Université Fédérale
Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

Présentée et soutenue par :
Erwan BERNARD

le lundi 23 novembre 2015

Titre :

Comparaison théorique et expérimentale des performances après traitement de l'imagerie active et de l'IR2 dans des conditions dégradées

---

École doctorale et discipline ou spécialité :
ED AA : Physique et Automatique, Signal, Productique, Robotique

Unité de recherche :
ISAE-ONERA OLIMPES

Directeur/trice(s) de Thèse :

M. Nicolas RIVIERE (Directeur de thèse)
M. Emmanuel ZENOU (Co-directeur de thèse)

Jury :
P. DUBUISSON, Professeur, LOA - Université de Lille - Président du jury
F. GOUDAIL, Professeur, Institut d'Optique - Rapporteur
C. ROZÉ, Professeur, Université de Rouen - Rapporteur
N. RIVIÈRE, Ingénieur de Recherche, ONERA -Directeur de thèse
E. ZENOU, Enseignant Chercheur, ISAE - Co-directeur de thèse
D. BAJON Professeur, ISAE - Examinatrice
M. RENAUDAT, Ingénieur Expert, SAGEM - Examinateur
O. MEYER, Ingénieur Expert, DGA - Examinateur

Encadrants de la thèse CIFRE :

Directeur de la thèse	Nicolas RIVIERE	Docteur – Ingénieur de Recherche (ONERA)
Co-directeur de la thèse	Emmanuel ZENOU	Docteur – Enseignant Chercheur (ISAE)
Encadrant industriel	Mathieu RENAUDAT	Ingénieur (SAGEM)
Directeur scientifique	Michel PEALAT	Expert émérite (consultant pour SAGEM)

Cette thèse a pu être réalisée grâce à un financement CIFRE associant SAGEM et le département Optique de l'ONERA. Cette thèse s'est déroulée pour moitié dans les locaux de SAGEM Massy, au sein du « pôle traitement d'image » et pour moitié sur le site de l'ONERA Toulouse dans l'équipe « Interaction Onde-matière et systèmes laser pour la Détection directe et l'Imagerie » du DOTA.

Chez SAGEM, Michel PEALAT a assuré le rôle de directeur scientifique et technique de la thèse en orientant les études sur les problématiques industrielles et Mathieu RENAUDAT a assuré le rôle d'encadrant industriel. Les principales problématiques industrielles sont la modélisation des performances des systèmes passifs et actifs et le traitement d'images. Concernant les aspects « modélisation des performances », l'expertise du pôle optronique a été mise à contribution, notamment Pierrick GUISET.

A l'ONERA, Nicolas RIVIERE a assuré le rôle de directeur de thèse et d'encadrant académique au sein du département Optique (DOTA). L'expertise de l'ONERA sur la diffusion de la lumière par des cibles et par des particules en présence dans l'atmosphère permet de mieux comprendre les effets des conditions météorologiques dégradées sur les performances des systèmes imageurs. Les installations telles que la chambre climatique (génération et contrôle de la pluie ou du brouillard) ont été mises en œuvre pour valider les résultats de simulation.

A l'ISAE-SUPAERO, Emmanuel ZENOU a assuré le rôle de co-directeur de thèse et d'encadrant académique au sein du département « Ingénierie des Systèmes Complexes » (DISC). Son expertise est centrée dans le traitement et l'analyse d'images, et plus généralement le traitement et l'analyse des mesures, afin d'exploiter au mieux les complémentarités entre les différentes techniques d'acquisition des données matricielles ou non.

Le doctorant s'est également penché sur l'exploitation d'images issues d'essais terrain réalisés sur le site de DGA TT à Bourges avec le système MILPAT (Moyen d'Imagerie Laser Pour Application Terrestre). Ce système a été spécifié et financé par la DGA et développé par SAGEM et THALES. Le démonstrateur MILPAT, qui intègre à la fois un imageur actif et un imageur IR2, est décrit plus en détail dans le manuscrit. Les essais terrain MILPAT ont été réalisés sur le site de Bourges sous la direction de la DGA TT (Vincent THOORENS) et des échanges réguliers ont eu lieu entre la DGA et SAGEM pour l'exploitation des images (Didier RIEHL et Olivier MEYER).

Résumé

L'imagerie thermique est largement utiisée dans le domaine militaire pour ses capacités de vision diurne et nocturne et sa longue portée d'observation. Cette technologie est basée sur la détection passive dans l'infrarouge. En conditions météorologiques dégradées ou quand la cible est partiellement dissimulée par du feuillage ou des filets de camouflages militaires, elle devrait être à court terme de plus en plus complémentée par un système d'imagerie active. Cette technologie est essentielle pour l'imagerie à longue portée. La technique d'imagerie dite flash 2D est basée sur une source laser impulsionnel qui illumine la scène et sur une caméra rapide synchronisée qui constitue le système d'imagerie. Ces deux technologies sont bien éprouvées en présence de conditions météorologiques claires. Les modèles TRM4 (imagerie thermique) et PERFIMA (imagerie active) sont capables de prédire correctement les performances de tels systèmes par beau temps. En revanche, en conditions dégradées telle que la pluie, le brouillard ou la neige, ces modèles deviennent non pertinents. Cette étude introduit de nouveaux modèles pour compléter les codes TRM4 et PERFIMA, et les rendre aptes à prévoir les performances dans ces conditions dégradées. Nous analysons ici plus particulièrement le temps de pluie pour l'imagerie active et l'imagerie thermique. Dans un premier temps, nous répertorions l'impact possible de la pluie sur des paramètres physiques connus (extinction, transmission, résolution spatiale, luminance de trajet, turbulence). Nous étudions ensuite les phénomènes physiques et les lois régissant les caractéristiques de la pluie. Nous avons développé des modèles physiques permettant de calculer l'impact de la pluie sur le système global d'imagerie. Enfin, nous avons simplifié et allégé ces modèles pour obtenir des modèles faciles à utiliser et à interfacer avec les codes TRM4 et PERFIMA qui sont couramment utilisés pour des applications industrielles. Ces modèles de prédiction de l'imagerie active et de l'imagerie thermique ont été confrontés à la réalité (expérience avec l'imageur MILPAT par exemple) pour être validé sur des données réelles, comme la portée des systèmes.

Mots-Clés: Imagerie Thermique - Imagerie Active - Imagerie Laser - Conditions dégradées - Pluie - Modélisations - Performances - Portée

Abstract

Thermal imaging cameras are widely used in military contexts for their day and night vision capabilities and their observation range; there are based on passive infrared sensors (*e.g.* MWIR or LWIR range). Under bad weather conditions or when the target is partially hidden (*e.g.* foliage, military camouflage) they will be more and more complemented by active imaging systems, a key technology to perform target identification at long ranges. The 2D flash imaging technique is based on a high powered pulsed laser source that illuminates the entire scene and a fast gated camera as the imaging system. Both technologies are well experienced under clear meteorological conditions; current models such as TRM4 (themal imaging) and PERFIMA (active imaging) codes are able to predict accurately the systems performances. However, under bad weather conditions such as rain, haze or snow, these models are not relevant. This study introduces new models to complete TRM4 and PERFIMA codes performances predictions under bad weather conditions for both active and infrared imaging systems. We point out rain effects on controlled physical parameters (extinction, transmission, spatial resolution, thermal background, turbulence). Then we develop physical models to describe their intrinsic characteristics and their impact on the imaging system performances. Finally, we approximate these models to have a "first order" model easy to deploy into TRM4 and PERFIMA already use for industrial applications. This theoretical work is validated on real active and infrared data, as systems range.

Mots-Clés: Thermal Imaging - Active imaging - Laser imaging - Adverse conditions - Rain - Modelling - Performances - Range

Sommaire

- SOMMAIRE i
- TABLE DES FIGURES iii
- TABLE DES TABLEAUX ix
- GLOSSAIRE x
- INTRODUCTION 1

1 TECHNIQUES D'OBSERVATION 6

1.1 IMAGERIE PASSIVE 7
1.1.1 INTRODUCTION A L'IMAGERIE INFRAROUGE 7
1.1.2 DIFFERENTS TYPES DE DETECTEURS INFRAROUGES 9
1.1.3 APPLICATIONS DE L'IMAGERIE PASSIVE INFRAROUGE 11

1.2 IMAGERIE ACTIVE 12
1.2.1 INTRODUCTION A L'IMAGERIE ACTIVE 12
1.2.2 DIFFERENTS TYPES DE SOURCES 13
1.2.3 APPLICATIONS DE L'IMAGERIE ACTIVE 15

1.3 EVALUATION DES PERFORMANCES ET CRITERES D'EVALUATION 17
1.3.1 CRITERE DE JOHNSON 17
1.3.2 PERFIMA : ESTIMATION DES PERFORMANCES DE L'IMAGERIE ACTIVE 18
1.3.3 TRM3 : ESTIMATION DES PERFORMANCES DE L'IMAGERIE THERMIQUE 23
1.3.4 AUTRES CRITERES D'EVALUATION DES PERFORMANCES 25
1.3.5 INFLUENCE DES CONDITIONS METEOROLOGIQUES DEGRADEES SUR LES PERFORMANCES DES SYSTEMES OPTRONIQUES 26

1.4 DEMONSTRATEUR MILPAT 28

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1 31

2 ISAAC : MODELISATION DE L'EFFET DE LA PLUIE SUR UN FAISCEAU LUMINEUX 36

2.1 PRINCIPE DE BASE : DESCRIPTION DU SIMULATEUR 37
2.1.1 DESCRIPTION DU RAYTRACING 38
2.1.2 MODELISATION DES OBJETS 41
2.1.3 INTERACTION AVEC LES SURFACES 42
2.1.4 MODELISATION DES EVENEMENTS 42
2.1.5 LIMITATION DE L'APPROCHE CONSIDEREE 43

2.2 MODELISATION DES GOUTTES DE PLUIE 43
2.2.1 FORME DES GOUTTES 43
2.2.2 MODELISATION DE L'INTERACTION ENTRE LA LUMIERE ET LES GOUTTES DE PLUIE 44
2.2.3 COEFFICIENT D'EFFICACITE D'EXTINCTION 46

2.3 MODELISATION DE LA REPARTITION SPATIALE DES GOUTTES DE PLUIE 48
2.3.1 DISTRIBUTIONS ET DENSITE DE PARTICULES 49
2.3.2 MODELISATION D'UNE PLUIE STATIQUE 52
2.3.3 MODELISATION STATISTIQUE DE LA PLUIE 53

2.4 SIMULATIONS FONDAMENTALES REALISEES AVEC LE CODE ISAAC 54

2.4.1 CONFIGURATION DES SIMULATIONS 54
2.4.2 SIMULATION DE L'INTERACTION AVEC UNE PARTICULE 56
2.4.3 SIMULATION DE LA PLUIE 62
2.5 TEMPS DE CALCUL 65
2.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2 67
3 EFFET DE LA PLUIE SUR LES IMAGERIES ACTIVE ET THERMIQUE 70
3.1 MODELE ANALYTIQUE DE LA TRANSMISSION (TRAJET SOURCE-OBJET) 72
3.1.1 MODELISATION DE LA TRANSMISSION A TRAVERS LA PLUIE 72
3.1.2 MODELE SIMPLIFIE DE LA TRANSMISSION 74
3.1.3 RETOUR SUR L'HYPOTHESE DE L'HOMOGENEITE SPATIALE DE LA PLUIE 75
3.1.4 CAPITALISATION DES MODELES SIMPLIFIES DANS LE CODE PERFIMA 77
3.2 MODELE NUMERIQUE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE (TRAJET OBJET-DETECTEUR) OU « MODELE D'OBTURATION » 78
3.2.1 DESCRIPTION DU MODELE NUMERIQUE 78
3.2.2 ESTIMATION DE LA PSF 80
3.2.3 EFFET DU TEMPS D'INTEGRATION 82
3.3 MODELISATION NUMERIQUE PAR LE CODE ISAAC DES EFFETS DE LA DIFFUSION SUR L'IMAGERIE ACTIVE 83
3.3.1 EFFET DE LA PLUIE SUR L'HOMOGENEITE DE LA ZONE ECLAIREE 83
3.3.2 MODELISATION DE LA RETRODIFFUSION POUR L'IMAGERIE ACTIVE 88
3.3.3 CAPITALISATION DANS PERFIMA 107
3.4 MODELISATION DE LA LUMINANCE DE TRAJET POUR L'IMAGERIE THERMIQUE 107
3.4.1 MODELE NUMERIQUE DE LA LUMINANCE DE TRAJET 108
3.4.2 MODELE ANALYTIQUE DE LA LUMINANCE DE TRAJET 110
3.6 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3 116
4 EXPERIMENTATIONS : COMPARAISON AUX MODELES 119
4.1 IMAGERIE ACTIVE A 854 NM (OBZERV ATV 500) 119
4.1.1 CONFIGURATION DES EXPERIMENTATIONS 120
4.1.2 COMPARAISON AVEC L'OUTIL PERFIMA 123
4.1.3 IMPACT DE LA PLUIE SUR LES OBJETS OBSERVES 131
4.2 IMAGERIE ACTIVE A 1,5 UM ET IMAGERIE THERMIQUE (IMAGEUR MILPAT) 133
4.2.1 CONFIGURATION DES EXPERIMENTATIONS 133
4.2.2 COMPARAISON AVEC L'OUTIL PERFIMA (IMAGERIE ACTIVE) 134
4.2.3 COMPARAISON AVEC L'OUTIL TRM3 (IMAGERIE THERMIQUE) 139
4.3 ESTIMATION DE L'EFFET DE LA RETRODIFFUSION SUR LA PORTEE 142
4.4 SYNTHESE SUR LES EXPERIEMENTATIONS ET LA COMPARAISON AVEC LES PREDICTIONS DES MODELES 142
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4 144
- CONCLUSION ET PERSPECTIVES 146
- BIBLIOGRAPHIE 150

-

- Table des figures

Figure 1. Illustration des technologies d'imagerie dites actives 7

Figure 2. Délimitation du domaine émissif en fonction de la longueur d'onde 8

Figure 3. Bande de conduction d'un photo-détecteur infrarouge à puits quantique [12]. 10

Figure 4. Thermographie de composants électroniques pour détecter les courts-circuits [15] 11

Figure 5. Délimitation du domaine réflectif en fonction de la longueur d'onde 12

Figure 6. Illustration du phénomène de gating en imagerie active 13

Figure 7. Détection d'objets métalliques à travers des milieux diffusants avec de l'imagerie active polarimétrique en milieu aquatique [31]. a) illustre une image en imagerie active flash 2D classique, b) montre le gain apporté par le filtrage en considérant la polarisation 16

Figure 8. Illustration du principe à la base du critère de Johnson 18

Figure 9. Illustration de l'impact de la scintillation sur une mire uniforme située à 1 km (images expérimentales). Pour un Cn^2 de 10^{-14} $m^{-2/3}$ (à gauche) et de 10^{-15} $m^{-2/3}$ (à droite). 20

Figure 10. Illustration de la méthode permettant de générer la figure de scintillation à partir d'un bruit blanc gaussien. 21

Figure 11. Représentation du SNR pour un système actif en fonction du taux de pluie. Le seuil définit la limite au-dessous de laquelle le système ne permet plus d'identifier la cible 23

Figure 12. Représentation du critère d'estimation de la portée en fonction du taux de pluie. Le seuil définit la limite au-dessous de laquelle le système ne permet plus d'identifier la cible. 25

Figure 13. Identification des différentes contributions des dégradations des images par la pluie pour l'imagerie thermique (a) et active (b) 27

Figure 14. (a) Vue du démonstrateur MILPAT durant la champagne d'essais de 2013. (b) et (c) Deux images de la cathédrale de Bourges (France) prise avec la caméra thermique et l'imageur actif. 28

Figure 15. Schéma des différentes représentations de la fonction de phase pour une goutte de pluie et pour une émission isotrope. L'intensité est représentée en échelle logarithmique. 38

Figure 16. Illustration de la méthode de raytracing dans les moteurs de rendu visuel. 39

Figure 17. Illustration de l'aliasing pour la simulation de la pluie avec du raytracing inverse (les rayons partent de la camera). La goutte de pluie 1 est détectée alors que la goutte de pluie 2 est complétement ignorée par la simulation. 40

Figure 18. Illustration de la méthode de raytracing classique et utilisée dans ISAAC 40

Figure 19. Exemple d'objets G3D importés dans l'environnement ISAAC. 41

Figure 20. Géométrie des gouttes d'eau pour un diamètre entre 2 mm et 6 mm [62]. 44

Figure 21. Simulation de la propagation dans une goutte d'eau. Ces captures d'ISAAC montrent en niveau de couleur les fronts d'onde successifs. Le rouge correspond au premier front d'onde et le vert au dernier. 46

Figure 22 : Coefficient d'efficacité d'extinction en fonction du rayon des gouttes de pluie. Le coefficient est calculé pour différentes longueurs, celles-ci sont représentatives des domaines considérés (Visible, NIR, MWIR). La courbe en pointillé rouge représente la distribution de Law-Parsons avec l'ordonnée de droite. 47

Figure 23 : Images radar de l'agglomération de Bourges illustrant différentes répartitions de la pluie. 49

Figure 24. Les distributions de densité de particules en fonction du rayon des gouttes de pluie pour trois taux de pluie différents. Les courbes continues représentent la distribution de Marshall-Palmer et les courbes en pointillés la distribution de Laws-Parsons. Les taux de pluie considérés sont de 2 mm/h pour une pluie fine jusqu'à 50 mm/h pour une très forte pluie. 51

Figure 25. Comparaison des modèles et des expériences. Ces courbes représentent le coefficient d'extinction en fonction du taux de pluie. Ces courbes, publiées par Mattzler [75], illustrent la dispersion entre les modèles et des mesures d'extinction pour le visible. 52

Figure 26. Processus pour la modélisation d'une pluie statistique. 53

Figure 27. Illustration de l'ombre des gouttes observées lors de la simulation de la propagation d'un faisceau à travers une pluie statique. Le rouge représente la lumière sans interaction avec la pluie et le jaune les rayons très légèrement déviés. 53

Figure 28. Processus pour la modélisation d'une pluie statistique. 54

Figure 29. Schémas des configurations pour extraire différents types de paramètres. 55

Figure 30. Schéma représentant les différentes représentations de la fonction de phase pour une goutte de pluie et pour une émission isotrope. 56

Figure 31. Différentiation de parcours dans une goutte de pluie. Le trais rouge représente le rayon de lumière et les trais mixtes sont les axes de symétrie. 57

Figure 32. Fonction de phase simulée avec le code ISAAC pour une particule de pluie et classification en fonction des parcours dans la goutte. Le nombre correspond au nombre d'interactions avec la surface de la goutte de pluie avant de sortir. La courbe Totale représente la totalité de la fonction de phase et la courbe Isotrope représente la fonction de phase d'une particule diffusant la lumière de manière isotrope dans l'espace. 58

Figure 33. Détermination des angles des arcs de l'arc en ciel en fonction des longueurs d'onde. Cette courbe représente une portion de l'intensité diffusée, pour illustrer l'impact de la longueur d'onde sur la diffusion. 59

Figure 34. Indice de réfraction de l'eau. À gauche : partie réelle de l'indice complexe ; à droite : partie imaginaire de l'indice qui représente l'absorption par le milieu. 60

Figure 35. Fonction d'un volume d'un kilomètre cube de pluie en fonction de la partie imaginaire de l'indice de réfraction de la particule, les valeurs d'absorption varient de 10^{-5} à 10^{-3} pour couvrir l'indice de l'eau du visible à l'infrarouge thermique. 61

Figure 36. Fonction d'un volume d'un kilomètre cube de pluie en fonction de la longueur d'onde incidente. 62

Figure 37. Rétrodiffusion pour différentes configurations de polarisation et pour une distribution de goutte de pluie définit par la loi de Marshall-Palmer. Le polariseur (P) et l'analyseur (A) sont soit vertical soit horizontal. 63

Figure 38. Schéma de la configuration des polariseurs analyseurs. 63

Figure 39. Fonction de phase d'un nuage de pluie en fonction de la dimension du milieu diffusant pour un faisceau incident à 0,55 µm. À cette longueur d'onde l'absorption par l'eau est négligeable. 64

Figure 40. Intensité diffusée par un volume de pluie en fonction de sa dimension pour un faisceau incident à 1,5 µm. À cette longueur d'onde l'eau commence à absorbée. 65

Figure 41. Identification des différentes contributions des dégradations des images par la pluie pour l'imagerie thermique (a) et l'imagerie active (b). 70

Figure 42. Images issues de mesures radar de l'agglomération de Bourges illustrant différentes répartitions de la pluie (en mm/h). Echelle : Bourges-Never ~ 60 km. Images du 2 au 5 octobre 2012. 72

Figure 43. Coefficient d'extinction en fonction du taux de pluie pour différentes longueurs d'onde, pour les distributions de Marshall-Palmer [68] et Laws-Parsons [71]. 74

Figure 44. Illustration des facteurs d'homogénéité de la pluie en fonction de trois configurations. 75

Figure 45. Représentation de la transmission en fonction du facteur d'homogénéité pour différentes distances et différents taux de pluie. La valeur du taux de pluie représente ici le taux de pluie pour la pluie uniforme sur l'ensemble du parcours. 76

Figure 46. Schéma de principe du modèle d'obturation. 78

Figure 47. Illustration du modèle d'obturation. Projection des gouttes sur la pupille du système. La distance considérée est d'un kilomètre. 79

Figure 48. Comparaison entre le modèle simple d'obturation (cercle rouge) et le modèle analytique simple (en noir). Le calcul s'effectue pour une distance d'un kilomètre et avec la distribution de Marshall-Palmer. 79

Figure 49. Comparaison entre la PSF sans déformation (à gauche) et la PSF engendrée par une pluie de 14 mm/h sur 1 km. (Images générées avec les données simulées). 80

Figure 50. PSF engendrée par une pluie de 8 mm/h pluie sur une distance d'un kilomètre. Les courbes illustrent plusieurs résultats pour plusieurs tirages d'une pluie homogène de 8 mm/h. 81

Figure 51. Vitesse maximale des gouttes de pluie en fonction de leur taille (en haut). Rappel de la distribution des gouttes de pluie en fonction du taux de pluie et du modèle considéré (en bas). 82

Figure 52. Illustration de l'impact de la scintillation sur une mire uniforme située à 1 km (images expérimentales). Pour un Cn^2 de 10^{-14} $m^{-2/3}$ (à gauche) et de 10^{-15} $m^{-2/3}$ (à droite). 84

Figure 53. Fonctions de diffusion de la lumière par de la pluie pour différents volumes de pluie. La distance donnée correspond au côté du cube considéré. 85

Figure 54. Schéma des configurations pour le calcul de la fonction de diffusion. 85

Figure 55. Comparaison de la transmission entre les simulations ISAAC (cercles rouges) et le modèle simplifié utilisant la loi de Law-Parsons et la théorie de Mie (en noir). En haut, la courbe représente la transmission pour 1 km de pluie et en bas, le graphique représente la transmission pour différentes distances et avec un taux de pluie de 40 mm/h. 87

Figure 56. Schéma de la configuration pour le calcul de la rétrodiffusion. La caméra et la source peuvent être colocalisées (cas monostatique) ou séparées (cas bistatique). 88

Figure 57. Différence entre une particule à diffusion isotrope et une particule de pluie (Illustration explicative dont la forme est extraite des simulations du code ISAAC) 90

Figure 58. Schéma explicatif du modèle dans le cas monostatique et notationsutilisées dans les équations. 91

Figure 59. Luminance rétrodiffusée pour différents taux de pluie et établie par le modèle analytique simple. 94

Figure 60. Schéma explicatif du modèle pour le cas bistatique 95

Figure 61. Illustration de l'approximation entre la ligne de visée et la propagation réelle de la lumière. 96

Figure 62. Luminance élémentaire d'un volume en fonction de sa distance au capteur et en fonction de l'écartement entre la source et le détecteur. La source a un profil gaussien dans la courbe supérieure et un profil « top-hat » dans celle du bas. L'écartement de 0 correspond au cas monosptatique. 97

Figure 63. Luminance rétrodiffusée par la pluie entre le détecteur et une distance donnée en fonction de l'écartement entre la source et le détecteur. La source a un profil gaussien dans la courbe supérieure et un profil « top-hat » dans celle du bas. 98

Figure 64. Schéma de la méthode pour estimer le flux perdu par un élément de volume le long de la ligne de visée pour un pixel. 99

Figure 65. Illustrations de l'impact de la rétrodiffusion sur le détecteur pour un faisceau « top-hat » en fonction de l'écartement entre le détecteur et la source. 99

Figure 66. Schéma illustrant l'impact de la focale sur le flux atteignant le détecteur. 100

Figure 67. Courbes de la luminance rétrodiffusée calculée par le code ISAAC et par le modèle analytique. Les courbes sont séparées en fonction du nombre d'interactions dans le milieu. Ainsi, la différence entre la courbe violette et la courbe verte représente l'erreur générée par la multidiffusion. 102

Figure 68. Estimation du facteur multidiffusion $Gmulti$ en fonction de la distance et pour plusieurs interactions. 103

Figure 69. Estimation d'un modèle analytique de G_{multi} pour un taux de pluie de 16 mm/h et une longueur d'onde de 1,5 µm. 104

Figure 70. Estimation d'un modèle analytique de G_{multi} pour un taux de pluie de 1 mm/h et une longueur d'onde de 1,5 µm. 104

Figure 71. Illustration des configurations de pluie inhomogène considérées pour l'évaluation de l'impact sur la rétrodiffusion. 105

Figure 72. Représentation de la transmission en fonction du facteur d'homogénéité pour différentes distances et différents taux de pluie. Le taux de pluie représente ici le taux de pluie pour la pluie uniforme sur l'ensemble du parcours. 106

Figure 73 : Illustration de la configuration du champ de réception 110

Figure 74. Luminance de trajet pour différents taux de pluie 114

Figure 75. Luminance de trajet pour différents diamètres de la pupille de réception et un taux de pluie de 10 mm/h et un champ de vue de 20 mrad. 115

Figure 76. Images de l'ATV500 issu de la documentation [103] 120

Figure 77. Configuration des essais. Mire un cycle (1), Mire trois cycles (2), Mire sept cycles (3). Mire blanche (4). 121

Figure 78. Chronologie des différentes séquences et des taux de pluie associés. 121

Figure 79. Images issues de l'ATV500 avec les différentes conditions météorilogique. Images traitées par accumulation. 122

Figure 80. Estimation des portées de l'ATV500 sans traitement d'images. La mire 7 cycles correspond à l'identification, la mire 3 cycles correspond à la reconnaissance et la mire 1 cycle correspond à la détection. Les points rouges correspondent aux conditions météorologiques des différentes séries. 124

Figure 81. Images brutes prise par l'ATV500 en condition de pluie. 125

Figure 82. Effet de l'accumulation d'images sur l'imagerie active (ATV500). 127

Figure 83. Effet de l'accumulation d'images sur le bruit de l'imagerie active (ATV500). En vert la variance sur chaque image et en bleu la variance en fonction du nombre d'images accumulées. Les lignes pointillées indiquent le nombre d'images accumulées pour l'imageur MILPAT (rouge) et pour l'ATV500 (bleu) 127

Figure 84. Comparaison de la portée d'identification avec et sans traitement d'images. 128

Figure 85. Estimation de la portée, avec l'outil PERFIMA, de la caméra active ATV500 après traitement d'images. Les portées sont pour une mire de 1 m de côté. La mire 7 cycles correspond à l'identification, la mire 3 barres correspond à la reconnaissance et la mire 1 cycle correspond à la détection. Les points rouges correspondent aux conditions météorologiques des différentes séries. 129

Figure 86. Images de l'ATV500 après traitement en condition de pluie. 130

Figure 87. Images prises par l'ATV500 en condition de pluie illustrant l'impact sur le béton et les stores du bâtiment observé à 1 km de distance. 132

Figure 88. Images de la cathédrale de Bourges. En visible (1), en imagerie active (2) et en imagerie thermique (3). 133

Figure 89. Images actives MILPAT de la cathédrale de Bourges par temps clair à gauche et par temps de pluie à droite. Amélioration de l'image par accumulation de 8 trames. 134

Figure 90. Estimation de la portée sans traitement d'images de la caméra active du système MILPAT avec l'outil PERFIMA. La DRI est calculée pour une mire de 2,3 m de côté. 136

Figure 91. Images brutes acquises avec le système MILPAT par temps clair à gauche et en condition de pluie à droite. 137

Figure 92. Estimation de la portée après traitement d'images de la caméra active du système MILPAT avec l'outil PERFIMA. L'indentification est pour une mire de 2,3m de côté. Le traitement est une accumulation sur 8 images. 138

Figure 93. Images MILPAT actives de la cathédrale de Bourges par temps clair à gauche et par temps de pluie à droite. Amélioration de la qualité de l'image par accumulation de 8 trames successives. 139

Figure 94. Images thermique acquise avec l'instrument MILPAT (capteur thermique) de la cathédrale de Bourges par temps clair à gauche et par temps de pluie à droite. 139

Figure 95. Images thermique acquise avec l'instrument MILPAT (capteur thermique) de la Cathédrale de Bourges par temps de pluie et avec l'application d'une augmentation de contraste. 140

Figure 96. Estimation de la portée de la caméra thermique du système MILPAT avec le code TRM3 [101] [102] . L'indentification est effectué pour une mire de 2,3 m de côté. 141

Figure 97. Luminance rétrodiffusée par la pluie en fonction de l'écartement entre la source et le détecteur. Le taux de pluie est de 16 mm/h et le faisceau est de forme circulaire top-hat avec une divergence de 10 mrad. 142

Figure 98. Comparaison des portées d'identification entre la caméra thermique et la caméra active de l'instrument MILPAT. 143

-

- Table des tableaux

Tableau 1. Valeurs d'émissivités thermiques dans le MWIR pour des matériaux usuels 9

Tableau 2. Exemple de temps de simulation du code ISAAC pour différentes géométries 66

Tableau 3. Variations de la largeur de la PSF en fonction du taux de pluie et pour une distance de 1 km. 81

Tableau 4. Estimation de l'élargissement et de la valeur du lobe de diffusion engendré par la pluie. Largeur du lobe à mi-hauteur. 86

Tableau 5. Tableau des valeurs de G_{phase} en fonction de la longueur d'onde. 91

Tableau 6. Estimation des paramètres du modèle défini par l'équation (47) de G_{multi} pour différents taux de pluie et longueurs d'onde. 105

-

- Glossaire

DRI :	Détection, Reconnaissance, Identification :correspond à trois seuil dans les calcul de performances
DGA :	Direction Générale de l'Armement
FTM :	Fonction de Transfert de Modulation
IR :	Infrarouge
IR2 :	Bande 2 du spectre thermique équivalent au MWIR
IR3 :	Bande 3 du spectre thermique équivalent au LWIR
LWIR :	Long Wavelength Infrared : domaine spectral de longueur d'onde particulier
MILPAT :	Module d'Imagerie Laser Pour les Applications Terrestres
MWIR :	Medium Wavelength Infrared: domaine spectral de longueur d'onde particulier
MRTD :	Différence de Température Minimum Résolvable (*Minimum Resolvable Temperature Difference*)
NIR :	Near Infrared: domaine spectral de longueur d'onde particulier
PERFIMA :	PERFormance de l'IMagerie Active: logiciel pour le calcul de performance developpé par SAGEM
RADAR :	RAdio Detection And Ranging
SNR :	Signal Noise Ratio (Rapport Signal à Bruit)
SWIR :	Short Wavelength Infrared : domaine spectral de longueur d'onde particulier
TOD :	Triangle Orientation Determination : critère développé par le laboratoire TNO (Pays-bas)
TRM :	Thermal Range Performance Model : logiciel développé par l'institut Fraunhofer IOSB (Allemagne)
TTP :	Target Task Performance :logiciel et critère développé par le laboratoire NightVision de l'US Army

-

- Introduction

L'imagerie thermique et l'imagerie active sont deux méthodes d'imagerie complémentaires offrant une bonne vision de jour comme de nuit aux opérateurs civils et militaires. Elles mettent en œuvre des technologies assez différentes dans leurs fonctionnements et leurs caractéristiques.

Un système d'imagerie dit « passif » est un système de vision constitué d'une optique de collection suivie d'un capteur matriciel qui collecte un flux sur chaque pixel. Les caméras actuelles permettent à la fois d'atteindre de très grands champs de vue mais également d'atteindre des résolutions spatiales importantes dans le visible.

Dans le domaine infrarouge (IR), les systèmes « thermiques » passifs, mettent en œuvre des capteurs sensibles aux longueurs d'onde infrarouge. Les radiations émises naturellement par les objets du fait de leur température sont détectées. Les objets sont uniquement caractérisés par leur émissivité et leur température. Aucun apport de sources de lumière extérieure (qu'elles soient naturelles ou artificielles) et aucune synchronisation ne sont nécessaires pour parvenir à imager une scène en haute résolution. Les systèmes thermiques passifs présentent l'avantage de permettre une vision de nuit semblable à la vision thermique de jour. Seule l'inversion de contraste en proche infrarouge peut constituer une limite à une utilisation aisée par le grand public.

Contrairement aux systèmes passifs, les systèmes d'imagerie dits « actifs » utilisent une source de lumière artificielle et parfaitement contrôlée par l'opérateur pour éclairer la scène à observer. Dans la plupart des cas, cette source de lumière est un laser impulsionnel. Une partie de la scène et des objets d'intérêts est éclairée comme le ferait le flash d'un appareil photographique. Une bonne maîtrise de la divergence du faisceau laser permet de sélectionner la partie de la scène à illuminer. La lumière réfléchie par les objets est ensuite collectée sur un plan focal synchronisé avec la source d'émission. Les objets situés à une distance précise de l'observateur sont imagés. La maîtrise de « l'ouverture temporelle » de l'obturateur et du temps d'intégration du capteur pilotée par l'électronique de proximité atténue les effets dus à la rétrodiffusion atmosphérique. Sur ce principe, il existe plusieurs technologies ayant des domaines d'application variés. Certaines technologies ont pour principal objectif de reconstruire la scène en trois dimensions (3D) tandis que d'autres utilisent seulement l'information 3D pour s'affranchir des conditions environnementales.

L'imagerie active est indépendante des conditions naturelles d'éclairement (*e.g.* éclairement ambiant et solaire) et peut donc être utilisée aussi bien de jour que de nuit. Même si, de jour, l'éclairement solaire peut contribuer au flux collecté, son importance est modulée en optimisant les filtrages spectraux et temporels pour conserver des caractéristiques d'images et de contrastes similaires. En fonction de la technologie finale choisie, l'imagerie active propose une large gamme de champs de vue et des résolutions correspondantes variables.

Notre étude se place dans le cadre des applications de surveillance longue portée. Dans ce domaine, l'imagerie thermique demeure la technologie la plus utilisée. Elle a pu s'imposer sur le marché de la vision nocturne dans un contexte où peu de systèmes permettaient cette capacité. L'imagerie active est une technologie plus récente. Les opérationnels de la Défense ont identifié cette technique comme étant prometteuse pour les applications de surveillance car elle possède bons nombres d'avantages spécifiques, en particulier une meilleure résolution spatiale grâce à des longueurs d'onde plus courtes.

De plus, l'imagerie active semble moins sensible et plus robuste aux mauvaises conditions atmosphériques.

Le principal objectif de cette étude est donc de confronter ces techniques d'imageries actives et passives en termes de performances systèmes et de robustesses aux mauvaises conditions météorologiques par des approches théoriques et expérimentales. La complémentarité de ces deux techniques sera évoquée en fonction des conditions d'utilisation pour répondre à une problématique globale de surveillance à longue distance par tout temps.

L'effet de mauvaises conditions atmosphériques sur les images obtenues par des systèmes d'imagerie et de télédétection a partiellement été parcouru dans la littérature [69]. En particulier, il existe actuellement un certain nombre de modèles théoriques décrivant l'influence de la pluie sur la transmission atmosphérique. Les études les plus connues sont celles de Marshall et Palmer [68] et celles de Laws et Parsons [71]. Pour les applications RADAR, ils ont par exemple défini des modèles de distribution de tailles de gouttes de pluie (nombre de gouttes par unité de volume, en fonction de leurs diamètres et du taux de pluie). Un paramètre empirique et relativement simple à mettre en œuvre permet ainsi de définir de manière intrinsèque la pluie. Le domaine des RADAR regroupe actuellement la majorité des études dans le domaine des conditions météorologiques. En effet cette technologie est fortement perturbée par l'eau, toutes les formes de précipitation ainsi que par le taux d'humidité de l'air.

Dans notre étude, nous souhaitons développer des modèles rendant compte de la dégradation des images dans le domaine optique et infrarouge. Notre démarche doit permettre d'estimer les performances d'imageurs passifs (ici thermiques) et actifs (ici laser) en présence de conditions météorologiques dégradées. Pour y parvenir, nous adoptons la démarche suivante.

Dans un premier temps, nous présentons les caractéristiques techniques et instrumentales des deux technologies d'imagerie identifiées. L'imagerie laser et l'imagerie thermique sont des technologies très différentes et les images générées présentent des dynamiques pouvant être opposées. Un aperçu des détecteurs possibles et une définition/caractérisation de la nature du signal reçu avant traitement numérique est exposé dans le premier chapitre de ce manuscrit. Nous verrons plus loin que l'étude s'appuie en partie sur le démonstrateur MILPAT développé conjointement entre SAGEM et THALES pour le compte et sur les spécifications de la DGA. L'exploitation des images issues de cet instrument permet de caractériser et de comparer l'imagerie thermique et l'image laser en présence de scénarios spécifiques.

Dans un second temps, nous recensons les phénomènes qui dégradent les images présentées à l'opérateur. Une classification des mauvaises conditions météorologiques est proposée en fonction de leurs occurrences. Un choix est fait sur les phénomènes météorologiques à étudier pour restreindre notre étude en fonction des critères de leur occurrence sous nos latitudes. Les paramètres caractérisant les conditions dégradées sont définis dans le deuxième chapitre du présent document. Il est important d'identifier les caractéristiques influant la dégradation des images et les paramètres nécessaires à la caractérisation de ces phénomènes.

Dans cette étude, nous déterminons de manière quantitative l'influence de ces phénomènes en développant des codes numériques qui simulent la propagation de la lumière dans des milieux atmosphériques diffusants. Cette modélisation permet une meilleure connaissance des effets des dégradations météorologiques sur la radiométrie des images acquises par les instruments. L'objectif est de décrire finement les dégradations par des phénomènes comme la pluie et le brouillard en tenant compte de la Physique et des paramètres microscopiques (intrinsèques aux particules diffusantes). Nous établissons ensuite des modèles comportementaux plus simples (voire numériquement plus

rapides) pour caractériser les grandeurs macroscopiques essentielles à la modélisation des performances globales des systèmes.

Enfin, dans une dernière partie de l'étude, nous comparons l'influence des phénomènes dégradant les performances des systèmes imageurs actifs et passifs. L'estimation de leurs performances nécessite de définir les méthodes d'évaluation des performances couramment mis en œuvre. Une comparaison des modèles physiques fins et des simulations de propagation avec ces critères d'évaluation de performances (imagerie active et thermique) est conduite. Enfin, une comparaison entre les deux technologies est rendue possible et permet de comprendre leur complémentarité. Les scénarios à l'avantage d'une technologie ou de l'autre sont également abordés dans une dernière partie de cette étude.

1

-

- Techniques d'observation

1.1 IMAGERIE PASSIVE 7
1.1.1 INTRODUCTION A L'IMAGERIE INFRAROUGE 7
1.1.2 DIFFERENTS TYPES DE DETECTEURS INFRAROUGES 9
1.1.3 APPLICATIONS DE L'IMAGERIE PASSIVE INFRAROUGE 11
1.2 IMAGERIE ACTIVE 12
1.2.1 INTRODUCTION A L'IMAGERIE ACTIVE 12
1.2.2 DIFFERENTS TYPES DE SOURCES 13
1.2.3 APPLICATIONS DE L'IMAGERIE ACTIVE 15
1.3 EVALUATION DES PERFORMANCES ET CRITERES D'EVALUATION 17
1.3.1 CRITERE DE JOHNSON 17
1.3.2 PERFIMA : ESTIMATION DES PERFORMANCES DE L'IMAGERIE ACTIVE 18
1.3.3 TRM3 : ESTIMATION DES PERFORMANCES DE L'IMAGERIE THERMIQUE 23
1.3.4 AUTRES CRITERES D'EVALUATION DES PERFORMANCES 25
1.3.5 INFLUENCE DES CONDITIONS METEOROLOGIQUES DEGRADEES SUR LES PERFORMANCES DES SYSTEMES OPTRONIQUES 26
1.4 DEMONSTRATEUR MILPAT 28
1.5 SYNTHESE 29
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1 31

1 TECHNIQUES D'OBSERVATION

La « télédétection » est une technique d'observation qui consiste à acquérir de l'information et des images sur un objet par l'intermédiaire d'un instrument de mesure situé à distance. La télédétection optique, et plus généralement l'observation d'objets, a vu se développer, au fils des siècles, un grand nombre de systèmes telles que les longues vues, les jumelles ou les caméras. Cette thèse se situe dans les domaines de la surveillance et de la sécurité. Elle tient compte des contraintes particulières qui y sont associées : (*i*) les distances d'observation considérées sont à l'échelle de plusieurs kilomètres et (*ii*) les systèmes doivent permettre une vision de jour comme de nuit. La mise en place d'un unique système polyvalent diurne, nocturne permet une plus grande facilité de mise en œuvre.

Une manière usuelle de classer les systèmes d'imagerie consiste à les répertorier en deux grandes catégories que sont les systèmes dits « *actifs* » et les systèmes dits « *passifs* ». Les systèmes actuels de vision nocturne sont généralement fondés sur des technologies passives. Les systèmes passifs n'émettent pas d'énergie mais agissent seulement comme des récepteurs. L'énergie captée est émise soit par la chaleur des corps soit par la réflexion ou la diffusion de la lumière naturelle ambiante. Les radiations visibles ou infrarouges sont alors collectées, parfois amplifiées puis concentrées sur un détecteur optique. Par exemples, les caméras thermiques sont sensibles à la température des objets imagés et les caméras intensifiées amplifient le signal reçu en entrée de l'instrument.

Au contraire, si une source de lumière connue et maîtrisée est utilisée pour éclairer les objets et que la lumière réfléchie est collectée par le système d'observation [caméra / source], on dit que le système est *actif*. Dans ce cas, il est possible d'acquérir des images de jour comme de nuit. Dans certaines conditions de fonctionnement, l'éclairage peut être mixte, avec une partie naturelle et une partie active, le système étant au vrai sens du terme « actif », quand l'éclairement naturel est très inférieur à l'éclairement fourni par le système. Les systèmes actifs sont divers, ils regroupent entre autres les lasers scanner 3D, l'imagerie flash 2D et l'imagerie à plans focaux 3D.

Les **lasers scanner 3D** sont des systèmes télémétriques qui mesurent sur une ligne de visée l'information en distance et en intensité du signal rétrodiffusé (Figure 1). Le faisceau laser impulsionnel balaye l'espace en concordance avec le champ de vue de l'instrument. Le nuage de points ainsi reconstitué donne une information tridimensionnelle sur la profondeur de la scène observée. La reconstruction de la géométrie 3D des objets est également possible. [1] [2] [3]

En imagerie **flash 2D**, le faisceau laser impulsionnel illumine l'ensemble de la scène (grande divergence). Le signal rétrodiffusé est collecté sur un détecteur matriciel. Ce dernier est synchronisé avec l'émission de l'impulsion laser pour ne collecter que le signal issu d'un volume restreint de l'espace à une distance donnée (Figure 1). L'information en distance est peu précise mais autorise une imagerie temps réel compatible d'un affichage de type vidéo. [4]

Enfin, l'imagerie à **plan focal 3D** associe ces deux dernières méthodes en donnant accès à une cadence vidéo et en fournissant une grande précision temporelle (donc en distance) sur les pixels qui sont indépendants les uns des autres (Figure 1). Ces systèmes sont encore souvent au stade de recherche, notamment dans le domaine infrarouge. [5]

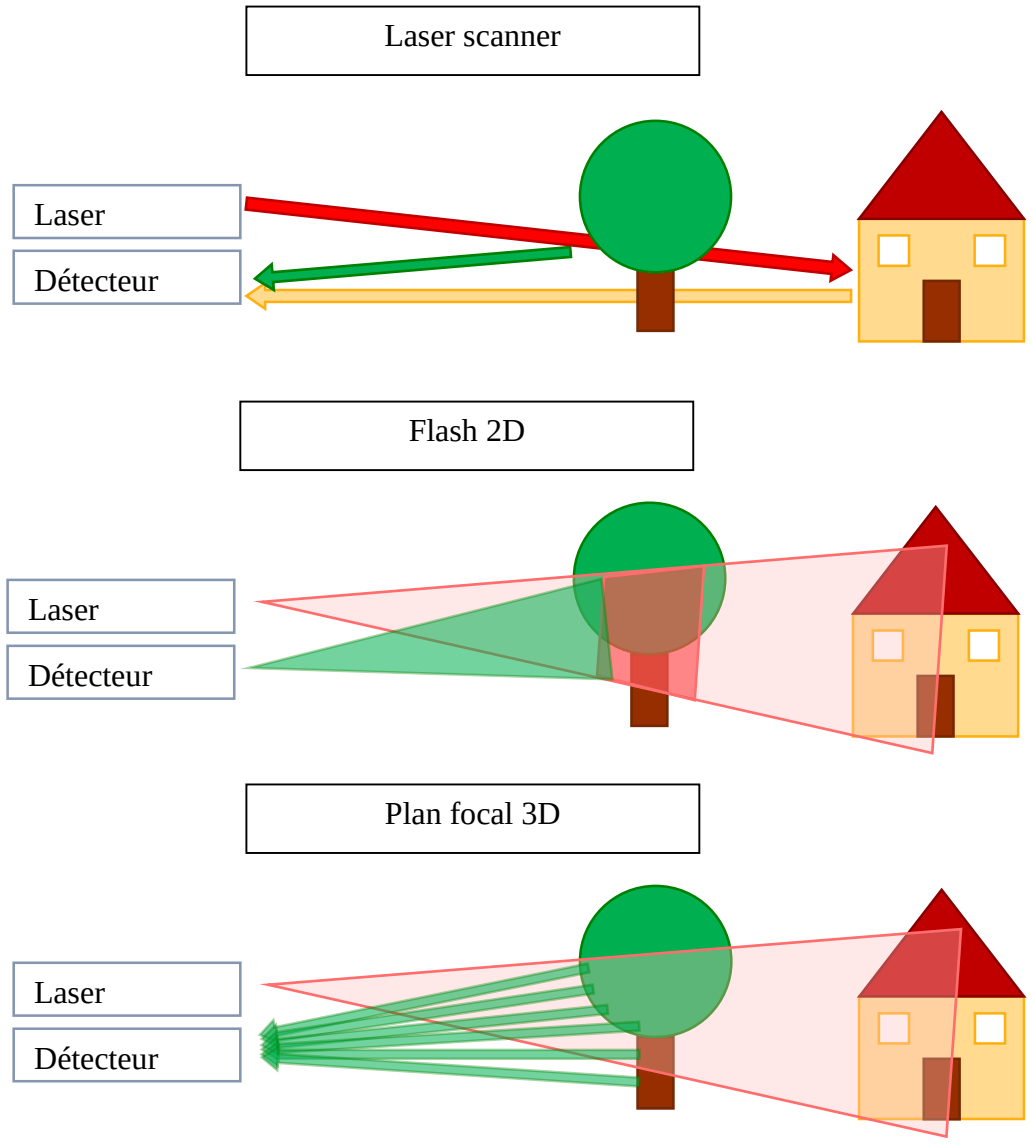


Figure 1. Illustration des technologies d'imagerie dites actives

Pour comparer les performances des systèmes évoqués ci-dessus, il est nécessaire de définir une métrique commune. En surveillance, le critère de Johnson définit une portée d'identification pour les imageurs 2D. Une description de ce critère pour les systèmes actifs et les systèmes thermiques sera donnée dans les sections suivantes de ce chapitre.

1.1 IMAGERIE PASSIVE

1.1.1 Introduction à l'imagerie infrarouge

L'imagerie passive infrarouge (ou thermique) consiste à mettre en évidence le contraste thermique des diverses parties d'un objet et/ou entre les objets et les fonds observés. Avec le temps, cette technologie est, par exemple, devenue une méthode clef pour la surveillance des côtes et des frontières : elle permet surtout de mettre en évidence des objets plus chauds, comme les corps humains ou les moteurs de véhicules, par rapport au fond.

L'imagerie thermique fonctionne généralement dans deux bandes de longueurs d'onde : la bande MWIR (Medium Wavelength InfraRed) et la bande LWIR (Long Wavelength InfraRed) correspondant respectivement aux longueurs d'onde comprises entre 3-5 µm et 8-12 µm. Ces

deux bandes spectrales sont dans le domaine émissif du spectre (Figure 2) qui débute autour de 2 µm et correspondent aux fenêtres de transmission de l'atmosphère, cette adaptation est indispensable pour observer à grande distance et pour minimiser l'impact de l'absorption. Dans ce domaine les propriétés optiques des objets sont définies par deux paramètres que sont l'émissivité et la température [1] [7].

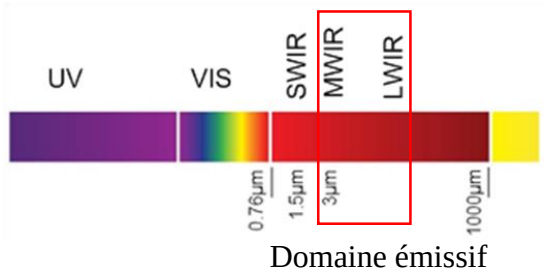


Figure 2. Délimitation du domaine émissif en fonction de la longueur d'onde

L'**émissivité** ε [sans dimension] représente la capacité d'une surface à émettre de l'énergie par rayonnement. Ainsi, pour une même température, une surface ayant une émissivité faible paraîtra plus sombre qu'une surface ayant une émissivité plus importante. Nous définissons un corps noir comme étant un corps qui absorbe tous les rayonnements l'impactant. Il a la propriété particulière d'avoir une émissivité égale à 1. Le rayonnement émis est défini par la loi d'émission de Planck (Équation (1)). Cette expression définit la luminance d'un corps noir $L_{CN/m}$en fonction de la température T de l'objet et de la longueur d'onde λ^{λ} considérée. Les constantes présentes dans l'équation sont la constante de Planck h, la constante de Boltzmann k et la célérité de la lumière c.

$$L_{CN/m} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} \qquad (1)$$

L'émissivité dépend du type de matériaux et de son état de surface. Ainsi, l'acier et la peau ne présentent pas les mêmes émissivités. De même, l'acier poli et l'acier brut n'ont pas la même émissivité [8]. Pour les objets usuels, autres que les métaux polis, l'émissivité est généralement supérieure à 0,7 (Tableau 1) [9]. Nous avons regroupés quelques exemples d'émissivités dans le tableau suivant en fonction des matériaux que nous serons amenés à utiliser dans notre étude. Nous constatons de faibles variations du signal en regard de l'effet de la température : une augmentation de l'émissivité de 0,7 à 0,8 entraine une augmentation de 12% de la luminance alors qu'une élévation de température de 330 K à 340 K provoque une augmentation de 25% de la luminance. C'est la raison pour laquelle l'imagerie thermique s'interprète plutôt par l'observation des variations de températures que par une variation de l'émissivité des matériaux.

Description	Emissivité thermique à 3µm
Asphalt	0.93
Béton lisse	0.85
Tuile	0.97
Sable	0.76
Peau humaine	0.98
Acier poli	0.20

Tableau 1. Valeurs d'émissivités thermiques dans le MWIR pour des matériaux usuels

L'imagerie thermique présente quelques inconvénients. Pour une taille similaire du système, la résolution de l'imagerie thermique est plus faible que pour les systèmes fonctionnant dans le visible. Une autre différence réside dans l'aspect des objets qui peut perturber la compréhension d'un opérateur (inversion des contrastes). Entre, le visible et le thermique les textures sont différentes car, par exemple, la rugosité des objets n'est pas accessible en imagerie thermique. L'identification des objets par un opérateur nécessite donc un apprentissage particulier.
En revanche, l'imagerie passive infrarouge présente l'avantage de permettre une vision de jour comme de nuit. Comme ce sont les objets eux-mêmes qui émettent leurs propres radiations, il n'est pas nécessaire d'apporter un éclairement extérieur (comme le soleil) pour les identifier.
Les différences entre les systèmes thermiques se fondent principalement sur les détecteurs utilisés. Nous décrivons quelques-unes des grandes familles de détecteurs infrarouges dans les paragraphes suivants.

1.1.2 Différents types de détecteurs infrarouges

Deux types de détecteurs infrarouges coexistent : les détecteurs quantiques et les détecteurs thermiques.

Les **détecteurs quantiques** sont fondés sur la mesure d'un courant généré par la création de paires électron-trou. Cette paire est issue de l'absorption du rayonnement infrarouge dans un matériau semi-conducteur qui est adapté pour la longueur d'onde considérée. Les **détecteurs photoconducteurs** se basent sur la variation de la conductivité d'un réseau cristallin. L'absorption du rayonnement incident permet de libérer un électron lié à la structure cristalline. La variation de la conductivité électrique, engendrée par cet électron libre, est décelée en faisant passer un courant dans le matériau au moyen d'une source externe [10]. Dans les **détecteurs photovoltaïques**, les photons incidents modifient la conductivité d'une jonction entre deux semi-conducteurs. Cette jonction entraîne l'existence d'une variation locale du champ électrique. Dans ce cas les électrons libérés par le flux incident diffusent à travers la jonction, créant alors un courant électrique [11]. Les détecteurs photovoltaïques se comportent donc comme des générateurs d'énergie et peuvent fournir un signal en l'absence de polarisation. Si la jonction est polarisée en inverse, elle devient alors une photodiode.

Il est intéressant de noter qu'à sensibilité égale un détecteur photovoltaïque sera beaucoup plus rapide qu'un détecteur photoconducteur (1 GHz pour détecteur HgCdTe photovoltaïque). L'effet photovoltaïque est utilisé dans les photodiodes, les phototransistors et les détecteurs IR pour les détecteurs dits en :

- InAs (arséniure d'indium)
- InSb (antimoniure d'indium)
- HgCdTe (tellurure de cadmium-mercure)

Les méthodes actuelles de croissance des semi-conducteurs ont permis de développer des concepts utilisant des empilements complexes de semi-conducteurs. En intercalant de fines

couches de semi-conducteurs dans la structure, il est possible de créer des puits quantiques : on parle de **détecteurs à puits quantiques**. Ces puits permettent de piéger des électrons qui présentent des niveaux d'énergie discrets (Figure 3). Il est possible, en modifiant les paramètres de la structure, les épaisseurs et les matériaux, d'ajuster les niveaux pour les faire correspondre à la longueur d'onde choisie. Cette approche nécessite donc un important travail d'optimisation pour ajuster à la fois les propriétés optiques et les propriétés électriques de la structure.

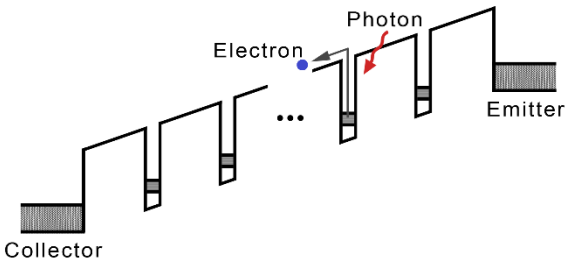


Figure 3. Bande de conduction d'un photo-détecteur infrarouge à puits quantique [12].

Les détecteurs à puits quantiques permettent en particulier d'utiliser les matériaux semi-conducteurs III-V conventionnels qui, en l'absence de structures quantiques, sont transparents dans l'infrarouge. Ces matériaux semi-conducteurs, à la métallurgie bien assimilée, peuvent être déposés sur de grandes surfaces, autorisant le développement de nouvelles générations de matrices bidimensionnelles [13].

Les **détecteurs thermiques** sont, quant à eux, fondés sur la mesure de l'élévation de température d'un matériau absorbant. Le flux infrarouge incident est détecté non plus par un effet photoélectrique, mais par la mesure de l'élévation en température du matériau : le changement de température modifie soit sa résistance soit sa conductivité. Tout détecteur thermique est alors constitué par l'assemblage des fonctions d'absorption, de mesure de température et d'isolation thermique, associées à un circuit de lecture du signal. La longueur d'onde n'est pas finement sélectionnée par le matériau contrairement aux détecteurs quantiques évoqués précédemment.

Les **détecteurs pyrométriques** se fondent sur l'utilisation de matériaux pyroélectriques. Ces derniers ont la propriété d'avoir une polarisation naturelle évoluant avec la température. La notion de chaleur est couplée à une grandeur électrique facilement mesurable, de la même manière que les détecteurs piézoélectriques couplent des contraintes mécaniques à une grandeur électrique. Les matériaux pyroélectriques permettent de réaliser des thermomètres très sensibles. Il est possible de réaliser des détecteurs infrarouges en associant des capacités à ces matériaux [14].

Par ailleurs, les matériaux pyroélectriques utilisés en détection infrarouge sont des céramiques de type BST (titanate de baryum / strontium) ou PZT (titanate de plomb / zirconium). La nécessité d'effectuer un recuit à haute température (environ 800 °C) pour obtenir la structure voulue constitue le principal inconvénient de ce type de détecteurs. En effet, l'intégration de céramiques pyroélectriques sur des circuits de lecture CMOS demeure très complexe.

Les **détecteurs micro-bolométriques** sont constitués d'éléments absorbants (par exemple, une fine lame de métal) connectés à un thermostat à travers un fin lien thermique. Les radiations incidentes sur l'élément absorbant élève sa température : plus l'élément absorbe, plus sa température augmente. La constante thermique intrinsèque définit la rapidité de réponse du

détecteur. Elle est proportionnelle à la capacité thermique de l'absorbant et à la conductivité thermique du lien avec le thermostat. La mesure de la température de la lamelle de métal (ou semi-conducteur) est généralement réalisée par une thermorésistante. Un détecteur micro-bolométrique est en pratique une matrice de bolomètres. La qualité des images produites par les micro-bolomètres n'a cessé de s'améliorer. L'épitaxie a été utilisée dans un premier temps pour améliorer la sensibilité du capteur, puis le perfectionnement de la technique de gravure a permis de fortement réduire la taille des pixels (jusqu'à 15 µm dans les caméras actuelles).

1.1.3 Applications de l'imagerie passive infrarouge

Les applications de l'imagerie passive infrarouge se sont diversifiées au fil du temps, et plus particulièrement après l'apparition des détecteurs non refroidis. Ces derniers ont contribué à la démocratisation de cette technologie. Bien que présentant de moins bonnes performances que les détecteurs refroidis, ils sont moins onéreux et ne demandent pas de refroidissement complexe pour leur utilisation. Nous présentons ci-dessous quelques applications concrètes dans les domaines de l'industrie, de la sûreté et de la surveillance.

L'imagerie passive infrarouge permet de détecter des différences de température dans une image. Il est ainsi possible de mettre en relief des comportements anormaux générant de la chaleur. Les **surtensions dans les circuits électriques**, que ce soit dans le domaine des hautes tensions ou des circuits intégrés, provoquent un échauffement anormal de certains composants : la localisation de la surtension est identifiée de manière très précise comme l'illustre la Figure 4. [15]

Figure 4. Thermographie de composants électroniques pour détecter les courts-circuits [15]

Il est également possible de réaliser la **thermographie de bâtiments** en milieux urbains (application en gestion et économie d'énergie). Cette méthode consiste à prendre des séquences d'images de différents murs extérieurs et d'en déduire les éventuels points chauds. L'imagerie thermique est un moyen de détection des fuites de chaleur des habitations et permet d'identifier d'éventuels problèmes d'isolation ou de pertes de chaleur. L'imagerie thermique est parfois utilisée pour réaliser les audits énergétiques des habitations car sa mise en place ne requiert pas de connaissance spécifique, est facile et l'interprétation des images par l'opérateur est rapide. [16]

Le **milieu médical** apporte également son lot d'applications. L'imagerie passive infrarouge est suffisamment sensible pour mesurer de faibles différences de température engendrées par une augmentation anormale du flux sanguin. Cette signature est typique de certaines pathologies telles que la plupart des cancers (lien avec une activité cellulaire importante accompagnée par une forte irrigation sanguine). Ainsi des études sont effectuées pour dépister

et localiser les cellules cancéreuses (cas du cancer du sein par exemple) sans avoir recours à des interventions chirurgicales ou à des prélèvements. [17] [18]

L'imagerie thermique est également présente dans les **domaines de la sûreté et de la surveillance** (frontières terrestres et maritimes par exemple) pour des applications civiles ou de défense. L'émission propre des objets et des cibles est observée aussi bien de jour que de nuit sans changer l'apparence, la texture ou la « couleur » des objets. Cette méthode présente l'intérêt de pouvoir mesurer les points chauds dans une image pour la surveillance : les êtres humains, les moteurs et les autres sources de chaleurs sont facilement identifiables et se détachent du fond naturel généralement plus froid. [19]

1.2 IMAGERIE ACTIVE

1.2.1 Introduction à l'imagerie active

Dans le domaine du visible et du proche infrarouge (SWIR : Short Wavelength InfraRed) le signal radiatif défini par la loi de Planck devient négligeable pour des objets à température ambiante (~300 K). L'imagerie active comble le manque ou l'absence de lumière naturelle (notamment de nuit ou à l'intérieur de bâtiments) : une source artificielle est utilisée, son émission est contrôlée et maîtrisée. Les systèmes actifs fonctionnent généralement dans le proche infrarouge (0,8 µm ou 1,5 µm) pour être discrets, le choix se portant sur le 1,5 µm lorsque l'exigence de sécurité oculaire devient primordial. Dans ce cas, les risques de dommage sur l'œil sont plus faibles du fait de l'absorption de l'humeur vitrée. Contrairement au domaine thermique (longueurs d'onde correspondant au MWIR et LWIR), les objets sont caractérisés par leur réflectivité (Figure 5). L'évolution de la réflectivité étant faible entre le visible et le proche infrarouge, les objets et les textures apparaissent souvent très proches dans ces deux domaines de longueurs d'onde, sauf si l'objet présente un contenu en eau important. Ainsi, des sources émettant à 0,8 µm sont généralement mises en œuvre pour l'identification de personnes car la réflectivité de la peau à 0,8 µm est proche de celle dans le visible, alors que la peau apparaît plus sombre à 1,5 µm.

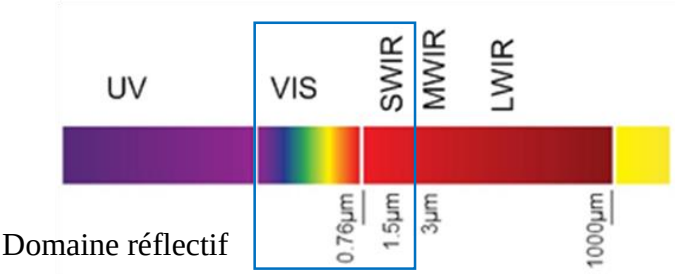


Figure 5. Délimitation du domaine réflectif en fonction de la longueur d'onde

En plus des capacités d'identification de nuit, l'utilisation d'une source maîtrisée apporte de nombreux avantages. Les sources laser autorisent une grande souplesse d'utilisation. Il est possible d'ajuster les propriétés de la source en fonction des objets à observer. Plusieurs aspects de la source lumineuse sont généralement pris en compte : la puissance, la longueur d'onde, la polarisation, le régime impulsionnel ou continu, la cadence...

L'imagerie active permet d'effectuer du *fenêtrage* temporel (*« gating »*) où la distance des objets observés est sélectionnée en synchronisant temporellement le détecteur sur l'émission de l'impulsion laser. Le choix du retard correspond au temps de vol aller-retour entre l'émetteur et le récepteur. L'échantillonnage temporel du signal détecté permet d'obtenir avec précision la

distance des objets (Figure 6). Les télémètres laser 3D (monocapteurs) dits à ondes complètes permettent un échantillonnage temporel très fin du signal retour à l'opposé des systèmes d'imagerie flash 2D dont l'échantillonnage est souvent limité par l'électronique de lecture des plans focaux matriciels. La largeur de la porte temporelle (ou temps d'intégration) est suffisamment importante pour que l'image finale corresponde à la rétrodiffusion de la lumière par les objets présents dans un volume de l'espace d'intérêt (Figure 6). La sélection d'un volume précis de l'espace permet d'accéder à des fonctionnalités telles que le décamouflage (sélection d'objets derrière des filets) ou des nappes de fumée par exemples.

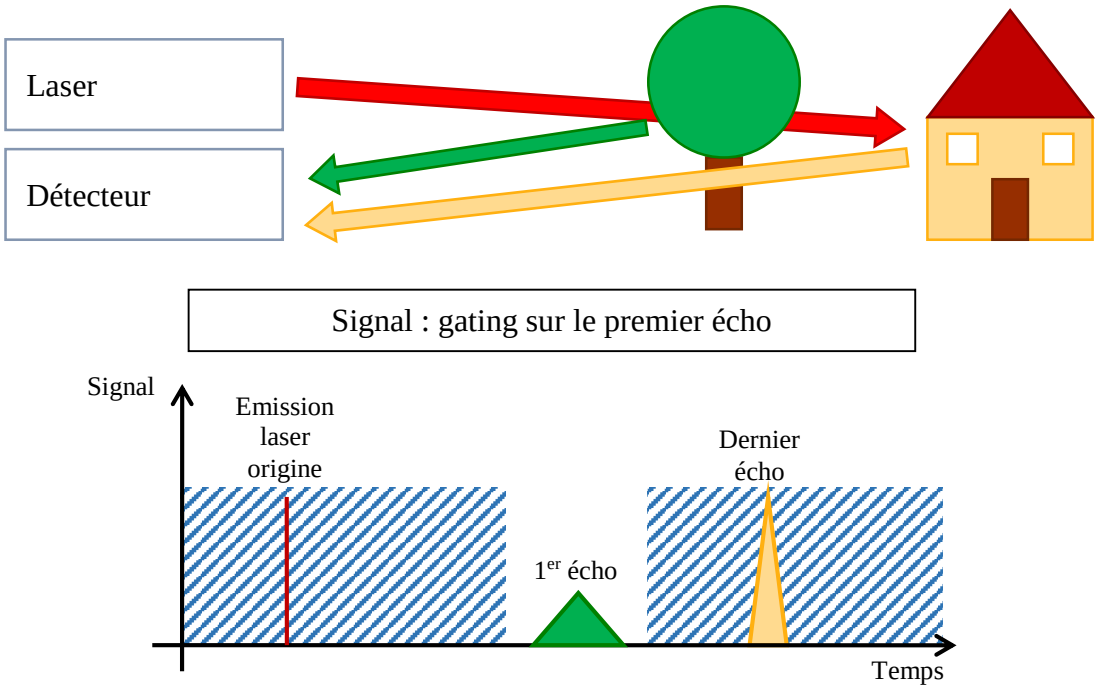


Figure 6. Illustration du phénomène de gating en imagerie active

La connaissance et la maîtrise de la source laser permettent aussi d'exploiter l'information contenue dans la polarisation des ondes réfléchies pour caractériser les objets dans une scène. Certains matériaux comme les métaux conservent l'état de la polarisation après réflexion sur leur surface, ce qui permet de les différencier ou de les détecter dans une image [20]. D'autres systèmes mesurent l'effet Doppler sur le signal retour pour accéder à la vitesse des objets à une distance donnée [21]. La cartographie des vents en trois dimensions est par exemple accessible avec ce type d'instruments. La principale différentiation entre les systèmes d'imagerie active provient des caractéristiques de la source d'émission. Elle peut prendre plusieurs formes : dans le domaine du proche infrarouge nous distinguerons les diodes lasers des lasers plus conventionnels comme les OPO (Oscillateur Paramétrique Optique) et les lasers à fibres.

