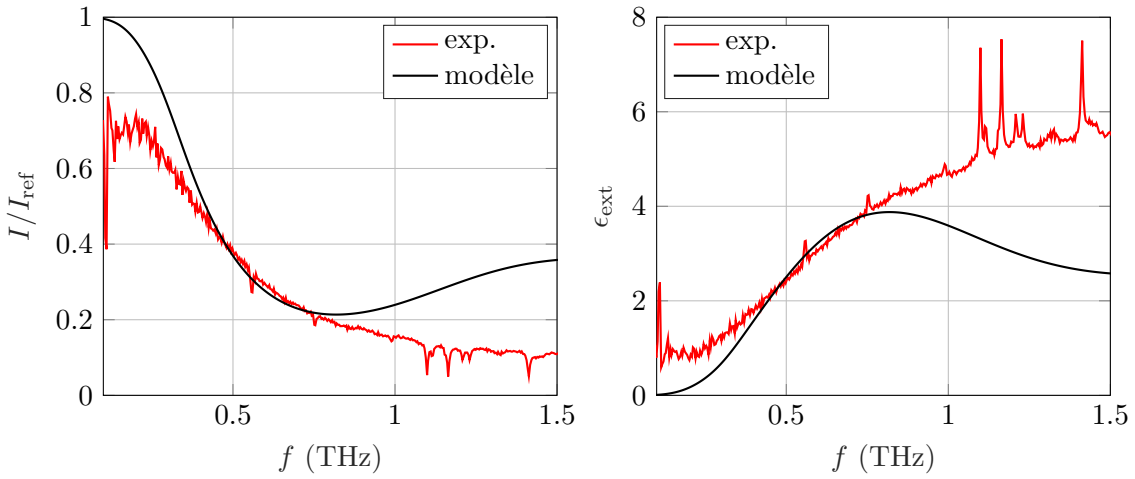


FIGURE 3.7 – Schéma en coupe des deux méthodes de fabrication des échantillons 3D à base de paraffine et de grains de sable (ou de billes de verre).

espacées pour ne pas avoir de diffusion dépendante. Puis, une seconde couche de paraffine est coulée par dessus la couche de sable, etc. La dernière couche est faite de paraffine. Afin que les faces de l'échantillon soient planes et quasiment parallèles, l'échantillon est ensuite compressé, puis finalement démoulé. Sur la figure 3.8, l'intensité ainsi que l'efficacité déduite sont représentées pour ce type d'échantillon. La distribution en grains de sable est issue de la figure 3.4a et leur indice de réfraction est issu de la caractérisation avec l'échantillon dynamique (Fig 3.22). Pas de réelle correspondance est observée entre le modèle et l'expérience, sauf peut-être la décroissance de l'intensité jusqu'à 0.75 THz. La fabrication n'est donc pas satisfaisante. L'adhérence entre les grains de sable (ou les billes de verre) et la paraffine n'est pas assurée car des zones d'air peuvent se former entre les couches. Deux couches de paraffine voisines sont dissociables et des réflexions internes à l'échantillon peuvent avoir lieu aux interfaces entre les couches de paraffine. De plus, les faces de l'échantillon ne sont pas vraiment parallèles. Le non-parallélisme des faces ou la présence de défauts de taille comparable à la longueur d'onde peuvent affecter l'onde en la déviant par exemple. En conclusion, le procédé de fabrication n'est pas suffisamment contrôlé.

Une autre méthode a donc été développée. Au lieu de verser la paraffine suivant l'axe de propagation du faisceau THz, elle est coulée dans la direction perpendiculaire à cet axe (Fig. 3.7). Le moule utilisé a été imprimé en 3D. Les côtés du moule délimitant les faces de l'échantillon sont parallèles et amovibles pour permettre la mesure THz par la suite (Fig. 3.9a). Pour l'échantillon de référence (paraffine seule), la méthode de fabrication est maîtrisée car la paraffine fondue est versée en une seule fois. La mesure de six échantillons de référence a permis d'extraire l'indice de réfraction complexe de la paraffine (Fig. 3.9). Le coefficient d'absorption ($\mathrm{Np} \cdot \mathrm{m}^{-1}$) de la paraffine, bien que croissant avec la fréquence,



(a) Intensité

(b) Efficacité d'extinction

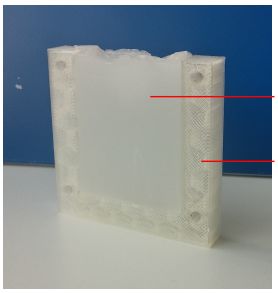
FIGURE 3.8 – (a) Intensité $I/I_{\text{ref}} = (E/E_{\text{ref}})^2$ et (b) efficacité (Eq. (3.7)) en fonction de la fréquence, pour un échantillon de sable dans de la paraffine. Les paramètres utilisés sont : la densité $500\,\text{cm}^{-3}$, l'indice de réfraction 1.67 (Fig. 3.22) et la distribution donnée sur la figure 3.4a.

reste faible, d'où la transparence de la paraffine dans le THz. Quant à l'indice réel, il est aux alentours de 1.500 ± 0.005, ce qui est cohérent avec la valeur 1.495 donnée dans la Ref. [109]. L'insertion de particules est délicate car elles décantent dans la paraffine qui est liquide. Une étuve a été utilisée pour essayer de placer la paraffine à la température de transition liquide-solide pour faciliter l'insertion et la répartition uniforme des particules. Cette transition à l'état solide étant rapide, il est difficile d'insérer les particules à un état intermédiaire qui permettrait de répartir les particules de manière uniforme dans l'échantillon. Par ailleurs, la fabrication par couches n'est pas souhaitable pour les mêmes raisons que la première méthode de fabrication.

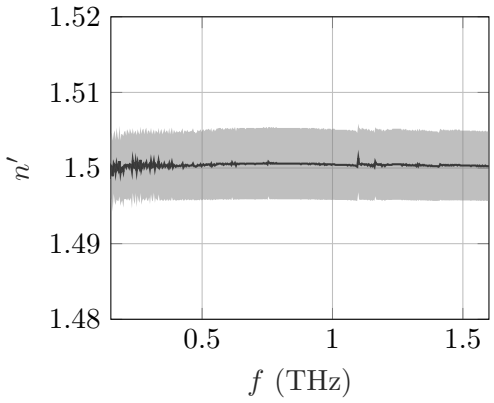
3.3 Mesures des échantillons 3D dynamiques

Les essais avec échantillons statiques n'étant pas satisfaisants, les échantillons 3D dynamiques ont été élaborés. En effet, les échantillons 2D, d'une part, n'étaient pas assez diffusants et d'autre part, l'interaction des particules avec le support n'était pas définie. Quant aux échantillons de paraffine, leur fabrication n'était pas reproductible. Le développement du système dynamique permet de se rapprocher des conditions d'un brownout.

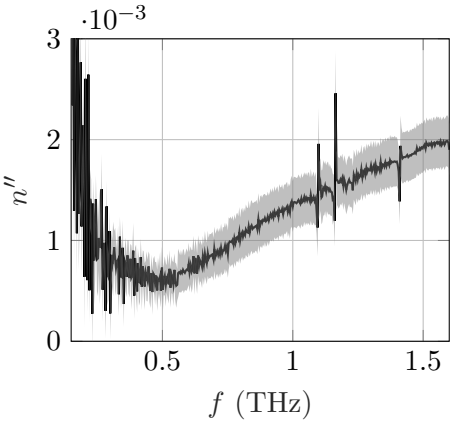
Le nouvel échantillon consiste en une chambre dessinée sur freeCAD puis imprimée en 3D (Fig. 3.10). Cette chambre est constituée de deux parties. La partie inférieure, contenant les particules, est composée de deux fenêtres dont les vitres sont faites de film cellophane. Le



(a) Photo de l'échantillon



(b) Partie réelle de l'indice de réfraction



(c) Partie imaginaire de l'indice de réfraction

FIGURE 3.9 – (a) Photo de l'échantillon de paraffine, épais de 1 cm, réalisé avec la méthode 2 (Fig. 3.7) et (b), (c) son indice de réfraction complexe, moyenné sur six échantillons, en fonction de la fréquence.

faisceau THz ainsi que laser traversent l'échantillon à travers ces vitres de cellophane dont l'absorption est négligeable dans le THz. L'atténuation mesurée à travers les deux fenêtres de cellophane croît de 1 % à 20 % entre 0.1 THz et 2 THz. La partie supérieure de la chambre contient un ventilateur de puissance qui permet de soulever les particules de sable situées dans la partie inférieure.

Le but de l'expérience est de déduire les propriétés THz de particules en suspension à partir de la mesure d'atténuation du faisceau balistique. Comme introduit dans la section 3.1.2, la distribution et la densité doivent être connues si l'on souhaite déterminer les propriétés optiques du sable. La distribution est supposée être celle mesurée en statique avec l'appareil photo (section 3.1.3). Les acquisitions étant réalisées sur plusieurs dizaines de secondes, on suppose que toutes les particules de rayons différents passent équiprobablement à travers le faisceau THz. De plus, la vitesse des particules étant négligeable devant la vitesse de l'onde THz, le nuage de particules est statique dans le référentiel de l'onde. Ainsi, comme pour les échantillons statiques, la distribution en taille des particules est supposée constante (Eq. (3.4)).

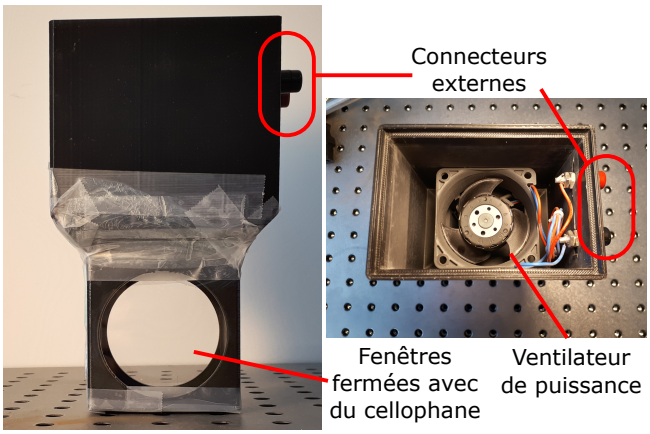
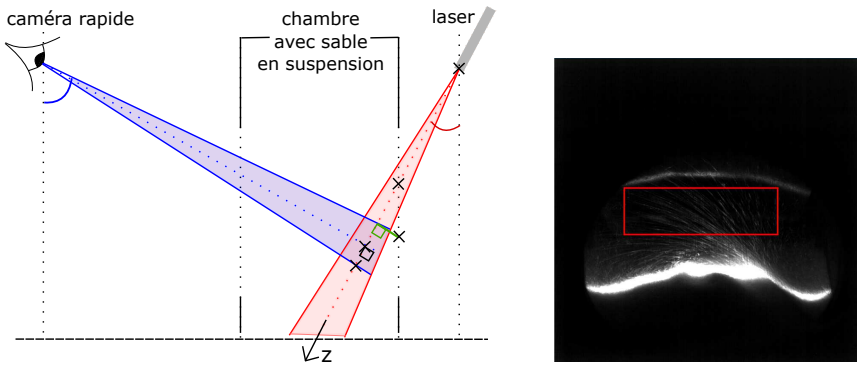


FIGURE 3.10 – Photo de la chambre imprimée en 3D. La partie inférieure est percée de deux fenêtres, distantes de 5 cm et recouvertes de cellophane. La partie supérieure contient un ventilateur de puissance mettant les particules en suspension.

3.3.1 Dispositifs expérimentaux pour la mesure de densité

Les échantillons 3D dynamiques présentent la principale difficulté d'avoir une densité variant spatialement et temporellement. La vitesse des particules en suspension étant très grande à cause du ventilateur de puissance, il est impossible de déterminer l'ordre de grandeur de la densité à l'œil nu ou avec des caméras standards. Nous avons donc développé deux méthodes pour mesurer la densité afin d'assurer la validité des résultats.

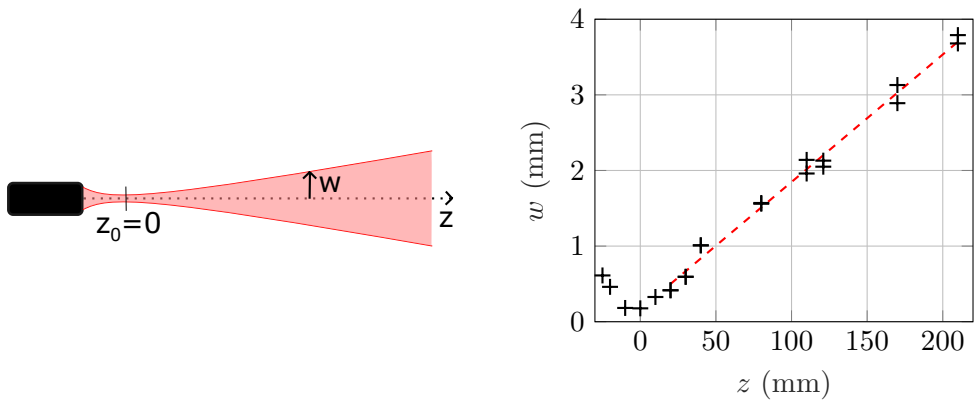
Méthode 1 : caméra rapide



(a) Schéma (b) Photo

FIGURE 3.11 – (a) Schéma du montage expérimental et (b) photo des grains de sable traversant la nappe laser, prise avec la caméra rapide.

La première méthode consiste à éclairer une tranche du nuage de sable créé à l'aide d'une nappe laser de longueur d'onde 650 nm (Fig. 3.11). A l'aide d'une caméra rapide, de la marque MotionBLITZ, dont l'axe optique est orthogonal à la nappe laser, les grains de



(a) Schéma (b) Largeur de faisceau

FIGURE 3.12 – (a) Faisceau laser vu de profil et (b) largeur du faisceau w en fonction de la distance z.

sable en mouvement sont imagés.

Au préalable, le faisceau laser a été caractérisé afin de connaître l'évolution de sa largeur en fonction de la distance par rapport à la diode (Fig. 3.12). Le volume imagé avec la caméra rapide est déduit. La contrainte angulaire entre le plan éclairé par le laser et l'axe de visée de la caméra, ainsi que la taille limitée des fenêtres de la cuve rendent le balayage angulaire complet de la cuve impossible. Ainsi, seules des mesures dans trois plans intersectant la cuve ont été réalisées. Les densités dans le reste de la cuve sont déduites en supposant la densité symétrique par rapport à l'axe central vertical de la cuve. La mesure réalisée est celle des densités locales qui sont moyennées au cours du temps.

