



HAL
open science

Modélisation numérique et mise en œuvre expérimentale d'un prototype imageur laser 3D pour la visualisation de cibles immergées dans un milieu aquatique diffusant

Kevin Walcarius

► To cite this version:

Kevin Walcarius. Modélisation numérique et mise en œuvre expérimentale d'un prototype imageur laser 3D pour la visualisation de cibles immergées dans un milieu aquatique diffusant. Physique [physics]. ISAE-SUPAERO, 2024. Français. NNT: . tel-04884541

HAL Id: tel-04884541

<https://hal.science/tel-04884541v1>

Submitted on 13 Jan 2025

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

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

Doctorat de l'Université de Toulouse

Délivré par l'ISAE-SUPAERO

Modélisation numérique et mise en œuvre
expérimentale d'un prototype imageur laser 3D pour
la visualisation de cibles immergées dans un milieu
aquatique diffusant

Thèse présentée et soutenue, le 27 septembre 2024 par

Kévin WALCARIUS

École doctorale

SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espaces

Spécialité

Surfaces et interfaces continentales, Hydrologie

Unité de recherche

ISAE-ONERA PSI Physique Spatiale et Instrumentation

Thèse dirigée par

Thibault DARTIGALONGUE et Malik CHAMI

Composition du jury

M. Vincent NOEL, Président, Examineur, CNRS-LAERO
M. Malik CHAMI, Codirecteur de thèse, Sorbonne Université
M. Paul CHECCHIN, Rapporteur, Université Clermont Auvergne IUT Clermont Auvergne
Mme Céline CORNET, Examinatrice, Laboratoire d'Optique Atmosphérique Université Lille 1
M. Thibault DARTIGALONGUE, Directeur de thèse, ONERA
M. Alain MIFFRE, Rapporteur, Université Lyon 1

REMERCIEMENTS

Ce manuscrit représente l'aboutissement de trois années de thèse au sein du Département d'Optique et Techniques Associées (DOTA) de l'ONERA Toulouse. Cette période, bien que courte, a été riche en rebondissements et en rencontres. Cette courte section (un peu longue avec du recul mais c'est plus fort que moi) vise à remercier l'ensemble des personnes sans qui ce travail n'aurait pas été ce qu'il est aujourd'hui. J'aime à croire que chacune des personnes citées ont contribué à influencer une partie de ce manuscrit, directement ou indirectement. Pour cela, je vous dis merci !

Ma première pensée va à mes directeurs de thèse Thibault Dartigalongue (côté ONERA) et Malik Chami (côté Sorbonne Université) car ils viennent à l'instant de me demander de rédiger cette section remerciements. Merci à tous les deux pour votre accompagnement constant au cours de ces trois années. Comme Malik le disait bien, le doctorat est une course de fond et non un sprint. Je pense que nous avons tous les trois pu réaliser un bon marathon tout en contrôle, et ce grâce aux nombreux ravitaillements sous forme de points d'avancement pendant lesquels vos conseils m'ont toujours permis d'élargir mon champ de pensée et d'éclaircir mes idées. Thibault, merci pour ta présence, pour ta gentillesse et pour ton empathie. Je sais que tout n'a pas toujours été facile, mais ta patience et ton écoute nous ont toujours permis de tirer le meilleur de ces périodes. Merci de m'avoir permis de choisir mes orientations de travail, même lorsqu'elles n'avaient pas toujours de lien direct avec la thèse ou que tu n'étais pas convaincu de leur pertinence. Tu es sincèrement quelqu'un de formidable, et j'aurais aimé pouvoir te le dire plus au cours de ces trois dernières années. Malik, bien que l'on se soit moins côtoyé qu'avec Thibault à cause de la distance, j'ai sincèrement apprécié travailler avec toi. J'ai beaucoup appris de la pertinence de tes conseils, notamment concernant la rédaction scientifique pour laquelle j'ai réellement l'impression d'avoir progressé. Bien que la direction dans laquelle j'ai dirigé ma thèse soit vite sortie de ton domaine scientifique, tu as toujours répondu présent pour chacune de nos réunions d'avancement. Ta capacité à appréhender des problématiques physiques pourtant éloignées des tiennes (même lorsque l'on partait un peu loin avec Thibault), à réorienter mon travail lorsque je semblais perdu dans certains développements ou encore à anticiper les jalons importants de la thèse m'ont sincèrement aidé. Je tiens tout particulièrement à te remercier pour la rapidité et la qualité des retours que tu m'as fait sur chacune de mes productions scientifiques, cela m'a permis d'appréhender ma fin de thèse beaucoup plus sereinement.

Je remercie l'ONERA ainsi que la région Occitanie pour avoir financé ma thèse et m'avoir ainsi fait confiance pour mener ce projet à terme. Merci à l'ensemble du DOTA pour leur accueil pendant ces trois années, ainsi qu'aux équipes du Fauga-Mauzac pour leur accueil lors

des campagnes expérimentales de novembre 2023. Pour ne citer que quelques personnes, merci à Thomas pour tes conseils sur tous les petits (ou gros) problèmes informatiques que j'ai pu avoir. Merci à Bernard pour tous tes conseils et pour nous avoir aidé à organiser la campagne dans la serre climatique du Fauga-Mauzac. Merci à Laurent pour avoir participé à la relecture de plusieurs de mes productions scientifiques et pour tes remarques pertinentes sur mes travaux. Enfin, merci à Nicolas pour toutes les discussions que l'on a pu avoir au cours de ces trois années, j'ai un profond respect pour ta curiosité et ton ouverture d'esprit desquelles j'aimerais m'inspirer dans ma future carrière.

Je tiens aussi à remercier tout particulièrement les deux rapporteurs Alain Miffre de l'Université Claude Bernard Lyon 1 ainsi que Paul Checchin de l'Université Clermont Auvergne (UCA) pour avoir accepté de relire et d'évaluer mes travaux de thèse. Je remercie aussi Céline Cornet du Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) de l'Université Lille 1 ainsi que Vincent Noel du Laboratoire d'Aérodynamique (LAERO) pour avoir pris part à l'évaluation de cette thèse en tant qu'examineurs du jury. Je remercie aussi les membres de mon comité de suivi de thèse Frédéric Jourdin et Laurent Hespel pour le temps qu'ils ont consacré à deux de mes comités de suivi et pour leurs conseils avisés.

Pour (presque) finir en beauté, merci à tous mes amis, sans qui ces trois années auraient été bien moins épicées et bien plus monotones. Merci à l'ensemble des doctorants (et pas que) du DOTA, anciens comme nouveaux. Je pense à Lucas, Nicolas, Matthieu, Arnaud, Erwan, Rollin, Thierry, Killian (quelle équipe !) pour toutes nos sorties extra-scolaires du jeudi soir. Je pense aussi à toutes les personnes arrivées après moi, notamment Mathilda qui a su apporter un réel vent de fraîcheur et de bienveillance au sein du département, et à tous ceux qui j'ai rencontré en fin de thèse et trop peu côtoyé à mon goût, notamment Armand, Nathan, Raphael, Florian, Romain, Tatiana et François. Le plus important pour la fin, merci à Benoît pour ces trois années passées dans le même bureau. Si j'avais su que troquer mon casque audio pour les barres son de nos ordinateurs me ferait découvrir tant de nouveaux champs musicaux... Merci pour ton soutien pendant mes périodes difficiles. Pour reprendre une analogie avec un sport cher à ton cœur, je pense qu'on a tous les deux traversé beaucoup de sommets et de vallées au cours de ces trois années, mais que toutes ces expériences ont été le ciment d'une vraie amitié. Ta résilience et ta volonté à continuer dans les moments de bas m'ont sincèrement inspiré. Merci à tous mes autres amis, notamment William pour toutes nos sorties grimpe et discussion. Merci (encore) à Matthieu et Rollin pour toutes nos sorties café du samedi après-midi, et pour votre amitié qui m'est très chère.

Enfin, un grand merci à mes parents Alain et Anne, pour leur soutien sans faille, pour m'avoir toujours soutenu dans mes choix et pour vous être déplacés à Toulouse à maintes reprises pour m'éviter de remonter trop souvent dans le froid Nordique.

RÉSUMÉ

Dans les domaines de la défense, de l'industrie et de la prospection marine, la représentation détaillée d'une scène en trois dimensions (3D) en toutes conditions est cruciale. Un des enjeux est de pouvoir accéder à cette information 3D dans des conditions de forte teneur en matières en suspension du milieu aquatique. Une possibilité consiste à utiliser des imageurs 3D à plan focaux. Dans ce contexte, les imageurs 3D à plans focaux utilisent une source laser pulsée et chaque pixel est équipé d'une horloge interne synchronisée sur l'émission laser. Un tel dispositif permet ainsi d'accéder à l'information 3D tout en filtrant temporellement les photons parasites diffusés par les hydrosols présents dans le milieu étudié. Les caméras à comptage de photons permettent de capter des flux lumineux très faibles, ce qui permet de voir à travers de fortes épaisseurs optiques tout en minimisant la puissance laser nécessaire. Cependant, un tel régime de comptage de photons est fortement sensible au rapport entre le signal du volume d'eau turbide et le signal provenant directement de la cible. Dans l'optique d'évaluer l'apport potentiel de la technologie lidar pour l'observation de cibles 3D à courte portée (5-20 m) dans des milieux denses, un prototype d'imageur actif avec une matrice de SPAD a été précédemment développé à l'ONERA-Toulouse.

L'objectif de cette thèse consiste à évaluer la capacité du prototype imageur à retranscrire une scène 3D dans des conditions de forte turbidité, ainsi que comprendre l'impact de la diffusion par les particules du milieu sur le signal détecté par la caméra. La méthodologie utilisée est basée sur une approche théorique (modélisation) et expérimentale. L'approche théorique a consisté à développer un modèle de transfert radiatif basé sur la méthode de Monte-Carlo capable de simuler les interactions entre le rayonnement émis par une source laser, les matières présentes dans le milieu aquatique traversé et la cible observée. Une caractérisation précise des paramètres liés au prototype et au milieu turbide (extinction, fonction de phase des hydrosols) a été réalisée notamment à travers des études de sensibilité. L'approche expérimentale a consisté à déployer le prototype imageur dans une chambre climatique pour valider le modèle de Monte-Carlo mis au point.

Un état de l'art des propriétés optiques des milieux aquatiques a été réalisé, puis le modèle de transfert radiatif a été adapté au contexte de l'imagerie à courte portée en milieu dense en proposant une modélisation du phénomène de « flou » optique sur le signal diffusé depuis la colonne turbide proche du détecteur. Ce modèle permet d'accélérer la vitesse de convergence du modèle d'autant plus rapidement que l'épaisseur optique traversée est importante (facteur d'accélération de 6500 pour une épaisseur optique de 4.1). Cela permet de simuler des scènes

3D complexes pour des épaisseurs optiques importantes (>5), ce qui était auparavant impossible dans un temps de calcul raisonnable.

Le modèle a été validé en diffusion simple, puis l'impact de la diffusion multiple et de l'orientation de la diffusion sur le signal 3D reçu par la caméra a été étudié. Des métriques quantitatives ont été proposées pour caractériser le signal cible (*e.g.*, contraste, niveau de signal). L'étude de ces métriques a entre autre montré que la perte de contraste de la restitution 3D de la cible en diffusion multiple dépend de la directionnalité de la diffusion ainsi que de la taille des champs de détection et d'illumination.

La dernière étape de la thèse a consisté à valider expérimentalement le modèle numérique. Le prototype imageur a été d'abord caractérisé avec précision, puis une campagne de mesure a été conduite dans une serre climatique avec une scène 3D canonique et deux agents turbides, permettant d'adresser deux régimes de diffusion (faiblement et fortement orientée vers l'avant). Les données expérimentales ont été comparées avec le modèle Monte-Carlo via les métriques quantitatives proposées. Le résultat principal de cette thèse est la mise en évidence, numériquement et expérimentalement, d'une perte de l'information 3D de la scène observée quand la turbidité ou le champ de vue augmentent. La répartition transversale de la perte de contraste dépend fortement de l'agent diffusant utilisé. Ce phénomène ne peut être corrigé par aucun filtrage temporel car il a pour origine des photons faiblement déviés et faiblement retardés.

Abstract

A comprehensive representation of a given target in three dimensions (3D) under all conditions is crucial for various research fields such as defense, industry, and marine prospecting. One of the challenges is to access to 3D information for turbid aquatic environment for which the concentration of suspended matter is high. The use of focal plane 3D imagers based on a pulsed laser source is a relevant way for accessing to 3D features. Each pixel of the detector is equipped with an internal clock synchronized with the laser emission. Such a device enables to filter out temporally parasitic photons scattered by hydrosols present in the studied environment. Photon-counting cameras are capable to capture very low light fluxes, thus enabling visibility through thick optical layers while minimizing the required laser power. However, such a photon-counting regime is highly sensitive to the ratio between the signal originating from the turbid water volume and the signal originating from the target.

To evaluate the potential contribution of the LiDAR technology for observing 3D targets at short range (5-20 m) in dense environments, a Proof-of-Concept (PoC) active imager that consists of a SPAD array was previously developed at ONERA-Toulouse. The objective of this thesis is to assess the PoC's ability to render a 3D scene under high turbidity conditions and to understand the impact of the particle scattering processes occurring in the medium on the signal detected by the camera. The methodology is based on both a theoretical (modeling) and experimental approach. The theoretical approach consisted in consolidating an available radiative transfer model based on the Monte Carlo method capable of simulating interactions between the radiation emitted by a laser source, the aquatic suspended matter, and the observed target. The parameters related to the prototype and the turbid environment (extinction, phase function of hydrosols) were rigorously characterized particularly through sensitivity studies. The experimental approach consisted in deploying the ONERA prototype imager within a climate chamber to perform laboratory measurements of a given target observed by a camera under a turbid medium for the validation of the Monte Carlo model.