1.2.2 Différents types de sources

L'imagerie active regroupe plusieurs principes sous la même appellation : l'imagerie laser flash 2D et les lasers scanners 3D ne nécessitent pas les mêmes types de sources d'éclairement. La technologie flash 2D implique un éclairement complet de la scène en une seule fois mais ne nécessite pas un échantillonnage temporel précis (Figure 1). Pour des applications de surveillance longue distance, la source laser doit émettre des impulsions dont l'énergie est généralement comprise entre 20 et 200 mJ, en fonction du champ observé et de la distance, et dont la largeur temporelle est fixée entre 1 et 50 ns. La cadence de répétition est généralement

comprise entre 1 Hz et la dizaine de Hertz. Enfin, la qualité de la forme spatiale du faisceau n'est pas un critère essentiel pour ces applications, la qualité de faisceau étant malheureusement dégradée inévitablement par la propagation au travers des turbulences atmosphériques.

Les lasers scanners 3D mettent en œuvre des impulsions plus courtes associées à une détection haute cadence : cette association détermine la précision en distance de l'instrument. Les impulsions sont généralement inférieures à 5 ns. Etant donné que la divergence du faisceau laser est faible (quelques µrad) et que l'on procède à un balayage du faisceau selon les angles zénithaux et azimutaux, les sources laser nécessaires ont des fréquences de répétition allant de quelques kHz à quelques centaines de kHz. Leurs puissances moyennes est généralement de quelques Watts. La qualité du faisceau est importante pour avoir *in fine* une bonne résolution spatiale : le facteur de qualité (M^2) est généralement inférieur à 4.

Nous présentons dans les paragraphes suivants trois technologies en fonction des applications recherchées : les diodes lasers et les lasers OPO sont dédiés à l'imagerie laser flash 2D tandis que les lasers à fibre sont dédiés aux lasers scanners 3D. Ces technologies sont en perpétuelles évolutions : nous ne présentons que les principales caractéristiques de ces sources (état de l'art et développements actuels).

Les diodes lasers bénéficient d'un faible encombrement et autorisent la réalisation d'instruments portables. Cependant, leur portée reste limitée à de courtes distances. L'ONERA et la société SAGEM ont par exemple développé au sein du projet ANR IAAIS [22] un imageur actif multi-longueur d'onde utilisant des diodes lasers. Cet instrument a été testé par les forces de police pour identifier des personnes, de jour comme de nuit, sur plusieurs centaines de mètres. Pour de plus grandes distances, l'utilisation de sources laser de plus grande énergie est indispensable, notamment pour des applications de surveillance. Les puissances optiques délivrées sont supérieures à celles fournies par des systèmes équipés de diodes lasers. L'encombrement est également plus important, rendant les systèmes moins mobiles ou transportables. L'utilisation de sources lasers (solides ou fibrées) est présente dans plusieurs technologies et en particulier dans les lasers scanners 3D ou en imagerie laser flash 2D.

Comme tous lasers, les **diodes lasers** comportent un milieu amplificateur, une structure résonnante et un processus de pompage. Le milieu amplificateur est formé par une jonction entre des semi-conducteurs. La structure résonnante est en général une cavité de type Fabry-Pérot [23]. Le pompage s'effectue par courant électrique. Le principe de base des lasers consiste à modifier les états énergétiques des électrons dans le semi-conducteur par pompage. La désexcitation des niveaux entraîne l'émission de photons par émission spontanée [24] ou émission simulée [25]. La cavité permet à la fois de confiner la lumière pour augmenter l'émission stimulée et d'imposer la longueur d'onde du laser. Les diodes lasers sont conçues par dépôts successifs sur des substrats de silicium. Il existe principalement deux types de diodes lasers : celles émettant par la tranche de la jonction du semi-conducteur et celles émettant verticalement (VCSEL pour *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*). Les diodes à émission par la tranche présentent un faisceau elliptique tandis que les VCSEL présentent un faisceau circulaire mais une faible puissance de sortie. Les diodes lasers permettent difficilement de générer des puissances exploitables pour nos applications en imagerie active avec des impulsions inférieures à la centaine de nanoseconde, l'energie par impulsion étant directement proportionnelle à la durée d'impulsion [26] (domaine surveillance). En revanche, les diodes lasers présentent une très bonne compacité et un bon rendement. Par exemple, les diodes laser en GaAs (émissions entre 700 nm et 900 nm) ont un rendement d'environ 60%. Nous notons que la largeur spectrale d'émission est relativement large : 20 nm pour des diodes émettant à 1,55 µm et que la longueur d'onde d'émission est sensible à la température.

Les sources lasers à **oscillateurs paramétriques optique** ou OPO peuvent être décomposées en deux parties : la première est constituée d'un laser « classique » et la seconde d'une cavité laser de conversion de fréquence, l'OPO. Ce dernier permet d'obtenir la longueur d'onde souhaitée à partir d'un laser de pompe à forte énergie et d'un cristal non linéaire (comme le KTP, Potassium Titanyl Phosphate) [27]. Les OPO rendent accessible la plage de longueurs d'onde autour de 1,5 µm très recherchée pour satisfaire aux problématiques de sécurité oculaire mais où malheureusement les sources lasers de forte puissance de type Erbium (Er) ne sont pas efficaces. Les OPO conservent partiellement les propriétés du laser de pompe. Ainsi, un OPO pompé par un laser de pompe impulsionnel tel qu'un laser Nd:NAG avec un Q-Switch [28] émettra un faisceau de qualité dégradé par rapport à la pompe mais de durée d'impulsion réduite, la cadence d'impulsion suivant celle de la pompe (jusqu'à 100 kHz). Il n'est pas toujours utile de concilier tous ces paramètres en sortie du laser, mais c'est l'OPO qui permet d'atteindre un panel de possibilités le plus large possible. L'encombrement est important car, même si le cristal non-linéaire est de faible dimension, la dissipation thermique et la contrainte de refroidissement représentent des inconvénients à leur utilisation.

Les **lasers à fibre** sont composés par un étage de pompage (réalisé par des diodes lasers), une cavité et un milieu amplificateur comme tous les lasers. Dans ce cas particulier, le milieu amplificateur est une fibre optique dopée avec des ions de terres rares. Par exemple, pour atteindre la longueur d'onde de 1,55 µm, la fibre optique est dopée avec de l'Erbium. Dans une configuration nominale, il est difficile d'atteindre des impulsions inférieures à 10 ns. Les délais d'impulsion sont souvent réduits au prix d'une complexité technique et d'un volume d'encombrement supplémentaires (Rod-Type) [29]. Les lasers à fibre ont l'avantage d'être compacts, robustes, avec une qualité de faisceau assez bonne et avec une adaptation possible aux hautes cadences. Le fait d'utiliser une fibre optique permet un refroidissement plus aisé du milieu amplificateur mais les hautes énergies par impulsion demeurent difficiles à atteindre à cause des phénomènes d'optique non-linéaires apparaissant dans les fibres.

Ainsi, en imagerie active ces trois technologies sont couramment utilisées. Chacune présente des avantages et des inconvénients. Les diodes lasers bénéficient d'un excellent rapport entre les performances, l'encombrement et le coût mais les puissances disponibles limitent la portée des systèmes. Les lasers basés sur une technologie OPO sont actuellement la technologie la mieux adaptée pour l'imagerie laser flash 2D mais présente un encombrement et des coûts de réalisation importants. La maturité de ces lasers est notable et les progressions technologiques attendues sont faibles car les lasers actuels satisfont la plupart des applications industrielles pour lesquelles les marchés sont importants, l'imagerie active ne présentant pas à elle seule un marché suffisamment vaste pour générer un effort de R&D décisif. Enfin, les lasers fibrés correspondent au meilleur compromis entre compacité, robustesse et coût mais sont intrinsèquement limité en termes d'énergie par impulsion. Le choix de la source laser à intégrer dans un système imageur laser se fera donc en fonction de l'application finale recherchée.

1.2.3 Applications de l'imagerie active

Les applications de l'imagerie laser ne sont pas grand public de part le coût du matériel. Dans ce manuscrit, nous avons choisi de restreindre les domaines d'étude à la sûreté et à la surveillance. L'accès à une information tridimensionnelle des objets de la scène représente un certain intérêt en fonction des applications finales visées.

Les imageurs laser comme les lasers scanners 3D fournissent une mesure précise des dimensions et des distances des objets imagés : la **reconstruction de modèles 3D** à partir des mesures est donc facilitée. On note qu'une mesure en distance ou télémétrie est généralement obtenue par des lasers scanners 3D mais la modulation de l'éclairement *via* un imageur laser flash 2D est aussi envisageable. Les domaines d'utilisation sont très variés.

L'imagerie laser intègre sa propre source d'éclairement et présente à un opérateur des images de jour comme de nuit sans aucun ajustement particulier. Cette technique demeure complémentaire à l'imagerie passive infrarouge car, contrairement à l'imagerie thermique, elle ne détecte pas les points chauds dans une scène. Cependant, la portée de **surveillance** en zones sensibles est accrue et peut atteindre plusieurs kilomètres (faible déformation des images due à la turbulence atmosphérique par exemple). Les textures sont mieux restituées et l'interprétation des résultats plus aisée avec l'imagerie laser. Enfin, cette technique active est très sensible aux optiques d'un observateur adverse qui seraient pointées vers le système actif et permet donc de les détecter très efficacement.

En imagerie laser, les propriétés de l'éclairement émis sont bien maitrisées. L'émission d'un laser monochromatique avec une bonne finesse spectrale permet d'accéder à une **analyse Doppler**. L'effet Doppler génère un décalage fréquentiel qui induit une perception modifiée de la longueur d'onde incidente. Cette technique est actuellement couramment mise en œuvre en imagerie médicale pour observer le sens de la circulation sanguine dans les veines. Enfin, certaines expérimentations ont été effectuées dans le domaine de la défense pour détecter par exemple la vitesse des palles d'un hélicoptère. Cette méthode reste relativement complexe à développer (détection et traitement du signal) [30].

Il est possible d'utiliser d'autres propriétés particulières de la source comme sa polarisation. Il est possible d'identifier la modification des états de la polarisation initialement émis par la source. La lumière qui est réfléchie dans la direction d'éclairement par les objets est fortement corrélée aux matériaux rencontrés (composition, granularité de surface…). La dépolarisation (ou la polarisation) du faisceau laser après réflexion est une signature caractéristique. Par exemple, les métaux présentent la capacité à maintenir les états polarimétriques incidents (ou de faible modification). L'**imagerie polarimétrique** est couramment utilisée pour mettre en exergue des matériaux dans une scène (classification). Une autre application de ce type d'imagerie réside dans la suppression de la contribution des milieux diffusants (dépolarisants) sur un signal utile à la manière d'un filtre en polarisation [31] [32] [33] . La Figure 7 illustre cette possibilité. L'imagerie polarimétrique est également utilisé dans le biomédical pour détecter et mettre en évidence la différence entre des tissus sains et des tissus cancéreux [32].

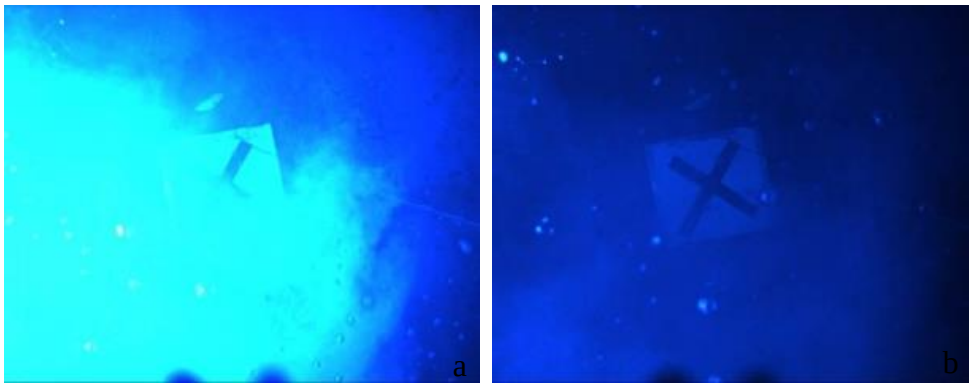


Figure 7. Détection d'objets métalliques à travers des milieux diffusants avec de l'imagerie active polarimétrique en milieu aquatique [31]. a) illustre une image en imagerie active flash 2D classique, b) montre le gain apporté par le filtrage en considérant la polarisation

1.3 EVALUATION DES PERFORMANCES ET CRITERES D'EVALUATION

La qualification des imageurs actifs et thermiques s'effectue en termes de Détection, Reconnaissance et Identification (DRI). L'évaluation de ces trois niveaux de performances est basée sur des critères empiriques dans un contexte de surveillance, de sécurité ou de défense. Ils proviennent généralement d'études de sensibilité effectuées sur des objets étalons. Ils permettent de définir des critères de performances pour des systèmes optroniques lors des phases de conception. Le bon choix des critères dépend souvent des outils disponibles. Nous décrivons dans cette partie les trois critères les plus utilisés en optronique :

- le critère de Johnson qui est, par exemple, celui utilisé dans le logiciel TRM (*Thermal Range Performance Model*) [37] de l'institut Fraunhofer IOSB (Allemagne),
- le critère TTP (*« Target Task Performance »*) qui a été développé par le laboratoire NightVision de l'US Army (USA),
- le critère TOD (*« Triangle Orientation Discrimination»*) qui est proposé par le laboratoire TNO (Pays-bas).

Ces critères permettent de comparer des systèmes optroniques entre eux, notamment pour définir les portées maximales des systèmes en termes de DRI. Ils ne sont pas des critères de qualité « image » fiables lorsque les bruits (par exemples, bruits optiques ou d'environnement) engendrent des déformations spatiales.

1.3.1 Critère de Johnson

La méthode consiste à remplacer l'objet que l'on souhaite détecter par une mire à barres plus facile à modéliser et à reproduire pour des campagnes expérimentales comparatives. Les caractéristiques de cette mire dépendent de deux paramètres :

- la dimension de la mire est choisi en fonction de la surface apparente de la cible qu'elle doit représenter (Figure 8),
  le nombre de barres (ou cycle) dépend de l'opération visée [35]. Une probabilité de détection de 50% est représentée par une mire comportant un seul cycle de barres. Pour des opérations de reconnaissance et d'identification, le nombre de cycles est respectivement de 3 et de 6 barres. Ces normes sont définies dans le rapport OTAN (NATO STANAG 4347) [36]. Le nombre de barres représente la finesse avec laquelle on souhaite observer la cible.

Ce critère revient à définir pour une distance et une fréquence de mire une valeur minimum pour la FTM du système. En pratique cela permet de facilement déterminer les capacités de détection, de reconnaissance et d'identification des systèmes optroniques en présence d'objets dont la géométrie est simple. Le paramétrage du critère de Johnson est une loi empirique largement adoptée par la communauté scientifique et industrielle. Cependant, notons que le nombre de barres d'intérêt dépend de la technologie. Initialement, les critères ont été déterminés sur un panel de personnes. Certaines technologies comme l'imagerie infrarouge ne restituent pas les textures aussi fidèlement que le visible et ce manque d'information perturbe l'efficacité de l'identification.

Les paramètres standards définis dans beaucoup de dimensionnements d'instruments optiques pour le domaine de la surveillance s'appuient sur l'identification de véhicules. Il existe une mire dite « mire OTAN » dont l'usage est largement répandu et qui correspond à une mire de 2,3 x 2,3 m². Dans la suite de notre étude, nous privilégions cette mire.

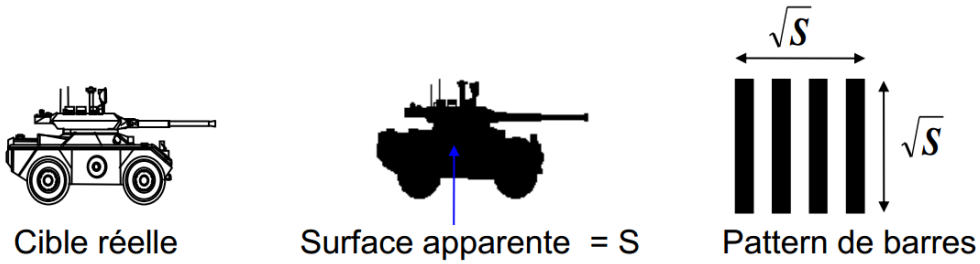


Figure 8. Illustration du principe à la base du critère de Johnson

L'objet étant maintenant remplacé par un objet « modèle », il reste à définir la capacité d'observation de cet objet. Sur la base de nombreuses expériences, l'objet sera observable si le contraste entre les barres sombres et claires est supérieur à 2,5 fois le bruit du système [35].
Le critère de Johnson est utilisé par de nombreux outils pour estimer la performance de système durant leur conception. Dans la suite, nous présentons les deux codes que nous utilisons pour l'imagerie active et l'imagerie thermique. L'approche du critère de Johnson permet d'estimer les performances en imagerie.

1.3.2 PERFIMA : Estimation des performances de l'imagerie active

Historiquement, le critère de Johnson pour l'estimation des performances des systèmes optroniques s'évalue à l'aide du rapport signal à bruit ou SNR. La société SAGEM a développé pour ses expertises un code baptisé PERFIMA (PERFormance de l'Imagerie Active) dont l'objectif principal est d'estimer les performances des **imageurs actifs** à partir du critère de Johnson. Le code s'appuie sur l'estimation du SNR en fonction des caractéristiques de la scène et du système. L'expression du SNR est donné par l'expression suivante :

$$SNR = \frac{\langle nA_1 \rangle - \langle nA_2 \rangle}{\sqrt{\frac{1}{2}\left(Var(nA_1) + Var(nA_2)\right)}} FTM(\nu) \qquad (2)$$

Cette expression nécessite la connaissance du signal utile reçu par le détecteur mais également les variances des bruits et les fonctions de transfert des différents éléments. Elle exprime donc le SNR en fonction du signal d'une mire : le signal issu d'une bande claire est noté $\langle nA_1 \rangle$ et celui d'une bande sombre $\langle nA_2 \rangle$, Le bruit résultant est calculé comme étant proportionnel à la moyenne du bruit des zones claires et des zones sombres. Il est représenté par la variance sur les bandes claires et sombres. La $FTM(\nu)$ représente la fonction de transfert du système complet pour la fréquence correspondante de la mire. Cette fréquence est différente pour la détection, la reconnaissance et l'indentification.

Expression du signal

Dans un premier temps, considérons l'expression du signal pour l'imagerie active. Le signal et les variances sont exprimés en nombre d'électrons (chaîne complète de l'imageur). Dans cette expression, les différentes contributions sont identifiées : par exemple, l'influence du détecteur est facilement séparée de la contribution de la transmission atmosphérique. Cette approche permet d'observer indépendamment les effets de chaque élément sur le signal final.
En imagerie active, les termes liés au laser, à l'optique de réception, à l'atmosphère et au détecteur se distinguent des termes liés à la cible. Nous simplifions notre étude en modélisant les cibles par des diffuseurs théoriquement Lambertiens définis par leur albedo ρ.

Le signal pour une zone de la mire (sombre ou claire) peut s'exprimer en fonction des caractéristiques des éléments de la chaine d'acquisition : la source, l'atmosphère, la cible ou encore la camera.

Les caractéristiques de la source et du laser telles que la longueur d'onde, l'énergie par impulsion ou la divergence du faisceau. La camera comprend les caractéristiques de l'optique de réception et du détecteur. L'optique de réception est représentée entre autre par la transmission et le champ de vue de l'optique. Le détecteur est modélisé par la taille des pixels, son efficacité quantique ou son facteur gain. Bon nombre de ces caractéristiques sont liées entre elles : ainsi le champ de vue dépend de la taille des pixels ou la conversion photon-électron dépend de la source et du type de détecteur. La constante de l'atmosphère tient compte essentiellement de la transmission. Il est à noter que dans le cas de l'imagerie active la transmission de l'atmosphère intervient deux fois : sur le trajet « aller » entre la source et la cible puis sur le trajet « retour » entre la cible et le détecteur.

L'expression développée du signal dans le code PERFIMA s'écrit de la manière suivante pour une zone de la mire :

$$\langle nA \rangle = \frac{n_p n_t \, E_{laser} \, M_e \, \eta \, \tau_{opt} \, \Omega_{opt} \, \tau_{atm}^2 4\rho ds}{\pi^2 \frac{hc}{\lambda} G^2 div^2 L^2} \qquad (3)$$

Où : n_p est le nombre d'impulsions dans une trame et n_t est le nombre de trames accumulées pour former l'image. Les impulsions laser sont caractérisées par leur énergie E_{laser}. Les caractéristiques du détecteur sont : M_e le facteur d'amplification du détecteur et η le rendement quantique, ds la surface du pixel. L'optique est définie par sa transmission τ_{opt}, par son angle solide de détection pour un pixel Ω_{opt} et G le grandissement. La source définit la longueur d'onde utilisée λ et la divergence angulaire du faisceau laser div. L'influence de l'atmosphère est modélisée par sa transmission τ_{atm}. L est la distance entre la source et la cible. Enfin, la cible est supposée lambertienne, elle est donc complétement caractérisée par son albedo ρ. Les objets simulés dans notre étude sont des mires à barre ; ainsi le signal est défini pour les bandes claires et les bandes sombres de la mire caractérisées par leurs albédos respectifs.

Expression des variances des bruits

Les bruits sont caractérisés par leurs variances. La superposition des bruits se traduit par une addition des variances des bruits. De plus, Comme la variance de certains bruits dépend du signal, il est nécessaire de définir les variances sur les barres noires et les barres blanches. L'expression de la variance du bruit dans l'expression du SNR est alors une moyenne entre les deux zones. Ces bruits couvrent un large panel de dégradations tel que le bruit de photon, le bruit de lecture électronique, le bruit thermique, le bruit de courant d'obscurité, le bruit de speckle ou le bruit de scintillation.[37]

La scintillation et les turbulences atmosphériques

Nous n'étudions pas spécifiquement l'impact des turbulences atmosphériques sur les performances du système. Cependant il est important de connaitre les effets engendrés. La littérature présente beaucoup d'étude sur les turbulences atmosphériques et l'impact sur l'imagerie [38][39][40][41]. L'ONERA a développé plusieurs codes permettant une modélisation physique de la turbulence PIAF et PILOT. Cependant, ces codes sont complexes et lents. Pour prendre en compte la turbulence dans l'outil PERFIMA nous utilisons dons des modèles simplifiés.

L'impact des turbulences atmosphériques peut être décomposé en deux dégradations distinctes : la scintillation et le flou de turbulence.

La **scintillation** génère une dégradation du faisceau laser sur le trajet entre la source et la cible. La Figure 9 représente l'impact de la turbulence sur un faisceau uniforme. Le paramètre *Cn²* est le paramètre caractéristique de la turbulence il représente une variation de l'indice de réfraction.

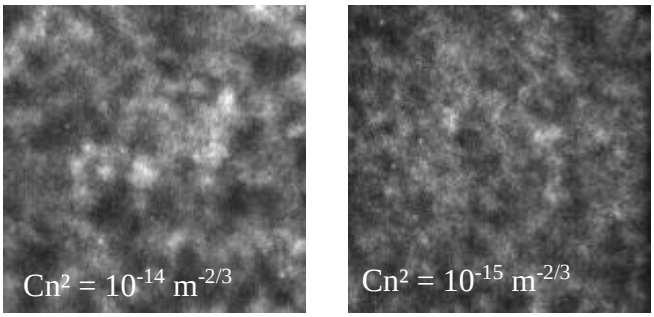


Figure 9. Illustration de l'impact de la scintillation sur une mire uniforme située à 1 km (images expérimentales). Pour un Cn² de 10^{-14} $m^{-2/3}$ (à gauche) et de 10^{-15} $m^{-2/3}$ (à droite).

Pour calculer ces figures de scintillation dans l'outil PERFIMA, nous utilisons un modèle de calcul s'appuyant sur la DSP (*Densité Spectrale de Puissance*) du bruit à générer. On s'appuie sur le modèle présenté dans l'article de M-T Velluet [40]. Ce calcul n'est valable que pour le cas de faible scintillation. Cette méthode est valable à condition de considérer que le bruit de scintillation est stationnaire. Il en résulte que le bruit de scintillation est complètement défini par sa DSP.

La première étape du calcul consiste à estimer le *Cn²* (paramètre caractéristique de l'état de la turbulence) sur le parcours [41]. Nous utilisons la loi suivante (4) pour estimer le *Cn²* en fonction de l'altitude et d'un *Cn²* de référence. Le *Cn²* s'exprime en $m^{-2/3}$.

$$Cn^2(h) = Cn^2(h_{ref})\left(\frac{h}{h_{ref}}\right)^{-p} \tag{4}$$

Avec h_{ref} l'altitude de référence pour le calcul du Cn². Elle représente habituellement l'altitude à laquelle les mesures sont prises. $Cn^2(h_{ref})$ constante de structure d'indice à l'altitude de référence. Enfin p est le paramètre d'influence qui prend pour valeur 4/3 le jour et 2/3 la nuit.

La DSP est définit de la manière suivante

$$DSP_{scintillation}(\kappa) = 2\pi k^2 \int_0^L \left(\frac{L}{z}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\kappa^2}{2k}\frac{L}{z}(L - z)\right)\Phi_n\left(\kappa\frac{L}{z}\right)dz \tag{5}$$

Avec k l'amplitude du vecteur d'onde, z la distance à partir de la source, L la distance totale entre la source et la cible, κ la fréquence spatiale sur la cible. Cette expression utilise également Φ_n le spectre de Kolmogorov [41] il s'exprime de la manière suivante en fonction du paramètre de structure Cn^2 :

$$\Phi_n(K) = \frac{0{,}033\, Cn^2}{(K^2 + K_0^2)^{11/6}} e^{\left(-\frac{K^2}{K_m^2}\right)} \quad (6)$$

où Φ_n est le spectre de Kolmogorov qui représente le spectre des variations d'indice de réfraction, K_m est la fréquence de coupure interne de la turbulence et K_0 est la fréquence de coupure externe de la turbulence. Dans l'outil PERFIMA, nous considérons que la petite échelle de la turbulence est d'un centimètre et que la grande échelle de la turbulence est d'un mètre [41].

Il est possible de calculer la variance du bruit de scintillation à partir de cette expression mais également de générer une figure de scintillation. Le processus pour calculer la scintillation est illustré en Figure 10. La première étape consiste à générer un bruit blanc gaussien. Ce bruit est convolué par la DSP du bruit de scintillation. Le bruit obtenu a alors un histogramme de forme gaussienne et le spectre du bruit de scintillation. L'étape finale consiste à transformer ce bruit pour obtenir un histogramme de forme lognormal.

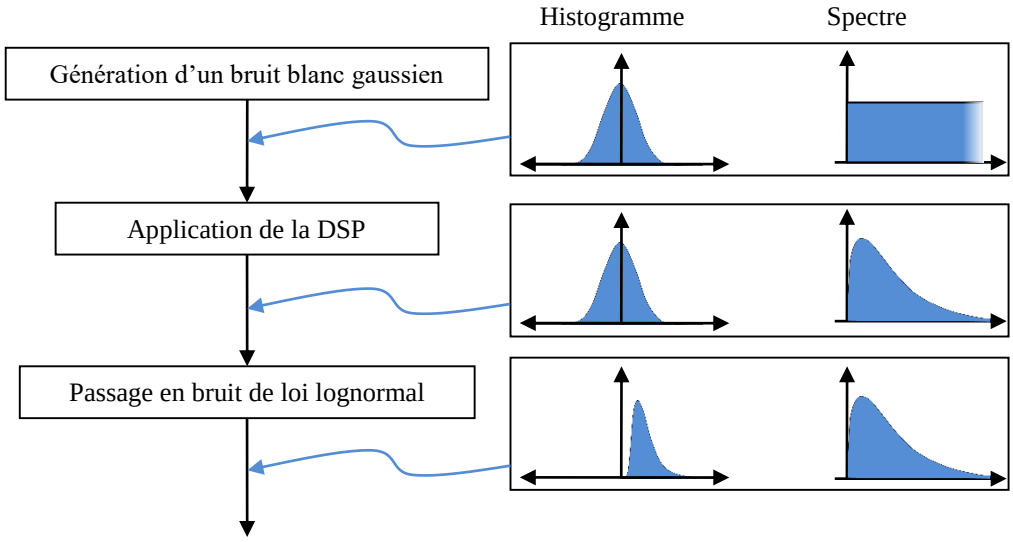


Figure 10. Illustration de la méthode permettant de générer la figure de scintillation à partir d'un bruit blanc gaussien.

La turbulence atmosphérique engendre un flou sur le trajet entre la cible et le détecteur. Ce flou est caractérisé par sa FTM (*Fonction de Transfert de Modulation*). Nous distinguons deux cas possible pour le flou de turbulence [41] : le **flou pose courte** et le **flou pose longue**.

Le **flou pose courte** est considéré lorsque le temps d'intégration et le diamètre de la pupille sont faible par rapport à l'évolution de la turbulence. La FTM pose courte (FTM_{PC}) s'écrit alors de la manière suivante :

$$FTM_{PC}(\nu) = \exp\left(-3{,}44 \left(\frac{\lambda\nu}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} \left(1 - 0{,}5 \left(\frac{\lambda\nu}{\phi_{reception}}\right)^{1/3}\right)\right) \quad (7)$$

Où ν est la fréquence spatiale, λ la longueur d'onde, $\phi_{reception}$ le diamètre de la pupille de réception et r_0 le paramètre de Fried.

Le paramètre de Fried s'exprime en fonction de la longueur d'onde et du Cn^2[41].

$$r_0 = \left(0{,}423 \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L Cn^2(z)\, dz\right)^{-3/5} \quad (8)$$

Avec r_0 le paramètre de Fried et L la distance entre la cible et le détecteur.

Le **flou pose longue** intervient lorsque le temps d'intégration est plus long. La FTM pose longue (FTM_{PL}) s'exprime de la manière suivante :

$$FTM_{PL}(\nu) = \exp\left(-3{,}44 \left(\frac{\lambda\nu}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} \right) \quad (9)$$

A partir de ces différentes expressions, il nous est possible de définir simplement les effets de la turbulence sur l'imagerie active (scintillation et flou) et thermique (flou). Ces modèles sont restreints mais suffisent pour l'estimation de la portée des systèmes actifs et thermiques. Ils présentent également l'avantage d'être facile d'utilisation.

Estimation complète du SNR

Le dernier terme dans l'expression du SNR représente la fonction de transfert du système. Cette dernière regroupe l'ensemble des filtres qui dégradent les fréquences spatiales de la cible. Elle regroupe la fonction de l'optique de détection, la fonction de transfert de l'œil et de l'atmosphère. Nous verrons plus loin que ces FTM sont également présentent en imagerie thermique. La portée des systèmes optroniques est établie à partir de cette expression du SNR. Les caractéristiques de la cible sont déterminées en amont dans les scénarios : la définition de la mire permet ainsi le passage entre la fréquence spatiale et la distance de détection, de reconnaissance ou d'identification. Le dernier paramètre utilisé correspond au seuil de détection c'est-à-dire au niveau de SNR pour lequel le système optronique détecte une cible. Ce seuil est souvent fixé à 2,5 dans la littérature ce qui correspond à une probabilité de détection (de reconnaissance ou d'indentification) de 90%.

L'un des objectifs de l'étude est de pourvoir déterminer l'évolution du SNR en fonction des différents paramètres de l'environnement, notamment en présence de conditions météorologiques dégradées. La Figure 11 illustre l'évolution du SNR d'un système optronique

actif en fonction du taux de pluie. Le calcul est effectué à partir de l'équation (2) en convertissant la fréquence spatiale par la distance de la mire. La portée maximale de l'instrument est définie par le seuil de détection (ici fixé à 2,5). Pour un taux de pluie de 5 mm/h, la portée est légèrement supérieure à 2 km et pour un taux de pluie de 80 mm/h qui est exceptionnel la portée chute à moins de 400 m. Une variation du taux de pluie de 5 mm/h à 20 mm/h, entraine une réduction de la portée d'identification d'un facteur supérieur à deux. Le comportement du SNR pour les courtes distances s'explique par l'éblouissement de la cible. En effet, la modélisation considère une puissance de la source constante quel que soit la distance de la cible. Ainsi, pour les faible distance la réflexion sur la cible éblouit complétement le détecteur, ce qui engendre un SNR nul. Par la suite lorsque la cible s'éloigne le signal de la barre noir arrête de saturer le détecteur ce qui permet au SNR de croître. Enfin, la barre blanche arrête de saturer ce qui représente le maximum de la courbe. Ensuite, les signaux reçus décroissent dû à la transmission et à l'éloignement de la cible, le SNR décroit alors fortement.

Dans ce calcul, l'influence de la pluie est introduite par une réduction de la transmission atmosphérique entre le système et la mire.

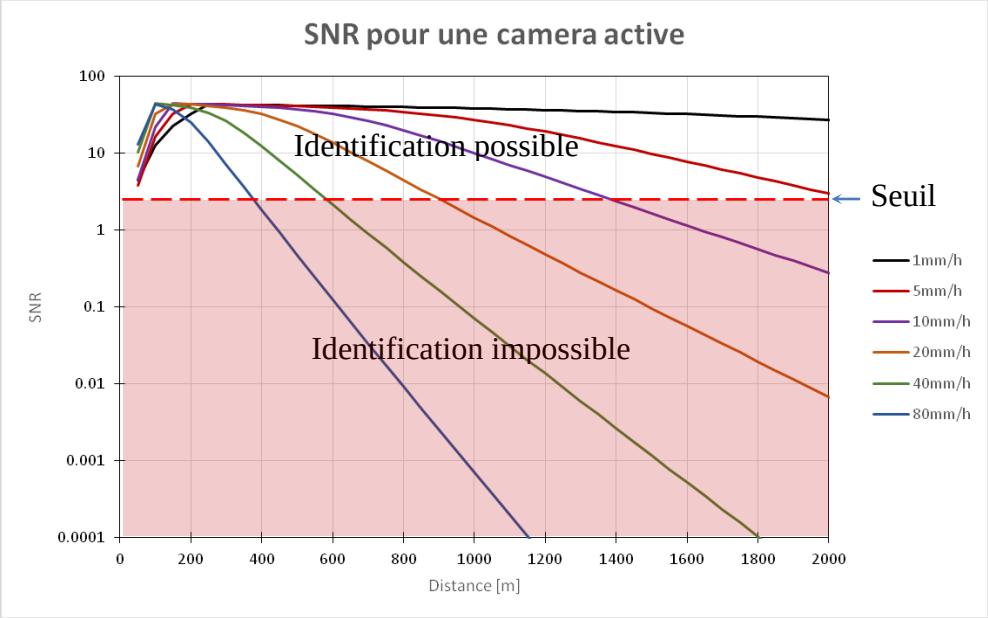


Figure 11. Représentation du SNR pour un système actif en fonction du taux de pluie. Le seuil définit la limite au-dessous de laquelle le système ne permet plus d'identifier la cible

1.3.3 TRM3 : Estimation des performances de l'imagerie thermique

Pour le calcul des performances des imageurs thermiques, on utilise couramment le logiciel TRM3 [37] ou son évolution TRM4. Dans la suite de l'étude, nous utilisons la version 3 à cause de sa disponibilité. Il permet d'estimer analytiquement les portées de systèmes optroniques pour des longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge thermique. PERFIMA a été initialement développé pour combler les lacunes de TRM3 en imagerie active.

TRM3 se base sur la perception de mires à barres et utilise un dérivé du critère de Jonhson pour estimer la portée du système configuré. Il définit l'AMOP (*Average Modulation at Optimum Phase*) pour évaluer la fonction de transfert caractérisant l'imageur [42]. L'AMOP

remplace la FTM (Fonction de Transfert de Modulation) du système. À l'origine ce critère a été développé et validé [43] pour caractériser les imageurs thermiques sous-échantillonnés.

En **imagerie thermique**, on utilise couramment la notion de MRTD (Minimum Resolved Thermal Difference). Cette valeur à l'avantage, par rapport au SNR, d'être facilement interprétable puisqu'elle représente la température minimum que le système est capable de détecter. Pour le calcul des performances, nous avons choisi d'utiliser le logiciel TRM3. Dans le but de comparer les performances des systèmes optroniques en conditions météorologiques dégradées, nous évaluons uniquement leur comportement en fonction des variations de l'environnement naturel. Dans le code PERFIMA défini précédemment, les modèles environnementaux peuvent être intégrés au code source. A l'inverse, le logiciel TRM3 n'autorise pas cette souplesse de fonctionnement : les entrées et les sorties sont fixées. Dans la pratique, le logiciel TRM3 utilise le critère décrit par l'expression suivante pour évaluer la portée des systèmes thermiques :

$$\Delta T(R) > MRTD\left(\frac{n_l R}{a_{cible}}\right) \tag{10}$$

où le MRTD dépend de la distance *R* entre la cible et le détecteur, $n_l$est le nombre de lignes de la mire à barres et a_{cible}est la dimension de la mire. $\Delta T(R)$ représente la différence de température effective et s'exprime également de la manière suivante :

$$\Delta T(R) = \Delta T_0 \, \tau_{atm} \tag{11}$$

où ΔT_0 est la différence de température sur la cible et τ_{atm} est la transmission atmosphérique. Le logiciel TRM3 identifie un seuil de détection sur les températures minimales et n'utilise pas le SNR comme critère. Le résultat demeure identique. En combinant les expressions précédentes, le critère de seuil s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{\Delta T_0 \;\; \tau_{atm}(R)}{MRTD\left(\frac{n_l R}{a_{cible}}\right)} > 1 \tag{12}$$

De manière similaire au cas de l'imagerie active, nous cherchons à déterminer l'évolution des performances en conditions météorologiques dégradées comme le montre la Figure 12. Dans ce cas la portée pour un taux de pluie de 5 mm/h est de 3,4 km. Entre un taux de pluie de 5 mm/h et un taux de pluie de 20 mm/h, la portée d'indentification est divisée par un facteur légèrement inférieur à 2. Cela montre déjà une différence de comportement possible entre l'imagerie active et l'imagerie thermique.

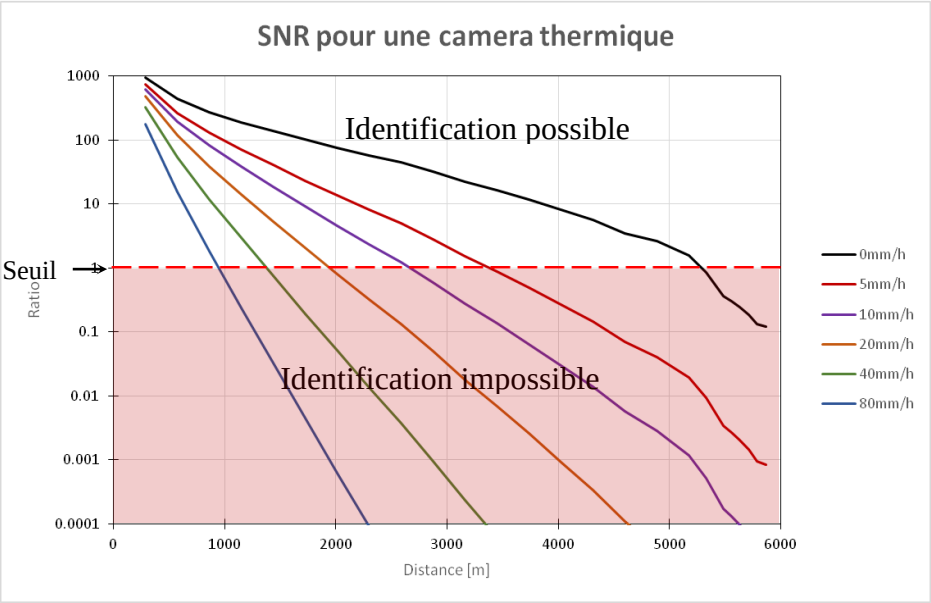


Figure 12. Représentation du critère d'estimation de la portée en fonction du taux de pluie. Le seuil définit la limite au-dessous de laquelle le système ne permet plus d'identifier la cible.

Le critère de Johnson est couramment utilisé pour établir les performances des imageurs, même en présence de conditions météorologiques dégradées. L'imagerie thermique semble être moins influencée par la présence de la pluie. Cette rapide conclusion ne représente pas forcément la réalité car seule la transmission a été prise en compte. Dans le cas de l'imagerie active et contrairement à l'imagerie thermique, la lumière traverse deux fois le milieu diffusant et est donc atténuée deux fois. Dans un scénario réel, l'imagerie thermique et l'imagerie active sont soumises à d'autres phénomènes qui peuvent être propres à la technologie mise en œuvre. Dans la suite de notre étude, nous tenterons de déterminer les domaines où certains phénomènes peuvent être négligés tandis que d'autres seront prépondérants.

1.3.4 Autres critères d'évaluation des performances

Il existe d'autres critères pour évaluer les performances des caméras : les deux principaux sont le critère TTP (Target Task Perfomance) et le modèle TOD (Triangle Orientation Discrimination) [44].

Le **critère TTP** (Target Task Perfomance) [45] utilise le même principe que le critère de Johnson défini précédemment. La différence notoire réside dans la définition du seuil de détection. Pour le critère de Johnson, on définit ce seuil à partir de la plus haute fréquence que le système puisse détecter : cette fréquence correspond à 1, 4 ou 6 cycles sur la mire. Pour le critère TTP, on prend également en compte les fréquences plus basses. Le critère n'est donc plus un simple seuil mais une courbe (non linéaire) à définir pour chaque fréquence. Ce critère s'appuie sur la capacité de l'œil à observer et à discerner les objets en fonction de leur contraste et de leur fréquence. Ainsi, un objet fortement contrasté pourra être détecté sur de plus hautes fréquences qu'un objet faiblement contrasté. L'un des inconvénients de cette approche reste l'interprétation des résultats. Pour le critère de Johnson, un simple remplacement de l'objet par une mire à barres a été effectué. Dans ce cas, les performances de l'instrument sont facilement évaluées si le nombre de barres que l'on identifie à une certaine distance est accessible. Le critère TTP fournit un paramètre plus abstrait dont le lien avec la géométrie réelle de l'objet est difficile à établir sans outils d'exploitation adéquats. Le second inconvénient correspond au

manque de maturité de la méthode. Les critères sont régulièrement modifiés par la communauté scientifique [45]. Les résultats de l'estimation des performances peuvent donc varier et il est indispensable d'associer les résultats de performances avec une version des critères TTP.

Contrairement, aux autres méthodes, la **méthode TOD** (Triangle Orientation Discrimination) [46] [47] utilise une approche différente s'appuyant sur des mesures précises, plus représentatives d'une acquisition sur cible réelle et moins subjective que l'utilisation du MRTD ou du SNR. L'objet de test est un objet non-périodique (ici un triangle équilatéral avec quatre orientations possibles) qui possède des similitudes entre la cible réelle et l'opération que l'on cherche à accomplir. Une procédure de test à choix forcé est ensuite utilisée. Non seulement, cette procédure est très proche du processus d'acquisition réel de cibles, mais il a été montré que les résultats ne sont pas influencés par la subjectivité de l'observateur. Dans la pratique, le modèle TOD génère dans un premier temps des images de triangles dégradés. Ces images sont ensuite introduites dans un modèle de système visuel qui détermine l'orientation la plus probable des triangles [48] . Cet algorithme se base sur de la détection de forme et du traitement d'image. Ainsi, le choix de l'orientation s'approche très sensiblement du choix d'un opérateur. Bien que le modèle TOD soit le plus général et le plus adapté à une détection visuelle, il est souvent peu adopté pour déterminer les performances des systèmes optroniques.

1.3.5 Influence des conditions météorologiques dégradées sur les performances des systèmes optroniques

Pour comprendre et quantifier les effets des conditions météorologiques dégradées telles que la pluie sur la diffusion de la lumière, nous avons développé un nouveau code de simulation. Ces simulations fournissent des résultats quantitatifs sur les phénomènes de diffusion et de transmission présents dans un milieu diffusant comme la pluie.

La présence de particules (gouttes de pluie) sur le parcours optique génère des modifications sur l'image. La Figure 13 illustre les différents effets de la pluie sur le signal détecté à la fois dans le cas de l'imagerie active et dans le cas de l'imagerie infrarouge thermique. Les précipitations de pluie perturbent les deux imageries. Les gouttes de pluie situées entre l'imageur et la cible influencent donc la transmission mais également la distorsion du front d'onde sur le trajet retour de manière identique pour les deux techniques d'imagerie. La transmission à travers les gouttes d'eau est réduite mais cet effet n'est pas forcément le plus impactant puisqu'il peut être partiellement compensé en imagerie active par une augmentation de la puissance de l'impulsion laser. Un certain nombre d'effets sont très dépendants du type d'imagerie considéré : pour l'imagerie thermique, les gouttes d'eau émettent leurs propres radiations thermiques en relation avec leur émissivité et leur température. Dans le cas général, le contraste en température est souvent atténué en présence de pluie : on observe une réduction globale du contraste de l'image. L'imagerie active est perturbée par la rétrodiffusion du laser par les gouttes de pluie rencontrées sur le trajet optique : cet effet peut-être minimisé lorsque l'on utilise un détecteur synchronisé avec la source laser. Toutes les méthodes d'imagerie subissent des dégradations du signal sur le trajet « retour » entre la cible et le détecteur du fait d'une réduction de la transmission. L'imagerie active subit en plus des dégradations sur le trajet « aller ». Il est indispensable de développer un modèle physique permettant la prédiction de ces dégradations.

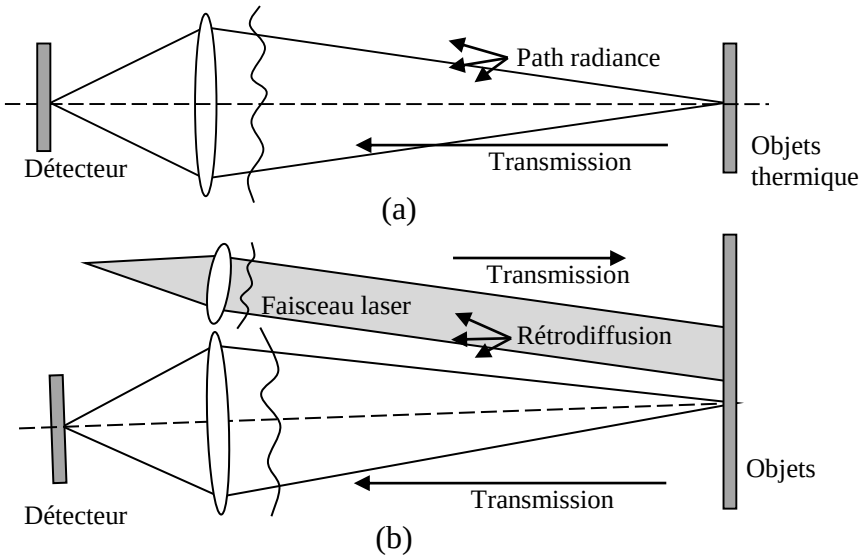


Figure 13. Identification des différentes contributions des dégradations des images par la pluie pour l'imagerie thermique (a) et active (b)

La présence de conditions météorologiques dégradées et d'un milieu diffusant entre la cible et le détecteur engendre également un phénomène de **rétrodiffusion** non souhaité. Cette dégradation n'influence que l'imagerie active si les portes temporelles sur le détecteur ne sont pas judicieusement choisies pour réduire les flux parasites. En thermique, l'éclairage solaire contribue à un flux passif de rétrodiffusion. Il est admis que cette contribution thermique n'est gênante que sur les cent premiers mètres dans le cas d'un milieu diffusant homogène. Une estimation précise de la rétrodiffusion est nécessaire pour évaluer les systèmes optroniques thermiques et actifs.

Le principe de l'imagerie thermique est de détecter les radiations thermiques émises par les objets. Par temps clair, les aérosols de l'atmosphère émettent un flux qui limite la perception sur de grandes distances. La **luminance de trajet** ou « **path radiance** » en anglais, évolue également en présence de milieux diffusants. Les particules ou les gouttes d'eau émettent un flux non négligeable dans les longueurs d'onde thermiques. Il est donc important de pouvoir quantifier l'impact et la variation de cette valeur en conditions défavorables. Nous reviendrons sur cette modélisation dans la suite du manuscrit.

L'imagerie thermique est également dégradée par le refroidissement et l'homogénéisation de la température dans la scène observée. La pluie refroidit les objets et le fond dans son ensemble : le contraste thermique naturel est moins perceptible. Dans notre étude, nous considérons deux cas : (*i*) le cas du corps passif ou faiblement chauffé qui, en présence de pluie, va complètement être homogénéisé en température ; (*ii*) et le cas d'un élément fortement chauffé comme les moteurs de véhicules qui, en présence de pluie, ne vont pas changer de température. Ce paramètre permet de distinguer l'imagerie thermique de l'imagerie laser car il n'influence que cette première.

Les conditions dégradées représentent un grand nombre de phénomènes différents (pluie, brouillard, neige…) et chacun de ces phénomènes peut intervenir de manière différente en imagerie. Par exemple, la pluie et le brouillard change les propriétés de la cible comme la

réflectivité et l'émissivité par l'ajout d'une couche d'eau ou de l'humidité sur la cible. La neige peut modifier les propriétés ou les masquer en fonction de la quantité recouvrant les objets. Ces modifications sont trop versatiles et ne présentent un intérêt d'étude que dans des cas particulier, nous n'aborderons donc pas ces problématiques dans la suite.

1.4 DEMONSTRATEUR MILPAT

La DGA a financé la réalisation d'un démonstrateur par le biais du Projet d'Etude Amont « Module d'Imagerie Laser Pour les Applications Terrestres » ou **PEA MILPAT**. L'objectif principal de cette étude est de démontrer les capacités de l'imagerie active et sa complémentarité avec l'imagerie thermique dans les domaines de la sûreté, de la surveillance et de la défense. La comparaison entre l'imagerie active et l'imagerie thermique est facilitée par l'architecture même du démonstrateur. La conception et le développement ont été effectués en collaboration entre les sociétés SAGEM et THALES pour intégrer au système :

- un plan focal SWIR déclenché et synchronisé avec un laser impulsionnel,
- une caméra thermique haute performance de type MARIS LR,
- un télémètre laser.

L'ensemble est monté sur une tourelle motorisée permettant les fonctions de suivi de cibles ainsi que le contrôle automatique de la ligne de visée. La Figure 14a présente une vue générale de l'instrument.

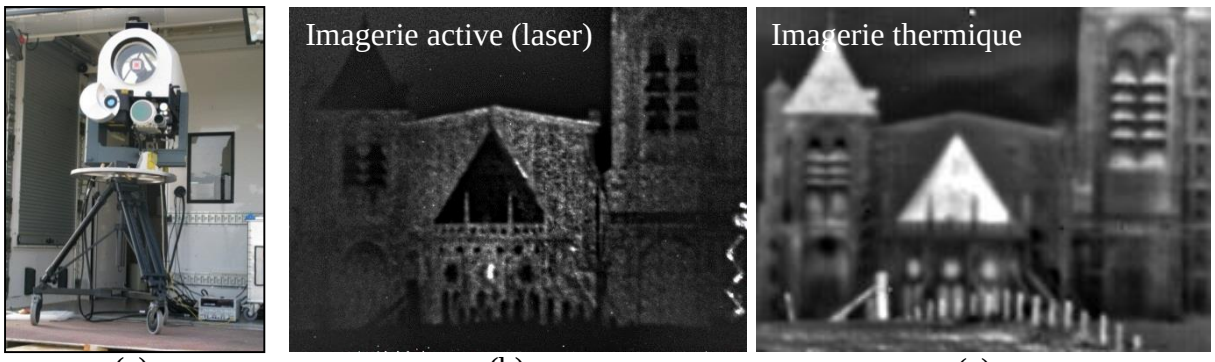


Figure 14. (a) Vue du démonstrateur MILPAT durant la champagne d'essais de 2013. (b) et (c) Deux images de la cathédrale de Bourges (France) prise avec la caméra thermique et l'imageur actif.

Depuis décembre 2011, le système optronique MILPAT fournit des images actives et thermiques en conditions réelles lors de campagnes d'essais. Les conditions environnementales et météorologiques sont enregistrées comme par exemples la turbulence atmosphérique, le taux de pluie ou la visibilité. La Figure 14b et 12c montrent des images obtenues lors d'une des campagnes d'essais.

La base de données images ainsi créée regroupe de nombreux objets et de nombreuses conditions météorologiques. Dans un premier temps, nous avons utilisé cette base de données pour valider nos hypothèses de dégradations et particulièrement les dégradations dues aux conditions climatiques sur l'imagerie thermique.

1.5 SYNTHESE

L'imagerie active et l'imagerie thermique sont deux technologies bien différentes de part les spectres de longueurs d'onde utilisés (domaines réflectif et émissif) et de part les informations récoltées. Nous avons décrit dans ce chapitre les éléments propres à chacune de ces techniques tout en montrant les différences à l'intérieur même de ces deux catégories. L'introduction des critères de performances permet d'effectuer un recensement rapide des effets des conditions météorologiques dégradées sur les techniques d'imagerie.

Les critères de performance sont estimés par des logiciels que l'on peut modifier comme le code PERFIMA ou qui sont fermés comme TRM3. Ces logiciels utilisent des modèles pour décrire les phénomènes et les dégradations engendrées. Dans de nombreux cas, ces lois dépendent de paramètres empiriques qui permettent de les ajuster à l'environnement. L'un des objectifs de cette étude est de déterminer ces facteurs de paramétrisation ou de définir de nouvelles lois pour modéliser les phénomènes.

Dans la suite, nous souhaitons quantifier précisément les effets de la pluie sur l'imagerie active et sur l'imagerie thermique. Nous verrons, dans un premier temps, les outils numériques mis en place pour modéliser physiquement la diffusion des gouttes de pluie. Cette étape est nécessaire pour introduire les caractéristiques intrinsèques de la pluie et les modéliser à l'aide d'un nouvel outil dénommé ISAAC. Ce code doit quantifier certains effets macroscopiques engendrés par la pluie (évolution de la transmission, de la rétrodiffusion, de la luminance de trajet). Des modèles analytiques plus simples seront également développés pour estimer plus rapidement les performances de systèmes optroniques. Enfin, ces modèles seront confrontés à des expérimentations pour les valider.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1

[1] Leica Geosystems : www.leica-geosystems.fr/fr/Scanner-Laser-3D_5570.htm
[2] Topcon : www.Toppconeurope.com
[3] Riegl : www.riegl.co.at
[4] Obzerv : www.obzerv.com
[5] AULL, Brian F., LOOMIS, Andrew H., YOUNG, Douglas J., et al. Three-dimensional imaging with arrays of Geiger-mode avalanche photodiodes. In : Integrated Optoelectronic Devices 2004. International Society for Optics and Photonics, 2004. p. 105-116.
[6] VOLLMER Michael et MÖLLMANN Klaus-Peter., Infrared thermal imaging: fundamentals, research and applications. John Wiley & Sons, 2010.
[7] MARTIN, C. et FAUCHAIS, P. Mesure par thermographie infrarouge de l'émissivité de matériaux bons conducteurs de la chaleur. Influence de l'état de surface, de l'oxdation et de la température. Revue de Physique Appliquée, 1980, vol. 15, no 9, p. 1469-1478.
[8] EDWARDS, D. K. et CATTON, Ivan. Radiation characteristics of rough and oxidized metals. Adv. Thermophys. Proprieties Extreme Temp. Pressures, 1965, p. 189-199.
[9] BALDRIDGE, A. M., S.J. HOOK, C.I. GROVE and G. RIVERA, 2009.. The ASTER Spectral Library Version 2.0. Remote Sensing of Environment, vol 113, pp. 711-715
[10] BUBE R.H., Photoconductivity of Solids Wiley, New York (1960), p. 377
[11] BUBE R.H., Photoelectronic Materials and Devices Van Nostrand, Princeton, N.J (1965), pp. 100–104
[12] http://www.techniques-ingenieur.fr/ : "Détecteurs quantiques"
[13] COSTARD, Eric, BOIS, P., DE ROSSI, Alfredo, et al. QWIP detectors and thermal imagers. Comptes Rendus Physique, 2003, vol. 4, no 10, p. 1089-1102.
[14] TISSOT Jean-Luc, Imagerie IR thermique à base de détecteurs non refroidis, Techniques de l'ingénieur Composants optoélectroniques, 2010, http://www.techniques-ingenieur.fr
[15] home-inspector-san-diego.com
[16] FLIR, Guide de l'imagerie thermique pour les applications du batiment et des energies renouvelables, http://www.flirmedia.com/MMC/THG/Brochures/T820325/T820325_FR.pdf
[17] WISHART, G. C., CAMPISI, M., BOSWELL, M., et al. The accuracy of digital infrared imaging for breast cancer detection in women undergoing breast biopsy. European Journal of Surgical Oncology (EJSO), 2010, vol. 36, no 6, p. 535-540.
[18] QI, Hairong, DIAKIDES, Nicholas, et al. Thermal infrared imaging in early breast cancer detection-a survey of recent research. In : Engineering in Medicine and Biology Society, 2003. Proceedings of the 25th Annual International Conference of the IEEE. IEEE, 2003. p. 1109-1112.
[19] ARLOWE, H. Duane. Thermal detection contrast of human targets. In : Security Technology, 1992. Crime Countermeasures, Proceedings. Institute of Electrical and Electronics Engineers 1992 International Carnahan Conference on. IEEE, 1992. p. 27-33..
[20] LEWIS, Gareth D., JORDAN, David L., et ROBERTS, P. John. Backscattering target detection in a turbid medium by polarization discrimination. Applied Optics, 1999, vol. 38, no 18, p. 3937-3944.

[21] ESSEX, T. J. H. et BYRNE, P. O. A laser Doppler scanner for imaging blood flow in skin. Journal of biomedical engineering, 1991, vol. 13, no 3, p. 189-194.
[22] Concepts Systèmes et Outils pour la Sécurité Globale (CSOSG) 2008 : projet IAAIS, ANR-08-SECU-0005
[23] VAUGHAN J. M., The Fabry-Perot interferometer: history, theory, practice, and applications. CRC Press, 1989, ISBN 978-0-85274-138-2
[24] BOULON Georges, Sources lasers à l'état solide. Fondements, Techniques de l'ingénieur Sources laser, 2006, http://www.techniques-ingenieur.fr
[25] EINSTEIN A., On the quantum theory of radiation, Phys. Z 18, 121-8 (1917)
[26] POCHOLLE Jean-Paul, BRASSART Gilles, MEYZONNETTE Jean-Louis, Sources laser, Techniques de l'ingénieur Sources laser, 1996, http://www.techniques-ingenieur.fr
[27] MYERS, Lawrence Edward, ECKARDT, R. C., FEJER, M. M., et al. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO3. JOSA B, 1995, vol. 12, no 11, p. 2102-2116.
[28] ELSER, Wolfgang, SHARP, Edward J., RICHARD, R. Shurtz II, et al. Laser Q-switch. U.S. Patent No 4,819,239, 4 avr. 1989.
[29] SCHMIDT, O., WIRTH, C., TSYBIN, I., et al. Average power of 1.1 kW from spectrally combined, fiber-amplified, nanosecond-pulsed sources. Optics letters, 2009, vol. 34, no 10, p. 1567-1569.
[30] MEYZONNETTE, Jean L., REMY, Bertrand, et SACCOMANI, Georges. Imaging CO2 laser radar with chirp pulse compression. In : Technical Symposium Southeast. International Society for Optics and Photonics, 1987. p. 169-179.
[31] CHENAULT, David B. et PEZZANITI, J. Larry. Polarization imaging through scattering media. In : International Symposium on Optical Science and Technology. International Society for Optics and Photonics, 2000. p. 124-133.
[32] SANKARAN, Vanitha, SCHÖNENBERGER, Klaus, WALSH JR, Joseph T., et al. Polarization discrimination of coherently propagating light in turbid media. Applied optics, 1999, vol. 38, no 19, p. 4252-4261.
[33] SCHMITT, J. M., GANDJBAKHCHE, A. H., et BONNER, R. F. Use of polarized light to discriminate short-path photons in a multiply scattering medium. Applied optics, 1992, vol. 31, no 30, p. 6535-6546.
[34] JACQUES, Steven L., RAMELLA-ROMAN, Jessica C., et LEE, Ken. Imaging skin pathology with polarized light. Journal of Biomedical Optics, 2002, vol. 7, no 3, p. 329-340.
[35] JOHNSON, J., Analysis of image forming systems, Image Intesifier Symposium, pp. 244-273, 1958.
[36] NATO STANAG 4347, Definition of Nominal Static Range Performance for Thermal Imaging Systems, NATO, Brussels, 1995.
[37] WITTENSTEIN, Wolfgang. Thermal range model TRM3. In : SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation. International Society for Optics and Photonics, 1998. p. 413-424.
[38] RIVIÈRE, N., ANNA, G., HESPEL, L., et al. Modeling of an active burst illumination imaging system: comparison between experimental and modelled 3D scene. In : Security+ Defence. International Society for Optics and Photonics, 2010. p. 783509-783509-11.
[39] VELLUET, M.-T., ROUSSET, G., et FUSCO, T. Shack-Hartmann wavefront sensing errors induced by laser illumination. In : Remote Sensing. International Society for Optics and Photonics, 2005. p. 59810M-59810M-9.

[40] VELLUET, M.-T., MICHAU, V., FUSCO, T., et al. Coherent illumination for wavefront sensing and imaging through turbulence. In : Optical Engineering+ Applications. International Society for Optics and Photonics, 2007. p. 670808-670808-9.

[41] SÉCHAUD, M., ROUSSET, G., Propagation et imagerie à haute résolution à travers la turbulence atmosphérique, Cours de l'institut d'optique.

[42] WITTENSTEIN, W., Minimum temperature difference perceived - a new approach to assess undersampled thermal imagers, Optical Engineering 38, pp. 773-781, 1999.

[43] WITTENSTEIN, W., TRM3 model validation for undersampled thermal imagers, FGAN-FOM Ettlingen, Germany, Technical Report FOM2003/02, 2003.

[44] BIJL, Piet, HOGERVORST, Maarten A., et VALETON, J. Mathieu. TOD, NVTherm, and TRM3 model calculations: a comparison. In : AeroSense 2002. International Society for Optics and Photonics, 2002. p. 51-62.

[45] VOLLMERHAUSEN, Richard H. et JACOBS, Eddie. The targeting task performance (TTP) metric a new model for predicting target acquisition performance. CENTER FOR NIGHT VISION AND ELECTRO-OPTICS FORT BELVOIR VA, 2004.

[46] BIJL, Piet et VALETON, J. Mathieu. Triangle orientation discrimination: the alternative to minimum resolvable temperature difference and minimum resolvable contrast. Optical Engineering, 1998, vol. 37, no 7, p. 1976-1983.

[47] BIJL, Piet et VALETON, J. Mathieu. Validation of the new triangle orientation discrimination method and ACQUIRE model predictions using observer performance data for ship targets. Optical Engineering, 1998, vol. 37, no 7, p. 1984-1994.

[48] DE LANGE, Dirk-Jan, VALETON, J. Mathieu, et BIJL, Piet. Automatic characterization of electro-optical sensors with image processing using the triangle orientation discrimination (TOD) method. In : AeroSense 2000. International Society for Optics and Photonics, 2000. p. 104-111.

2

-

- ISAAC : Modélisation de l'effet de la pluie sur un faisceau lumineux

2.1 PRINCIPE DE BASE : DESCRIPTION DU SIMULATEUR 37
2.1.1 DESCRIPTION DU RAYTRACING 38
2.1.2 MODELISATION DES OBJETS 41
2.1.3 INTERACTION AVEC LES SURFACES 42
2.1.4 MODELISATION DES EVENEMENTS 42
2.1.5 LIMITATION DE L'APPROCHE CONSIDEREE 43
2.2 MODELISATION DES GOUTTES DE PLUIE 43
2.2.1 FORME DES GOUTTES 43
2.2.2 MODELISATION DE L'INTERACTION ENTRE LA LUMIERE ET LES GOUTTES DE PLUIE 44
2.2.3 COEFFICIENT D'EFFICACITE D'EXTINCTION 46
2.3 MODELISATION DE LA REPARTITION SPATIALE DES GOUTTES DE PLUIE 48
2.3.1 DISTRIBUTIONS ET DENSITE DE PARTICULES 49
2.3.2 MODELISATION D'UNE PLUIE STATIQUE 52
2.3.3 MODELISATION STATISTIQUE DE LA PLUIE 53
2.4 SIMULATIONS FONDAMENTALES REALISEES AVEC LE CODE ISAAC 54
2.4.1 CONFIGURATION DES SIMULATIONS 54
2.4.2 SIMULATION DE L'INTERACTION AVEC UNE PARTICULE 56
2.4.3 SIMULATION DE LA PLUIE 62
2.5 TEMPS DE CALCUL 65
2.6 SYNTHESE 66
2.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2 67

2 ISAAC : MODELISATION DE L'EFFET DE LA PLUIE SUR UN FAISCEAU LUMINEUX

L'imagerie active et l'imagerie thermique répondent aux besoins de surveillance de jour comme de nuit et par tout temps. En conditions météorologiques parfaites, les performances des imageurs sont évaluées avec des logiciels existants comme TRM3 pour l'imagerie thermique ou PERFIMA pour l'imagerie active. Cependant, nous cherchons à différencier ces deux technologies dans des conditions météorologiques difficiles mais courantes.

Les fumigènes et les leurres, bien que très intéressants, présentent une certaine complexité et sont rares même dans le domaine de la surveillance. Les phénomènes naturels, comme la pluie, le brouillard, la neige et les tempêtes de sable, sont les phénomènes les plus intéressants à la fois pour des conditions opérationnelles et pour leurs fréquences. Les tempêtes de sable, bien que rares sous nos latitudes, peuvent être fréquentes dans certains théâtres d'opération sous leur aspect naturel mais également sous l'aspect « brown-out » que les hélicoptères peuvent générer. Cependant le sable et la neige sont des phénomènes complexes à étudier, de part les caractéristiques des particules qui sont cristallisées.

Le choix de l'étude s'est orienté sur la pluie car ce phénomène est très courant sous nos latitudes. Cependant, la pluie et le brouillard étant deux phénomènes assez proches, certaines observations et conclusions peuvent s'appliquer autant à la pluie qu'au brouillard.

Le terme « précipitations » représente toutes particules produites par la condensation de la vapeur d'eau atmosphérique et qui tombent par gravité. Les phénomènes tels que la pluie et la neige entre donc dans la catégorie des précipitations. La vapeur d'eau présente dans l'air se condense lorsque l'air devient saturé en eau. Il existe différents phénomènes amenant l'eau à condenser, le plus courant étant la chute de température. La quantité d'eau que peut contenir l'air varie en fonction de la température : l'air chaud pouvant emmagasiner plus d'eau que l'air froid, lorsque la température décroit l'eau ne pouvant plus être complétement contenue dans l'air devenu froid se condense et tombe sous forme de gouttes.