Méthode 2 : mesure d'atténuation

La seconde méthode consiste à mesurer l'atténuation du faisceau balistique d'une diode laser à 650 nm à l'aide d'une photodiode. Cette méthode est similaire à la mesure d'atténuation dans le domaine THz. Les régimes de diffusion dans ces deux spectres, i.e. 650 nm et THz, ne sont cependant pas les mêmes. Pour les ondes THz, la théorie de Mie est nécessaire car les particules sont de dimensions semblables aux longueurs d'onde. Tandis que dans le domaine visible, le régime est celui de l'optique géométrique. Ainsi, l'efficacité d'extinction vaut 2. La longueur d'atténuation est donc

$$\ell_{\text{laser}} = \frac{1}{\rho_{\text{laser}} \langle 2\pi r^2 \rangle_r} \tag{3.9}$$

avec ρ la densité de particules en suspension moyennée dans le temps et sur tous les rayons, à une position donnée, r les rayons des particules et $\langle\rangle_r$ exprimant la moyenne sur la distri-

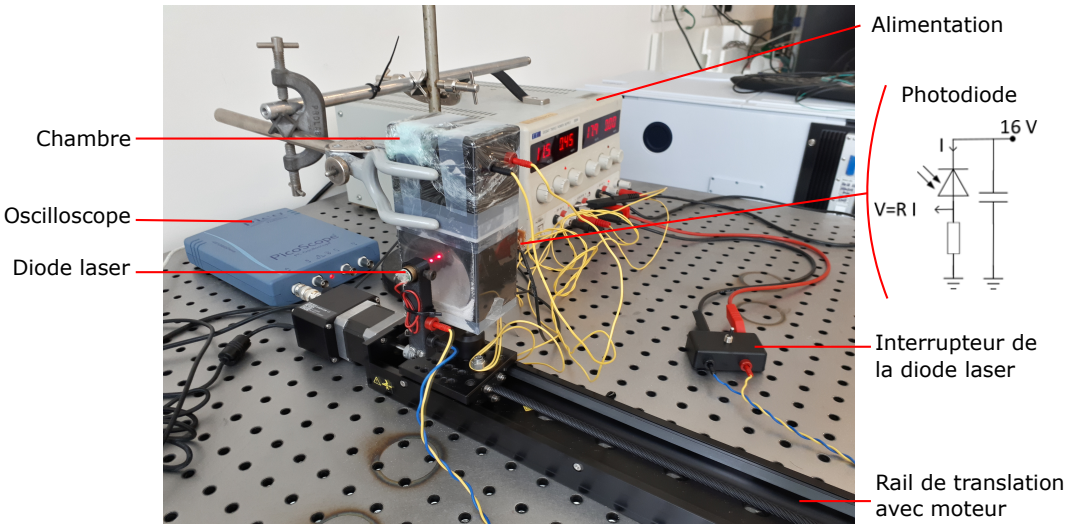
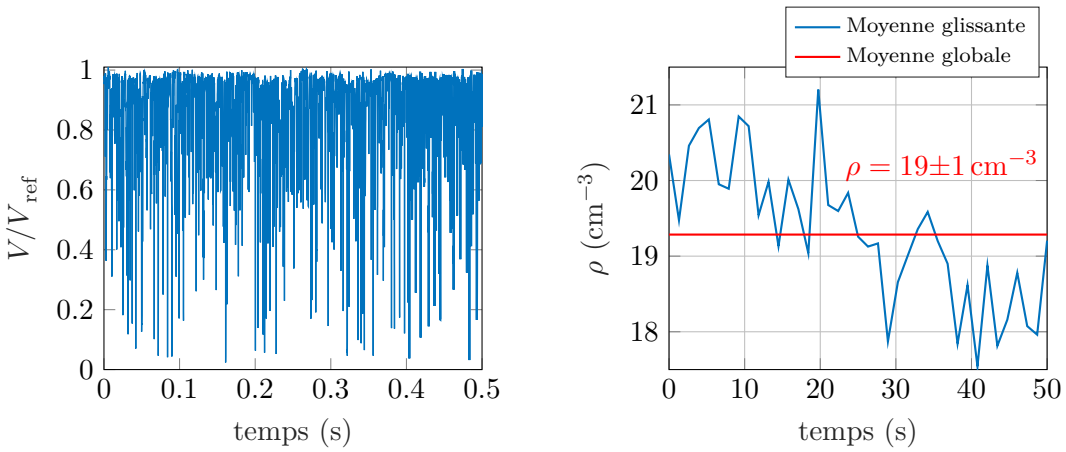


FIGURE 3.13 – Photo du montage pour la mesure d'atténuation du faisceau d'une diode laser à l'aide d'une photodiode. Le nuage de sable est sondé par balayage à travers les fenêtres grâce à un rail de translation équipé d'un moteur.



(a) Tension de la résistance

(b) Densité de particules

FIGURE 3.14 – (a) Tension aux bornes de la résistance placée en série de la photodiode (Fig. 3.13), en fonction du temps. (b) Densité obtenue après moyenne glissante de la tension aux bornes de la résistance.

bution de rayons préalablement déterminée. Le parcours moyen d'extinction est déterminé par la mesure d'atténuation du faisceau :

$$\ell_{\mathrm{laser}} = \frac{-L}{\log\left(I/I_{\mathrm{ref}}\right)} \tag{3.10}$$

avec L l'épaisseur de l'échantillon, I l'intensité du faisceau atténué par le nuage de sable et I_{ref} l'intensité du faisceau traversant la cavité sans nuage de sable. La distribution en

taille des particules est aussi connue donc la seule inconnue est la densité ρ. Finalement, la mesure de l'atténuation du spectre visible par le nuage de particules permet de mesurer sa densité, moyennée dans le temps et sur les rayons des particules, à une position donnée :

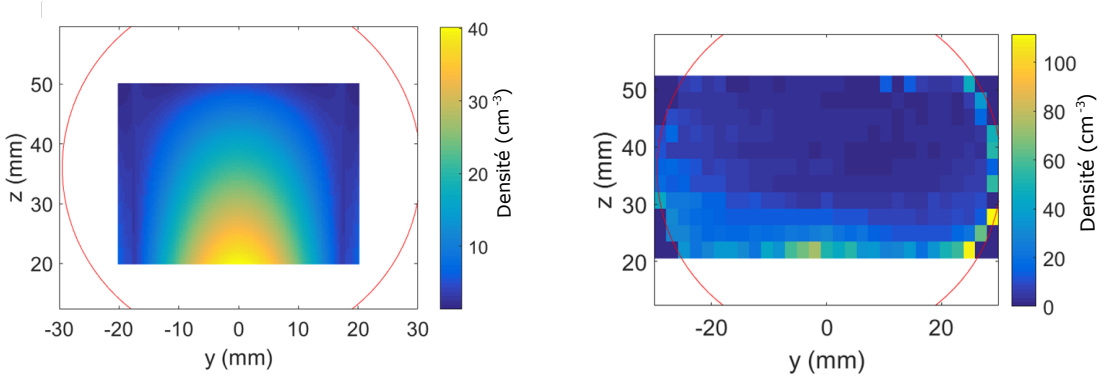
$$\rho_{\text{laser}} = \frac{-\log\left(I/I_{\text{ref}}\right)}{L\langle 2\pi r^2\rangle_r}. \tag{3.11}$$

Le circuit de détection (Fig. 3.13) est composé d'une photodiode, d'une résistance et d'une capacité. La photodiode détecte les variations de flux du faisceau de la diode laser. L'intensité électrique de la photodiode varie proportionnellement au flux du faisceau laser détecté. La résistance, placée en série avec la photodiode, voit donc sa tension varier aussi proportionnellement au flux laser :

$$\frac{V}{V_{\text{ref}}} = \frac{I}{I_{\text{ref}}} \tag{3.12}$$

La tension de référence V_{ref} est la tension lorsque le ventilateur est éteint et que le faisceau laser n'est pas atténué par les grains de sable. La mesure de la tension aux bornes de la résistance donne directement la mesure de l'atténuation du faisceau laser. La figure 3.14a représente la tension aux bornes de la résitance en fonction du temps, quand le ventilateur est allumé et que les particules volent. Chaque pic de la courbe correspond à une ou plusieurs particules qui coupent le faisceau laser et l'atténuent. La moyenne glissante de cette courbe permet de connaître l'évolution temporelle de la densité de particules en suspension (Fig. 3.14b).

Comparaison des méthodes



(a) Méthode 1

(b) Méthode 2

FIGURE 3.15 – Profils de densité vus d'une fenêtre (cercle rouge) et moyennée sur l'épaisseur de la cuve entre les deux fenêtres, pour (a) la méthode 1 et (b) la méthode 2.

Les profils de densité moyennée sur l'épaisseur de la cuve séparant les deux fenêtres sont représentés sur la figure 3.15. Les profils ne se ressemblent pas car la méthode 1 repose sur une extrapolation des points de mesures avec une hypothèse de symétrie par rapport à l'axe central vertical de la cuve tandis que la méthode 2 est une mesure point par point. Pour la méthode 2, les densités n'excèdent pas $60\,\mathrm{cm}^{-3}$. Les densités supérieures sont dues au faisceau laser qui est en partie coupé par les bords de la fenêtres. La densité est donc surestimée sur les bords des fenêtres. Pour les deux méthodes, les ordres de grandeur des densités sont donc semblables. Les deux méthodes sont en accord.

3.3.2 Mesure simultanée des atténuations dans les spectres visible et THz

Les méthodes de détermination de la densité présentées dans la section précédente (section 3.3.1) ne peuvent être réalisées en même temps que la mesure THz car elles nécessitent un balayage de la cuve. Cependant, il est possible d'utiliser la deuxième méthode pour mesurer ponctuellement la densité dans la zone sondée par le faisceau THz. Ainsi, la méthode 2 est utilisée en parallèle de la mesure THz pour déterminer l'atténuation dans le spectre visible ainsi que la densité de particules. Sur la figure 3.1, on observe que les axes optiques de la mesure optique et de la mesure THz sont presque colinéaires de manière à ce que les épaisseurs d'échantillon sondées par les deux faisceaux soient similaires. Ces deux mesures permettent de comparer les libres parcours moyens dans le THz et dans le visible.

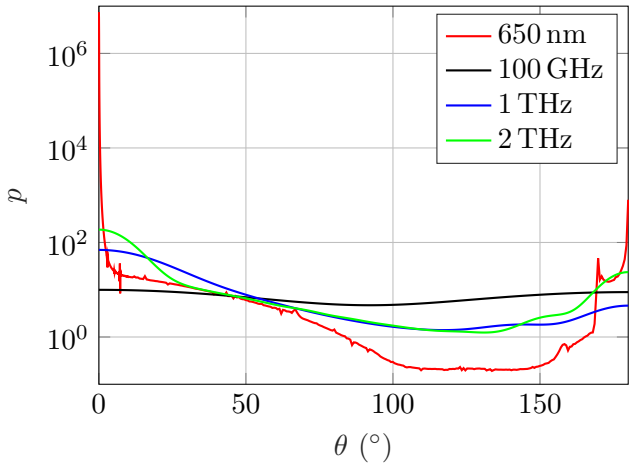


FIGURE 3.16 – Fonctions de phase d'un ensemble de grains de sable, dont la distribution est donnée dans la figure 3.4a, pour différentes longueurs d'onde. 0 ° correspond à la direction de propagation du faisceau balistique et 180 ° à la direction opposée.

Un diaphragme est placé entre l'échantillon et la photodiode pour sélectionner uniquement le faisceau balistique de la diode laser. Le régime de diffusion étant celui de l'optique géométrique, le flux diffusé par la particule est principalement dirigé vers l'avant. Pour l'illustrer, la fonction de phase moyenne de l'ensemble des grains de sable (distribution

sur la figure 3.4a) pour une onde plane de longueur d'onde 650 nm est représentée sur la figure 3.16. La diffusion étant simple à cause de la faible densité de particules, le risque de détecter le flux diffusé est encore plus important. Aucune lentille n'est utilisée mais le diaphragme et la photodiode sont approximativement située en champ lointain. La valeur de densité mesurée est donc un ordre de grandeur. Dans la section 3.3.3, on verra que les densités mesurées avec le laser et le THz sont proches mais ne sont pas identiques. L'ajout d'une lentille pour collimater le faisceau laser avant l'échantillon, puis une autre pour le focaliser sur la photodiode serait opportun pour obtenir une valeur de densité plus juste.

Avec le faisceau THz, la sélection du faisceau balistique est plus délicate car il n'est pas monochromatique et la largeur du faisceau dépend légèrement de la fréquence. Utiliser un diaphragme mènerait à couper des fréquences en plus d'éliminer le flux diffusé par l'échantillon. Les fonctions de phase pour le même ensemble de grains de sable mais pour des fréquences de l'onde de 100 GHz, 1 THz et 2 THz sont aussi représentées dans la figure 3.16. A partir de cette figure, nous pouvons déjà constater que le flux diffusé vers l'avant est beaucoup plus important pour le laser à 650 nm que pour les ondes THz. En particulier, le flux diffusé pour $\theta = 0$ est $4 \cdot 10^4$ fois plus important à 650 nm qu'à 2 THz. Dans la section 3.3.3, nous estimons l'impact sur l'évaluation de l'indice de réfraction des particules si une partie du flux diffusé vers l'avant est collecté en plus du flux balistique par l'antenne de réception.

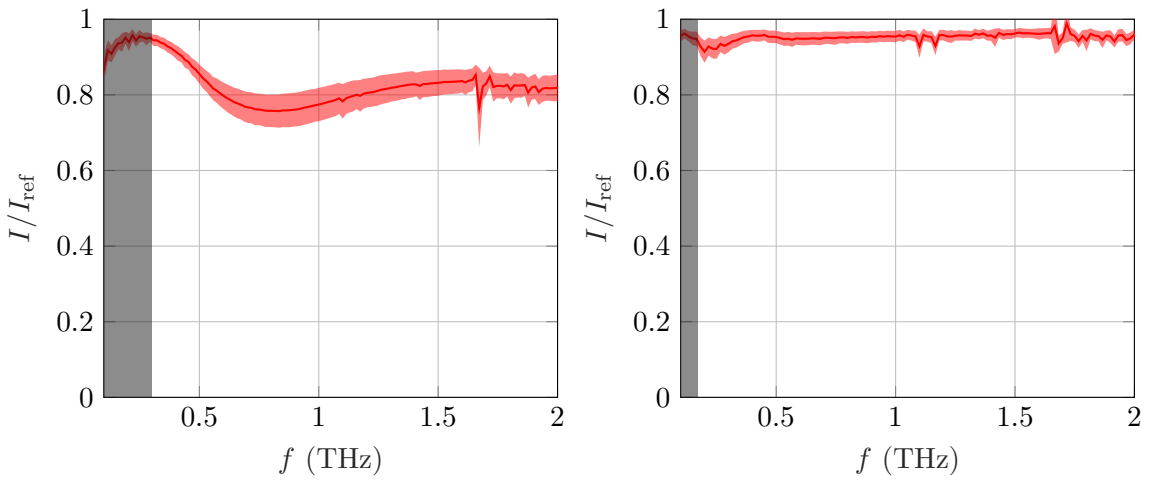
3.3.3 Résultats et discussion

Dans cette section sont présentés les résultats obtenus pour les échantillons dynamiques. Tout d'abord, à partir des mesures expérimentales, les atténuations dans les spectres THz et visible sont directement comparées. Puis, les indices de réfraction réel des particules dans le THz sont déduits. Finalement, les densités mesurées dans le THz et à 650 nm sont comparées.

Comparaison des atténuations dans les spectres THz et visible.

Les mesures d'atténuation ont été réalisées avec des échantillons de sable ou de billes de verre mis en suspension par un ventilateur de puissance. L'intensité mesurée est comparée à l'intensité de référence, i.e. lorsque le ventilateur est éteint. Pour le sable et les billes de verre, 12 et 16 acquisitions ont été respectivement réalisées. Les transmissions moyennées sur ces acquisitions, avec leurs fluctuations, sont représentées dans la figure 3.17.