A state-of-the-art of the optical properties of aquatic environments was conducted, and the radiative transfer model was adapted to the context of short-range imaging in dense environments. An original modeling of the "optical blur" effect due to the signal scattered by the hydrosols in the turbid column near the detector was carried out. Such a model was shown to speed up the convergence process, especially as the optical thickness of the medium increases; typically the convergence process was speed up by a factor of 6500 for an optical thickness of 4.1. Thus, the simulation of complex 3D scenes is now possible for significant optical thickness values (>5), which was previously not feasible within a reasonable computation time.

The “optical blur” Monte Carlo model was first validated under single scattering conditions (i.e., low turbidity). Then, the influence of multiple scattering events and the impact of the directionality of the scattered light at weak scattering angles ($< 5^\circ$) on the 3D signal received by the camera was studied. Quantitative metrics were proposed for that purpose to characterize the target signal (e.g., contrast, signal level). The analysis of these metrics showed that the contrast loss of the 3D target restitution for multiple scattering conditions highly depends on the directionality of the scattered light and on the size of the detection and illumination fields.

The final step of the thesis consisted in validating the Monte Carlo model based on a laboratory experiment. First, the prototype imager and the optical parameters were fully characterized. Then, the measurements were conducted using a climate greenhouse that was composed of a canonical 3D scene and two types of suspended matter to address various turbidity conditions, namely the single and multiple scattering regimes. The experimental data were compared with the Monte Carlo model using the proposed quantitative metrics. The main result of this thesis is the numerical and experimental demonstration of a loss of 3D information of the observed scene when turbidity or the field of view increases. The transverse distribution of contrast loss heavily depends on the scattering agent used. This phenomenon cannot be corrected by any temporal filtering because it originates from weakly deviated and weakly delayed photons.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	11
I. CARACTERISATION D'UN PROTOTYPE IMAGEUR ACTIF 3D POUR LA VISION SOUS-MARINE	16
1. Etat de l'art des technologies d'imagerie 3D dans les milieux aquatiques.....	17
1.1. Problématiques liées à l'imagerie dans les milieux aquatiques.....	17
1.2. Différentes applications de l'imagerie sous-marine	17
1.3. Détermination d'une famille d'imageurs adaptés à l'imagerie 3D sous-marine courte portée en milieu dense.....	19
2. Développement d'un imageur actif 3D à comptage de photons	23
2.1. Principe de l'imagerie par « temps de vol »	23
2.2. Prototype imageur actif 3D à comptage de photons (PAUILLAC)	24
2.3. Modèles théoriques de l'objectif caméra, de la distance de mise au point et du champ de vue.....	26
2.4. Gestion du flux incident sur la caméra par contrôle de l'ouverture du diaphragme	27
2.5. Système d'émission laser et son modèle théorique	28
2.6. Caractéristiques et propriétés de la caméra SPAD	28
3. Mise en place d'un modèle analytique du système imageur par le formalisme simplifié de l'équation LiDAR.....	30
3.1. Notion de turbidité d'un milieu	30
3.2. Equations LiDAR et hypothèses associées.....	31
3.3. Discussion sur les paramètres LiDAR inconnus	33
3.4. Modèle d'incertitude sur le temps de vol	33
3.5. Modèle de réception caméra.....	34
3.6. Hypothèse d'intégration sur un nombre infini d'impulsions laser	36
II. PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES MILIEUX OPTIQUEMENT DENSES	37
1. Introduction à l'électromagnétisme	38
1.1. Equations de Maxwell macroscopiques	38

1.2.	Notion d'onde plane progressive harmonique	39
1.3.	Définition de grandeurs macroscopiques d'intérêt	41
2.	Introduction générale à la radiométrie	41
2.1.	Grandeurs radiométriques.....	42
2.2.	Justification de la théorie du transfert radiatif dans le cadre de la thèse et problématique de l'observation instrumentale	45
2.3.	Sections efficaces d'absorption et de diffusion	46
2.4.	Dérivation de l'équation de transfert radiatif	46
3.	Détermination des propriétés optiques d'un milieu diffusant.....	48
3.1.	Mesure in-situ des propriétés optiques	48
3.2.	Modèles numériques de calcul de la fonction de phase.....	50
3.3.	Formalisme de Lorenz-Mie pour une distribution de particules	52
3.4.	Propriétés microphysiques des milieux aquatiques et relations avec leurs propriétés optiques	54
3.5.	Utilisation conjointe des modèles bio-optiques avec le formalisme de Mie ..	59
III. MODELE NUMÉRIQUE DE L'ACQUISITION D'UNE SCÈNE 3D À COURTE PORTÉE DANS UN MILIEU DENSE		60
1.	Modélisation du transport de la lumière dans un milieu dense par méthode de Monte-Carlo	61
1.1.	Méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif.....	61
1.2.	Principe général des méthodes de Monte-Carlo	62
2.	Méthode de Monte-Carlo appliquée à la propagation d'un rayon lumineux dans un milieu dense.....	65
2.1.	Expression de l'ETR sous la forme d'une équation de rendu	65
2.2.	Formulation de l'équation de rendu comme une intégrale de chemin	66
2.3.	Méthode de Monte-Carlo pour le calcul de l'intégrale de chemin	67
2.4.	Méthode de génération aléatoire d'un chemin	67
2.5.	Réduction de variance à l'aide d'un modèle semi-analytique.....	74
3.	Prise en compte d'effets propres à l'imagerie courte portée dans un milieu dense dont la diffusion est fortement orientée vers l'avant.....	75
3.1.	Modélisation fine des fonctions de phase.....	75
3.2.	Modèle de flou pour simuler la diffusion hors profondeur de champ	77

IV. INFLUENCE DE LA DIFFUSION MULTIPLE ET DE LA CONFIGURATION DE L'IMAGEUR SUR LA QUALITÉ D'OBSERVATION D'UNE SCÈNE 3D.....	93
1. Validation du modèle IL3D en diffusion simple à partir de l'équation Lidar	94
1.1. Application du formalisme de Monte-Carlo pour le calcul de la fonction de recouvrement instrumentale	94
1.2. Comparaison du modèle IL3D avec l'équation LiDAR.....	98
2. Impact des propriétés optiques du milieu sur l'onde complète simulée	105
2.1. Présentation de l'étude de sensibilité.....	106
2.2. Etude de l'onde complète reçue par la caméra intégrée sur le capteur.....	108
2.3. Mélange préférentiel des retards associés aux pixels de la cible.....	112
2.4. Synthèse préliminaire	114
3. Mise au point de métriques pour quantifier l'impact des propriétés optiques du milieu sur l'onde complète	114
3.1. Rapport entre les amplitudes de cible avec et sans turbidité	115
3.2. Rapport entre le niveau de la cible et l'intensité rétrodiffusée par le volume turbide	119
3.3. Contraste de cible classique.....	121
3.4. Contraste de pente associé aux plans de la cible	123
3.5. Synthèse sur les métriques.....	124
V. MISE EN ŒUVRE EXPÉRIMENTALE DU PROTOTYPE IMAGEUR ET COMPARAISON AVEC LE MODÈLE NUMÉRIQUE	125
1. Caractérisation précise du prototype imageur PAUILLAC.....	126
1.1. Caractérisation du champ de vue et de la distance de mise au point.....	126
1.2. Caractérisation de l'ouverture du diaphragme.....	127
1.3. Caractérisation de la divergence de sortie de fibre.....	127
2. Présentation de la campagne de terrain réalisée au Fauga-Mauzac	129
2.1. Configuration expérimentale utilisée.....	130
2.2. Agents turbides utilisés.....	131
2.3. Méthode de prétraitement des données expérimentales	132
3. Validation d'IL3D à partir des données expérimentales.....	136
3.1. Méthodologie de validation	136
3.2. Comparaison d'IL3D avec les résultats expérimentaux	140

3.3. Conclusion	145
CONCLUSION GÉNÉRALE	147
PERSPECTIVES	151
ANNEXES.....	153
A. Validation du modèle de Mie utilisé (IL3D).....	153
B. Algorithme de recherche du maillage optimal d'une fonction de phase.....	155
C. Caractérisation du zoom du prototype imageur	159
D. Caractérisation de la loi d'ouverture du diaphragme	162
E. Caractérisation de la cartographie d'éclairement laser	165
F. Présentation d'une campagne d'imagerie sous-marine visant à valider la capacité de prototype imageur à être immergé.....	168
BIBLIOGRAPHIE.....	171

INTRODUCTION

Les milieux aquatiques couvrent environ 71 % de la surface terrestre et se divisent en deux catégories. Tout d'abord, les eaux salines représentées par les océans et mers puis les eaux douces qui se composent des rivières, lacs, étangs, eaux souterraines, zones humides comme les marais et enfin des zones de transitions comme les deltas et les estuaires. Les océans représentent à eux seuls près de 96.5 % des milieux aquatiques d'après des données de la NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*) [1]. Les milieux aquatiques sont le terrain de plusieurs enjeux climatiques et économiques compte tenu de la grande biodiversité qui les compose, les ressources abondantes qu'ils procurent à l'espèce humaine et le rôle régulateur qu'ils jouent sur le climat mondial.

La biodiversité dans les milieux aquatiques se caractérise par une grande variété d'espèces animales et d'organismes allant de microorganismes unicellulaires à de grands mammifères (baleines, etc...). Au total, la Convention sur la diversité biologique dénombre plus de 200 000 espèces marines connues [2], tout en précisant que le nombre réel d'espèces pourrait dépasser le million. Cette large biodiversité est essentielle pour maintenir le fonctionnement des écosystèmes aquatiques et la résilience des habitats aquatiques face au changement climatique. En effet, les milieux aquatiques sont des écosystèmes complexes où de nombreux échanges d'énergie ont lieu. Toute dégradation de la biodiversité entraîne donc une dérégulation des échanges dont les conséquences peuvent être délétères pour le milieu. Cette dégradation est en grande partie causée par l'activité humaine, qu'elle soit liée à la surpêche, la pollution marine (plastique, pétrole, composants chimiques) ou encore la destruction des habitats côtiers comme les récifs coralliens. En particulier, la pollution par les plastiques est alarmante. L'UNEP (*United Nation Environment Program*) estime que 8 millions de tonnes de plastiques sont déversées chaque année dans les océans [3]. Cette pollution a des impacts dévastateurs sur la faune marine tout en affectant ultimement la chaîne alimentaire humaine.

Les ressources produites par les milieux aquatiques sont essentielles au fonctionnement de la société humaine actuelle. D'un point de vue alimentaire, plus de 15.5 % des protéines animales consommées dans le monde sont produites par ces environnements, la pêche et l'aquaculture représentant plus de 179 millions de tonnes de nourriture en 2018 d'après la FAO (*Food and Agriculture Organisation of the United Nations*) [4]. Les ressources minérales produites par ces milieux sont aussi importantes. Plus d'un milliard de tonnes de sable et de graviers sont extraites chaque année du plancher océanique pour les secteurs de la construction ou l'industrie. D'un point de vue énergétique, l'IEA (*International Energy Agency*) rapporte que les champs pétrolifères et gaziers offshore fournissent environ 30% de la production mondiale de pétrole et 27% de la production de gaz naturel [5]. Le secteur du transport maritime joue

également un rôle prédominant dans l'économie mondiale. Plus de 80% du commerce mondial en volume et 70% en valeur sont transportés par voie maritime, selon les statistiques de l'Organisation Maritime Internationale (OMI) [6]. Les infrastructures critiques telles que les oléoducs sous-marins contribuent significativement à l'économie globale. Par exemple, le projet Nord Stream transportait annuellement environ 55 milliards de mètres cubes de gaz de la Russie vers l'Europe, ce qui représentait environ 40% du gaz naturel importé par l'Union Européenne, d'après les données de Gazprom [7].

En plus de leur rôle en tant que sources de nourriture et de ressources énergétiques, les milieux aquatiques sont également des acteurs clés dans la régulation du climat mondial. Les océans sont les plus grands puits de carbone de la planète, absorbant environ 25% du dioxyde de carbone émis par les activités humaines chaque année, ce qui contribue à atténuer les effets du changement climatique. D'après la NASA [8], les océans stockent aussi plus de 90% de la chaleur supplémentaire générée par ces émissions de gaz à effet de serre. Les systèmes aquatiques influencent également les cycles de l'eau et du climat à travers la formation de nuages et les précipitations, régulant ainsi les conditions météorologiques et climatiques à l'échelle globale. Par exemple, le phénomène El Niño, qui est étroitement lié aux variations de température de l'eau de l'océan Pacifique, peut provoquer des sécheresses extrêmes et des inondations dans différentes parties du monde, impactant ainsi la production agricole, les ressources en eau et la sécurité alimentaire. L'étude des milieux aquatiques est essentielle pour comprendre les phénomènes complexes qui s'y produisent et pour développer des stratégies efficaces de gestion et de conservation de ces milieux. Elle permet non seulement de surveiller et de prédire les changements climatiques, mais aussi de soutenir une gestion durable des ressources naturelles, d'assurer la sécurité alimentaire mondiale, et de protéger la biodiversité marine qui est indispensable à la vie sur Terre.