Il y a quatre mécanismes permettant de refroidir l'air jusqu'à sa saturation en vapeur d'eau : le refroidissement adiabatique, le refroidissement conductif, le refroidissement radiatif et l'évaporation [49].

Le refroidissement adiabatique se produit lorsque l'air se détend [50]. La détente est provoquée par une élévation de la masse d'air, ou la pression est plus faible. Ce phénomène se produit sous l'effet de différents mécanismes. La convection par exemple permet à l'air chaud de s'élever par rapport à l'air froid. Les grands mouvements atmosphériques déplacent les masses d'air qui peuvent également s'élever. De même, la collision avec des barrières naturelles comme les montagnes force également une élévation de l'air (élévation orographique).

Le refroidissement conductif a lieu lorsque l'air entre en contact avec une surface froide [50]. Plus généralement, cet effet se produit en météorologie lorsque l'air change de surface de contact. Par exemple, quand l'air est poussé d'une étendue d'eau vers une surface de terre plus froide, il se produit une condensation de la vapeur d'eau.

Le refroidissement radiatif est dû à l'émission d'infrarouge par l'air, qui a pour effet de le refroidir.

Enfin, le refroidissement par évaporation se produit avec l'ajout d'un produit déclencheur (aérosol, poudre…) dans l'air qui force l'évaporation et donc un refroidissement, ce qui a pour effet une condensation locale ou globale.

2.1 PRINCIPE DE BASE : DESCRIPTION DU SIMULATEUR

Pour estimer l'impact de la pluie sur la propagation de la lumière, nous avons développé un code de simulation. Ici, le terme lumière définit aussi bien la lumière visible que le rayonnement infra-rouge. Ce code, nommé ISAAC (*Images Synthesizer of All Adverse Conditions*), présente deux parties. La première partie est un code de simulation permettant de propager un rayon dans un environnement et la seconde partie est la modélisation de la pluie avec ses caractéristiques physiques. Le développement d'ISAAC a amené à faire certains choix quant aux méthodes utilisées. Dans un premier temps, nous présentons le cœur d'ISAAC qui s'appuie sur une méthode de *raytracing* (ou lancer de rayon). Cette partie décrit à la fois le stockage des données simulées et l'interaction entre les rayons et l'environnement. Ensuite, nous nous intéressons à la modélisation des rayons. Ils se propagent dans l'environnement et chacune des interactions est enregistrée. Ainsi, les rayons diffèrent des photons « physiques » en contenant des informations supplémentaires (métadonnées).

ISAAC nécessite la modélisation physique complète de la chaîne d'acquisition de la source de lumière jusqu'au détecteur. Le noyau de simulation est fondé sur une méthode de Monte-Carlo et calcule la propagation de la lumière à travers un milieu diffusant. D'un point de vu physique, le code permet de reprendre les lois fondamentales régissant l'interaction entre la lumière et la matière, mais il utilise également les propriétés des milieux diffusants comme la distribution en taille des particules dans le nuage.

L'architecture du code est modulaire ce qui permet de facilement intégrer tout type d'améliorations et de modifications. De plus, il est également possible d'ajouter ou de changer les lois physiques constituant le milieu diffusant. Par exemple, l'interaction entre la lumière et les particules peut facilement être modifiée pour soit utiliser les lois de l'optique géométrique soit utiliser une fonction de phase pré-calculée qui détermine la probabilité des angles de diffusion. Cette fonction de phase permet de modéliser la diffraction par une particule, une illustration de fonctions de phase pour une diffusion isotrope et une goutte de pluie est présentée en Figure 15. Ainsi, beaucoup de paramètres peuvent être modifiés en fonction des scénarios considérés, allant des spécifications du système comme la longueur d'onde et la pupille à la scène comme la géométrie des objets ou encore les phénomènes physiques pris en compte.

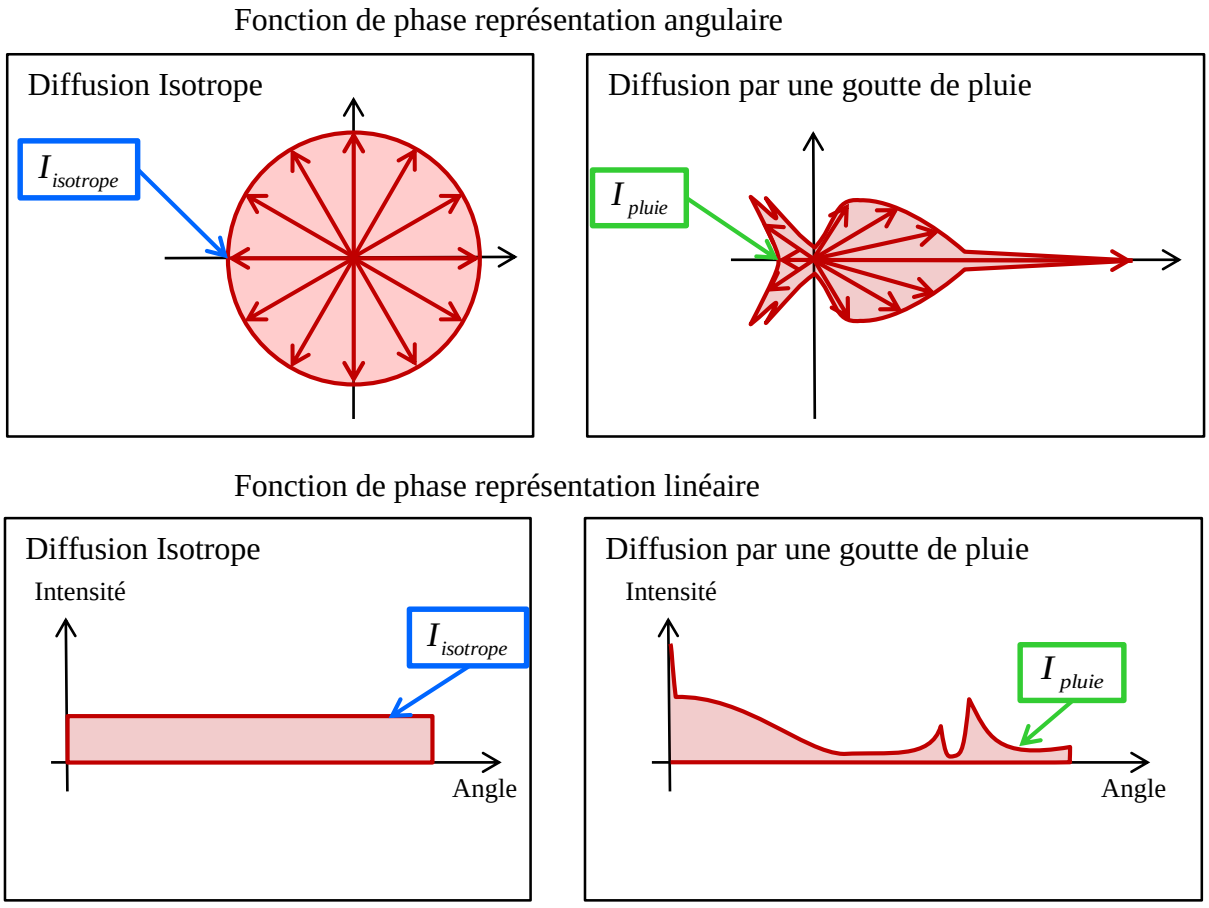


Figure 15. Schéma des différentes représentations de la fonction de phase pour une goutte de pluie et pour une émission isotrope. L'intensité est représentée en échelle logarithmique.

Dans les parties suivantes, nous allons présenter les points clés constituant ISAAC. Dans un premier temps, nous allons définir les principes généraux du moteur de lancer de rayon (*raytracing*). Ensuite, nous verrons les choix pour la modélisation des objets et de leurs interactions avec la lumière. Enfin, nous détaillerons les informations enregistrées le long du trajet du rayon.

2.1.1 Description du raytracing

La simulation de l'interaction de la lumière avec son environnement utilise une méthode que l'on nomme le *raytracing*. Cette méthode consiste à envoyer des rayons lumineux dans la scène et à les suivre pendant leur propagation. Cependant, au fil des optimisations techniques, cette méthode s'est diversifiée. Actuellement, il existe plusieurs méthodes toutes désignées par ce même terme. Dans la suite nous allons expliciter les deux principales méthodes. La première méthode est utilisée dans les moteurs de rendu visuel et les jeux vidéo tandis que la seconde est plutôt tournée vers les rendus physiques.

Raytracing : moteur de rendu visuel

Dans le langage courant le terme *raytracing* désigne le plus souvent la méthode dédiée au moteur de rendu. Dans ce cas, les aspects les plus importants sont la vraisemblance et le temps de calcul. Le *raytracing* propose alors une approche différente du trajet direct de la lumière. Dans une scène, le sens de propagation de la lumière n'a pas d'importance selon le principe de retour inverse de la lumière.

Ainsi, pour économiser le nombre de rayons lancés à partir des sources, les rayons sont lancés depuis la caméra vers les objets.

Cette méthode permet de fortement réduire le nombre de rayons à calculer. Puisque les rayons discrétisent l'angle solide de collection du système complet, il n'y a pas de rayons perdus et non utilisés. Le temps de calcul est alors raccourci par rapport à une approche directe. Il y régulièrement des améliorations sur ces modèles de rendu permettant d'être toujours plus réalistes tout en demeurant rapide. Ainsi, il existe des techniques supplémentaires comme le « *photon mapping* » pour permettre des modélisations plus réalistes de l'éclairage [51].

La Figure 16 reprend les différents points de cette méthode de *raytracing*. La première étape consiste à générer l'éclairage. Le « *photon mapping* » permet de changer les textures et les propriétés des objets en fonction de leur éclairement (couleur, température). La deuxième étape est le *raytracing* à proprement parler. Les rayons sont lancés à partir de la camera et ils permettent de récupérer l'information sur les objets qui sera reportée sur le pixel correspondant.

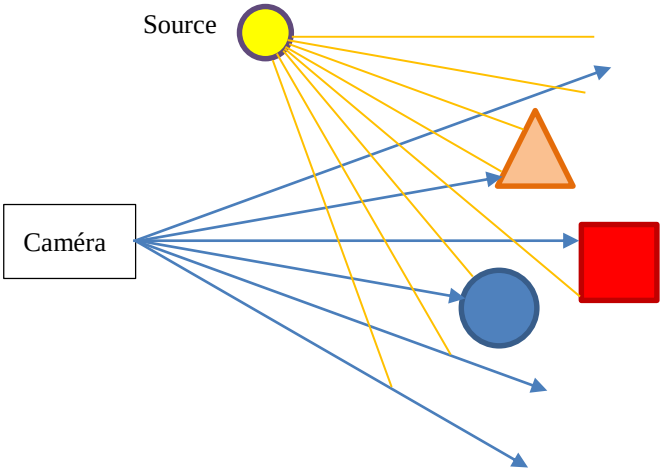


Figure 16. Illustration de la méthode de raytracing dans les moteurs de rendu visuel.

Cependant, le *raytracing*, en propageant les rayons à partir de la caméra, est sensible à l'échantillonnage donc à l'effet d'aliasing [52]. Cet effet, provient du fait qu'un pixel récupère l'information en fonction de son rayon central. Pour la simulation de la pluie, le *raytracing* pourrait complètement ignorer les gouttes de pluie (Figure 17). C'est pourquoi, malgré le nombre important d'optimisations existantes pour le *raytracing* dans ce sens, il n'est pas possible de l'utiliser pour effectuer des simulations réalistes de la pluie.

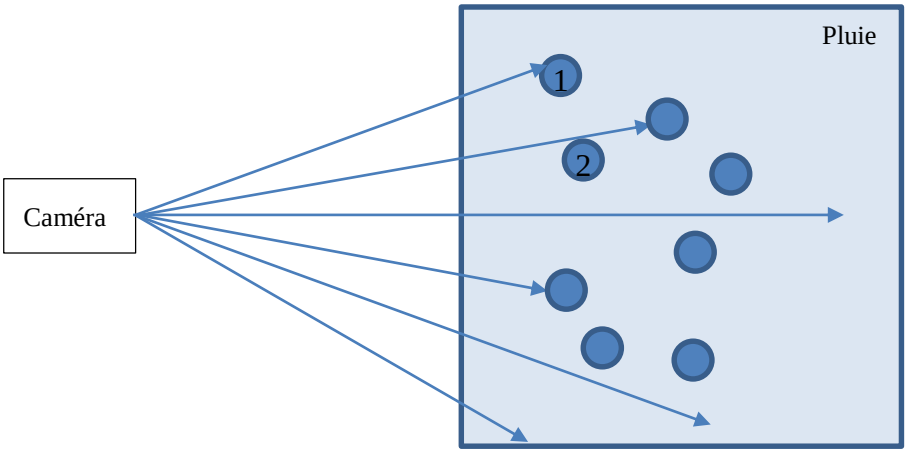


Figure 17. Illustration de l'aliasing pour la simulation de la pluie avec du raytracing inverse (les rayons partent de la camera). La goutte de pluie 1 est détectée alors que la goutte de pluie 2 est complétement ignorée par la simulation.

Raytracing : moteur physique

Le code ISAAC utilise donc une méthode de *raytracing* direct sans les optimisations utilisées dans les moteurs de rendu photo-réaliste. Cette technique consiste à lancer les rayons depuis la source et à regarder lesquels, après leur parcours dans la scène, arrivent sur le détecteur (Figure 18). Ce *raytracing* direct est très couteux en temps de calcul et en nombre de rayons lancés, mais il permet de bien simuler l'interaction avec les gouttes de pluie.
Cette méthode est encore utilisée pour générer les caustiques dans les moteurs de rendu photo-réaliste.

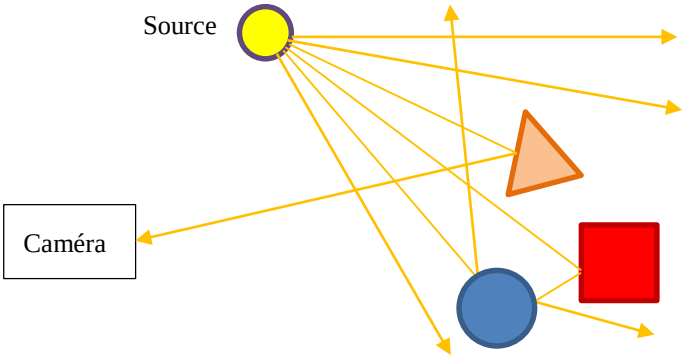


Figure 18. Illustration de la méthode de raytracing classique et utilisée dans ISAAC

2.1.2 Modélisation des objets

Le code ISAAC permet la modélisation d'objet à partir d'une description sous la forme de rectangles, triangles ou de sphères. De plus, l'insertion des éléments décrit en 3D demeure manuelle. Chaque élément doit être référencé dans le fichier d'entrée. Pour les modélisations simples que l'on met en place pour caractériser l'impact de la pluie, ce fonctionnement est adéquat. Cependant, pour pouvoir étendre les possibilités d'ISAAC, il a été prévu d'importer des objets complexes au format propriétaire G3D.

G3D est un format, de type XML, utilisé par l'ONERA [53]. Il a la particularité de stocker des informations comme la BRDF (Bidirectional Reflectance Distribution Function) des matériaux. L'ONERA utilise ce format pour les éléments enregistrés dans la base de données Mémoires [54]. Il est possible d'importer des objets 3D ainsi que les caractéristiques réelles de ces matériaux.

La facettisation des objets G3D s'effectue par surfaces quadrilatères ou triangulaires. L'importation de tels objets permet d'insérer dans nos simulations des éléments complexes (Figure 19). Cependant, ces objets atteignent rapidement un nombre très important de facettes : 7 millions pour le véhicule et 2 millions pour l'avion. Actuellement, la présence de ces objets accroit considérablement les temps de calcul.

L'utilisation de ces objets serait fortement accélérée en utilisant un arbre de tri comme un « *octree* » [55]. Cette méthode permet d'organiser les facettes des objets dans un arbre et accélérer la recherche sur ces objets. Cela permet alors de réduire le temps de calcul lors de la recherche de collision entre un rayon et les facettes des objets. Cette optimisation est déjà utilisée pour l'interaction avec les gouttes de pluie. Dans le cas de la modélisation de la pluie fixe cette optimisation nous a permis de diviser le temps de calcul d'un facteur 4 dans le meilleur des cas.

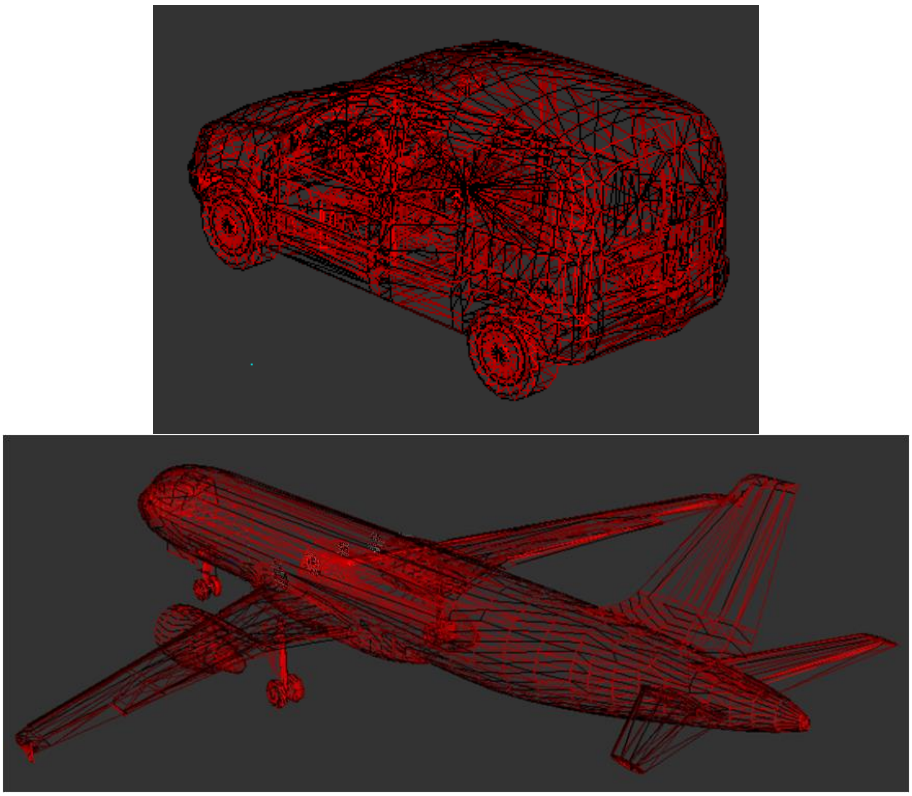


Figure 19. Exemple d'objets G3D importés dans l'environnement ISAAC.

2.1.3 Interaction avec les surfaces

Une autre particularité dans l'interaction entre la lumière et la matière vient de la modélisation de l'intensité. Plusieurs options sont possibles pour modéliser l'interaction entre la lumière et un dioptre.

La première option serait de dédoubler chaque rayon à chaque dioptre. Chaque rayon aurait alors l'intensité pondérée par la transmission et la réflexion. Cette méthode présente énormément d'avantages puisqu'elle permet de suivre tous les parcours possibles de la lumière. De plus, elle permet de modéliser les faibles intensités avec autant de bruit numérique que les fortes intensités. En revanche, elle présente l'inconvénient de devoir suivre chaque « sous-rayon ». Cette approche est donc potentiellement lourde en calcul et surtout très complexe à mettre en œuvre, raisons pour laquelle elle a été abandonnée au profit d'une méthode plus simple.

La seconde méthode, ne conserve qu'un rayon le long du parcours. À chaque dioptre, nous calculons les probabilités entre la transmission et la réflexion grâce aux équations de Fresnel. Contrairement à la méthode précédente, le rayon n'est pas pondéré. Ainsi, si 100 rayons sont envoyés sur un dioptre air-verre, tous les rayons résultant auront une intensité de 1. Par contre, 4% des rayons auront été réfléchis et 96% seront transmis pour une incidence normale. Cette méthode présente un bruit de simulation important qui dépend du nombre de rayons reçus. Ainsi, pour les faibles intensités, le nombre de lancés nécessaires est très important pour obtenir un faible bruit de simulation. Le seul phénomène modifiant l'intensité est l'absorption éventuelle des milieux (l'air, l'eau…).

2.1.4 Modélisation des évènements

Le code ISAAC enregistre les évènements d'interaction entre les rayons et les surfaces. Ces évènements contiennent toutes les informations nécessaires pour continuer la propagation du rayon mais également les données que l'on souhaite collecter. Le premier élément conservé est la position de l'interaction. Cela permet de repositionner les données dans l'espace. Le second élément est le numéro de l'évènement depuis la source. Cette donnée permet de connaître le nombre d'interactions subit par le rayon. De même, pour l'imagerie active, il est important de conserver le temps de vol entre la source et l'évènement. Il sera alors possible grâce à ces données de simuler les effets de porte temporelle propre à l'imagerie active (ou *gating*).

Enfin l'élément le plus important contenu est l'intensité sous la forme d'un vecteur de Stokes [56]. Cette notation permet d'enregistrer à la fois l'intensité mais également l'état de polarisation de la lumière. Cette information permettra par la suite d'identifier l'effet de la polarisation sur l'interaction lumière-particules et lumière-surface.

Cependant, le vecteur de Stokes présente une lacune dans notre cas. En effet, le vecteur de Stokes est défini pour un repère orthogonal à la direction de propagation. Comme, dans nos simulations, la direction peut varier très fortement durant le parcours, il est nécessaire d'enregistrer ce repère, dans lequel la polarisation est défini, en même temps que la polarisation elle-même. Une rotation des repères est donc nécessaire

Dans la version finale du code ISAAC, les évènements enregistrés s'écrivent de la manière suivante :

$$V_{Evènement} = \begin{bmatrix} V_{Position} \\ n \\ t \\ V_{Stockes} \\ V_{refPola} \end{bmatrix} \tag{13}$$

$$\text{Avec} \quad V_{Position} = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}, \qquad V_{Stockes} = \begin{bmatrix} i \\ q \\ u \\ v \end{bmatrix} \qquad \text{et} \qquad V_{refPola} = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \tag{14}$$

Avec $V_{Position}$ le vecteur position dans le repère de la simulation (x, y, z sont en *m*). $V_{Stockes}$ est le paramètre de Stokes. i représente l'intensité totale du rayon, v est l'intensité de la polarisation circulaire et le nombre complexe $q + ju$ est l'intensité de la polarisation rectiligne. n est le nombre d'intéraction et t le temps parcouru depuis la source.

Le changement d'état lors de l'interaction avec un dioptre se calcule simplement par le produit du vecteur de Stockes et de la matrice de Mueller du dioptre [57].

Contrairement au formalisme de Jones [58], le formalisme de Mueller ne traite pas des champs mais des intensités, il n'est donc pas possible de considérer des interférences après ce formalisme.

2.1.5 Limitation de l'approche considérée

Le *raytracing* présente un certain nombre de limitations qu'il est nécessaire de connaître pour pouvoir anticiper leurs conséquences. Dans un premier temps, le *raytracing* ne permet pas d'effectuer des interférences [59]. Cette limitation provient de la considération discrète des rayons alors que les interférences viennent du comportement ondulatoire de la lumière.

Deuxièmement, le principe utilisé est celui de Monte Carlo. Ainsi, plus le nombre de rayons lancés est important, plus les résultats seront proches de la réalité. Les simulations ont un bruit lié au nombre de rayons émis par la source. Ce bruit est similaire au bruit Schottky [60] qui est caractéristique de la détection de photons. Le bruit Schottky est un bruit Poissonnien et la variance est proportionnelle au signal. Le rapport signal à bruit est donc lui aussi proportionnel à la racine carrée du signal. Ainsi, plus le signal reçu est important, plus le rapport signal sur bruit est important.

2.2 MODELISATION DES GOUTTES DE PLUIE

2.2.1 Forme des Gouttes

La géométrie des gouttes de pluie dépend de nombreux paramètres tels que l'altitude d'observation, la vitesse ou l'orientation du vent. Ces variations de forme peuvent modifier les comportements de l'interaction avec la lumière. Une particule avec une forme légèrement plus aplatie et plus réaliste comme illustré par Chuang et Beard [61] permet de prendre en considération l'impact d'effets moins importants comme les modifications de la polarisation par la pluie. Ce modèle réaliste considère des particules sphériques pour des tailles inférieures à 0,5 mm et des particules déformées par rapport à la

forme sphérique pour les tailles supérieurs. La déformation considérée suit la loi écrite en équation 3. Dans ce modèle la déformation dépend de la taille de la particule.

Chuang et Beard donne la déformation suivante au 10ème ordre :

$$r(\theta) = a\left(1 + \sum_{n=0}^{10} C_n \cos(n\theta)\right) \qquad , a > 0.5mm \tag{15}$$

Avec $r(\theta)$ le rayon de la particule déformée (en *mm*), θ l'angle d'azimut, a le rayon de la particule non déformée (en mm) et c_n le coefficient de déformation de la goutte de pluie [61]. La nouvelle forme de la particule est illustrée en Figure 20 pour différents diamètres de particules [62].

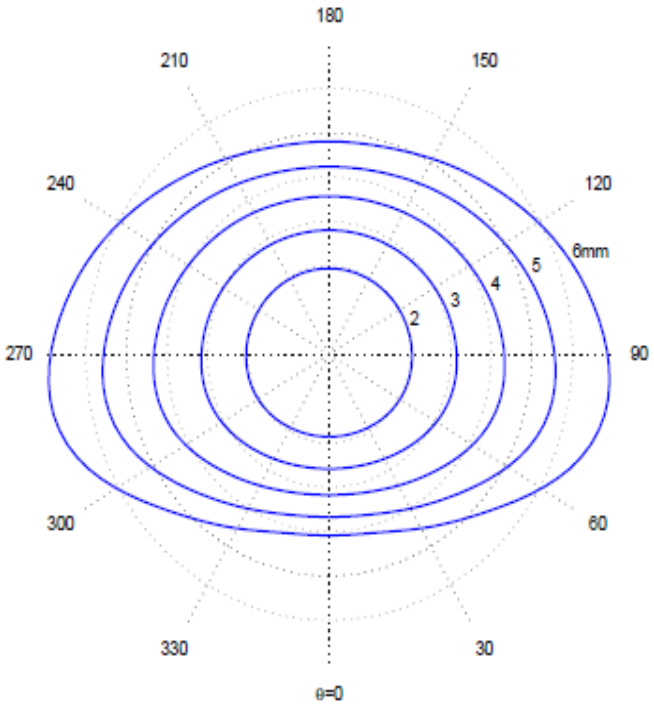


Figure 20. Géométrie des gouttes d'eau pour un diamètre entre 2 mm et 6 mm [62].

Néanmoins, le code de simulation ISAAC n'implémente pas directement la forme de la particule donnée par Chuang et Beard mais seulement une approximation de cette déformation. Cette approximation consiste à modéliser les gouttes par un ellipsoïde. Cette simplification est plus facile à mémoriser et plus rapide à utiliser. De plus, la différence entre le modèle de Chuang et Beard et l'ellipsoïde ne présente pas d'impact sur les simulations effectuées et les modèles développé par la suite. Cette modélisation permet d'effectuer des interprétations réalistes sur le comportement de la lumière polarisée à travers de la pluie.

2.2.2 Modélisation de l'interaction entre la lumière et les gouttes de pluie

Il existe plusieurs méthodes pour prendre en compte l'interaction lumière-particule. Les méthodes évoquées par la suite ont toutes été implémentées dans ISAAC et permettent dans certains cas d'étendre les domaines de validité ou de réduire le temps de calcul.

Pour l'interaction avec une goutte de pluie, la méthode la plus triviale consiste à propager les rayons dans la goutte et d'appliquer la loi de Fresnel à chaque dioptre. Cette méthode est très simple à mettre

en œuvre, mais présente certaines limitations. Par exemple, il n'est pas possible de prendre directement en compte les effets de diffraction par une particule, seul l'aspect lié à l'optique géométrique intervenant dans le calcul. De plus, il n'est possible d'effectuer ce calcul que pour des géométries dont la surface est définie par une fonction analytique et pour lesquels le calcul d'intersection se résout analytiquement. Pour les autres géométries il est nécessaire de passer par une modélisation par facettes. Les gouttes d'eau déformées peuvent être approximées par un ellipsoïde.

L'approximation de l'interaction par de l'optique géométrique est valable lorsque les particules sont simples et grosses par rapport à la longueur d'onde. Cependant, pour des particules plus complexes comme des grains de sable ou des flocons de neige, cette approche n'est plus viable. De même, l'interaction avec les gouttes d'eau des brouillards ne peut être réduite à de l'optique géométrique à cause de leur petite taille. Par contre, cette méthode présente l'avantage d'accéder simplement au calcul de l'influence de la polarisation. Dans la pratique, le calcul n'est qu'une succession de dioptres.

La seconde méthode consiste à remplacer l'interaction lumière-particule par une fonction de phase. Cette méthode permet de simuler l'interaction avec n'importe quel type de particule. De plus il est possible d'intégrer l'influence de la diffraction. Il est nécessaire de pré-calculer la fonction de phase avec des outils annexes. L'autre inconvénient est la prise en compte de la polarisation. En effet, avec la notation des vecteurs de Stokes utilisée par ISAAC, l'interaction avec une particule nécessite de définir une matrice en intensité pour chaque couple angle d'incidence / angle de sortie. Le volume de données est alors important et l'accès et l'utilisation de ces données est plus complexe pour conserver des temps de calcul faible.

Au final, ISAAC permet de visualiser l'interaction de la lumière avec une ou plusieurs gouttes d'eau. La Figure 21 montre la propagation de la lumière dans une goutte d'eau. Comme les gouttes d'eau de grande taille sont elliptiques, l'illustration montre une vue de côté et une vue de dessus. Dans cette configuration, il est possible d'observer l'évolution du front d'onde et la déformation engendrée par la goutte. La couleur illustre simplement le temps de propagation. Il est également à noter que cette simulation ne représente que l'optique géométrique définit par les lois constituantes d'ISAAC.

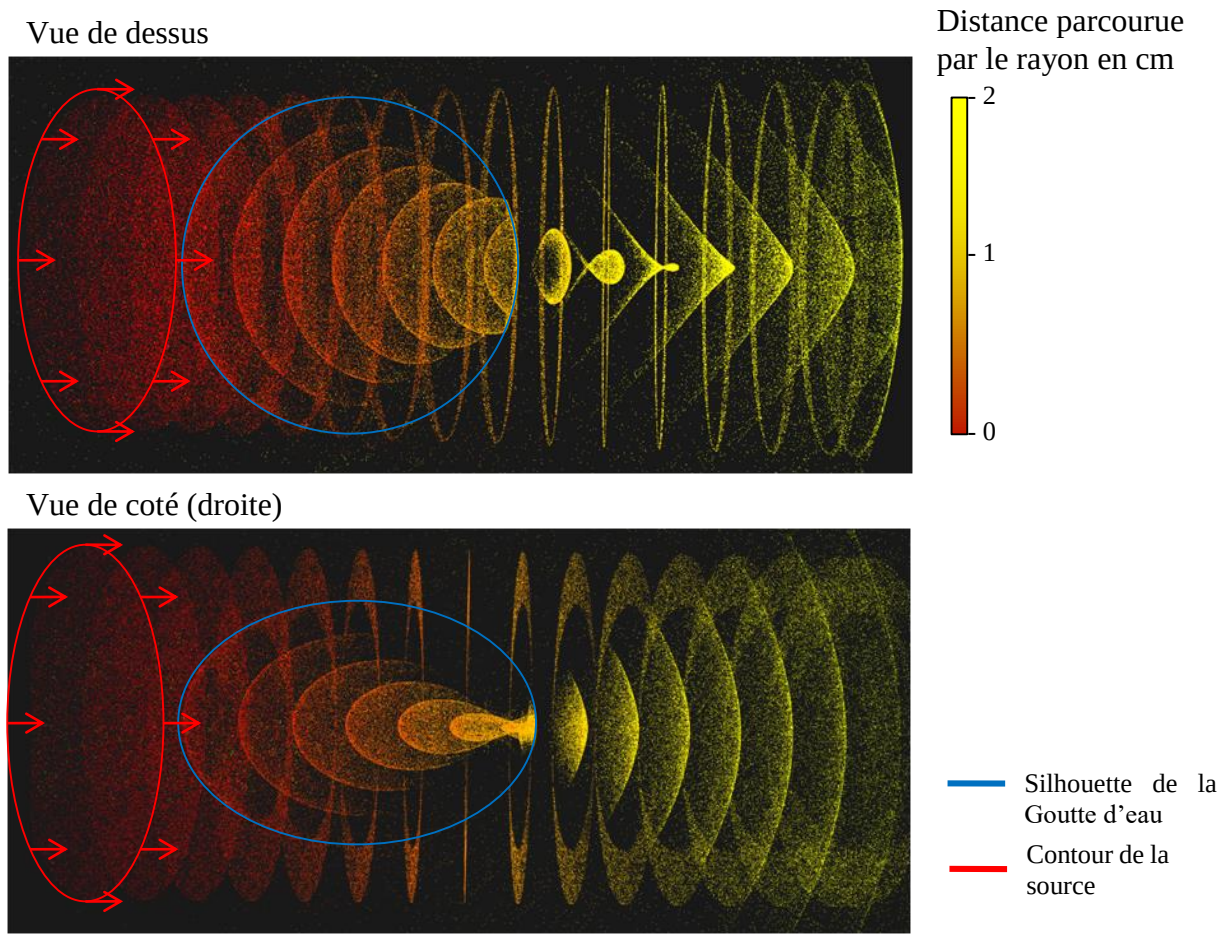


Figure 21. Simulation de la propagation dans une goutte d'eau. Ces captures d'ISAAC montrent en niveau de couleur les fronts d'onde successifs. Le rouge correspond au premier front d'onde et le vert au dernier.

2.2.3 Coefficient d'efficacité d'extinction

On rappelle que l'indice de réfraction est une grandeur complexe $(n + jk)$. n est défini comme le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide et dans le milieu. Cette grandeur, via la loi de Snell-Descartes [63], régit les angles de réfraction à l'interface du milieu. La partie imaginaire de l'indice k permet de définir le coefficient d'absorption du milieu.

La section efficace, qui n'est pas propre à l'interaction lumière-matière, définit la zone d'influence d'une particule sur le flux incident. Il existe de nombreux modèles permettant d'avoir l'estimation de la section efficace en fonction de la taille de la longueur d'onde mais également la forme et les propriétés de la matière. Dans notre cas, la matière se réduit à l'eau, les paramètres sont donc réduits à l'indice de réfraction.

Pour la pluie et le brouillard par exemple, les particules sont majoritairement sphériques. Dans ce cas, il est possible d'utiliser la théorie de Mie qui est une solution particulière des équations de Maxwell pour la diffusion par une particule sphérique [64]. Cette solution permet d'estimer une expression analytique de la section d'extinction qui représente la surface virtuelle d'un objet opaque occultant la même quantité d'énergie que la particule. La section d'extinction peut être très différente de la section géométrique. L'écart entre les deux sections est défini par le rapport sans dimension appelé « coefficient d'efficacité d'extinction » (« *extinction efficiency factor* »). Il s'écrit comme le rapport entre la section d'extinction et la section géométrique [56]. Un calcul complet de ce facteur peut être effectué pour les particules sphériques avec l'indice de réfraction de l'eau et est représenté

en Figure 22. En utilisant une combinaison d'optique géométrique et le principe de Huygens, Van de Hulst [56][64] obtient l'approximation suivante pour l'efficacité d'extinction Q_{eff} :

$$Q_{eff} = 2 \quad - 4e^{-\rho\, tan\beta}\left(cos\frac{\beta}{\rho}\right) sin(\rho-\beta) - 4e^{-\rho\, tan\beta}\left(cos\frac{\beta}{\rho}\right)^2 cos(\rho-2\beta) \; + \; 4\left(cos\frac{\beta}{\rho}\right)^2 cos(2\beta) \tag{16}$$

Avec$\rho = \frac{4\pi R}{\lambda}(n-1)$, R le rayon de la particule et $tan\beta = \frac{k}{n-1}$

Dans cette expression, l'indice de réfraction est noté $m = n + jk$. n est la partie réelle de l'indice de réfraction et k est la partie imaginaire qui représente l'absorption du milieu. Cette expression est une approximation en faisant les hypothèses suivantes :

$$(n-1) \ll 1 \qquad \text{et } \frac{4\pi R}{\lambda} \gg 1 \tag{17}$$

Le coefficient d'efficacité d'extinction (Figure 22) est ensuite utilisé pour calculer d'autres paramètres comme la transmission ou le libre parcours moyen de la lumière dans la pluie. Dans un sens le facteur d'efficacité décrit l'énergie perdue par la lumière après la diffusion par une goutte de pluie. Cette diffusion est engendrée par deux phénomènes : le premier est relatif à la réfraction et la réflexion dans la particule, le second et relatif à la diffraction par la particule. Le coefficient d'efficacité d'extinction présente des comportements différents en fonction de la longueur d'onde. Les oscillations sont des « résonnances » qui sont atténuées par l'absorption et dépendent donc de la partie imaginaire de l'indice de réfraction. Ainsi, dans le visible et le SWIR (respectivement 0,5 µm et 1,5 µm) l'absorption est faible et les oscillations observées sont importantes. Au contraire dans l'infrarouge thermique (3 µm) l'absorption par l'eau est très importante ce qui atténue les oscillations.

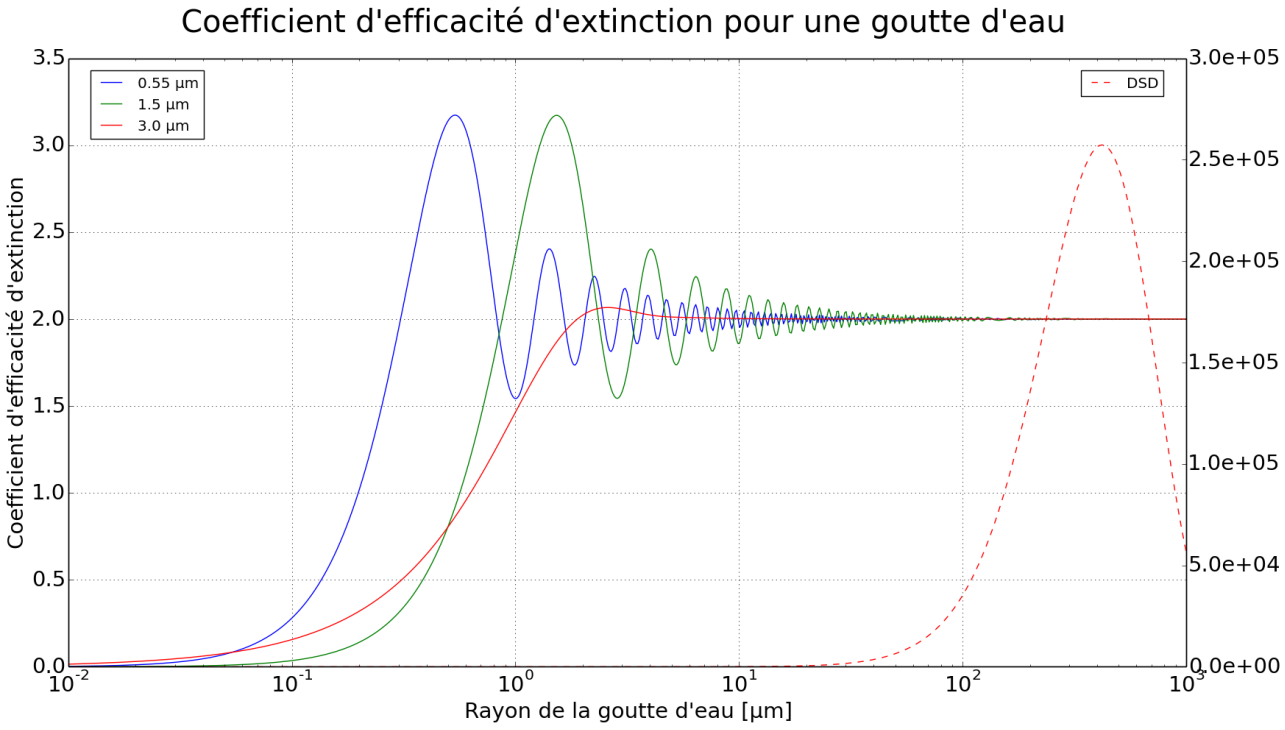


Figure 22 : Coefficient d'efficacité d'extinction en fonction du rayon des gouttes de pluie. Le coefficient est calculé pour différentes longueurs, celles-ci sont représentatives des domaines considérés (Visible, NIR, MWIR). La courbe en pointillé rouge représente la distribution de Law-Parsons avec l'ordonnée de droite.

Dans notre étude plusieurs scénarios peuvent être distingués. Les longueurs d'onde que l'on considère s'étalent du visible au MWIR (infrarouge thermique). La Figure 22 met en relation le coefficient d'efficacité d'extinction avec la distribution de gouttes de Laws-Parsons présentée dans la suite. Cela permet d'observer que pour la pluie et ces longueurs d'onde, le coefficient d'efficacité d'extinction (« *Extinction efficiency coefficient* ») tend rapidement vers une constante (deux). La valeur de transmission ne dépendra donc pas de la longueur d'onde mais surtout, ne dépendra pas de l'absorption de l'eau à ces longueurs d'onde.

Cette valeur constante (deux) signifie que les gouttes de pluie influencent la lumière sur une zone deux fois plus importante que leur taille. Van de Hulst [56] explique cette valeur du facteur d'efficacité par le paradoxe de l'extinction [65]. Cette valeur deux vient du fait que pour les grosses particules les effets de l'optique géométrique et de la diffraction sont découplés. Ainsi, la zone d'effet de ces deux phénomènes se cumule ; la section d'extinction devient donc deux fois la section géométrique. Cette interprétation est utilisée pour le modèle d'obturation présenté dans la suite.

2.3 MODELISATION DE LA REPARTITION SPATIALE DES GOUTTES DE PLUIE

Les mécanismes de formation des pluies sont le plus souvent du fait du refroidissement adiabatique par soulèvement des masses d'air. Les autres phénomènes de condensation se produisent plus souvent pour d'autres types de phénomènes comme le brouillard. Les caractéristiques de la pluie peuvent changer en fonction du mécanisme de formation. Pour le refroidissement adiabatique, on distingue également deux grandes familles qui produisent des pluies différentes.

Les pluies stratiformes ont la particularité d'être de faible intensité. De plus elles ont la particularité d'être stable à la fois sur la durée et dans l'espace. Ces pluies issues de nuages de type « stratus » s'étendent sur de grandes distances.

Au contraire, les pluies convectives sont représentatives des pluies orageuses présentes en été ; elles sont de forte intensité. De plus, Ces pluies qui se forment à partir des cumulus sont de courte durée et de faible étendue spatiale. Ce type de pluies est déclenché par l'instabilité convective de l'air et du vent.

Comme notre étude s'intéresse à de grandes distances d'observation, l'homogénéité n'est pas toujours garantie. Cependant seuls les ordres de grandeur sont pertinents dans notre cas. On ne cherche pas forcément à atteindre une précision parfaite mais plutôt à connaître le pire cas de figure et le cas moyen. Cela permet d'avoir un ordre d'idée des perturbations engendrées.

La pluie influence fortement les performances des systèmes d'imagerie. Pour déterminer et prévoir ces dégradations un certain nombre de mesures et d'essais ont été effectués. Cependant, les mesures sont confrontées à un problème important : la pluie n'est pas homogène sur la ligne de visée. Dans la mesure où il existe une différence de configuration entre les mesures de pluie qui sont locales et intégrées temporellement et les prises d'images qui intègrent l'impact de la pluie le long de la ligne de visée, il est important de vérifier l'effet de cette inhomogénéité sur les grandeurs que l'on cherche à mesurer. Pour cela nous avons effectué une rapide étude montrant l'impact de différentes configurations sur la transmission et la rétrodiffusion (voir Chapitre 3).

Pour se rendre compte des répartitions spatiales possibles, il est montré en Figure 23 différentes images radar illustrant la répartition de la pluie au-dessus de Bourges. L'échelle de couleur représente le taux de pluie en mm/h. Cela montre que l'on peut aussi bien avoir de petites cellules de forte pluie que de larges zones uniformes.

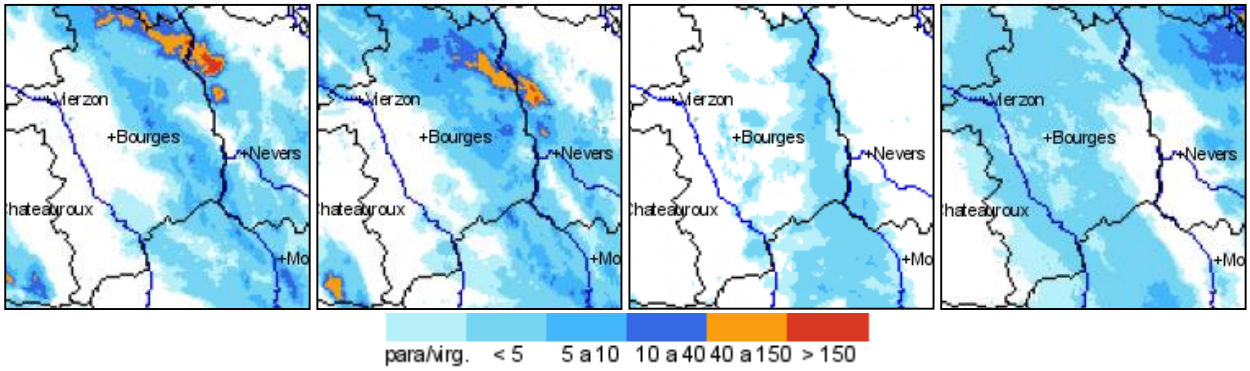


Figure 23 : Images radar de l'agglomération de Bourges illustrant différentes répartitions de la pluie.

2.3.1 Distributions et densité de particules

La pluie est composée d'un ensemble de gouttes de tailles variables. Caractériser la pluie revient donc à connaître le nombre de gouttes par unité de volume atmosphérique pour chaque taille. Cette distribution de tailles de gouttes dépend de nombreux paramètres environnementaux. Il existe cependant des modèles simplifiés permettant de réduire ces dépendances et de faciliter leur utilisation. Dans les modèles les plus courants la distribution dépend seulement du taux de pluie exprimé en *mm/h*. Dans la mesure où ces distributions sont simplifiées, elles sont plus ou moins proches de la réalité. De manière générale, les distributions sont plus des familles de fonctions paramétrables où les paramètres de distribution (position du maximum, largeur, densité totale) sont ajustés sur des jeux de mesures expérimentales. Ainsi, dans la littérature, ces lois sont retrouvées mais avec des paramètres différents. Pour une appréciation plus subjective du taux de pluie, on parle respectivement de pluie fine et de très forte pluie pour des taux respectifs de 5 mm/h et 25 mm/h. Il est important de remarquer que ces valeurs sont des moyennes temporelles locales ou des moyennes spatiales. Ainsi les taux de pluie peuvent présenter des variations importantes dans ces moyennes.

Dans la littérature, un grand nombre de distributions peuvent être trouvées [66] [67] [68] [71]. Régulièrement de nouvelles distributions sont utilisées pour correspondre à de nouveaux jeux de données ou à de nouvelles configurations (climat, longueur d'onde). Cependant il existe des distributions typiques comme par exemple celles données dans l'article de D. Atlas [67]. Dans la suite, seules les distributions valables pour notre cas d'étude sont considérées : longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge thermique et latitudes moyennes.

La distribution de Marshall-Palmer

Une étude de la distribution des gouttes de pluie a été publiée par Marshall et Palmer en 1948 [68]. Ils présentent une distribution caractérisant les pluies stratiformes pour des latitudes moyennes. Ce modèle qui a été développé pour les radars est d'usage très répandu. Son domaine d'application s'étend maintenant jusqu'aux applications situées dans le spectre visible. Cette distribution prend la forme d'une loi exponentielle simple :

$$\mathrm{N_{MP}(D)} = 8.0\ 10^{6} \exp(-4.10\ \mathrm{u_r^{-0.21}}\ D) \qquad (18)$$

Où N_{MP} est la densité de la distribution de Marshall-Palmer exprimé en m^{-4}. Cette expression représente le nombre de particules par unité de volume et par taille de particules, le taux de pluie u_r est défini en mm/h et le diamètre des particules D est en mm. Une représentation de cette distribution est illustrée en Figure 24.

La paramétrisation de cette loi (le coefficient multiplicatif et la décroissance exponentielle) est complètement déterminée par une unique mesure radar. La simplicité de la distribution ainsi que la facilité de mesure des taux de pluie en fait un incontournable outil de modélisation. On retrouve ainsi cette modélisation de la pluie dans le logiciel de simulation atmosphérique Modtran. [69]

L'un des principaux inconvénients de ce modèle vient du fait qu'il a été initialement développé pour les applications radars. S'il représente bien la distribution des grosses gouttes (s'appliquant donc correctement pour les grandes longueurs d'onde), il conduit à des valeurs erronées pour les petites tailles. Son usage est donc à valider pour les courtes longueurs d'onde comme dans le visible.

La distribution de Laws-Parsons

Une seconde étude présente dans la littérature et publiée en 1943 par Laws et Parsons [70] [71] illustre une distribution plus réaliste pour les petites gouttes. L'utilisation d'une loi gamma apporte une description réaliste de la densité des petites particules (Figure 24).

$$N_{\mathrm{LP}}(D) = 1.98\,10^{7}\,u_r^{-0.384}\,D^{2.93}\exp(-5.38\,u_r^{-0.186}\,D) \qquad (19)$$

Où N_{LP}est la densité de la distribution de Laws-Parsons exprimée en m^{-4}. Le taux de pluie $u_r$est toujours exprimé en mm/h et le diamètre des gouttes de pluie D en mm.

En revanche, cette précision engendre une légère complexification de la loi mais surtout il devient plus difficile de faire la calibration. La méthode qui est alors utilisée est soit optique soit mécanique et demande un dispositif plus complexe qu'une simple mesure radar.

La Figure 24 permet une comparaison des deux précédentes distributions pour différents taux de pluie. La différence pour les petites particules apparait clairement ; avec la loi de Laws-Parsons, la distribution est relativement bien bornée contrairement à la loi de Marshall-Palmer. En revanche ces deux distributions représentent une densité de goutte équivalente pour les grosses particules. Il est à noter que la dimension des gouttes de pluie est bornée autour de 2,5 mm de rayon [72]. Cette condition sur la taille maximum des gouttes de pluie est due aux phénomènes de friction lors de la chute des gouttes. Cependant, cette limite n'est pas prise en compte à cause de la forme des distributions considérés. Les densités des gouttes supérieures à 2,5 mm sont déjà négligeables.

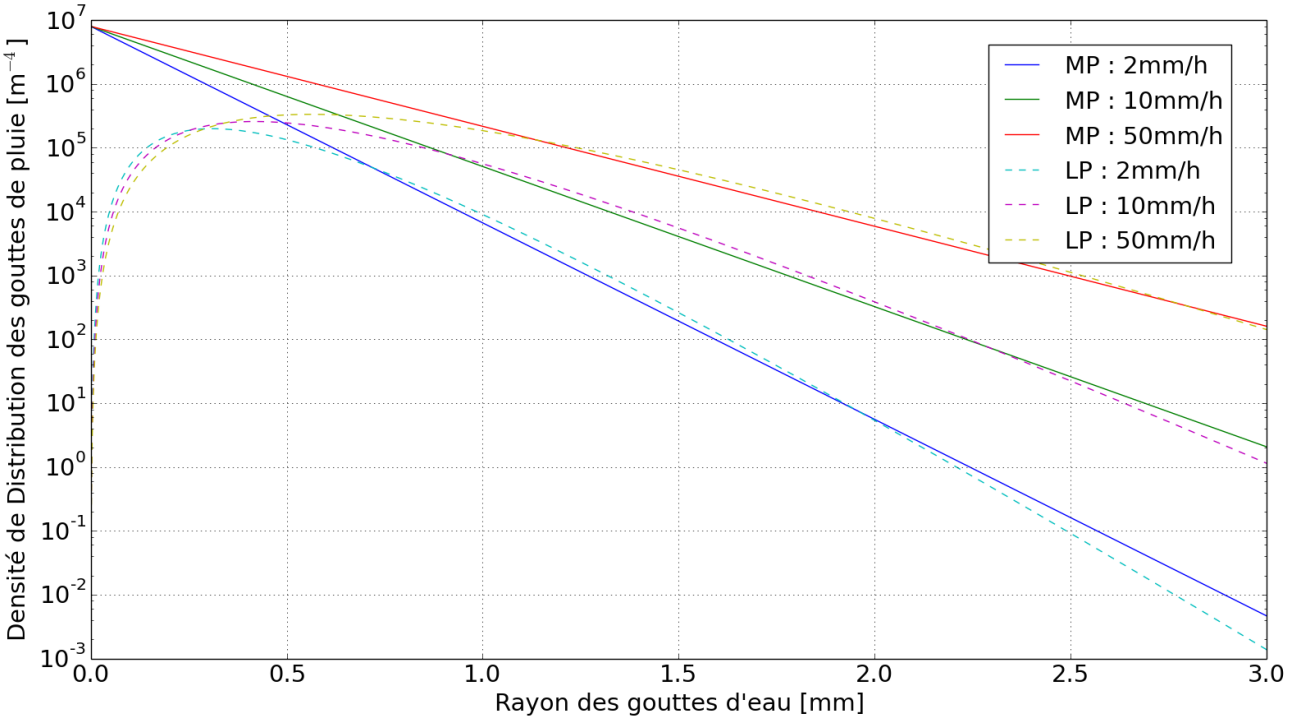


Figure 24. Les distributions de densité de particules en fonction du rayon des gouttes de pluie pour trois taux de pluie différents. Les courbes continues représentent la distribution de Marshall-Palmer et les courbes en pointillés la distribution de Laws-Parsons. Les taux de pluie considérés sont de 2 mm/h pour une pluie fine jusqu'à 50 mm/h pour une très forte pluie.

Pour les simulations de lancer de rayons, certaines caractéristiques des modèles peuvent poser problème [70]. En effet, pour simuler la pluie en distinguant chaque goutte, il est nécessaire d'effectuer un tirage sur le nombre de gouttes. Il est préférable d'utiliser une distribution bornée comme celle de Laws-Parsons plutôt que la distribution de Marshall-Palmer. Le choix du modèle de distribution est important en fonction des conditions d'utilisation mais également en fonction du type de pluie. Bien que les distributions semblent généralisables à tous les types de pluies, il existe des distributions plus spécifiques à la bruine ou aux cas de tempêtes. Il est donc important de connaître les conditions exactes pour adapter l'utilisation des différentes distributions.

Sélection du modèle à utiliser

Les modèles de distributions correspondent à une approximation sur un jeu de données particulier. Dans des simulations idéales, il faudrait connaître la distribution réelle pour la pluie modélisée. Cependant, pour prédire un effet générique de la pluie, il est nécessaire de choisir un modèle. Pour notre étude, nous utilisons quand c'est possible le modèle de Marshall-Palmer qui permet d'être au plus proche du logiciel Modtran [73]. Pour les simulations avec une pluie fixe, il n'est pas possible d'utiliser cette distribution [68]. En effet, la modélisation nécessite d'échantillonner la taille des gouttes générées. Ainsi, le nombre de gouttes dépend du diamètre minimum à considérer. Pour supprimer cette paramétrisation supplémentaire qui n'est liée qu'au modèle, nous préférons utiliser la loi de Laws-Parsons pour cette configuration.

Cependant, il faut noter que la pluie est un phénomène peu homogène. Les caractéristiques de la pluie peuvent varier en fonction de nombreux paramètres tels que la vitesse du vent, la latitude du lieu... La Figure 25 montre la dispersion entre différentes mesures du coefficient d'extinction. Nous observons que pour ces jeux de données, les modèles ne représentent pas la réalité mais peuvent

illustrer les comportements. Ainsi, la loi de Marshall-Palmer représente un comportement moyen alors que les lois de Joss [74] représentent les extrêmes.

Le coefficient d'extinction B_{ext} est relié à la transmission par la loi suivante :

$$T = e^{-B_{ext}\, d} \tag{20}$$

Avec T la transmission du milieu traversé, d la distance parcourue dans le milieu en m et B_{ext} le coefficient d'extinction en m^{-1}.

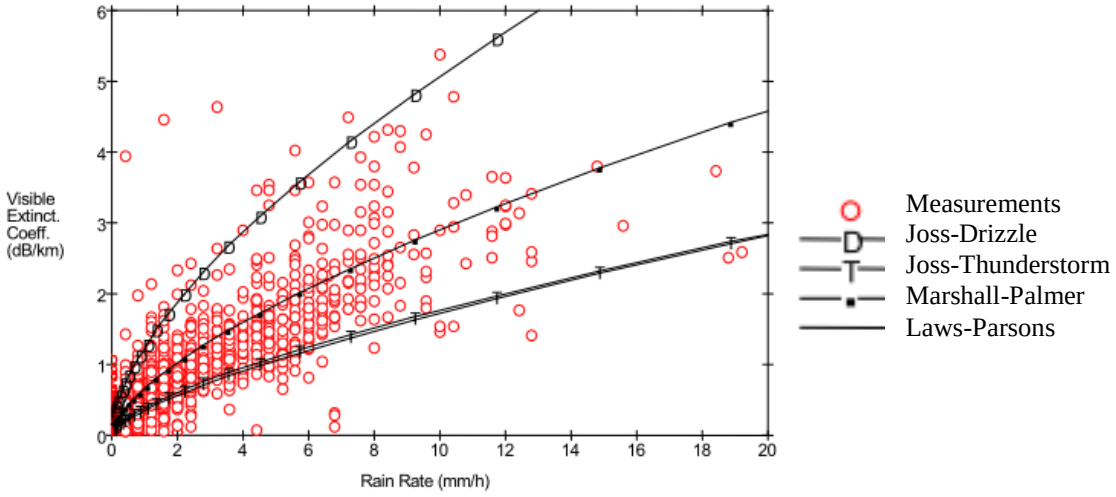


Figure 25. Comparaison des modèles et des expériences. Ces courbes représentent le coefficient d'extinction en fonction du taux de pluie. Ces courbes, publiées par Mattzler [75], illustrent la dispersion entre les modèles et des mesures d'extinction pour le visible.

2.3.2 Modélisation d'une pluie statique

Le code ISAAC adopte deux méthodes différentes pour modéliser un nuage de pluie. Ces deux méthodes, que nous avons appelées *pluie fixe* et *pluie statistique*, sont nécessaires dans nos simulations, elles ont chacune un intérêt différent. Pour une même simulation les résultats sont identiques mais dépend du générateur aléatoire pour la pluie fixe.

La modélisation d'une pluie statique consiste à générer un nuage de pluie avec la position des gouttes de pluie connue. Le déroulement de la simulation est illustré en Figure 26. Le rayon se propage jusqu'à la prochaine collision avec l'environnement. L'interaction avec le détecteur arrête le rayon et passe au suivant tandis que l'interaction avec les gouttes permet au rayon de continuer sa propagation dans le milieu.

Ainsi, tous les rayons lancés rencontrent la même pluie. Il est alors possible de montrer l'aspect discret de la pluie (Figure 27). On peut alors observer l'ombre des gouttes projetée sur un plan. Malgré cela, la pluie modélisée dépend du tirage effectué et ne représente pas une pluie moyenne ou un cas général.

De plus, la génération d'une pluie fixe nécessite une grande quantité de mémoire. Les volumes de pluie modélisés (nombre de gouttes) sont alors choisis les plus faibles possibles.

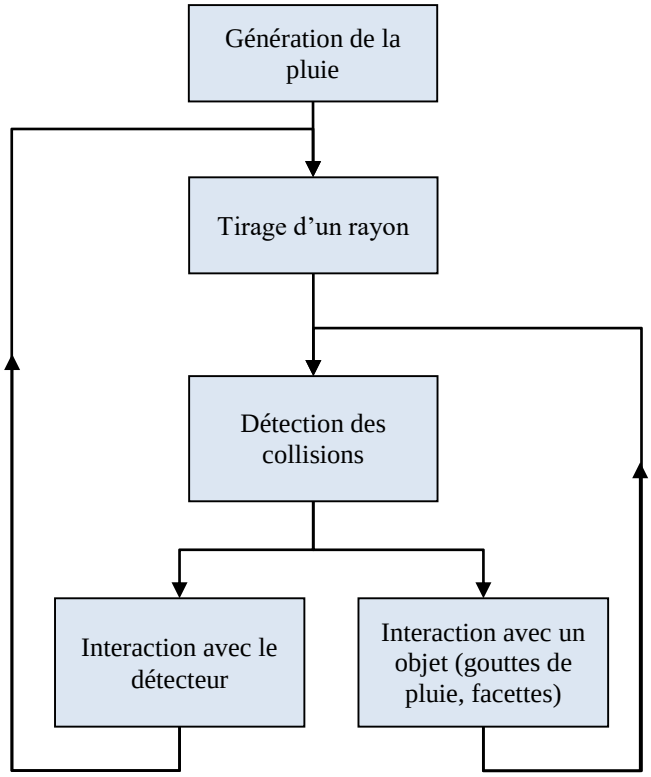


Figure 26. Processus pour la modélisation d'une pluie statistique.

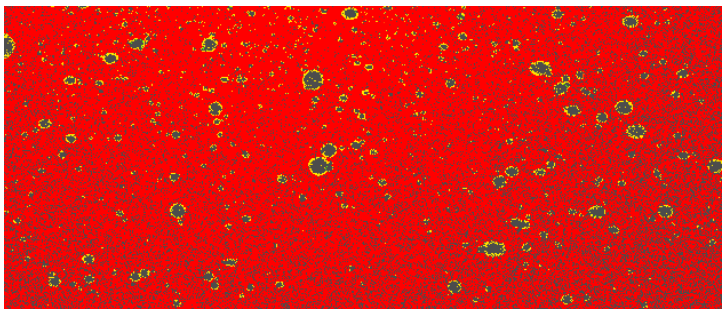


Figure 27. Illustration de l'ombre des gouttes observées lors de la simulation de la propagation d'un faisceau à travers une pluie statique. Le rouge représente la lumière sans interaction avec la pluie et le jaune les rayons très légèrement déviés.

2.3.3 Modélisation statistique de la pluie

Cette méthode ne génère plus une pluie en début de simulation. Chaque rayon simule son trajet en utilisant le libre parcours moyen dans la pluie [76]. Contrairement à la méthode précédente, il n'y a plus la recherche de collision avec une gouttes de pluie (Figure 28). Lors de la propagation du rayon, la distance est calculée avant la prochaine interaction en utilisant le libre parcours moyen dans le milieu. La distance suit une loi de probabilité en exponentielle décroissante.

Avec cette méthode, chaque rayon interagit avec une pluie différente en fonction du tirage aléatoire. Cette particularité est utile pour décrire un comportement moyen du résultat de la simulation décrit. Les cas extrêmes sont ainsi éliminés. De plus, les temps de calculs sont bien plus faibles que le cas précédent. Il est également possible de modéliser des volumes de pluie plus importants puisqu'il n'est pas nécessaire d'enregistrer la position et la taille de chaque goutte.

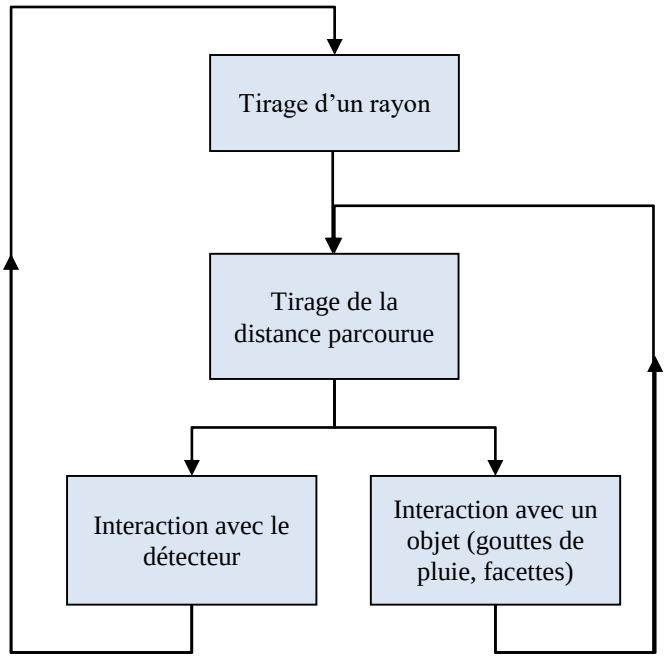


Figure 28. Processus pour la modélisation d'une pluie statistique.

2.4 SIMULATIONS FONDAMENTALES REALISEES AVEC LE CODE ISAAC

2.4.1 Configuration des simulations

Dans la suite de l'étude, les simulations bénéficient de configurations similaires pour permettre l'extraction des paramètres macroscopiques. Nous allons décrire ici les deux principales configurations utilisées.

Le code ISAAC nécessite de mettre en place un environnement constitué de la source d'éclairement, du milieu diffusant et du détecteur. Il est possible de modifier les paramètres de la source comme sa divergence, ses dimensions, sa forme, son état de polarisation, sa largeur temporelle.

Le détecteur peut quant à lui prendre deux formes. La première est une caméra simple constituée d'une lentille parfaite et d'une surface active. La surface active permet seulement d'arrêter les rayons et de les enregistrer. Ainsi, l'ajout de l'échantillonnage par les pixels ou du bruit détecteur s'effectue en post-traitement. Le second type de détecteur est constitué d'une surface active sphérique, qui permet également d'extraire les rayons qu'elle arrête. Avec ces deux configuration de détecteurs, il est possible de traiter les environnements nécessaires à l'extraction des paramètres macroscopiques (Figure 29).