De ces mesures de transmission peuvent être déduits les libres parcours moyen d'extinction (Eq. 3.2). Nous nous intéressons particulièrement à la comparaison entre les libres parcours moyens dans le THz ℓ_{ext} et dans le domaine visible ℓ_{laser}. Nous représentons donc



(a) Sable de Fontainebleau

(b) Billes de verre

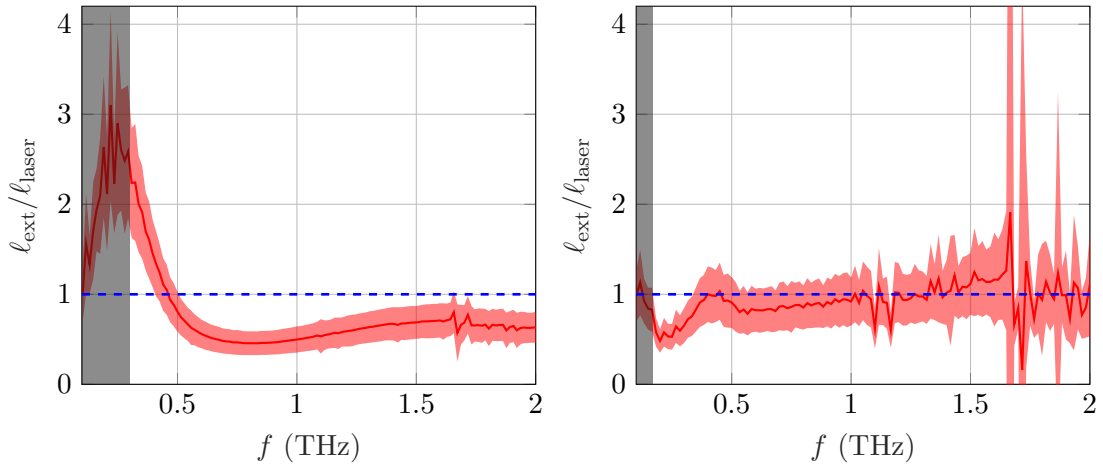
FIGURE 3.17 – Transmission mesurée dans le THz avec des échantillons (a) de sable et (b) de billes de verre. L'intensité mesurée avec les particules en suspension est comparée à l'intensité de référence, i.e. sans particule. Les intensités sont moyennées pour le sable et le verre sur 12 et 16 acquisitions, respectivement. Dans le visible, l'intensité moyenne sur ces mêmes acquisitions sont pour le sable $I^{\text{sable}}_{\text{laser}}/I^{\text{ref}}_{\text{laser}} = 0.88 \pm 0.03$, et pour le verre $I^{\text{verre}}_{\text{laser}}/I^{\text{ref}}_{\text{laser}} = 0.96 \pm 0.01$.

sur la figure 3.18 le rapport de ces libres parcours moyen $\ell_{\text{ext}}/\ell_{\text{laser}}$, pour le sable et les billes de verre. La zone où l'atténuation des ondes THz n'est pas distinguée du bruit du spectromètre est grisée sur la figure. Pour le sable, l'extinction est plus importante dans le visible lorsque la fréquence de l'onde est inférieure à 0.5 THz. Lorsque la fréquence décroît, ce rapport devrait diverger car le régime de diffusion se rapproche de l'approximation Rayleigh, pour laquelle le rayon des particules est négligeable par rapport à la longueur d'onde. Expérimentalement, cette divergence n'est pas observable car l'atténuation est si faible qu'elle n'est pas identifiable par rapport au bruit du spectromètre. Pour le verre, les extinctions dans le THz et le visible sont *a priori* comparables.

Théoriquement, le rapport de ces libres parcours moyens vaut

$$\frac{\ell_{\text{ext}}}{\ell_{\text{laser}}} = \frac{2}{\epsilon_{\text{ext}}}, \tag{3.13}$$

avec ϵ_{ext} l'efficacité d'extinction dans le THz. L'efficacité d'extinction peut donc directement être déduite de la mesure des libres parcours moyens dans les deux domaines spectraux. Nous la représentons dans la figure 3.19. Tout d'abord, il est net que les efficacités d'extinction déduites de toutes les acquisitions présentent les mêmes fréquences de résonance. On constate cependant une importante fluctuation de l'amplitude de l'intensité (28 % pour le sable et 25 % pour les billes de verre). Cette disparité est due au fait que les échantillons sont dy-



(a) Sable de Fontainebleau

(b) Billes de verre

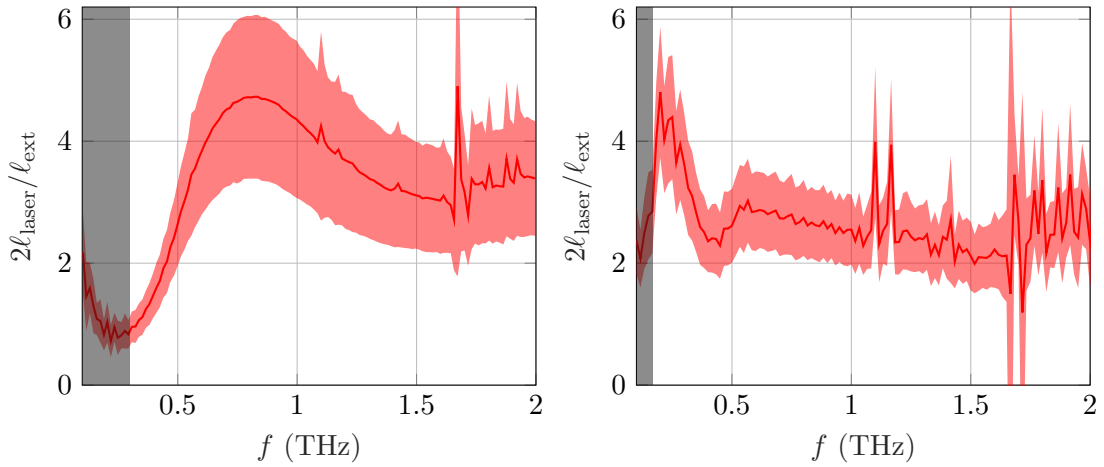
FIGURE 3.18 – Rapport entre les libres parcours moyens d'extinction dans le THz et dans le visible, moyenné sur plusieurs acquisitions, en fonction de la fréquence, pour les particules de (a) sable et de (b) verre. La comparaison de ce rapport par rapport à l'unité permet de savoir quelle bande spectrale est la plus atténuée par l'échantillon diffusant. Les libres parcours moyens à 650 nm pour (a) le sable et (b) le verre sont, respectivement, $\ell_{\text{laser}}^{\text{sable}} = 0.4 \pm 0.1$ m et $\ell_{\text{laser}}^{\text{verre}} = 1.3 \pm 0.4$ m. La partie grisée du graphe correspond à la zone où l'atténuation des ondes THz est si faible qu'elle n'est plus distinguée du bruit du spectromètre.

namiques, que les sections des faisceaux THz et laser ne présentent pas la même largeur et que les épaisseurs d'échantillon scannées par les deux faisceaux ne sont pas identiques. En conséquence, les densités ρ_{laser} et ρ_{THz} mesurées respectivement avec le laser et le faisceau THz diffèrent légèrement. Les méthodes d'extraction de ces densités sont respectivement expliquées dans les sections 3.3.1 (Méthode 2) et 3.1.2. Nous traitons plus généralement de la densité de particules plus bas dans la section 3.3.3. Des densités mesurées lors de différentes acquisitions sont en particulier présentées dans le tableau 3.1. Le même ordre de grandeur est obtenu avec le laser et le faisceau THz mais l'écart peut atteindre environ 20 %. Or, dans l'équation 3.13, les densités mesurées avec le laser et le faisceau THz sont supposées identiques. L'impact sur l'évaluation de l'efficacité n'est donc pas négligeable.

Pour obtenir une efficacité d'extinction plus précise, il faut donc considérer les densités déduites à partir des deux atténuations et effectuer l'opération suivante :

$$\epsilon_{\text{ext}} = 2\frac{\rho_{\text{laser}}}{\rho_{\text{THz}}}\frac{\ell_{\text{laser}}}{\ell_{\text{ext}}}. \tag{3.14}$$

Cette équation est identique à l'équation 3.7. Cette efficacité est donc obtenue avec la méthode présentée dans la section 3.1.2. Les mesures du libre parcours moyen à 650 nm et de la densité ρ_{laser} ne sont donc pas utilisées. Les efficacités théorique (Eq. (3.6)) et expérimentale sont superposées aux niveaux de leurs maxima et minima respectifs. De



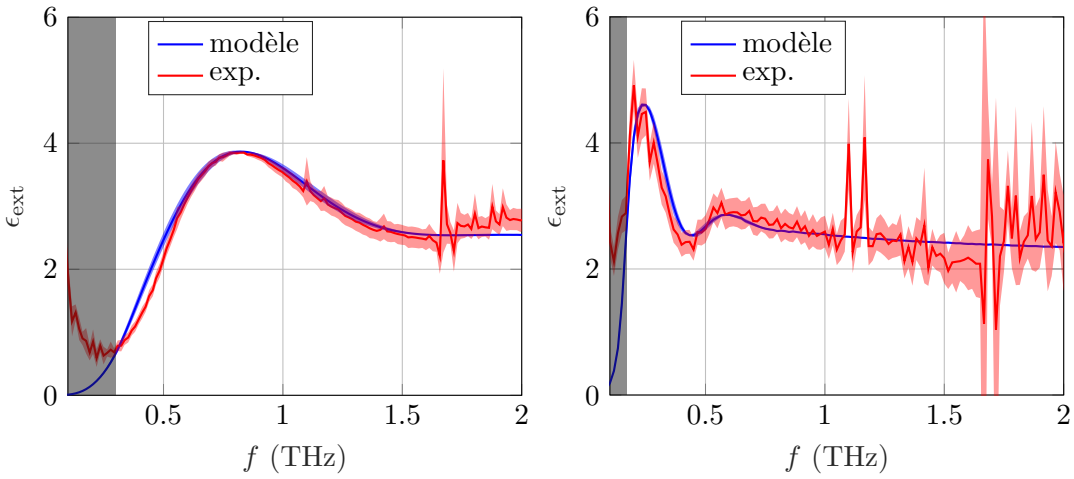
(a) Sable de Fontainebleau

(b) Billes de verre

FIGURE 3.19 – Efficacité issue de l'équation. (3.13) pour laquelle les densités mesurées avec les faisceaux laser et THz sont supposées identiques. Efficacités d'extinction obtenues à partir des mesures simultanées dans le THz et avec le laser à 650 nm (a) pour le sable et (b) les billes de verre dont les distributions sont représentées sur la figure 3.4.

manière indépendante pour chaque acquisition, la correspondance est réalisée en ajustant l'indice de réfraction dans le domaine THz et la densité en particules qui sont donc ainsi déterminés. Ceci est possible car la distribution en particules est connue (Fig. 3.4). La moyenne des efficacités sur les différentes acquisitions ainsi que la moyenne des efficacités théoriques correspondantes sont représentées sur la figure 3.20. En particulier, la densité est choisie telle que les amplitudes des maxima et minima des deux efficacités soient égales. Par conséquent, la moyenne des efficacités sur les différentes acquisitions ne présente pas de fluctuations aux niveaux de ces points d'ajustement. Des fluctuations sont davantage visibles pour les plus hautes fréquences. Le modèle présente des fluctuations dues à l'indice de réfraction. Par rapport à la figure 3.19, les fluctuations sont beaucoup moins importantes (5 % pour le sable et de 5 % à 25 % entre 0.1 THz et 2 THz pour les billes de verre). Bien que la comparaison directe des atténuations dans le THz et le visible donne une erreur sur l'amplitude de l'efficacité importante (Fig. 3.19), elle donne une approximation de la première fréquence de résonance de Mie sans traitement complexe des données.

La figure 3.20 permet d'obtenir davantage de précision sur l'atténuation. Nous pouvons en particulier la comparer à la figure 3.18. Pour les deux figures, la même conclusion peut être tirée : le sable est moins atténuant en-dessous de 0.5 THz que dans le visible. Quant au verre, il est plus clair sur la figure 3.20 que 3.18 que les ondes visibles sont moins atténuées que le THz sur une grande bande spectrale. La fréquence limite en-dessous de laquelle le THz est moins atténué que le visible n'est pas déterminable expérimentalement car elle est



(a) Sable de Fontainebleau

(b) Billes de verre

FIGURE 3.20 – Efficacités d'extinction moyennées sur plusieurs acquisitions, en fonction de la fréquence, pour les particules de (a) sable et de (b) verre. La correspondance des fréquences de résonance des efficacités d'extinction expérimentales et théoriques permet de déduire les indices du sable et du verre : $n_{\text{sable}} = 1.67 \pm 0.02$ et $n_{\text{verre}} = 2.54 \pm 0.05$, respectivement. La partie grisée du graphe correspond à la zone où l'atténuation des ondes THz est si faible qu'elle n'est plus distinguée du bruit du spectromètre.

trop faible. Cette fréquence se situe dans la zone où le signal est aussi faible, voire plus faible, que le niveau de bruit du spectromètre. D'après le modèle, cette fréquence limite est aux alentours de 0.2 THz.

Indice de réfraction

Comme précisé dans la section 3.1.2, l'efficacité d'extinction est la grandeur utilisée pour la détermination de la partie réelle de l'indice de réfraction des particules en suspension. Au vu des résultats obtenus lors de précédentes études (Chap. 1), on peut supposer que l'indice est constant sur la bande spectrale considérée. L'optimisation de l'indice de réfraction des particules est réalisée sur Matlab avec la fonction *fminsearch*. Finalement, les indices de réfraction du sable et des billes de verre, moyennés sur toutes les acquisitions et obtenus à partir de la superposition des maxima et minima des efficacités expérimentale et théoriques (Fig. 3.20), sont respectivement $n_{\text{sable}} = 1.67 \pm 0.02$ et $n_{\text{verre}} = 2.54 \pm 0.05$.

Comme mentionné précédemment, les deux efficacités moyennes des figures 3.19 et 3.20 présentent les mêmes fréquences de résonance. En utilisant la même méthode utilisée pour chaque acquisition individuellement, les indices de réfraction correspondant aux efficacités moyennes de ces figures peuvent être évalués. Pour les figures 3.19 et 3.20, des valeurs identiques sont obtenues : $n_{\text{sable}} = 1.67$ et $n_{\text{verre}} = 2.6$. Elles correspondent à la moyenne

des valeurs obtenues pour chaque acquisition indépendamment.

Pour le sable de Fontainebleau, dont la teneur en silice est supérieure à 98 %, l'indice de réfraction est plus bas que celui de la silice ($n_{SiO_2} \approx 1.96$). L'écart proviendrait donc des 2 % restant des éléments qui composent le sable. La distribution des grains de sable a été estimée à partir d'un extrait des grains contenus dans la boîte. Cependant, la quantité de grains utilisée pour évaluer cette distribution est tout de même de 3000 grains (Fig. 3.4a) et est donc *a priori* représentative de l'échantillon entier. De plus, les indices de sable trouvés dans les autres expériences sont globalement cohérents sur le fait que l'indice réel du sable est inférieur à celui de la silice (Fig. 1.15a). Or, plus la différence entre les indices de réfraction du milieu et des particules est grande, plus la diffusion est importante. La diffusion par le sable est donc moins défavorable que supposée dans le chapitre 2 où l'indice de la silice a été utilisé.

Quant aux billes de verre, leur indice, bien qu'élevé, est proche de certains indices de verres présents dans la littérature. On note par exemple les verres de types BK7 et NZK7 d'indices proches de 2.5 [16].

Impact de la diffusion vers l'avant

Afin de déterminer l'indice de réfraction des particules, nous avons supposé que seul le flux balistique était détecté par l'antenne de réception. Or, aucun diaphragme n'est utilisé pour sélectionner le flux balistique par crainte de couper des fréquences, car le diamètre du faisceau dépend légèrement de la fréquence (section 3.3.2). Dans cette section, nous évaluons la puissance diffusée vers l'avant qui serait possiblement détectée par l'antenne de réception. Ceci permet alors d'estimer la puissance balistique seule, d'en déduire l'efficacité d'extinction et l'indice de réfraction par la méthode présentée dans la section 3.1.2.

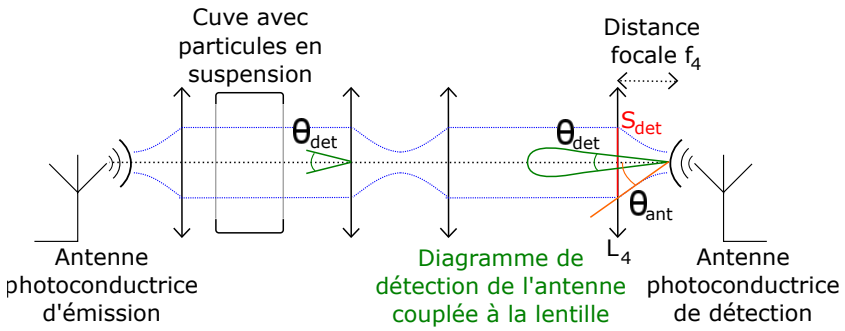


FIGURE 3.21 – Schéma.