Dans ce contexte, il est important de développer des méthodes permettant de surveiller les milieux aquatiques, que ce soit par la surveillance des installations humaines et de la biodiversité marine ou encore par la mesure des changements causés par le réchauffement climatique et la quantification de leurs impacts. L'imagerie satellitaire permet par exemple de fournir des données sur la température de surface [9], [10] des océans à partir de données de capteurs micro-ondes. Elle permet aussi l'estimation du niveau de la mer, en particulier pour les zones côtières [11] dont le niveau impacte directement plus de 40% de la population mondiale vivant sur les littoraux, ainsi que pour les rivières [12] dont l'estimation du niveau est essentielle pour la prévention et le suivi des crues. Les données satellites permettent en outre d'estimer la biomasse en phytoplancton (*e.g.*, concentration en chlorophylle-a) [13], [14] dans l'océan qui contribue à l'absorption de gaz atmosphériques tel que le CO_2 . La concentration en matières en suspension dans les zones côtières représente aussi un domaine d'intérêt pour quantifier les échanges de matières entre les milieux marins et les continents [15]. En complément des données satellites, des stations de mesures in-situ comme des bouées

permettent de collecter des données (*e.g.*, température de l'eau, pression atmosphérique, salinité, hauteur des vagues) en temps réel, permettant d'alimenter les modèles de météorologie ou de climatologie [16] ou encore d'assurer la sécurité des transports (aérien, maritime). Enfin, des réseaux de capteurs in-situ ou embarqués sur véhicules autonomes peuvent être utilisés pour mesurer les propriétés physiques, chimiques ou biologiques des milieux marins ainsi que pour l'exploration et la surveillance des milieux marins [17], [18].

Ce travail de thèse se place dans le cadre spécifique des capteurs optiques (embarqués ou non) dits « imageurs » dans le sens où ils permettent de capturer une image (2D ou 3D) du milieu étudié. Plus précisément, il s'agit de se concentrer sur les technologies permettant de réaliser de l'imagerie laser 3D dans les milieux aquatiques. Le laser permet de fournir une source de lumière au milieu, généralement sombre dans les fonds marins. L'analyse de la lumière renvoyée par la scène permet d'obtenir une information de distance à l'origine d'une information 3D sur le milieu. L'imagerie 3D est aujourd'hui cruciale pour l'exploration, la surveillance et la conservation des environnements sous-marins. En fournissant des représentations détaillées des fonds marins et des habitats aquatiques, il est ainsi possible d'observer l'évolution de la biodiversité, de l'impact écologique des activités humaines ainsi que des installations humaines. En particulier, le suivi de l'état de santé de certains récifs coralliens [19], l'inspection d'infrastructures humaines critiques comme les pipelines ou les câbles (de télécommunication, de transport d'énergie) [20], [21] ou encore la cartographie détaillée des sites archéologiques immergés [22]. L'imagerie laser 3D est un domaine en pleine expansion comme en témoigne le nombre croissant d'articles publiés sur la période 1990-2022 [23]. Un sous-domaine de l'imagerie 3D dans les milieux aquatiques concerne l'imagerie courte portée (5-20 m) dans des conditions dégradées. Ces conditions sont dites turbides, ce qui signifie que de nombreuses particules en suspension ou dissoutes absorbent et diffusent la lumière entre l'observateur (le système imageur) et la scène observée. La restitution 3D d'une scène dans de telles conditions est en général perturbée car le signal reçu par la cible est brouillé (le rapport du signal utile sur le bruit diminue) et atténué (le signal utile reçu est plus faible). La mise au point de technologies d'imagerie permettant de caractériser une cible 3D dans un temps court tout en respectant les propriétés morphologiques de l'objet (*e.g.*, résolution transverse et en profondeur) est nécessaire. Cependant, l'impact de la turbidité et des propriétés optiques des hydrosols (par exemple la directionnalité du rayonnement diffusé vers l'observateur) sur les caractéristiques morphologiques de la cible n'est pas entièrement compris à l'heure actuelle. La mise en œuvre d'imageurs adaptés pour l'observation dans les milieux aquatiques reste un défi.

Les imageurs 3D par temps de vol (ToF pour *Time of Flight*) matriciels et à balayage sont les technologies les plus prometteuses pour l'imagerie courte portée (2.5-20 m) dans les milieux denses [24]. Les imageurs matriciels présentent l'avantage d'augmenter la densité des nuages de point. Les imageurs à balayage n'utilisent qu'un seul pixel et ils doivent balayer la scène

d'intérêt, le temps de balayage étant d'autant plus long que la résolution transversale désirée est précise. L'utilisation d'un seul pixel permet ainsi de restreindre la taille des champs d'illumination et de réception pour chaque visée, au contraire des imageurs matriciels dont la taille du champ de vue est dimensionnée par la taille de la matrice. Les systèmes à balayage conservent plus facilement le contraste d'un objet 3D avec la turbidité car leur champ d'illumination et leur champ de vue plus restreints permettent de filtrer la lumière diffusée, d'après deux études expérimentales menées sous turbidité contrôlée à l'université d'Heriott-Watt [25], [26]. Ces études se sont cependant limitées à l'utilisation d'un seul agent turbide (le Maalox® [27]) et n'ont pas permis d'explorer les différentes formes de perte de contraste et leur dépendance respective à la directionnalité du rayonnement diffusé et à la taille des champs d'illumination et de réception. Dans ce cadre, l'utilisation d'un modèle numérique capable de simuler l'interaction entre un prototype imageur actif 3D par temps de vol, un milieu turbide et une scène 3D immergée dans ce milieu est pertinente. Ce modèle peut permettre d'étudier la perte de contraste induite par différents types d'agents turbides.

La problématique principale de la thèse est la suivante : « **quel est l'impact du niveau de turbidité et de la directionnalité du rayonnement diffusé sur la capacité d'un imageur 3D laser par temps de vol à déterminer la géométrie 3D d'une scène immergée ?** ». Pour répondre à cette question, une approche théorique (modélisation) et une approche expérimentale ont été mises en œuvre. L'approche théorique a consisté à mettre au point un modèle numérique basé sur la méthode de Monte-Carlo pour simuler la propagation de photons « numériques » de leur émission par le laser à leur réception par la caméra. L'approche expérimentale s'est basée sur l'exploitation d'un prototype imageur développé au sein de l'ONERA pour réaliser des observations en laboratoire. Le prototype, qui est de type matriciel, possède la capacité d'être immergé et d'être piloté à distance pour modifier la taille de son champ d'illumination laser, de son champ de vue et de son diaphragme. Il a été utilisé en conditions contrôlées pour valider les simulations calculées par le modèle de Monte-Carlo dans des conditions de forte turbidité du milieu ambiant. Le manuscrit est organisé de la manière suivante.

Le chapitre **I** présente un état de l'art des systèmes utilisés pour l'imagerie 3D sous-marine afin de justifier l'utilisation d'un imageur laser par temps de vol à courte portée (5-20 m). Le système imageur est ensuite présenté dans son ensemble, et l'équation LiDAR est utilisée afin de modéliser analytiquement l'interaction entre le prototype et le milieu turbide ainsi que l'observation d'une cible dure immergée. L'équation LiDAR est en particulier adaptée à un système bi-statique (systèmes d'émission et de réception séparés par une distance non nulle).

Le chapitre **II** présente un état de l'art des propriétés optiques dans les milieux aquatiques. Les paramètres utiles à la modélisation d'un milieu turbide par un code numérique sont

introduits. Les différentes méthodes permettant de déterminer ces paramètres (expérimentalement ou à partir de modèles numériques) sont explicitées. En particulier, un algorithme reposant sur la théorie de Mie permettant de relier les paramètres microphysiques des particules en suspension et du milieu (indice de réfraction, rayon des particules) est introduit et validé pour différentes distributions de taille de particules à partir d'un modèle référence de la littérature intitulé OSOAA [28], [29].

Le chapitre **III** se concentre sur les méthodes numériques permettant de modéliser l'interaction entre un prototype imageur et un milieu dense constitué d'une scène 3D. Un code numérique basé sur la méthode de Monte-Carlo et développé pendant la thèse (modèle IL3D) est introduit. Un modèle physique de prise en compte du phénomène de flou optique hors profondeur de champ est introduit afin de considérer le nombre important d'événements de diffusion ayant lieu hors de la profondeur de champ pour des cas d'imagerie courte portée dans un milieu dense. Ce modèle physique permet de réduire les temps de convergence du code de Monte-Carlo pour l'observation de scènes 3D en conditions de forte turbidité. Cela permet de simuler des ondes complètes mieux convergées, ce qui n'était auparavant pas possible dans un temps raisonnable.

Le chapitre **IV** vise à valider le modèle IL3D en diffusion simple à partir du modèle analytique de l'équation LiDAR décrit au chapitre **I**. Cette validation permet de mettre en évidence les hypothèses limitantes de l'équation LiDAR, à savoir (i) l'hypothèse de diffusion simple et (ii) l'hypothèse selon laquelle tout flux diffusé ne contribuera pas au signal observé. Plusieurs métriques permettant de résumer l'onde complète 3D simulée par le code de Monte-Carlo sont ensuite introduites. Ces métriques sont à la fois représentatives du signal LiDAR (amplitude de l'onde complète intégrée sur la matrice de pixel) ainsi que de la restitution 3D de la scène observée (contraste de la scène). La dépendance de ces métriques à la turbidité (*i.e.*, au coefficient d'extinction) et au rayon moyen des particules dans le milieu est étudiée.

Le chapitre **V** présente une campagne expérimentale menée en condition d'atmosphère contrôlée sur le site Fauga-Mauzac (centre de l'ONERA, près de Toulouse) afin de valider les résultats du modèle IL3D en diffusion multiple. Afin de contrôler un maximum les paramètres expérimentaux, le prototype imageur est précisément caractérisé, et le modèle IL3D est adapté pour simuler précisément la loi d'émission du laser. Deux agents turbides (propylène-glycol et brouillard d'eau) de distributions de taille connues sont utilisés. Des cycles d'injection de ces agents turbides sont réalisés pour différentes tailles de champs d'émission et de réception. Une méthodologie de comparaison du modèle IL3D avec ces données expérimentales basée sur les métriques définies au chapitre **IV** est présentée et appliquée.

I. CARACTERISATION D'UN PROTOTYPE IMAGEUR ACTIF 3D POUR LA VISION SOUS-MARINE

Ce premier chapitre introduit un prototype imageur (appelé PAUILLAC) développé à l'ONERA pour l'imagerie sous-marine. L'objectif est d'effectuer un état de l'art des systèmes utilisés en imagerie sous-marine, de caractériser le prototype en laboratoire, et de proposer un formalisme simplifié pour sa modélisation à travers l'équation LiDAR.

Points clés

- Bibliographie sur les différentes technologies d'imagerie dans les milieux sous-marins. Mise en évidence de l'intérêt des systèmes d'imagerie actifs par temps de vol (TOF) pour l'imagerie 3D courte portée.
- Présentation du prototype d'imageur actif PAUILLAC développé à l'ONERA. Caractérisation expérimentale des paramètres de PAUILLAC.
- Présentation de l'équation LiDAR adaptée à l'imagerie d'une cible dans un milieu peu dense pour une configuration d'imageur bi-statique à comptage de photons comme PAUILLAC.

1. Etat de l'art des technologies d'imagerie 3D dans les milieux aquatiques

Les milieux aquatiques représentent un domaine d'étude important, par exemple pour le suivi d'installations, l'exploration ou la défense. Cette section dresse un état de l'art des technologies d'imagerie existantes, avec une attention particulière pour l'imagerie laser 3D.

1.1. Problématiques liées à l'imagerie dans les milieux aquatiques

Les milieux aquatiques peuvent s'avérer hostiles pour les systèmes d'imagerie. Ces milieux sont aussi bien d'origine naturelle (lacs, rivières, estuaires, océans) ou artificielle (canal, bassin, barrage). Les propriétés optiques de l'eau varient drastiquement avec la position et la profondeur. Cette variabilité rend difficile la systématisation des systèmes d'imagerie, qu'ils soient acoustiques ou optiques. À titre d'exemple, la vitesse du son dans l'eau est dépendante de la salinité, de la température et de la pression. Les systèmes d'imagerie acoustique, qui dépendent de ces propriétés physiques, nécessitent l'utilisation de profils de vitesse avec la profondeur [30]. De plus, la forte pression et la conductivité de l'eau a pour effet d'endommager les dispositifs électroniques s'ils ne sont pas protégés de manière adéquate. Tout dispositif d'imagerie dépend donc d'un système de protection [31], généralement une enceinte étanche. Enfin, l'ensemble du spectre électromagnétique est atténué bien plus rapidement que dans l'atmosphère. En particulier, le rayonnement infrarouge classiquement utilisé dans l'atmosphère se propage très peu dans l'eau (quelques centimètres), et seul le spectre visible est capable d'y pénétrer jusqu'à une profondeur pouvant atteindre une centaine de mètres (dans le bleu) dans le cas d'eaux très claires.

Ainsi, l'imagerie sous-marine reste un défi majeur qui ne peut en aucun cas dériver simplement des techniques d'imagerie classiquement utilisées dans l'atmosphère. Ce défi implique de définir précisément le besoin et d'adapter en conséquence le système à utiliser. La sous-section 1.2 définit les différentes applications de l'imagerie sous-marine et spécifie les caractéristiques importantes d'un imageur pour une application donnée.

1.2. Différentes applications de l'imagerie sous-marine

L'imagerie sous-marine englobe une variété d'applications et de technologies qui reflètent l'évolution et la diversification des besoins en cartographie, détection d'objets immergés et surveillance d'installations sensibles. Le **Tableau I-1** présente un panorama de ces applications.