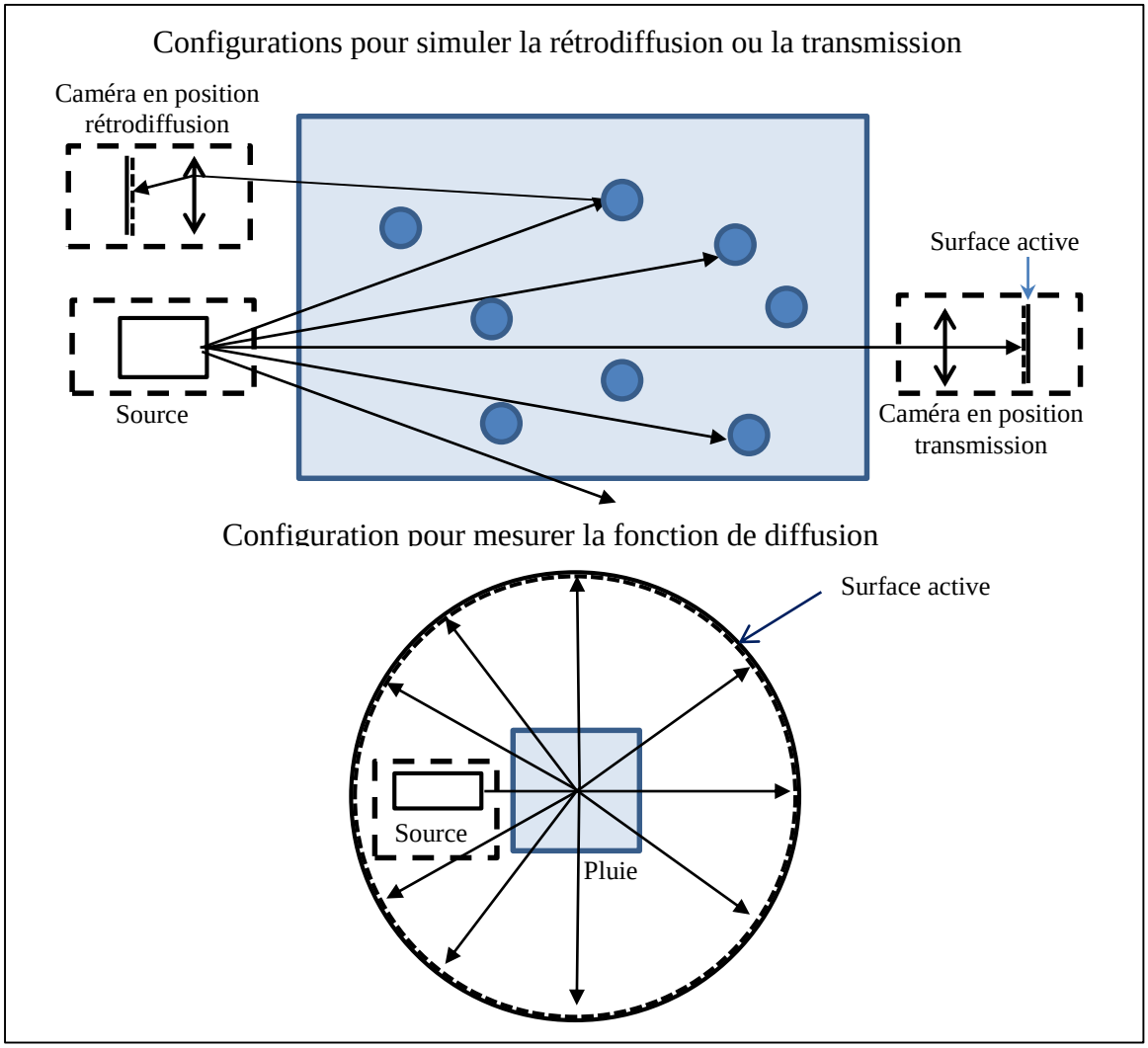


Figure 29. Schémas des configurations pour extraire différents types de paramètres.

De la notion de Fonction de phase à la notion d'intensité diffusée

La fonction de phase définit la répartition angulaire de l'énergie après la diffusion par une particule. De plus, la fonction de phase est normalisée sur toutes les directions. Elle peut être interprétée comme la densité de probabilité de diffusion en fonction de l'angle de sortie. Cependant dans le cas de la diffusion par la pluie, la perte d'énergie par absorption peut être importante en fonction de la longueur d'onde. Dans ces cas, la normalisation de la fonction de phase peut perturber pour l'interprétation. Pour faire apparaître les effets d'absorption par les gouttes de pluie, l'intensité diffusée est utilisée pour remplacer la fonction de phase. Le principe reste le même, mais le facteur de normalisation n'est pas appliqué. Cette approche facilite la comparaison entre les fonctions de diffusion sans avoir la nécessité de comparer la fonction de phase et le facteur de normalisation.

Ces caractéristiques sont importantes pour connaître le type de diffusion. La diffusion isotrope représente une diffusion homogène dans l'espace (Figure 30). Après une telle diffusion, la distribution angulaire de l'énergie ne conserve pas d'information sur les conditions avant la diffusion. En revanche, dans le cas de la pluie, la diffusion est très asymétrique (Figure 30) ; elle présente une forte diffusion vers l'avant. Cela montre que même après diffusion, une grande partie de l'énergie continue de se propager vers l'avant.

La caractérisation de la fonction de phase des gouttes de pluie ou d'un volume de pluie permet de montrer les changements dans l'interaction entre la pluie et la lumière. Dans la suite, ces fonctions de phase nous permettront de simplifier la modélisation de la pluie. Ces fonctions peuvent remplacer dans certains cas le calcul complet des interactions.

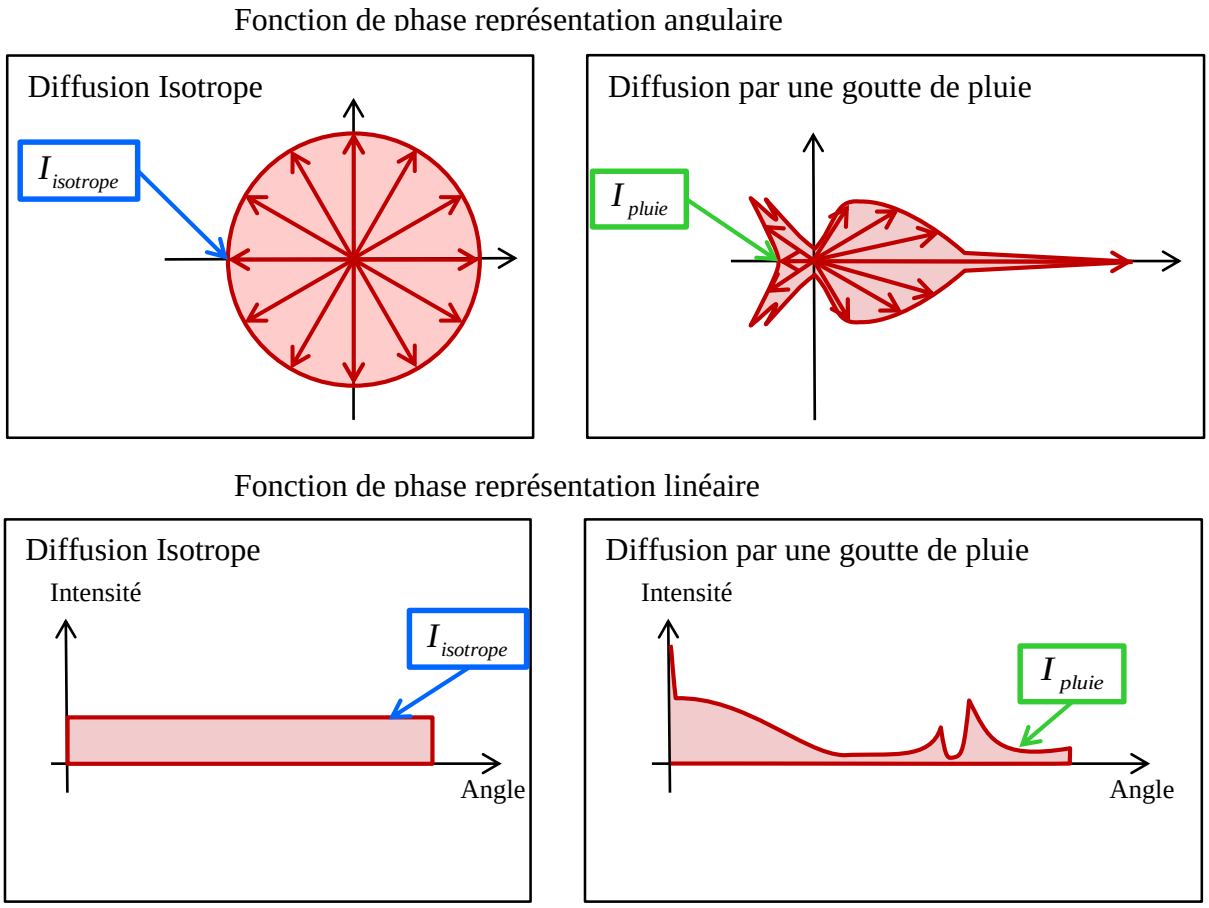


Figure 30. Schéma représentant les différentes représentations de la fonction de phase pour une goutte de pluie et pour une émission isotrope.

2.4.2 Simulation de l'interaction avec une particule

Le code ISAAC en tant qu'outil permet déjà de montrer et de simuler certains scénarios. Ces modélisations relativement simples permettent dans un premier temps de montrer quelques aspects intéressants d'ISAAC. Et dans un second temps, ces simulations permettent de comprendre des propriétés élémentaires des gouttes d'eau et de la pluie.

Tout d'abord, ISAAC permet de suivre le parcours des rayons dans les gouttes de pluie et ainsi d'identifier les différentes contributions du chemin optique intra-particules pour l'établissement de la fonction de phase. Dans une goutte d'eau, les parcours sont distingués en fonction du nombre d'interactions avec la surface de la goutte d'eau (Figure 31). Cela permet, par exemple, de connaître le parcours des rayons formant l'arc-en-ciel comme décrit ci-dessous. Une première validation du code est faite en simulant un arc-en-ciel avec la considération d'un nuage de pluie. Enfin, après avoir regardé l'influence de la longueur d'onde sur la diffusion par la pluie, on s'intéresse à l'impact de l'absorption sur cette même diffusion. Cette étape permet de voir un second impact de la longueur

d'onde puisque l'eau présente une faible absorption dans le visible et une très forte absorption dans l'infrarouge thermique.

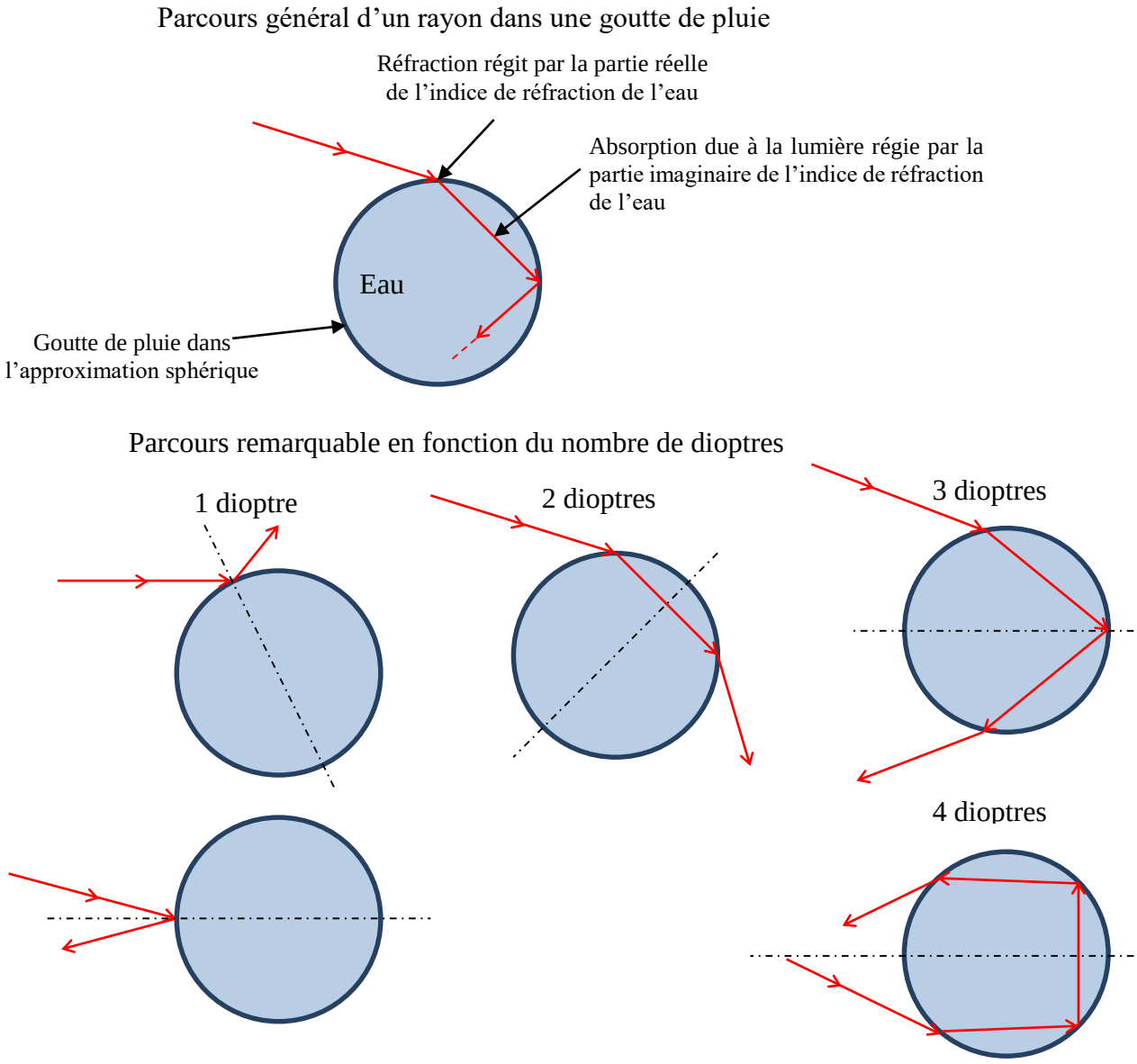


Figure 31. Différentiation de parcours dans une goutte de pluie. Le trais rouge représente le rayon de lumière et les trais mixtes sont les axes de symétrie.

Différentiation du parcours dans une goutte de pluie

Dans nos simulations avec le code ISAAC, les rayons conservent l'historique du parcours dans le nuage et dans les gouttes. Cela permet de suivre en fonction de l'angle de diffusion les rayons subissant plusieurs réflexions et réfractions dans les gouttes. Dans cette première simulation, on place une unique particule dans le faisceau laser. On peut donc observer finement les interactions sur les dioptres de la goutte.

Les types de parcours sont tracés dans le plan défini par le rayon incident et le centre de la sphère (Figure 31). Les rayons ayant subis une unique réflexion sur la goutte diffuse de manière relativement homogène (courbe verte Figure 32). De manière similaire, le parcours qui correspond à deux

interactions avec la surface présente la composante principale de la diffusion vers l'avant (courbe rouge). Ensuite, les parcours correspondant à 3 et 4 interactions sont très importants pour des angles de 138° et 129°. Ces deux derniers parcours correspondent à l'arc principal et l'arc secondaire de l'arc-en-ciel. Cela permet également de définir une limite au nombre d'interactions. La figure suivante montre que les rayons ayant subis plus de 4 interactions ont une énergie négligeable par rapport aux premiers ordres.

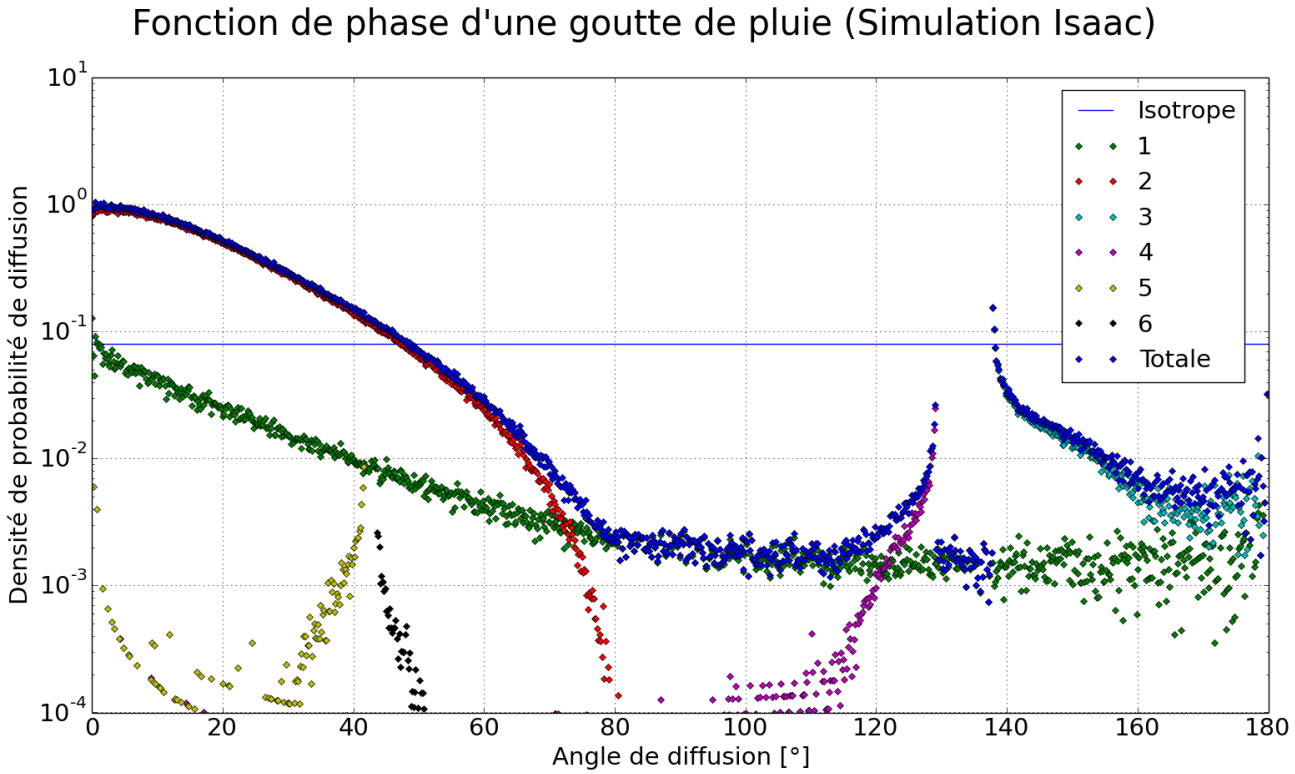


Figure 32. Fonction de phase simulée avec le code ISAAC pour une particule de pluie et classification en fonction des parcours dans la goutte. Le nombre correspond au nombre d'interactions avec la surface de la goutte de pluie avant de sortir. La courbe Totale représente la totalité de la fonction de phase et la courbe Isotrope représente la fonction de phase d'une particule diffusant la lumière de manière isotrope dans l'espace.

Le code ISAAC permet de suivre le parcours des rayons dans les gouttes. Par extension, il est également possible de suivre les multidiffusions lorsque l'on considère un nuage de pluie. Bien qu'ici il soit possible d'identifier les contributions à l'arc-en-ciel, il reste encore à simuler le décalage de ces arcs en fonction de la longueur d'onde.

Dans la version actuelle du code ISAAC, il est possible de faire un certain nombre d'études. Par exemple, pour montrer ses capacités et pour valider son fonctionnement, nous avons simulé un arc-en-ciel. On désigne par arc-en-ciel l'arc principal le plus courant et l'arc secondaire plus rare mais visible dans de bonnes conditions. Les arcs sont engendrés par la combinaison de deux paramètres. Le premier est la présence de pics dans la fonction de phase des gouttes de pluie. Ces pics situés à 138° et 129° pour le vert forment les arcs de cercle à proprement parler. Le second paramètre est la dépendance de ces pics en fonction de la longueur d'onde (Figure 33). Ainsi les gouttes d'eau diffuse

la lumière à des angles différents en fonction de la longueur d'onde ce qui génère cette dispersion du spectre.

Cette simulation permet également d'observer un phénomène particulier lors de la formation des arcs-en-ciel. La zone entre les arcs-en-ciel est plus sombre et forme une discontinuité avec les pics. Cette zone est appelée « bande sombre d'Alexandre » [77], elle représente une absence de lumière réfractée pour ces angles dans le calcul de l'optique géométrique.

Les résultats sont en accord avec la théorie puisque les caractéristiques des arcs comme les angles de diffusion peuvent être calculés analytiquement. Cela permet d'effectuer une première vérification de la justesse du code ISAAC et des futures simulations.

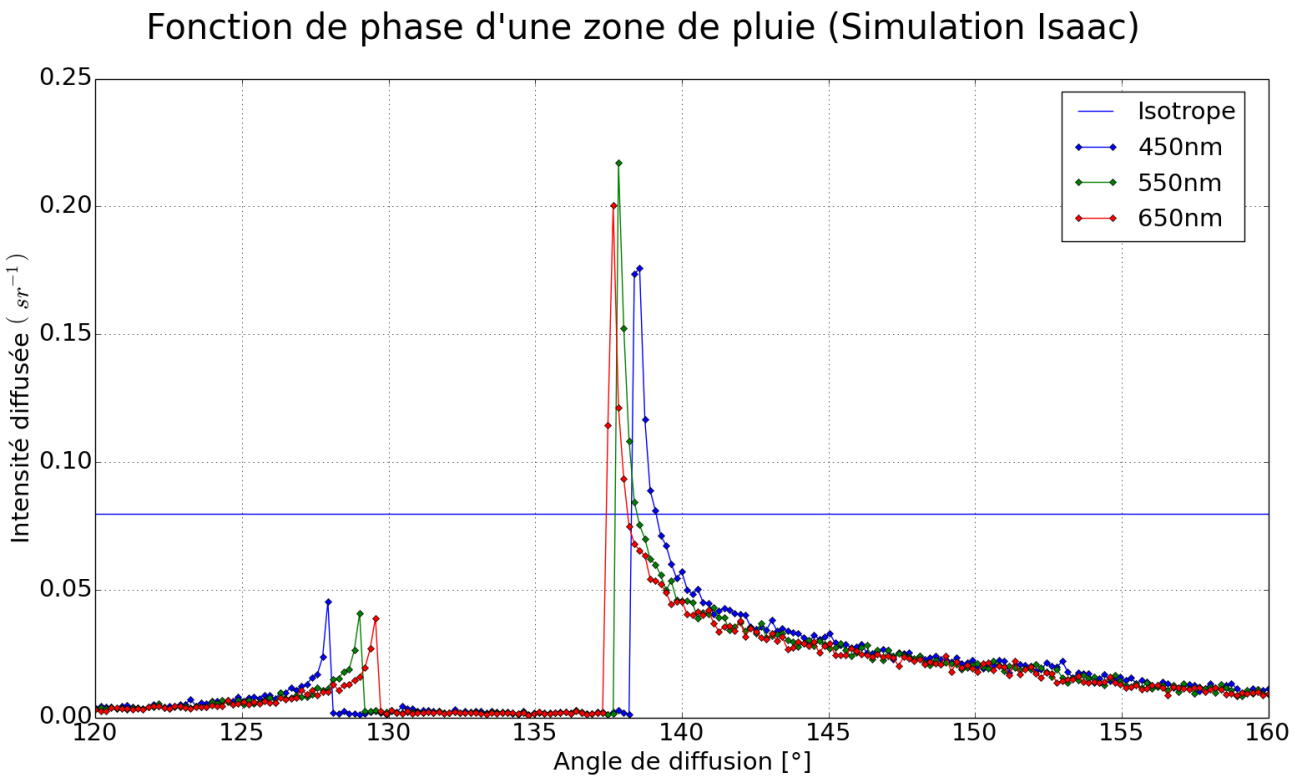


Figure 33. Détermination des angles des arcs de l'arc en ciel en fonction des longueurs d'onde. Cette courbe représente une portion de l'intensité diffusée, pour illustrer l'impact de la longueur d'onde sur la diffusion.

Absorption par les gouttes de pluie

Il est possible de simuler l'effet de l'indice de réfraction sur la diffusion par la pluie. Dans la partie précédente, il a été montré l'impact de la partie réelle de l'indice ; maintenant on s'intéresse à l'influence de la partie imaginaire. La partie imaginaire représente l'absorption de la lumière par l'eau. Pour faciliter les interprétations, seules les variations de la partie imaginaire sont étudiées. La fonction de diffusion change de forme en fonction de la partie réelle. Par exemple, les pics deviennent légèrement (ce qui génère les arcs-en-ciel). Grâce à la relation entre la longueur d'onde et l'indice de l'eau (Figure 34) [78], il est possible de replacer les valeurs d'absorption en fonction de la longueur d'onde.

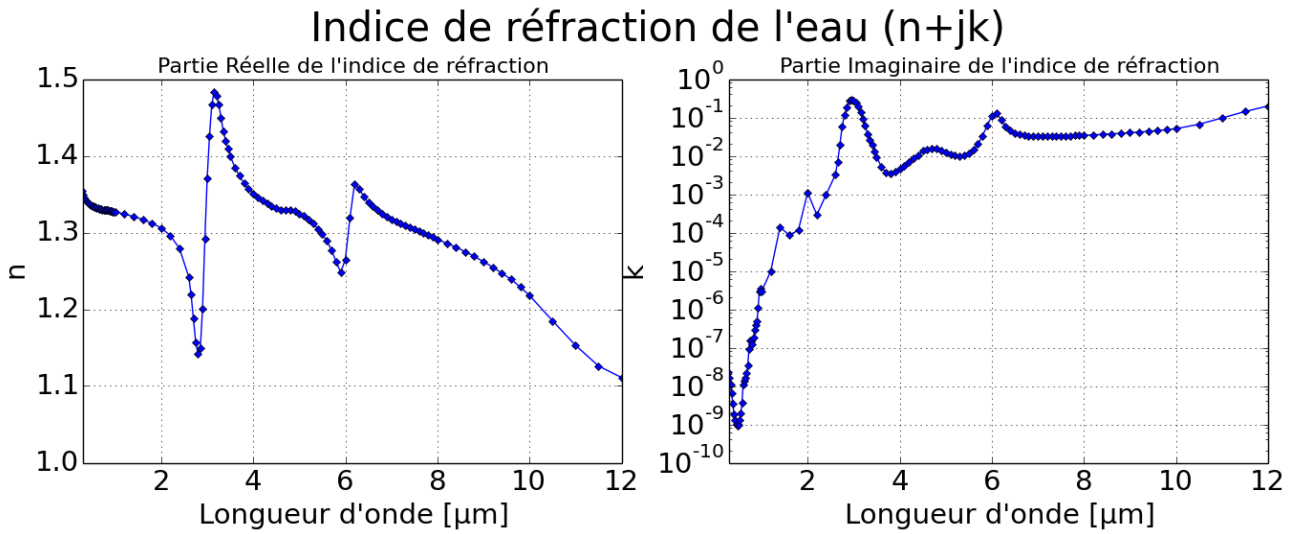


Figure 34. Indice de réfraction de l'eau. À gauche : partie réelle de l'indice complexe ; à droite : partie imaginaire de l'indice qui représente l'absorption par le milieu.

Pour séparer les influences respectives de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'indice de réfraction, nous simulons la fonction de phase en conservant fixe la partie réelle et en modifiant uniquement la partie imaginaire. La Figure 35 montre les modifications que subit la diffusion angulaire. Ainsi, les contributions à la fonction de phase, qui ont d'abord été identifiées dans le paragraphe précédent comme traversant la goutte (diffusion vers l'avant, arc-en-ciel), sont très fortement atténuées. En revanche, la réflexion sur la goutte, qui est prépondérante à 90°, n'est pas influencée par la valeur de l'absorption. Au final, pour une très forte absorption, seule subsiste la diffusion par les réflexions sur la surface de la goutte de pluie.

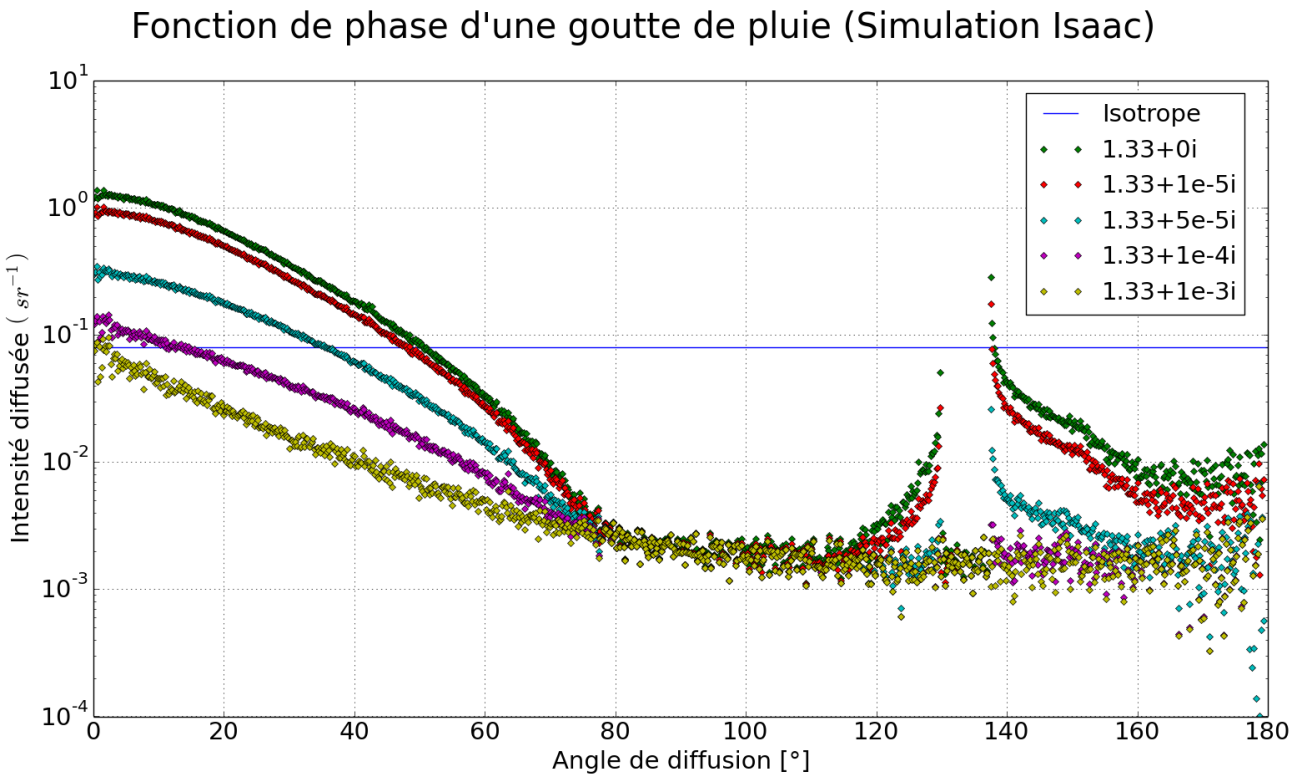


Figure 35. Fonction d'un volume d'un kilomètre cube de pluie en fonction de la partie imaginaire de l'indice de réfraction de la particule, les valeurs d'absorption varient de 10^{-5} à 10^{-3} pour couvrir l'indice de l'eau du visible à l'infrarouge thermique.

La Figure 36 présente les fonctions de phase pour la pluie, les calculs étant faits pour l'indice de l'eau aux longueurs d'onde de 0,55 µm, 0,86 µm, 1,5 µm et 4 µm pour représenter respectivement le visible, le très proche infrarouge (NIR), le proche infrarouge (SWIR) et l'infrarouge thermique.

On observe que l'absorption à 0,55 µm et 0,86 µm est très faible : il n'y a pas d'impact de l'absorption pour ces longueurs d'onde. À partir de 1,5 µm, l'absorption devient importante et réduit fortement le lobe de diffusion vers l'avant et les pics de l'arc-en-ciel. Et finalement à 4 µm et au-delà, l'absorption est tellement importante que les pics disparaissent.

Il est également intéressant de noter que la rétrodiffusion est fortement influencée par la longueur d'onde. Entre le visible et le proche infrarouge, il existe un facteur 5 sur l'intensité diffusée. Ainsi, dans le proche infrarouge la rétrodiffusion est plus faible que pour le visible et donc potentiellement moins gênante.

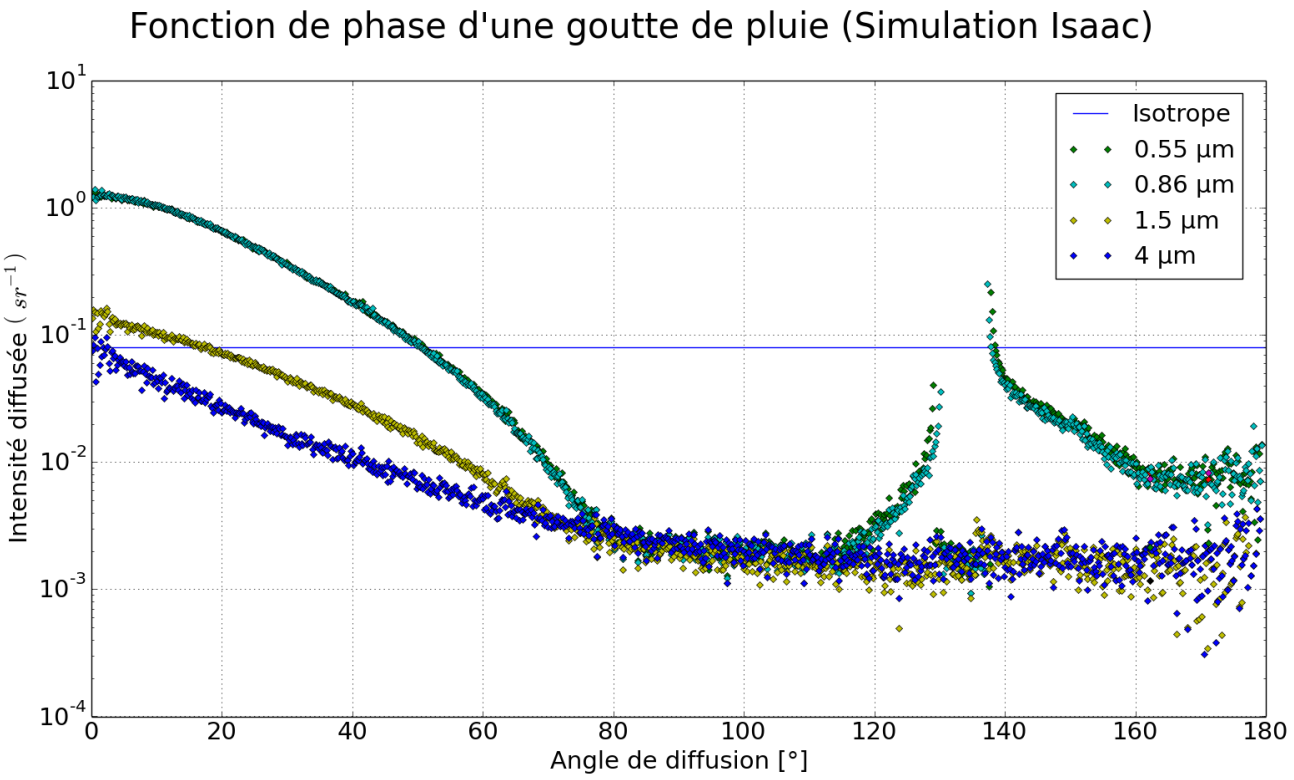


Figure 36. Fonction d'un volume d'un kilomètre cube de pluie en fonction de la longueur d'onde incidente.

2.4.3 Simulation de la pluie

Polarisation

Les gouttes étant oblongues lors de leur chute et orientées parallèlement au sol, la polarisation est potentiellement affectée par la pluie, la symétrie du milieu étant rompue. En radar météorologique, l'impact de cette orientation privilégiée des gouttes de pluie permet de distinguer la pluie de la grêle [79] [80]. Nous avons donc cherché à estimer cet impact sur des longueurs d'onde plus courtes que sont le visible et l'infrarouge.

Le code ISAAC a donc été construit pour traiter le problème de la transmission et de la diffusion de la lumière polarisée. La Figure 37 montre la rétrodiffusion par la pluie pour différentes configurations (Figure 38). Dans le cas où l'analyseur et le polariseur sont croisés (points vert et rouge), il n'y a pas de différence entre les deux configurations. De même lorsque le polariseur et l'analyseur sont parallèles (bleu et cyan). Cela signifie que la forme des gouttes de pluie n'influence pas la rétrodiffusion.

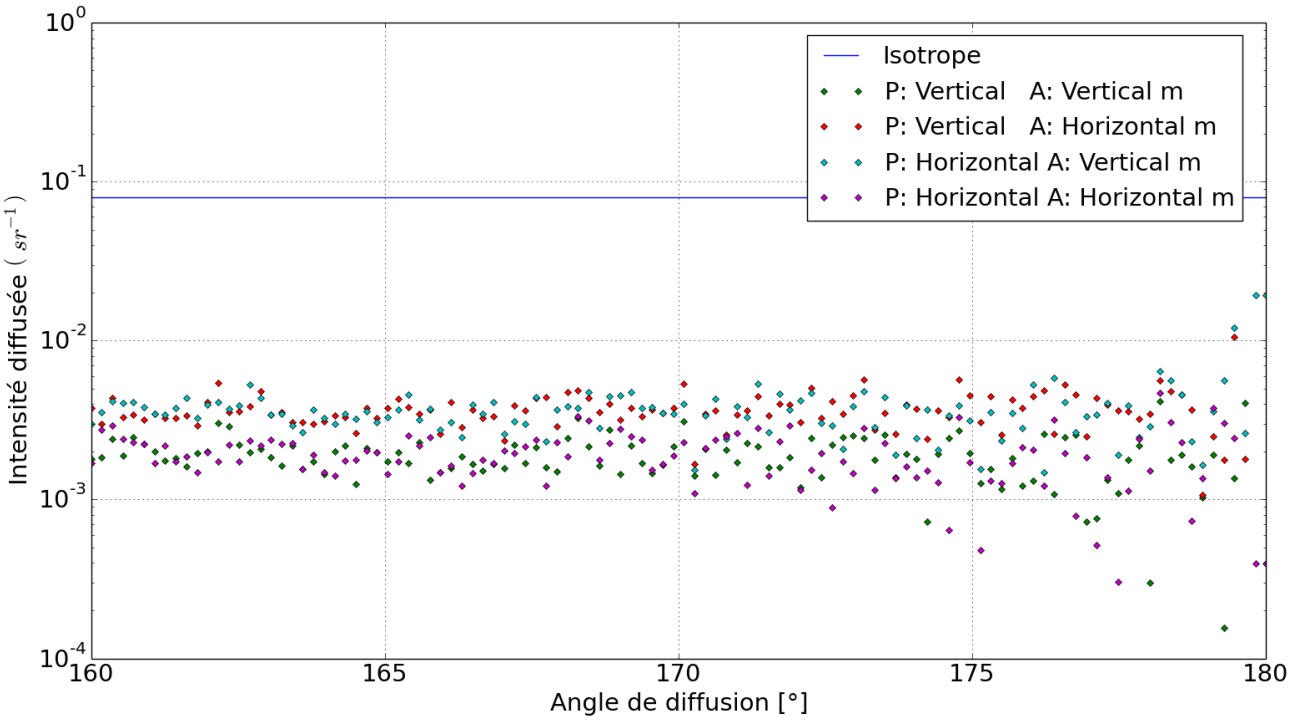


Figure 37. Rétrodiffusion pour différentes configurations de polarisation et pour une distribution de goutte de pluie définit par la loi de Marshall-Palmer. Le polariseur (P) et l'analyseur (A) sont soit vertical soit horizontal.

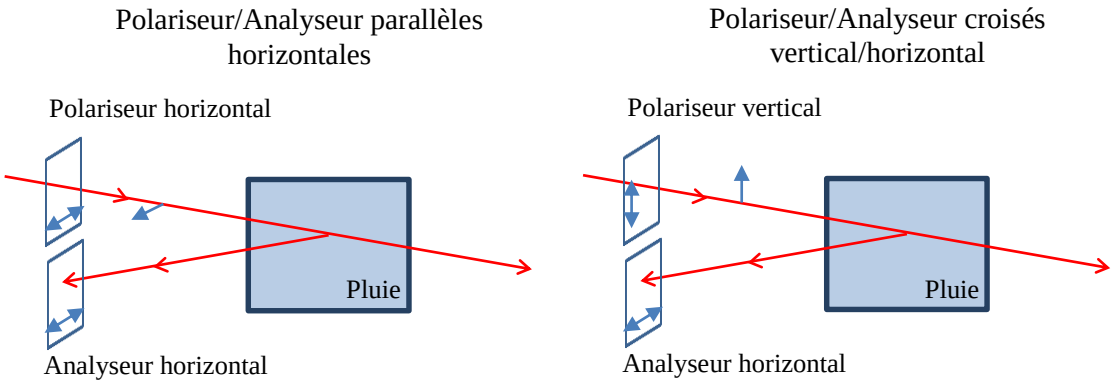


Figure 38. Schéma de la configuration des polariseurs analyseurs.

Alors que dans le domaine radar, la rétrodiffusion présente une forte différence entre la polarisation rectiligne horizontale et verticale. En visible cet effet est restreint. Cette différence peut s'expliquer par la différence de longueur d'onde entre ces domaines. Les petites particules n'ont que peu ou pas d'effet sur la diffusion des ondes radars. Dans ce domaine les grosses gouttes ont un impact bien plus important, et ces gouttes présentent une forte déformation. En revanche pour les longueurs d'onde visible les petites gouttes ont un effet prépondérant à cause de leur nombre et ces gouttes de pluie sont sphériques. En visible l'impact sur la polarisation est négligeable.

C'est pourquoi, dans la suite dans notre étude, les simulations ne cherchent pas à quantifier l'impact de la polarisation sur les effets macroscopiques. Les sources émettent alors de la lumière dépolarisée et il n'y a pas de polariseur devant les détecteurs.

Effet de la diffusion multiple

Dans l'étude des milieux diffusants, l'impact de la diffusion multiple est un paramètre important. Plus la distance et la densité de particules augmentent, plus la composante de la multidiffusion est importante. Pour la pluie, lorsque l'on s'intéresse à des distances supérieures au kilomètre, il est important de vérifier l'impact de cette multidiffusion. De même, pour des phénomènes plus denses comme le brouillard il est indispensable de connaître l'effet de la multidiffusion sur la propagation dans le milieu.

Pour illustrer l'impact de la multidiffusion, une simulation de pluie est effectuée en faisant varier la dimension du nuage comme illustré dans la Figure 29. Le résultat montre l'évolution de la diffusion angulaire en fonction de la taille du volume de pluie (Figure 39).Nous observons une homogénéisation de la diffusion angulaire avec la présence de multidiffusion. Dans ce cas l'absorption est négligeable, la multi diffusion n'introduit qu'une réorganisation angulaire de l'énergie diffusée. La diffusion par une particule permet de comprendre le parcours de la lumière dans une goutte de pluie, mais l'intérêt d'ISAAC vient dans sa capacité à illustrer l'impact de la multidiffusion. La Figure 39 illustre cet effet pour une longueur d'onde visible. L'augmentation de la taille du milieu diffusant aplatit la fonction de phase pour se rapprocher d'une diffusion isotrope. Cela a pour effet d'effacer les arcs-en-ciel mais également d'augmenter la part du flux rétrodiffusé. En visible, l'effet de la multidiffusion augmente l'intensité pour toutes les directions au détriment de la diffusion vers l'avant.

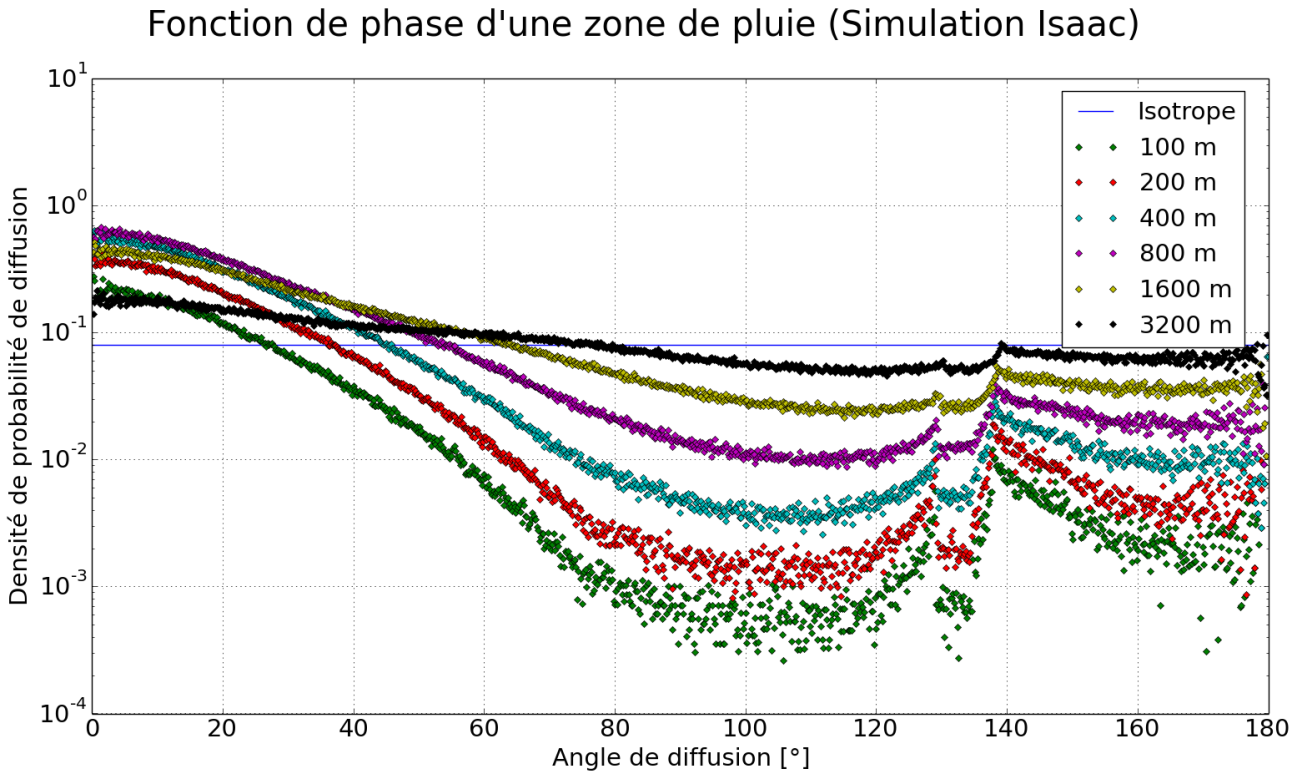


Figure 39. Fonction de phase d'un nuage de pluie en fonction de la dimension du milieu diffusant pour un faisceau incident à 0,55 µm. À cette longueur d'onde l'absorption par l'eau est négligeable.

Dans le cas du proche infrarouge (SWIR), l'impact de la multidiffusion est plus modérée (Figure 40) que pour le visible. L'intensité diffusée est peu déformée par la multidiffusion. L'homogénéisation de la fonction de phase s'observe toujours mais est fortement atténuée par l'absorption. La multidiffusion augmente l'intensité en rétrodiffusion et à 90°.

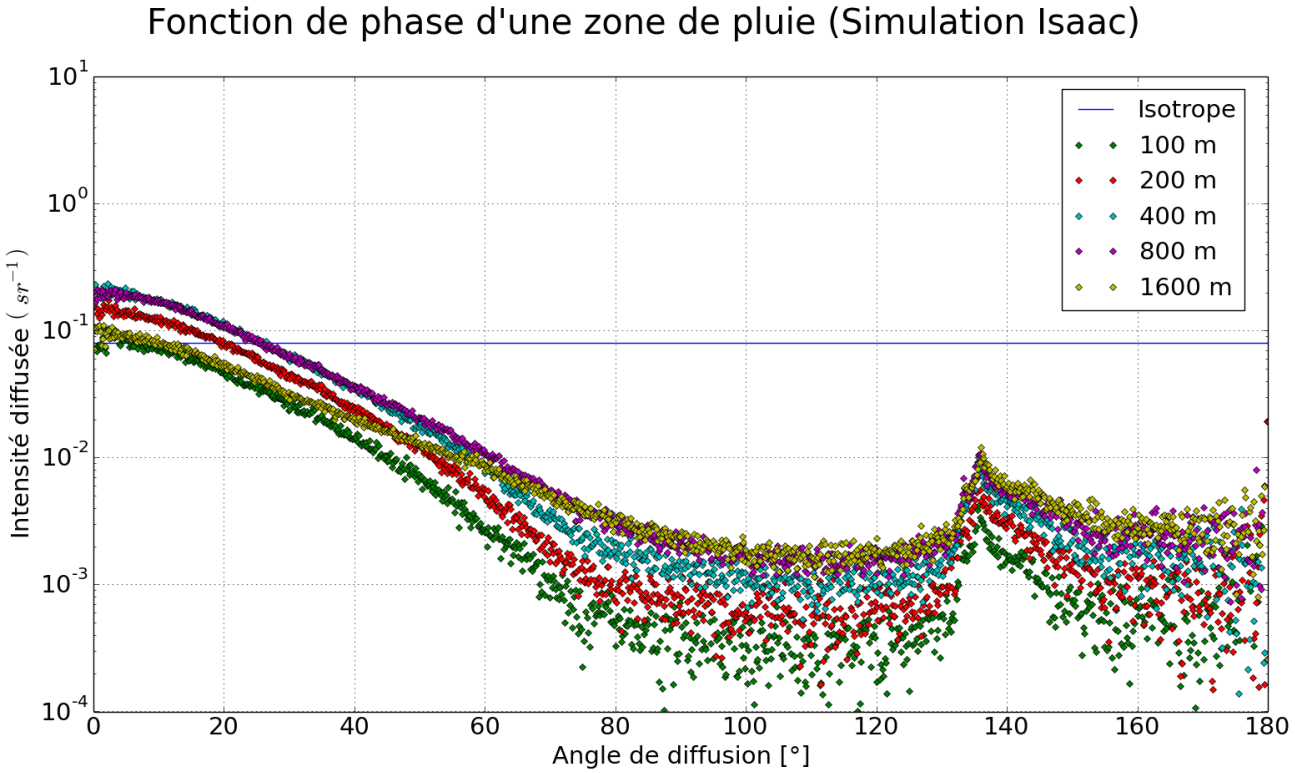


Figure 40. Intensité diffusée par un volume de pluie en fonction de sa dimension pour un faisceau incident à 1,5 µm. À cette longueur d'onde l'eau commence à absorbée.

2.5 TEMPS DE CALCUL

Les simulations du code ISAAC sont très variables. Le temps de calcul dépend de la qualité des résultats souhaités, du nombre de rayons lancés mais également du volume de pluie et des modèles utilisés. Les temps de calcul sont donnés pour un processeur Intel Core i7-3610QM (Tableau 2).

La simulation simple permettant d'obtenir la Figure 32 prend moins de 10 s. Elle ne comporte qu'une seule goutte de pluie et le nombre de rayons lancés est de 10^4.

La Figure 33 est simple puisqu'elle ne comporte qu'une unique particule mais le nombre de rayons est de 10^7. Dans ce cas le temps de calcul est augmenté autour de 4 min.

Pour les modélisations de la pluie le temps de calcul est plus important que pour la simulation d'une unique goutte. Ainsi, l'une des courbes présentes sur la Figure 39 nécessite 25 min de simulation. Dans ce cas, comme il y a 6 distances donc le temps total est de 2h30.

Malgré ces temps de calcul importants, les modélisations peuvent être facilement lancées en série. De plus, les simulations de Monte Carlo sont facilement « parallèlisables ». Chaque rayon peut être calculé indépendamment des autres. Ces simulations peuvent alors être faites sur des « threads » séparés mais également sur des ordinateurs séparés. Cette possibilité divise le temps de calcul en fonction du nombre de machines disponibles.

Le code ISAAC permet de simuler la propagation de la lumière dans la pluie. À partir des principes de bases, il est possible de paramétrer le milieu diffusant avec la forme des gouttes et la distribution des particules. Cependant, les temps de calcul bien que raisonnables sont encore trop élevés pour une utilisation pratique. Pour accélérer les modélisations de la pluie, nous cherchons dans la suite à créer des modèles analytiques plus simples s'appuyant sur les résultats du code ISAAC.

Nombre de rayons	Temps d'exécution	Description de la simulation
10^4 rayons	<10 s	Une goutte de pluie (Figure 32)
10^7 rayons	~4 min	Une goutte de pluie (Figure 33)
10^7 rayons	~25 min	Un volume de pluie (Figure 39)

Tableau 2. Exemple de temps de simulation du code ISAAC pour différentes géométries

Actuellement, ISAAC effectue le calcul de la propagation dans la goutte avec le même principe de *raytracing* que le reste de la simulation. Cette interaction pourrait également être remplacé par des fonctions de phase précalculée ; cependant, ISAAC est limité d'un point de vue matériel. La mémoire vive arrive rapidement à saturation lorsque le nombre de rayon augmente. Ainsi, cette économie améliore les performances globales du code tout en engendrant pas de temps de calcul supplémentaire.

2.6 SYNTHESE

Le code ISAAC développé durant cette étude se base sur le principe simple du *raytracing*. Cette approche permet de modéliser la propagation de la lumière dans un milieu diffusant et d'estimer les paramètres importants comme le temps de vol ou la polarisation. Ce modèle nécessite une bonne connaissance de la pluie et de ses caractéristiques. Cependant, la modélisation de la pluie dépend énormément des conditions environnementales (vent), du lieu (altitude, plaine, bord de mer) et du type de pluie (pluie fine, tempêtes, mousson). Nous avons montré qu'il est tout de même possible d'utiliser des modèles décrivant un comportement moyen de la pluie. Ces modèles peu précis permettent de commencer la compréhension et la description des effets de la pluie. En combinant ces modèles avec le code ISAAC, il est possible de simuler des comportements bien connu comme l'arc-en-ciel. Grâce à cet outil, nous cherchons maintenant à analyser plus précisément les effets de la pluie sur l'imagerie thermique et sur l'imagerie active. Et en particulier, il permet de caractériser l'effet de la pluie sur le trajet de la lumière entre la source et les objets et entre les objets et le détecteur.

2.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2

[49] BYERS, Horace Robert et DWIGHT, C. Harrison. Elements of cloud physics. American Journal of Physics, 1966, vol. 34, no 5, p. 446-447.

[50] ROGERS, R. R. et YAU, M. K. A short course in cloud physics, International series in natural philosophy. 1989.

[51] JENSEN, Henrik Wann. Realistic image synthesis using photon mapping. AK Peters, Ltd., 2001.

[52] http://en.wikipedia.org/wiki/Aliasing

[53] http://www.gom.com/3d-software/open-data-formats.html

[54] MARTIN, Christian, et ROSIER, Bernard, Status of "MEMOIRES" - A Thermal and Optical data base (Mean of Exchange and valorization of Measurements of thermal, Optical and InfraREd properties of Samples and scenes), Fraunhofer IOSB", Ettlingen, Germany

[55] MEAGHER, Donald JR. Octree encoding: A new technique for the representation, manipulation and display of arbitrary 3-d objects by computer. Electrical and Systems Engineering Department Rensseiaer Polytechnic Institute Image Processing Laboratory, 1980.

[56] HULST, Hendrik Christoffel et VAN DE HULST, H. C. Light scattering by small particles. Courier Dover Publications, 1957.

[57] http://fr.wikipedia.org/wiki/Matrice_de_Mueller

[58] JONES, R. Clark. A new calculus for the treatment of optical systems. JOSA, 1941, vol. 31, no 7, p. 488-493.

[59] FRENIERE, Edward R., GREGORY, G. Groot, et HASSLER, Richard A. Edge diffraction in Monte Carlo ray tracing. In : SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation. International Society for Optics and Photonics, 1999. p. 151-157.

[60] SCHOTTKY, Walter. Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. Annalen der Physik, 1918, vol. 362, no 23, p. 541-567.

[61] BEARD, Kenneth V. et CHUANG, Catherine. A new model for the equilibrium shape of raindrops. Journal of the Atmospheric sciences, 1987, vol. 44, no 11, p. 1509-1524.

[62] ROSS, Oliver N. Optical remote sensing of rainfall micro-structures. Freie Universität Berlin, Fachbereich Physik, Diplom Thesis, 134pp, 2000.

[63] KWAN, Alistair, DUDLEY, John, et LANTZ, Eric. Who really discovered Snell's law. Physics world, 2002, vol. 15, no 4, p. 64.

[64] MIE, Gustav. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Annalen der physik, 1908, vol. 330, no 3, p. 377-445.

[65] BERG, Matthew J., SORENSEN, C. M., et CHAKRABARTI, A. A new explanation of the extinction paradox. Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer, 2011, vol. 112, no 7, p. 1170-1181.

[66] BEST, A. C. The size distribution of raindrops. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1950, vol. 76, no 327, p. 16-36.

[67] ATLAS, David. Optical extinction by rainfall. Journal of Meteorology, 1953, vol. 10, no 6, p. 486-488.

[68] MARSHALL, John S. et PALMER, W. Mc K. The distribution of raindrops with size. Journal of meteorology, 1948, vol. 5, no 4, p. 165-166.

[69] BERK, Alexander, BERNSTEIN, Lawrence S., et ROBERTSON, David C. MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN. SPECTRAL SCIENCES INC BURLINGTON MA, 1987.

[70] WOLF, David A. On the Laws-Parsons distribution of raindrop sizes. Radio Science, 2001, vol. 36, no 4, p. 639-642.

[71] LAWS, J. O., D. A. PARSONS, The relationship of raindrop size to intensity, Trans. AGU, 24, 452–460, 1943.
[72] PORCÙ, Federico, D'ADDERIO, Leo Pio, PRODI, Franco, et al. Effects of altitude on maximum raindrop size and fall velocity as limited by collisional breakup. Journal of the Atmospheric Sciences, 2013, vol. 70, no 4, p. 1129-1134.
[73] BERK, Alexander, BERNSTEIN, Lawrence S., et ROBERTSON, David C. MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN. SPECTRAL SCIENCES INC BURLINGTON MA, 1987.
[74] JOSS, J. et WALDVOGEL, A. Raindrop size distribution and sampling size errors. Journal of the Atmospheric Sciences, 1969, vol. 26, no 3, p. 566-569.
[75] MATZLER, C., and MARTIN, L., Advanced Model of Extinction by Rain and Measurements at 38 and 94 GHz and in the Visible Range, IAP Res. Rep, (2003).
[76] MENGUAL, O., MEUNIER, G., CAYRE, I., et al. TURBISCAN MA 2000: multiple light scattering measurement for concentrated emulsion and suspension instability analysis. Talanta, 1999, vol. 50, no 2, p. 445-456.
[77] COUTANT, Victor Carlisle Barr, et al. (ed.). Alexander of Aphrodisias: Commentary on Book IV of Aristotle's Meteorologica. Columbia University, 1936.
[78] POLYANSKIY, M. N. . Refractive index database, http://refractiveindex.info. Accessed Feb. 30, 2084.
[79] HUSSON, D., POINTIN, Y., et RAMOND, D. Discrimination between hail and rain precipitation types from dual polarization radar, raingage and hailpad data. Theoretical and Applied Climatology, 1989, vol. 40, no 4, p. 201-207.
[80] AYDIN, K., SELIGA, T. A., et BALAJI, V. Remote sensing of hail with a dual linear polarization radar. Journal of climate and applied meteorology, 1986, vol. 25, no 10, p. 1475-1484.

3

-

- Effet de la pluie sur les imageries active et thermique

3.1 MODELE ANALYTIQUE DE LA TRANSMISSION (TRAJET SOURCE-OBJET) 72
3.1.1 MODELISATION DE LA TRANSMISSION A TRAVERS LA PLUIE 72
3.1.2 MODELE SIMPLIFIE DE LA TRANSMISSION 74
3.1.3 RETOUR SUR L'HYPOTHESE DE L'HOMOGENEITE SPATIALE DE LA PLUIE 75
3.1.4 CAPITALISATION DES MODELES SIMPLIFIES DANS LE CODE PERFIMA 77
3.2 MODELE NUMERIQUE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE (TRAJET OBJET-DETECTEUR) OU « MODELE D'OBTURATION » 78
3.2.1 DESCRIPTION DU MODELE NUMERIQUE 78
Vérification avec la transmission analytique 79
3.2.2 ESTIMATION DE LA PSF 80
3.2.3 EFFET DU TEMPS D'INTEGRATION 82
3.3 MODELISATION NUMERIQUE PAR LE CODE ISAAC DES EFFETS DE LA DIFFUSION SUR L'IMAGERIE ACTIVE 83
3.3.1 EFFET DE LA PLUIE SUR L'HOMOGENEITE DE LA ZONE ECLAIREE 83
Validation d'ISAAC avec les modèles de la littérature 86
3.3.2 MODELISATION DE LA RETRODIFFUSION POUR L'IMAGERIE ACTIVE 88
3.3.2.1 Modèle analytique de rétrodiffusion sans multidiffusion 89
Facteur correctif pour une diffusion non-isotrope 89
Cas monostatique pour une diffusion isotrope et sans absorption 91
Cas bistatique pour une diffusion isotrope et sans absorption 94
Extension du modèle bistatique avec une méthode numérique 98
Limitations du modèle par la focale 100
3.3.2.2 Code ISAAC : Modélisation numérique avec la multidiffusion 100
3.3.2.3 Extension du modèle analytique de rétrodiffusion avec la multidiffusion 102
3.3.2.4 Retour sur l'hypothèse d'homogénéité spatiale 105
3.3.3 CAPITALISATION DANS PERFIMA 107
3.4 MODELISATION DE LA LUMINANCE DE TRAJET POUR L'IMAGERIE THERMIQUE 107
3.4.1 MODELE NUMERIQUE DE LA LUMINANCE DE TRAJET 108
3.4.2 MODELE ANALYTIQUE DE LA LUMINANCE DE TRAJET 110
Limitations du modèle par la focale 115
3.5 SYNTHESE 115
3.6 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3 116

3 EFFET DE LA PLUIE SUR LES IMAGERIES ACTIVE ET THERMIQUE

Pour permettre de comprendre et de quantifier les effets de la pluie sur la diffusion de la lumière, différents codes de simulation ont été développés durant cette étude les images expérimentales observées en présence de pluie. La Figure 41 présente de manière simplifiée les différents effets de la pluie pour l'imagerie *thermique* et l'imagerie *active*. Certains effets sont communs comme la modification de la transmission ou la déformation de la surface d'onde, et d'autres sont spécifiques à la technologie. Nous allons ci-après aborder ces différents aspects.

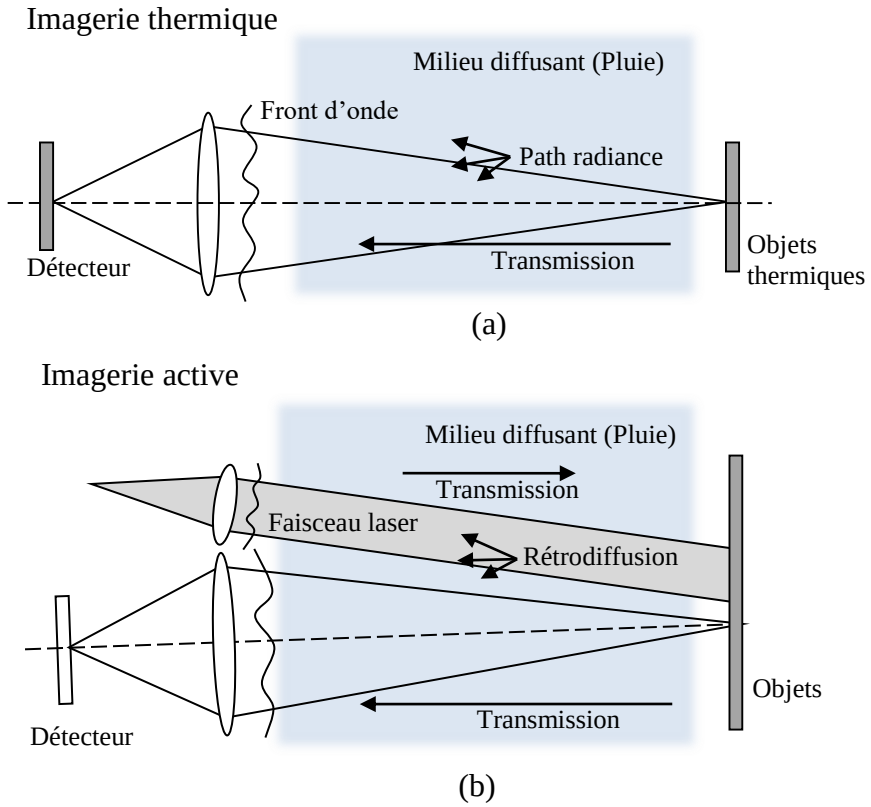


Figure 41. Identification des différentes contributions des dégradations des images par la pluie pour l'imagerie thermique (a) et l'imagerie active (b).

Les principaux phénomènes identifiés contribuant à la dégradation des performances de l'imagerie sont la réduction de la transmission de l'atmosphère entre l'objet et l'instrument, l'augmentation de la rétrodiffusion (lumière réfléchie vers le détecteur par les particules dans l'air), l'augmentation de la luminance de trajet ou « *path radiance* » (lumière émise par les particules et lumières naturelles diffusées par les particules).

Dans un premier temps, nous avons recenser les effets de la pluie sur les images actives et thermiques expérimentales montrées précédemment. L'un des premiers effets est une réduction de la transmission par temps de pluie. Cette réduction intervient aussi bien en imagerie active qu'en imagerie thermique. Même si la valeur de la dégradation peut varier selon les technologies, ce sont les mêmes phénomènes physiques qui sont mis en œuvre. Cependant cet effet, bien que typique, n'est pas forcément le plus important et le plus dégradant. Par exemple, en imagerie active il est possible de partiellement compenser la perte de transmission par une

augmentation de la puissance laser. La modélisation de la transmission atmosphérique pour le trajet retour (celui de l'objet vers le détecteur) sera effectuée par une modélisation analytique (voir section 0).

Dans un second temps, nous cherchons à modéliser la pluie sur le trajet retour, non seulement en terme de transmission mais aussi en estimant les éventuelles dégradations spatiales. Cet effet de la pluie s'exprime par la modification de la *« fonction d'étalement du point »* ou « *Point Spread Function »* (PSF). Pour les performances des systèmes actifs et thermiques, il est important de quantifier les possibles flous engendrés par les gouttes de pluie.

D'un autre côté, un certain nombre d'effets sont très dépendants du type d'imagerie considéré. En imagerie active la lumière est perturbée sur le trajet Source-Objet (trajet aller) et sur le trajet Objet-Détecteur (trajet retour) tandis que l'imagerie thermique ne subit de dégradations que sur le trajet retour. L'imagerie active est perturbée par la diffusion du faisceau d'illumination sur les gouttes de pluie. Cela entraîne un élargissement du faisceau laser dû à la diffusion vers l'avant et à un éblouissement du détecteur dû à la rétrodiffusion. La rétrodiffusion du laser d'éclairage peut souvent être négligée lors de l'utilisation d'un détecteur synchronisé. Malgré leur impact négligeable dans les systèmes actuels, il est important de s'y intéresser pour essayer de s'affranchir de certains aspects jusqu'à maintenant vitales comme le *« gating »* du détecteur. L'imagerie thermique est limitée par la luminance de trajet : les gouttes d'eau émettent leur propre radiation dans le spectre thermique en relation avec leur émissivité et leur température. Les contrastes de température peuvent également être atténués par les chutes d'eau, ce qui a pour conséquence une réduction globale du contraste de l'image.

C'est pourquoi le développement de modèles permettant la prédiction de ces dégradations est nécessaire. Ces modèles doivent, entre autres, décrire les effets résumés dans la Figure 41 et apporter une estimation rapide et juste afin d'intégrer un simulateur facile d'utilisation (code PERFIMA). L'ensemble des modèles développés qui sont détaillés par la suite s'appuie sur les caractéristiques de la pluie présentées dans le chapitre 1.

Nous verrons dans un premier temps les modèles de transmission sur le trajet entre la source et les objets ; ce qui constitue la transmission pour l'éclairement qui s'applique seulement pour l'imagerie active. Dans un second temps on s'intéresse aux modèles pour la transmission entre les objets et le détecteur qui s'applique aussi bien à l'imagerie active qu'à l'imagerie thermique. Ensuite, on caractérise la diffusion de la lumière par la pluie avec des modèles pour définir la rétrodiffusion qui s'applique à l'imagerie active. Enfin, nous définissons un modèle permettant la modélisation de la luminance de trajet pour l'imagerie thermique.

3.1 MODELE ANALYTIQUE DE LA TRANSMISSION (TRAJET SOURCE-OBJET)

Pour quantifier l'impact de la pluie sur la transmission atmosphérique, deux expressions du même modèle ont été mises en place. La première est une expression complète et complexe. La seconde est une expression dérivée et simplifiée de la première qui présente une meilleure facilité d'utilisation.