Il faut tout d'abord estimer l'angle d'ouverture θ_{det} du cône de détection du flux diffusé vers l'avant. Cet angle est défini par le gain G_{det} de l'antenne de réception couplée à la

lentille L_4 [110, 111] :

$$\theta_{\text{det}}^2 \approx \frac{4\pi}{G_{\text{det}}} \tag{3.15}$$

Le gain G_{det} est lié à la section de détection S_{det} du couple {antenne+lentille} par la relation suivante :

$$G_{\text{det}} = 4\pi \frac{S_{\text{det}}}{\lambda^2} \tag{3.16}$$

Par ailleurs, le rayon R_{det} de la section efficace de détection S_{det} s'obtient en fonction de la focale f_4 de la lentille L_4 et de l'ouverture angulaire de l'antenne θ_{ant} :

$$R_{\text{det}} = f_4 \tan(\theta_{\text{ant}}). \tag{3.17}$$

Finalement, l'angle d'ouverture du cône de détection du couple {antenne+lentille} est

$$\theta_{\text{det}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi} f_4 \tan(\theta_{\text{ant}})}. \tag{3.18}$$

Dans notre cas, f_4 =54 mm, θ_{ant} =12.5 ° et λ est compris entre 150 μm et 3 mm. Ainsi, θ_{det} est compris entre 0.4 ° et 8.1 °.

La puissance diffusée dans le cône de détection d'angle θ_{det} par rapport à la puissance de référence s'exprime ainsi :

$$\frac{I_{\text{dif}}}{I_{\text{ref}}} = \frac{L}{4\pi \ell_{\text{ext}}} \int_0^{\theta_{\text{det}}/2} p_\lambda(\theta') \sin\theta' d\theta' \tag{3.19}$$

La puissance balistique réelle serait donc

$$\frac{I_{\text{bal}}}{I_{\text{ref}}} = \frac{I}{I_{\text{ref}}} - \frac{I_{\text{dif}}}{I_{\text{ref}}} \tag{3.20}$$

Pour la distribution en grains de sable de la figure 3.4a avec une densité de 30 cm^{-3}, et avec un indice de réfraction de 1.67, l'erreur entre les efficacités de diffusion déduites de I/I_{ref} et $I_{\text{bal}}/I_{\text{ref}}$ est inférieure à 0.02 %. L'impact sur l'indice de réfraction est donc *a priori* négligeable. On peut le vérifier en estimant l'indice de réfraction du sable mais en soustrayant la puissance diffusée vers l'avant à la puissance mesurée. L'indice obtenu est identique à la valeur trouvée sans soustraire le flux diffusé vers l'avant au flux mesuré : 1.67 ± 0.02. Finalement, la sélection angulaire de l'antenne THz permet de s'affranchir de l'utilisation d'un diaphragme.

Résonance d'absorption de l'eau

Des résonances sont observées sur la figure 3.20. Elles correspondent aux fréquences d'absorption de l'eau, plus spécifiquement aux transitions rotationnelles de la molécule d'eau. En

particulier, les résonances à 1.099 THz et 1.115 THz sont reconnaissables [112]. L'eau altère le champ électrique ; des fluctuations du signal sont visibles après l'impulsion THz principale dans le domaine temporel. Le spectre obtenu après la transformée de Fourier présente alors les résonances d'absorption de l'eau. Le rapport entre le champ électrique traversant l'échantillon et celui traversant la référence ne suffit pas à les éliminer complètement. Deux solutions pour éliminer les résonances sont possibles. La première, la moins pratique, est de placer l'expérience dans un environnement non humide. La seconde consiste à les éliminer numériquement [113]. Cependant, pour notre problème, il n'est pas nécessaire de supprimer davantage ces résonances car elles sont éloignées des résonances de Mie.

Densité de particules en suspension

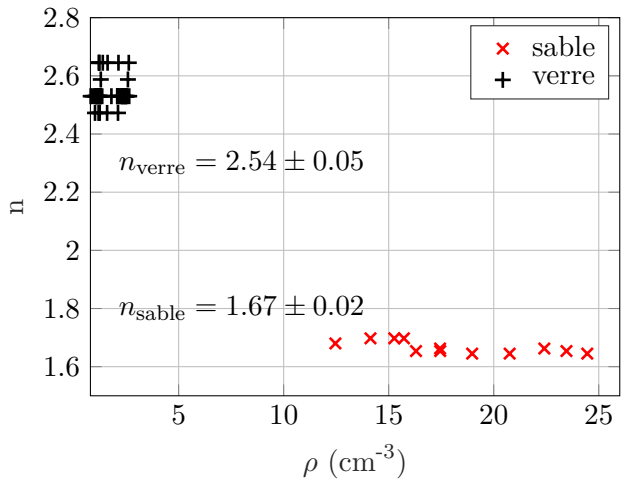


FIGURE 3.22 – Indices de réfraction du sable et du verre en fonction de la densité de particules en suspension.

Afin de montrer l'invariance du résultat par rapport à la densité de particules, la cuve est translatée dans le plan orthogonal à la direction de propagation de l'onde THz. En effet, la densité n'étant pas uniforme dans la cuve, les faisceaux THz et laser traversent alors des zones de la cuve avec des densités différentes. Les indices de réfraction du sable et du verre sont représentés en fonction de la densité de particules en suspension sur la figure 3.22. L'échantillon de sable présente un plus grand panel de densités que les billes de verre. Les densités atteintes avec le sable sont aussi plus fortes qu'avec les billes de verre. La densité maximale pour le sable est proche de $25\,\text{cm}^{-3}$ tandis que les densités de billes de verre n'excèdent pas $3\,\text{cm}^{-3}$. Ceci vient de la taille plus importante des billes de verre, et donc de leur masse, par rapport aux grains de sable. En particulier, le premier ventilateur choisi pour l'échantillon n'était pas assez puissant pour soulever les billes de verre. Un second ventilateur inséré dans une nouvelle architecture de cuve a donc été utilisé par la suite.

Acquisition	ρ_{THz} (cm^{-3})	ρ_{laser} (cm^{-3})
1	19	21
2	17	21
3	17	20
4	13	16

Tableau 3.1 – Densités de grains de sable mesurées dans le THz et dans le visible.

La première et la seconde cuve sont visibles respectivement sur les photos des figures 3.13 et 3.10.

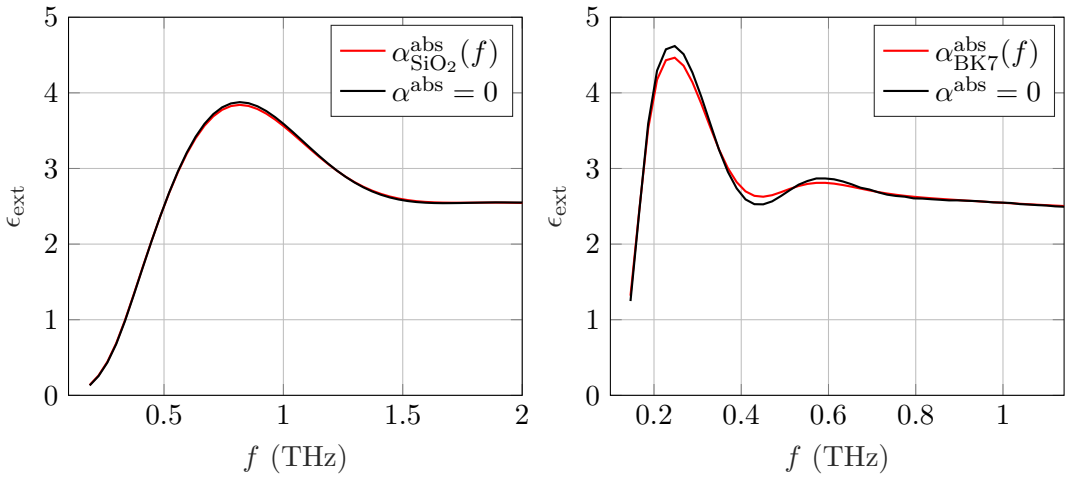
La valeur de la densité impacte directement l'erreur sur la valeur de l'indice. Plus la densité est faible, moins l'atténuation de l'onde est importante et plus il est difficile de la détecter. Le niveau d'atténuation se rapproche du niveau de bruit du spectromètre. Ceci est encore plus vrai aux basses fréquences car la diffusion, i.e. l'atténuation, est moins importante. Cet effet est observable sur la figure 3.20 : la fréquence décroissant, l'efficacité d'extinction théorique tend vers 0 tandis que l'expérimentale diverge. De manière générale, la faible densité de billes de verre mène à une efficacité de diffusion plus bruitée pour les billes de verre (Fig. 3.20b) que pour les grains de sable (Fig. 3.20a).

La densité de particules en suspension est mesurée d'une part à l'aide de l'efficacité d'extinction du spectre THz et d'autre part avec l'atténuation du faisceau de la diode laser. La comparaison des densités mesurées par les deux moyens est représentée dans le tableau 3.1. Le même ordre de grandeur est obtenu pour les deux méthodes. Comme mentionné précédemment, l'ajout de lentilles sur le chemin optique du laser permettrait d'améliorer la précision de mesure de la densité de particules en suspension.

Partie imaginaire de l'indice de réfraction du sable

La partie réelle des indices de réfraction du sable et des billes de verre a pu être déterminée grâce à l'exploitation de l'efficacité d'extinction des ondes THz. Nous montrons dans cette section pourquoi la partie imaginaire ne peut pas être déterminée par cette méthode. Pour cela, la comparaison des efficacités de particules absorbantes et non absorbantes est réalisée. D'une part, nous comparons des grains de sable d'indice 1.67 non-absorbants avec des grains de même indice réel mais absorbants comme la silice (i.e. de 0 à $8\,\text{cm}^{-1}$ entre 0.1 THz et 2 THz [16]) (Fig. 3.23a). D'autre part, des billes de verre d'indice 2.54 non-absorbantes sont comparées à des billes de verre de même indice réel mais absorbant comme le BK7 (i.e. de 2 à $110\,\text{cm}^{-1}$ entre 0.1 THz et 1.1 THz [16]) (Fig. 3.23b). Les grains de sable et les billes de verre sont supposés sphériques et la théorie de Mie est utilisée pour le calcul de l'efficacité d'extinction [41].

Au vu de ces graphes, pour discriminer l'absorption de l'extinction, il faudrait détermi-



(a) Sable de Fontainebleau

(b) Billes de verre

FIGURE 3.23 – Efficacités d'extinction en fonction de la fréquence pour (a) des billes d'indice réel 1.67 non-absorbantes ou absorbantes comme de la silice et (b) des billes d'indice 2.54 non-absorbantes ou absorbantes comme du BK7 [16].

ner précisément la valeur de l'efficacité d'extinction pour chaque fréquence. Avec les limites du spectromètre, ce n'est pas possible. Par exemple, pour les billes de verre, le maximum de déviation en amplitude de l'efficacité est de l'ordre de 5 % (Fig 3.23b) alors que la déviation expérimentale présente un minimum de 8 % (Fig. 3.20b). Quant au sable, la précision de mesure ne devrait pas dépasser 1 % (Fig 3.23a) tandis que l'erreur expérimentale est supérieure à 1 % pour une grande partie du spectre.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une nouvelle méthode de caractérisation optique de particules diffusantes dans le domaine THz. Dans un premier temps, le fonctionnement de l'outil de mesure, i.e. le spectromètre temporel THz, a été présenté (section 3.1.1). Dans la section 3.1.2, la méthode d'extraction de l'indice de réfraction réel des particules ainsi que de la densité de l'échantillon est expliquée. Afin de conforter la méthode, deux types de particules, introduites dans la section 3.1.3, ont été testées : du sable de Fontainebleau et des billes de verre inconnu.

Avant d'arriver à l'échantillon dynamique final, deux types d'échantillons ont été testés. Le premier, couramment utilisé pour la caractérisation de particules avec un spectromètre THz, consiste à disposer les particules sur une surface plane quasiment transparente dans le THz (section 3.2.1). L'efficacité d'extinction et l'indice de réfraction obtenus étaient satisfaisants mais dans une logique de se rapprocher de la configuration réelle du brownout,

i.e. en 3D, d'autres échantillons ont été développés. Tout d'abord, les particules ont été inclues dans une matrice faite de paraffine, transparente dans la bande spectrale d'intérêt (section 3.2.2). Les mesures n'étaient pas satisfaisantes à cause du manque de contrôle de la fabrication qui menait en particulier à des hétérogénéités dans l'échantillon. La difficulté résidait dans l'inclusion des particules dans la matrice de manière à ce que la densité en particules soit assez faible pour être en régime de diffusion indépendante.

Finalement, l'échantillon final, dynamique, a été développé. Il consiste en une cuve contenant un ventilateur de puissance qui soulève les particules diffusantes. Deux fenêtres, fermées avec du cellophane, permettent le passage des faisceaux THz et laser à travers le nuage de particules. Les atténuations par l'échantillon dans les deux domaines spectraux ont donc pu être comparées simultanément. De cette comparaison peut être déduite directement l'efficacité d'extinction dans le THz car l'efficacité d'extinction dans le visible est constamment égale à 2. De plus, la densité de particules en suspension est extraite des deux mesures et les résultats sont cohérents. Il est à noter qu'avant de procéder à la mesure d'atténuation, la densité des particules soulevées a du être déterminée afin d'en connaître l'ordre de grandeur. Pour cela, deux méthodes de mesures ont été développées et confrontées avec succès. Par ailleurs, à partir de la mesure d'atténuation, l'indice de réfraction réel des particules en suspension dans le THz a été déduit. Les indices obtenus pour le sable et les billes de verre sont respectivement de 1.67 ± 0.02 et 2.54 ± 0.05. L'hypothèse d'indice de réfraction réel constant sur la bande étudiée, i.e. 0.1 - 2 THz semble valide. En outre, ces valeurs sont comparables aux résultats bibliographiques. L'indice du sable est en effet *a priori* plus faible que celui de la silice (1.96) (Fig. 1.15a) et l'indice du verre peut atteindre de fortes valeurs telles que 1.5 pour le BK7 [16]. En particulier pour le sable, son indice peut être introduit dans le modèle analytique décrit dans le chapitre 2 afin d'évaluer les performances d'un imageur THz à travers un brownout qui serait composé de sable de Fontainebleau.

Conclusion

Le brownout est un nuage de sable créé par le flux d'air du rotor d'un hélicoptère lors de l'atterrissage, du décollage ou en vol basse altitude. Ce nuage de sable peut mener à de graves accidents car le pilote perd ses repères. Une solution est d'embarquer un système d'imagerie sur l'hélicoptère afin que le pilote visualise la zone d'atterrissage. A notre connaissance, aucun système d'imagerie optimal pour voir à travers un brownout n'a été développé. Il doit présenter des critères précis. L'onde doit pouvoir traverser le milieu diffusant tout en offrant une résolution spatiale suffisante pour détecter des obstacles. Le système doit aussi être compact pour limiter la charge de l'aéronef. Finalement, l'image doit être réalisée en temps réel car l'atterrissage et le décollage se font sur des temps courts et durant ces étapes, les hélicoptères sont vulnérables. La bande sub-térahertz (100 GHz à 1 THz) semble répondre à ces critères. La longueur d'onde, inférieure à 3 mm, permettrait d'atteindre une résolution suffisante. Mais elle est aussi plus grande ou comparable à la taille des grains de sable donc l'onde sera possiblement moins atténuée qu'une onde de longueur d'onde supérieure au THz. Mais ces éléments sont des *a priori* et à notre connaissance, aucun modèle complet n'évalue les performances d'un imageur sub-THz en condition de brownout.