Les applications de l'imagerie sous-marine peuvent être distinguées en plusieurs catégories. D'abord, la caractérisation des milieux marins et de leurs constituants. Cela peut englober la bathymétrie pour déterminer la profondeur du fond marin [32], l'archéologie sous-marine [22], [33], [34], [35], l'observation ou le suivi d'espèces marines à une grande échelle ou encore

l'estimation et la caractérisation de la biomasse (phytoplancton, zooplancton) [36], [37], [38] ou de particules minérales [39], [40]. Ensuite, des applications concernent les installations humaines. Par exemple, la surveillance de systèmes de transport comme les pipelines [41], les fibres-optiques, les coques de bateau [42], ou encore le suivi d'état d'érosion au niveau d'installations comme les barrages ou encore les ports [43]. Enfin, les applications militaires comme la détection de mines sont importantes [44].

Tableau I-1 : Types d'applications existant dans les milieux marins et technologies associées.

Application	Système(s) utilisé(s)	Références
Caractérisation et imagerie des organismes marins	Holographie, imagerie par fluorescence, photogrammétrie	[36], [37], [38]
Caractérisation de taille des particules marines	Holographie	[39], [40]
Cartographie des fonds marins, bathymétrie	Sonar, photogrammétrie, LiDAR	[32], [45], [46], [47], [48]
Archéologie sous-marine	Lumière structurée, stéréo photométrie, Sonar	[22], [33], [34], [35]
Inspection / surveillance d'installations humaines	Lumière structurée, LiDAR, Sonar	[41], [42], [43]
Applications militaires	Sonar	[44]

Chaque application implique des caractéristiques propres à un système imageur. Par exemple, les applications de type DRI (Détection Reconnaissance faible résolution et Identification) nécessitent une haute résolution (centimétrique à sous-centimétrique) alors que la reconstruction 3D de scènes étendues (site archéologique, fond océanique) s'effectue à une échelle beaucoup plus large. D'autres applications comme la surveillance des installations humaines nécessitent de pouvoir réaliser de la vidéo ou à minima une acquisition très rapide, tout en nécessitant un embarquement du système imageur sur véhicule autonome [49]. Enfin, les applications militaires nécessitent souvent une discrétion. Il est donc clair qu'il n'existe pas un système imageur absolu permettant de résoudre tous les problèmes liés à l'imagerie sous-marine. Ce travail se concentre ainsi sur l'imagerie 3D sous-marine à courte portée (5 – 20 m) dans les milieux denses en particules diffusantes.

La sous-section 1.3 présente les forces et faiblesses des systèmes imageurs 3D. L'objectif sera de mettre en perspective les caractéristiques des technologies existantes avec le cadre de la thèse, à savoir l'imagerie de milieux denses à courte portée (5-20 m).

1.3. Détermination d'une famille d'imageurs adaptés à l'imagerie 3D sous-marine courte portée en milieu dense

L'imagerie 3D implique d'obtenir une information de profondeur en plus d'une information transverse sur la scène observée. L'exemple le plus simple d'une technologie de reconstruction se base sur l'observation humaine : la photogrammétrie. En acquérant plusieurs clichés d'une même scène sous plusieurs angles d'observation, il est possible d'obtenir une information de relief 3D (*i.e.*, stéréoscopie). Cette technologie est principalement utilisée en topographie ou en archéologie [50]. La photogrammétrie est une méthode dite « passive » dans le sens où elle utilise le rayonnement ambiant pour obtenir des informations sur la cible. Pour l'imagerie aquatique, seuls les systèmes acoustiques (propagation du son) et optiques (propagation de la lumière) seront considérés car ils représentent la grande majorité des systèmes utilisés [51].

1.3.1. Systèmes d'imagerie acoustiques

Les systèmes acoustiques utilisent la propagation du son dans l'eau pour déterminer la position d'objets immergés. Les systèmes acoustiques « actifs » utilisent une source d'ondes sonores. L'acoustique mono-faisceau n'utilise qu'un seul faisceau émis selon une ouverture angulaire dans une direction donnée [52]. Ce type de système permet d'obtenir une information de profondeur à partir de la durée d'aller-retour du signal. La précision est meilleure lorsque (i) l'onde est de haute fréquence et lorsque (ii) la durée d'émission de l'onde (*ping*) est courte. En effet, une onde de haute fréquence possède une longueur d'onde plus courte permettant de mieux discerner les détails du milieu, et le *ping* correspond à une incertitude sur la date d'émission à l'origine d'une incertitude sur la durée d'aller-retour. Plus le *ping* est faible, moins l'incertitude sur la durée d'aller-retour mesurée est importante. Les sonars mono-faisceau sont malheureusement similaires à une lampe torche qui n'illumine qu'une petite partie de l'espace [53]. La surveillance de larges zones n'est donc pas envisageable avec ce type de technologie. Une solution consiste à utiliser des sonars multi-faisceaux qui sont utilisés avec succès pour l'inspection de pipelines, la cartographie du fond océanique [32] et la reconstruction 3D d'objets immergés [54]. Les systèmes modernes tels que ceux développés par Teledyne [55] peuvent générer jusqu'à 768 faisceaux.

En fonction de l'application visée et des algorithmes de reconstruction utilisés, il est possible de réaliser des images 3D de résolution latérale comprise entre 1 *cm* et 8 *cm* [48], [56] et en profondeur comprise entre 2 *cm* et plusieurs mètres [45], [57]. Certains systèmes acoustiques se basent sur des impulsions modulées en fréquences pour émettre sur une large bande de fréquence qui permettent d'obtenir une meilleure résolution une fois analysées [58].

1.3.2. Systèmes d'imagerie optiques

Les technologies de détection optiques utilisent la propagation de la lumière dans le milieu afin de déterminer une information sur une scène observée. Les systèmes dits « passifs » se

basent sur l'utilisation de la lumière ambiante (soleil, fluorescence, etc.) et ne permettent donc pas d'avoir une information temporelle sur l'onde lumineuse comme son temps de parcours dans le milieu. De plus, un système passif est inefficace lorsque le milieu est trop sombre, par exemple plus d'une dizaine de mètres sous la surface de l'eau ou l'obscurité est complète. Les imageurs optiques passifs présentent en général un mauvais rapport signal / bruit [59] lorsque le milieu est turbide.

Les systèmes optiques « actifs » utilisent une source de lumière artificielle comme un laser ou une lampe afin de dériver des informations sur une scène par analyse des propriétés de la lumière reçue par le système imageur. L'utilisation d'une source dirigée vers une scène permet d'améliorer sensiblement le rapport signal / bruit. L'imagerie active est en général séparée en trois grandes catégories : (i) la triangulation et (ii) l'imagerie laser TOF (*time of flight*) ou par « temps de vol » et (iii) l'imagerie laser FMCW (*Frequency-Modulated Continuous-Wave*). La triangulation repose sur la projection d'un motif lumineux sur l'objet observé puis la déformation de ce motif est analysée pour différentes prises de vues. L'imagerie TOF utilise une source laser impulsionnelle et mesure le temps entre émission et réception par la caméra afin de télémétrer la scène. Les systèmes FMCW se distinguent des systèmes TOF par leur capacité à émettre un faisceau lumineux continu dont la fréquence varie linéairement avec le temps. Cette caractéristique permet de mesurer la distance par rapport à un objet avec une grande précision mais aussi d'obtenir des informations sur sa vitesse relative grâce à l'effet Doppler sur la fréquence du signal réfléchi [60].

Les technologies de détection optique semblent être adaptées à la détection en milieu turbide tout en étant embarquables [51]. La triangulation est en général plus précise pour des applications très courtes portées ($< 2.5\text{ m}$), allant jusqu'à une résolution en profondeur de 1 mm [61]. Au-delà de 2.5 m , les technologies de type TOF et FMCW deviennent plus précises. Elles peuvent être couplées avec des détecteurs à comptage de photons [62], [63], bien que ce type de détecteurs ne soient pas encore couramment utilisés avec les technologies de type FMCW. Une étude comparative [63] entre un imageur TOF et un imageur FMCW utilisés avec un imageur à comptage de photons de type SNSPD (*Superconducting Nanowire Single Photon Detector*) [64] à 1550 nm montre que l'imageur TOF peut atteindre une résolution de 8 mm à 35 cm de distance contre 9 à 25 mm pour l'imageur FMCW en fonction de la puissance de travail [63], les résolutions minimales étant atteintes pour les régimes de faible flux. Cette observation indique la difficulté de coupler un imageur FMCW à un imageur à comptage de photons. De plus, aucun imageur FMCW n'a à notre connaissance été couplé avec un imageur à comptage de photons dans le domaine visible, ce qui rend pour le moment leur utilisation dans l'eau difficile. Au contraire, les imageurs TOF sont couramment utilisés pour des applications sous-marines, pouvant atteindre des résolutions en profondeur de 1 mm à une distance de 2 m [26] ou encore 2 cm à 20 m [65]. Un imageur TOF semble donc adapté à l'objectif de réaliser de l'imagerie 3D à comptage de photons dans un milieu aquatique.

1.3.3. Systèmes d'imagerie optiques par temps de vol

Après avoir présenté les différents moyens de mesure optique, examinons à présent plus particulièrement les systèmes optiques par temps de vol, en nous attachant à deux caractéristiques importantes, d'une part le régime de détection (linéaire ou à comptage de photons), et la géométrie de détection (détecteur matriciel ou système à balayage).

Régime de détection

Les systèmes TOF peuvent être utilisés en régime linéaire ou à comptage de photons. Les détecteurs linéaires ont une réponse proportionnelle à l'intensité de la lumière incidente. Les détecteurs à comptage de photons sont beaucoup plus sensibles et peuvent compter individuellement les photons reçus. Ils possèdent cependant un temps minimal à attendre entre la détection de deux photons successifs appelé temps mort (en anglais *dead time*) noté τ_{dead} . Si plusieurs photons arrivent sur le détecteur pendant un temps inférieur à τ_{dead} , un seul photon sera comptabilisé. Ce phénomène crée une perte de linéarité entre le flux reçu et la réponse du capteur. Cette condition de linéarité est d'autant plus critique pour les détecteurs 3D car chaque pixel ne peut détecter qu'un seul photon par impulsion laser. Ainsi la condition de linéarité impose de n'avoir pas plus d'un photon pendant la durée d'ouverture totale du détecteur pendant une impulsion laser. Dans le cadre de l'imageur étudié dans cette thèse, cette durée est de 400 ns, ce qui est bien plus long que les durées typiques de temps mort de l'ordre de la nanoseconde [66]. Cette longue durée d'ouverture impose donc un facteur important sur la limitation des flux à détecter, ce qui nécessite donc d'une part de régler l'énergie du laser très finement afin de réduire la puissance renvoyée par la cible et d'autre part d'intégrer le flux lumineux sur plusieurs impulsions lasers pour reconstituer la statistique du signal. Les détecteurs à comptage de photons permettent d'augmenter la portée d'imagerie et potentiellement de viser la sécurité oculaire en utilisant des flux lumineux plus faibles. Les capteurs matriciels de télémétrie 3D dans le visible à comptage de photons voient aujourd'hui le nombre de pixels s'accroître [67] ce qui laisse entrevoir la possibilité de mettre en place de l'imagerie 3D de haute résolution en milieu sous-marin et dans des conditions de faible flux ou de sécurité oculaire.

Géométrie de détection

Les systèmes TOF peuvent être basés soit sur des capteurs matriciels [68] ou sur des systèmes mono-capteurs avec balayage tels que la technologie « 3DatDepth » [69]. Les systèmes à capteurs matriciels peuvent perdre en résolution latérale à cause de la diffusion multiple [25], alors que les systèmes mono-capteurs à balayage nécessitent un temps de rafraîchissement de la zone scannée potentiellement long en fonction de la densité de points visée. Ainsi, la densité d'information acquise est moins limitante sur la durée d'intégration pour un imageur matriciel que pour un imageur à balayage. Cependant, les détecteurs matriciels peuvent être plus sensibles à la turbidité dans le milieu que les systèmes à balayage car ils

disposent d'une plus grande ouverture numérique. Quel que soit le régime ou quelle que soit la géométrie de détection considéré, la turbidité aura un impact sur le signal collecté par le senseur par diffusion du rayonnement lumineux. Dans le cas d'un système imageur actif, la diffusion du rayonnement a deux impacts :

(i) La rétrodiffusion (*i.e.*, la diffusion vers l'arrière) implique un retour sur le capteur d'une grande part du flux lumineux émis, ce qui implique un rapport « signal cible / signal du volume » de plus en plus faible avec l'augmentation de la turbidité. Une solution consiste à réaliser un filtrage temporel afin d'éliminer une partie du flux rétrodiffusé, ce qui permet d'obtenir des images jusqu'à $\tau_{obs} = 5$ [70].

(ii) La diffusion vers l'avant (*i.e.*, aux faibles angles de diffusion) intitulée assistance balistique sur le chemin retour depuis une cible observée. Ce processus a pour impact de conjuguer une partie du flux lumineux sur les mauvais pixels (**Figure I-1(a)**). Une solution consiste à utiliser un système possédant un champ d'émission et de réception très restreint [71], ce qui permet de filtrer la composante diffusée qui sort plus facilement de la zone (très restreinte) de recouvrement du système émetteur-récepteur (**Figure I-1(b)**). Ce type de méthode s'appelle LLS pour *Laser Light Scanning*. La méthode classique utilise un signal laser continu et retrouve la 3D par triangulation, mais la méthode peut aussi utiliser un laser pulsé par temps de vol [72] et ainsi permettre le filtrage de la composante rétrodiffusée.