3.1.1 Modélisation de la transmission à travers la pluie

La transmission s'exprime à partir de l'expression générique suivante :

$$\frac{dT}{dz} = -B_{ext}(z)\,T \qquad (21)$$

Cette expression détermine la variation de transmission dT, le long de l'axe z, en fonction du coefficient d'extinction B_{ext} [56][64], de la transmission initiale T et du différentiel de distance dz.

À partir de cette expression, nous exprimons le coefficient d'extinction en fonction des caractéristiques de la pluie (taux de pluie, tailles des gouttes…) et du système (longueur d'onde utilisée…). L'extinction peut également dépendre de la distance si la pluie varie selon la ligne de visée. De plus, il est à noter que l'extinction présentée ici ne tient compte que de la contribution des gouttes de pluie. Elle doit être complétée par l'extinction par les molécules dans l'air entre les gouttes.

Dans la pratique, l'estimation du taux de pluie est complexe. En effet, les pluviomètres fournissent un taux de pluie ponctuel moyen intégré temporellement. Il se pose alors la question de savoir si le taux de pluie moyen représente correctement les précipitations ou s'il est important de définir un taux de pluie avec un meilleur échantillonnage spatial et temporel. Pour se rendre compte des répartitions spatiales possibles, il est montré en Figure 42 différentes images de météo Frances, issue de mesures radar, illustrant la répartition de la pluie au-dessus de Bourges. L'échelle de couleur représente le taux de pluie en mm/h. Cela montre que la pluie peut se répartir aussi bien en petites cellules de forte pluie qu'en de larges zones uniformes.

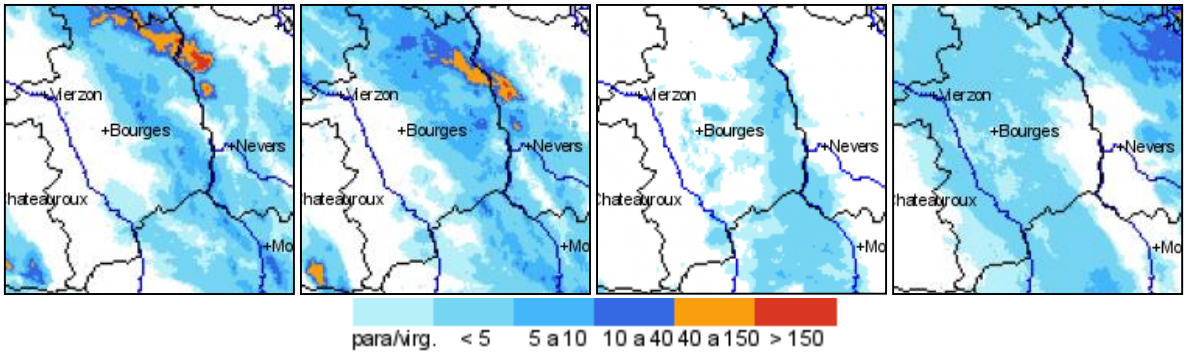


Figure 42. Images issues de mesures radar de l'agglomération de Bourges illustrant différentes répartitions de la pluie (en mm/h). Echelle : Bourges-Never ~ 60 km. Images du 2 au 5 octobre 2012.

Nous observons sur ces images que les cellules de pluies peuvent avoir des distances caractéristiques très variables en fonction des jours : de quelques kilomètres à plusieurs dizaines de kilomètres. Dans notre cas de surveillance, les distances d'intérêt sont de l'ordre de 10 km. Il est également à noter que, sous notre climat, en cas de faibles précipitations les zones de pluie sont étendues alors que les cellules de fortes précipitations sont souvent localisées.

Dans une première étape, on suppose que la pluie est homogène sur toute la distance d'observation. Cette hypothèse sera discutée plus tard (voir section 0). L'expression (21) s'intègre alors de la manière suivante représentant la forme connue de la loi de Beer-Lambert :

$$T = e^{-B_{ext}d} \tag{22}$$

Cette expression classique est une simple loi exponentielle où l'on définit la transmission T en fonction de la distance traversée d. Le milieu diffusant est caractérisé par son coefficient d'extinction B_{ext} exprimé en m^{-1}.

Pour la transmission à travers la pluie, il est possible de définir le coefficient d'extinction en fonction de la densité de particules $N(D)$ exprimé en m^{-4} et du facteur d'efficacité d'extinction défini dans le chapitre précédent (voir section 2.3.1).

L'équation (23) [56][64] permet de calculer l'extinction en fonction de la densité de particules $N(D)$ et du coefficient d'efficacité d'extinction Q_{eff} (voir section 2.2.3). D est le diamètre des gouttes de pluie dans l'expression de la densité de particules et n l'indice de réfraction de l'eau à la longueur d'onde λ considérée. Grace aux modèles de pluie de type Marshall-Palmer [68] ou Laws-Parsons [70][71] qui donnent la densité de particules en fonction du taux de pluie, il est possible de calculer l'extinction. Sur la Figure 43, on remarque que l'extinction ne dépend pas de la longueur d'onde puisque les courbes, à modèles identiques, se superposent quelle que soit la longueur d'onde.

$$B_{ext} = \int_0^\infty N(D)\, Q_{eff}(D, \lambda, n) \frac{\pi D^2}{8} dD \tag{23}$$

Cette indépendance est seulement valable pour les longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge thermique et pour des tailles de gouttes supérieures à 10 µm. Cette propriété vient du calcul numérique du coefficient d'efficacité d'extinction. Ce coefficient est le seul élément prenant en compte la longueur d'onde et l'indice de réfraction dans l'équation (23). Il a été remarqué dans le paragraphe (voir section 2.2.3) et sur la Figure 22 que ce coefficient est constant et égal à deux sur une plage de valeurs correspondant à nos configurations. C'est pourquoi, le coefficient ne dépend pas ici de la longueur d'onde ni de l'absorption.

En revanche, on note une grande dépendance de l'extinction en fonction du modèle de distribution considéré (Figure 43). L'extinction estimée avec la loi de Marshall-Palmer est deux fois plus importante que celle estimée avec la loi de Laws-Parsons. Il sera donc important de bien choisir, dans la suite de notre étude, la distribution de particules pour décrire la pluie.

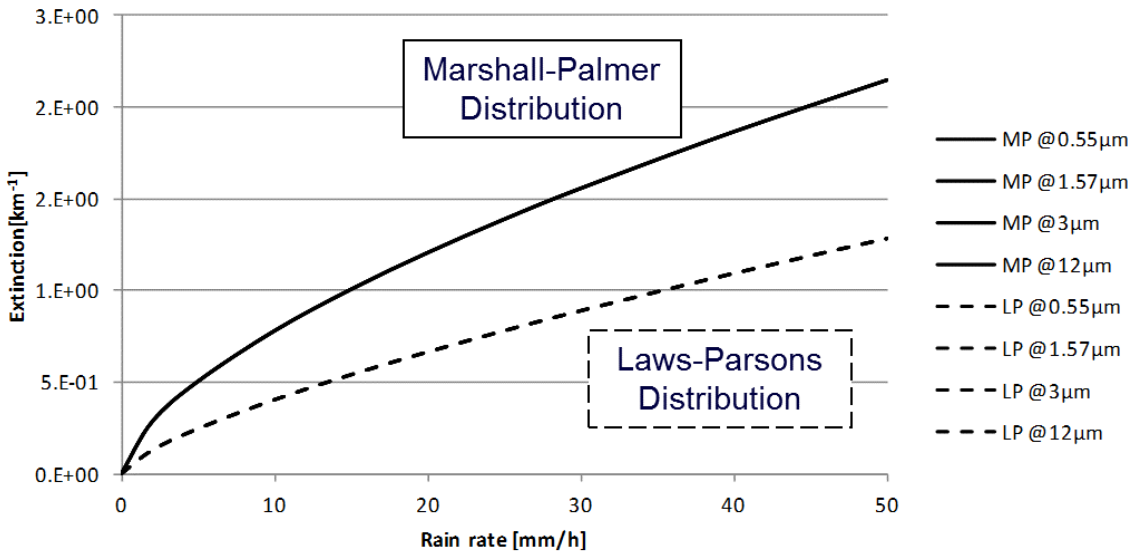


Figure 43. Coefficient d'extinction en fonction du taux de pluie pour différentes longueurs d'onde, pour les distributions de Marshall-Palmer [68] et Laws-Parsons [71].

3.1.2 Modèle simplifié de la transmission

Puisque finalement la transmission est indépendante de la longueur d'onde, des modèles simplifiés ont été proposés pour éviter l'utilisation de l'expression (23). On aboutit à des expressions de l'extinction ne faisant intervenir que le taux de pluie que nous noterons u_r. Ces expressions réduites (24) et (25) sont estimées en effectuant une approximation de l'extinction (Figure 43), elles sont également citées par ATLAS [67]. Il demeure toujours la dépendance en fonction du modèle de distribution considéré.

Pour la distribution de Marshall-Palmer, on obtient l'expression suivante :

$$B_{ext} = 0{,}321\, u_r^{0{,}67} \qquad (24)$$

Et en utilisant la loi de Laws-Parsons, il vient la simplification suivante :

$$B_{ext} = 0{,}241\, u_r^{0{,}68} \qquad (25)$$

Ce type d'expression est très utilisé dans la pratique pour mettre en œuvre les modèles de transmission et dans la littérature pour pouvoir les comparer. Wolf [70], par exemple, répertorie différents modèles mais ne les décrit que par l'expression de l'extinction.

Ces deux expressions permettent de quantifier la réduction de la transmission qui peut aussi être interprétée comme de l'énergie perdue sous forme de chaleur (lumière absorbée) ou de lumière parasite (lumière diffusée). Cependant, ces expressions ne rendent pas compte d'une éventuelle détérioration de l'image lors de la transmission à travers la pluie. Cette dégradation pourrait prendre la forme d'une perturbation spatiale (déformation, trainée de goutte) ou d'une perturbation temporelle (scintillation, clignotement).

3.1.3 Retour sur l'hypothèse de l'homogénéité spatiale de la pluie

Pour essayer de modéliser un comportement général de l'homogénéité spatiale de la pluie, on considère un facteur qui intègre cet aspect pour des cas particuliers. Sur une distance nominale, différentes configurations sont étudiées. Nous imposons pour chacune d'elles le même taux de pluie moyen sur l'ensemble du trajet. (Figure 44). Le facteur d'inhomogénéité est défini comme étant le rapport entre la distance de pluie et la distance du parcours $\left(\frac{d_{pluie}}{d_{totale}}\right)$.

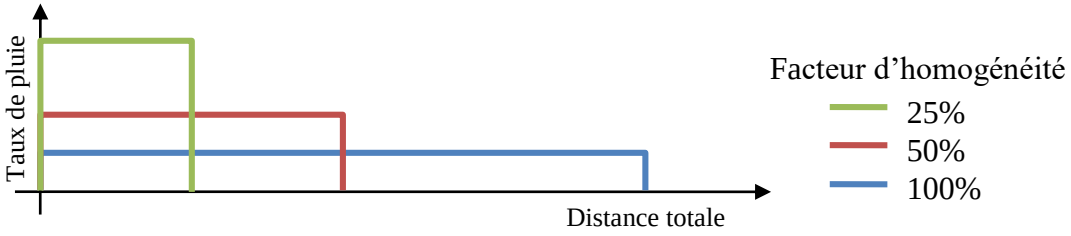
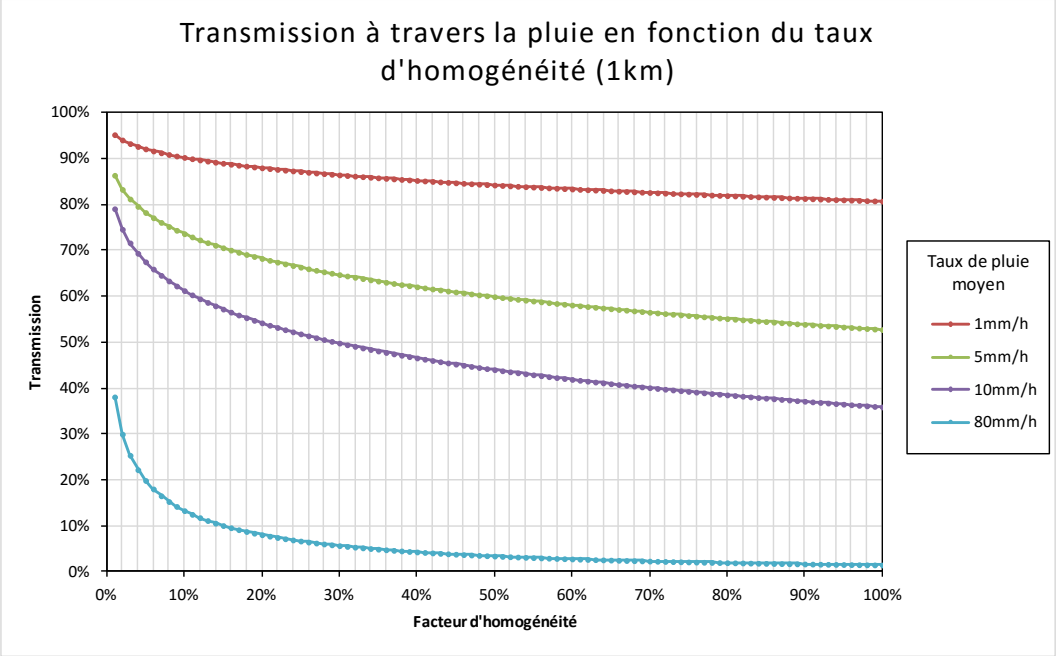


Figure 44. Illustration des facteurs d'homogénéité de la pluie en fonction de trois configurations.

Dans la réalité, l'inhomogénéité peut être engendrée par plusieurs causes : variation du taux de pluie le long du chemin (Figure 42), variation du vent ou variation des matériaux dans l'environnement (végétations, mur…)

La Figure 45 représente le calcul de transmission pour différent taux de pluie et différentes configurations. Le taux de pluie moyen reste identique quel que soit le facteur d'homogénéité. La transmission varie fortement en fonction du facteur d'homogénéité (Figure 45). Cela montre que pour bien caractériser la transmission il faut avoir un bon échantillonnage du taux de pluie le long de la ligne de visée. Si la pluie présente de petites cellules intenses, comme celles montrées sur les images radar au-dessus de Bourges (Figure 42), l'écart entre le taux de pluie réel et le taux de pluie mesuré va être important et les prédictions faussées.



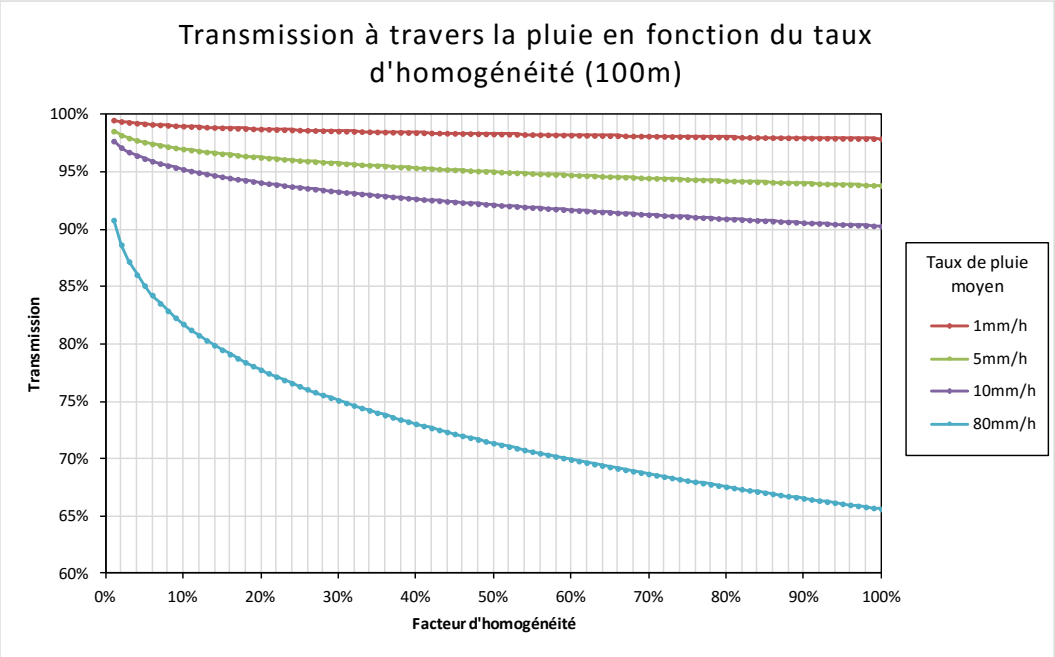


Figure 45. Représentation de la transmission en fonction du facteur d'homogénéité pour différentes distances et différents taux de pluie. La valeur du taux de pluie représente ici le taux de pluie pour la pluie uniforme sur l'ensemble du parcours.

Si l'on suppose que la pluie est concentrée sur 10% d'un trajet d'un km, la transmission est de 74% pour un taux de pluie moyen de 5 mm/h, alors que dans le cas homogène la transmission est de 50%. Au final, l'écart est peu important dans la réalité. En effet les cellules de pluie présentent une taille minimale de quelques kilomètres. Sur un trajet de 10 km, le facteur d'homogénéité sera dans la majorité des cas supérieur à 10%.

Enfin, le cas homogène qui est le plus facile à modéliser et à mesurer, reste le cas le plus défavorable. Nos estimations seront toujours pessimistes par rapport à la réalité.

3.1.4 Capitalisation des modèles simplifiés dans le code PERFIMA

Un des objectifs de cette étude est d'améliorer l'outil PERFIMA. Ce code permet d'établir la portée de systèmes actifs en fonction des paramètres du système et des paramètres de l'environnement. Les modèles de pluie ont été implémentés lorsqu'ils étaient validés et pertinents. Les deux modèles développés qui s'appliquent à l'imagerie active sont le modèle de transmission (3.1.2) et le modèle de rétrodiffusion (3.3.2.3).

Dans sa version d'origine PERFIMA permet déjà de prendre en compte une réduction de la transmission par l'atmosphère. Le modèle de pluie est facilement ajouté en définissant une expression pour l'extinction par temps de pluie. Pour des raisons pratiques et parce que le logiciel Modtran [85] l'utilise également, nous modélisons l'extinction à partir de la loi de Marshall-Palmer :

$$B_{ext} = 0{,}321\ u_r^{0{,}67} \tag{26}$$

Lors de la modélisation de la transmission, la dégradation de la PSF par la pluie n'ayant pas été pertinente, nous ne l'avons pas intégrée dans le code PERFIMA. L'élargissement de la réponse impulsionnelle est trop faible et sujette à une forte incertitude.

L'étude de la transmission par la pluie nous a permis de mieux comprendre l'origine des modèles de transmission utilisés dans les logiciels commerciaux comme Modtran [85] ou TRM4 [96]. La pertinence des expressions simplifiées de l'extinction par temps de pluie a été démontrée. Les limitations d'utilisation sont correctement prises en compte dans nos études. Par la suite, on s'intéresse à l'impact de la pluie sur la PSF du système.

3.2 MODELE NUMERIQUE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE (TRAJET OBJET-DETECTEUR) OU « MODELE D'OBTURATION »

Pour calculer et montrer l'impact de la pluie sur les fréquences spatiales de l'image, nous avons développé un modèle nommé « modèle d'obturation » qui permet de modéliser l'éclairement de la pupille par un point source. Ce code s'appuie sur le cœur du code ISAAC qui permet de générer un nuage de pluie.

3.2.1 Description du modèle numérique

Dans un paragraphe précédent, il a été montré que la section d'extinction correspondait à deux fois la section géométrique. En partant de cette constatation, on cherche à simuler l'impact de la pluie sur la fonction de transfert de l'atmosphère. Pour cela, on effectue une modélisation simple de l'impact des gouttes de pluie sur la transmission. Pour calculer la FTM de la pluie, il suffit de connaître la taille et la forme de la pupille du système.

Ce modèle considère que les gouttes de pluie sont très diffusantes par rapport à la distance que leurs projections sur la pupille peuvent alors être simplifiées par un disque noir. Pour correspondre plus finement aux observations précédentes (2.2.3), les gouttes ont une ombre projetée deux fois plus importante que l'ombre de la section géométrique à cause du coefficient d'efficacité d'extinction (*cf*. Chapitre 2). La Figure 46 illustre le principe simple mais efficace du modèle.

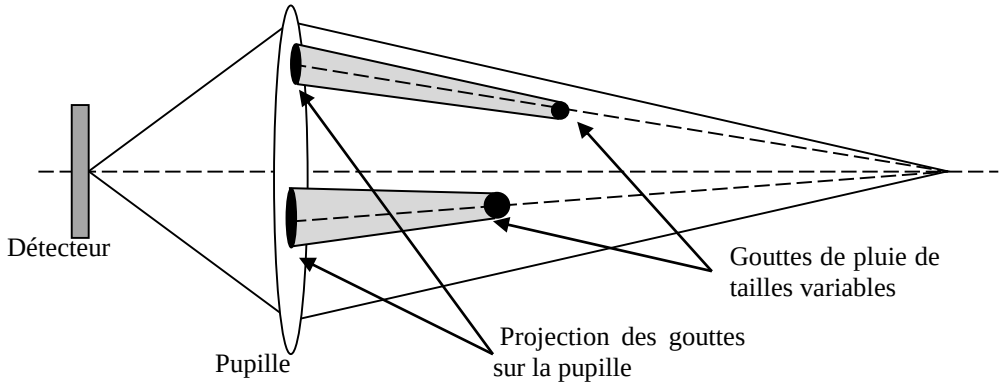


Figure 46. Schéma de principe du modèle d'obturation.

On obtient donc, après ces considérations, la répartition de l'énergie par un point source sur la pupille en fonction du taux de pluie (Figure 47). Pour une pupille de 200 mm de diamètre et pour un taux de pluie de 5 mm/h, les gouttes de pluie affectent peu le signal observable, au contraire pour 20 mm/h la dégradation est plus importante et relativement homogène.

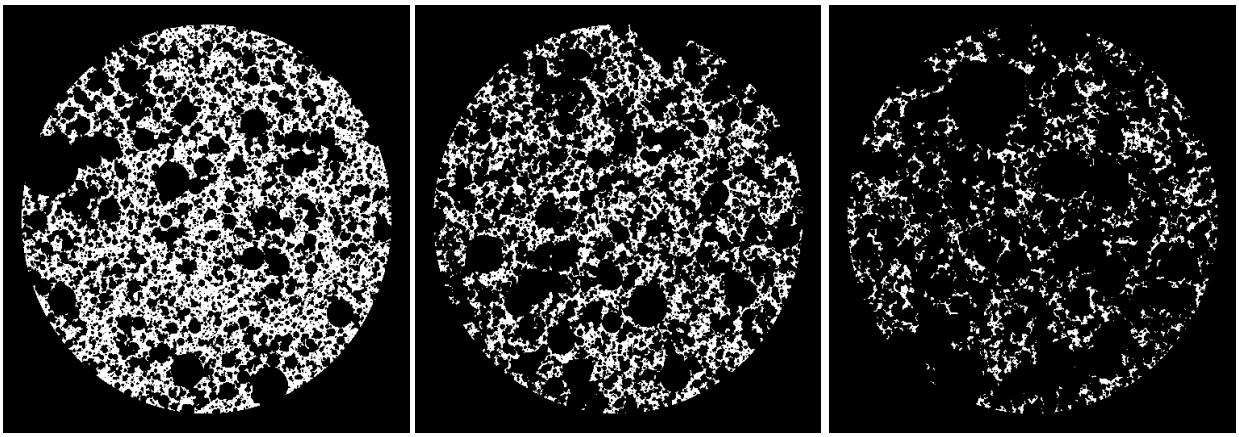


Figure 47. Illustration du modèle d'obturation. Projection des gouttes sur la pupille du système. La distance considérée est d'un kilomètre.

Vérification avec la transmission analytique

Ce modèle simple permet de visualiser l'impact de la pluie sur la pupille du système. Dans un premier temps, on vérifie sa fiabilité par rapport aux autres modèles de la littérature qui reposent entièrement sur une approche analytique. Par la suite, il sera possible d'exploiter ce modèle plus finement.

La vérification s'effectue sur l'estimation de la transmission. Dans le modèle de projection et au regard de la Figure 47, la transmission de la pluie représente la portion de la surface blanche par rapport aux surfaces obturées noires. Ce modèle numérique rend compte de l'aspect particulaire de la pluie. Le modèle analytique de la transmission estime quant à lui un comportement moyen. La Figure 48 montre la comparaison entre ces deux modèles sur l'évaluation de la transmission d'un kilomètre de pluie. La transmission diminue lorsque le taux de pluie augmente et tend rapidement vers 0 quand le taux de pluie est supérieur à 40 mm/h. Il est possible d'observer les variations potentielles de la transmission pour le taux de pluie de 10 mm/h.

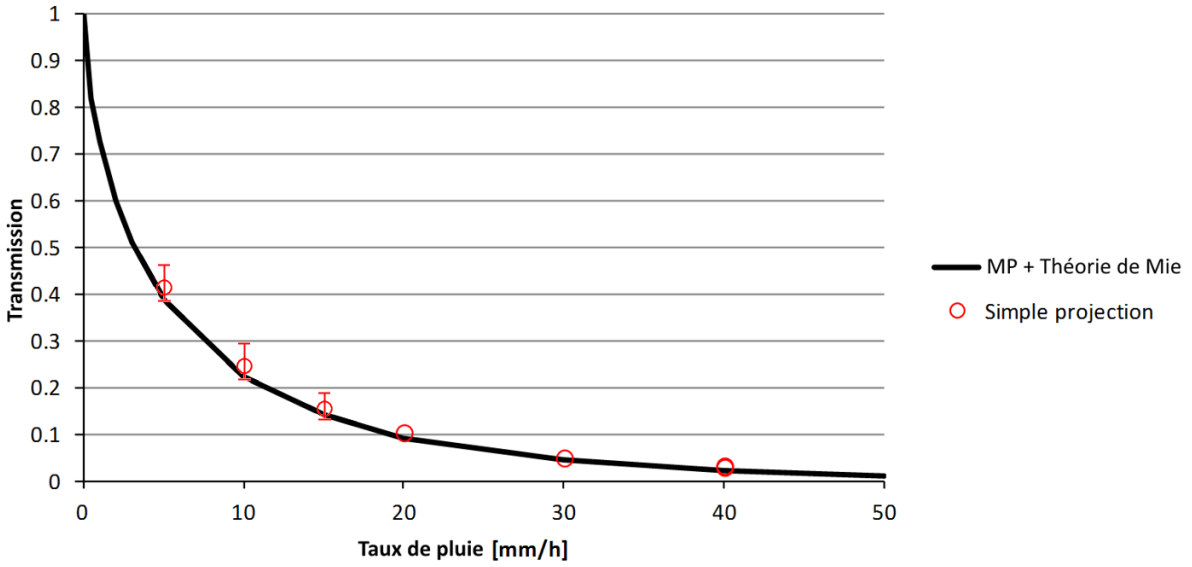


Figure 48. Comparaison entre le modèle simple d'obturation (cercle rouge) et le modèle analytique simple (en noir). Le calcul s'effectue pour une distance d'un kilomètre et avec la distribution de Marshall-Palmer.

Le modèle d'obturation est intéressant car en modélisant la pupille du système par temps de pluie, il est possible d'estimer les dégradations spatiales. Il existe une relation simple permettant d'estimer la PSF en fonction de l'éclairement sur la pupille du système. De plus, il permet également de prendre en compte une pluie en mouvement et donc d'établir l'influence du temps d'intégration sur la réponse du système.

3.2.2 Estimation de la PSF

Le calcul de l'éclairement de la pupille permet de déduire la réponse impulsionnelle du système [86]. Les images de la Figure 49 illustrent la PSF pour un système sans aberration avec une pupille circulaire et pour le même système par temps de pluie. La PSF est calculé à partir de l'image de la pupille en effectuant la transformé de Fourier de l'autocorrélation. L'image de gauche monte une tache d'Airy classique et parfaitement à symétrie de révolution. En revanche en présence de pluie, l'image de droite montre une réponse légèrement dégradée. La Figure 50 montre plus clairement la dégradation engendrée qui est inférieure à 4% sur la largeur. Les rebonds qui sont bien plus faibles en intensité présentent également de faibles asymétries. Cela peut s'interpréter à partir de l'illustration de la pupille. Comme les gouttes de pluie sont réparties de manière uniforme dans l'espace, la pluie dégrade de manière homogène l'éclairement de la pupille. Ainsi, l'ensemble des fréquences sont atténuées et la réponse du système reste globalement inchangée.

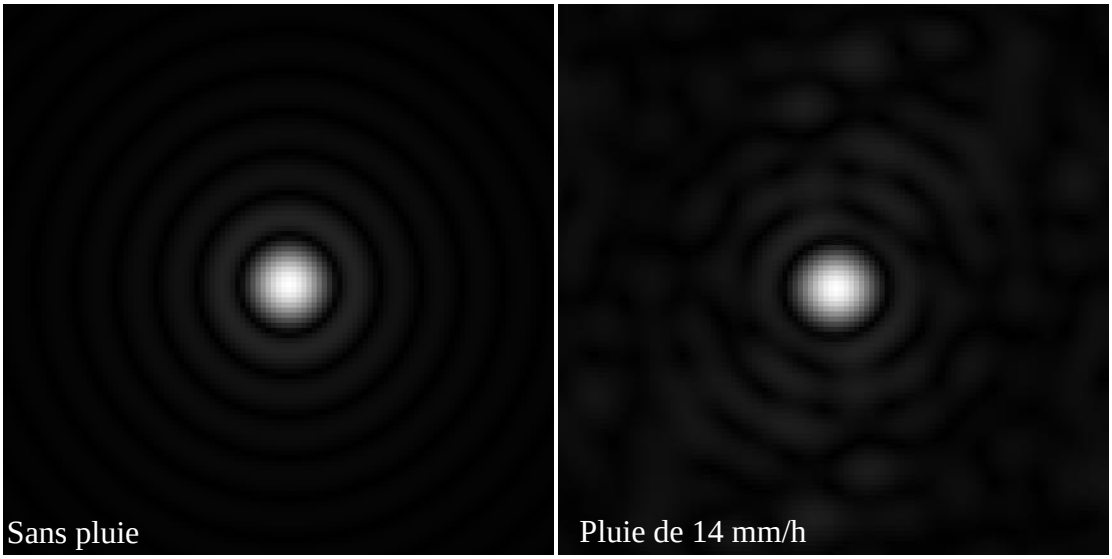


Figure 49. Comparaison entre la PSF sans déformation (à gauche) et la PSF engendrée par une pluie de 14 mm/h sur 1 km. (Images générées avec les données simulées).

Pour être plus précis quant à la détérioration de la PSF du système par temps de pluie, on effectue un jeu de simulations supplémentaires qui a pour objectif de montrer l'évolution de la PSF en fonction du tirage des gouttes de pluie dans le volume. Pour cela, on considère un système avec une pupille de 200 mm et fonctionnant à 1,5 µm. De plus l'objet imagé est situé à 1 km de distance.

Le modèle d'obturation génère une pluie et simule son effet au niveau de la pupille d'un imageur. Il est important d'effectuer plusieurs fois le calcul pour obtenir le comportement moyen. Cela permet en plus d'obtenir la variation des dégradations pour un même taux de pluie. La Figure 50 illustre les PSF pour plusieurs tirages ; le taux de pluie est de 8 mm/h. On observe une variation de la PSF en fonction de la pluie générée. Ces simulations ne présentent pas de cas extrêmes où par exemple une goutte de pluie se situerait parfaitement sur le point source et qui engendrerait une obturation presque complète de la pupille.

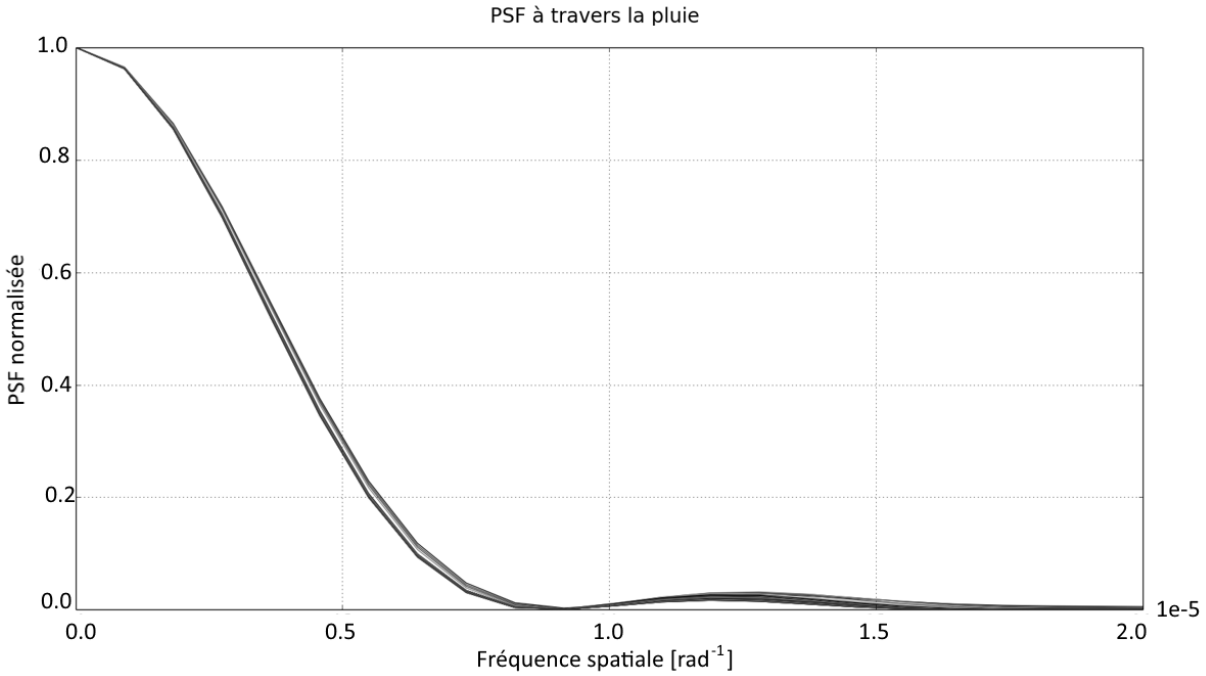


Figure 50. PSF engendrée par une pluie de 8 mm/h pluie sur une distance d'un kilomètre. Les courbes illustrent plusieurs résultats pour plusieurs tirages d'une pluie homogène de 8 mm/h.

En plus de mesurer la dégradation de la PSF, ces simulations permettent d'illustrer la scintillation de cette PSF en fonction du temps ou de la pluie en présence. Le Tableau 3 récapitule la déformation de la PSF pour différents taux de pluie.

Taux de pluie	Variation de la largeur de la PSF
2 mm/h	2,63 %
4 mm/h	4,45 %
8 mm/h	1,77 %
16 mm/h	1,72 %

Tableau 3. Variations de la largeur de la PSF en fonction du taux de pluie et pour une distance de 1 km.

Le modèle d'obturation nécessite d'être validé et vérifié en fonction des paramètres d'entrée. Cette vérification s'effectue sur l'estimation de la transmission par les modèles analytiques définis précédemment. Ce modèle pourra ensuite être utilisé pour simuler des systèmes plus réalistes et prendre en compte l'impact du temps d'intégration du système imageur.

3.2.3 Effet du temps d'intégration

Contrairement à l'imagerie active où l'impulsion du laser, d'une durée de 50 ns, fige la pluie, l'imagerie thermique présente un temps d'intégration de plusieurs dizaines de millisecondes. Pendant ce temps d'intégration lié aux caractéristiques du capteur et de son électronique, les gouttes de pluie tombent et parcourent une distance de l'ordre de 100 à 200 mm, ce qui est grand par rapport au diamètre des gouttes et à la taille de la pupille du système de collection. Pour prendre en compte la chute des particules et leur impact sur l'image finale, nous exécutons plusieurs fois le modèle d'obturation. Cela permet de simuler les quelques millisecondes du temps d'intégration.

Dans la réalité les gouttes de pluie ont des vitesses de chute différentes en fonction de leur taille (Figure 51). Pour alléger la simulation, la vitesse des gouttes est considérée constante à 3 m/s. Cette vitesse correspond à la vitesse maximale de la goutte de diamètre moyen pour la distribution de Laws-Parsons.

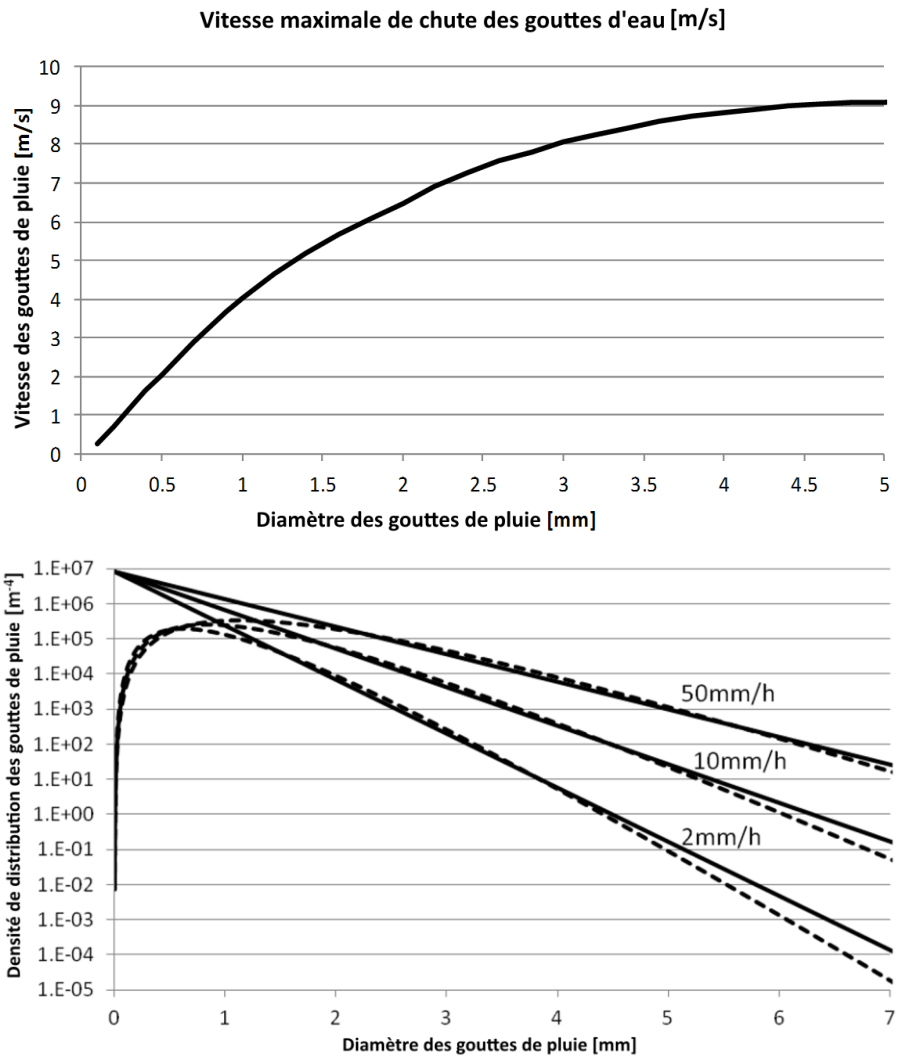


Figure 51. Vitesse maximale des gouttes de pluie en fonction de leur taille (en haut). Rappel de la distribution des gouttes de pluie en fonction du taux de pluie et du modèle considéré (en bas).

Avec ces différentes hypothèses sur la vitesse des gouttes de pluie, il est possible d'évaluer l'éclairement de la pupille de réception en fonction, comme précédemment, du taux de pluie et de la distance puis d'y ajouter l'effet de la chute des gouttes. L'intégrale de la PSF est évaluée sur le détecteur durant le temps d'intégration. Cependant, nous avons observé que l'impact de l'intégration n'est pas significatif sur la PSF. Les variations de la largeur de la réponse impulsionnelle sont déjà faibles et l'amélioration de la PSF en fonction du temps d'intégration n'est pas suffisante pour être séparée du bruit lié à l'aspect discret de la pluie.

On a montré que le modèle d'obturation permet d'estimer la PSF du système par temps de pluie avec et sans temps d'intégration sur le capteur. Cependant, l'effet est trop faible pour être utilisé dans PERFIMA. Ainsi, l'impact de la pluie dans PERFIMA est donc considéré comme étant négligeable.

3.3 MODELISATION NUMERIQUE PAR LE CODE ISAAC DES EFFETS DE LA DIFFUSION SUR L'IMAGERIE ACTIVE

La modélisation de la pluie sur le faisceau d'illumination (trajet de la source vers l'objet) est faite grâce au modèle ISAAC présenté au chapitre précédent (Chapitre 2). Cette modélisation s'applique uniquement au cas de l'imagerie active. Deux effets sont modélisés : l'impact de la pluie sur l'éclairage de l'objet et l'impact sur la rétrodiffusion.

3.3.1 Effet de la pluie sur l'homogénéité de la zone éclairée

En imagerie active, la qualité de la répartition de l'énergie au niveau de la zone éclairée représente une problématique importante. Par temps clair, le faisceau laser subit une dégradation due à la turbulence atmosphérique. Cette dernière représente les mouvements d'air générés et dus à l'uniformisation des températures. Ces échanges thermiques s'effectuent entre le sol chauffé par le soleil et l'air qui est plus froid dans la journée (phénomène inversé la nuit). Ces effets sont toujours présents mais avec des intensités plus faibles en fonction des conditions météorologiques.

Ainsi, par un temps chaud et humide, les turbulences sont élevées alors que par temps sec et plus clément, les turbulences sont souvent plus faibles. Les turbulences sont issues de phénomènes physiques complexes mais leur l'intensités peuvent être quantifiées par le paramètre de structure de l'indice de réfraction noté Cn^2. Plus cet indice est élevé, plus les turbulences sont fortes. Cet indice est usuellement compris entre 10^{-13} $m^{-2/3}$ pour les très fortes turbulences et 10^{-16} $m^{-2/3}$ pour les faibles. La Figure 52 montre deux éclairements laser d'une mire uniforme. On remarque que le résultat présente une structure avec des grains plus importants pour un Cn^2 fort.

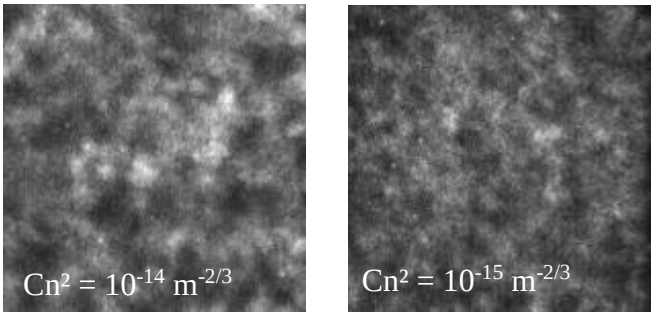


Figure 52. Illustration de l'impact de la scintillation sur une mire uniforme située à 1 km (images expérimentales). Pour un Cn^2 de 10^{-14} $m^{-2/3}$ (à gauche) et de 10^{-15} $m^{-2/3}$ (à droite).

Ainsi, l'imagerie active est très perturbée par les turbulences : ce phénomène est le plus limitant en imagerie active. Dans notre étude, il est donc nécessaire dévaluer l'impact de la présence de la pluie dans le champ de vue du système imageur.

L'effet de la pluie sur la transmission présente deux composantes : la première intervient sur l'éclairage direct et provient de l'ombre projetée des gouttes (voir section 3.2.1) ; la deuxième correspond à la lumière diffusée par les gouttes. Cet effet a été négligé dans le chapitre précédent car la transmission était faible et négligeable. Le diamètre de la pupille est faible par rapport aux distances d'observation : dans ces conditions, la contribution à l'éclairement de la lumière diffusée est homogène et ne modifie donc pas la PSF.

L'impact de l'ombre des gouttes est négligeable sur l'uniformité de l'éclairage. La pupille d'émission du laser est de quelques centimètres et peu collimatée. Les gouttes de pluie sont de quelques millimètres. L'ombre projetée est par conséquent complètement brouillée. Cependant, la pluie génère un autre effet sur l'uniformité de l'éclairement direct. Il a été observé que par temps de pluie la turbulence chute. Le Cn^2 par temps de pluie diminue et atteint une valeur de Cn^2 égale à 10^{-15} $m^{-2/3}$. Les dégradations de la turbulence sont faibles par temps de pluie. Ainsi, la pluie peut être synonyme de meilleures performances en imagerie active.

L'autre effet de la pluie est la génération d'un éclairage indirect qui provient de la lumière diffusée par les gouttes de pluie. Cet éclairage est simulé par ISAAC : il permet de calculer la diffusion par un modèle d'optique géométrique (loi de Descartes) [82] liée à l'optique géométrique. La composante engendrée par la diffraction ne peut pas être estimée par cette méthode. L'élargissement du faisceau par la pluie est à convoluer avec l'élargissement dû à la diffraction de Fresnel dans l'espace libre. Dans le cas de figure suivant, la diffraction de Fresnel d'un faisceau gaussien de largeur 50 mm est estimée à 20 µrad de divergence. Cette divergence engendrée par la propagation en espace libre sera à comparer avec la diffraction par la pluie.

La Figure 53 montre les fonctions de diffusion par un nuage de pluie pour différents volumes de pluie allant de 100 m à 3200 m d'épaisseur. Ces courbes sont obtenues avec ISAAC et en utilisant la configuration illustrée dans la Figure 54. La longueur d'onde considérée est de 1,5 µm correspondant au domaine de l'imagerie active et le taux de pluie est de 16 mm/h. Le graphique montre la variation de la fonction de phase pour différents volumes de pluie. La quantification de la diffusion s'effectue sur deux paramètres : le niveau de la diffusion vers l'avant à 0° et la largeur à mi-hauteur de la fonction de diffusion. Les valeurs sont récapitulées dans le Tableau 4.

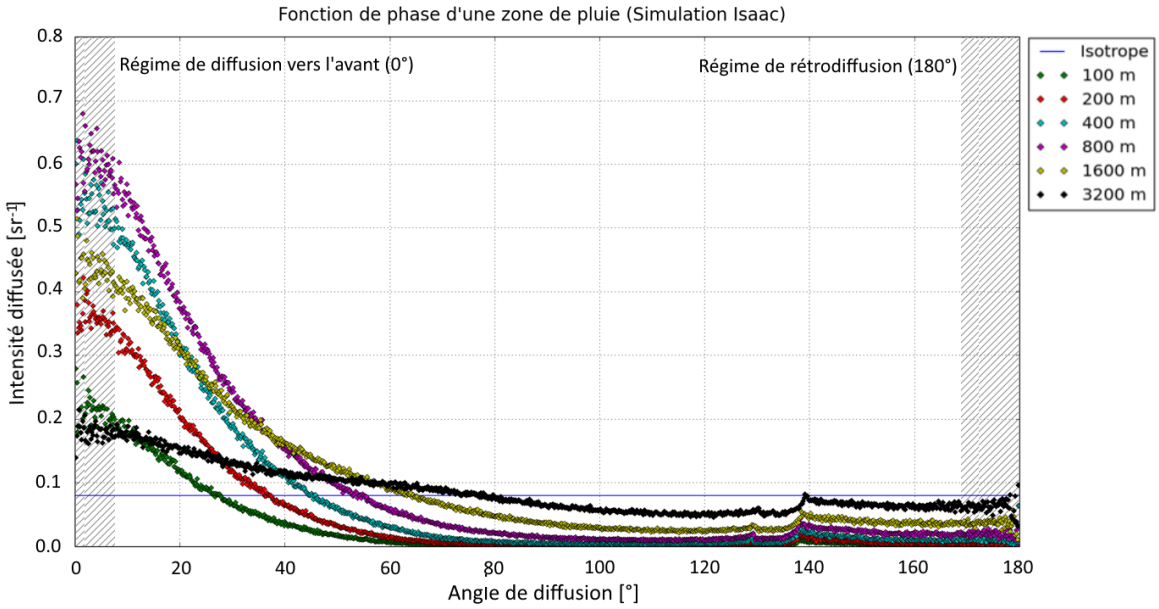


Figure 53. Fonctions de diffusion de la lumière par de la pluie pour différents volumes de pluie. La distance donnée correspond au côté du cube considéré.

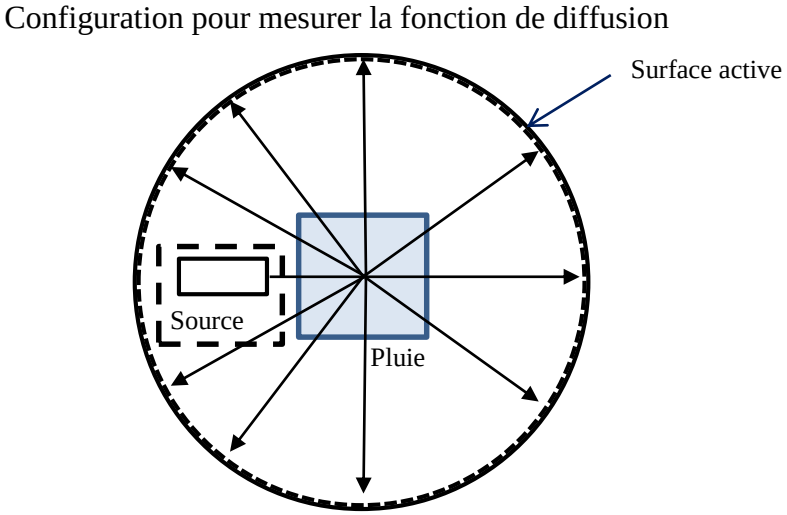


Figure 54. Schéma des configurations pour le calcul de la fonction de diffusion.

Distance	Largeur du lobe	Intensité du maximum [sr^{-1}]
100 m	45,33°	0,212
200 m	46,28°	0,362
400 m	47,63°	0,540
800 m	51,50°	0,603
1600 m	60,00°	0,43
3200 m	88,94°	0,17
Isotrope		0,079

Tableau 4. Estimation de l'élargissement et de la valeur du lobe de diffusion engendré par la pluie. Largeur du lobe à mi-hauteur.

Le niveau du lobe de diffusion augmente avec la taille du nuage de pluie puis diminue. Cette variation s'explique par deux phénomènes en concurrence. L'augmentation en fonction de la taille de la zone de pluie provient de la diffusion simple : dans le chapitre précédent, il a été montré que le lobe de diffusion est dû à l'interaction avec une particule. En ne considérant que la diffusion simple, l'augmentation de l'épaisseur de pluie augmente la lumière diffusée. A partir de 800 m de pluie, la diffusion multiple devient importante et non négligeable. L'énergie diffusée vers l'avant est en partie redistribuée dans toutes les directions. Cela engendre une diminution de la diffusion vers l'avant. Cet effet tend à aplatir la fonction de phase qui tend alors vers une diffusion isotrope.

La seconde caractéristique est l'élargissement du lobe de diffusion (Tableau 4). La largeur augmente avec l'épaisseur de pluie. Cependant, elle n'a pas une croissance constante comme pour une superposition de milieux diffusants indépendants. La largeur pour 800 m de pluie n'est pas huit fois plus grande que la largeur du lobe pour 100 m de pluie. Cette différence provient de la transmission et de la multidiffusion. Dans la configuration de la Figure 54 et jusqu'à 800 m, la diffusion simple est largement prépondérante. Les caractéristiques de cette diffusion proviennent exclusivement de la fonction de phase : la largeur est de 45°. La valeur de cet élargissement n'est donc pas modifiée par l'épaisseur de pluie. La proportion de multidiffusion augmente et cette partie est bien fonction de l'épaisseur de pluie. L'élargissement du lobe est la combinaison de la diffusion simple qui est constante et de la diffusion multiple qui augmente en fonction de la zone de pluie considérée.

On observe que l'élargissement du lobe de diffusion par la pluie est plus important que la diffraction de Fresnel dans l'espace libre. Il n'est donc pas nécessaire d'effectuer une convolution pour obtenir la largeur totale avec la diffraction.

Validation d'ISAAC avec les modèles de la littérature

Il est délicat de valider ce modèle de transmission. Une première validation est effectuée par rapport au niveau de la transmission. Le calcul de la transmission par temps de pluie peut être comparé avec les modèles simplifiés que l'on trouve dans la littérature [67][68][70][71][75] et qui sont explicités précédemment (voir section 3.1.1) ou avec des codes de transfert radiatif comme Modtran [85]. Ces deux approches utilisent les mêmes modèles pour l'expression de l'atténuation par la pluie. Le code ISAAC s'appuie quant à lui sur les mêmes modèles de distribution mais met en œuvre une approche de Monte-Carlo. Cette approche, bien que ne permettant pas d'inclure rigoureusement l'aspect diffractif de la pluie, permet de prendre en

compte l'aspect particulaire de la transmission. La comparaison entre les modèles est intéressante pour vérifier la convergence entre les approches.

Sur la Figure 55, la différence entre le modèle analytique et la simulation effectuée avec ISAAC est mise en avant. Les courbes représentent l'évaluation de la transmission par la pluie pour différentes configurations de distances et de taux de pluie. On observe de légers écarts entre ces simulations. Cet écart provient du flux parasite dans la simulation effectuée par le code ISAAC. En effet, le modèle analytique ne prend en compte que la lumière directe qui traverse le milieu sans interagir avec les particules. Au contraire, le code ISAAC mesure le flux restitué sur une surface après propagation dans le milieu diffusant. Avec le code ISAAC, le flux transmis prend donc en compte le flux diffusé vers l'avant. C'est pourquoi, une transmission plus importante est observée dans ce cas de figure.

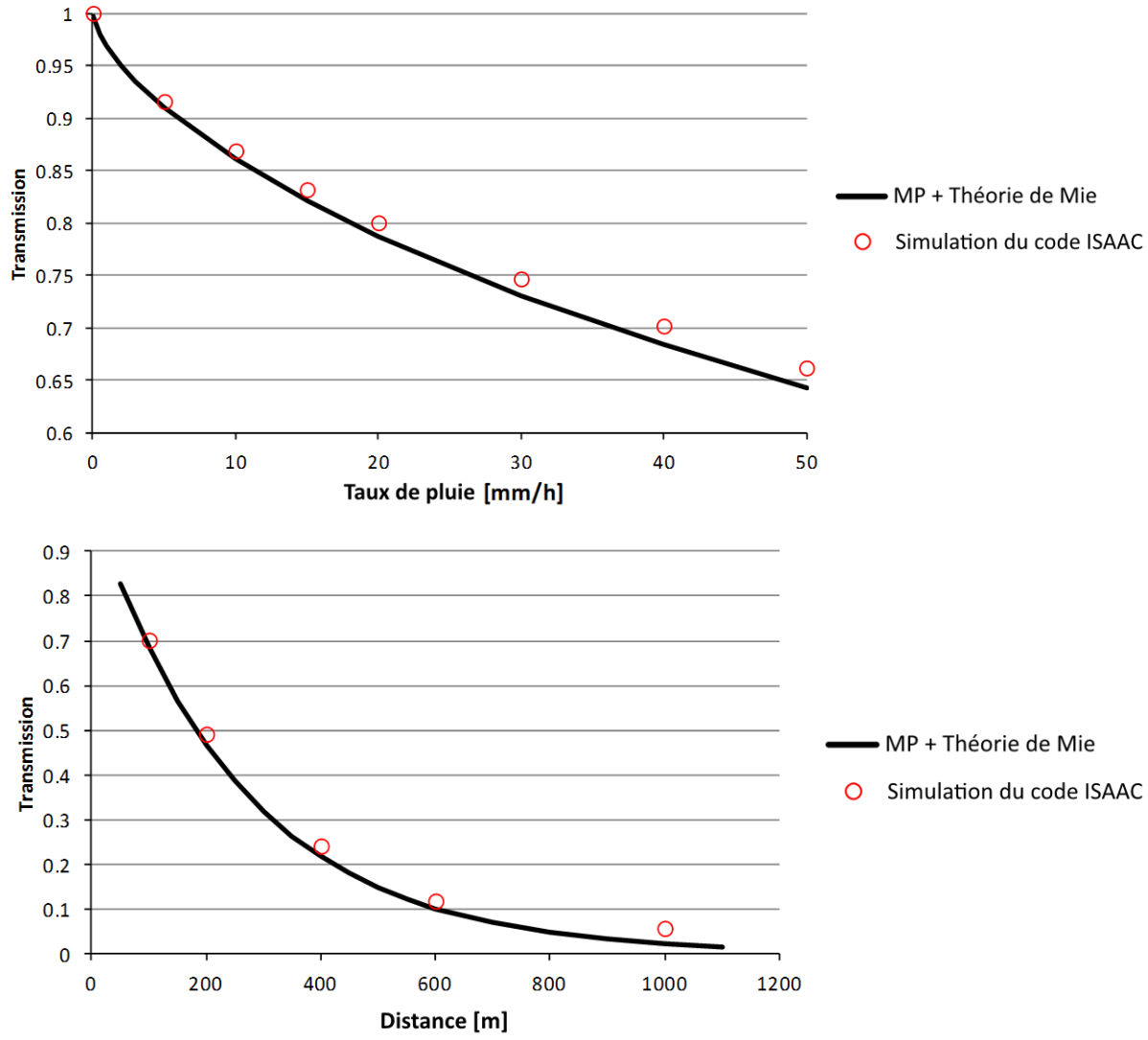


Figure 55. Comparaison de la transmission entre les simulations ISAAC (cercles rouges) et le modèle simplifié utilisant la loi de Law-Parsons et la théorie de Mie (en noir). En haut, la courbe représente la transmission pour 1 km de pluie et en bas, le graphique représente la transmission pour différentes distances et avec un taux de pluie de 40 mm/h.

Il a été montré que la diffusion vers l'avant représente une faible contribution à l'éclairage des objets à visualiser. Dans la zone d'éclairement du laser n'ayant pas subi d'interaction, la lumière provenant de la diffusion du laser est négligeable dans l'éclairement total. Si on s'en écarte, il devient possible d'observer la lumière diffusée par les gouttes de pluie. Cela peut avoir d'autres applications que dans le domaine de l'imagerie active. Par exemple, cette importante diffusion vers l'avant peut être intéressante dans le domaine des alertes ou de la discrétion lasers. Dans ce cas, on cherche seulement à savoir si un laser est pointé sur nous ou sur la cible.

La diffusion par la pluie montre deux impacts forts en imagerie active, la diffusion vers l'avant mais également la rétrodiffusion. Celle-ci représente potentiellement une dégradation mais surtout un phénomène dangereux pour le détecteur et les performances. La lumière rétrodiffusée est suffisamment énergétique pour endommager la caméra ou pour l'éblouir.

3.3.2 Modélisation de la rétrodiffusion pour l'imagerie active

La rétrodiffusion est un phénomène gênant en imagerie active. L'effet principal résultant est un éblouissement du détecteur. Dans le cas d'une forte rétrodiffusion ou d'un détecteur à faible dynamique, le capteur sature et n'est donc plus capable de détecter correctement le signal utile. Dans le cas extrême cela peut engendrer une détérioration du capteur. Pour s'affranchir des phénomènes de rétrodiffusion, beaucoup de systèmes d'imagerie active utilisent des détecteurs « obturables » (dits « gatés »). Ces systèmes ont un coût important. L'une des alternatives bon marché est d'écarter la source et les détecteurs et de réaliser des systèmes bistatiques. Il est donc important de chiffrer les effets de la rétrodiffusion pour estimer si un détecteur obturable est nécessaire.

Le flux rétrodiffusé par la pluie dépend de nombreux paramètres physiques pouvant varier en fonction de la géométrie de la scène considérée ou de la caméra. On a donc étudié différents cas de figure pertinents nous permettant d'effectuer des interprétations et des déductions relativement générales. La géométrie de la scène est illustrée dans la Figure 56.

Configuration pour simuler la rétrodiffusion et la transmission

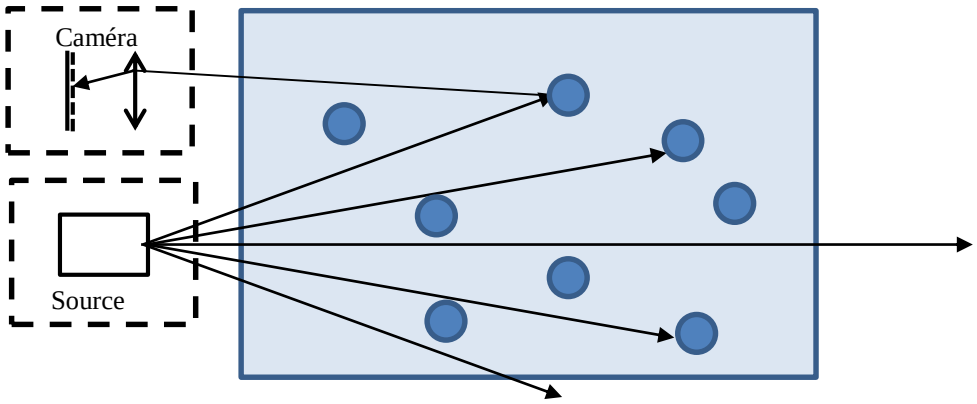


Figure 56. Schéma de la configuration pour le calcul de la rétrodiffusion. La caméra et la source peuvent être colocalisées (cas monostatique) ou séparées (cas bistatique).

Ici, les distances observées sont de plusieurs kilomètres. Il est alors utile de prendre en compte l'impact de la multidiffusion sur l'estimation de la rétrodiffusion.

L'objectif est d'obtenir une modélisation rapide et simple d'utilisation pouvant être intégrée au code PERFIMA pour estimer les performances des systèmes actifs. On développe un modèle de rétrodiffusion analytique simple mais ne prenant pas en compte la multidiffusion. Dans un second temps, le code ISAAC est utilisé pour estimer la rétrodiffusion en tenant compte de la multidiffusion. Finalement, on introduit un modèle analytique simple à la fois rapide et considérant la multidiffusion.

La pluie n'est pas un milieu homogène. L'impact de cette inhomogénéité est étudié de manière similaire au paragraphe (0).

3.3.2.1 Modèle analytique de rétrodiffusion sans multidiffusion

Le flux rétrodiffusé vers le capteur est une grandeur qui dépend fortement de la configuration du système considéré, du champ d'éclairement et du champ de vue, de la pupille et plus particulièrement du caractère monostatique ou bistatique du système d'imagerie. Il est plus facile d'exprimer la rétrodiffusion en luminance ($W.m^{-2}.sr^{-1}$). Pour obtenir cette grandeur, des hypothèses simplificatrices sont effectuées, en particulier, on suppose que le flux est constant pour les petits angles. Dans ce cas, on parle d'équivalence isotrope. En pratique, cela consiste à considérer une distribution de flux isotrope qui sera équivalente à la rétrodiffusion. Cette approximation demeure valable quand on est proche des angles de rétrodiffusion.

Il est possible de développer un modèle simple permettant d'estimer la rétrodiffusion. En considérant des hypothèses simplificatrices (milieu diffusant homogène, multidiffusion négligeable), on établit une procédure donnant une estimation très simple de la rétrodiffusion. Dans un premier temps, on définit l'expression générale du modèle pour le cas où les particules réémettent la lumière de manière non-isotrope. Ensuite, le modèle de rétrodiffusion est établi dans le cas monostatique, où la source et le détecteur sont confondus, et dans le cas bistatique.

Facteur correctif pour une diffusion non-isotrope

Les gouttes de pluie sont de grosses particules comparées à la longueur d'onde visible ou infrarouge. Cela entraîne une forte diffusion vers l'avant. Pour pouvoir développer un modèle de rétrodiffusion cohérent avec la pluie, il est nécessaire de pouvoir considérer des particules avec une diffusion non-isotrope.

Dans la littérature, Ove Steinvall [92] par exemple définit un facteur correctif. Si l'on considère deux particules, l'une isotrope et l'autre fortement dissymétrique, le facteur correctif de rétrodiffusion G_{phase} est défini par le rapport entre l'intensité rétrodiffusée par la particule à diffusion isotrope et l'intensité rétrodiffusée par la particule à diffusion asymétrique (Figure 57) tel que :

$$G_{phase} = \frac{I_{pluie}(180°)}{I_{isotrope}(180°)} \qquad (27)$$

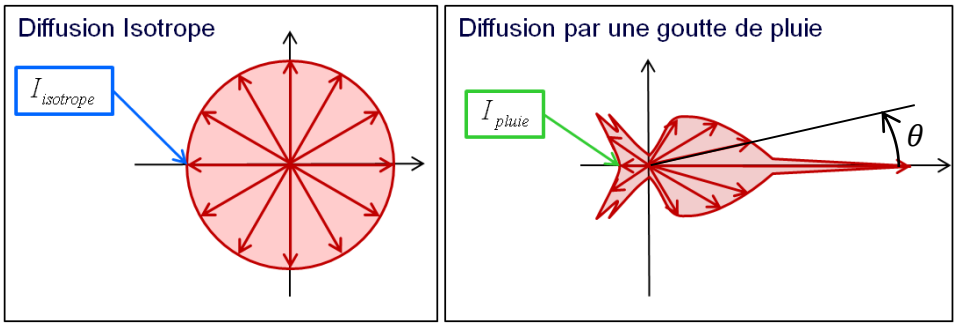


Figure 57. Différence entre une particule à diffusion isotrope et une particule de pluie (Illustration explicative dont la forme est extraite des simulations du code ISAAC)

L'introduction de ce facteur permet d'écrire simplement l'expression de la rétrodiffusion $L_{retrodiffusion}$ en fonction de la rétrodiffusion par des particules isotropes $L_{isotrope}$.

$$L_{retrodiffusion} = G_{phase}\, L_{isotrope} \qquad (28)$$

Cette correction présente de nombreux avantages, le principal étant sa simplicité d'utilisation. Il suffit de pondérer le calcul de la luminance par G_{phase} pour avoir la rétrodiffusion pour une particule donnée. Cet approche prend en compte la forme de la fonction de phase et l'absorption par les particules.

Par construction, le facteur de forme de la rétrodiffusion tient en compte de l'anisotropie de la diffusion de la particule et des phénomènes d'absorption par celle-ci. De même le facteur est pondéré par la distribution des particules présentes dans le milieu diffusant. Cela implique que G_{phase} dépend légèrement du taux de pluie.

La principale difficulté dans l'utilisation de G_{phase} demeure sa détermination. Dans le cas d'un milieu homogène régi par une distribution de particules et en considérant seulement des diffusions simples, le calcul de la correction par rapport à la particule isotrope est aisée en utilisant des calculs de diffusion de Mie pour les particules simples (sphères) ou des calculs électromagnétiques pour les particules plus complexes [87][88]. Dans le cas présent (Tableau 5), les valeurs de G_{phase} sont déterminées à partir des simulations du code ISAAC. Elles peuvent également être retrouvées avec des outils comme MiePlot [89] ou tout autres modèle de la littérature.

Longueur d'onde	G_{phase}
0,550 µm	$8{,}0\ 10^{-3}$
0,860 µm	$7{,}6\ 10^{-3}$
1,5 µm	$1{,}8\ 10^{-3}$
4 µm	$1{,}5\ 10^{-3}$
10 µm	$6{,}5\ 10^{-4}$

Tableau 5. Tableau des valeurs de G_{phase} en fonction de la longueur d'onde.