La finalité de cette thèse a donc été de procurer un outil complet pour estimer les performances d'un système d'imagerie sub-THz en condition de brownout. D'une part, les performances peuvent être évaluées grâce au modèle analytique qui a été développé et validé. D'autre part, une méthode expérimentale de détermination de l'indice de réfraction réel des grains de sable a permis d'inclure ce paramètre crucial dans le modèle précédent afin d'évaluer les performances pour un échantillon réel. Afin de présenter ces résultats, le manuscrit a été articulé en trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous avons tout d'abord défini les dimensions caractéristiques du brownout, i.e. épaisseur, taille des grains, densité. Notre modèle repose sur un brownout moyen dont la densité est issue de mesures expérimentales réalisées avec différents types d'hélicoptères [3]. Ensuite, nous avons présenté des technologies alternatives au sub-THz. La première présentée est le lidar, fonctionnant majoritairement à 1.55 μm. Elle apporte une

bonne résolution mais l'onde est fortement atténuée. En effet, dans ce chapitre, le libre parcours moyen de diffusion [4] dans le brownout a été évalué à 9 m pour cette longueur d'onde. Les technologies présentées par la suite fonctionnent dans la bande W (75 - 110 GHz). Contrairement au lidar, l'onde pénètre à travers le brownout (libre parcours moyen de diffusion de 80 km à 94 GHz (Fig. 2.6a)) mais n'apporte pas une résolution suffisante car la longueur d'onde est supérieure au millimètre. Ces technologies ont l'avantage d'être plus avancées que celles de la bande sub-THz. Une solution étudiée est donc de combiner les données du lidar avec les imageurs millimétriques [51, 53].

La suite du chapitre a été consacrée à la bande sub-THz. Successivement, nous avons présenté le défi technologique de cette bande, les différentes sources et détecteurs existants et finalement, les études réalisées pour l'application d'imagerie à travers un brownout. Les études sur l'imagerie sub-THz en condition de brownout se scindent en deux parties. A notre connaissance, peu d'études sur ce sujet précis existent, c'est pourquoi nous citons les travaux réalisés spécifiquement. La première concerne l'évaluation théorique de l'atténuation des ondes sub-THz par un nuage de sable, et en particulier le travail de Martin *et al.* [10]. Le modèle employé est basé sur une approximation qui n'est pas valable pour les hautes fréquences de la bande spectrale considérée, et qui mène à une surévaluation de l'atténuation (Fig. 1.13). Dans un second temps, les études expérimentales sont traitées. Leur but est d'évaluer l'atténuation des ondes sub-THz à travers un nuage de sable [11, 15] Certaines sont particulièrement focalisées sur la détermination de l'indice de réfraction complexe des grains de sable, qui impacte directement l'atténuation [12–14]. Les résultats de Wikner (Fig. 1.14 [11]) sont cohérents avec la théorie mais permettent uniquement d'obtenir une borne minimale du libre parcours moyen d'extinction car la sensibilité du détecteur n'est pas suffisante. L'étude de Ceolato *et al.* (Fig. 1.17 [15]) semble difficile à exploiter et à généraliser car les paramètres cruciaux que sont la taille des grains de sable et la densité ne sont pas indiqués précisément. Finalement, les résultats obtenus par Fiorino *et al.* montrent la difficulté de déterminer l'indice de réfraction du sable dans le THz (Fig. 1.15). La partie réelle de l'indice de réfraction prend des valeurs de 1.2 à 2.5 en fonction de l'expérience menée et ne présente pas toujours la même tendance en fonction de la fréquence.

Après avoir réalisé cet état de l'art de l'étude de l'imagerie sub-THz en condition de brownout, il semble indispensable d'apporter une évaluation théorique complète des performances d'un tel système ainsi que de procurer une méthode répétable et généralisable de la mesure d'atténuation et de l'indice de réfraction réel du sable. Les deux chapitres suivants répondent à ces problématiques, successivement.

Dans le chapitre 2 a été présenté le modèle analytique élaboré pour évaluer les perfor-

4. Distance à partir de laquelle le flux incident est atténué d'un facteur $1/e$.

mances d'un système d'imagerie sub-THz en condition de brownout. Les critères de performance choisis ont été le bilan de puissance ainsi que le contraste d'image. Avant de les évaluer, les longueurs d'onde optimales de fonctionnement, l'environnement de propagation des ondes sub-THz ainsi que le système d'imagerie ont été caractérisés. Les longueurs d'onde de fonctionnement sont choisies au minimum d'atténuation des fenêtres de transmission de l'atmosphère (Fig. 2.2). L'environnement consiste en l'atmosphère et le brownout qui atténuent l'onde sub-THz. Le brownout est supposé être composé de billes de silice, principal composant du sable, et être de densité uniforme définie sur la figure 1.4. On a noté que l'onde est davantage atténuée par l'absorption de l'atmosphère que par le brownout. Au total, la longueur d'atténuation totale de l'environnement varie de 10 km à 30 m entre 94 GHz et 940 GHz (Fig. 2.6b), pour un brownout de densité moyenne (Fig. 1.4). Quant à l'imageur, il est composé d'une source qui éclaire la scène à imager. Le détecteur est une matrice de pixels soit photométriques, soit à base d'antennes. En première approche, si on souhaite réaliser une image à travers un brownout de 30 m, cela sera plus difficile pour les fréquences les plus hautes mais cela parait tout de même réalisable. Notons que cette estimation ne prend pas en compte le flux de la source qui est rétrodiffusé par le sable en suspension et qui bruite le signal.

Nous avons donc estimé les différentes puissances reçues par le pixel centré sur l'axe optique : le signal rétrodiffusé par la scène, le bruit rétrodiffusé par le brownout et les radiations thermiques du sol et du ciel. Les deux dernières contributions sont négligeables par rapport au signal et/ou au bruit rétrodiffusés dans la bande spectrale considérée. Nous avons établi un modèle analytique pour évaluer le signal et le bruit rétrodiffusés à partir de la résolution de l'équation de transfert radiatif (ETR) et en utilisant la théorie de Mie. Ce modèle a été confronté avec succès avec une simulation Monte Carlo résolvant l'ETR. Le bilan montre finalement que le bruit rétrodiffusé dépasse le signal rétrodiffusé sur une large bande spectrale. Globalement, le bruit croît avec la fréquence tandis que le signal décroît. On a cependant montré qu'il est possible d'élargir la bande spectrale où le signal est prédominant par l'utilisation d'un système bistatique, i.e. avec la source et le détecteur éloignés l'un de l'autre. Un autre paramètre crucial et malheureusement non contrôlable a été relevé : la distance entre le brownout et l'imageur. Plus elle est faible, plus le bruit rétrodiffusé est important. Il serait souhaitable de caractériser cette distance en conditions réelles afin d'assurer l'estimation des performances de l'imageur. Finalement, nous avons estimé le contraste entre une cible et un fond d'émissivités comparables. Pour cela, nous avons combiné le contraste atteignable avec le brownout, avec la perte de contraste en fonction de la fréquence spatiale due au système optique. En considérant les critères de détection, reconnaissance, identification, nous avons par exemple établi que, pour un contraste de 20 %, la taille minimale d'un objet détectable est de 22 cm à 220 GHz (Fig. 2.23).

Dans le modèle, l'indice de réfraction de la silice a été utilisé. Or, il serait plus juste de considérer l'indice de réfraction réel du sable car son impact sur le signal et le bruit rétrodiffusés n'est pas négligeable. Plus l'indice des particules est différent de l'indice du milieu, plus la diffusion est importante sur le spectre considéré. C'est entre autre pourquoi nous avons proposé une méthode expérimentale pour déterminer l'indice de réfraction de particules diffusantes dans le chapitre 3.

Dans le dernier chapitre, nous avons mesuré l'atténuation des ondes THz par un échantillon diffusant à l'aide d'un spectromètre THz temporel. Trois types de dispositifs ont été testés, du 2D au 3D dynamique. Les particules qui les composaient étaient soit du sable de Fontainebleau, soit des billes de verre inconnu, dont la distribution en taille a été évaluée au préalable. Dans un premier temps, le montage expérimental et la méthode d'extraction de la partie réelle de l'indice de réfraction ont été décrits. Seule la partie réelle est extraite car nous avons montré dans le chapitre 2 que l'impact de la partie imaginaire est négligeable sur le libre parcours moyen d'extinction car la densité en particules est faible. De plus, il est délicat d'extraire la partie imaginaire à cause du manque de sensibilité du spectromètre. La partie réelle de l'indice a été supposée constante sur la bande spectrale considérée, i.e. de 0.1 à 2 THz. Cette hypothèse a été faite par observation des résultats bibliographiques où les indices réels de la silice et de différents verres sont globalement constants sur cette portion de spectre [16].

Les résultats de l'échantillon 2D, qui consiste en des particules déposées sur une surface collante, ont été plutôt encourageants mais la dépendance du résultat avec la densité n'était pas satisfaisante. Plus la densité était importante, plus l'indice de réfraction trouvé décroissait. Ceci est dû au rapprochement des particules et donc à la création d'interactions entre les particules. La diffusion ne pouvait plus être qualifiée d'indépendante. Un échantillon 3D a ensuite été développé. Les particules étaient disposées dans une matrice de paraffine, transparente dans le THz. Ce type d'échantillon n'a pas donné de mesures exploitables car il n'était pas répétable. L'insertion de particules dans la paraffine dans le but d'avoir un échantillon peu dense s'est avérée compliquée à cause de la transition solide/liquide rapide de la paraffine. Finalement, nous avons opté pour des particules mises en suspension dans l'air grâce à un ventilateur de puissance. Avant toute mesure d'atténuation, la densité dans toute la cuve a été déterminée par deux méthodes qui ont été comparées avec succès. Une mesure simultanée de la transmission dans la bande THz et dans le visible a ensuite été mise au point. Pour cela, une diode laser et une photodiode ont été ajoutées au montage. Par l'intermédiaire de ces deux mesures, la densité de la portion d'échantillon traversée par les faisceaux lumineux a pu être déterminée. La comparaison des transmissions dans les deux bandes spectrales est cohérente avec la théorie (Fig. 3.18). En-dessous de 500 GHz,

l'échantillon de sable atténue moins l'onde THz que le faisceau laser. Quant à l'indice de réfraction, on a respectivement trouvé pour le sable et le verre les indices suivants : 1.67 ± 0.02 et 2.54 ± 0.05. Ces valeurs sont cohérentes avec les résultats bibliographiques. Le sable avait *a priori* un indice plus faible que celui de la silice qui vaut 1.96 et des verres tel le BK7 peuvent présenter des indices autour de 2.5.

Par la suite, il serait intéressant de compléter ces travaux par des ajouts au modèle analytique, ainsi que par des mesures complémentaires.

Concernant la partie expérimentale, mesurer l'indice de réfraction de billes faites d'un matériau bien caractérisé dans la bande THz, tel que le lactose, confirmerait à nouveau la méthode développée dans le chapitre 3. Par ailleurs, il serait possible de mettre au point une bibliothèque des indices de réfraction de sables originaires de différentes régions. Une fois ces indices insérés dans le modèle du chapitre 2, la stabilité des performances atteignables par un système d'imagerie sub-THz en condition de brownout pourrait être alors évaluée.

Pour compléter le modèle, et comme introduit à la fin du chapitre 2, l'étude de la polarisation du rayonnement serait opportune. En effet, si les polarisations des flux rétrodiffusés par le brownout et la scène ne présentent pas les mêmes caractéristiques, disposer par exemple la source et le détecteur en polarisation croisée pourrait améliorer la performance d'imagerie. Le nouveau modèle avec la polarisation pourrait être comparé à la simulation Monte Carlo utilisée précédemment, mais dans laquelle les ondes seraient cette fois-ci polarisées. Il serait alors judicieux de compléter cet outil avec une simulation d'image de scène dans laquelle une cible serait disposée sur un fond de sable. Les caractéristiques de diffusion des particules en suspension à introduire dans le modèle pourraient tout d'abord être issues de la théorie de Mie. Par la suite, les caractéristiques pourraient être évaluées expérimentalement avec le spectromètre THz pour un échantillon 2D, comme introduit à la fin du chapitre 3. Dans le modèle analytique, les performances du système ont été évaluées sans considérer les performances technologiques de la source ou du détecteur. Pour avoir une évaluation complète, il serait opportun de les considérer. En particulier, il serait *a priori* astucieux d'utiliser une source impulsionnelle. Le signal rétrodiffusé par la scène pourrait alors être sélectionné temporellement.

Finalement, il serait pertinent d'évaluer les performances d'un système d'imagerie sub-THz en condition de *whiteout*, nuage de neige soulevé par le flux d'air du rotor de l'hélicoptère (Fig. 3.24). Le problème est encore plus complexe que pour le brownout. Tout d'abord, il faut être capable d'évaluer la densité et la taille des particules en suspension en conditions réelles comme pour le sable dans la Réf. [3]. Malheureusement, les particules de neige ne peuvent être simplement collectées comme les grains de sable car elles risquent de fondre et de s'agglomérer. Une méthode optique comme utilisée dans le chapitre 3 serait

FIGURE 3.24 – Photo d'un hélicoptère dont le souffle du rotor crée un nuage de neige (Source : Intervention d'un EC145 de la Sécurité Civile sur les pistes d'une station de ski).

peut-être plus adaptée. Une possibilité serait de balayer le nuage avec un laser et évaluer en différents points du nuage l'atténuation subie par son faisceau. Dans l'hypothèse où les particules sont plus grosses que la longueur d'onde, le régime de diffusion est celui de l'optique géométrique et la densité peut directement être extraite de la mesure d'atténuation. Or, les particules ne pouvant être collectées comme les grains de sable, leur dimension est difficile à connaître. Il en est de même pour leur forme qui peut impacter fortement la diffusion si les particules sont de taille comparable à la longueur d'onde. Il est alors nécessaire d'utiliser une alternative à la théorie de Mie car les particules de neige ne sont pas sphériques. Il faut aussi prendre en compte le fait que ces particules sont issues de la neige qui est au sol et que ce ne sont pas de simples flocons. L'outil de simulation présenté à la fin du chapitre 2 pour évaluer la section efficace de diffusion de particules non sphériques serait approprié.

Annexe A

Méthode photométrique pour la détermination des luminances du signal et du bruit rétrodiffusés incidents sur la pupille

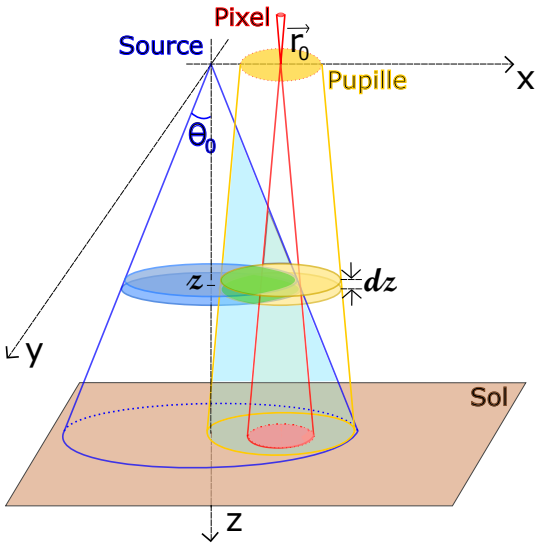


FIGURE A.1 – Représentation en 3D de la géométrie du système avec la découpe en tranches d'épaisseur dz du brownout. Le brownout se situe entre le sol et le système d'imagerie placé en $z = 0$. Le brownout n'est pas représenté pour simplifier la compréhension du schéma.

Dans cette annexe, une méthode alternative à la résolution de l'ETR est présentée. On utilise les principes d'optique géométrique mais en y ajoutant l'atténuation due au milieu traversé. La source émet une luminance constante L_{inc} dans son cône de demi-angle θ_0. La

puissance totale que la source émet est $P_0 = L_{\text{inc}} S_0 2\pi(1 - \cos\theta_0)$, avec S_0 sa surface. On utilise l'hypothèse de petit angle pour la détection par le pixel et on suppose la taille de la pupille négligeable par rapport à la distance D.