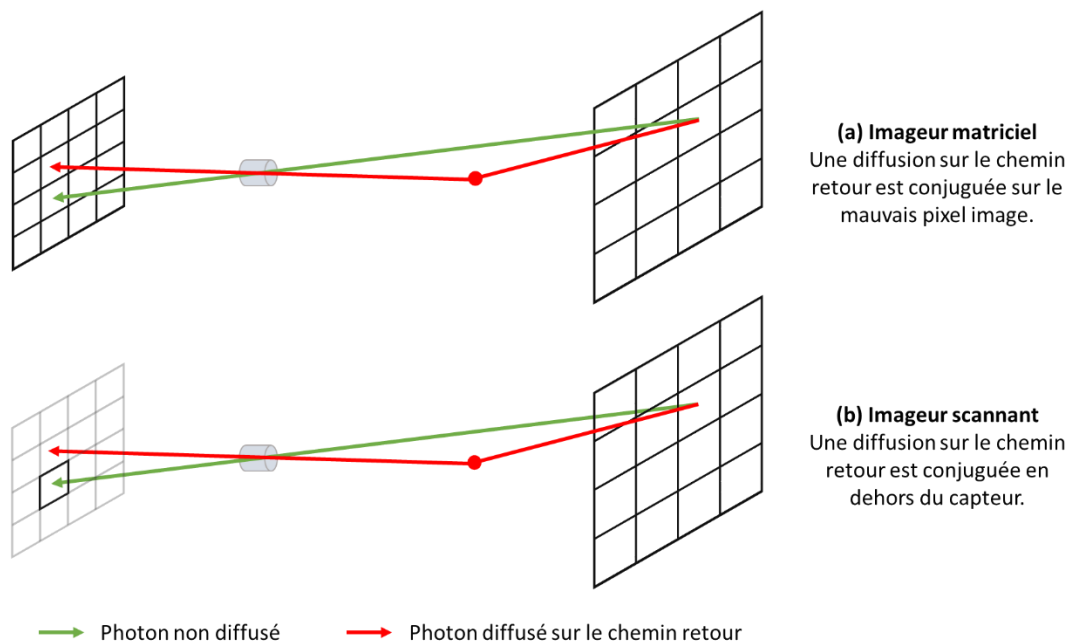


Figure I-1 : Schéma illustratif du filtrage des photons diffusés sur le chemin retour d'une scène.

D'une manière générale, une épaisseur optique importante implique un flux utile revenant de la scène observée beaucoup plus faible sur le chemin retour. Dès lors, il est difficile pour un appareil classique de détecter efficacement ce flux. Une solution consiste à utiliser une caméra à comptage de photons (notée SPAD) qui permet l'observation de flux lumineux très faibles.

1.3.4. Choix d'une technologie pour le travail de thèse

En résumé, les imageurs actifs par temps de vol représentent une technologie d'imagerie 3D efficace à courte portée (5-20 m). En effet, les imageurs à triangulation possèdent en grande majorité des portées inférieures à 2.5 m [24] ce qui les rend inutilisables pour les portées visées dans ce travail. Les imageurs FMCW ne sont quant à eux pas encore adaptés à une utilisation conjointe à l'imagerie à comptage de photons, en particulier dans le visible. Leur utilisation pour l'imagerie 3D sous-marine à comptage de photons semble donc difficile. Au sein des imageurs TOF, les capteurs matriciels présentent l'inconvénient d'avoir une divergence et un champ de vue plus large que les capteurs scannant, ce qui limite leur résolution latérale. Dans le cadre de la thèse, le choix est fait d'étudier un capteur « par temps de vol-TOF » de type matriciel. Ce capteur, qui se nomme PAUILLAC, a été développé à l'ONERA à Toulouse. La section 2 décrit le prototype ainsi que sa caractérisation en laboratoire.

2. Développement d'un imageur actif 3D à comptage de photons

La thèse porte sur l'étude d'un prototype imageur développé au sein de l'ONERA Toulouse et nommé PAUILLAC. Ce prototype se compose d'un système d'émission composé d'un laser vert (532 nm) impulsif. Le système de réception est une caméra SPAD (*Single Photon Avalanche Diode*), synchronisée sur le laser de sorte à télémétrer les photons de retour : ce type de système est dit à « temps de vol » TOF (*Time Of Flight*). Cette section développe l'agencement du prototype imageur ainsi que les paramètres de ses composants.

2.1. Principe de l'imagerie par « temps de vol »

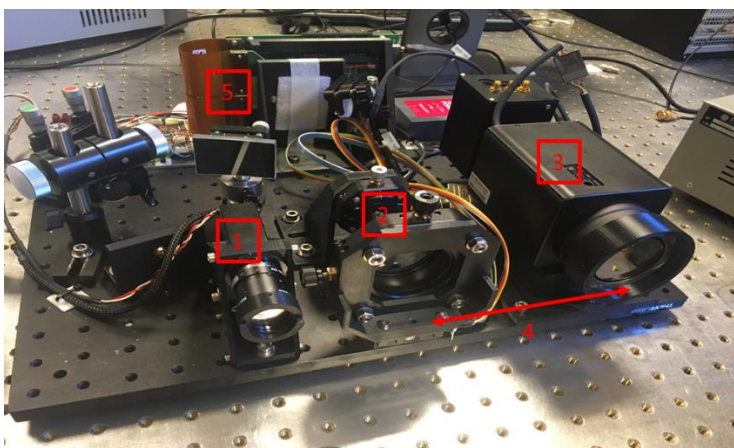
L'imagerie par « temps de vol » consiste à chronométrer la durée d'aller-retour d'un signal lumineux émis à partir d'une position connue à un moment connu et rétrodiffusé en direction d'une caméra réceptrice. Il s'agit souvent d'une source laser impulsif caractérisée par (i) son taux de répétition, *i.e.*, le nombre d'impulsions par unité de temps et (ii) la durée d'une impulsion qui correspond à la durée approximative entre le début et la fin du signal lumineux émis. Cette durée est caractérisée à partir de la largeur temporelle à mi-hauteur du signal émis (FWHM pour *Full Width at Half Maximum*). La distance entre laser et caméra correspond à la bistaticité B du système qui peut être nulle (système mono-statique, *i.e.*, caméra et laser sont confondus en un même point) ou non nulle (système bi-statique, *i.e.* caméra et laser sont distants). En pratique, B est relativement petit par rapport à la distance de la cible observée d_{obs} . Cela implique que la distance aller-retour parcourue est $d_{AR} \approx 2 \times d_{obs}$. La durée d'aller-retour s'écrit alors sous la forme (Eq. (I.1)) :

$$T_{AR} \approx \frac{2 \times d_{obs}}{v} \quad (\text{I.1})$$

avec $v [m.s^{-1}]$ la vitesse de l'onde lumineuse dans le milieu considéré. A partir de la connaissance de la durée d'aller-retour d'un élément de flux lumineux appelée « temps de vol », il est possible d'en déduire la distance depuis laquelle il revient. Sur la base de ce principe, le prototype imageur est capable de télémétrer (*i.e.*, déterminer la distance) tout composant du milieu ayant la capacité de renvoyer le flux lumineux émis. Ce renvoi de flux lumineux peut être causé par (i) des éléments diffusants du milieu comme des molécules d'eau ou des matières en suspension-hydrosols (diffusion volumique) ou par (ii) un objet immergé dans le milieu par réflexion à sa surface (diffusion surfacique). Dans le cadre d'un système imageur, l'objectif consiste souvent à observer un ou plusieurs objets immergés dans un milieu donné. La présence de particules diffusantes implique une baisse du signal de la cible ainsi qu'une part significative de flux indésirable (ou flux parasite) dû à la diffusion volumique. L'objectif de la sous-section 2.2 est de présenter le fonctionnement précis de chaque élément du système imageur ainsi que les paramètres permettant d'adapter le rapport entre diffusion volumique et surfacique afin d'optimiser le signal de la cible (appelé « signal cible »).

2.2. Prototype imageur actif 3D à comptage de photons (PAUILLAC)

Le prototype imageur PAUILLAC est présenté en **Figure I-2**. Il se compose de plusieurs éléments : (i) un laser vert (LG-G-F010 de chez Leukos) opérant à 10 kHz et de longueur d'onde de 532 nm, (ii) une caméra SPAD composée d'une matrice de 32 × 32 pixels, (iii) un photomultiplicateur en complément de la caméra et (iv) une matrice de micro-miroirs orientables (DMD) permettant d'envisager une illumination structurée avec le laser ou une observation préférentielle avec la caméra. Dans le cadre de ce manuscrit, seuls le laser et la caméra seront présentés en détail. La plaque optique est susceptible d'être embarquée dans un caisson étanche permettant d'immerger le prototype dans un milieu aquatique. Le dispositif contient un convertisseur transformant l'alimentation de 220 V fournie par le secteur en 5 V pour alimenter la caméra.



- 1 Photo multiplicateur (PM)
- 2 Sortie de la fibre optique
- 3 Caméra SPAD
- 4 Distance laser-caméra
- 5 Matrice de micro-miroirs orientables (DMD)

Figure I-2 : Plaque optique du prototype imageur PAUILLAC développé à l'ONERA.

Le schéma électronique du système d'émission-réception est présenté en **Figure I-3**. Lors de l'émission d'une impulsion laser à un temps t_1 , un signal est envoyé à un générateur de porte qui permet de générer la porte électronique d'ouverture de la caméra.

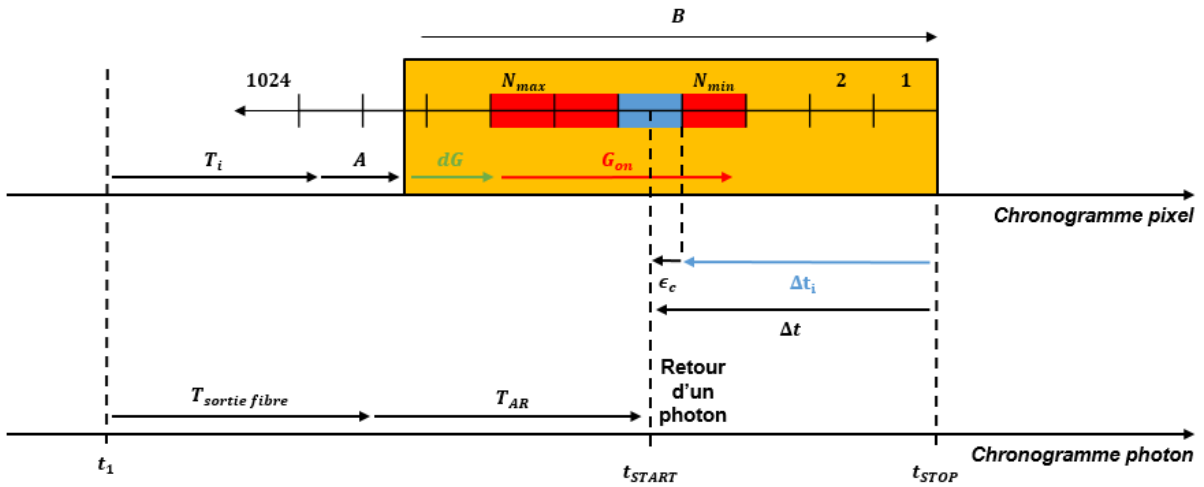


Figure I-3 : Chronogrammes pixel et caméra permettant de relier le temps d'aller-retour d'un photon entre le laser et la caméra à partir des paramètres de la caméra, du générateur de porte et de la fibre optique.

Cette génération de la porte s'effectue pendant une durée incompressible T_i . Afin d'éviter que le laser ne soit émis trop longtemps avant l'ouverture de la porte, une fibre optique est utilisée pour retarder l'émission d'un temps $T_{sortie\ fibre}$. L'utilisateur peut spécifier trois paramètres (A, B, G_{on}) qui modulent respectivement le retard de l'instruction d'ouverture de la porte (A), le temps par rapport auquel l'arrivée des photons est mesurée (B , le STOP global) et la durée d'ouverture de la porte (G_{on}). Ainsi, la porte reçoit l'instruction de s'ouvrir au temps $t_1 + T_i + A$. Il faut cependant une durée dG pour que la porte puisse complètement s'ouvrir. La porte détecte ainsi correctement des photons à partir du temps $t_{open} = t_1 + T_i + A + dG$. Pendant l'intervalle de temps $[t_{open}, t_{open} + G_{on}]$, un pixel peut déclencher un signal START dès lors qu'il détecte un photon, lequel est alors placé dans un pixel temporel. La télémétrie Δt de ce photon est alors faite en mesurant la durée séparant l'instant de détection $t_{START} = T_{sortie\ fibre} + T_{AR}$ de l'instant de fermeture global $t_{STOP} = t_1 + T_i + A + B$. Ainsi, la télémétrie Δt peut être directement reliée au temps d'aller-retour du photon T_{AR} (**Eq. (I.2)**) :

$$T_{AR} = t_1 + T_i + A + B - T_{sortie\ fibre} - \Delta t \quad (\text{I.2})$$

Cette télémétrie Δt ne peut prendre qu'un ensemble de valeurs discrètes $\{\Delta t_i\}_{i \in [1, 1024]}$ dépendant de la fréquence d'horloge. Dans le cadre du prototype, le pas entre deux valeurs de télémétrie vaut 390 ps, ce qui équivaut à une distance de séparation dans l'eau de 4.4 cm.

Le système imageur est basé sur l'émission d'un laser vert à 532 nm. Tout autre signal revenant du milieu correspond donc à un bruit non souhaité car non télémétré. Afin de garantir

un minimum de flux parasite, un filtre interférentiel est utilisé. Il s'agit d'un filtre Edmund Optic EDM/84-114 ($\lambda = 527$ nm et FWHM = 20 nm). Ce filtre est centré sur une longueur d'onde proche de celle du laser et monté sur la face d'entrée de l'optique projective pour diminuer l'influence de la lumière de fond [73], [74]. Le faisceau incident hors axe frappant le filtre subit une épaisseur de filtre plus grande, entraînant ainsi un décalage vers le bleu du spectre de transmission. Ce décalage spectral augmente avec l'angle d'incidence [75]. Si le décalage est supérieur à la bande passante du filtre, le faisceau diffusé n'atteindra pas le détecteur, ce qui permet de filtrer les longueurs d'onde parasites.