Cas monostatique pour une diffusion isotrope et sans absorption

Le modèle considéré s'appuie sur le principe de base suivant : l'énergie diffusée dans toutes les directions est l'énergie incidente à laquelle on soustrait l'énergie transmise. Le scénario que l'on considère dans un premier temps est très simple : La source et le détecteur sont colinéaires. Le calcul de la luminance s'effectue sur l'axe optique.

On cherche à estimer la luminance de rétrodiffusion. Pour cela on considère l'expression de la luminance L en fonction du flux lumineux émit F et de l'étendue géométrique G entre le volume donné et le détecteur [90].

$$L = \frac{F}{G} \tag{29}$$

Dans le modèle simplifié, l'énergie diffusée est égale à l'énergie perdue. On obtient donc l'expression suivante pour l'estimation de la luminance émise par un volume donné. Les notations utilisées sont illustrées en Figure 58.

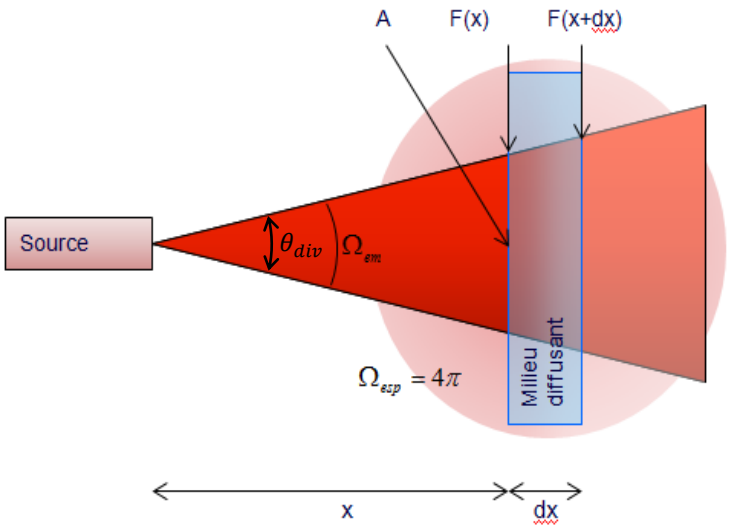


Figure 58. Schéma explicatif du modèle dans le cas monostatique et notationsutilisées dans les équations.

L'étendue géométrique G de l'émission correspond à la surface éclairée notée A multipliée par l'angle solide de réémission noté Ω_{esp}. Dans le cas de particules à diffusion isotrope, la lumière est diffusée dans l'ensemble de l'espace, soit un angle solide de 4π sr. La surface éclairée dépend de la divergence du faisceau θ_{div} et de la distance du volume considéré.

$$dL_{sans\ aténuation\ retour} = \frac{F(x) - F(x+dx)}{A\Omega_{esp}} = \frac{-F'(x)dx}{\pi\ (tan\,\theta_{div})^2\ x^2\ 4\pi} \tag{30}$$

Par la suite, l'approximation suivante est également effectuée pour l'angle solide du faisceau d'émission de la source :

$$\pi\ (tan\,\theta_{div})^2 \quad \Leftrightarrow \quad \Omega_{em} \tag{31}$$

Cela s'apparente à considérer que la portion de sphère est un disque. Cette hypothèse permettra par la suite de simplifier $tan\,\theta_{div}$ et θ_{div}. De manière indépendante, il est possible d'écrire l'expression du flux émis. Pour simplifier les expressions, le milieu diffusant est considéré comme étant homogène, ce qui implique un coefficient d'extinction constant. Le flux $F(x)$ s'exprime donc en fonction du flux initial F_0, de la distance x et du coefficient d'extinction du milieu σ_{atm} tel que :

$$F(x) = F_0 e^{-\sigma_{atm}x} \tag{32}$$

À partir de cette expression, il est possible d'exprimer la dérivée du flux par rapport à la distance x :

$$\frac{dF(x)}{dx} = F'(x) = -F_0\sigma_{atm}e^{-\sigma_{atm}x} \tag{33}$$

Il vient alors en remplaçant, dans l'équation (30), l'expression de la dérivée (33) et l'angle solide d'émission (31) :

$$dL_{isotrope} = F_0\sigma_{atm}e^{-\sigma_{atm}x}\frac{dx}{4\pi\Omega_{em}x^2} \tag{34}$$

Nous effectuons une première hypothèse simplificatrice en considérant le système comme étant monostatique : le détecteur se situe au même endroit que la source. Il faut considérer l'atténuation sur le trajet retour vers le détecteur. L'expression de la luminance s'exprime alors de la manière suivante :

$$dL_{isotrope} = \frac{F_0\sigma_{atm}}{4\pi\Omega_{em}}\frac{e^{-2\sigma_{atm}x}}{x^2}dx \tag{35}$$

L'imagerie active permet de sélectionner un volume de la scène imagée. Il est donc possible de limiter la contribution de la rétrodiffusion à un volume réduit de l'espace. L'intégration des contributions à la luminance s'effectue entre la distance R_{min} et R_{max}. Ces distances correspondent au *« gating »* du détecteur.

$$L_{isotrope} = \frac{F_0 \sigma_{atm}}{4\pi\Omega_{em}} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \frac{e^{-2\sigma_{atm}x}}{x^2} dx \qquad (36)$$

Pour permettre une généralisation, il est préférable de modifier légèrement l'expression en introduisant l'intensité de la source $I_0 = F_0 / \Omega_{em}$ en W.sr^{-1}. Cette notation permet de modéliser toutes les formes de faisceaux et plus seulement un faisceau *« top-hat » (où le flux est une fonction « top-hat » de l'angle)*.

$$L_{isotrope} = \frac{I_0 \sigma_{atm}}{4\pi} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \frac{e^{-2\sigma_{atm}x}}{x^2} dx \qquad (37)$$

Cette simplification s'applique seulement avec les hypothèses de diffusion simple dans le milieu. Cette expression est entre autre utilisée dans « *The Infrared Handbook* » [91]. Les différentes expressions dans la littérature présentent des changements de variables permettant dans certains cas de la simplifier. Comme par exemple, en remplaçant l'influence de la source par son intensité.

Les hypothèses utilisées pour établir la formule de la luminance rétrodiffusée limitent son utilisation dans certains cas particuliers. Par exemple, cette expression ne permet pas de modéliser un système sans « *gating* ». Car, l'intégration est impossible à partir de 0. Ce point singulier vient du fait que le système est considéré comme monostatique et que le milieu est considéré comme homogène.

La souplesse du modèle permet en revanche d'établir une expression simple pour tous les cas que nous cherchons à modéliser. La Figure 59 illustre la luminance rétrodiffusée pour différents taux de pluie intégrant le facteur G_{phase}. Les courbes présentent deux régimes :

- Pour les faibles distances la chute de la rétrodiffusion est due à la divergence du faisceau. Cette décroissance est en $1/x^2$.
- Le second régime vient accentuer cette décroissance en ajoutant l'impact de la transmission sur le flux rétrodiffusé.

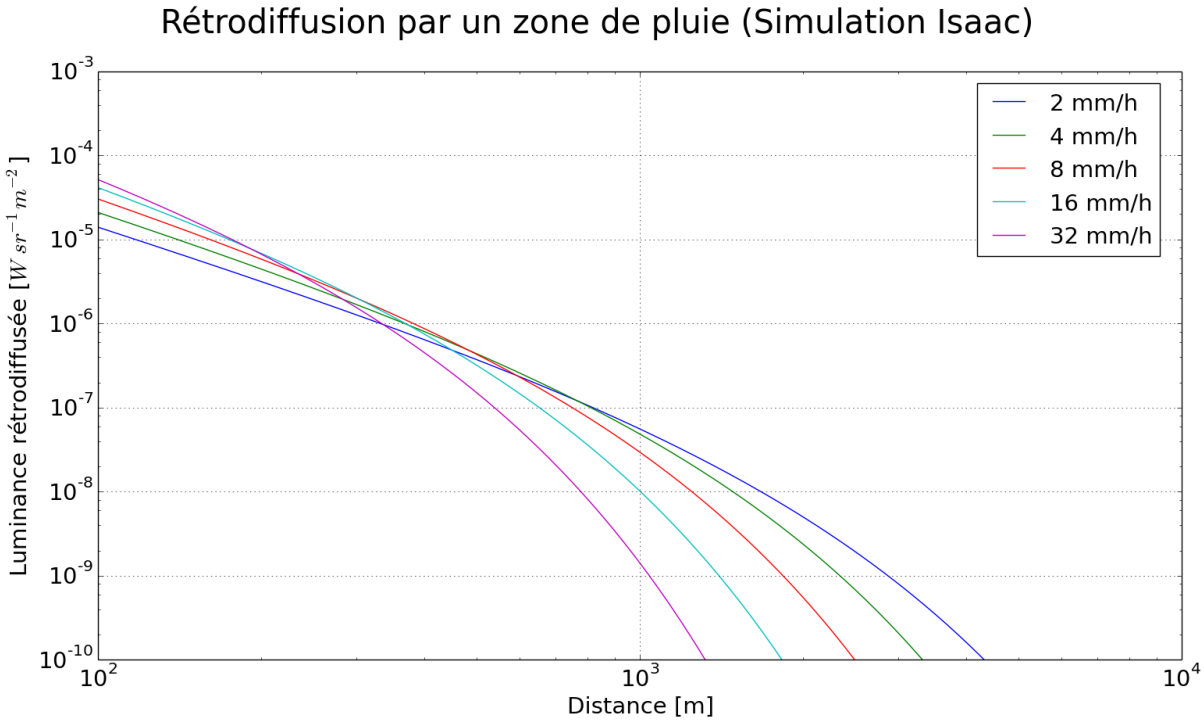


Figure 59. Luminance rétrodiffusée pour différents taux de pluie et établie par le modèle analytique simple.

Ce modèle analytique permet de faire des estimations rapides de la rétrodiffusion mais surtout de comprendre sa variation en fonction de paramètres tels que la divergence ou le taux de pluie. De par nos hypothèses de départ, certains aspects de la rétrodiffusion ne sont pas traités. Quelques systèmes réels sont monostatiques comme les lidars atmosphériques, mais les caméras actives sont le plus souvent bistatiques (séparation de la source et du détecteur). Dans les paragraphes suivants, nous cherchons à établir un modèle simple similaire pour un système bistatique.

Cas bistatique pour une diffusion isotrope et sans absorption

Dans l'étude de sensibilité à la rétrodiffusion, nous cherchons à savoir si le « *gating* » peut être remplacé par un écartement plus important entre la source et du détecteur. Certaines modifications ont été apportées au modèle précédent pour le faire correspondre au scénario bistatique. La réflexion est la même que celle décrite dans le paragraphe précédent. L'énergie perdue est diffusée et une partie de cette énergie est rétrodiffusée.

Le scénario se présente de la manière suivante : la source et le détecteur sont écartés d'une distance e_{sd} (Figure 60). Dans un premier temps, seule la rétrodiffusion émise au centre de la ligne de visée est étudiée. Cela simplifie le développement du modèle en supprimant la dépendance angulaire. Par la suite une extension à l'ensemble du champ permettra de simuler l'éclairement rétrodiffusé sur l'ensemble du détecteur.

Le modèle nécessite de définir les axes considérés. L'axe x correspond à la ligne de visée, l'axe z supporte l'écartement entre la source et le détecteur. L'origine est à la source de l'émission laser.

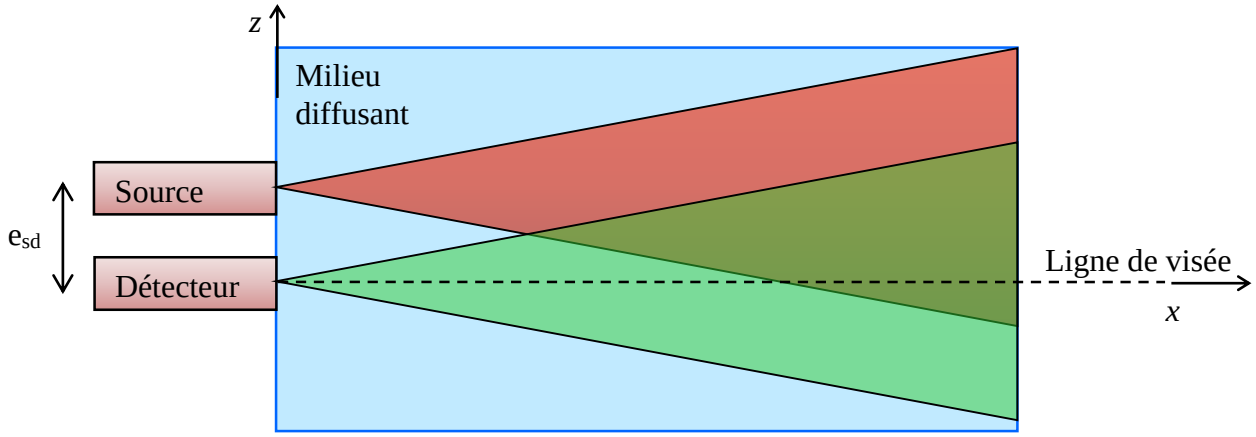


Figure 60. Schéma explicatif du modèle pour le cas bistatique

Dans le cas bistatique, la source est mieux définie que précédemment. Dans notre scénario, une source au profil gaussien est considérée pour être réaliste. L'expression du profil du faisceau s'écrit de la manière suivant :

$$P(x) = e^{\left(-\frac{r^2}{2\sigma(x)^2}\right)} \tag{38}$$

Où la largeur σ du profil s'exprime en fonction de la distance pour rendre compte la divergence du faisceau. L'expression est la suivante :

$$\sigma(x) = \frac{1}{a} x \theta_{div} \tag{39}$$

Où L'angle de divergence θ_{div} est le demi-angle de divergence à mi-hauteur alors que σ est la largeur de la gaussienne à $1/e$; cette différence de définition nécessite l'utilisation du facteur $a = 2\sqrt{2\ln(2)}$ pour convertir les définitions.

Le flux émis par la source est par la suite atténué par le milieu diffusant supposé homogène le long du trajet. L'origine est prise au centre de la pupille de réception et le flux est calculé le long de la ligne de visée :

$$\begin{aligned} e_{sd} &= e_{source-détecteur} \\ F(x) &= F_0 e^{-\sigma_{atm} x} e^{\left(-\frac{e_{sd}^2}{2\sigma(x)^2}\right)} \end{aligned} \tag{40}$$

En effectuant les mêmes étapes que pour passer de l'équation (33) à l'équation (36), on obtient l'écriture de la luminance rétrodiffusée :

$$\frac{dL_{ldv}}{dx}(x,y,z) = e^{-\sigma_{atm} x} \frac{F_0}{4\pi\Omega_{em} x^2} \frac{d}{dx}\left(e^{-\sigma_{atm} x} e^{-\frac{e_{sd}^2}{2\sigma(x)^2}}\right) \tag{41}$$

Cette formule s'applique de manière générale autant pour la contribution sur la ligne de visée que sur le bord de champs. Cette formule prend en considération des angles de faibles valeurs. Nous considérons que les volumes élémentaires du parcours de la ligne de visée sont équivalents aux volumes élémentaires sur le faisceau d'émission. Cette hypothèse n'est vraie que pour des angles proches de l'axe (Figure 61). L'expression précédente considère que les axes de la ligne de visée et de la source sont parfaitement coaxiaux.

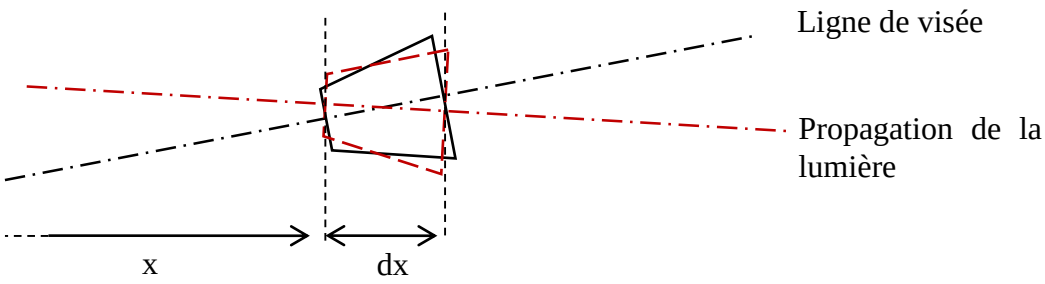


Figure 61. Illustration de l'approximation entre la ligne de visée et la propagation réelle de la lumière.

La luminance d'un volume de l'espace se calcule en effectuant l'intégration entre R_{min} et R_{max}. L'expression devient alors :

$$L_{ldv} = \int_{R_{min}}^{R_{max}} e^{-\sigma_{atm}x} \frac{F_0}{4\pi\Omega_{em}x^2} \frac{d}{dx}\left(e^{-\sigma_{atm}x} e^{-\frac{e_{sd}^2}{2\sigma(x)^2}}\right) dx \qquad (42)$$

Et, après une réorganisation de l'expression, on a :

$$L_{ldv} = \frac{F_0}{4\pi\Omega_{em}} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \frac{e^{-\sigma_{atm}x}}{x^2} \frac{d}{dx}\left(e^{-\sigma_{atm}x} e^{-\frac{e_{sd}^2}{2\sigma(x)^2}}\right) dx \qquad (43)$$

Cette expression permet, dans un premier temps, de retrouver le cas monostatique lorsque l'écartement entre la source et le détecteur est nul ($e_{sd} = 0$).

Les courbes de la Figure 62 montrent la luminance d'un volume élémentaire de l'espace en fonction de l'écartement entre la source et la détecteur et pour deux formes de faisceaux différents. Il est à noter une forte diminution de l'influence de la rétrodiffusion en fonction de l'écartement. Cela s'explique par la réduction de la zone de recouvrement entre l'angle d'émission de la source et le champ du détecteur. Un écartement de huit mètres revient à supprimer la rétrodiffusion provenant des 100 premiers mètres. Cela représente un gain énorme puisque ce sont ces premiers mètres qui apportent la majorité du flux. La Figure 63 montre la luminance d'un volume débutant à 1 m de la source. La luminance rétrodiffusée par les 1000 premiers mètres est de 10^{-2} W.m^{-2}.sr^{-1} sans écartement et de 5 10^{-5} W.m^{-2}.sr^{-1} pour un écartement de 4 m.

Ce modèle permet de montrer l'apport de l'écartement entre la source et le détecteur pour des systèmes sensibles à la rétrodiffusion. De plus, cela permet d'envisager des systèmes ne présentant pas de « *gating* » temporel tout en étant protégés des conséquences de la rétrodiffusion.

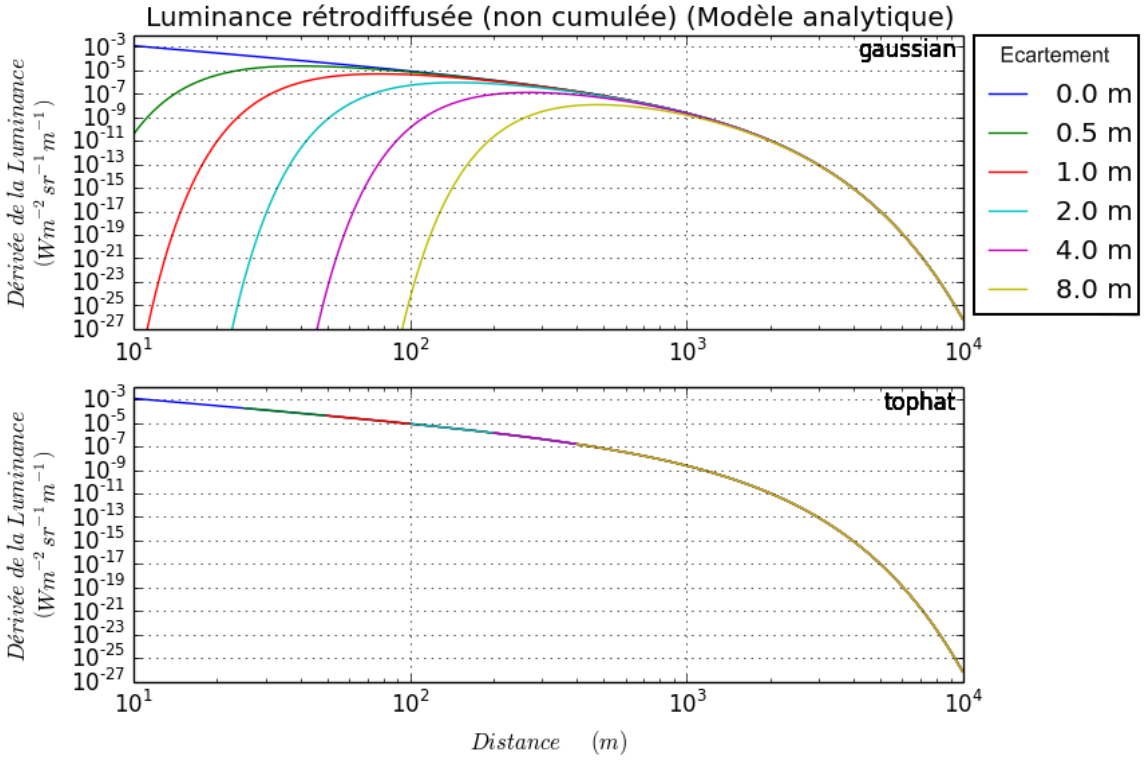


Figure 62. Luminance élémentaire d'un volume en fonction de sa distance au capteur et en fonction de l'écartement entre la source et le détecteur. La source a un profil gaussien dans la courbe supérieure et un profil « top-hat » dans celle du bas. L'écartement de 0 correspond au cas monosptatique.

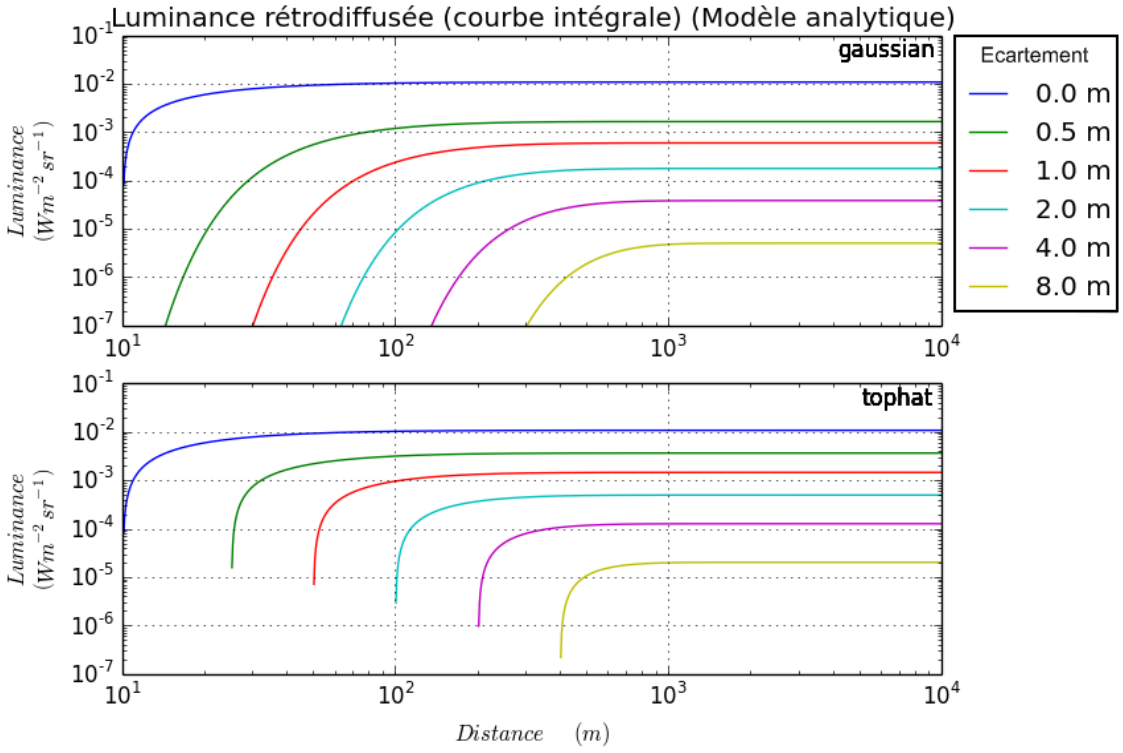


Figure 63. Luminance rétrodiffusée par la pluie entre le détecteur et une distance donnée en fonction de l'écartement entre la source et le détecteur. La source a un profil gaussien dans la courbe supérieure et un profil « top-hat » dans celle du bas.

Comme pour le cas monostatique, l'expression (43) permet d'évaluer le comportement de la rétrodiffusion en connaissant la valeur de l'extinction ainsi que le paramètre G_{phase}.

Les deux modèles analytiques (cas monostatique et bistatique) développés précédemment permettent d'effectuer une évaluation de la rétrodiffusion. Cependant, cette évaluation s'effectue pour le centre de l'image ou pour l'ensemble du détecteur. La possible inhomogénéité de l'éclairement n'est pas prise en compte. Dans le cas monostatique cette limitation n'est pas gênante dans la mesure où le centre est également le maximum du flux rétrodiffusé. En revanche, dans le cas bistatique, le maximum est situé sur le bord du détecteur. Ainsi, en évaluant le flux au centre, il est possible de ne pas prendre en compte un flux trop important sur le bord du détecteur.

Extension du modèle bistatique avec une méthode numérique

Ces modèles analytiques fonctionnent parfaitement pour la plupart des configurations. On observe déjà les limitations pour trouver une expression analytique dans le cas bistatique. En effet, l'expression qui est proposée dans le paragraphe précédent ne permet que d'avoir la luminance rétrodiffusée sur le pixel central du détecteur. Dans le cas de la rétrodiffusion appliquée au cas bistatique, le maximum du flux rétrodiffusé est sur le bord de l'image. Cette différence peut amener une mauvaise évaluation de la perturbation engendrée.

Pour pouvoir estimer le flux rétrodiffusé reçu par chaque pixel du détecteur, on adapte le même principe que pour l'établissement du modèle analytique. Le principe est illustré dans le schéma de la Figure 64. La seule différence par rapport au modèle analytique vient dans l'estimation du flux perdu. Cette estimation utilise l'approximation selon laquelle le flux diffusé par l'élément incliné (noir) dans la Figure 64 est égal au flux diffusé par l'élément incliné dans l'autre sens (rouge). Cette approximation assez forte est valable lorsque l'angle entre les deux lignes de visée est faible.

À partir de ces hypothèses et de l'équation (43), il est possible de calculer le flux sur chaque pixel du détecteur. On observe alors la répartition du flux rétrodiffusé en fonction de l'écartement mais également en fonction de la forme du faisceau d'émission. La Figure 65 illustre la déformation de l'éclairement en fonction de l'écartement entre la source et le détecteur. Au-delà de la réduction du flux sur le détecteur en fonction de l'écartement, la tache d'éclairement devient plus localiser sur le bord du détecteur. Cela montre la limitation du modèle précédent permettant de calculer le flux au centre du détecteur. Une estimation du flux au centre sous estimera toujours le flux rétrodiffusé atteignant le capteur.

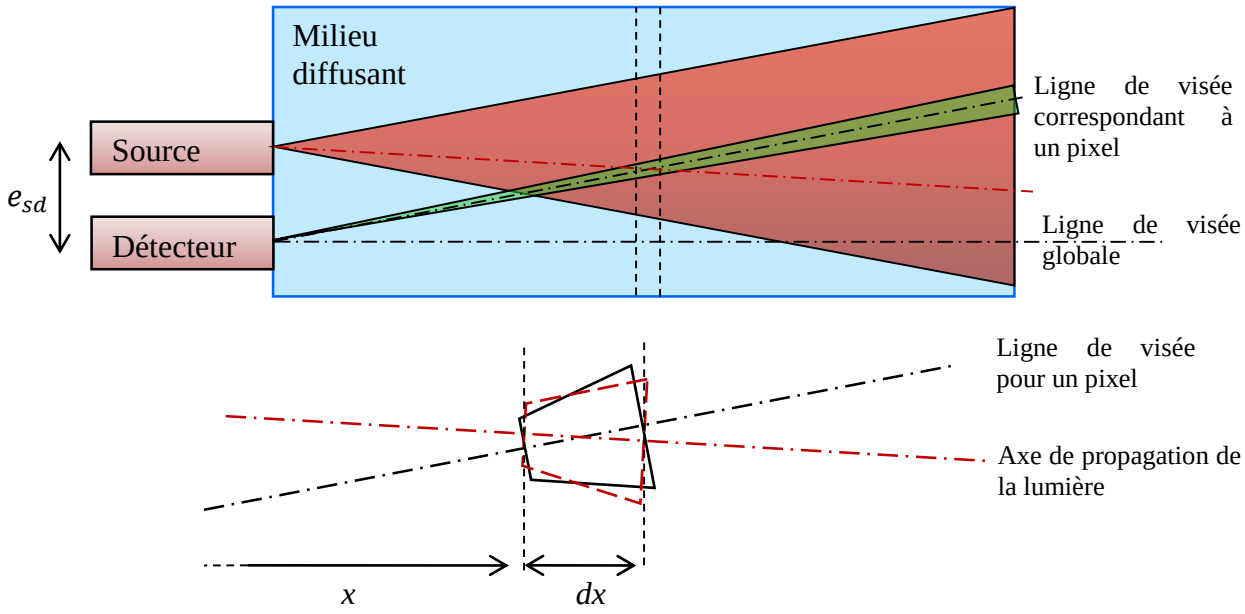


Figure 64. Schéma de la méthode pour estimer le flux perdu par un élément de volume le long de la ligne de visée pour un pixel.

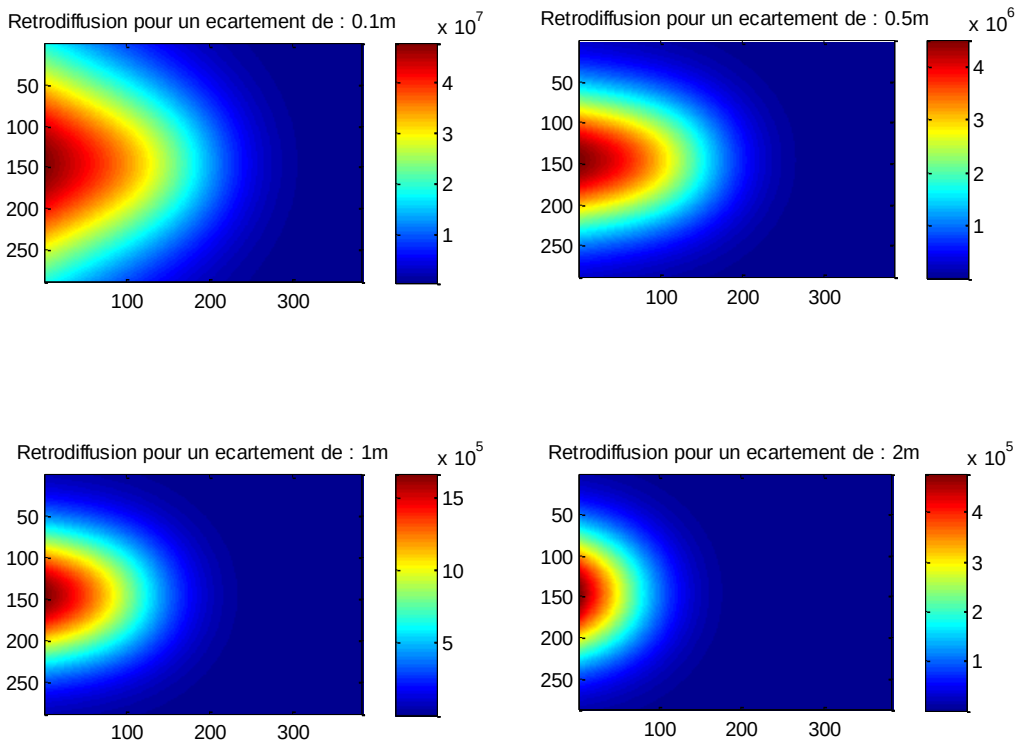


Figure 65. Illustrations de l'impact de la rétrodiffusion sur le détecteur pour un faisceau « top-hat » en fonction de l'écartement entre le détecteur et la source.

Limitations du modèle par la focale

Dans le modèle analytique de la rétrodiffusion, il existe une limitation qui, peut-être gênante pour les systèmes considérés dans les applications de surveillance où généralement de longues focales et de grandes pupilles sont considérées. Dans ce cas, il faut faire attention dans nos simulations en calculant la contribution à la rétrodiffusion des gouttes proches de la pupille.

Dans le modèle de rétrodiffusion, le flux sur le détecteur est égal aux flux sur la pupille de réception. Or, cette approximation n'est pas toujours vraie. Dans notre cas, la mise au point s'effectue à l'infini, cette hypothèse se vérifie par l'expression suivante :

$$\overline{OA} = \frac{F' R_{pupille}}{R_{détecteur}} \tag{44}$$

Où $R_{pupille}$ est le rayon de la pupille du système et $R_{détecteur}$ est le rayon du détecteur.

Les notations et la configuration du modèle sont illustrées en Figure 66. Le détecteur est placé en F' et la goutte en A_1, A_2 ou A_3. En vert nous représentons le cas où l'ensemble du flux est collecté par la pupille est reçu sur le détecteur et en rouge, le cas où une partie du flux est perdue. Le cas limite est représenté en noir.

La limitation est faible dans la plupart des cas mais il faudra peut-être en tenir compte pour des systèmes de grande envergure et de grande focale.

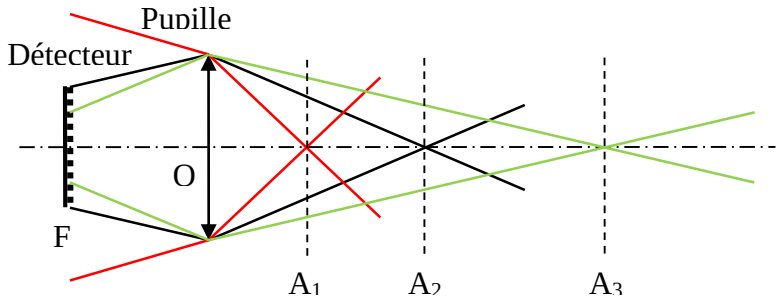


Figure 66. Schéma illustrant l'impact de la focale sur le flux atteignant le détecteur.

Les deux modèles analytiques développés (cas monostatique et bistatique) sont extrêmement pertinents pour l'évaluation de la rétrodiffusion. Malgré leurs limitations, ils permettent de comprendre et d'estimer rapidement la rétrodiffusion. Cependant, la multidiffusion n'est pas prise en compte dans ces deux modèles. Pour quantifier cette contribution, le code ISAAC permet d'aller plus loin en levant ces limitations et en donnant des valeurs plus réalistes.

3.3.2.2 Code ISAAC : Modélisation numérique avec la multidiffusion

Le code ISAAC permet de simuler la propagation de la lumière à travers la pluie, et calcule la valeur de le rétrodiffusion. Ces simulations permettent non seulement d'estimer les valeurs de rétrodiffusion mais prennent en compte les effets de multidiffusion. À terme, l'intérêt des simulations réalisées avec le code ISAAC est d'obtenir des résultats pour déterminer les paramètres d'entrée de modèles simplifiés moins gourmands en temps de calcul.

Pour simuler la rétrodiffusion avec le code ISAAC, il est nécessaire de mettre en place un scénario, de la même manière que pour des expérimentations réelles. Ainsi, la mesure de rétrodiffusion s'effectue en positionnant une source laser, un détecteur et un nuage de pluie dans l'environnement.

La source est définie par ses caractéristiques en termes de longueur d'onde, de divergence et de diamètre de pupille. La longueur d'onde considérée est liée à 1,5 µm. Elle correspond au principal domaine utilisé en imagerie active pour des applications de sécurité et de défense. Le domaine à 830 nm n'est pas traité ici mais présente un comportement proche. Pour simplifier nos résultats, la source est ponctuelle (la pupille est de dimension nulle), ce qui correspond au même cas que pour le modèle simplifié de rétrodiffusion étudié dans le paragraphe précédent. La divergence du faisceau est identique au champ de vision de la caméra soit 10 mrad.

La caméra a donc un champ de 10 mrad et une pupille de 30 cm. Le flux mesuré est intégré sur l'ensemble du détecteur. La caméra et la source sont colinéaires comme dans le cas monostatique du modèle simplifié. Cela permet de réutiliser les résultats précédents pour les adapter à ce nouveau modèle.

À partir de cette configuration, on estime la luminance rétrodiffusée par la pluie. La Figure 67 montre la rétrodiffusion calculée par le modèle simplifié (courbe bleue continue) du paragraphe précédent (3.3.2.1) et la compare la simulation complète du code ISAAC (courbe violet en point). Ces deux courbes sont relativement éloignées.

Le code ISAAC permet de séparer les contributions en fonction du nombre d'interactions avec des particules de pluie. La courbe verte représente la diffusion simple, la courbe rouge un unique évènement de diffusion sur une ou deux particules et la courbe cyan la contribution après une, deux ou trois interactions. La courbe de simple diffusion s'accorde parfaitement avec le modèle simplifié ; nous validons ainsi en partie notre modèle par comparaison avec le modèle simplifié qui utilise l'hypothèse de diffusion simple.

L'écart constaté entre les deux modèles représente l'erreur du modèle simple en présence de multidiffusion. Cette erreur est faible pour de courtes distances mais devient plus importante par la suite. Elle est d'un facteur dix à un kilomètre, et peut atteindre un facteur 100 au-delà. L'intérêt du code ISAAC n'est pas de montrer l'imperfection du modèle simplifié mais de permettre de corriger le modèle pour prendre en compte la multidiffusion.

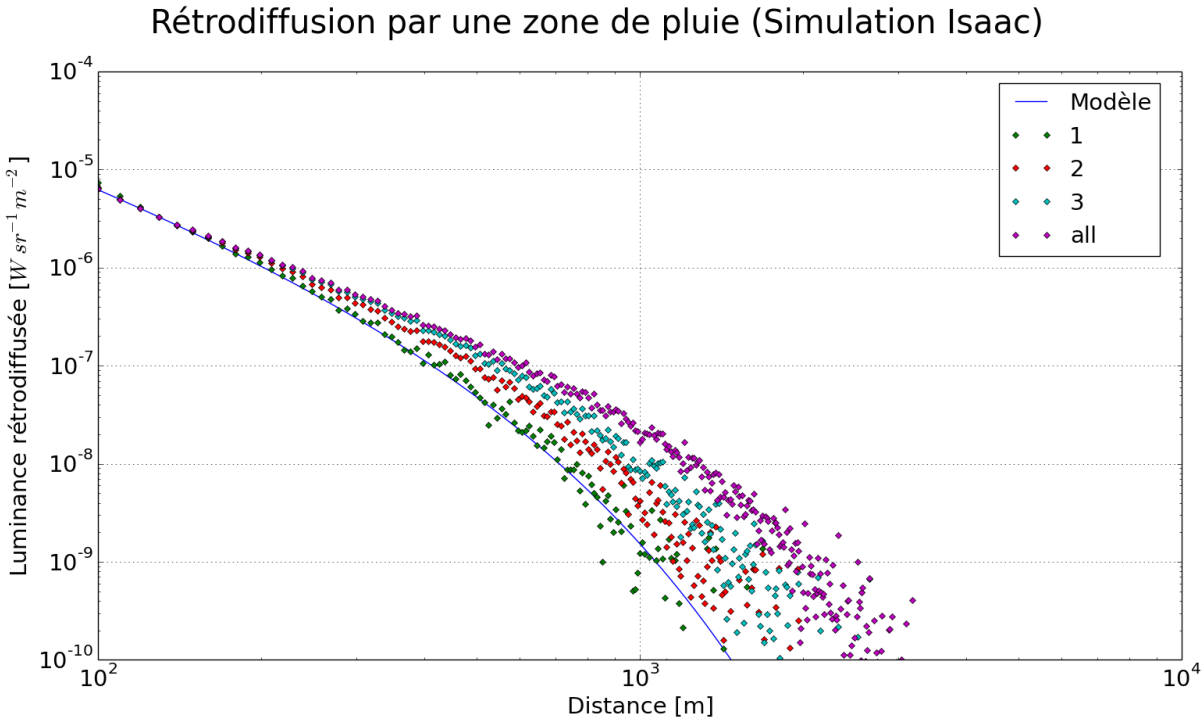


Figure 67. Courbes de la luminance rétrodiffusée calculée par le code ISAAC et par le modèle analytique. Les courbes sont séparées en fonction du nombre d'interactions dans le milieu. Ainsi, la différence entre la courbe violette et la courbe verte représente l'erreur générée par la multidiffusion.

3.3.2.3 Extension du modèle analytique de rétrodiffusion avec la multidiffusion

L'objectif de cette partie est de développer un modèle simple, efficace et rapide prenant en considération les diffusions multiples. Nous avons déjà développé un modèle simple mais peu pertinent en cas de multidiffusion, et un modèle stochastique plus lent mais modélisant la multidiffusion. Pour pouvoir combiner les deux aspect, l'expression (36) est réécrite de la manière suivante pour prendre en compte un facteur correctif G_{multi} simulant la multidiffusion.

$$L_{rétrodiffusion} = G_{multi} G_{phase} \frac{F_0 \sigma_{atm}}{4\pi\Omega_{em}} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \frac{e^{-2\sigma_{atm}x}}{x^2} dx \qquad (45)$$

Ce facteur existe dans certaines publications [92] et est souvent regroupé avec le facteur G_{phase} . Des moyens d'essais conséquents sont nécessaires pour établir sa valeur. Il est difficile voire impossible de trouver des mesures pour nos configurations d'intérêt à simuler. Par exemple, Ove Steinvall présente dans un article [92][93] différentes paramétrisations. Les scénarios mettent en évidence des milieux très diffusants par rapport à la pluie et la longueur d'onde étudiée est de 1,06 µm. Ces résultats sont à rapprocher de notre étude même s'il ne garantisse pas une grande connaissance de ce facteur correctif.

Le facteur de multidiffusion dépend fortement de la distance d'observation. Dans l'expression (45), G_{multi} est considéré constant sur la largeur de la porte temporelle $[R_{min}, R_{max}]$. Une détermination du facteur correctif de multidiffusion est possible grâce aux simulations du code ISAAC.

La Figure 68 représente le facteur de multidiffusion pour un taux de pluie de 16 mm/h. On identifie les mêmes courbes que sur la figure précédente : La courbe cyan représente l'évolution du facteur en présence de diffusion multiple et la courbe bleue pour la diffusion simple. Ce graphique permet d'estimer le facteur de multidiffusion en fonction de la distance.

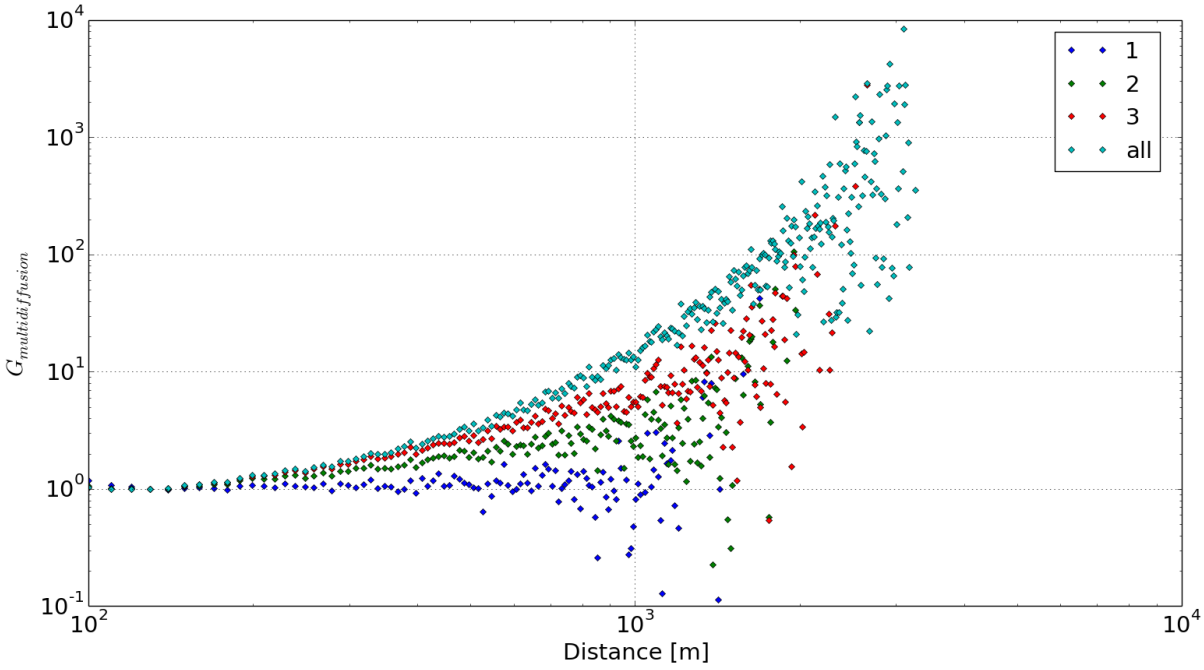


Figure 68. Estimation du facteur multidiffusion G_{multi} en fonction de la distance et pour plusieurs interactions.

Les temps de calcul du code ISAAC étant importants, on ne cherchera pas à évaluer le facteur de multidiffusion pour toutes les configurations. La détermination de la correction s'effectue sur des configurations particulières permettant ensuite d'utiliser le modèle simplifié en fonction de l'application visée.

Les simulations du code ISAAC se font au cas par cas mais seulement pour un taux de pluie et une longueur d'onde donnée. Pour simplifier, l'utilisation de nos résultats, une approximation est réalisée à partir des abaques de G_{multi} obtenues.

Le modèle le plus adapté est de la forme suivante :

$$G_{multi} = e^{Ax+B} \tag{46}$$

avec x la distance entre le volume de pluie et le couple source-détecteur et, A et B des constantes fixées.

La Figure 69 montre l'approximation pour un taux de pluie de 16 mm/h. Nous avons mis en place deux méthodes d'estimation légèrement différente. Notre méthode *« Fit poly »* utilise l'algorithme Levenberg-Marquardt [94][95] (présent dans la bibliothèque Python Scipy) à partir des données brutes de G_{multi} calculées. La seconde appelée *« Fit poly max »* effectue un prétraitement des données avec un filtre de dilatation permettant de pondérer certains points de la courbe pour maximiser leurs effets. Ces deux méthodes sont très proches lorsque le nombre de points est suffisant. La différence devient importante lorsque le nombre de points est plus faible. Dans ce cas, le modèle *« Fit poly max »* est plus pertinente comme le montre la Figure 70.

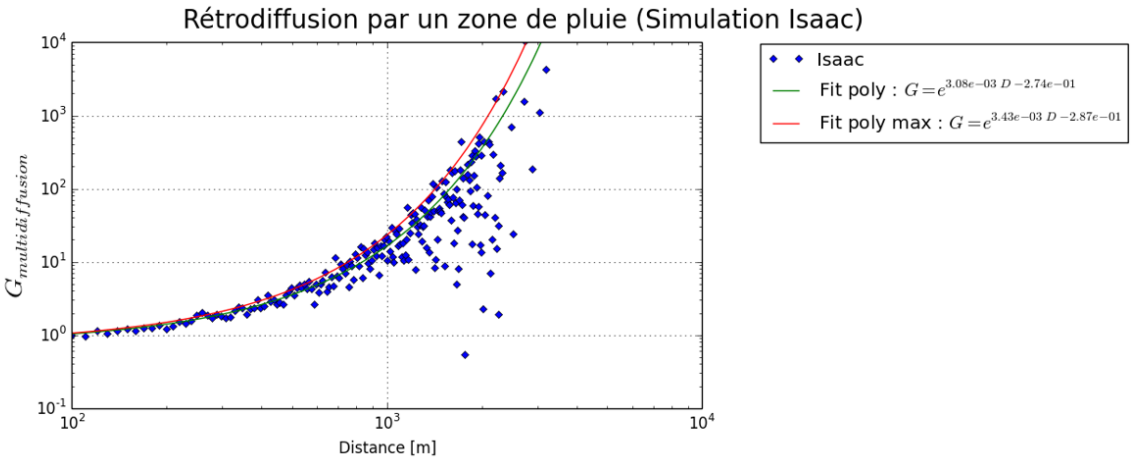


Figure 69. Estimation d'un modèle analytique de G_{multi} pour un taux de pluie de 16 mm/h et une longueur d'onde de 1,5 µm.

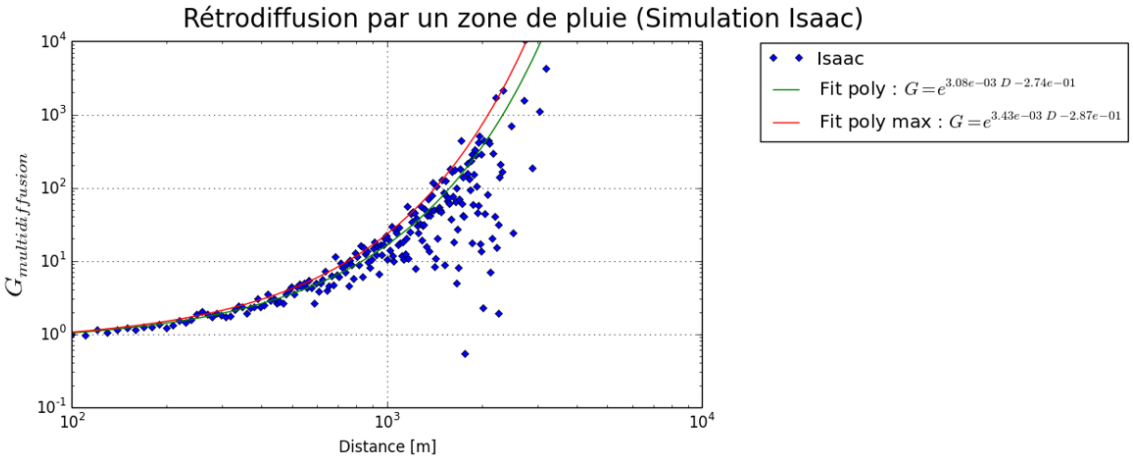


Figure 70. Estimation d'un modèle analytique de G_{multi} pour un taux de pluie de 1 mm/h et une longueur d'onde de 1,5 µm.

Le Tableau 6 récapitule les coefficients estimés pour le modèle du coefficient G_{multi}. Ces coefficients permettent d'estimer la correction de la rétrodiffusion en présence de multidiffusion.

Taux de pluie [mm/h]	Longueurs d'onde	A	B
0.5	1,5 μm	1,05 10^{-3}	- 2,62 10^{-2}
1	1,5 μm	3,69 10^{-4}	1,81 10^{-2}
2	1,5 μm	1,16 10^{-3}	8,37 10^{-2}
4	1,5 μm	1,65 10^{-3}	1,96 10^{-2}
8	1,5 μm	2,35 10^{-3}	- 6,13 10^{-2}
16	1,5 μm	3,08 10^{-3}	- 2,74 10^{-1}
0.5	830 nm	1,01 10^{-3}	- 4,02 10^{-2}
1	830 nm	1,13 10^{-3}	6,67 10^{-2}
2	830 nm	1,47 10^{-3}	- 5,41 10^{-2}
4	830 nm	1,97 10^{-3}	- 1,21 10^{-2}
8	830 nm	2,83 10^{-3}	- 2,03 10^{-1}
16	830 nm	4,27 10^{-3}	- 3,33 10^{-1}

Tableau 6. Estimation des paramètres du modèle défini par l'équation (46) de G_{multi} pour différents taux de pluie et longueurs d'onde.

3.3.2.4 **Retour sur l'hypothèse d'homogénéité spatiale**

De manière similaire au paragraphe 0, nous cherchons l'impact de l'homogénéité de la pluie sur la valeur de la rétrodiffusion. Nous avons vu que, pour la transmission, la position de la zone de pluie ne modifie pas significativement la transmission. Dans le cas de la rétrodiffusion, on souhaitons savoir si la position du rideau de pluie présente un impact important à cause de l'étendue géométrique entre la zone diffusant la lumière et le détecteur. Deux configurations différentes, illustrées en Figure 71, sont étudiées : la zone de pluie est située soit près du système soit près de la cible ou de l'objet d'intérêt. En revanche quelle que soit la configuration, le facteur d'homogénéité représente la même grandeur, à savoir la distance de pluie sur la distance totale. Le taux de pluie moyen sur la distance reste identique lorsque ce facteur varie.

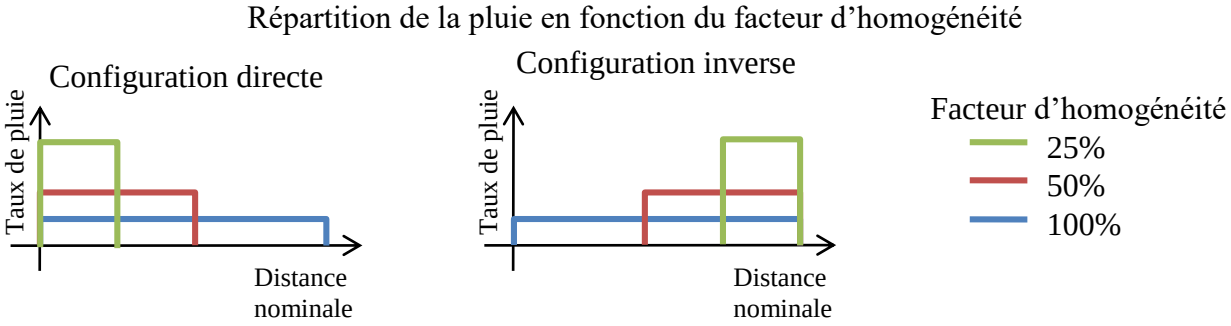


Figure 71. Illustration des configurations de pluie inhomogène considérées pour l'évaluation de l'impact sur la rétrodiffusion.

Les calculs de rétrodiffusion sont effectués à partir du modèle simple développé dans le paragraphe 3.3.2.1 (cas monostatique). On observe rapidement l'impact de l'inhomogénéité de

la pluie sur la rétrodiffusion globale sur un trajet d'un kilomètre. La Figure 72 illustre les variations de la rétrodiffusion en fonction du facteur d'homogénéité, du taux de pluie et de la configuration.

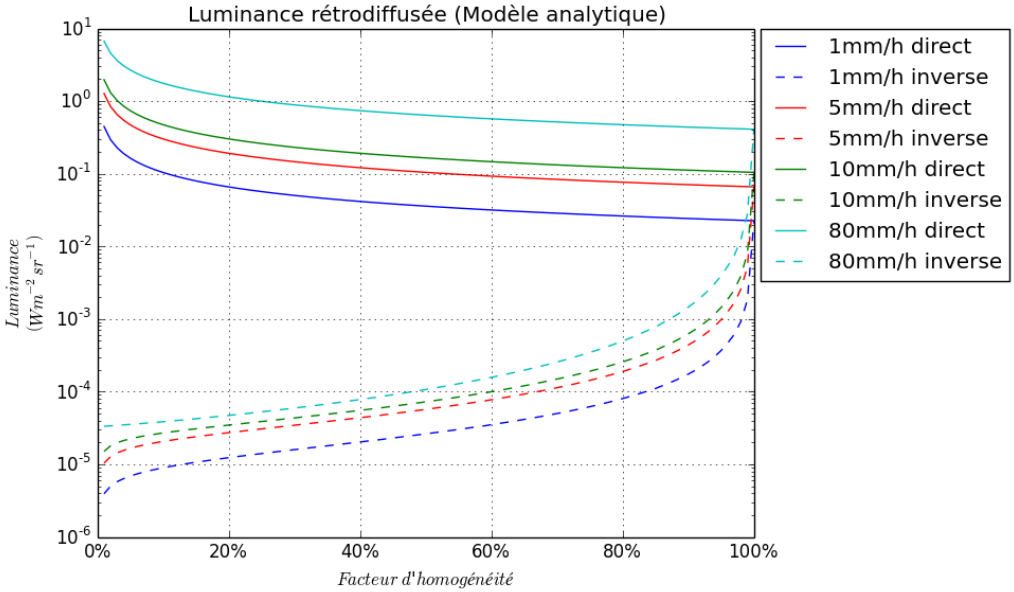


Figure 72. Représentation de la transmission en fonction du facteur d'homogénéité pour différentes distances et différents taux de pluie. Le taux de pluie représente ici le taux de pluie pour la pluie uniforme sur l'ensemble du parcours.

Quelle que soit la configuration, une augmentation du taux de pluie moyen augmente le flux rétrodiffusé. Lorsque la zone de pluie est située près du système imageur, la diminution du flux rétrodiffusé en fonction du facteur d'homogénéité s'explique par une augmentation du taux de pluie local. Dans cette géométrie, ce sont les tranches proches de la source qui rétrodiffusent le plus la lumière. Une grande partie de ce flux est collecté par le détecteur.

Lorsque la pluie est proche de l'objet observé, la rétrodiffusion augmente avec le facteur d'homogénéité. Contrairement au cas précédent, ce n'est pas l'augmentation du taux de pluie local qui est le plus influant mais la position du début de la zone de pluie. Ainsi lorsque la zone de pluie s'éloigne, le flux rétrodiffusé diminue. Ce comportement est prévisible à partir de la formule analytique de rétrodiffusion (36) : l'expression intègre en facteur $1/x^2$ qui représente la variation de l'étendue géométrique en fonction de l'éloignement de la zone diffusante.

Le rapprochement entre ces deux configurations est atteint pour un facteur d'homogénéité égal à 1.

Cette approche illustre bien le fait que l'homogénéité de la pluie est un facteur important dans la rétrodiffusion et plus généralement dans l'impact global de la pluie sur l'imagerie active. Cette étude ne permet pas de correctement prendre en compte l'homogénéité de la pluie car celle-ci est trop versatile. Il nous est plus facile de définir un domaine de validité de nos estimations lors de nos calculs.

3.3.3 Capitalisation dans PERFIMA

L'objectif de cette étude est d'améliorer l'outil PERFIMA. Ce code permet d'établir la portée de systèmes actifs en fonction des paramètres intrinsèques au système et des paramètres de l'environnement. Les modèles de pluie ont donc été ajoutés au modèle initial. La prise en compte de la rétrodiffusion met en œuvre l'expression suivante :

$$L_{rétrodiffusion} = G_{multi} G_{phase} \frac{F_0 \sigma_{atm}}{4\pi\Omega_{em}} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \frac{e^{-2\sigma_{atm}x}}{x^2} dx \qquad (47)$$

L'utilisation de ce modèle repose sur la mise en place d'abaques pour déterminer G_{phase} (Tableau 6) et G_{multi}.

L'impact de la diffusion vers l'avant est trop faible sur l'image pour représenter un intérêt dans PERFIMA (voir section 3.3.1). Elle n'est donc pas implémentée. En revanche, elles ont d'autres champs d'applications comme la détection de la présence d'une source laser ou l'aide à la discrétion laser.

Ce chapitre a permis d'identifier et d'estimer la diffusion vers l'avant et la rétrodiffusion avec le code ISAAC. Ces dégradations sont spécifiques à l'imagerie active. En imagerie thermique, il existe également une dégradation spécifique : la luminance de trajet.

3.4 MODELISATION DE LA LUMINANCE DE TRAJET POUR L'IMAGERIE THERMIQUE

La luminance de trajet représente une dégradation importante en imagerie thermique. Comme pour la luminance rétrodiffusée en imagerie active, ce phénomène ajoute un « voile » sur les images thermiques, ce qui engendre dans certains cas une réduction du contraste et donc de la portée des systèmes.

La luminance de trajet est l'énergie émise par les particules présentes dans le champ d'observation. Dans notre cas les gouttes de pluie émettent de l'énergie ou réémettent une partie de l'énergie reçue. Ce signal ajoute un offset sur l'ensemble du signal et dégrade le contraste de l'image en réduisant la dynamique du détecteur. La luminance de trajet a un fort impact en condition nominale par la simple présence des aérosols dans l'air. La quantification de cette dégradation en conditions dégradées est nécessaire pour bien rendre compte de la réduction des performances du système global.

Le modèle étudié se présente sous deux formes différentes. La première forme s'exprime simplement comme la somme numérique de la contribution de toutes les gouttes alors que la seconde forme adopte une approche analytique.

3.4.1 Modèle numérique de la luminance de trajet

La modélisation de la luminance de trajet se fonde sur une interprétation triviale. On exprime la puissance reçue par la pupille $P_{pupille}(T, D)$ comme étant la somme de la contribution de chaque goutte de diamètre D :

$$P_{pupille}(T, D) = \sum_{gouttes} P_{goutte}\, T \frac{\Omega_{observation}}{\Omega_{emission}} \qquad (48)$$

avec P_{goutte} la puissance émise par une goutte de pluie, T la transmission entre la goutte et la pupille, $\Omega_{observation}$ l'angle solide entre la goutte et la pupille du système et $\Omega_{emission}$ l'angle solide d'émission de l'énergie par la goutte de pluie.

Dans un premier temps, la puissance émise par chaque goutte est déterminée en fonction de sa taille et de sa température. Le flux émis par une goutte de pluie dans l'espace s'écrit de la manière suivante en combinant la loi de Planck pour le corps noir et l'émissivité de l'eau qui est de 0,98 pour de l'eau distillée :

$$P_{goutte}(T, D) = \varepsilon_{eau} L_{CN} S_{goutte} 2\pi \frac{1}{2} = \varepsilon_{eau}\, \pi\, L_{CN}\, S_{goutte} \qquad (49)$$

La puissance émise par la goutte P_{goutte} dépend à la fois de sa température T et de son diamètre D. Cette puissance s'exprime en fonction de la surface de la goutte S_{goutte}, de la luminance du corps noir L_{CN} en W.m^{-2}.sr^{-1} et de l'émissivité de l'eau ε_{eau}. Cette expression s'interprète en « dépliant » la surface de la goutte de pluie qui émet alors dans le demi-espace. Le facteur « un demi » vient de l'orientation de la surface lors de l'intégration dans le demi-espace. En développant les différents termes, on obtient :

$$P_{goutte}(T, D) = \varepsilon_{eau} L_{CN} \pi D_{goutte}^2 \pi \qquad (50)$$

avec D_{goutte} le diamètre de la goutte de pluie.

L'écriture de la luminance spectrique d'un corps noir $L_{CN/m}$est la suivante. Cette expression présente d'intérêt de permettre le calcul de la luminance d'un corps noir pour une longueur d'onde ou pour une bande spectrale donnée. En considérant l'émission à la longueur d'onde donnée,

$$L_{CN\,/m} = \frac{2hc}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1} \qquad (51)$$

La luminance spectrique s'exprime en fonction de la température du corps T et de la longueur d'onde λ. Cette expression permet de considérer une largeur de bande spectrale non nulle. Elle fait intervenir la vitesse de la lumière c, la constante de Planck h et la constante de Boltzmann k_B.

Dans la suite, nous adoptons l'hypothèse que la luminance est constante sur la bande spectrale entre 3 µm et 5 µm.

Le flux émis de manière isotrope par une goutte contribue au niveau de la pupille du détecteur en fonction de l'angle de solide d'observation. Le rapport entre le flux reçu par le détecteur et le flux émis par la goutte.

$$\frac{\Omega_{\text{observation}}}{\Omega_{emission}} = \frac{S_{pupille}}{x^2}\frac{1}{4\pi} = \frac{\pi D_{pupille}^2}{4x^2}\frac{1}{4\pi} \tag{52}$$

Ce rapport s'exprime comme le rapport des angles solides d'observation $\Omega_{observation}$ et d'émission $\Omega_{emission}$. Cela fait intervenir le diamètre de la pupille $D_{pupille}$ et la distance entre la pupille et la goutte x sont utilisés pour développer cette expression.

La puissance d'une goutte au niveau de la pupille s'exprime comme :

$$P_{goutte-pupille}(T, D_{goutte}, x) = \varepsilon_{eau} L_{CN}\, \pi D_{goutte}^2 \pi\, \frac{\pi D_{pupille}^2}{4x^2 4\pi}\, e^{-B_{ext}x} \tag{53}$$

La luminance reste constante sur l'intervalle de longueurs d'onde considéré. La luminance de trajet s'obtient alors par intégration sur l'ensemble des gouttes présentes dans le champ de détection du détecteur.

Après simplification l'expression s'écrit de la manière suivante :

$$P_{pupille}(T, D_{goutte}) = \sum_{gouttes} \varepsilon_{eau} \frac{hc^2}{\lambda^5} \frac{\Delta\lambda}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1} \frac{D_{goutte}^2 \pi^2 D_{pupille}^2}{16x^2}\, e^{-B_{ext}x} \tag{54}$$

L'atténuation par la pluie située devant le détecteur a également été rajoutée. En connaissant l'expression de la distribution spatiale et en fonction de leur taille il est possible de calculer la luminance de trajet en fonction du taux de pluie.

Cependant, cette expression présente l'inconvénient d'avoir des paramètres implicites. En effet, les paramètres comme le taux de pluie ou les caractéristiques du système comme le champ du détecteur n'interviennent pas dans l'expression. Il est donc impossible d'introduire l'expression simplement dans les logiciels commerciaux comme TRM4.

Une deuxième approche est alors utilisée pour faire apparaitre l'ensemble des paramètres dans une expression analytique.

3.4.2 Modèle analytique de la luminance de trajet

En partant du même principe que pour le calcul numérique établi dans le paragraphe précédent (3.4.1), il est possible d'estimer un modèle complètement analytique de la luminance de trajet. Ce modèle remplace les gouttes par un élément de pluie moyen. L'expression de la puissance d'une tranche de pluie sur la pupille s'écrit de la manière suivante :

$$P_{slice-pupille}(T, R_{pluie}) = \int_{R_{min}}^{R_{max}} P_{/m^3}\, dV_{slice} \frac{\Omega_{observation}}{\Omega_{emission}}\, T \qquad (55)$$

Avec $P_{/m^3}$ la puissance émise par un mètre cube de pluie. dV_{slice} le volume d'une tranche de pluie. T la transmission entre la tranche de pluie et la pupille du système. $\Omega_{observation}$ l'angle solide d'observation de la tranche par le système et $\Omega_{emission}$ l'angle solide total d'émission de la tranche de pluie.

L'expression de la puissance émise par une goutte s'écrit toujours (49) de la manière suivante.

$$P_{goutte}(T, D) = \varepsilon_{eau} L_{CN} S_{goutte} \pi \qquad (56)$$

Cette expression représente la puissance lumineuse émise par une goutte dans l'espace ; l'émission est par la suite considérée isotrope et ponctuelle.

Dans un second temps, pour généraliser la puissance émise par une goutte à la puissance émise par un volume donné, nous effectuons une intégration en prenant en compte la fonction de distribution des gouttes de pluie. Cette distribution définie la répartition du nombre de gouttes en fonction de leur diamètre. Les caractéristiques de la pluie, le taux de précipitation R_{pluie}et la distribution des gouttes N (2.3.1), sont prises en compte dans ce paramètre. L'expression du flux émis par un élément de volume s'écrit de la manière suivante :

$$P_{/m^3}(T, R_{pluie}) = \int_0^{\infty} N(D_{goutte}, R_{pluie}) \varepsilon_{eau}\, L_{CN}(T)\, \pi D_{goutte}^2 \pi\ dD_{goutte} \qquad (57)$$

Avec R_{pluie} le taux de pluie en mm/h.

Dans notre étude, les configurations du détecteur et du champ de détection se présentent telle qu' illustrée sur la Figure 73 .