Signal rétrodiffusé par le sol La zone d'intérêt la portion de sol vue par le pixel, de surface S'_{pix}. L'angle entre la luminance incidente sur cette surface et la normale à cette surface S'_{pix} est négligeable : $\cos\theta = D/\sqrt{D^2 + r_0^2} \approx 1$ pour $D \gg r_0$. La puissance reçue sur cette portion de sol et venant de la source est donc

$$P_0^{\text{sol}} = L_{\text{inc}} \frac{S_0 S'_{\text{pix}}}{D^2 + r_0^2} \exp\left(-\frac{\sqrt{D^2 + r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right). \tag{A.1}$$

La relation de réflexion au niveau du sol est la suivante

$$(1 - e_s) P_0^{\text{sol}} = \pi S'_{\text{pix}} L_0^r, \tag{A.2}$$

avec L_0^r la luminance réfléchie par le sol. On a donc

$$L_0^r = \frac{1 - e_s}{\pi} \frac{L_{\text{inc}} S_0}{D^2 + r_0^2} \exp\left(-\frac{\sqrt{D^2 + r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right) \tag{A.3}$$

Finalement, la luminance au niveau de la pupille est

$$L_0^{\text{pup}} = \frac{1 - e_s}{\pi} \frac{P_0}{2\pi(1 - \cos\theta_0)(D^2 + r_0^2)} \exp\left(-\frac{\sqrt{D^2 + r_0^2} + D}{\ell_{\text{tot}}}\right) \tag{A.4}$$

Nous retrouvons le résultat de l'équation (2.45).

Bruit rétrodiffusé par le brownout Afin de déterminer le bruit rétrodiffusé par le brownout, nous le considérons par tranches de normale $\hat{\mathbf{z}}$ et d'épaisseur dz (Fig. A.1). Contrairement au sol, la zone d'intérêt n'est pas la portion de tranche vue par le pixel, mais $S_{\text{inter}}(z)$, la surface d'intersection entre la partie de la tranche éclairée par la source et celle vue par le pixel. L'éclairement au niveau de la tranche située à la profondeur z est

$$E_d(z) = \frac{L_{\text{inc}} S_0}{z^2 + r_0^2} \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2 + r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right) \tag{A.5}$$

La puissance rétrodiffusée est donc

$$dP_d(z) = dN(z) \sigma_{\text{BO}} E_d(z), \tag{A.6}$$

avec le nombre de particules dans la tranche de milieu considérée $dN(z) = \rho S_{\text{inter}}(z)dz$, et la section efficace d'extinction moyenne du brownout σ_{BO}. Or, $\ell_{\text{BO}} = 1/(\rho\sigma_{\text{BO}})$. Donc

$$dP_d(z) = \frac{S_{\text{inter}}(z)}{\ell_{\text{BO}}} \frac{L_{\text{inc}} S_0}{z^2 + r_0^2} \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2 + r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right) dz, \tag{A.7}$$

Dans la direction $\hat{\mathbf{u}}$, la tranche de brownout émet la luminance

$$dL_d(z, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{p(\hat{\mathbf{z}} \to \hat{\mathbf{u}})}{4\pi\ell_{\text{BO}}} \frac{L_{\text{inc}} S_0}{z^2 + r_0^2} \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2 + r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right) dz. \tag{A.8}$$

avec p la fonction de phase moyenne du brownout.

La puissance qui atteint le pixel peut désormais être déterminée. Les cas du pixel photométrique et de l'antenne sont traités successivement.

Cas 1 - Pixel photométrique en réception La luminance rétrodiffusée qui atteint le pixel vient uniquement de la zone à la fois éclairée par la source et imagée par le pixel. La luminance rétrodiffusée par la tranche de brownout à la profondeur z et d'épaisseur dz est donc proportionnelle à la section d'intersection des cônes d'émission et de détection. Le rayon du disque du cône de détection à la profondeur z est $\Phi/2 + z\tan(\theta_{\text{pix}}/2) \approx \Phi/2$. Celui du cône d'émission est $z\tan(\theta_0/2)$. Le pixel étant très directif, on suppose que la luminance reçue vient uniquement de la direction $-\hat{\mathbf{z}}$. Par la suite, on note $dL_d(z, -\hat{\mathbf{z}}) = dL_d(z)$ et $p(\hat{\mathbf{z}} \to \hat{\mathbf{u}}) = p(-1)$. La puissance reçue par le pixel est donc

$$dP_d^{\text{pho}}(z) = S_{\text{pup}}\Omega_{\text{pix}} \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2 + r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right) dL_d(z) \frac{S_{\text{inter}}(z)}{S'_{\text{pup}}}. \tag{A.9}$$

S_{pup} est la surface de la pupille, Ω_{pix} est l'ouverture du pixel et $S'_{\text{pup}} \approx S_{\text{pup}}$ est la surface de la tranche de brownout vue par le pixel.

Finalement, la puissance reçue sur le pixel photométrique est :

$$P_d^{\text{pho}} = \frac{\Omega_{\text{pix}} p(-1)}{4\pi\ell_{\text{BO}}} \frac{P_0}{2\pi(1 - \cos\theta_0)} \int_{D - d_{\text{BO}}}^{D} \frac{S_{\text{inter}}(z)}{z^2 + r_0^2} \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2 + r_0^2} + z}{\ell_{\text{tot}}}\right) dz \tag{A.10}$$

On retrouve le résultat obtenu par la résolution de l'ETR et l'approximation de petit angle (Eq. (2.59)).

Cas 2 - Pixel antenne en réception Quant à l'antenne, la puissance reçue d'une tranche de brownout s'écrit :

$$dP_d^{\text{ant}}(z) = \int_{4\pi} \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2+r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right) dL_d(z) \frac{S_{\text{inter}}(z)}{S'_{\text{pup}}} \sigma_r(\hat{\mathbf{u}}) d\hat{\mathbf{u}} \tag{A.11}$$

avec $\sigma_r(\hat{\mathbf{u}}) = G_r(\hat{\mathbf{u}})\lambda^2/(4\pi)$ la section efficace de détection de l'antenne. Elle s'écrit donc de manière équivalente à l'équation A.9 :

$$dP_d^{\text{ant}}(z) = \left[\int_{4\pi} \sigma_r(\hat{\mathbf{u}}) d\hat{\mathbf{u}}\right] \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2+r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right) dL_d(z) \frac{S_{\text{inter}}(z)}{S'_{\text{pup}}}. \tag{A.12}$$

D'après la définition de G_r dans la section 2.2.3, on déduit

$$dP_d^{\text{ant}}(z) = \lambda^2 \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2+r_0^2}}{\ell_{\text{tot}}}\right) dL_d(z) \frac{S_{\text{inter}}(z)}{S'_{\text{pup}}}. \tag{A.13}$$

Finalement,

$$P_d^{\text{ant}} = \frac{p(-1)\lambda^2}{4\pi\ell_{\text{BO}} S_{\text{pup}}} \frac{P_0}{2\pi(1-\cos\theta_0)} \int_{D-d_{\text{BO}}}^{D} \frac{S_{\text{inter}}(z)}{z^2+r_0^2} \exp\left(-\frac{\sqrt{z^2+r_0^2}+z}{\ell_{\text{tot}}}\right) dz. \tag{A.14}$$

Annexe B

Méthode Monte Carlo pour la résolution de l'ETR

Dans cette annexe est expliquée la méthode numérique de Monte Carlo utilisée pour résoudre l'équation de transfert radiatif (ETR).

Solution de l'ETR sous forme intégrale La méthode de Monte Carlo est une méthode de résolution numérique permettant de résoudre des équations à intégrales multiples. Dans cette partie est présentée la formulation en intégrales multiples de l'ETR. Par souci de simplicité, la source illuminant la couche de milieu diffusant est définie par une condition limite à l'entrée du milieu, et non avec un terme source $\mathcal{S}_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}})$ comme dans l'équation 2.30. La formulation intégrodifférentielle de l'ETR est donc :

$$\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) + \frac{1}{\ell_{\text{tot}}} L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi \ell_{\text{BO}}} \int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}' \to \hat{\mathbf{u}}\right) L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{u}}') d\hat{\mathbf{u}}', \tag{B.1}$$

avec ℓ_{BO} le libre parcours moyen de diffusion du brownout seul et ℓ_{tot} le libre parcours moyen d'extinction comprenant la diffusion par le brownout et l'absorption de l'atmosphère.

Une transformée de Fourier spatiale est appliquée à l'équation précédente :

$$\left(i\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{u}} + \frac{1}{\ell_{\text{tot}}}\right) L(\mathbf{k}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi \ell_{\text{BO}}} \int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}' \to \hat{\mathbf{u}}\right) L(\mathbf{k}, \hat{\mathbf{u}}') d\hat{\mathbf{u}}'. \tag{B.2}$$

La luminance $L(\mathbf{k}, \hat{\mathbf{u}})$ peut donc s'écrire

$$L(\mathbf{k}, \hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi \ell_{\text{BO}} \left(i\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{u}} + \frac{1}{\ell_{\text{tot}}}\right)} \int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}' \to \hat{\mathbf{u}}\right) L(\mathbf{k}, \hat{\mathbf{u}}') d\hat{\mathbf{u}}'. \tag{B.3}$$

Le préfacteur de l'intégrale peut s'écrire sous forme d'intégrale :

$$L(\mathbf{k},\hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi\ell_{\mathrm{BO}}}\int_0^\infty \exp\left[-\left(i\mathbf{k}\cdot\hat{\mathbf{u}} + \frac{1}{\ell_{\mathrm{tot}}}\right)s\right]ds \int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}'\to\hat{\mathbf{u}}\right)L(\mathbf{k},\hat{\mathbf{u}}')d\hat{\mathbf{u}}' \tag{B.4}$$

ce qui se réécrit aussi

$$L(\mathbf{k},\hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi\ell_{\mathrm{BO}}}\int_0^\infty \exp\left(\frac{-s}{\ell_{\mathrm{tot}}}\right)\left[\int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}'\to\hat{\mathbf{u}}\right)L(\mathbf{k},\hat{\mathbf{u}}')\exp\left(-i\mathbf{k}\cdot\hat{\mathbf{u}}s\right)d\hat{\mathbf{u}}'\right]ds. \tag{B.5}$$

Finalement, une transformée de Fourier inverse est appliquée :

$$L(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi\ell_{\mathrm{BO}}}\int_0^\infty \exp\left(\frac{-s}{\ell_{\mathrm{tot}}}\right)\left[\int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}'\to\hat{\mathbf{u}}\right)L(\mathbf{r}-\hat{\mathbf{u}}s,\hat{\mathbf{u}}')d\hat{\mathbf{u}}'\right]ds. \tag{B.6}$$

La méthode de Monte Carlo permet de calculer de manière stochastique la solution de cette équation intégrale, et donc de l'ETR.

Les contributions à la longueur d'extinction totale ℓ_{tot} sont considérées séparément. Autrement dit :

$$L(\mathbf{r},\hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{4\pi\ell_{\mathrm{BO}}}\int_0^\infty \exp\left(\frac{-s}{\ell_{\mathrm{atm}}}\right)\exp\left(\frac{-s}{\ell_{\mathrm{BO}}}\right)\left[\int_{4\pi} p\left(\hat{\mathbf{u}}'\to\hat{\mathbf{u}}\right)L(\mathbf{r}-\hat{\mathbf{u}}s,\hat{\mathbf{u}}')d\hat{\mathbf{u}}'\right]ds. \tag{B.7}$$

Le terme $\exp\left(-s/\ell_{\mathrm{atm}}\right)$ agit comme un simple facteur. Le terme $\int_0^\infty \exp\left(-s/\ell_{\mathrm{BO}}\right)/\ell_{\mathrm{BO}}ds$ permet d'extraire une densité de probabilité qui évalue la distance à partir de laquelle il peut y avoir un événement de diffusion. La densité de probabilité est donc

$$g(d) = \frac{1}{\ell_{\mathrm{BO}}}\int_0^d \exp\left(\frac{-s}{\ell_{\mathrm{BO}}}\right)ds = 1-\exp\left(\frac{-d}{\ell_{\mathrm{BO}}}\right), \tag{B.8}$$

où $g(d)$ prend des valeurs comprises entre 0 et 1. Si un nombre a est tiré aléatoirement entre 0 et 1 tel que $g(d)=a$, la distance probable d à partir de laquelle il y a un événement de diffusion est obtenue :

$$d = -\ell_{\mathrm{BO}}\log\left(1-a\right) \tag{B.9}$$

Source Dans le modèle est choisie une source de luminance constante L_0 dans son cône d'illumination de demi-angle d'ouverture θ_0. La puissance de la source, entre la direction $\mu_0=\cos\theta_0$ et $y=\cos\theta$ peut s'écrire :

$$P_0(y) = \int_{\mu_0}^{y} L_0\frac{2}{1-\mu_0^2}\mu d\mu = L_0 g_0(y), \tag{B.10}$$

avec $g_0(y)$ la densité de probabilité d'émission d'un photon de la source dans la direction y. Dans la simulation, les photons sont en effet envoyés un par un dans le milieu. La densité

de probabilité g_0 définissant la direction d'émission d'un photon est

$$g_0(y) = \frac{y^2 - \mu_0^2}{1 - \mu_0^2}. \tag{B.11}$$

La direction d'émission $\hat{\mathbf{u}}_\mathbf{y}$ est évaluée telle que $g_0(y) = a$ avec a un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. Le cosinus y par rapport à l'axe principal de la source définissant la direction $\hat{\mathbf{u}}_\mathbf{y}$ d'émission s'écrit donc :

$$y = \sqrt{\mu_0^2 + a(1 - \mu_0^2)}. \tag{B.12}$$

L'angle de révolution ϕ autour de l'axe principal de la source est tiré aléatoirement selon une loi uniforme :

$$\phi = 2\pi a, \tag{B.13}$$

avec a un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

Milieu diffusant Le milieu diffusant présente les mêmes caractéristiques que dans le modèle analytique. La longueur d'atténuation est en particulier donnée par l'équation (2.2) et la fonction de phase est exprimée par l'équation (2.32).

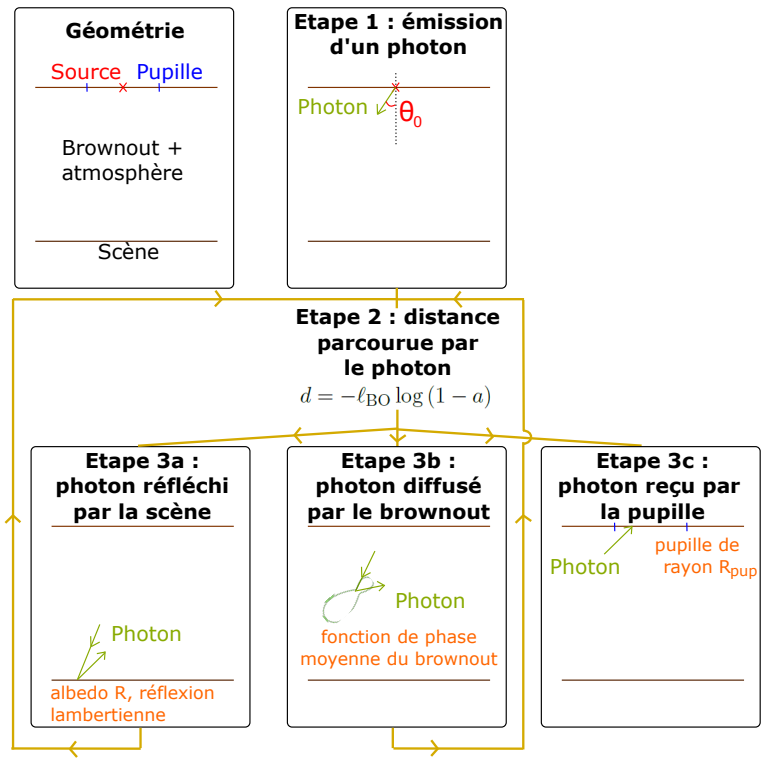


FIGURE B.1 – Etapes de la simulation Monte Carlo pour résoudre l'ETR.