Pour des raisons d'adaptabilité, le prototype est opérable à distance via un ordinateur de contrôle. Il est ainsi possible d'adapter la divergence du laser, le champ de vue de la caméra ainsi que l'ouverture de l'iris. Le **champ de vue** correspond à la part de l'espace observé par l'ensemble des pixels de la caméra, représentée par le paramètre d'angle de champ de vue θ_{FOV} . La gestion de θ_{FOV} est réalisée en deux étapes. Tout d'abord, la mise au point est faite sur un plan à distance d'observation d_{obs} par un choix adapté de deux paramètres *FOCUS* et *ZOOM* (voir sous-section 1.1 du chapitre V). La **divergence** et le « **waist** » laser correspondent à l'étalement spatial du laser autour de sa direction d'émission, représenté par les paramètres de « waist » à l'origine w_0 et la divergence θ_{div} . La gestion de ces paramètres est réalisée via l'ordinateur avec la variable *PLATINE* qui permet de translater une lentille convergente placée en sortie de la fibre optique afin d'adapter la divergence de sortie (voir sous-section 1.3 du chapitre V). L'**iris** régule l'entrée de lumière dans le diaphragme de l'objectif. La valeur d'ouverture de l'iris est représentée par le paramètre D_{iris} qui correspond au diamètre équivalent de l'iris. Le pilotage de ce paramètre est réalisé en sélectionnant une valeur *IRIS*. Une fois sélectionnée, le prototype ferme complètement l'iris puis l'ouvre pendant une durée égale à la valeur de *IRIS* (voir sous-section 1.2 du chapitre V).

2.3. Modèles théoriques de l'objectif caméra, de la distance de mise au point et du champ de vue

Cette sous-section se concentre sur l'objectif de la caméra, composé d'un diaphragme de diamètre D_{iris} et d'un ensemble d'optique de focale équivalente f' . Comme présenté en **Figure I-4(a)**, la mise au point sur un plan situé à distance d_{obs} est réalisée en plaçant l'objectif à une distance $f' + \Delta f'$ de la matrice du capteur de la caméra. La distance $\Delta f'$ est telle que (**Eq. (I.3)**) ::

$$\Delta f' = \frac{f'^2}{d_{obs} - f'} \quad (\text{I.3})$$

Soit un flux lumineux sur le chemin retour émanant d'un hydrosol situé à une distance $d_{hydrosol} < d_{obs}$ (voir **Figure I-4(b)**), son plan de conjugaison sera situé à distance $y =$

$\frac{f'^2}{d_{hydrosol} - f'} > \Delta f'$ de sorte que l'image résultante de l'hydrosol sur le capteur ne sera pas un point mais une tâche circulaire de diamètre D_t déterminé par une approche classique d'optique géométrique (Eq. (I.4)) :

$$D_t = \frac{y - \Delta f'}{f' + y} \times D_{iris} \quad (I.4)$$

Lorsque la distance $d_{hydrosol}$ varie de d_{obs} à 0, la taille de D_t s'accroît de 0 à $+\infty$. La profondeur de champ est définie comme la gamme de distance d pour laquelle $D_t(d)$ est de taille inférieure à la taille d'un pixel caméra. L'ouverture de l'iris a donc pour impact de diminuer la zone de profondeur de champ en raison de sa proportionnalité avec le diamètre de la tâche de flou.

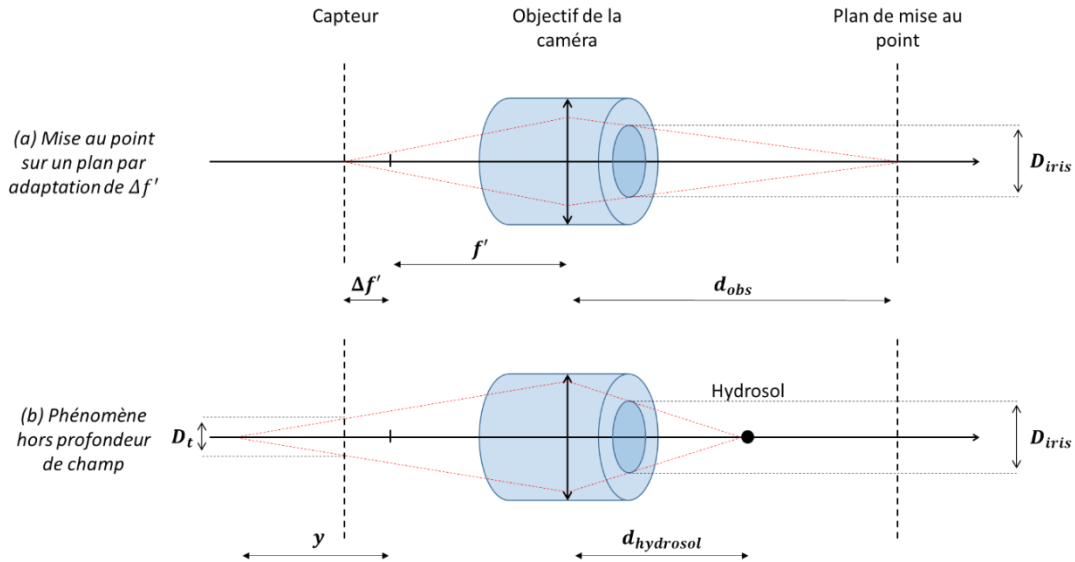


Figure I-4 : Schéma illustrant la mise au point d'un capteur sur un plan situé à une distance d_{obs} (a), ainsi que la profondeur de champ par le biais d'un événement de diffusion créant une tâche de flou sur le capteur de la caméra (b).

2.4. Gestion du flux incident sur la caméra par contrôle de l'ouverture du diaphragme

L'ouverture du diaphragme définie par le diamètre D_{iris} permet de moduler la surface utile par laquelle le flux peut accéder à la caméra. Le flux détecté par la caméra correspond à une luminance $[W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}]$ intégrée sur la surface de collection du diaphragme $S_{iris} = \pi D_{iris}^2 / 4$. Une augmentation de la surface utile conduit donc à une augmentation quadratique du flux reçu par le capteur $[W]$. Dans le cadre du prototype, l'ouverture de l'iris est gérée par le biais d'un paramètre $IRIS \in [0 - 2.5]$ qui contrôle sa durée d'ouverture depuis une position complètement fermée. Le paramètre IRIS est une temporisation logicielle qui permet d'envoyer l'ordre au moteur d'augmenter progressivement le diamètre d'ouverture du diaphragme depuis une position totalement fermée. Plus la commande est envoyée pendant un temps long, plus le

diaphragme sera ouvert. Une temporisation de 2.5 secondes est légèrement supérieure à la durée nécessaire pour ouvrir totalement le diaphragme. À chaque changement d'ouverture, le logiciel ferme totalement le diaphragme avant de l'ouvrir pendant « IRIS » secondes. L'appel à cette temporisation a été nécessaire, car contrairement au réglage zoom et focus, l'ouverture du diaphragme n'est pas équipé d'encodeur. La dépendance de D_{iris} au paramètre de contrôle IRIS sera déterminé en annexe **D**.

2.5. Système d'émission laser et son modèle théorique

Le laser utilisé par le prototype imageur est un laser fibré de la marque Leukos LG-G-FO10. Les caractéristiques précisées par le constructeur sont précisées dans le **Tableau I-2**.

Tableau I-2 : Paramètres constructeur fournis pour le laser Leukos LG-G-FO10.

Longueur d'onde	Taux de répétition	Energie par impulsion	Largeur d'une impulsion
532 nm	10 kHz	3 – 5 μJ	0.6 – 1 ns

La longueur d'onde a été choisie pour (i) le faible coût associé à la technologie du laser et (ii) la faible absorption du milieu aquatique à 532 nm. Le taux de répétition fixé à 10 kHz lors de la fabrication lui permet d'être adapté aux spécifications de la caméra SPAD utilisée (sous-section 2.6). L'énergie par impulsion est typiquement comprise entre 3 et 5 μJ . Le laser est injecté dans une fibre optique afin de retarder son émission et laisser une durée suffisante au générateur de porte électronique pour construire une porte logique et la transmettre à la caméra. L'impulsion du laser est supposée temporellement de forme gaussienne. Par conséquent, le modèle d'une impulsion émise à un instant t_1 est le suivant (**Eq. (I.5)**) :

$$G_{t_1}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\tau}} \exp\left(-\frac{(t-t_1)^2}{\tau}\right) \quad (\text{I.5})$$

avec $\tau \in [0.6 - 1]$ ns l'écart type qui prend en compte l'incertitude sur la date d'émission du laser ainsi que l'incertitude sur la date de détection par la caméra liée à la fréquence d'horloge et le « jitter » qui correspond à la différence de temps entre l'arrivée du photon sur le détecteur et la détection effective. La lentille en sortie de la fibre optique est montée sur un chariot pilotable depuis l'ordinateur de contrôle pour ajuster la divergence de sortie du laser. En pratique, la divergence de sortie du laser sera adaptée au champ de vue choisi expérimentalement. La sous-section 1.3 du chapitre **V** décrit précisément les caractéristiques de sortie de la fibre pour les configurations expérimentales qui seront retenues.

2.6. Caractéristiques et propriétés de la caméra SPAD

Le prototype imageur se base sur l'utilisation d'une caméra à comptage de photons pour capter le flux lumineux (SPAD pour *Single Photon Avalanche Diode*). Une caméra provenant

du fabricant POLIMI (Poytechnico De Milano) [76] a été utilisée. Les caractéristiques de la caméra de type SPAD sont précisées **Tableau I-3**.

Tableau I-3 : Paramètres de la caméra SPAD POLIMI (Polytechnico de Milano [45]).

Paramètre	Valeur	Unité	
Résolution de la matrice de pixels	$32 \times 32 \times 1024$	/	
Taille d'un pixel	150	μm	
Facteur de remplissage	3.14	%	
Efficacité de détection à 532 nm	30	%	
Courant d'obscurité	120	Hz	
Vitesse d'acquisition	(mode continu)	10	kfps
	(mode rafale)	100	kfps
Précision de l'horloge	660	ps	

La résolution de la caméra est 32×32 pixels. Elle est capable de télémétrer les photons sur $n_t = 1024$ bins temporels. Chaque pixel est composé d'une jonction PN (semi-conducteur) opérée en mode de saturation. Lors de l'arrivée d'un photon, une paire électron-trou peut être générée et être accélérée par la tension jusqu'à potentiellement générer une ionisation d'impact [77] à l'origine d'un processus d'avalanche. Un seul photon incident sur le capteur peut être à l'origine d'un signal électrique détectable en sortie : il s'agit d'un événement de détection. Cependant, la linéarité entre flux incident et flux détecté est perdue : il s'agit d'un régime de saturation par opposition au régime linéaire, par exemple rencontré dans les photodiodes.

La capacité d'une SPAD à détecter un photon incident varie en fonction de chaque pixel mais elle est en général représentée par une valeur moyenne sur l'ensemble de la matrice, appelée $PDE \in [0,1]$ (*Probability of Detection Efficiency*). Elle est définie comme le rapport entre le nombre de photons détectés et incidents sur le pixel. Elle correspond au produit entre la probabilité d'absorption η et la probabilité de déclencher l'avalanche P_T pour un photon absorbé, c'est-à-dire $PDE = \eta P_T$. La probabilité de détection PDE dépend de la longueur d'onde λ et de la tension de biais. Au-delà du micromètre, cette technologie basée sur une matrice en silicium perd largement en efficacité de détection [78] quelle que soit la tension appliquée. Les SPAD visant à imager dans l'infrarouge sont en général construites à partir de matériaux comme l'arséniure de gallium (GaAs) ou l'antimoniure d'indium (InSb) pour l'infrarouge proche ou encore des alliages comme le HgCdTe pour l'infrarouge lointain. Cependant, ces technologies présentent l'inconvénient d'être beaucoup plus coûteuses que les matrices à base de silicium.

Il existe des sources de bruit internes au capteur pouvant amener à une détection alors qu'aucun photon n'est incident sur le capteur comme le courant d'obscurité *DCR* (*Dark Count Rate*). Ce courant est lié à la génération d'une paire électron-trou induite par le bruit thermique de la caméra. Ce courant est impacté par la tension appliquée et par la température ambiante [77]. Une autre source de bruits internes est le processus « after-pulse » qui consiste en un phénomène d'avalanche causé par la présence résiduelle de paires électrons-trous générées par l'avalanche précédente. Ce bruit peut être diminué en augmentant la durée pendant laquelle un pixel reste éteint après un événement de détection (durée de « hold-off »). Ces sources de bruit cumulées sont sensibles à la température et au flux incident. D'un point de vue opérationnel, il convient de garder à l'esprit que l'utilisation en continu de la caméra conduit à une chauffe interne à l'origine d'une augmentation du bruit.

Chaque photon de la caméra est équipé d'une horloge interne appelée TDC (*Time-to-Digital Converter*). La résolution temporelle de cette horloge détermine la précision avec laquelle la durée d'aller-retour d'un photon est mesurée. A partir de la connaissance de ces paramètres, l'ensemble des paramètres de la chaîne de transmission sont maîtrisés (laser, diaphragme, objectif et caméra). Il est donc maintenant possible d'implémenter numériquement le prototype imageur et ses interactions avec un milieu dense. Dans un premier temps, le choix est fait d'utiliser une approche simplifiée basée sur le formalisme de l'équation LiDAR. Ce formalisme présente l'avantage d'être analytique et de fournir des ordres de grandeurs de flux reçus par la caméra.