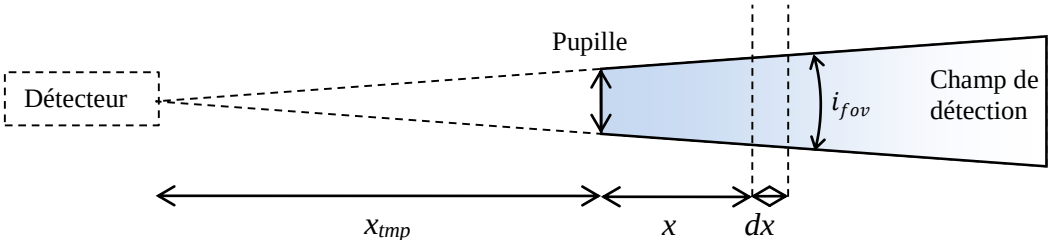


Figure 73 : Illustration de la configuration du champ de réception

L'expression du volume de la tranche de pluie comprise entre *x* et *x+dx* s'écrit donc de la manière suivante en considérant que *dx* est faible devant *x*.

$$dV_{slice}(T, R_{pluie}) = dx\,\pi\,(x + x_{tmp})^2 \tan(i_{fov}) \quad (58)$$

Avec *dx* l'épaisseur de la tranche et *x* la distance entre la pupille du détecteur et la tranche élémentaire. x_{tmp} correspond à la distance entre la pupille et le sommet fictif du cône de détection et s'exprime simplement en fonction des dimensions de la pupille et de l'angle de vue du détecteur :

$$x_{tmp} = R_{pupille} \tan(i_{fov}) \quad (59)$$

Avec $R_{pupille}$ le rayon de la pupille de réception et i_{fov} l'angle du champs d'observation du système.

Une approximation supplémentaire est appliquée en considérant que le volume émet de manière isotrope et que l'angle de vue du détecteur est le même quelle que soit la position du volume dans le champ. On détermine ainsi l'équivalence par rapport à l'équation (52) :

$$\frac{\Omega_{\text{observation}}}{\Omega_{emission}} = \frac{S_{pupille}}{x^2}\frac{1}{4\pi} \quad (60)$$

Le flux émis par ce volume et reçu par la pupille est noté $P_{slice-pupille}$. L'atténuation par la pluie située devant le détecteur a été ajoutée à cette expression :

$$P_{slice-pupille}(T, R_{pluie}) = P_{/m^3} V_{slice} \frac{S_{pupille}}{4\pi x^2} e^{-B_{ext}x} \quad (61)$$

Une généralisation de l'expression est effectuée en considérant cette fois-ci non plus un volume élémentaire mais un volume compris en R_{min} et R_{max}. L'expression de V_{slice} (équation (58)) est développée pour faire apparaitre les dépendances en *x*.

$$P_{slice}(T, R_{pluie}) = P_{/m^3} \tan^2(i_{fov}) \frac{S_{pupille}}{4} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \left(\frac{x + x_{tmp}}{x}\right)^2 e^{-B_{ext}x} dx \quad (62)$$

Le champ de réception est constant et vaut :

$$\Omega_{reception} = 2\pi(1 - \cos(i_{fov})) \quad (63)$$

Pour permettre de simplifier cette équation, l'approximation des faibles angles est considérée. Le cosinus et la tangente dans les expressions précédentes sont simplifiés tels que :.

$$\Omega_{reception} \simeq \pi i_{fov}^2 \quad (64)$$

La luminance d'un volume donné se déduit de l'expression (62) en normalisant par l'étendue géométrique entre la goutte et la pupille de réception :

$$L_{slice}(T, R_{pluie}) = \frac{1}{S_{pupille}\Omega_{reception}} P_{/m^3}\, i_{fov}^2 \frac{S_{pupille}}{4} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \left(\frac{x + x_{tmp}}{x}\right)^2 e^{-B_{ext}x} dx \quad (65)$$

D'où l'expression après simplification :

$$L_{slice}(T, R_{pluie}) = \frac{P_{/m^3}}{4\pi} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \left(\frac{x + x_{tmp}}{x}\right)^2 e^{-B_{ext}x} dx \quad (66)$$

Après développement de $P_{/m^3}$, la luminance d'une tranche de pluie s'écrit de la manière suivante :

$$L_{slice}(T, R_{pluie}) = \varepsilon_{eau} L_{CN}(T) \int_0^{\infty} N(D_{goutte}) \frac{\pi}{4} D_{goutte}^2\, dD_{goutte} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \left(\frac{x + x_{tmp}}{x}\right)^2 e^{-B_{ext}\lambda} \quad (67)$$

L'expression analytique de l'intégrale $\int \frac{e^{-B_{ext}x}}{x}\, dx$ n'admet pas de solution simple. La résolution passe soit par un calcul numérique de l'expression soit par une approximation. Dans la mesure où le rapport $(x + x_{tmp})/x$ est proche de 1, il est possible de simplifier l'expression comme suit :

$$L_{slice}(T, R_{pluie}) = \varepsilon_{eau} L_{CN}(T) \int_0^{\infty} N(D_{goutte}) \frac{\pi}{4} D_{goutte}^2\, dD_{goutte} \int_{R_{min}}^{R_{max}} e^{-B_{ext}x} dx \quad (68)$$

Il est encore possible de simplifier l'expression en considérant que le volume de pluie s'étend de [0, *x*] à la place de [R_{min}, R_{max}]. L'expression se développe simplement telle que :

$$L_{slice}(T, R_{pluie}) = \varepsilon_{eau} L_{CN}(T) \int_0^{\infty} N(D_{goutte}) \frac{\pi}{4} D_{goutte}^2\, dD_{goutte}\, \frac{1}{B_{ext}} (1 - e^{-B_{ext}x}) \quad (69)$$

L'expression de B_{ext} est connue en fonction de la distribution de particules, cette expression a été donnée dans les paragraphes (3.4.1). L'expression complètement développée de la luminance s'écrit de la manière suivante :

$$L_{slice}\left(T,R_{pluie}\right)=\frac{\varepsilon_{eau}L_{CN}\left(T\right)\int_{0}^{\infty}N\left(D\right)\frac{\pi}{4}D^{2}\ dD}{\int_{0}^{\infty}N\left(D\right)Q_{eff}\left(D,\lambda,n\right)\frac{\pi}{4}D^{2}dD}\left(1-e^{-B_{ext}x}\right) \quad (70)$$

Pour clarifier l'écriture de l'expression, D_{goutte} est simplement noté D dans cette équation.

Dans le cas de la pluie, il a été observé que le coefficient d'efficacité d'extinction Q_{eff} ne variait pas en fonction de la longueur d'onde et de la taille des particules (voir le paragraphe 2.2.3). Ainsi il est possible dans l'expression (70) il est possible de fixer sa valeur à 2.

L'expression de la luminance de trajet devient :

$$L_{slice}\left(T,R_{pluie}\right)=\frac{\varepsilon_{eau}}{2}(1-e^{-B_{ext}x})L_{CN}(T) \quad (71)$$

On identifie des expressions similaires pour l'estimation de la luminance de trajet engendrée par des aérosols (équation (72)) [96]. Notre démarche a permis d'établir le bien-fondé de cette expression mais également sa paramétrisation dans le cas de la pluie. En temps normal une valeur empirique est utilisée en fonction du phénomène à modéliser.

$$L_{slice}\left(T,R_{pluie}\right)=A(1-e^{-B_{ext}x})L_{CN}(T) \quad (72)$$

La simulation de la luminance de trajet permet d'établir son comportement en fonction des paramètres. Ainsi, la Figure 74 montre que la luminance augmente linéairement avec le taux de pluie puis tend vers une valeur de saturation. Cette première constatation semble évidente dans la mesure où l'augmentation du taux de pluie augmente le nombre de particules. Le flux émis augmente également. La présence d'une saturation du flux émis par les gouttes de pluie s'explique par le fait que les gouttes éloignées émettent moins de flux vers le capteur. De plus le flux émis par les gouttes subit l'atténuation engendrée par les autres particules de pluie.

Nous déterminons également ce flux maximum grâce à l'expression analytique. La luminance maximum est indépendante du taux de pluie et s'écrit de la manière suivante :

$$L_{max}\left(T,R_{pluie}\right)=\frac{\varepsilon_{eau}}{2}\ L_{CN}(T) \quad (73)$$

Le facteur 1/2 provient de la section d'extinction qui est 2 fois plus importante que la section géométrique de la particule.

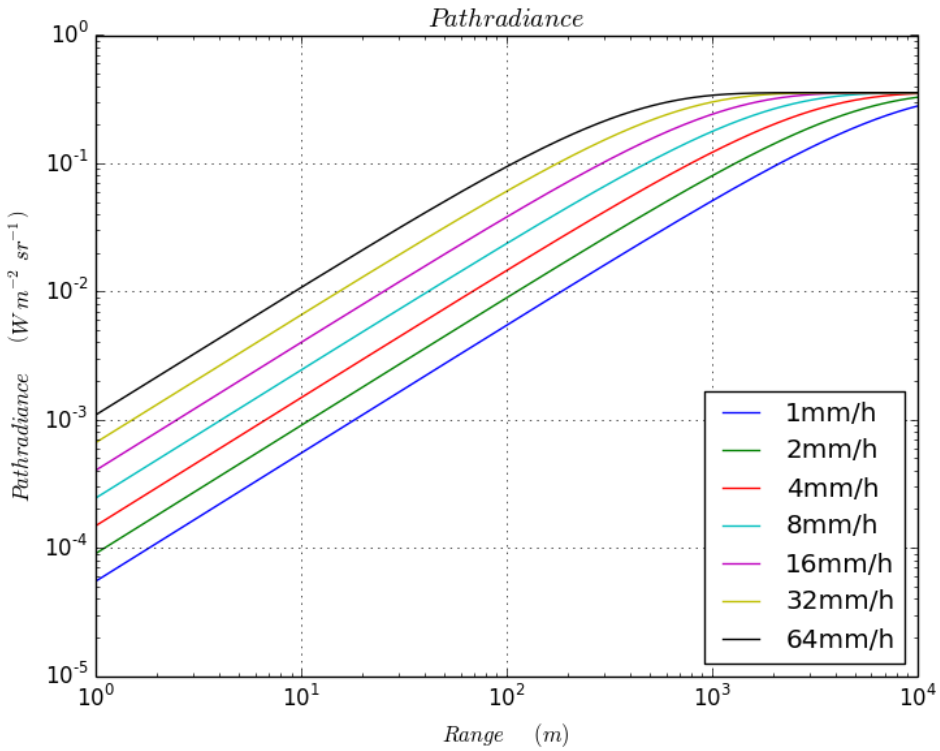


Figure 74. Luminance de trajet pour différents taux de pluie

À partir de l'expression (67) et avec nos moyens numériques, nous vérifions l'impact de la simplification du x_{tmp} dans l'écriture de la luminance de trajet. La Figure 75 illustre l'impact de la taille de la pupille sur la valeur de luminance de trajet. L'hypothèse simplifiant de manière significative l'expression reste valable. Il est à noter que la différence est nulle pour les grandes distances et reste négligeable pour les courtes portées avec des tailles de pupille réalistes et une divergence faible.

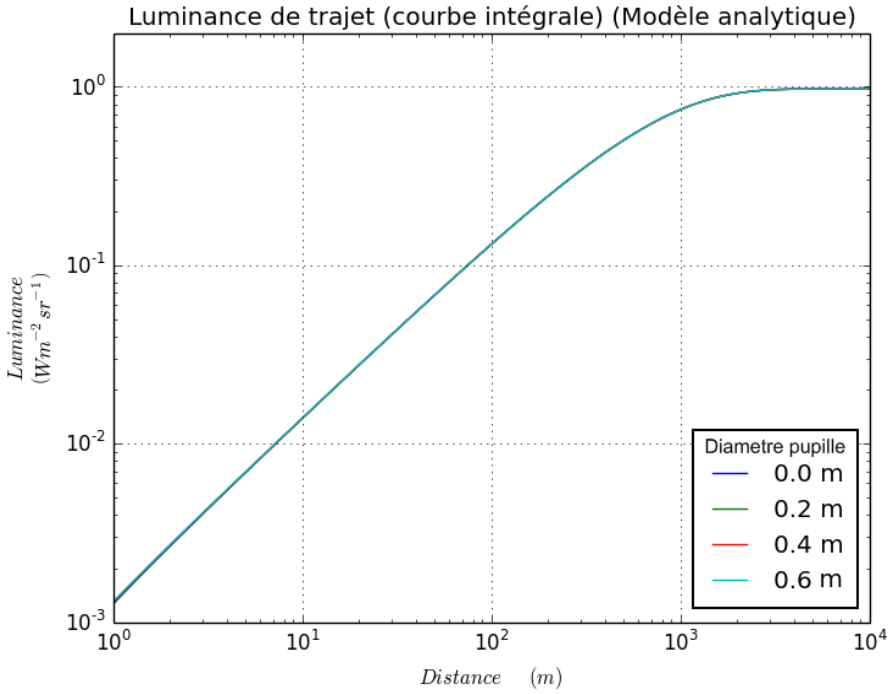


Figure 75. Luminance de trajet pour différents diamètres de la pupille de réception et un taux de pluie de 10 mm/h et un champ de vue de 20 mrad.

Limitations du modèle par la focale

Cette limitation, déjà exposée dans le paragraphe 3.3.2.1 sur la modélisation analytique de la rétrodiffusion, présente les mêmes impacts sur l'estimation de la luminance de trajet qui n'est pas véritablement fiable pour les courtes distances par rapport aux caractéristiques du système que sont sa focale et la dimension de sa pupille.

3.5 SYNTHESE

Durant cette étude, nous avons mis en place des modèles permettant d'estimer l'impact de la pluie sur l'imagerie active et l'imagerie thermique. Le développement de modèles permet d'estimer la transmission à travers la pluie et de comprendre son effet sur l'imagerie. Certains logiciels comme Modtran ont été utilisés. Dans un second temps, l'estimation des dégradations spatiales, bien que finalement jugées négligeables, permet de comprendre les mécanismes de dégradation. La modélisation simple et physique de la rétrodiffusion, permet d'avoir un modèle à la fois rapide, simple d'utilisation et plus précis que les modèles actuellement présents dans la littérature. Pour y parvenir, nous avons mis en place des modèles analytiques et le code ISAAC. Enfin, certains des modèles développés nous ont permis d'étendre l'outil de simulation PERFIMA pour estimer les performances de l'imagerie active.

A partir de l'outil PERFIMA (complété par nos nouveaux modèles) et TRM3 (outil commercial) nous allons comparer l'imagerie active et l'imagerie thermique. Dans un premier temps, on cherche à vérifier la cohérence entre les estimations des outils et les expérimentations puis, les deux outils seront confrontés aux images issus du démonstrateur MILPAT.

3.6 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3

[81] WOLF, David A. On the Laws-Parsons distribution of raindrop sizes. Radio Science, 2001, vol. 36, no 4, p. 639-642.

[82] HULST, Hendrik Christoffel et VAN DE HULST, H. C. Light scattering by small particles. Courier Dover Publications, 1957.

[83] MIE, Gustav. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Annalen der physik, 1908, vol. 330, no 3, p. 377-445.

[84] ATLAS, David. Optical extinction by rainfall. Journal of Meteorology, 1953, vol. 10, no 6, p. 486-488.

[85] BERK, Alexander, ANDERSON, Gail P., ACHARYA, Prabhat K., et al. MODTRAN5: 2006 update. In : Defense and Security Symposium. International Society for Optics and Photonics, 2006. p. 62331F-62331F-8.

[86] BORN, M., E. WOFL, Principle of Optics, 6th Ed., PERGAMON PRESS 1980.

[87] CEOLATO, Romain, BERG, Matthew J., et RIVIERE, Nicolas. Spectral and angular light-scattering from silica fractal aggregates. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2013, vol. 131, p. 160-165.

[88] CEOLATO, R., RIVIERE, N., BERG, M., et al. Electromagnetic scattering from aggregates embedded in absorbing media. In : Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Taipei. 2013. p. 717-721.

[89] LAVEN, P., www.philiplaven.com/mieplot.htm

[90] MEYZONNETTE, J-L., T. LÉPINE, Bases de radiométrie optique. Cépaduès, 1999.

[91] WOLFE, William L. et ZISSIS, George J. The infrared handbook. Arlington: Office of Naval Research, Department of the Navy, 1978, edited by Wolfe, William L.; Zissis, George J., 1978, vol. 1.

[92] STEINVALL, Ove, CHEVALIER, Tomas, ANDERSSON, Pierre, et al. Performance modeling and simulation of range-gated imaging systems. In : Defense and Security Symposium. International Society for Optics and Photonics, 2007. p. 654218-654218-16.

[93] STEINVALL, O., BOLANDER, G., et CLAESSON, T. Measuring atmospheric scattering and extinction at 10 μm using a CO 2 lidar. Applied optics, 1983, vol. 22, no 11, p. 1688-1695.

[94] LEVENBERG, Kenneth. A method for the solution of certain non–linear problems in least squares. 1944.

[95] MARQUARDT, Donald W. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. Journal of the Society for Industrial & Applied Mathematics, 1963, vol. 11, no 2, p. 431-441.

[96] GAL, R., WITTENSTEIN, W., WEIß, R., et al. TRM4. v1 Parameter Description and Model Documentation. 2010.

[97] DEIRMENDJIAN, D. Scattering and polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared. Applied Optics, vol. 3, no 2, p. 187-196, 1964.

[98] TAMPIERI, Francesco et TOMASI, Claudio. Size distribution models of fog and cloud droplets in terms of the modified gamma function. Tellus, vol. 28, no 4, p. 333-347, 1976.

[99] LAWS, J. O., D. A. PARSONS, The relationship of raindrop size to intensity, Trans. AGU, 24, 452–460, 1943.

4

-

- Expérimentations : Comparaison aux modèles

4.1 IMAGERIE ACTIVE A 854 NM (OBZERV ATV 500) 119
4.1.1 CONFIGURATION DES EXPERIMENTATIONS 120
4.1.2 COMPARAISON AVEC L'OUTIL PERFIMA 123
4.1.3 IMPACT DE LA PLUIE SUR LES OBJETS OBSERVES 131
4.2 IMAGERIE ACTIVE A 1,5 UM ET IMAGERIE THERMIQUE (IMAGEUR MILPAT) 133
4.2.1 CONFIGURATION DES EXPERIMENTATIONS 133
4.2.2 COMPARAISON AVEC L'OUTIL PERFIMA (IMAGERIE ACTIVE) 134
4.2.3 COMPARAISON AVEC L'OUTIL TRM3 (IMAGERIE THERMIQUE) 139
4.3 ESTIMATION DE L'EFFET DE LA RETRODIFFUSION SUR LA PORTEE 142
4.4 SYNTHESE SUR LES EXPERIEMENTATIONS ET LA COMPARAISON AVEC LES PREDICTIONS DES MODELES 142
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4 144

4 EXPERIMENTATIONS : COMPARAISON AUX MODELES

L'écriture des équations régissant les phénomènes de transmission et de rétrodiffusion à travers la pluie a permis une meilleure compréhension de ses effets sur l'imagerie active et thermique. Notre étude permet d'évaluer les dégradations sur l'imagerie et leurs évolutions en fonction du scénario considéré.

Dans la suite de l'étude, les conclusions et les modèles développés sont capitalisés dans PERFIMA. Ainsi, Les simulations ISAAC ainsi que les modèles simples ont été intégré dans la version utilisée de PERFIMA. Les modèles suivants ont été mis à jour : transmission par la pluie (3.1.4), la rétrodiffusion (3.3.3) et la luminance de trajet (3.4.2). Les estimations ont alors une bonne prise en compte de la pluie dans ses calculs de portée.

Pour illustrer les capacités de PERFIMA et la pertinence de nos modèles, des expérimentations ont été mises en place. Une première série de mesures utilise un imageur actif commercial fonctionnant à une longueur d'onde de 854nm (ATV500 d'Obzerv) et la seconde utilise les images prises par le démonstrateur MILPAT présenté dans le premier chapitre. Ces deux jeux de données sont alors confrontés avec les estimations de l'outil PERFIMA pour les images actives et de l'outil TRM3 pour les images thermiques.

4.1 IMAGERIE ACTIVE A 854 NM (OBZERV ATV 500)

L'ATV 500 est un imageur actif commercial fonctionnant à 854 nm. Ce système intègre la source laser et la caméra en un seul boitier. Le laser atteint une puissance de sortie de quelques Watts et une divergence de l'ordre du degré. Contrairement au démonstrateur MILPAT, la source laser n'émet pas une seule impulsion mais un train d'impulsions avec une fréquence de 75 kHz. Cette forme de l'émission est plus simple à générer et moins cher qu'une unique et énergétique impulsion. La puissance du laser est dépendante de la longueur de la porte temporelle considérée lors de l'acquisition. Ainsi, pour une porte de 100 m, il ne sera pas possible d'avoir la puissance maximale de sortie (soit 2 W).

Le système est constitué par une caméra opérationnelle. Il existe donc des sécurités impossibles à désactiver. Pour éviter toute détérioration de la caméra, le système possède une contrainte dans la position de la porte temporelle : il est bridé pour ne pas subir trop de rétrodiffusion, les cinquante premiers mètres devant la caméra ne peuvent être observés en actif. Cette contrainte limite la validation des modèles de rétrodiffusion développés dans les chapitres précédents.

4.1.1 Configuration des expérimentations

L'ATV 500 est un système d'imagerie active portable répondant à une demande d'identification courte portée (ex. plaques d'immatriculation). Ainsi, les performances du système données par le constructeur correspondent à la lecture d'une plaque d'immatriculation à 300 m et à l'identification d'un véhicule à 1,5 km [103][104]. La Figure 76 présente une illustration de l'ATV500 issue de sa documentation.

Figure 76. Images de l'ATV500 issu de la documentation [102]

Nos essais consistent à imager des mires d'un mètre de coté à une distance d'un kilomètre. Le site d'essais de l'ONERA au Fauga-Mauzac offre la possibilité de mettre en œuvre de telles distances et de caractériser les conditions environnementales. Les mires sont présentées sur la Figure 77. Leurs caractéristiques sont souvent issues d'études menées dans les domaines de la Sécurité et de la Défense. Les mires un cycle, trois cycles et sept cycles représentent respectivement chaque étape de la DRI (Détection-Reconnaissance-Identification). Le nombre de barres peut varier en fonction des technologies d'imagerie étudiée et de la tâche recherchée. Par exemple, l'identification de chars s'effectue avec des mires OTAN de 2,3 m de côté et avec seulement 6 cycles. La mire uniforme permet d'avoir une surface de référence pour observer la scintillation due à la turbulence et estimer les transmissions à travers l'atmosphère. Les références des peintures utilisées sont caractérisées dans les laboratoires de l'ONERA (laboratoire MELOPEE [105]) qui garantissent leurs valeurs et leurs évolutions en fonction de leur état de surface.

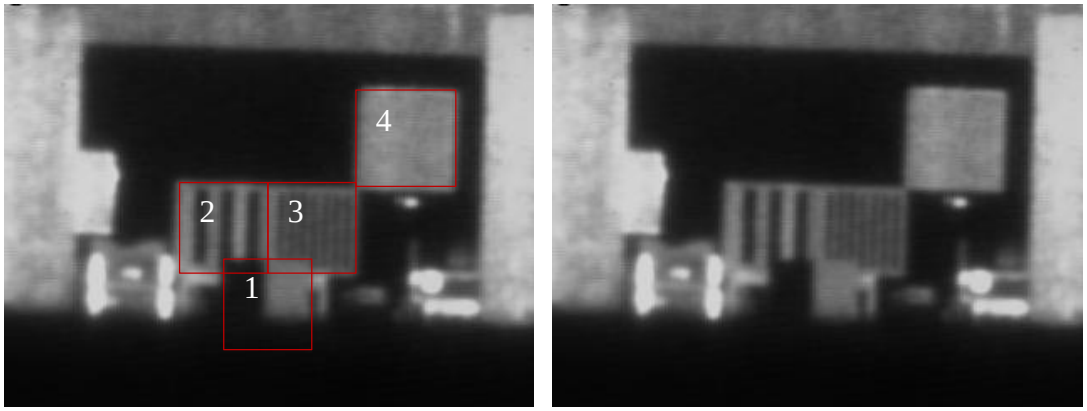


Figure 77. Configuration des essais. Mire un cycle (1), Mire trois cycles (2), Mire sept cycles (3). Mire blanche (4).

Pendant les essais que nous avons réalisés avec l'ATV500, nous avons rencontré quatre types de conditions météorologiques naturelles intéressantes. L'objectif est d'observer les effets de la pluie sur l'imagerie active. La Figure 78 illustre la chronologie des différentes séries de mesures faites avec la caméra. La première série sert de référence pour une observation avec un faible taux de pluie mais également avec des objets encore secs. La seconde série illustre un taux de pluie moyen. La troisième montre un taux de pluie faible mais l'environnement est humide et les mires toujours sèches car abritées. Et la dernière série illustre l'imagerie active par fort taux de pluie.

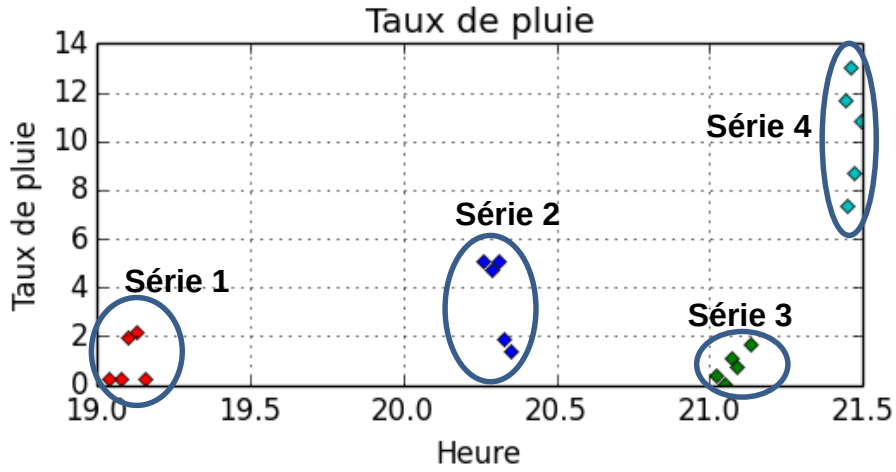


Figure 78. Chronologie des différentes séquences et des taux de pluie associés.

Un échantillon d'images représentatives de ces séries est montré en Figure 79. Ces quatre séries de mesures servent de base pour l'étude qui suit. Elles permettent non seulement d'illustrer l'impact de la pluie sur la transmission de la lumière mais également de montrer succinctement l'impact de la pluie sur des objets de matériaux différents (ex. murs en béton).

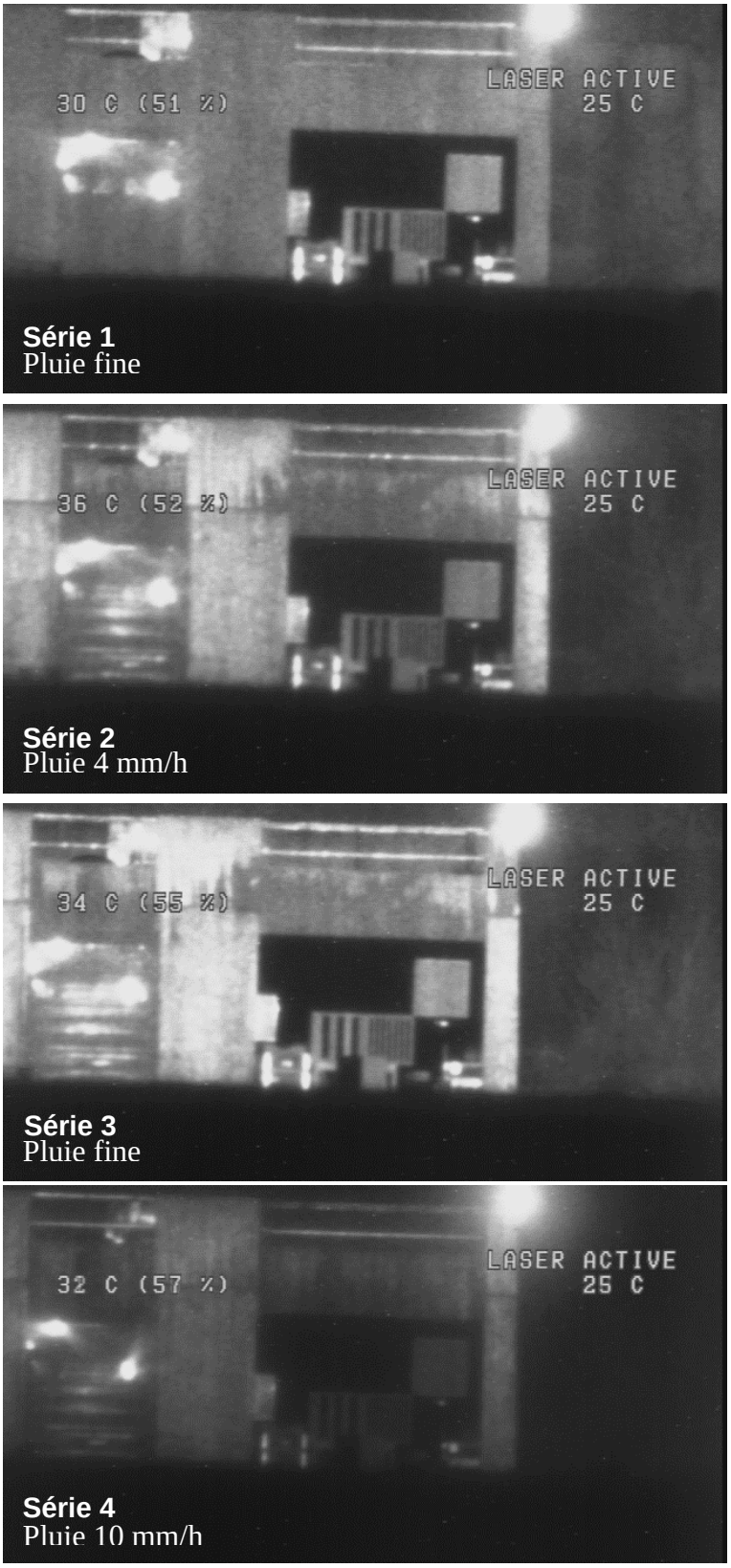


Figure 79. Images issues de l'ATV500 avec les différentes conditions météorilogique. Images traitées par accumulation.

4.1.2 Comparaison avec l'outil PERFIMA

L'imagerie active est par tout temps affectée par les grains de scintillations (*cf*. paragraphe 1.3.2) : il est important de considérer l'imagerie active associée avec son traitement d'image. Pour illustrer l'impact positif du traitement sur la portée du système, on effectue une première étude sur l'imagerie active sans traitement puis une seconde en ajoutant le traitement d'accumulation d'images qui est actuellement employé sur l'imageur MILPAT.

Estimations de la portée sans traitement d'images

Dans un premier temps, on effectue le calcul de portée avec l'outil PERFIMA pour l'ATV500 mais en excluant le gain apporté par l'accumulation d'images. Les estimations des performances pour chaque rôle de la DRI sont données en Figure 80

Le premier graphique montre la courbe de portée du système en fonction du taux de pluie. La courbe est calculée pour l'identification d'un objet d'un mètre de côté. Cela revient à distinguer les sept cycles d'une mire d'identification. Toutes configurations se situant dans la partie verte du graphique montrent qu'il est possible d'effectuer l'identification de l'objet. Ainsi, une mire située à 500 m et par un temps de pluie de 5 mm/h peut être identifiée. En revanche, une mire située à 1,2 km ne peut être identifiée par l'ATV 500 dans ces conditions.

Sur cette courbe de portée, nous avons ajouté les points correspondant aux essais terrains avec l'ATV500. Ces trois points rouges représentent la mire à sept cycles pour la configuration faible, moyenne et forte pluie. L'outil PERFIMA prédit qu'il est impossible pour l'ATV500 d'identifier la mire sur les images brutes. Cette prédiction est alors comparée avec les images réelles de la Figure 81. Sur ces images, on observe effectivement qu'il n'est pas possible de compter les sept cycles de la mire d'identification.

La même estimation est réalisée pour la portée de reconnaissance et de détection (respectivement 3 et 1 cycles). Pour la portée de reconnaissance, on observe que la mire 3 cycles peut être distinguée dans le cas d'une pluie faible et moyenne, en revanche au-delà de 7 mm/h, l'outil PERFIMA prédit que la mire ne peut plus être distinguée. Ces prédictions sont bien en accord avec les images réelles (Figure 81). Sur les trois premières images, il est possible de distinguer les 3 cycles.

Pour la détection, les résultats sont moins évidents. L'outil PERFIMA prédit correctement une détection pour un taux de pluie faible et moyen en revanche pour un taux de pluie de 10 mm/h et avec l'incertitude sur la mesure du taux de pluie, il n'est pas possible de savoir si la détection est possible ou non. Sur l'image de la Figure 81, on remarque qu'il est possible de distinguer la mire de détection mais qu'il est important de connaitre sa position au préalable. Ainsi, la prédiction fournie par l'outil PERFIMA envisage une possible détection, ce qui correspond bien aux observations.

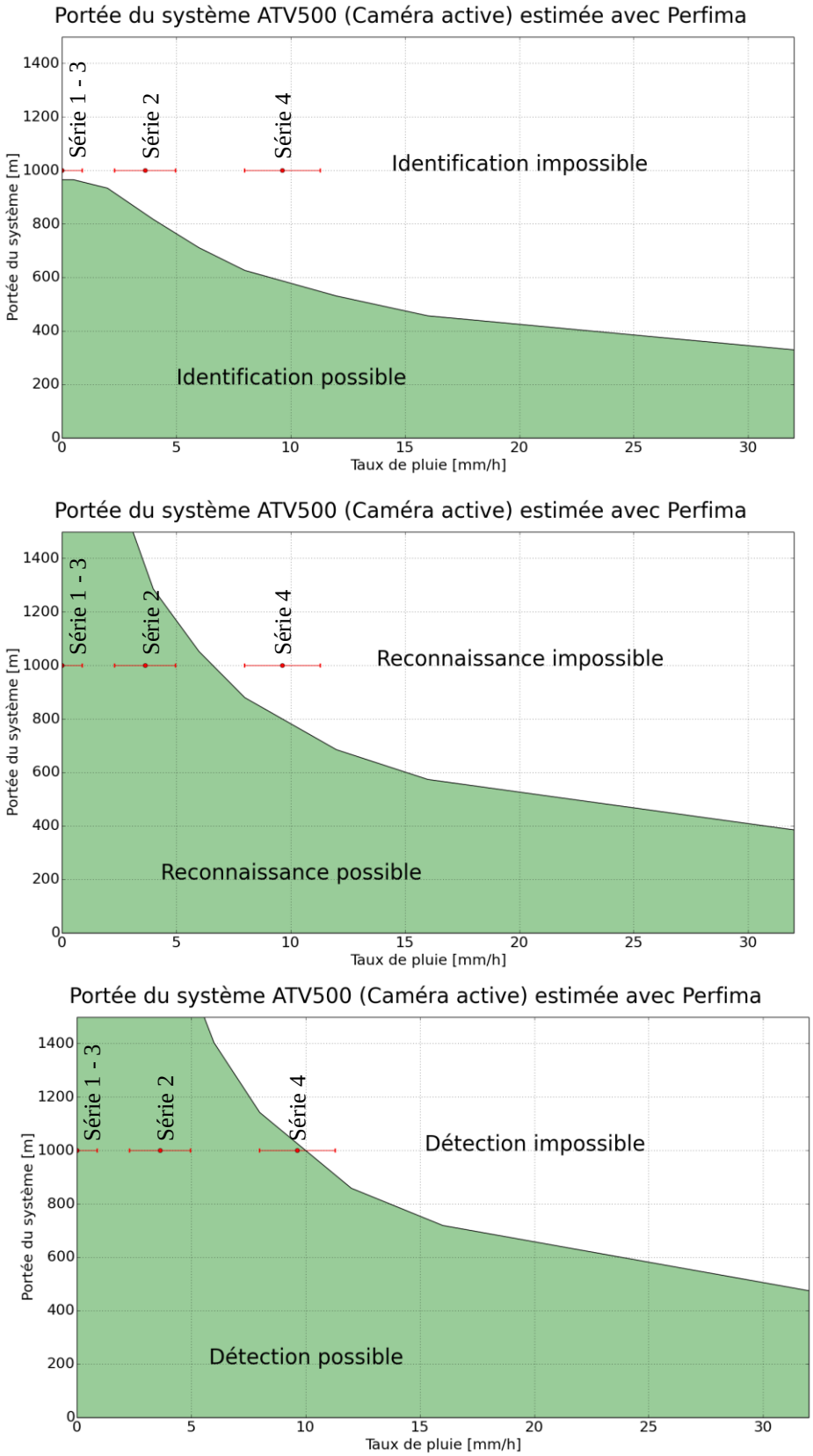


Figure 80. Estimation des portées de l'ATV500 sans traitement d'images. La mire 7 cycles correspond à l'identification, la mire 3 cycles correspond à la reconnaissance et la mire 1 cycle correspond à la détection. Les points rouges correspondent aux conditions météorologiques des différentes séries.

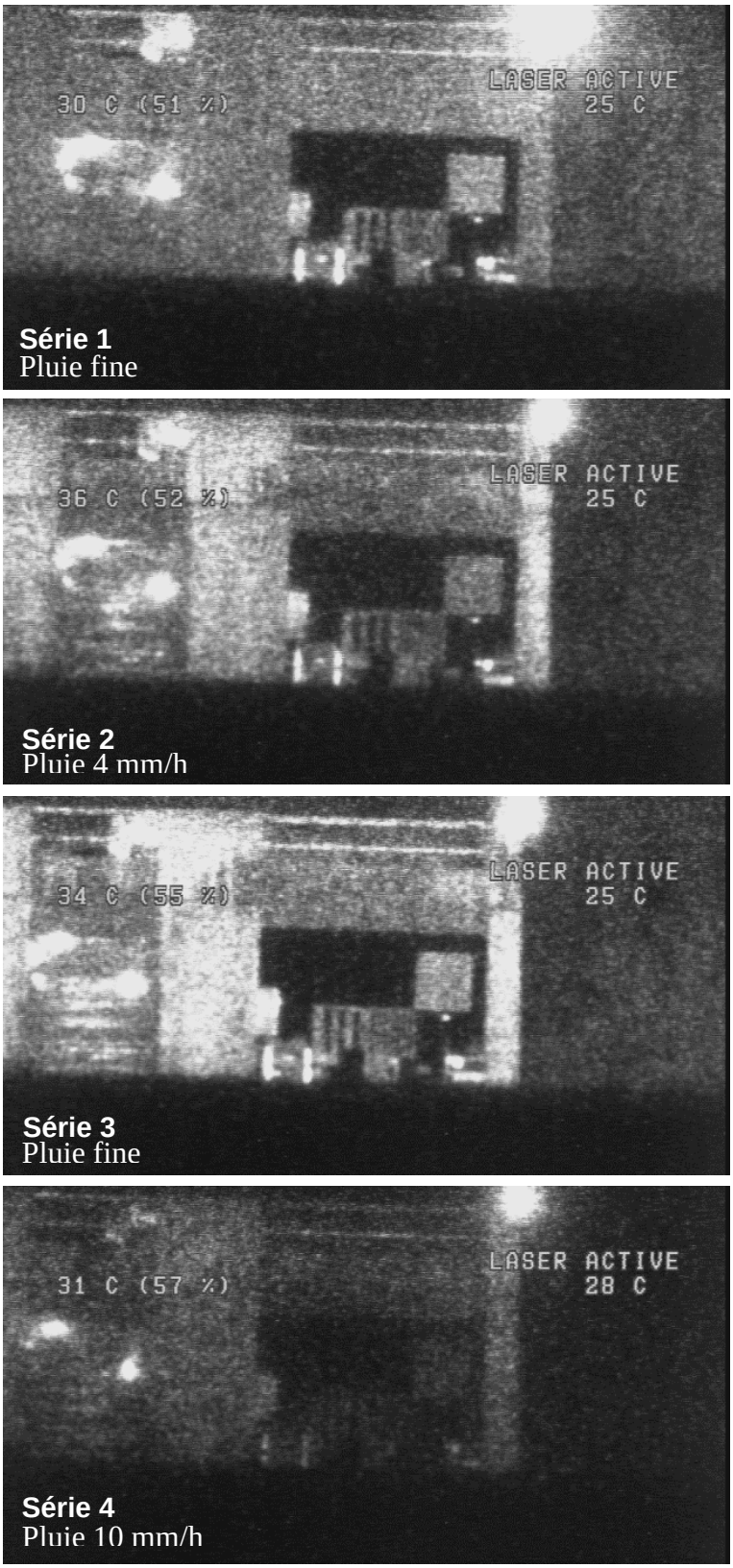


Figure 81. Images brutes prise par l'ATV500 en condition de pluie.

Cette étude nous montre que les estimations de l'outil PERFIMA sont correctes pour l'ATV500 et sans traitement d'images. Dans la suite nous allons inclure dans les prédictions la composante du traitement par accumulation d'images.

Estimation de la portée avec une accumulation d'images

En imagerie active, les images sont dégradées par la scintillation due à l'atmosphère quel que soit le temps. Cette scintillation gênante peut être atténuée par une accumulation d'images.

Ce traitement présente l'avantage d'être efficace. Il a été développé par SAGEM spécialement pour traiter les images de l'imagerie active. Il est particulièrement robuste au grain de scintillation. Dans son principe l'algorithme peut se résumer en trois étapes :

- Le recalage des images, consiste à supprimer le décalage entre deux images pour permettre une bonne superposition. Cette étape est critique en cas de mouvement de la camera ou simplement en cas de vibration sur la ligne de visée.
- l'accumulation (sommation), permet de fusionner les images de manière simpliste. Cette méthode permet de réduire les bruits indépendants d'une image à l'autre et donc d'augmenter le rapport signal sur bruit.
- l'amélioration du contraste local est une étape nécessaire pour la visualisation. Cela permet d'utiliser l'ensemble de la dynamique de l'image quand certaine images sont prises avec des niveaux de signal très faible.

Les images traitées par accumulation sont illustrées sur la Figure 82. Les images de gauche sont les images brutes et celles de droites sont les images accumulées. On remarque que sans pluie la mire d'identification devient parfaitement visible et par forte pluie, la mire de reconnaissance devient visible (en revanche, la mire d'identification est difficilement visible). Nous représentons également l'effet de l'accumulation d'images sur le bruit de l'imagerie active sur la Figure 83. La courbe bleue montre la réduction de la variance du bruit d'une zone normalement uniforme. On remarque qu'une accumulation optimale se situe autour de 10 images. Dans le cas des images de l'ATV500, l'accumulation s'effectue sur 20 images pour avoir une bonne suppression du bruit. Pour cet imageur, le traitement s'effectue à postériori. Le nombre d'images utilisé est peu contraint. En revanche, dans le cas de systèmes « temps réel » il est nécessaire de réduire ce nombre pour éviter les effets de latence et de rémanence. A titre d'exemple, l'imageur MILPAT utilise par défaut une accumulation sur 8 images.

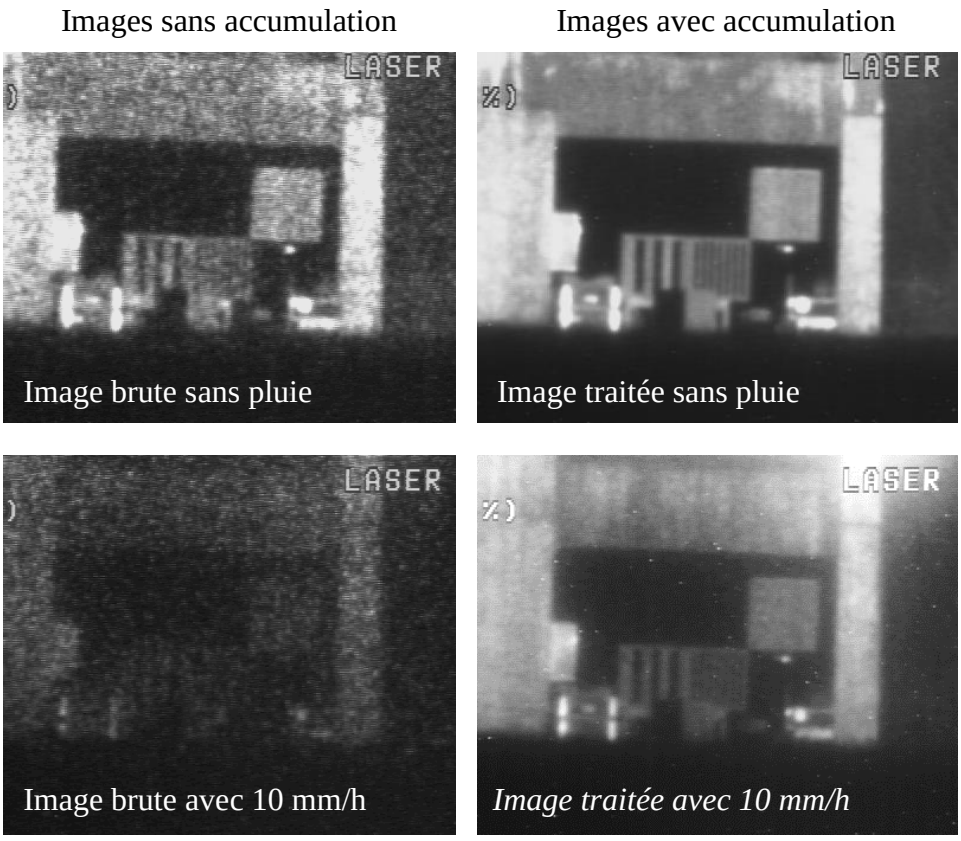


Figure 82. Effet de l'accumulation d'images sur l'imagerie active (ATV500).

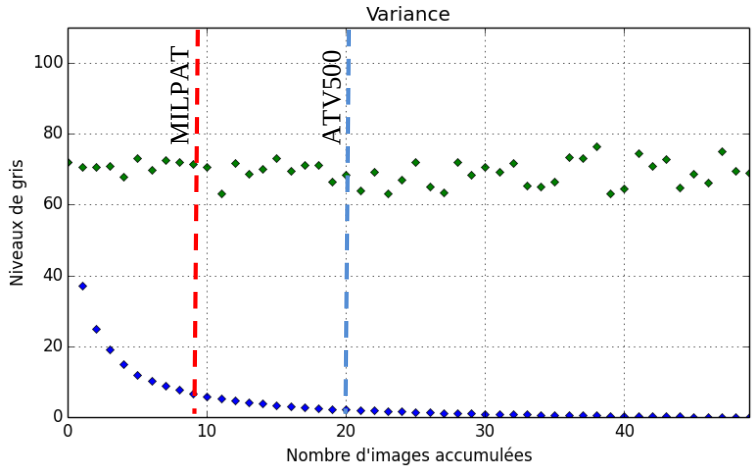


Figure 83. Effet de l'accumulation d'images sur le bruit de l'imagerie active (ATV500). En vert la variance sur chaque image et en bleu la variance en fonction du nombre d'images accumulées. Les lignes pointillées indiquent le nombre d'images accumulées pour l'imageur MILPAT (rouge) et pour l'ATV500 (bleu)

Nous illustrons sur la Figure 84 l'impact du traitement d'image sur les performances globales du système en estimant la portée selon les deux scénarios (avec ou sans traitement). On observe que sans pluie, la portée du système est multipliée par 1,5 grâce à l'accumulation d'images. Le gain devient plus faible quand le taux de pluie augmente. Pour un taux de pluie de 20 mm/h le gain n'est plus que de 13%.

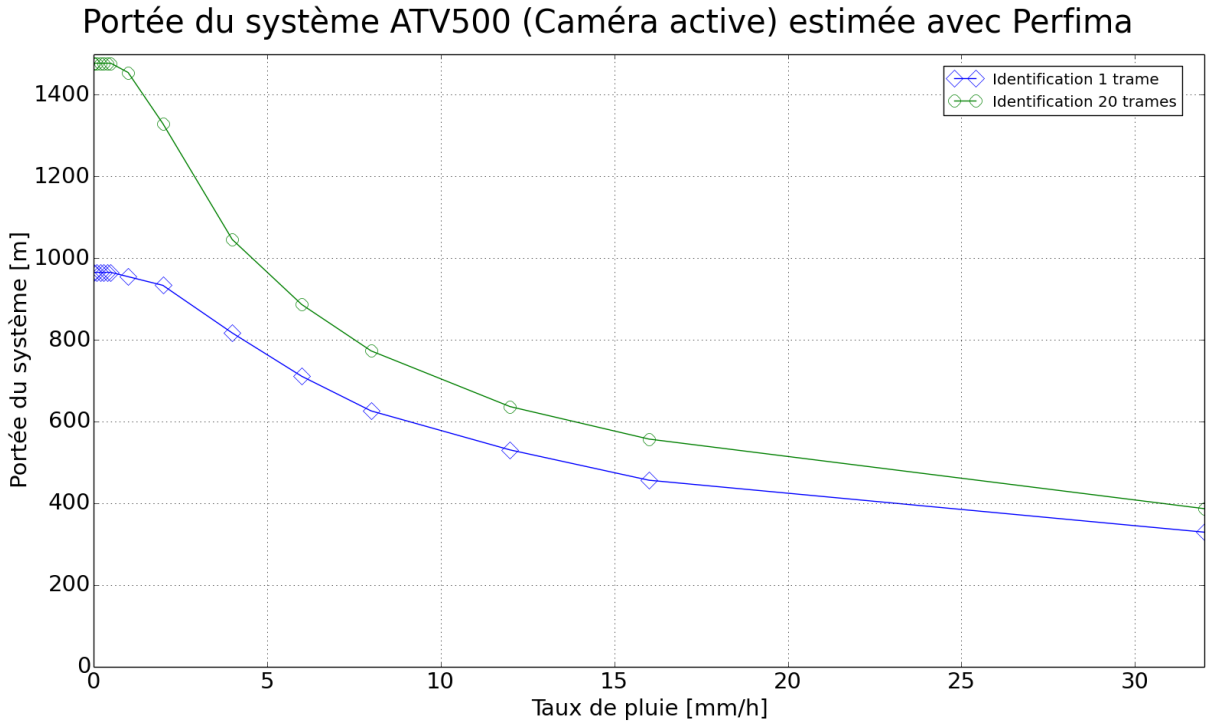


Figure 84. Comparaison de la portée d'identification avec et sans traitement d'images.

La Figure 85 représente les courbes de portée du système en fonction du taux de pluie et en appliquant le traitement d'images. Le calcul de portée montre que l'identification, la reconnaissance et la détection restent respectivement possibles en dessous de 5 mm/h, de 9 mm/h et de 12 mm/h. Les images acquises de la Figure 86 sont en accords avec les limites estimées. Pour l'identification avec 4 mm/h, on observe les barres de la mire. Pour la reconnaissance par forte pluie, la mire reste visible. En revanche les prédictions de l'outil PERFIMA deviennent perfectibles par rapport au taux de pluie.

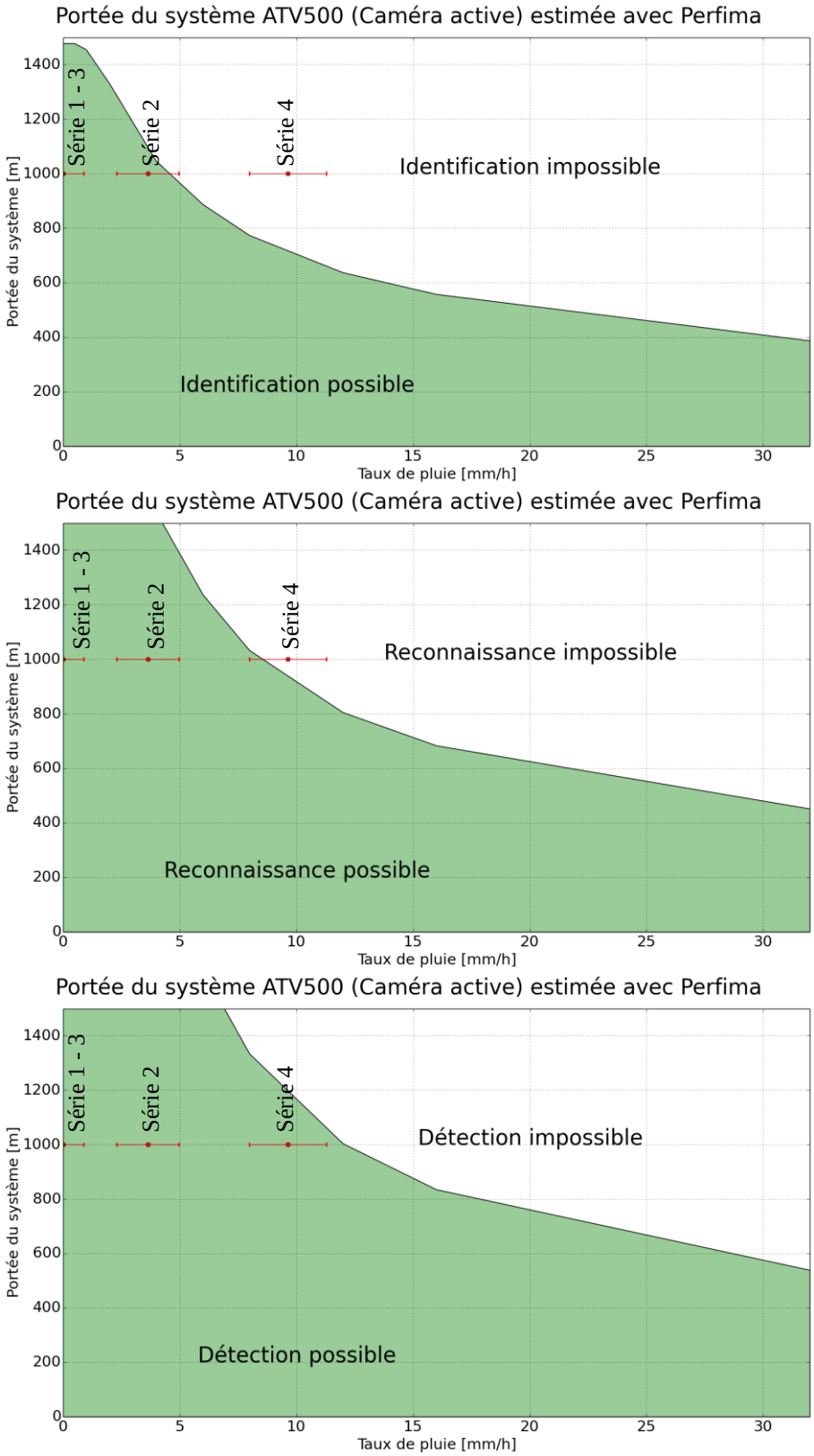


Figure 85. Estimation de la portée, avec l'outil PERFIMA, de la caméra active ATV500 après traitement d'images. Les portées sont pour une mire de 1 m de côté. La mire 7 cycles correspond à l'identification, la mire 3 barres correspond à la reconnaissance et la mire 1 cycle correspond à la détection. Les points rouges correspondent aux conditions météorologiques des différentes séries.

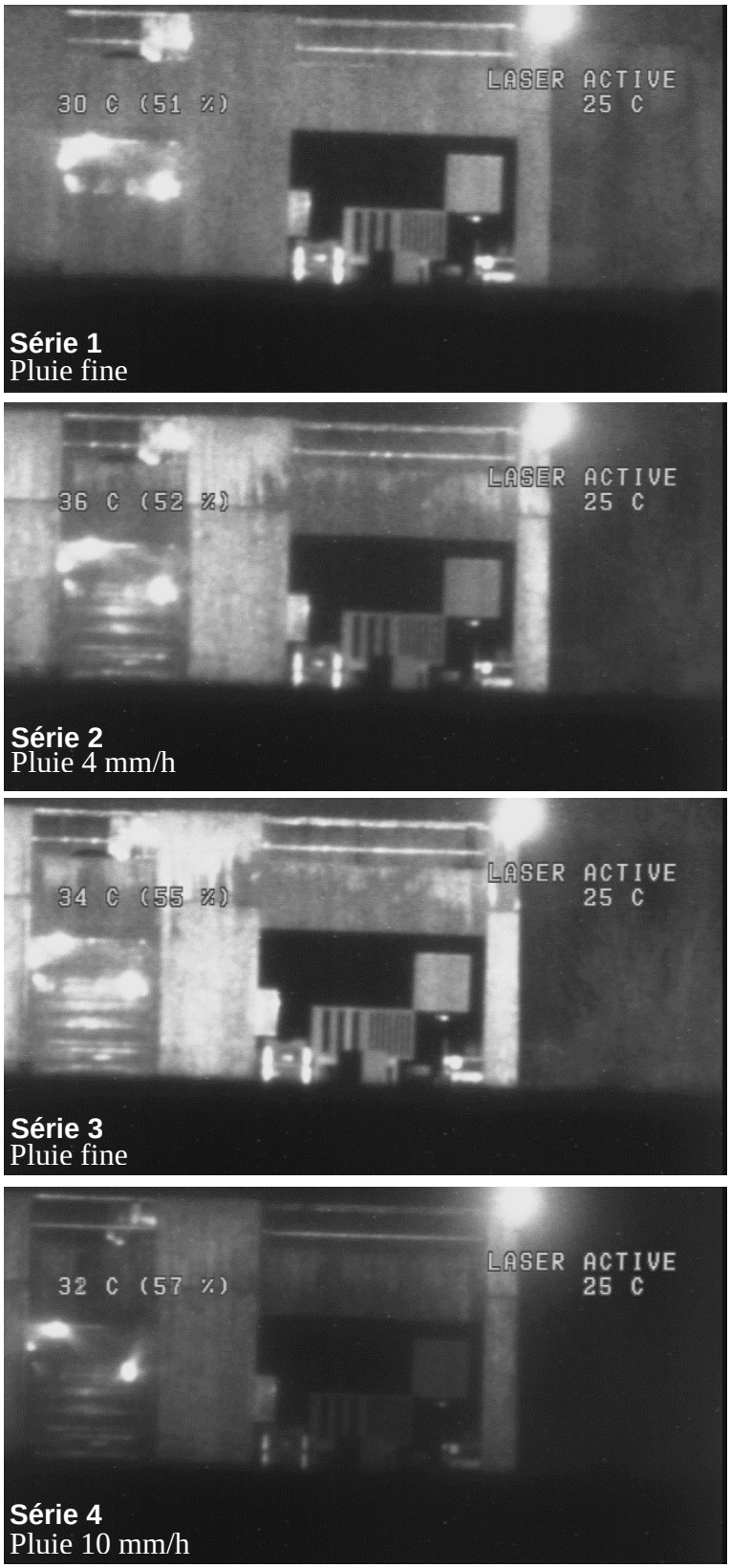


Figure 86. Images de l'ATV500 après traitement en condition de pluie.

4.1.3 Impact de la pluie sur les objets observés

L'outil PERFIMA ne prend en compte l'impact de la pluie sur le faisceau laser à l'aller et au retour. Pendant nos essais, nous avons observé des changements de comportement de certaines surfaces lorsque celles-ci sont mouillées. Par exemple, la Figure 87 illustre l'impact de la pluie sur une surface en béton et un store en plastique.

Nous observons que le béton sec (image série 1) est parfaitement uniforme. En revanche, lorsque celui-ci est humide, On observe des non-uniformités entre le béton des murs et le béton de la dalle du toit (image série 2). La différence porosité et de rugosité des surfaces des matériaux entraînent une perception différente sur les images acquises lors des essais. Le béton du toit est plus poreux et réfléchit peu le rayonnement laser. En revanche le béton des murs est plus lisse et absorbe moins d'eau. Il reflète plus de rayonnement laser.

Ces images illustrent également l'impact de la pluie sur la réflectivité d'un store du bâtiment (carré vert sur la Figure 87). Le store sec est uniforme au contraire du store humide. Le store humide fait apparaître des ondulations sur l'image. Par temps de pluie, une fine pellicule d'eau se dépose sur la surface générant une coefficient de réflexion de la lumière supérieur.

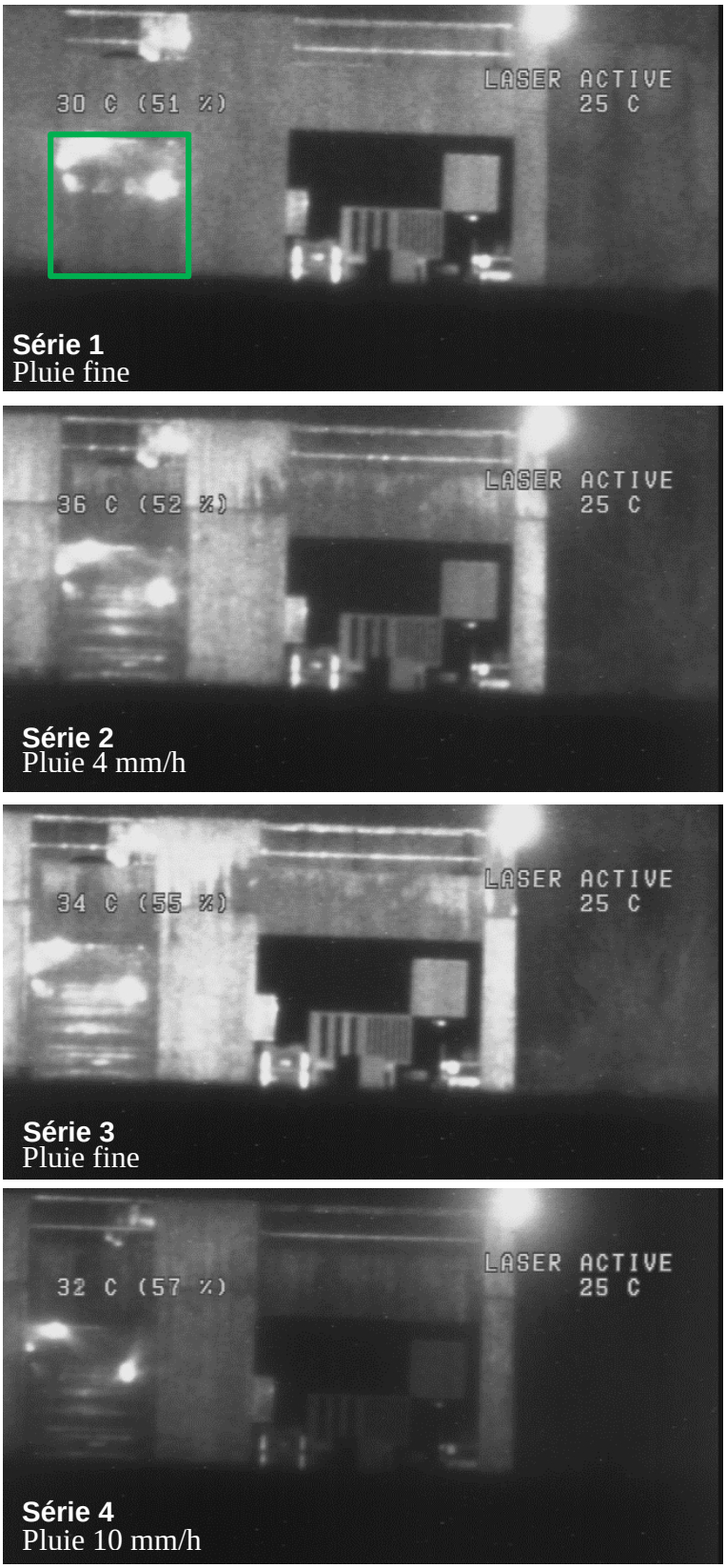


Figure 87. Images prises par l'ATV500 en condition de pluie illustrant l'impact sur le béton et les stores du bâtiment observé à 1 km de distance.

4.2 IMAGERIE ACTIVE A 1,5 UM ET IMAGERIE THERMIQUE (IMAGEUR MILPAT)

4.2.1 Configuration des expérimentations

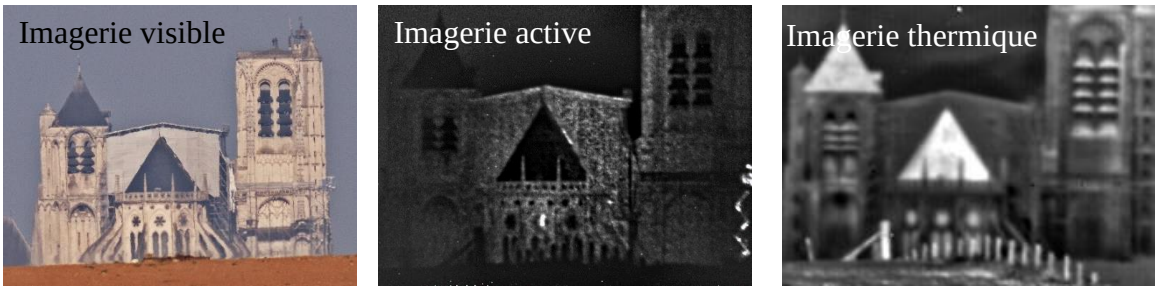
Le démonstrateur MILPAT (Module d'Imagerie Laser Pour les Applications Terrestres) est composé d'une caméra active et d'une caméra thermique. Il a été utilisé dans de nombreux essais terrain durant lesquels des images actives et thermiques ont été acquises pour être comparées.

Pendant les différents essais, la pluie naturelle n'a pas souvent été présente. Ces essais n'étant pas initialement dédiés à l'imagerie à travers la pluie, la plupart des données ont été acquise par temps clair. Quelques images représentatives ont été enregistrées et sont utilisées dans notre étude pour illustrer la validité de nos modèles.

Dans un premier temps, nous présentons la configuration des images utilisées pour illustrer les simulations. Dans un second temps, les images sont confrontées aux simulations à la fois de l'outil PERFIMA pour les images actives et de TRM3 pour les images thermiques (aspect analyse des performances).

La version de l'outil PERFIMA intègre les modèles développés dans les différents chapitres précédents. En revanche, l'intégration de la pluie dans TRM3 s'effectue à partir des paramètres d'entrées mis à notre disposition.

Les images acquises avec l'imageur MILPAT correspondent à la cathédrale de Bourges depuis le terrain d'essais (Figure 88). La cathédrale se situe à une distance de 6,5 km. L'imageur MILPAT a été utilisé conjointement entre SAGEM, THALES et la DGA Technique Terrestres (TT) sur le site d'essais de Bourges. Le premier objectif concernait la mise en œuvre sur une site instrumenté de systèmes de vision optroniques. Des images ont été acquises de jour comme de nuit. Une station météorologique était disponible sur le site (humidité, taux de pluie, turbulences atmosphériques, pression atmosphérique, vitesse du vent transverse).



(1) (2) (3)

Figure 88. Images de la cathédrale de Bourges. En visible (1), en imagerie active (2) et en imagerie thermique (3).

4.2.2 Comparaison avec l'outil PERFIMA (imagerie active)

Pour illustrer les capacités de l'outil PERFIMA, des images de la cathédrale de Bourges sont confrontées aux résultats de simulations des performances avec l'outil PERFIMA. Ces images (Figure 89) ont été prises à longue distance puisque la cathédrale se situe à plus de 6 km de l'instrument. Ces images montrent la cathédrale par temps clair et par temps de pluie. Pour suivre le même raisonnement que dans l'étude précédente avec l'ATV500, une estimation des performances est faite sans et avec traitement d'images.