Structure de la simulation Monte Carlo Afin de résoudre l'équation B.7, un nombre N très grand de photons est envoyé dans le milieu. Nous listons ici les différentes étapes que peut subir un de ces photons lors de la simulation Monte Carlo. L'explication est illustrée par la figure B.1.

Tout d'abord (étape 1), un photon d'énergie $E = 1$ est envoyé suivant la direction $\hat{\mathbf{u}}_\mathbf{y}$ définie par l'équation B.12.

Ensuite (étape 2), la distance d parcourue par le photon pour laquelle il serait probablement diffusé est évaluée avec l'équation B.9.

Par la suite, trois différentes étapes sont possibles. Une première possibilité (étape 3a) est que le photon intersecte la scène à imager. Le photon est alors réfléchi par la scène lambertienne d'albedo R. La scène étant lambertienne, la direction de réflexion est tirée aléatoirement selon une fonction uniforme sur 2π sr. L'énergie réfléchie du photon devient alors

$$E(t) = RE(t-1)\exp\left[-s\left(\frac{1}{\ell_{\text{abs}}} + \frac{1}{\ell_{\text{atm}}}\right)\right], \tag{B.14}$$

où $E(t-1)$ est l'énergie du photon à l'étape précédente, s est la distance parcourue par le photon depuis l'étape précédente et ℓ_{abs} est le libre parcours moyen d'absorption dans le brownout seul (qui est en réalité négligeable). La nouvelle distance parcourue par le photon est ensuite à nouveau évaluée par l'étape 2.

Une seconde possibilité (étape 3b) est que le photon soit dans le milieu. Le photon est alors diffusé dans une autre direction définie par la fonction de phase p qui exprime la probabilité de diffusion d'une direction $\hat{\mathbf{u}}'$ vers $\hat{\mathbf{u}}$. L'énergie du photon diffusée est simplement atténuée par la partie absorbante du brownout et l'atmosphère :

$$E(t) = E(t-1)\exp\left[-s\left(\frac{1}{\ell_{\text{abs}}} + \frac{1}{\ell_{\text{atm}}}\right)\right]. \tag{B.15}$$

La nouvelle distance parcourue par le photon est ensuite à nouveau évaluée par l'étape 2.

Finalement, la dernière possibilité (étape 3c) est que le photon soit reçu par la pupille définie par son rayon R_{pup}. L'expression de la nouvelle énergie du photon s'exprime aussi par l'équation B.15. La boucle est finie et un nouveau photon est envoyé dans le milieu avec l'étape 1.

Dans la simulation Monte Carlo, les photons venant de toutes les directions et intersectant la pupille sont comptabilisés. La sélection en angle définie par l'ouverture θ_{pix} du pixel centré sur l'axe optique est ensuite réalisée sur Matlab. L'ouverture du pixel est beaucoup plus faible que la résolution angulaire $d\mu$ de la simulation Monte Carlo mais le flux est

constant sur cette plage angulaire. Ainsi, la puissance totale reçue par le pixel est

$$P = \frac{P(\mu = 1) - P(\mu = 1 - d\mu)}{d\mu} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \theta_{\text{pix}}^2 / \pi}} \right). \tag{B.16}$$

L'ouverture du pixel exprimée par le terme entre parenthèses est obtenue en supposant le pixel circulaire.

Bibliographie

[1] J. Milluzzo and J. G. Leishman. Assessment of Rotorcraft Brownout Severity in Terms of Rotor Design Parameters. *Journal of the American Helicopter Society*, 55(3) :32009, 2010.

[2] A. Davis. The Use of Commercial Remote Sensing Predicting Helicopter Brownout Conditions. Master's thesis, Monterey, California. Naval Postgraduate School, 09 2007.

[3] C. Cowherd. . Technical report, Midwest Research Inst Kansas City MO, 2007.

[4] A. Stambler, S. Spiker, M. Bergerman, and S. Singh. Toward autonomous rotorcraft flight in degraded visual environments: experiments and lessons learned. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2016*, volume 9839, pages 9839 – 9839 – 12, 2016.

[5] B. Sykora. BAE systems brownout landing aid system technology (BLAST) system overview and flight test results. In *Airborne Intelligence, Surveillance, Reconnaissance (ISR) Systems and Applications IX*, volume 8360, pages 8360 – 8360 – 15, 2012.

[6] T. E. Dillon, C. A. Schuetz, R. D. Martin, D. G. Mackrides, S. Shi, P. Yao, K. Shreve, C. Harrity, and D. W. Prather. Passive, real-time millimeter wave imaging for degraded visual environment mitigation. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2015*, volume 9471, pages 9471 – 9471 – 9, 2015.

[7] H. O. Everitt, W. D. Caraway, and J. T. Richard. Terahertz (THz) Radar: A Solution for Degraded Visibility Environments (DVE). Technical report, Army Research, Development and Engineering Command Redstone Arsenal United States, 2016.

[8] R. C. Allen, W. B. Blanton, E. Schramm, and R. Mitra. Strategies for reducing SWAP-C and complexity in DVE sensor systems. In *Degraded Environments : Sensing, Processing, and Display 2017*, volume 10197, pages 10197 – 10197 – 8, 2017.

[9] M. J. Rosker and H. B. Wallace. Imaging through the atmosphere at terahertz frequencies. In *2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*, pages 773–776, June 2007.

[10] R. D. Martin, C. A. Schuetz, T. E. Dillon, D. G. Mackrides, P. Yao, S. Shi, and D. W. Prather. Design of a distributed aperture millimeter-wave imaging system for 'see-through'imaging in rotary craft induced degraded visual environments. In *Millimetre Wave and Terahertz Sensors and Technology IV*, volume 8188, pages 8188 – 8188 – 10, 2011.

[11] D. Wikner. Millimeter-wave propagation through a controlled dust environment. In *Passive Millimeter-Wave Imaging Technology X*, volume 6548, pages 6548 – 6548 – 9, 2007.

[12] S. T. Fiorino, R. J. Bartell, M. J. Krizo, S. L. Marek, M. J. Bohn, R. M. Randall, and Cusumano S. J. A computational tool for evaluating THz imaging performance in brownout or whiteout conditions at land sites throughout the world. In *Atmospheric Propagation VI*, volume 7324, pages 7324 – 7324 – 12, 2009.

[13] S. T. Fiorino, P. M. Grice, M. J. Krizo, R. J. Bartell, J. D. Haiducek, and S. J. Cusumano. Lab measurements to support modeling terahertz propagation in brownout conditions. In *Terahertz Physics, Devices, and Systems IV : Advanced Applications in Industry and Defense*, volume 7671, pages 7671 – 7671 – 11, 2010.

[14] J. A. Fiorino, S. T. andDeibel, P. M. Grice, M. H. Novak, J. Spinoza, L. Owens, and S. Ganti. A technique to measure optical properties of brownout clouds for modeling terahertz propagation. *Applied optics*, 51(16) :3605–3613, Jun 2012.

[15] R. Ceolato, B. Tanguy, C. Martin, T. Huet, P. Chervet, G. Durand, N. Riviere, L. Hespel, N. Diakonova, D. But, W. Knap, J. Meilhan, B. Delplanque, J. Oden, and F. Simoens. Performance evaluation of active sub-Terahertz systems in Degraded Visual Environments (DVE). In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2016*, volume 9839, pages 983906–10, 2016.

[16] M. Naftaly and R. E. Miles. Terahertz time-domain spectroscopy of silicate glasses and the relationship to material properties. *Journal of Applied Physics*, 102(4) :043517, 2007.

[17] H. G. Houghton. The Size and Size Distribution of Fog Particles. *Physics*, 2(6) :467–475, 1932.

[18] F. Mars. *Spatial disorientation in aeronautics: Contribution of integrative Neuroscience to the design of cockpit displays.* PhD thesis, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, December 2001.

[19] Rapport d'enquête de sécurité - BEAD-air-T-2013-010-A. Technical report, DGA - Ministère des Armées, 2013.

[20] B. A. Swanson. Investigating the Impacts of Particle Size and Wind Speed on Brownout. Technical report, Air Force Inst of Tech Wright-Patterson AFB OH Graduate School of Engineering and Management, 2015.

[21] S. J. Rodgers. Evaluation of the Dust Cloud Generated by Helicopter Rotor Downwash. Technical report, MSA Research Corp Evans City PA, 1968.

[22] O. D. Wong and P. E. Tanner. Photogrammetric Measurements of an EH-60L Brownout Cloud. In *American Helicopter Society 66th Annual Forum*, volume 3, pages 1980–1994. AHS International, 2010.

[23] P. E. Tanner. Photogrammetric Characterization of a Brownout Cloud. In *American Helicopter Society 66th Annual Forum*. AHS International, May 2011.

[24] C. Phillips. *Computational Study of Rotorcraft Aerodynamics in Ground Effect and Brownout.* PhD thesis, University of Glasgow, 2010.

[25] S. Ghosh, M. Lohry, and R. Rajagopalan. Rotor Configurational Effect on Rotorcraft Brownout. In *28th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, page 4238, 2010.

[26] S. Ghosh. Configurational effect on dust cloud formation and brownout. *Digital Repository@ Iowa State University*, 2010.

[27] D. A. Wachspress, G. R. Whitehouse, J. D. Keller, K. Yu, P. Gilmore, M. Dorsett, and K. McClure. A High Fidelity Brownout Model For Real-Time Flight Simulations

And Trainers. In *American Helicopter Society 65th Annual Forum*. AHS International, 2009.

[28] J. G. Leishman. Rotorcraft Brownout Advanced Understanding, Control, and Mitigation. Technical report, Maryland Univ College Park Dept of Aerospace Engineering, 2014.

[29] J. S. Marshall and W. Mc K. Palmer. The distribution of raindrops with size. *Journal of Meteorology*, 5(4) :165–166, 1948.

[30] Z. P. Szoboszlay, R. A. McKinley, S. R. Braddom, W. W. Harrington, H. N. Burns, and J. C. Savage. Landing an H-60 helicopter in brownout conditions using 3D-LZ displays. In *American Helicopter Society 66th Annual Forum*. AHS International, 2010.

[31] E. Trickey, P. Church, and X. Cao. Characterization of the OPAL obscurant penetrating LiDAR in various degraded visual environments. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2013*, volume 8737, pages 8737 – 8737 – 9, 2013.

[32] J. T. Murray, J. Seely, J. Plath, E. Gotfredson, J. Engel, B. Ryder, N. Van Lieu, R. Goodwin, T. Wagner, G. Fetzer, et al. Dust-penetrating (DUSPEN) see-through lidar for helicopter situational awareness in DVE. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2013*, volume 8737, pages 8737 – 8737 – 8, 2013.

[33] P. Church, K. Borribanbunpotkat, E. Trickey, P. Iles, and M. Sekerka. Overview of the commercial OPAL LiDAR optimized for rotorcraft platforms operating in degraded visual environments. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2014*, volume 9087, pages 9087 – 9087 – 7, 2014.

[34] T. E. Laux and C.-I. Chen. 3D flash LIDAR vision systems for imaging in degraded visual environments. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2014*, volume 9087, pages 9087 – 9087 – 12, 2014.

[35] R. R Reibel, P. A Roos, B. M. Kaylor, T. J. Berg, and J. R. Curry. Imaging through obscurants with a heterodyne detection-based LADAR System. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2014*, volume 9087, pages 9087 – 9087 – 8, 2014.

[36] T. Münsterer, T. Schafhitzel, M. Strobel, P. Völschow, S. Klasen, and F. Eisenkeil. Sensor-enhanced 3D conformal cueing for safe and reliable HC operation in DVE in all flight phases. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2014*, volume 9087, pages 9087 – 9087 – 11, 2014.

[37] T. Münsterer, M. Kress, D. Fadljevic, M. Lupton, G. Passey, and T. Lamb. Combining IR imagery and 3D lidar based symbology for a helicopter DVE support system. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2015*, volume 9471, pages 9471 – 9471 – 11, 2015.

[38] X. Cao, P. Church, and J. Matheson. Characterization of the OPAL LiDAR under controlled obscurant conditions. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2016*, volume 9839, pages 9839 – 9839 – 11, 2016.

[39] J. Savage, S. Goodrich, and H. N. Burns. Three-dimensional landing zone ladar. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2016*, volume 9839, pages 9839 – 9839 – 15, 2016.

[40] M. Zimmermann. Flight test results of helicopter approaches with trajectory guidance based on in-flight acquired LIDAR data. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2016*, volume 9839, pages 9839 – 9839 – 18, 2016.

[41] H. C. van de Hulst. *Light scattering by small particles*. Dover Publications, 1981.

[42] C. A. Schuetz, E. L. Stein, J. Samluk, D. Mackrides, J. P. Wilson, R. D. Martin, T. E. Dillon, and D. W. Prather. Studies of millimeter-wave phenomenology for helicopter brownout mitigation. In *Millimetre Wave and Terahertz Sensors and Technology II*, volume 7485, pages 7485 – 7485 – 8, 2009.

[43] B. Sykora. Rotorcraft visual situational awareness solving the pilotage problem for landing in degraded visual environments. In *American Helicopter Society 65th Annual Forum*. AHS International, 2009.

[44] D. S. Goshi, Y. Liu, K. Mai, L. Bui, and Y. Shih. Recent advances in 94 GHz FMCW imaging radar development. In *Microwave Symposium Digest, 2009. MTT'09. IEEE MTT-S International*, pages 77–80. IEEE, 2009.

[45] D. S. Goshi, T. J. Case, J. B. McKitterick, and L. Q. Bui. Multifunctional millimeter-wave radar system for helicopter safety. In *Radar Sensor Technology XVI*, volume 8361, pages 8361 – 8361 – 11, 2012.

[46] J. Cross, J. Schneider, and P. Cariani. MMW radar enhanced vision systems: the Helicopter Autonomous Landing System (HALS) and Radar-Enhanced Vision System (REVS) are rotary and fixed wing enhanced flight vision systems that enable safe flight operations in degraded visual environments. In *Degraded Visual Environments : Enhanced, Synthetic, and External Vision Solutions 2013*, volume 8737, pages 8737 – 8737 – 13, 2013.

[47] T. E. Dillon, C. A. Schuetz, R. D. Martin, E. L. Stein Jr, J. P. Samluk, D. G. Mackrides, M. S. Mirotznik, and D. W. Prather. Optical configuration of an upconverted millimeter-wave distributed aperture imaging system. In *Millimetre Wave and Terahertz Sensors and Technology II*, volume 7485, pages 7485 – 7485 – 12, 2009.

[48] D. G. Mackrides, C. A. Schuetz, R. D. Martin, T. E. Dillon, P. Yao, and D. W. Prather. Progress toward a video-rate, passive millimeter-wave imager for brownout mitigation. In *Passive Millimeter-Wave Imaging Technology XIV*, volume 8022, pages 802203–802203–7, 2011.

[49] S. Kozacik, A. Paolini, J. Bonnett, C. Harrity, D. Mackrides, T. E. Dillon, R. D. Martin, C. A. Schuetz, E. Kelmelis, and D. W. Prather. Real-time image processing for passive mmW imagery. In *Passive and Active Millimeter-Wave Imaging XVIII*, volume 9462, pages 9462 – 9462 – 5, 2015.

[50] A. Wright, R. Martin, C. Schuetz, S. Shi, Y. Zhang, P. Yao, K. Shreve, T. E. Dillon, D. G. Mackrides, C. E. Harrity, and D. W. Prather. Module integration and amplifier design optimization for optically enabled passive millimeter-wave imaging. In *Passive and Active Millimeter-Wave Imaging XIX*, volume 9830, page 98300C. International Society for Optics and Photonics, 2016.