3. Mise en place d'un modèle analytique du système imageur par le formalisme simplifié de l'équation LiDAR

3.1. Notion de turbidité d'un milieu

Un milieu est dit turbide lorsqu'il se compose de particules en suspension pouvant absorber ou diffuser la lumière. La turbidité représente donc la capacité du milieu à atténuer un signal lumineux incident lors de sa traversée du milieu. Elle est quantifiée par le coefficient d'extinction $K_{ext} = a + b$ (en m^{-1}) défini comme la somme des coefficients d'absorption a (en m^{-1}) et de diffusion (en m^{-1}). Le chapitre II introduira ces notions de manière plus rigoureuse à partir de l'équation de transfert radiatif. Pour une distance d'observation d_{obs} et un coefficient d'extinction K_{ext} l'atténuation du signal entre le laser et la cible observée peut être quantifiée par l'épaisseur optique définie par (Eq. (I.6)) :

$$\tau_{obs} = K_{ext}d_{obs} \quad (I.6)$$

L'épaisseur optique représente le nombre moyen d'événements de diffusion subis par la lumière avant d'atteindre la cible observée. Cette notion d'épaisseur optique est particulièrement importante pour la dérivation de l'équation LiDAR.

3.2. Equations LiDAR et hypothèses associées

L'imageur actif PAUILLAC est un LiDAR (*Light Detection and Ranging*) dans le sens où il se compose d'une source lumineuse laser qui lui permet de mesurer une notion de distance à partir du délai entre émission et réception de la lumière. Dans le cadre de la thèse, l'utilisation de PAUILLAC se limite à l'identification et à la télémétrie d'une cible, bien que le cadre d'utilisation d'un LiDAR puisse être beaucoup plus large (mesure de la fluorescence, mesure de la vitesse, sondage de l'atmosphère, etc.). Chaque type de LiDAR possède un formalisme qui lui est propre afin de relier l'énergie émise et à l'énergie reçue. Ce formalisme, intitulé **équation LiDAR**, permet la notion de « mesure » d'une propriété recherchée. Pour ce travail, l'équation LiDAR sera adapté à l'instrument PAUILLAC pour la détection d'une cible. L'équation se compose de deux parties : (i) la contribution volumique liée à la rétrodiffusion par les hydrosols / aérosols et (ii) la contribution de la diffusion par la cible observée.

3.2.1. Equation LiDAR volumique adaptée à un imageur bi-statique

L'équation LiDAR volumique repose sur les hypothèses suivantes : (i) la turbidité est assez faible pour supposer un régime de diffusion simple ; (ii) le formalisme de Beer-Lambert est respecté, c'est-à-dire que le flux absorbé ou diffusé ne contribuera pas au signal reçu et (iii) l'imageur est mono-statique, c'est-à-dire que l'émission laser et la réception caméra sont co-localisées au même point. Dans ce cadre, l'hypothèse (i) permet d'affirmer que le flux reçu est le résultat d'une seule diffusion aller-retour (rétrodiffusion). En plus de ces hypothèses, le cadre de la thèse implique un coefficient d'extinction K_{ext} constant dans le volume. Il devient alors possible d'écrire l'expression de l'énergie collectée par le capteur de la caméra pendant un retard temporel caméra $T_p = [t_p, t_p + \Delta t]$. A ce retard est associé une distance $L = \frac{t_p c}{2}$ télémétrée et la distance entre deux retard mesurés par la caméra $\Delta L = \frac{c \Delta t}{2}$. Il est alors possible d'écrire (**Eq. (I.7)**) :

$$E_{vol}^{Li}(T_p) = E_0 \cdot \xi(L) \cdot \eta \cdot \Omega_{camera}(L) \cdot \beta(180^\circ) \Delta L \cdot \exp(-2K_{ext}L) \quad (\text{I.7})$$

avec E_0 l'éclairement laser [$W \cdot m^{-2}$], $\xi(L)$ la **fonction de recouvrement** du prototype à la distance L , η le **facteur de transmission des optiques** qui composent le module de réception, $\Omega_{camera} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D_{iris}}{L} \right)^2$ l'**angle solide** [sr^{-1}] formé par le diaphragme de l'objectif vu depuis un point de diffusion située à une distance L de la caméra, $\beta(180^\circ) = \tilde{\beta}(180^\circ) \times K_{ext}$ le **coefficient de rétrodiffusion** du milieu [$m^{-1} \cdot sr^{-1}$] et $\exp(-2K_{ext}L)$ le **facteur de transmission de Beer-Lambert** dans le milieu.

Cette formulation est valable pour un imageur mono-statique car elle se base sur des événements de diffusion simple aller-retour depuis le laser jusqu'à la caméra, ce qui fait intervenir $\beta(180^\circ)$. Cependant, le prototype expérimental est bi-statique. Il serait donc judicieux de remplacer $\beta(180^\circ)$ par $\beta(\theta_L^B)$ avec θ_L^B l'angle de retour moyen une distance L comprise dans l'intervalle $[0, D_{obs}]$ pour un imageur de bistaticité B . La **Figure I-5** présente une adaptation de la notion d'aller-retour lorsqu'émetteur et récepteur ne sont pas co-localisés ainsi que la variation de θ_L^B pour différentes configurations bi-statiques.

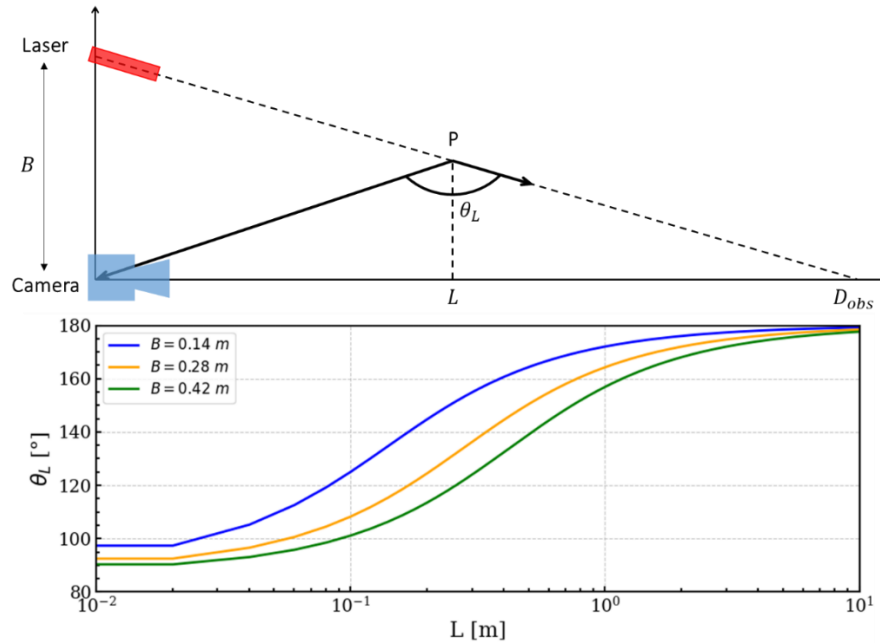


Figure I-5 : Variation de l'angle moyen de retour θ_L^B avec la distance L dans le cas d'un imageur bi-statique. La bistaticité de l'imageur PAUILLAC correspond au cas où $B = 0.14$ m.

Dès lors que la configuration n'est pas mono-statique, l'angle de retour moyen peut prendre des valeurs dans l'intervalle $[90 - 180]^\circ$. Cependant, ces valeurs restent proches de la gamme $[160 - 180]^\circ$ à partir de 1 m. Il s'agira donc de remplacer la valeur $\beta(180^\circ)$ par $\beta(\theta_L^B)$ dans l'équation LiDAR volumique lorsque l'imageur considéré est bi-statique. La validation de ce formalisme sera réalisée en sous-section 1.2 du chapitre IV en comparant une simulation (Monte-Carlo) de l'onde lumineuse reçue par PAUILLAC pour des conditions de faible turbidité avec l'équation LiDAR mono-statique puis bi-statique.

3.2.2. Equation LiDAR sur une cible lambertienne

Soit une cible lambertienne d'albédo ρ_{cible} observée par un système LiDAR situé à une distance d_{obs} . A cette distance correspond un retard $T_{surf} = \frac{2d_{obs}}{c}$. En conservant les hypothèses (i)-(ii) du paragraphe 3.2.1 (respect de la loi de Beer-Lambert), il est possible de donner l'expression du flux retour prédit pour le retard de la cible (**Eq. (I.8)**) :

$$E_{surf}^{Li}(T_{surf}) = E_0 \cdot \xi(d_{obs}) \Omega_{camera}(d_{obs}) \cdot \eta \cdot \exp(-2K_{ext}d_{obs}) \cdot \frac{\rho_{cible}}{\pi} \quad (I.8)$$

Cette équation combinée à **Eq. (I.7)** permet de prédire le rapport du signal retour lié au volume relativement au signal retour lié à la cible observée dans des conditions de faible turbidité. Le signal total détecté par la caméra est ainsi la somme du signal retour du volume et de la surface.

3.3. Discussion sur les paramètres LiDAR inconnus

D'un point de vue dimensionnement, le coefficient η n'est pas important car il n'impactera pas le rapport entre le signal lié au volume et à la surface observée. Ce coefficient est par contre essentiel lorsque l'objectif de l'étude est d'estimer certaines propriétés optiques (par exemple le coefficient d'extinction) à partir de mesures expérimentales par inversion de l'équation LiDAR. Un exemple est celui de l'inversion de Klett [79], [80], non traité dans le cadre de cette thèse, nécessitant en outre une caractérisation très précise du bilan de liaison du capteur (transmission des optiques, modèle détecteur, fonction de recouvrement instrumentale).

Un paramètre essentiel au calcul du retour LiDAR est la fonction de recouvrement car elle impacte largement la forme du signal simulé, notamment pour des applications courte portée [81]. La fonction de recouvrement représente la proportion du flux émis par le laser qui est effectivement observé par la caméra. Sa détermination est un problème complexe qui a été peu traité dans la littérature. Une première approche développée par [82] et complétée par [81] permet d'exprimer analytiquement la fonction de recouvrement en considérant les distances hors de la profondeur de champ. Cette approche permet de calculer la part du flux conjugué sur le plan du capteur qui intersecte ce dernier. L'intérêt de l'approche est sa simplicité. Cependant, elle repose sur l'hypothèse d'un signal laser de type Top Hat, c'est-à-dire un disque uniforme. En pratique, il serait souhaitable de pouvoir calculer la fonction de recouvrement pour un signal laser expérimental comme celui émis par le laser du prototype. Une approche par méthode de Monte-Carlo a été proposée [83] afin de considérer des signaux laser réels. Cette approche sera en partie reprise pour calculer les fonctions de recouvrement de différentes configurations du système imageur en sous-section **1.1** du chapitre **IV**.

3.4. Modèle d'incertitude sur le temps de vol

La sous-section **3.2** a permis d'exprimer le flux E_{tot} reçu par la caméra pendant un bin temporel Δt . Ce flux est discret car la caméra mesure le retard sur un ensemble de 1024 bins temporels de taille Δt . Ce retard ne prend pour le moment en compte que le retard accumulé suite au trajet aller-retour entre laser et caméra. La prochaine étape du processus de modélisation consiste en une convolution temporelle du signal temporel 3D avec la résolution temporelle de l'appareil. La résolution temporelle dépend de la durée de l'impulsion laser

(incertitude sur la date d'émission), de la fréquence d'horloge de la caméra et du « jitter » interne supplémentaires du schéma de déclenchement. Cette incertitude est représentée par une loi de probabilité $t \rightarrow G(t)$ proche d'une gaussienne car dominée par l'incertitude sur le temps d'émission par le laser qui est généralement proche d'une loi gaussienne. Par conséquent, le flux E_{tot} reçu par la caméra s'exprime par la convolution discrète suivante (**Eq. (I.9)**) :

$$E_{tot}(T_i) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} E_{tot}(T_j) \cdot G(T_i - T_j) \quad (\text{I.9})$$

Dans la pratique, il sera intéressant de considérer une surface spéculaire possédant une réponse impulsionnelle la plus courte possible lorsqu'il sera nécessaire d'estimer plus précisément l'écart type de durée de l'impulsion laser (chapitre V).

3.5. Modèle de réception caméra

Une acquisition par la caméra réalisée sur un grand nombre $N_{imp} \gg 1$ d'impulsions laser est considérée. Soit un pixel (i, j) de la caméra ayant reçu un flux radiométrique $E_{i,j}(T_p)$ pour le retard temporel T_p . Pour des raisons de simplicité, $E_{i,j}$ et toutes les grandeurs associées à un pixel seront écrites sans l'étiquette (i, j) sous la forme $E(T_p)$. Ce flux radiométrique correspond au nombre moyen de **photons incident sur le pixel** pour l'ensemble des N_{imp} impulsions laser. Ce flux peut être normalisé par le nombre d'impulsions laser, il en résulte le nombre $\tilde{E}(T_p)$ de **photons incidents sur le pixel par impulsion laser** défini par (**Eq. (I.10)**) :

$$\tilde{E}(T_p) = \frac{E(T_p)}{N_{imp}} \quad (\text{I.10})$$

Comme précisé auparavant, la caméra SPAD décompte le nombre de photons reçus via la génération d'un photoélectron résultant d'un processus d'avalanche. Ce processus d'avalanche peut être induit de deux manières :

- 1) Un photon incident a généré le processus d'avalanche. Cela est modélisé par le produit des photons incidents par la probabilité de détection, soit $\tilde{E}(T_p) \times PDE$.
- 2) Une avalanche a eu lieu de manière spontanée sans photon incident. Cela est modélisé par le courant d'obscurité noté DCR .