Temps clair | Pluie à ~ 3 mm/h

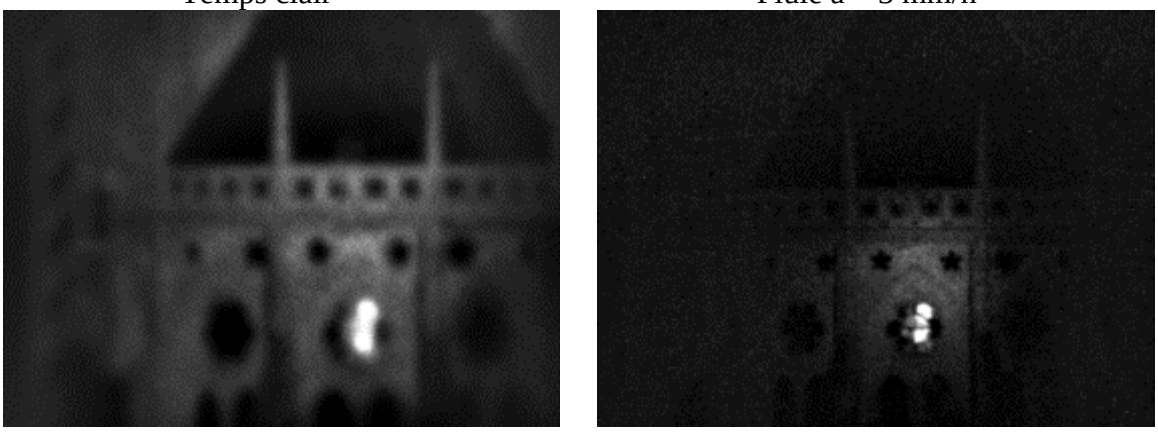


Figure 89. Images actives MILPAT de la cathédrale de Bourges par temps clair à gauche et par temps de pluie à droite. Amélioration de l'image par accumulation de 8 trames.

Estimation de la portée sans traitement d'images

Nous avons acquis une séquence d'images durant les essais avec l'instrument MILPAT par temps de pluie. Cette séquence permet d'illustrer un comportement à longue distance, 6.3 km, ce qui est proche de la portée maximale de MILPAT pour l'identification.

Les calculs de portée s'effectuent ici pour des mires de type OTAN de 2.3 m de côté. Les résultats sont illustrés sur la Figure 90. Ces calculs montrent que l'identification à une distance de 6 km n'est pas possible à partir des images brutes de la caméra active de MILPAT. Pour la détection et la reconnaissance par temps de pluie on remarque que le résultat est entaché par l'incertitude sur la mesure du taux de pluie : la reconnaissance et la détection seront difficiles.

Les images acquises par MILPAT et correspondantes sont montrées en Figure 91. Par temps clair, on remarque que les motifs sur la cathédrale sont difficiles à résoudre. Le point lumineux au milieu des vitraux et les flèches de la corniche ressortent clairement de l'image. La réflexion est de type spéculaire sur les vitraux : une grande partie de l'énergie reçue par ce matériau est rétrodiffusée vers le capteur. Nous observons également les limites ou le domaine de validité de l'outil PERFIMA. Notre code ne prend pas en compte l'effet de « silhouétage » qui apparaît en imagerie active. Cet effet permet de facilement distinguer, en fonction de la position de la fenêtre temporelle du capteur, un objet positionné en avant de l'arrière-plan : les flèches de la cathédrale se distinguent clairement. L'effet d'optiques pointées n'est pas considéré avec l'outil PERFIMA. En imagerie active, cet effet permet de distinguer très facilement tous les systèmes d'imagerie dirigés vers la caméra. Ici, le vitrail se comporte comme une optique pointée et renvoie une grande partie de l'énergie laser vers le système.

Par temps de pluie, seul le vitrail reste visible dans l'image. Les autres des détails ne sont pas perceptibles car noyés dans le bruit de l'image.

Ces simulations montrent que l'outil PERFIMA permet de prédire correctement les performances de l'instrument MILPAT, mais qu'il faut faire attention aux phénomènes de silhouettage et d'optiques pointés.

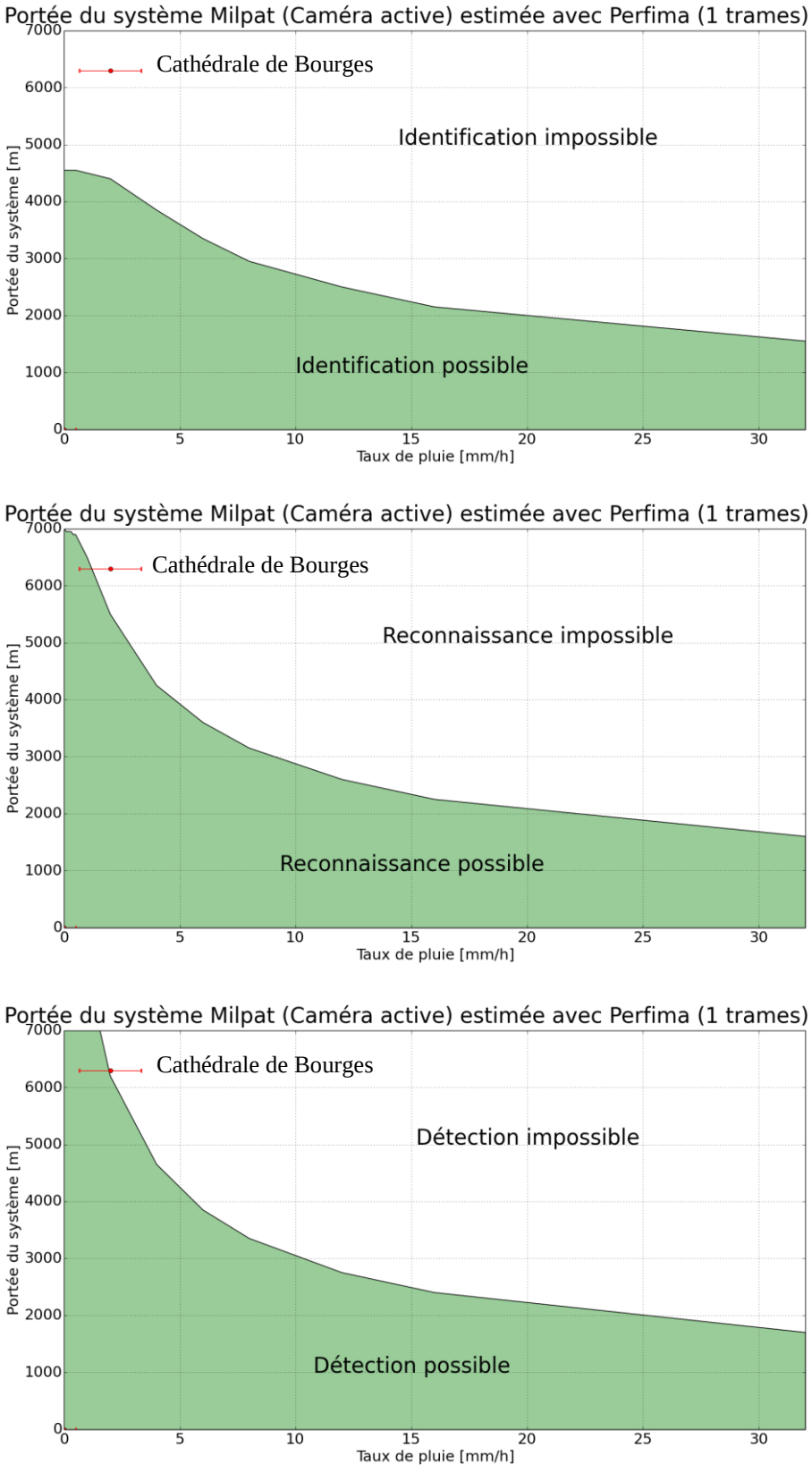


Figure 90. Estimation de la portée sans traitement d'images de la caméra active du système MILPAT avec l'outil PERFIMA. La DRI est calculée pour une mire de 2,3 m de côté.

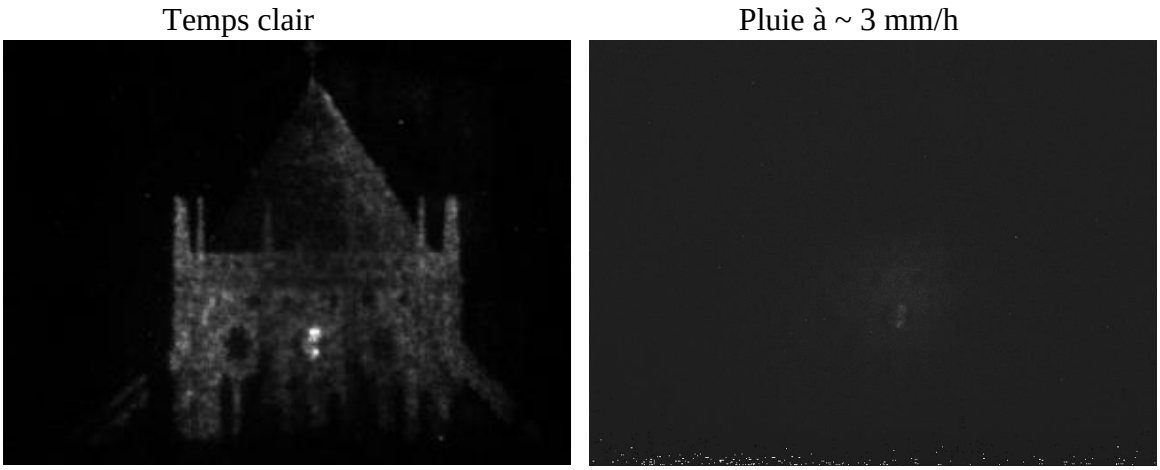


Figure 91. Images brutes acquises avec le système MILPAT par temps clair à gauche et en condition de pluie à droite.

Estimation de la portée avec accumulation d'images

L'imagerie active est généralement associée à un traitement d'images car les images brutes sont perturbées par la scintillation engendrée par l'atmosphère traversée par le faisceau laser. On estime la portée de l'imageur en considérant le traitement d'images utilisé par défaut. Il consiste en une accumulation flottante sur 8 images successives. À partir de ces paramètres, la portée est estimée en Figure 92 en utilisant nos outils de simulations. Ces figures montrent que l'identification est difficile mais que la reconnaissance et de la détection à cette distance reste possible.

Les images acquises avec l'instrument MILPAT sont montrées en Figure 93. Par temps clair, on observe qu'il est possible de distinguer les motifs sur les murs de la cathédrale. La DRI est possible à 6,3 km par temps clair. Par temps de pluie, l'image devient plus nette que par temps clair : il est possible de distinguer la forme des motifs en étoile. Bien que les prédictions de l'outil PERFIMA soient justes avec les paramètres entrés, ces simulations ne prennent pas en compte l'impact de la pluie sur la turbulence. Par temps de pluie, les turbulences chutent et présentent un paramètre d'indice (Cn^2) de $5\ 10^{-15}\ m^{-2/3}$. Cette valeur de turbulence est souvent observée durant les essais MILPAT. Nous adoptons cette valeur pour nos estimations par temps de pluie. Cette hypothèse nécessite une validation plus poussée.

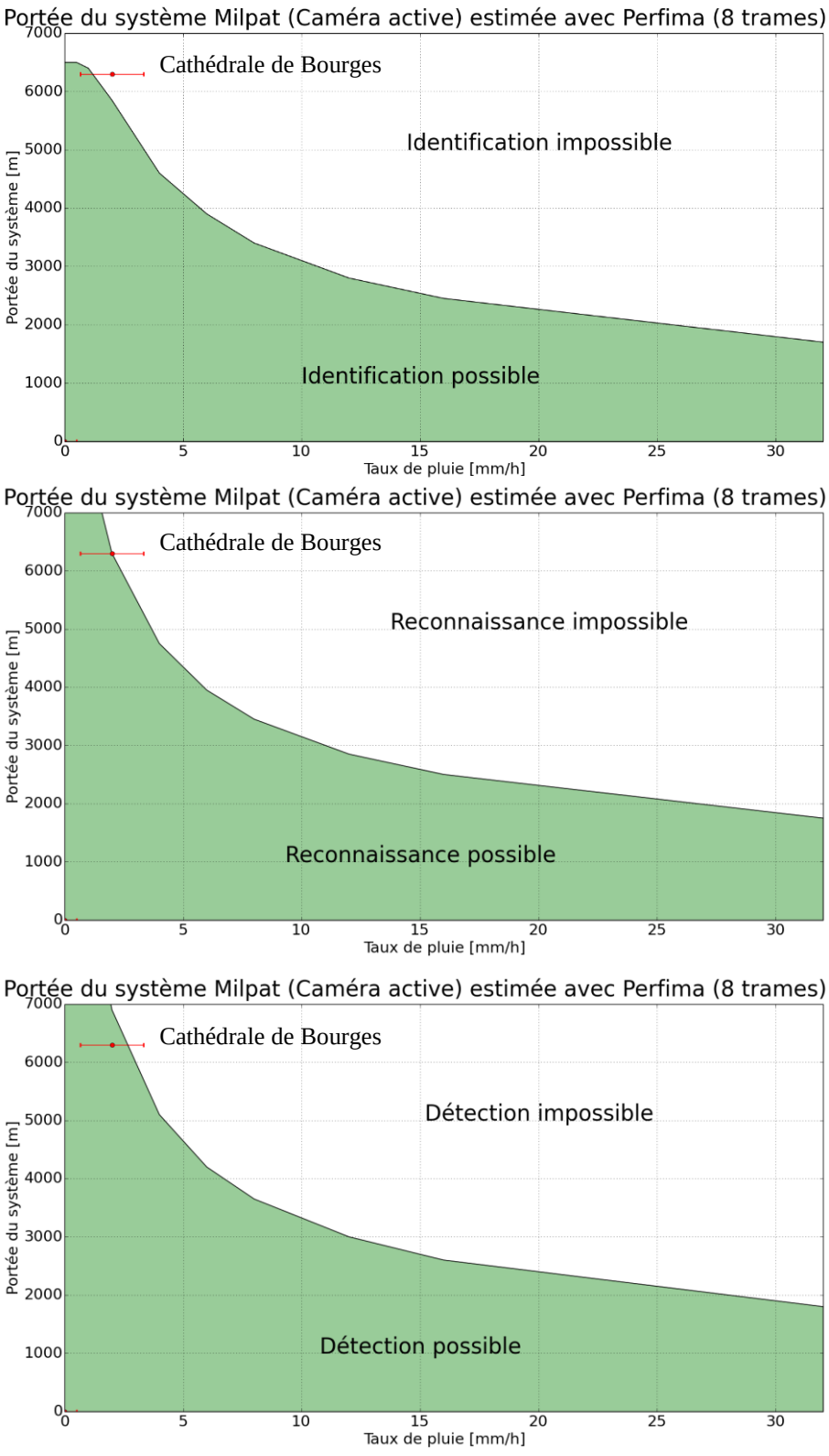


Figure 92. Estimation de la portée après traitement d'images de la caméra active du système MILPAT avec l'outil PERFIMA. L'indentification est pour une mire de 2,3m de côté. Le traitement est une accumulation sur 8 images.

Temps clair Pluie à ~ 3 mm/h

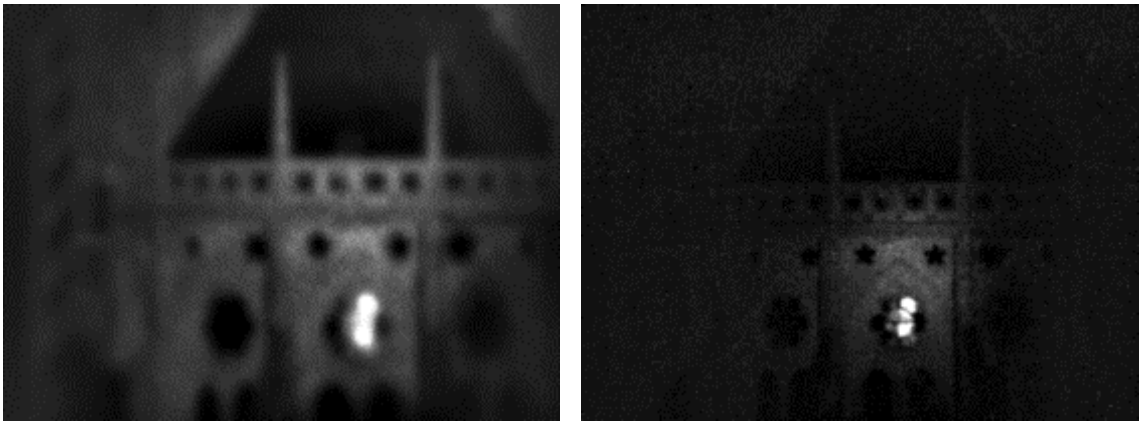


Figure 93. Images MILPAT actives de la cathédrale de Bourges par temps clair à gauche et par temps de pluie à droite. Amélioration de la qualité de l'image par accumulation de 8 trames successives.

4.2.3 Comparaison avec l'outil TRM3 (imagerie thermique)

De manière similaire au cas précédent (imagerie active), les performances des systèmes imageur (caméra thermiques) sont estimées avec TRM3 [100][101]. La Figure 94 montre les images de la cathédrale par temps clair et par temps de pluie avec un taux de pluie estimé à ~ 3 mm/h. On note que la cathédrale est bien visible par temps clair mais masquée par temps de pluie. La cathédrale est tout de même visible par temps de pluie : la Figure 95 illustre l'application d'une correction du contraste exagérée sur l'image initiale.

Temps clair Pluie à ~ 3 mm/h

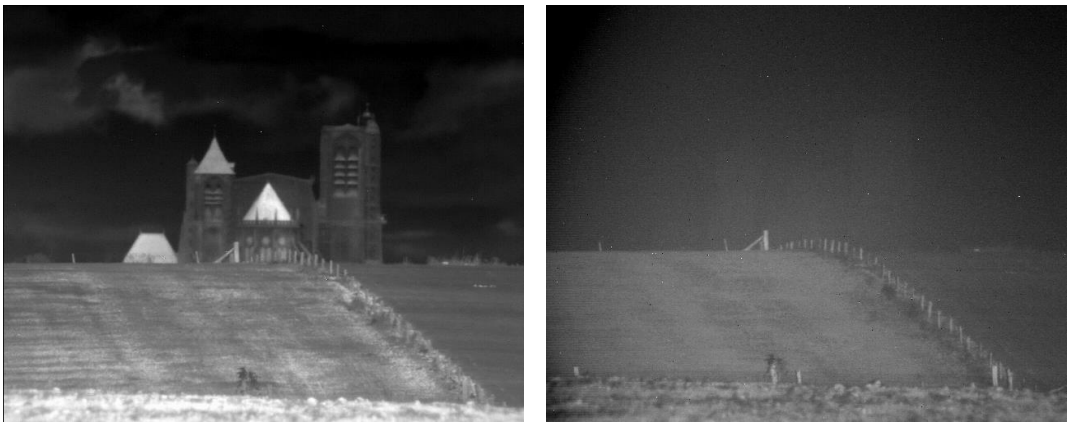


Figure 94. Images thermique acquise avec l'instrument MILPAT (capteur thermique) de la cathédrale de Bourges par temps clair à gauche et par temps de pluie à droite.

Figure 95. Images thermique acquise avec l'instrument MILPAT (capteur thermique) de la Cathédrale de Bourges par temps de pluie et avec l'application d'une augmentation de contraste.

Les calculs de TRM3 sont illustrés en Figure 96. Ces courbes montrent la portée de DRI de la caméra thermique de l'instrument MILPAT en fonction du taux de pluie. L'objet identifié est toujours une mire de 2,3 m de côté (Mire type OTAN). Le cas de la cathédrale est illustré par un point rouge avec une barre d'erreur sur l'estimation du taux de pluie.

Le code TRM3 prédit correctement une détection d'objets au niveau de la cathédrale par temps clair. Cette détection est illustrée par la distinction des vitraux de la cathédrale. Cependant, on remarque que le codeTRM3 ne prédit pas la chute de performance par temps de pluie. Cette erreur d'estimation est due aux changements des caractéristiques de la cible par temps de pluie. La pluie ne réduit pas seulement la transmission ou la luminance de trajet, elle modifie également la température des objets : cette différence n'est pas prise en compte dans nos simulations avec le code TRM3. Pour correctement estimer la portée de l'imagerie thermique par temps de pluie, il est donc important de prédire les changements atmosphériques engendrés par la pluie mais également les changements au niveau de la cible et notamment de la température de ses matériaux. Pendant nos essais, nous n'avons pas eu la possibilité de mettre en œuvre des cibles thermiques calibrées pour vérifier cette dépendance. Il est donc préconisé d'installer de telles cibles sur le terrain lors des prochains essais d'opportunité réalisés avec l'imageur MILPAT de la DGA.

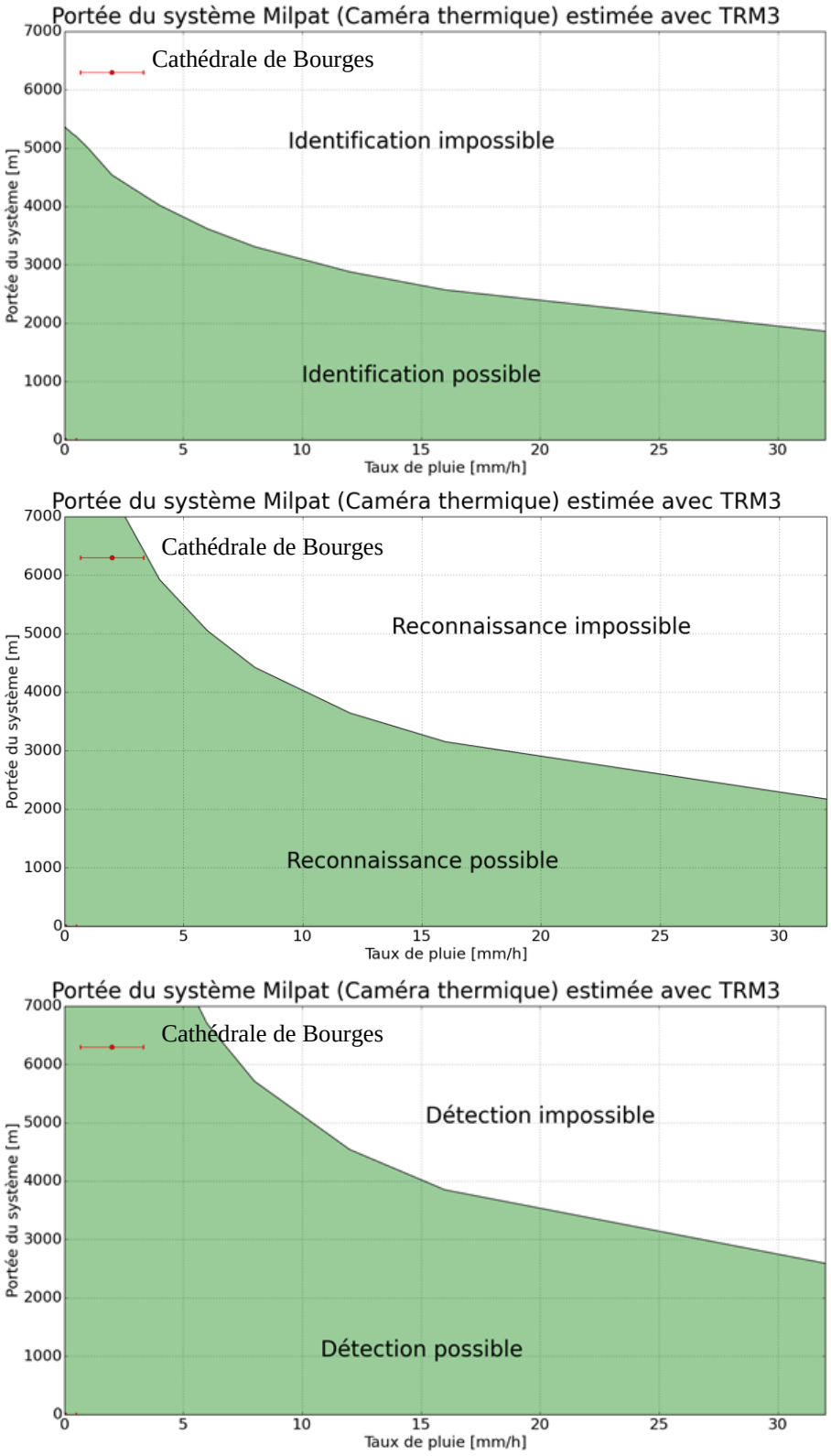


Figure 96. Estimation de la portée de la caméra thermique du système MILPAT avec le code TRM3 [100] [101] . L'indentification est effectué pour une mire de 2,3 m de côté.

4.3 ESTIMATION DE L'EFFET DE LA RETRODIFFUSION SUR LA PORTEE

Lors de nos simulations préliminaires avec l'outil PERFIMA, l'impact de la rétrodiffusion a été observé. La rétrodiffusion n'engendre pas réellement une réduction de la portée du système mais génère plutôt une zone aveugle proche du détecteur. Sa taille dépend du taux de pluie et du temps d'intégration du détecteur. Elle s'étend jusqu'à 1 km.

Ce résultat permet de montrer l'intérêt d'un système bistatique : l'écartement entre la source et le détecteur permet d'éliminer naturellement les premiers mètres lors de la réalisation des images. On supprime ainsi tout ou partie de la rétrodiffusion. La Figure 97 illustre la distance de « *gating* » équivalente au cas bistatique. Un écartement de 4 m entre la source et le détecteur correspond à un « *gating* » des 200 premiers mètres. L'inconvénient réside dans l'encombrement d'un tel système imageur mais celui-ci peut alors être morcelé.

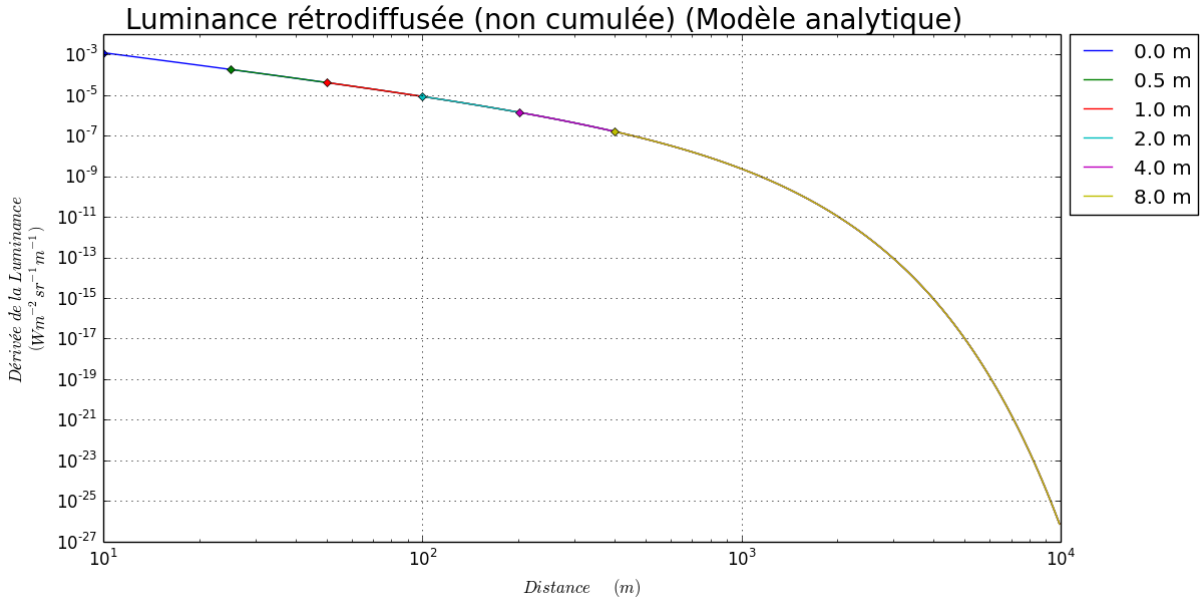


Figure 97. Luminance rétrodiffusée par la pluie en fonction de l'écartement entre la source et le détecteur. Le taux de pluie est de 16 mm/h et le faisceau est de forme circulaire top-hat avec une divergence de 10 mrad.

4.4 SYNTHESE SUR LES EXPERIEMENTATIONS ET LA COMPARAISON AVEC LES PREDICTIONS DES MODELES

Durant cette d nous avons mis en parallèle les modèles développés (le code PERFIMA) et existant (TRM3) avec nos mesures expérimentales. La comparaison s'est effectuée sur le calcul de portée permettant de connaitre les performances générales d'un système. Nous avons dans un premier temps comparé des imageurs actifs (ATV500 d'Obzerv et l'imageur MILPAT appartenant à la DGA) avec l'outil PERFIMA développé par SAGEM et amélioré avec les modèles développés spécifique à la pluie. Dans un second temps, nous avons confronté un imageur thermique (Caméra thermique du système MILPAT) avec TRM3 qui est un logiciel commercial.

Le modèle de prédiction de l'outil PERFIMA estime correctement la portée des systèmes par temps de pluie. Certains effets comme le silhouettage, la détection d'optiques pointées ou la réduction des turbulences par temps de pluie ne sont pas encore finement pris en compte. Le

code TRM3 en revanche ne permet pas dans l'état actuel de prédire les performances des systèmes thermiques par temps de pluie car ce logiciel ne tient pas compte de tous les effets de la pluie. Le refroidissement des matériaux semble un effet très important à prendre en compte mais sa modélisation dépend de nombreux paramètres : par exemples, le toit d'un bâtiment ou le capot d'un véhicule en fonctionnement ne se refroidissent pas de manière similaire. Pour prendre en compte ces modifications, il est nécessaire d'utiliser des lois de comportement et de bien caractériser les propriétés thermo-optiques des objets. Notons que ces considérations ne rentrent pas forcément dans le domaine d'application des codes d'estimation de performances qui doivent présenter des résultats génériques.

Les modèles de prédictions des performances sont encore perfectibles. Il est important de les comparer avec des essais terrains. Dans ce cas, il est parfois difficile d'estimer certains paramètres. Par exemple, la mesure du taux de pluie est parfois approximative. Les estimations des performances ne peuvent donc pas refléter correctement les performances réelles des systèmes imageurs. Nos estimations se limitent à des prédictions de comportements.

La Figure 98 compare finalement les estimations de performance de l'imagerie thermique et active pour le système MILPAT. Cette courbe montre que pour une scène ne subissant pas de refroidissement par la pluie, l'imagerie thermique semble subir moins de dégradations que l'imagerie active à grande distance (au-delà de 10 km). Cette conclusion est à corréler avec l'hypothèse faite sur l'état des objets. Dans la réalité, pour des cibles subissant un refroidissement par la pluie, l'imagerie thermique présentera de moins bonnes performances que l'imagerie active.

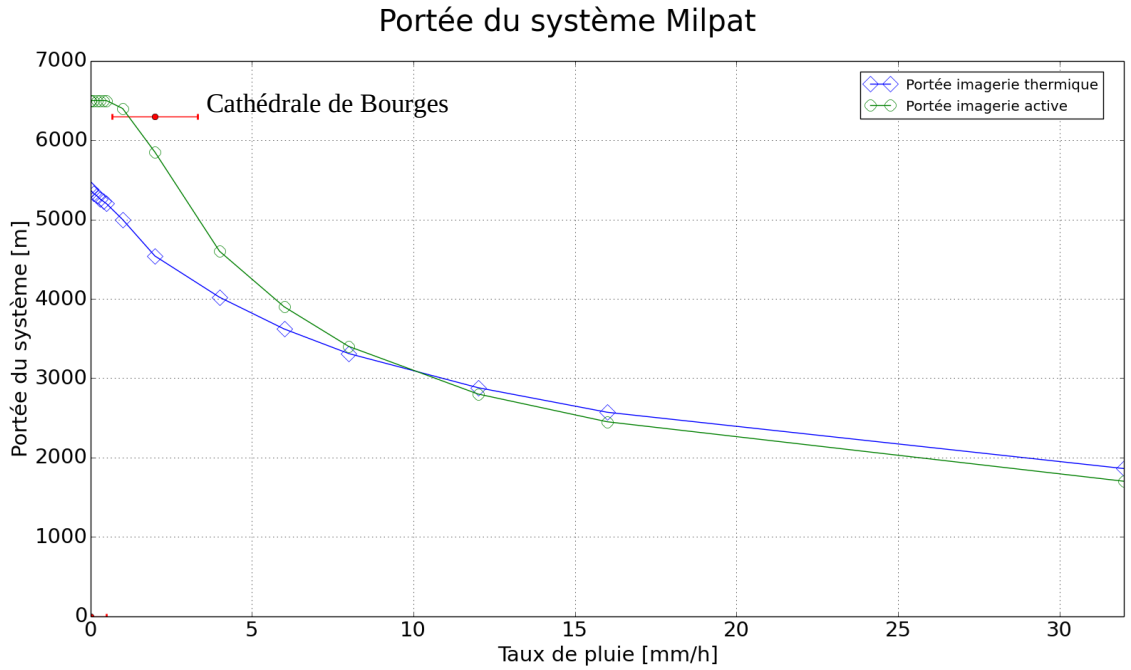


Figure 98. Comparaison des portées d'identification entre la caméra thermique et la caméra active de l'instrument MILPAT.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4

[100] WITTENSTEIN, Wolfgang. Thermal range model TRM3. In : SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation. International Society for Optics and Photonics, 1998. p. 413-424.
[101] BIJL, Piet, HOGERVORST, Maarten A., et VALETON, J. Mathieu. TOD, NVTherm, and TRM3 model calculations: a comparison. In : AeroSense 2002. International Society for Optics and Photonics, 2002. p. 51-62.
[102] http://www.obzerv.com/
[103] Robert, EK et KARP, Jonas. Development of a Handheld Night Vision System. 2009.
[104] Obzerv ATV-500 system specifications
[105] RIVIERE, N., CEOLATO, R., et HESPEL, L.. Polarimetric and angular light-scattering from dense media: Comparison of a vectorial radiative transfer model with analytical, stochastic and experimental approaches. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2013, vol. 131, p. 88-94.

-

- Conclusion et perspectives

Au cours de cette étude, nous avons illustré l'impact des mauvaises conditions météorologiques et plus particulièrement celle de la pluie dans un contexte de surveillance longue portée. Nous nous sommes intéressés à l'effet des gouttes de pluie sur les rayonnements du visible à l'infrarouge thermique pour quantifier les dégradations engendrées sur les performances des systèmes d'imagerie actifs et thermiques. Dans un premier temps nous avons étudié la pluie et ses caractéristiques intrinsèques. Nous avons développé des modèles physiques fins et des modèles comportementaux permettant des applications industrielles. Finalement, les modèles intégrés dans des logiciels de calcul de portée sont confrontés à des données expérimentales.

La première étape de l'étude a consisté à développer un code de simulation physique permettant de modéliser la propagation de la lumière à travers un milieu diffusant. Pour obtenir un code fiable et réaliste, nous avons utilisé le principe de Monte-Carlo et du « *raytracing* ». Ce code ISAAC est relativement simple à mettre en place dans son principe. Nous avons développé le cœur de simulation et l'environnement. Le code ISAAC permet de suivre des rayons dans un environnement constitué de géométries simples. Nous avons également accès à certaines propriétés comme la polarisation dans le temps (donc sur le parcours optiques) et à chaque interaction. Le code ISAAC est capable de modéliser un milieu diffusant quelconque de deux manières différentes.

Une première modélisation du milieu diffusant consiste à générer la position aléatoire des particules (ici des gouttes de pluie) dans l'espace. La trajectoire (ou chemin optique) est constitué de proche en proche après chaque interaction avec une goutte. Cette simulation introduit l'aspect particulaire du milieu puisque chaque goutte de pluie est modélisée. Le nombre de particules nécessaire pour la modélisation d'un parcours de plusieurs kilomètres devient rapidement important pour les ressources de calculs utilisées : les temps de calcul et l'espace mémoire sont conséquents. Pour pallier à ce problème, nous avons adopté une seconde méthode de modélisation utilisée pour les grandes distances et les grands volumes. Cette méthode consiste à introduire le libre parcours moyen d'un photon dans le milieu diffusant. Il n'est plus nécessaire de générer un nuage complet de gouttes statiques. Il suffit de calculer la distance avant la prochaine interaction. Le code ISAAC permet de simuler un milieu diffusant pour de grands volumes et avec des temps de calculs accessibles (de quelques minutes à quelques heures en fonction des simulations).

Pour évaluer l'impact de la pluie, il est nécessaire de connaître les caractéristiques de la pluie et de la modéliser en tant qu'objet dans le code ISAAC. Les informations nécessaires à la modélisation d'un milieu diffusant pour notre code se résument : à la concentration en particules, à leur forme et à leur indice de réfraction. La concentration en gouttes permet de connaître le nombre de particules par unité de volume mais également leur distribution en taille. La forme des particules et l'indice de réfraction définissent l'interaction entre la lumière et la particule. À partir de ces informations, le code ISAAC simule l'interaction entre un faisceau laser et un volume de pluie. Nous avons retrouvé des phénomènes connus comme l'arc-en-ciel.

Le code ISAAC est utilisé pour estimer l'impact de la pluie sur la chaîne d'acquisition des images actives et thermiques. Les phénomènes mis en jeu sont classés en trois catégories : *(i)* les phénomènes communs à l'imagerie active et à l'imagerie thermique, *(ii)* les phénomènes propres à l'imagerie active et *(iii)* les phénomènes propres à l'imagerie thermique.

Nous constatons en premier lieu la réduction de la transmission optique par la pluie. La transmission est prise en compte dans les codes de simulation et constitue le premier des paramètres à connaître lorsque l'on caractérise un milieu. Dans notre étude nous avons pu illustrer différents modèles simples

reliant la transmission atmosphérique au taux de pluie mesuré. La transmission est indépendante de la longueur d'onde (du visible à l'infrarouge). L'impact de la pluie sur la transmission présente un effet plus important pour l'imagerie active que pour l'imagerie thermique. En effet, la lumière en imagerie active doit parcourir un chemin optique allant de la source vers l'objet puis de l'objet vers le détecteur. En imagerie thermique, le trajet s'effectue seulement entre l'objet et le détecteur. Le deuxième phénomène commun aux deux technologies est l'élargissement de la réponse impulsionnelle à travers la pluie. Notre étude n'a pas pu conclure sur cet effet. Car l'élargissement est très faible et ne peut être séparé du bruit de simulation. Cet élargissement (estimé à 4% dans le scénario le moins favorable) représente un impact négligeable sur l'imagerie thermique et l'imagerie active en comparaison à d'autres phénomènes comme la turbulence atmosphérique.

L'effet propre à l'imagerie active est la diffusion de la lumière par les particules. L'imagerie active utilise une source de lumière (laser) sensible à la rétrodiffusion par les particules de pluie. Ce phénomène n'a pas été particulièrement étudié dans le cadre de l'imagerie laser. Le fenêtrage temporel (ou *gating*) en imagerie active permet de s'affranchir de la rétrodiffusion dans la majorité des cas. Notre étude s'est intéressée à la rétrodiffusion pour vérifier si un fenêtrage temporel très performant est nécessaire et pour savoir s'il était possible de remplacer la porte temporelle par un écartement entre la source et le détecteur. Nous avons développé des modèles permettant d'estimer la rétrodiffusion de manière précise et rapide. Nous avons également montré qu'un écartement entre la source et le détecteur permet une forte réduction de l'impact de la rétrodiffusion (fonction de la divergence laser du système).

En imagerie thermique, le système est perturbé par la luminance de trajet. Ce phénomène provient de l'émission d'un rayonnement thermique propre aux gouttes de pluie. La luminance de trajet a pour conséquence l'apparition d'un flux parasite sur l'ensemble de l'image qui perturbe et limite la dynamique globale du système. La luminance de trajet est bien connue en imagerie thermique, mais il était nécessaire de connaître sa paramétrisation par temps de pluie. Nous avons retrouvé la loi générale utilisée dans des logiciels comme TRM3. Nous avons identifié les paramètres qui correspondent à la pluie et non plus à un milieu atmosphérique générique. Désormais, nous pouvons configurer cette loi de manière adéquate dans les logiciels « commerciaux ».

Les modèles de prédictions des performances comme TRM3 pour l'imagerie thermique et le code PERFIMA pour l'imagerie active fonctionnent bien en présence de conditions dégagées. L'ajout de nouveaux modèles comportementaux réalisés lors de cette étude nous a permis d'étendre le domaine de validité du code PERFIMA et de mieux comprendre le fonctionnement du code TRM3. L'estimation des performances par temps de pluie est sujette à des erreurs importantes dues soit à la variabilité de la pluie soit aux approximations que nous avons faites.

La mesure du taux de pluie est déjà une moyenne temporelle locale dans la plupart des cas. L'écart entre le taux de pluie réel le long du chemin optique et la mesure engendre un écart entre les modèles et la réalité. Malgré ces erreurs, les modèles de prédictions montrent de bons résultats et permettent d'estimer les scénarios extrêmes les plus dégradants. Pour améliorer la modélisation de la pluie, il faudrait être capable de mesurer le taux de pluie avec une bonne résolution spatiale et temporelle. Une telle modélisation serait plus lourde à mettre en place et la grande variabilité de la pluie rendrait un tel modèle complexe à utiliser en milieu industriel. Les prédictions actuelles prédisent un comportement moyen qui convient parfaitement à la prédiction des performances des systèmes optroniques.

La deuxième source d'erreur dans nos modèles de performance par temps de pluie vient des modifications des propriétés thermo-optiques de la cible par temps de pluie. L'estimation des performances est calculée pour une scène par temps clair puis par temps de pluie sans prendre en considération la modification des objets en présence d'eau. Cette estimation est donc valide dans le cas d'objets protégés de la pluie. Pendant nos expérimentations, nous avons constaté que cette hypothèse est fausse en conditions opérationnelles. Par exemple, les objets sont refroidis et le contraste thermique global de la scène est fortement réduit par les précipitations. Ainsi, les estimations de performance en imagerie thermique effectuées par nos modèles sont surestimées. Il est possible de

prendre en compte le refroidissement de la cible manuellement si les caractéristiques de celle-ci sont connues. De manière similaire, les objets présentent des aspects différents en imagerie active par temps de pluie. La pluie favorise les effets spéculaires et peut permettre d'accroître le contraste sur des objets manufacturés. Dans le cas du béton, l'imagerie active montre qu'il est possible d'observer des différences de porosité dans le matériau. La pluie ne réduit pas le contraste de la scène mais génère des informations complémentaires sur les objets. Ce phénomène est aussi complexe que la modélisation du refroidissement de la cible par temps de pluie, mais son impact est faible.

Cette étude nous a permis de mieux connaître la pluie et son impact sur l'imagerie thermique et l'imagerie laser. Cependant, l'étude s'est confinée aux effets sur le parcours entre la cible et le détecteur/source. Ainsi, il est possible d'améliorer les estimations des performances des systèmes étudiés en ajoutant les changements de caractéristiques de la cible. En thermique cela se traduit par un changement de température et une uniformisation de l'environnement. En imagerie laser, la pluie introduit un changement de réflectivité pouvant soit modifier les caractéristiques globales des objets soit créer des modifications d'uniformité sur la cible. Des variations peuvent apparaître sur des surfaces préalablement uniformes. Ces deux points peuvent fortement améliorer les codes de calcul des portées en particulier pour l'imagerie thermique où le refroidissement de l'objet présent un fort impact.

Le développement du code ISAAC a constitué une importante étape dans la mise en place des modèles simples de transmission et de rétrodiffusion. Le code ISAAC permet dans sa configuration actuelle de ne simuler que la pluie parmi les mauvaises conditions météorologiques. Cependant, le code ISAAC permet de simuler les milieux diffusants de manière générale. De par sa conception, il est possible d'ajouter rapidement et à moindre frais d'autres phénomènes météorologique comme le brouillard ou la neige. Le code ISAAC permet d'apporter cette composante de multidiffusion qui pour ces phénomènes est bien plus importante que pour la pluie.

Enfin, le code ISAAC permet de modéliser la propagation de photon dans un milieu diffusant. Dans notre étude, nous l'avons principalement utilisé dans deux configurations (transmission et rétrodiffusion). Cependant, il est possible de simuler d'autres scénarios à la fois avec des configurations différentes mais également en introduisant des objets plus complexes (véhicules). Le premier scénario intéressant est la diffusion de la lumière solaire par le milieu diffusant. Dans le cas du brouillard ce phénomène représente un impact majeur de jour pour le visible mais également pour l'imagerie laser. Le deuxième scénario est une configuration où le système est constitué de plusieurs sources et de plusieurs détecteurs éparpillés à plusieurs endroits différents. Le code ISAAC permettrait de savoir si les systèmes s'éblouissent en de mauvaises conditions météorologiques.

Lors de notre étude et pendant nos expérimentations, nous avons pu observer la mise en place des imageurs en conditions opérationnelles. Plutôt que de mettre en concurrence les imageurs actifs et thermiques, il en ait ressorti que ces deux technologies se complètent. L'imagerie thermique ne permet pas d'identifier les détails de la cible mais permet d'avoir une vision globale de la scène. L'imagerie active, bien qu'aillant une bonne résolution, elle nécessite en conditions dégradées une connaissance de l'environnement observé pour permettre le réglage de la position du volume observé. Pour pouvoir exploiter pleinement cette complémentarité, il peut être intéressant de développer un algorithme de fusion pour générer une image regroupant les points fort de ces deux technologies : des détails, un grand champ et les informations de température.

-

- Bibliographie

[1] Leica Geosystems : www.leica-geosystems.fr/fr/Scanner-Laser-3D_5570.htm

[2] Topcon : www.Toppconeurope.com

[3] Riegl : www.riegl.co.at

[4] Obzerv : www.obzerv.com

[5] AULL, Brian F., LOOMIS, Andrew H., YOUNG, Douglas J., et al. Three-dimensional imaging with arrays of Geiger-mode avalanche photodiodes. In : Integrated Optoelectronic Devices 2004. International Society for Optics and Photonics, 2004. p. 105-116.

[6] VOLLMER Michael et MÖLLMANN Klaus-Peter., Infrared thermal imaging: fundamentals, research and applications. John Wiley & Sons, 2010.

[7] MARTIN, C. et FAUCHAIS, P. Mesure par thermographie infrarouge de l'émissivité de matériaux bons conducteurs de la chaleur. Influence de l'état de surface, de l'oxdation et de la température. Revue de Physique Appliquée, 1980, vol. 15, no 9, p. 1469-1478.

[8] EDWARDS, D. K. et CATTON, Ivan. Radiation characteristics of rough and oxidized metals. Adv. Thermophys. Proprieties Extreme Temp. Pressures, 1965, p. 189-199.

[9] BALDRIDGE, A. M., S.J. HOOK, C.I. GROVE and G. RIVERA, 2009.. The ASTER Spectral Library Version 2.0. Remote Sensing of Environment, vol 113, pp. 711-715

[10] BUBE R.H., Photoconductivity of Solids Wiley, New York (1960), p. 377

[11] BUBE R.H., Photoelectronic Materials and Devices Van Nostrand, Princeton, N.J (1965), pp. 100–104

[12] http://www.techniques-ingenieur.fr/ : “Détecteurs quantiques”

[13] COSTARD, Eric, BOIS, P., DE ROSSI, Alfredo, et al. QWIP detectors and thermal imagers. Comptes Rendus Physique, 2003, vol. 4, no 10, p. 1089-1102.

[14] TISSOT Jean-Luc, Imagerie IR thermique à base de détecteurs non refroidis, Techniques de l'ingénieur Composants optoélectroniques, 2010, http://www.techniques-ingenieur.fr

[15] home-inspector-san-diego.com

[16] FLIR, Guide de l'imagerie thermique pour les applications du batiment et des energies renouvelables, http://www.flirmedia.com/MMC/THG/Brochures/T820325/T820325_FR.pdf

[17] WISHART, G. C., CAMPISI, M., BOSWELL, M., et al. The accuracy of digital infrared imaging for breast cancer detection in women undergoing breast biopsy. European Journal of Surgical Oncology (EJSO), 2010, vol. 36, no 6, p. 535-540.

[18] QI, Hairong, DIAKIDES, Nicholas, et al. Thermal infrared imaging in early breast cancer detection-a survey of recent research. In : Engineering in Medicine and Biology Society, 2003. Proceedings of the 25th Annual International Conference of the IEEE. IEEE, 2003. p. 1109-1112.

[19] ARLOWE, H. Duane. Thermal detection contrast of human targets. In : Security Technology, 1992. Crime Countermeasures, Proceedings. Institute of Electrical and Electronics Engineers 1992 International Carnahan Conference on. IEEE, 1992. p. 27-33..

[20] LEWIS, Gareth D., JORDAN, David L., et ROBERTS, P. John. Backscattering target detection in a turbid medium by polarization discrimination. Applied Optics, 1999, vol. 38, no 18, p. 3937-3944.

[21] ESSEX, T. J. H. et BYRNE, P. O. A laser Doppler scanner for imaging blood flow in skin. Journal of biomedical engineering, 1991, vol. 13, no 3, p. 189-194.

[22] Concepts Systèmes et Outils pour la Sécurité Globale (CSOSG) 2008 : projet IAAIS, ANR-08-SECU-0005

[23] VAUGHAN J. M., The Fabry-Perot interferometer: history, theory, practice, and applications. CRC Press, 1989, ISBN 978-0-85274-138-2
[24] BOULON Georges, Sources lasers à l'état solide. Fondements, Techniques de l'ingénieur Sources laser, 2006, http://www.techniques-ingenieur.fr
[25] EINSTEIN A., On the quantum theory of radiation, Phys. Z 18, 121-8 (1917)
[26] POCHOLLE Jean-Paul, BRASSART Gilles, MEYZONNETTE Jean-Louis, Sources laser, Techniques de l'ingénieur Sources laser, 1996, http://www.techniques-ingenieur.fr
[27] MYERS, Lawrence Edward, ECKARDT, R. C., FEJER, M. M., et al. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO3. JOSA B, 1995, vol. 12, no 11, p. 2102-2116.
[28] ELSER, Wolfgang, SHARP, Edward J., RICHARD, R. Shurtz II, et al. Laser Q-switch. U.S. Patent No 4,819,239, 4 avr. 1989.
[29] SCHMIDT, O., WIRTH, C., TSYBIN, I., et al. Average power of 1.1 kW from spectrally combined, fiber-amplified, nanosecond-pulsed sources. Optics letters, 2009, vol. 34, no 10, p. 1567-1569.
[30] MEYZONNETTE, Jean L., REMY, Bertrand, et SACCOMANI, Georges. Imaging CO2 laser radar with chirp pulse compression. In : Technical Symposium Southeast. International Society for Optics and Photonics, 1987. p. 169-179.
[31] CHENAULT, David B. et PEZZANITI, J. Larry. Polarization imaging through scattering media. In : International Symposium on Optical Science and Technology. International Society for Optics and Photonics, 2000. p. 124-133.
[32] SANKARAN, Vanitha, SCHÖNENBERGER, Klaus, WALSH JR, Joseph T., et al. Polarization discrimination of coherently propagating light in turbid media. Applied optics, 1999, vol. 38, no 19, p. 4252-4261.
[33] SCHMITT, J. M., GANDJBAKHCHE, A. H., et BONNER, R. F. Use of polarized light to discriminate short-path photons in a multiply scattering medium. Applied optics, 1992, vol. 31, no 30, p. 6535-6546.
[34] JACQUES, Steven L., RAMELLA-ROMAN, Jessica C., et LEE, Ken. Imaging skin pathology with polarized light. Journal of Biomedical Optics, 2002, vol. 7, no 3, p. 329-340.
[35] JOHNSON, J., Analysis of image forming systems, Image Intesifier Symposium, pp. 244-273, 1958.
[36] NATO STANAG 4347, Definition of Nominal Static Range Performance for Thermal Imaging Systems, NATO, Brussels, 1995.
[37] WITTENSTEIN, Wolfgang. Thermal range model TRM3. In : SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation. International Society for Optics and Photonics, 1998. p. 413-424.
[38] RIVIÈRE, N., ANNA, G., HESPEL, L., et al. Modeling of an active burst illumination imaging system: comparison between experimental and modelled 3D scene. In : Security+ Defence. International Society for Optics and Photonics, 2010. p. 783509-783509-11.
[39] VELLUET, M.-T., ROUSSET, G., et FUSCO, T. Shack-Hartmann wavefront sensing errors induced by laser illumination. In : Remote Sensing. International Society for Optics and Photonics, 2005. p. 59810M-59810M-9.
[40] VELLUET, M.-T., MICHAU, V., FUSCO, T., et al. Coherent illumination for wavefront sensing and imaging through turbulence. In : Optical Engineering+ Applications. International Society for Optics and Photonics, 2007. p. 670808-670808-9.
[41] SÉCHAUD, M., ROUSSET, G., Propagation et imagerie à haute résolution à travers la turbulence atmosphérique, Cours de l'institut d'optique.
[42] WITTENSTEIN, W., Minimum temperature difference perceived - a new approach to assess undersampled thermal imagers, Optical Engineering 38, pp. 773-781, 1999.

[43] WITTENSTEIN, W., TRM3 model validation for undersampled thermal imagers, FGAN-FOM Ettlingen, Germany, Technical Report FOM2003/02, 2003.
[44] BIJL, Piet, HOGERVORST, Maarten A., et VALETON, J. Mathieu. TOD, NVTherm, and TRM3 model calculations: a comparison. In : AeroSense 2002. International Society for Optics and Photonics, 2002. p. 51-62.
[45] VOLLMERHAUSEN, Richard H. et JACOBS, Eddie. The targeting task performance (TTP) metric a new model for predicting target acquisition performance. CENTER FOR NIGHT VISION AND ELECTRO-OPTICS FORT BELVOIR VA, 2004.
[46] BIJL, Piet et VALETON, J. Mathieu. Triangle orientation discrimination: the alternative to minimum resolvable temperature difference and minimum resolvable contrast. Optical Engineering, 1998, vol. 37, no 7, p. 1976-1983.
[47] BIJL, Piet et VALETON, J. Mathieu. Validation of the new triangle orientation discrimination method and ACQUIRE model predictions using observer performance data for ship targets. Optical Engineering, 1998, vol. 37, no 7, p. 1984-1994.
[48] DE LANGE, Dirk-Jan, VALETON, J. Mathieu, et BIJL, Piet. Automatic characterization of electro-optical sensors with image processing using the triangle orientation discrimination (TOD) method. In : AeroSense 2000. International Society for Optics and Photonics, 2000. p. 104-111.
[49] BYERS, Horace Robert et DWIGHT, C. Harrison. Elements of cloud physics. American Journal of Physics, 1966, vol. 34, no 5, p. 446-447.
[50] ROGERS, R. R. et YAU, M. K. A short course in cloud physics, International series in natural philosophy. 1989.
[51] JENSEN, Henrik Wann. Realistic image synthesis using photon mapping. AK Peters, Ltd., 2001.
[52] http://en.wikipedia.org/wiki/Aliasing
[53] http://www.gom.com/3d-software/open-data-formats.html
[54] MARTIN, Christian, et ROSIER, Bernard, Status of "MEMOIRES" - A Thermal and Optical data base (Mean of Exchange and valorization of Measurements of thermal, Optical and InfraREd properties of Samples and scenes), Fraunhofer IOSB", Ettlingen, Germany
[55] MEAGHER, Donald JR. Octree encoding: A new technique for the representation, manipulation and display of arbitrary 3-d objects by computer. Electrical and Systems Engineering Department Rensseiaer Polytechnic Institute Image Processing Laboratory, 1980.
[56] HULST, Hendrik Christoffel et VAN DE HULST, H. C. Light scattering by small particles. Courier Dover Publications, 1957.
[57] http://fr.wikipedia.org/wiki/Matrice_de_Mueller
[58] JONES, R. Clark. A new calculus for the treatment of optical systems. JOSA, 1941, vol. 31, no 7, p. 488-493.
[59] FRENIERE, Edward R., GREGORY, G. Groot, et HASSLER, Richard A. Edge diffraction in Monte Carlo ray tracing. In : SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation. International Society for Optics and Photonics, 1999. p. 151-157.
[60] SCHOTTKY, Walter. Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. Annalen der Physik, 1918, vol. 362, no 23, p. 541-567.
[61] BEARD, Kenneth V. et CHUANG, Catherine. A new model for the equilibrium shape of raindrops. Journal of the Atmospheric sciences, 1987, vol. 44, no 11, p. 1509-1524.
[62] ROSS, Oliver N. Optical remote sensing of rainfall micro-structures. Freie Universität Berlin, Fachbereich Physik, Diplom Thesis, 134pp, 2000.
[63] KWAN, Alistair, DUDLEY, John, et LANTZ, Eric. Who really discovered Snell's law. Physics world, 2002, vol. 15, no 4, p. 64.

[64] MIE, Gustav. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Annalen der physik, 1908, vol. 330, no 3, p. 377-445.
[65] BERG, Matthew J., SORENSEN, C. M., et CHAKRABARTI, A. A new explanation of the extinction paradox. Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer, 2011, vol. 112, no 7, p. 1170-1181.
[66] BEST, A. C. The size distribution of raindrops. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1950, vol. 76, no 327, p. 16-36.
[67] ATLAS, David. Optical extinction by rainfall. Journal of Meteorology, 1953, vol. 10, no 6, p. 486-488.
[68] MARSHALL, John S. et PALMER, W. Mc K. The distribution of raindrops with size. Journal of meteorology, 1948, vol. 5, no 4, p. 165-166.
[69] BERK, Alexander, BERNSTEIN, Lawrence S., et ROBERTSON, David C. MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN. SPECTRAL SCIENCES INC BURLINGTON MA, 1987.
[70] WOLF, David A. On the Laws-Parsons distribution of raindrop sizes. Radio Science, 2001, vol. 36, no 4, p. 639-642.
[71] LAWS, J. O., D. A. PARSONS, The relationship of raindrop size to intensity, Trans. AGU, 24, 452–460, 1943.
[72] PORCÙ, Federico, D'ADDERIO, Leo Pio, PRODI, Franco, et al. Effects of altitude on maximum raindrop size and fall velocity as limited by collisional breakup. Journal of the Atmospheric Sciences, 2013, vol. 70, no 4, p. 1129-1134.
[73] BERK, Alexander, BERNSTEIN, Lawrence S., et ROBERTSON, David C. MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN. SPECTRAL SCIENCES INC BURLINGTON MA, 1987.
[74] JOSS, J. et WALDVOGEL, A. Raindrop size distribution and sampling size errors. Journal of the Atmospheric Sciences, 1969, vol. 26, no 3, p. 566-569.
[75] MATZLER, C., and MARTIN, L., Advanced Model of Extinction by Rain and Measurements at 38 and 94 GHz and in the Visible Range, IAP Res. Rep, (2003).
[76] MENGUAL, O., MEUNIER, G., CAYRE, I., et al. TURBISCAN MA 2000: multiple light scattering measurement for concentrated emulsion and suspension instability analysis. Talanta, 1999, vol. 50, no 2, p. 445-456.
[77] COUTANT, Victor Carlisle Barr, et al. (ed.). Alexander of Aphrodisias: Commentary on Book IV of Aristotle's Meteorologica. Columbia University, 1936.
[78] POLYANSKIY, M. N. . Refractive index database, http://refractiveindex.info. Accessed Feb. 30, 2084.
[79] HUSSON, D., POINTIN, Y., et RAMOND, D. Discrimination between hail and rain precipitation types from dual polarization radar, raingage and hailpad data. Theoretical and Applied Climatology, 1989, vol. 40, no 4, p. 201-207.
[80] AYDIN, K., SELIGA, T. A., et BALAJI, V. Remote sensing of hail with a dual linear polarization radar. Journal of climate and applied meteorology, 1986, vol. 25, no 10, p. 1475-1484.
[81] WOLF, David A. On the Laws-Parsons distribution of raindrop sizes. Radio Science, 2001, vol. 36, no 4, p. 639-642.
[82] HULST, Hendrik Christoffel et VAN DE HULST, H. C. Light scattering by small particles. Courier Dover Publications, 1957.
[83] MIE, Gustav. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Annalen der physik, 1908, vol. 330, no 3, p. 377-445.
[84] ATLAS, David. Optical extinction by rainfall. Journal of Meteorology, 1953, vol. 10, no 6, p. 486-488.

[85] BERK, Alexander, ANDERSON, Gail P., ACHARYA, Prabhat K., et al. MODTRAN5: 2006 update. In : Defense and Security Symposium. International Society for Optics and Photonics, 2006. p. 62331F-62331F-8.
[86] BORN, M., E. WOFL, Principle of Optics, 6th Ed., PERGAMON PRESS 1980.
[87] CEOLATO, Romain, BERG, Matthew J., et RIVIERE, Nicolas. Spectral and angular light-scattering from silica fractal aggregates. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2013, vol. 131, p. 160-165.
[88] CEOLATO, R., RIVIERE, N., BERG, M., et al. Electromagnetic scattering from aggregates embedded in absorbing media. In : Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Taipei. 2013. p. 717-721.
[89] LAVEN, P., www.philiplaven.com/mieplot.htm
[90] MEYZONNETTE, J-L., T. LÉPINE, Bases de radiométrie optique. Cépaduès, 1999.
[91] WOLFE, William L. et ZISSIS, George J. The infrared handbook. Arlington: Office of Naval Research, Department of the Navy, 1978, edited by Wolfe, William L.; Zissis, George J., 1978, vol. 1.
[92] STEINVALL, Ove, CHEVALIER, Tomas, ANDERSSON, Pierre, et al. Performance modeling and simulation of range-gated imaging systems. In : Defense and Security Symposium. International Society for Optics and Photonics, 2007. p. 654218-654218-16.
[93] STEINVALL, O., BOLANDER, G., et CLAESSON, T. Measuring atmospheric scattering and extinction at 10 μm using a CO 2 lidar. Applied optics, 1983, vol. 22, no 11, p. 1688-1695.
[94] LEVENBERG, Kenneth. A method for the solution of certain non–linear problems in least squares. 1944.
[95] MARQUARDT, Donald W. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. Journal of the Society for Industrial & Applied Mathematics, 1963, vol. 11, no 2, p. 431-441.
[96] GAL, R., WITTENSTEIN, W., WEIß, R., et al. TRM4. v1 Parameter Description and Model Documentation. 2010.
[97] DEIRMENDJIAN, D. Scattering and polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared. Applied Optics, vol. 3, no 2, p. 187-196, 1964.
[98] TAMPIERI, Francesco et TOMASI, Claudio. Size distribution models of fog and cloud droplets in terms of the modified gamma function. Tellus, vol. 28, no 4, p. 333-347, 1976.
[99] LAWS, J. O., D. A. PARSONS, The relationship of raindrop size to intensity, Trans. AGU, 24, 452–460, 1943.
[100] WITTENSTEIN, Wolfgang. Thermal range model TRM3. In : SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation. International Society for Optics and Photonics, 1998. p. 413-424.
[101] BIJL, Piet, HOGERVORST, Maarten A., et VALETON, J. Mathieu. TOD, NVTherm, and TRM3 model calculations: a comparison. In : AeroSense 2002. International Society for Optics and Photonics, 2002. p. 51-62.
[102] http://www.obzerv.com/
[103] Robert, EK et KARP, Jonas. Development of a Handheld Night Vision System. 2009.
[104] Obzerv ATV-500 system specifications
[105] RIVIERE, N., CEOLATO, R., et HESPEL, L.. Polarimetric and angular light-scattering from dense media: Comparison of a vectorial radiative transfer model with analytical, stochastic and experimental approaches. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2013, vol. 131, p. 88-94.

Comparaison théorique et expérimentale de l'imagerie active et de l'IR2 après traitement en conditions dégradées

L'imagerie thermique est largement utiisée dans le domaine militaire pour ses capacités de vision diurne et nocturne et sa longue portée d'observation. Cette technologie est basée sur la détection passive dans l'infrarouge. En conditions météorologiques dégradées ou quand la cible est partiellement dissimulée par du feuillage ou des filets de camouflages militaires, elle devrait être à court terme de plus en plus complémentée par un système d'imagerie active. Cette technologie est essentielle pour l'imagerie à longue portée. La technique d'imagerie dite flash 2D est basée sur une source laser impulsionnel qui illumine la scène et sur une caméra rapide synchronisée qui constitue le système d'imagerie. Ces deux technologies sont bien éprouvées en présence de conditions météorologiques claires. Les modèles TRM4 (imagerie thermique) et PERFIMA (imagerie active) sont capables de prédire correctement les performances de tels systèmes par beau temps. En revanche, en conditions dégradées telle que la pluie, le brouillard ou la neige, ces modèles deviennent non pertinents. Cette étude introduit de nouveaux modèles pour compléter les codes TRM4 et PERFIMA, et les rendre aptes à prévoir les performances dans ces conditions dégradées. Nous analysons ici plus particulièrement le temps de pluie pour l'imagerie active et l'imagerie thermique. Dans un premier temps, nous répertorions l'impact possible de la pluie sur des paramètres physiques connus (extinction, transmission, résolution spatiale, luminance de trajet, turbulence). Nous étudions ensuite les phénomènes physiques et les lois régissant les caractéristiques de la pluie. Nous avons développé des modèles physiques permettant de calculer l'impact de la pluie sur le système global d'imagerie. Enfin, nous avons simplifié et allégé ces modèles pour obtenir des modèles faciles à utiliser et à interfacer avec les codes TRM4 et PERFIMA qui sont couramment utilisés pour des applications industrielles. Ces modèles de prédiction de l'imagerie active et de l'imagerie thermique ont été confrontés à la réalité (expérience avec l'imageur MILPAT par exemple) pour être validés sur des données réelles, comme la portée des systèmes.

Mots-clés : IMAGERIE ACTIVE LASER ; IMAGERIE THERMIQUE ; CONDITION METEOROLOGIQUE ; MODELISATION ; PERFORMANCE

Theorical and experimental comparison of active and thermal imaging after post-processing under adverse conditions

Thermal imaging cameras are widely used in military contexts for their day and night vision capabilities and their observation range; there are based on passive infrared sensors (e.g. MWIR or LWIR range). Under bad weather conditions or when the target is partially hidden (e.g. foliage, military camouflage) they will be more and more complemented by active imaging systems, a key technology to perform target identification at long ranges. The 2D flash imaging technique is based on a high powered pulsed laser source that illuminates the entire scene and a fast gated camera as the imaging system. Both technologies are well experienced under clear meteorological conditions; current models such as TRM4 (themal imaging) and PERFIMA (active imaging) codes are able to predict accurately the systems performances. However, under bad weather conditions such as rain, haze or snow, these models are not relevant. This study introduces new models to complete TRM4 and PERFIMA codes performances predictions under bad weather conditions for both active and infrared imaging systems. We point out rain effects on controlled physical parameters (extinction, transmission, spatial resolution, thermal background, turbulence). Then we develop physical models to describe their intrinsic characteristics and their impact on the imaging system performances. Finally, we approximate these models to have a "first order" model easy to deploy into TRM4 and PERFIMA already use for industrial applications. This theoretical work is validated on real active and infrared data, as systems range.

Keywords : THERMAL IMAGING ; ACTIVE IMAGING ; LASER IMAGING ; ADVERSE CONDITIONS ; RAIN ; MODELLING ; PERFORMANCES ; RANGE

Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
2 avenue Edouard Belin - BP 74025
31055 TOULOUSE Cedex 4
Tél. : +33 5 62 25 25 25
http://www.onera.fr