[51] C. Seidel, I. Schwartz, and P. Kielhorn. Helicopter collision avoidance and brown-out recovery with HELLAS. In *Electro-Optical Remote Sensing, Photonic Technologies, and Applications II*, volume 7114, pages 7114 – 7114 – 8, 2008.

[52] T. Davis and L. Centolanze. Laser Obstacle Detection System Flight Testing. Technical report, Army Aviation Systems Command Fort Eustis VA Aviation Applied Technology Directorate, 2003.

[53] H-U Doehler, T. Lüken, and R. Lantzsch. ALLFlight: a full scale enhanced and synthetic vision sensor suite for helicopter applications. In *Enhanced and Synthetic Vision 2009*, volume 7328, page 73280F, 2009.

[54] T. Lüken, N. Peinecke, S. Schmerwitz, and H.-U. Döhler. ALLFlight-Helicopter Flight Trials under DVE conditions with an AI-130 mmW radar system. In *37th European Rotorcraft Forum*, Sep 2011.

[55] W. L. Chan, J. Deibel, and D. M. Mittleman. Imaging with terahertz radiation. *Reports on Progress in Physics*, 70(8) :1325, 2007.

[56] B. B. Hu and M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves. *Optics letters*, 20(16) :1716–1718, Aug 1995.

[57] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles. *Applied Physics Letters*, 45(3) :284–286, 1984.

[58] S. S. Dhillon, M. S. Vitiello, E. H. Linfield, A. G. Davies, M. C. Hoffmann, J. Booske, C. Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, G. P. Williams, E. Castro-Camus, D. R. S. Cumming, F. Simoens, I. Escorcia-Carranza, J. Grant, S. Lucyszyn, M. Kuwata-Gonokami, K. Konishi, M. Koch, C. A. Schmuttenmaer, T. L. Cocker, R. Huber, A. G. Markelz, Z. D. Taylor, V. P. Wallace, J. A. Zeitler, J. Sibik, T. M. Korter, B. Ellison, S. Rea, P. Goldsmith, K. B. Cooper, R. Appleby, D. Pardo, P. G. Huggard, V. Krozer, H. Shams, M. Fice, C. Renaud, A. Seeds, A. Stöhr, M. Naftaly, N. Ridler, R. Clarke, J. E. Cunningham, and M. B. Johnston. The 2017 terahertz science and technology roadmap. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 50(4) :043001, 2017.

[59] D. M. Mittleman. Twenty years of terahertz imaging. *Optics Express*, 26(8) :9417–9431, Apr 2018.

[60] K.-E. Peiponen, A. Zeitler, and M. Kuwata-Gonokami. *Terahertz spectroscopy and imaging*, volume 171. Springer, 2012.

[61] D. T. Nguyen, F. Simoens, J. L. Ouvrier-Buffet, J. Meilhan, and J. L. Coutaz. Broadband THz Uncooled Antenna-Coupled Microbolometer Array – Electromagnetic Design, Simulations and Measurements. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2(3) :299–305, May 2012.

[62] F. Simoens, J. Meilhan, S. Gidon, G. Lasfargues, J. Lalanne Dera, J. L. Ouvrier-Buffet, S. Pocas, W. Rabaud, F. Guellec, B. Dupont, et al. Antenna-coupled microbolometer based uncooled 2D array and camera for 2D real-time terahertz imaging. In *Terahertz Emitters, Receivers, and Applications IV*, volume 8846, pages 8846 – 8846 – 10, 2013.

[63] W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Łusakowski, K. Karpierz, M Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. El Fatimy, Y. M. Meziani, and T. Otsuji. Field Effect Transistors for Terahertz Detection: Physics and First Imaging Applications. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 30(12) :1319–1337, Dec 2009.

[64] J. Grzyb, H. Sherry, Y. Zhao, R. Al Hadi, A. Cathelin, A. Kaiser, and U. Pfeiffer. Real-time video rate imaging with a 1k-pixel THz CMOS focal plane array. In *Passive and Active Millimeter-Wave Imaging XV*, volume 8362, page 83620C. International Society for Optics and Photonics, 05 2012.

[65] K. B. Cooper, R. J. Dengler, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Gill, A. Skalare, I. Mehdi, and P. H. Siegel. A high-resolution imaging radar at 580 GHz. *IEEE Microwave and wireless components letters*, 18(1) :64–66, 2008.

[66] A. Oran, S. Ozharar, and I. Ozdur. Three-dimensional imaging in degraded visual field. *Journal of Physics : Conference Series*, 707(1) :012032, 2016.

[67] J. N. Sanders-Reed. Applications and challenges for MMW and THz sensors. In *Micro- and Nanotechnology Sensors, Systems, and Applications VII*, volume 9467, pages 9467 – 9467 – 13, 2015.

[68] T. S. Chu. Effects of sandstorms on microwave propagation. *Bell System Technical Journal*, 58(2) :549–555, Feb 1979.

[69] J. Goldhirsh. A parameter review and assessment of attenuation and backscatter properties associated with dust storms over desert regions in the frequency range of 1 to 10 GHz. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 30(6) :1121–1127, November 1982.

[70] J. Goldhirsh. Attenuation and backscatter from a derived two-dimensional duststorm model. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 49(12) :1703–1711, Dec 2001.

[71] V.V. Belov. Statistical modeling of imaging process in active night vision systems with gate-light detection. *Applied Physics B*, 75(4-5) :571–576, Oct 2002.

[72] V. V. Belov, V. N. Abramochkin, Yu. V. Gridnev, A. N. Kudryavtsev, V. S. Kozlov, R. F. Rakhimov, V. P. Shmargunov, and M. V. Tarasenkov. Experimental study of the influence of optical characteristics of a medium on the image quality in optoelectronic systems with backscattered noise signal selection. *Atmospheric and Oceanic Optics*, 30(5) :429–434, Sep 2017.

[73] F. Taillade, E. Belin, and E. Dumont. An analytical model for backscattered luminance in fog: comparisons with Monte Carlo computations and experimental results. *Measurement Science and Technology*, 19(5) :055302, March 2008.

[74] N. A. Salmon. Outdoor Passive Millimeter-Wave Imaging: Phenomenology and Scene Simulation. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 66(2) :897–908, February 2018.

[75] Md. Islam, Z. Elabdin, O. Elshaikh, O. Khalifa, A. H. M. Z. Alam, S. Khan, and A. Wathik Naji. Prediction of signal attenuation due to duststorms using mie scattering. *IIUM Engineering Journal*, 11(1) :71–87, 05 2010.

[76] A. J. Ansari and B. G. Evans. Microwave propagation in sand and dust storms. In *IEE Proceedings F (Communications, Radar and Signal Processing)*, volume 129, pages 315–322. IET, October 1982.

[77] D. Wikner. Millimeter-Wave Propagation Measurement Through a Dust Tunnel. Technical report, Army Research Lab Adelphi MD Sensors and Electron Devices Directorate, 2008.

[78] M. Naftaly and R. E. Miles. Terahertz Time-Domain Spectroscopy for Material Characterization. *Proceedings of the IEEE*, 95(8) :1658–1665, Aug 2007.

[79] S. T. Fiorino, R. J. Bartell, M. J. Krizo, G. L. Caylor, K. P. Moore, T. R. Harris, and S. J. Cusumano. A first principles atmospheric propagation and characterization

tool: the laser environmental effects definition and reference (LEEDR). In *Atmospheric Propagation of Electromagnetic Waves II*, volume 6878, pages 6878 – 6878 – 12. International Society for Optics and Photonics, 2008.

[80] S. T. Fiorino, R. J. Bartell, M. J. Krizo, K. P. Moore, and S. J. Cusumano. Validation of a worldwide physics-based, high spectral resolution atmospheric characterization and propagation package for UV to RF wavelengths. In *Atmospheric Optics : Models, Measurements, and Target-in-the-Loop Propagation II*, volume 7090, pages 7090 – 7090 – 12. International Society for Optics and Photonics, 2008.

[81] P. Koepke, M. Hess, I. Schult, and E. P. Shettle. "Global Aerosol Data Set" MPI Meteorologie Hamburg Report No.243, 44. Technical report, Max-Planck-Institut für Meteorologie, 1997.

[82] M. Hess, P. Koepke, and I. Schult. Optical properties of aerosols and clouds: The software package OPAC. *Bulletin of the American meteorological society*, 79(5) :831–844, 1998.

[83] E. P. Shettle and R. W. Fenn. Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. Technical report, September 1979.

[84] S. L. Marek. A Computational Tool for Evaluating THz Imaging Performance in Brownout Conditions at Land Sites Throughout the World. Master's thesis, March 2009.

[85] C. D Stoik, M. J. Bohn, and J. L. Blackshire. Nondestructive evaluation of aircraft composites using transmissive terahertz time domain spectroscopy. *Optics Express*, 16(21) :17039–17051, Oct 2008.

[86] R. Ceolato, N. Diakonova, J. Meilhan, and W. Knap. Determination of the subterahertz attenuation of brownout clouds generated by rotorcraft. In *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, pages 1–2. IEEE, Aug 2017.

[87] F. Simoens and J. Meilhan. Terahertz real-time imaging uncooled array based on antenna-and cavity-coupled bolometers. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 372(2012), 2014.

[88] C. K. Wentworth. A Scale of Grade and Class Terms for Clastic Sediments. *The Journal of Geology*, 30(5) :377–392, 1922.

[89] R. Kitamura, L. Pilon, and M. Jonasz. Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature. *Applied optics*, 46(33) :8118–8133, Nov 2007.

[90] Peter K Cheo. Far-infrared laser system for detection of defects in polyethylene-insulated power cables. *Optics letters*, 2(2) :42–44, 1978.

[91] 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(5) :051103, 2008.

[92] Aparajita Bandyopadhyay, Amartya Sengupta, Robert B. Barat, Dale E. Gary, John F. Federici, Minghan Chen, and David B. Tanner. Effects of Scattering on THz Spectra of Granular Solids. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 28(11) :969–978, Nov 2007.

[93] Frédéric Garet, Maxence Hofman, Jérôme Meilhan, François Simoens, and Jean-Louis Coutaz. Evidence of Mie scattering at terahertz frequencies in powder materials. *Applied Physics Letters*, 105(3) :031106, 2014.

[94] Philip Born, Karsten Holldack, and Matthias Sperl. Particle characterization using THz spectroscopy. *Granular Matter*, 17(5) :531–536, Oct 2015.

[95] High-Performance Passive/Active Radiometric MMW Imaging Using Thinned Arrays. Technical report, NATO, 2015.

[96] G. Hänel. The Properties of Atmospheric Aerosol Particles as Functions of the Relative Humidity at Thermodynamic Equilibrium with the Surrounding Moist Air. *Advances in Geophysics*, 19 :73–188, 1976.

[97] C. Levoni, M. Cervino, Guzzi R., and F. Torricella. Atmospheric aerosol optical properties: a database of radiative characteristics for different components and classes. *Applied optics*, 36(30) :8031–8041, Oct 1997.

[98] C. F. Bohren and D. R. Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles.* John Wiley & Sons, 1983.

[99] Z. Gu, W. Wei, J. Su, and C. W. Yu. The role of water content in triboelectric charging of wind-blown sand. *Scientific Reports*, 3 :1337, March 2013.

[100] X. Zheng, R. Zhang, and H. Huang. Theoretical modeling of relative humidity on contact electrification of sand particles. *Scientific Reports*, 4 :4399, March 2014.

[101] J. R. Simonson. The laws of black- and grey-body radiation. In *Engineering Heat Transfer*, pages 208–235. Macmillan Education UK, London, 1988.

[102] R. Piesiewicz, C. Jansen, S. Wietzke, D. Mittleman, M. Koch, and T. Kürner. Properties of Building and Plastic Materials in the THz Range. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 28(5) :363–371, May 2007.

[103] P. de Bernardis, S. Masi, and C. A. Wuensche. Precision measurements of the cosmic microwave background. *AIP Conference Proceedings*, 1693(1) :050001, 2015.

[104] S. Chandrasekhar. *Radiative transfer.* Dover Publications, 1960.

[105] A. Marshak and A. Davis. *3D radiative transfer in cloudy atmospheres*, chapter 3, page 213. Springer Science & Business Media, 2005.

[106] T. A. Sjaardema, C. S. Smith, and G. C. Birch. History and Evolution of the Johnson Criteria. Technical report, Sandia National Lab., Albuquerque, NM (United States), 7 2015.

[107] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier optics.* Roberts and Company Publishers, 2005.

[108] M. C. Hoffmann. *Novel Techniques in THz-Time-Domain-Spectroscopy.* PhD thesis, Université de Fribourg-en-Brisgau, 2006.

[109] M. Naftaly. *Terahertz Metrology.* Artech House Publishers, 2015.

[110] Sophocles J. Orfanidis. *Electromagnetic Waves and Antennas.* ECE Department – Rutgers University, 2016.

[111] Chen-To Tai and C. Pereira. An approximate formula for calculating the directivity of an antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 24(2) :235–236, March 1976.

[112] M. van Exter, Ch. Fattinger, and D. Grischkowsky. Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor. *Optics letters*, 14(20) :1128–1130, Oct 1989.

[113] W. Withayachumnankul, B. M. Fischer, and D. Abbott. Numerical removal of water vapour effects from terahertz time-domain spectroscopy measurements. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 464, pages 2435–2456. The Royal Society, 2008.

Résumé

Le *brownout* est un nuage de sable soulevé par le souffle du rotor de l'hélicoptère en milieu désertique. Ce nuage peut être épais de plusieurs dizaines de mètres et atténue, voire annule, la visibilité du pilote. Une solution est d'embarquer sur l'aéronef un système d'imagerie qui permettrait de visualiser la zone d'atterrissage à travers ce nuage de sable. Un tel système doit présenter des propriétés particulières. L'onde doit pouvoir pénétrer à travers le milieu diffusant et apporter une résolution suffisante pour détecter des obstacles. Le système doit aussi être compact et fonctionner en temps réel.
La bande sub-terahertz semble la plus appropriée car elle répond *a priori* à tous ces critères. A notre connaissance, aucune étude théorique complète évalue les performances d'un imageur sub-térahertz en condition de brownout. De plus, certaines évaluations expérimentales réalisées jusqu'à aujourd'hui semblent incohérentes entre elles.
Nous proposons donc un modèle complet, que nous avons confronté avec succès avec une simulation Monte Carlo, pour évaluer les performances d'un tel imageur. Dans un second temps, nous présentons une expérience originale de mesure d'atténuation simultanée dans le térahertz et le visible par une suspension de sable. L'efficacité d'extinction dans la bande THz peut directement être extraite de ces mesures simultanées. Nous pouvons aussi déduire la densité des particules en suspension ainsi que l'indice de réfraction des particules dans le THz.

Mots Clés

diffusion, térahertz, imagerie, spectromètre térahertz temporel

Abstract

Brownouts are sand clouds stirred by the airflow of the helicopter rotor in arid areas. This cloud can be tens-of-meters thick and reduces or even cancels the pilot's visibility. A solution is to provide an imaging system embedded on the helicopter that would allow the pilot to visualize the landing area through the sand cloud. Such a system must meet specific criteria. The wave must be able to penetrate the scattering medium and give a sufficient resolution to detect obstacles. The system must also be compact and must work in real time.
The sub-terahertz band seems to be the most adequate because it *a priori* complies with all the requirements. To our knowledge, the performance a sub-terahertz imaging system in brownout condition has never been completely evaluated yet. Besides, some of the existing experimental studies do not seem to be consistent between each other.
Thus, we propose an accurate model, which was successfully compared to a Monte Carlo simulation, to evaluate the efficiency of such an imager. Second, we present an innovative experiment to measure simultaneously the attenuation by suspended sand in the terahertz and the visible bands. The extinction efficiency in the THz band can directly be known from these simultaneous measurements. The density of suspended particles and their refractive index in the THz band can also be deduced.

Keywords

scattering, terahertz, imaging, terahertz time-domain spectrometer