En pratique, le signal $\tilde{E}(T_p)$ incident sur la caméra est donc susceptible d'amener à un nombre $\tilde{E}^d(T_p)$ de **détections par impulsion laser en l'absence de saturation** exprimé par (**Eq. (I.11)**) :

$$\widetilde{E}^d(T_p) = \widetilde{E}(T_p) \times PDE + DCR \quad (\text{I.11})$$

Ce nombre de détections en l'absence de saturation correspond statistiquement à la **probabilité de détection par impulsion laser en l'absence de saturation**. Il s'agit d'une probabilité car l'équation (I.10) normalise le flux sur un très grand nombre d'impulsions laser supposé infini. La sous-section 3.6 expliquera l'implication et les raisons de ce choix de formalisme. Il est ainsi possible de représenter statistiquement la détection par le pixel (i, j) au retard temporel T_p par une statistique de Poisson. La probabilité de détecter n photons pour une impulsion laser donnée est donc représentée par $N(T_p)^n \times \frac{\exp[-N(T_p)]}{n!}$. Cela signifie que la probabilité $P_0(T_p)$ de ne détecter aucun photon pour le retard T_p est (Eq. (I.12)) :

$$P_0(T_p) = \exp[-N(T_p)] \quad (\text{I.12})$$

De manière directe, la probabilité P_1 de détecter au moins un photon au retard T_p s'exprime par (Eq. (I.13)) :

$$P_{>1}(T_p) = 1 - \exp[-N(T_p)] \quad (\text{I.13})$$

La présence de saturation sur le capteur SPAD implique qu'un pixel ne peut détecter qu'un seul photon par pixel et par impulsion laser. Soit $S(T_p)$ le **nombre d'événements de détection comptabilité par la caméra** et $\tilde{S}(T_p)$ le **nombre d'événements de détection comptabilité par la caméra par impulsion laser qui correspond** aussi à une probabilité. Cette probabilité est associée à l'événement « le pixel (i, j) a détecté un photon pour le retard T_p » équivalent à l'événement « le pixel (i, j) n'a détecté aucun photon pour tous les retards $T_{p'} < T_p$ puis a détecté au moins un photon pour le retard T_p ». Cette probabilité $\tilde{S}(T_p)$ s'exprime ainsi sous la forme (Eq. (I.14)) :

$$\begin{aligned} \tilde{S}(T_p) &= P_{>1}(T_p) \times \prod_{p'=1}^{p-1} P_0(T_{p'}) \\ &= \exp\left[-\sum_{p'=1}^{p-1} \tilde{E}(T_{p'})\right] - \exp\left[-\sum_{p'=1}^p \tilde{E}(T_{p'})\right] \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

Le même raisonnement peut être utilisé afin de réaliser l'opération inverse qui vise à remonter à \tilde{E} à partir de \tilde{S} . La formule est alors (Eq. (I.15)) :

$$\tilde{E}(T_p) = \ln \left[\frac{1 - \sum_{p'=1}^{p-1} \tilde{S}(T_{p'})}{1 - \sum_{p'=1}^p \tilde{S}(T_{p'})} \right] \quad (\text{I.15})$$

La **Figure I-6** présente la dégradation d'un signal \tilde{E} composé de deux pics gaussiens arrivant à des durées d'aller-retour $t_1 = 50 \text{ ns}$ et $t_2 = 150 \text{ ns}$ et d'écart type $\sigma = 10 \text{ ns}$. La taille des pics est ajustée de sorte que $I = \int_{t_i=0 \text{ ns}}^{t_f=200 \text{ ns}} \tilde{E}(t) dt$ prenne différentes valeurs allant d'un régime de faible flux ($I = 0.05 \text{ ph. imp}^{-1}$) à un régime de saturation ($I = 1.0 \text{ ph. imp}^{-1}$) et de forte saturation ($I = 5.0 \text{ ph. imp}^{-1}$) avec ph. imp^{-1} la notation du nombre de photons par impulsions laser.

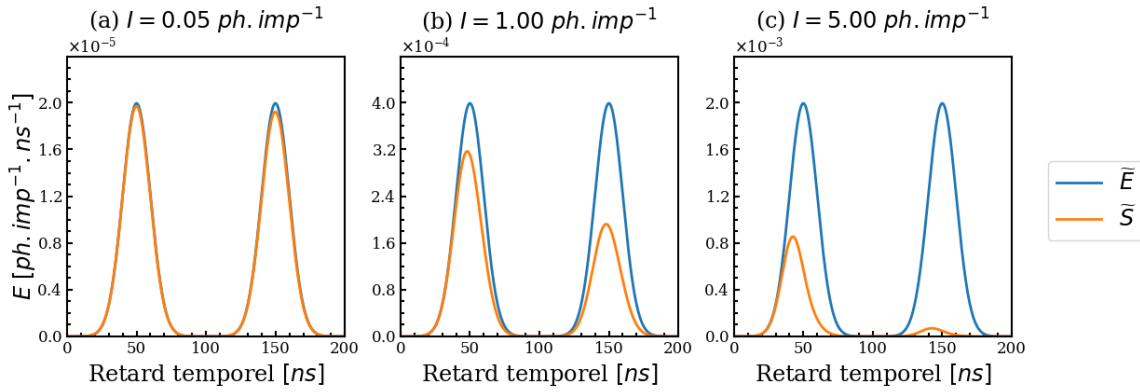


Figure I-6 : Variation du niveau de signal détecté par une caméra de type SPAD en fonction du niveau de flux reçu au niveau du capteur, de valeur respective $I = 0.05$ (a) ; $I = 1.0$ (b) et $I = 5.0$ (c) photons reçus par impulsion laser émise. La forme de \tilde{E}_{tot} a été générée avec les valeurs $t_1 = 50$, $t_2 = 150$ et un écart-type $\sigma = 10$.

L'évolution du niveau de flux reçu tend à favoriser les premiers retards temporels. En effet, le niveau du second pic diminue relativement au premier lorsque I augmente (**Figure I-6(b)**) et **Figure I-6(c)**), et au sein même d'un pic, le maximum tend à se décaler vers les premiers retards.

3.6. Hypothèse d'intégration sur un nombre infini d'impulsions laser

La probabilité définie en **Eq. (I.10)** est définie en supposant que le nombre d'images acquises pour constituer le signal E reçu par la caméra est infini ou très grand. Ainsi, les équations découlant de cette hypothèse sont valables pour simuler l'intégration d'un grand nombre d'images par le prototype, mais ne permettent pas de modéliser l'acquisition d'un nombre fini d'impulsions laser. Une approche de prédiction du signal pour un nombre d'images inférieur est possible, en effectuant par exemple un tirage de Monte-Carlo sur l'onde complète pour déterminer un retard de déclenchement, ou en déterminant des probabilités de déclenchement ou fausses alarmes [84], [85]. Ce travail n'a pas été effectué dans cette thèse. Ce choix est validé par la philosophie de ce travail de thèse qui est plutôt centré sur la validation d'un code de diffusion dans des milieux turbides, que sur la prédiction de détection d'une cible avec un faible nombre d'impulsions laser.

II. PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES MILIEUX OPTIQUEMENT DENSES

Ce chapitre s'intéresse à la notion de milieu dense, en particulier aux milieux aquatiques qui font l'objet de ce travail de thèse. Ce chapitre possède trois objectifs. Dans un premier temps, il s'agit d'introduire les notions d'électromagnétisme utiles à l'étude du transfert radiatif dans les milieux denses, puis de montrer que les milieux étudiés dans ce manuscrit sont compatibles avec la dérivation de l'équation de transfert radiatif (ETR) à partir des équations de Maxwell macroscopiques. Dans un troisième temps, les méthodes de détermination des paramètres optiques d'un milieu et les paramètres microphysiques sur lesquels elles reposent seront présentées.

Points clés

- Introduction à la théorie électromagnétique macroscopique de la propagation de la lumière dans un milieu dense. Justification de la théorie du transfert radiatif dans le cadre de la thèse.
- Introduction aux grandeurs de la théorie du transfert radiatif et dérivation de l'équation de transfert radiatif (ETR).
- Présentation de méthodes de calcul des propriétés optiques des milieux denses. Dans un premier temps, les méthodes numériques de calcul de la diffusion par des agrégats de particules sont présentées, avec un intérêt particulier pour la diffusion de Mie, adaptée à une distribution polydispersée.
- Des modèles bio-optiques permettant de dériver certaines propriétés des milieux aquatiques sont présentés.
- Un modèle numérique (IL3DMIE) combinant la théorie de Mie pour une distribution polydispersée et plusieurs modèles bio-optiques est validé à partir d'un modèle de transfert radiatif de la littérature (OSOAA).

1. Introduction à l'électromagnétisme

La propagation de la lumière dans un milieu est classiquement représentée par la théorie de l'électromagnétisme. La lumière est modélisée comme une onde composée d'une partie électrique et d'une partie magnétique. L'interaction de ces deux composantes avec les charges électriques et les courants traversant le milieu est régie par les équations de Maxwell microscopiques. Un milieu dense se compose de particules de différentes tailles et formes, elles-mêmes composées d'un ensemble de charges élémentaires. Lors de l'interaction avec une onde électromagnétique, les charges élémentaires composant les particules du milieu vont donc se mettre à osciller à la fréquence de l'onde incidente et ainsi rayonner des champs électromagnétiques secondaires dans toutes les directions. La superposition de ces ondes est à l'origine du champ électromagnétique diffusé total. Le calcul du champ diffusé total est en pratique impossible car (i) le nombre de charges élémentaires composant une particule est extrêmement grand et (ii) la proximité des charges élémentaires induit un couplage des champs secondaires rayonnés. Il apparaît dès lors impossible, même numériquement, de déterminer le champ résultant par cette approche microscopique [86]. De ce constat a émergé la notion d'équations de Maxwell macroscopiques [87]. Sous certaines conditions, les équations de Maxwell macroscopiques permettent de dériver l'équation de transfert radiatif [88], et de définir rigoureusement la notion d'intensité spécifique [89], l'équivalent de la luminance pour la théorie du transfert radiatif. Ce travail de thèse se concentre sur le cas des milieux diélectriques non magnétiques (atmosphère libre, milieux aquatiques).

Cette partie s'intéresse à un champ électromagnétique se propageant dans un milieu dense. Dans un premier temps, la notion de relation de constitution propre aux équations de Maxwell macroscopique est définie. Ensuite, le modèle d'onde plane progressive harmonique (OPPH) est introduit, justifié et appliqué au cas spécifique des milieux diélectriques non magnétiques étudiés dans la thèse.

1.1. Equations de Maxwell macroscopiques

Un champ électromagnétique est représenté par un couple (\vec{E}, \vec{B}) avec \vec{E} le **vecteur champ électrique** [$V.m^{-1}$] et \vec{B} le **vecteur d'induction magnétique** [$Wb.m^{-1}$]. Les équations de Maxwell macroscopiques considèrent un matériau comme un ensemble de particules élémentaires dont l'interaction avec une onde électromagnétique est représentée par la **polarisation électrique** \vec{P} [$C.m^{-2}$] et l'**aimantation** \vec{M} [$A.m^{-1}$] du matériau. Ces deux propriétés sont en général déterminées expérimentalement ou à partir de modèles simplifiés [90] et permettent de définir les relations de constitution du matériau (**Eq. (II.1)**) et (**Eq. (II.2)**) :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{II.1})$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M} \quad (\text{II.2})$$

avec \vec{D} le **vecteur induction électrique** [$C.m^{-2}$] et \vec{H} le **vecteur champ magnétique** [$A.m^{-1}$]. Les équations de Maxwell dites macroscopiques sont dérivées à partir de ces relations de constitution (Eq. (II.3)) à (Eq. (II.6)) :

$$\text{div } \vec{D} = \rho_{libres} \quad (\text{II.3})$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{II.4})$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\partial_t \vec{B} \quad (\text{II.5})$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J}_{libre} + \partial_t \vec{D} \quad (\text{II.6})$$

avec ρ_{libre} la **densité de charges libres** [$C.m^{-3}$] et J_{libre} la **densité de courant de charges libres** [$A.m^{-2}$]. L'objectif de cette thèse n'est pas de s'intéresser à cette équation mais plutôt aux implications de cette dernière dans le cas particulier d'un milieu diélectrique non magnétique soumis à une onde dite « plane progressive harmonique ».

1.2. Notion d'onde plane progressive harmonique

Le champ électromagnétique est caractérisé principalement par le champ électrique \vec{E} car la détermination de \vec{E} conduit directement à celle de \vec{B} via les équations de Maxwell. Une onde est dite « plane progressive harmonique » (OPPH) lorsqu'elle possède un champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{B}) transverse à sa direction de propagation \vec{u}_r , oscillant de manière sinusoïdale dans l'espace et dans le temps. La **Figure II-1** présente une OPPH dont le plan transverse est porté par les vecteurs unitaires $(\vec{u}_\theta, \vec{u}_\phi)$ sur lesquels se décompose le champ électrique $\vec{E} = E_\theta \vec{u}_\theta + E_\phi \vec{u}_\phi$. Le modèle de l'OPPH de longueur d'onde λ [m] dans un milieu d'indice de réfraction n s'écrit alors (Eq. (II.7)) :

$$E(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp[i(k\vec{r} \cdot \vec{u}_r - \omega t)] \quad (\text{II.7})$$

avec $\vec{k} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \vec{z}$ le vecteur d'onde [$rad.m^{-1}$] orienté dans la direction de propagation de l'onde et ω la pulsation de l'onde [$rad.s^{-1}$]. Le flux électromagnétique est représenté par le

vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$, dont le module est homogène à un flux surfacique [$W.m^{-2}$]. Ce vecteur est défini par le produit vectoriel des champs électrique et magnétique $\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0}$.

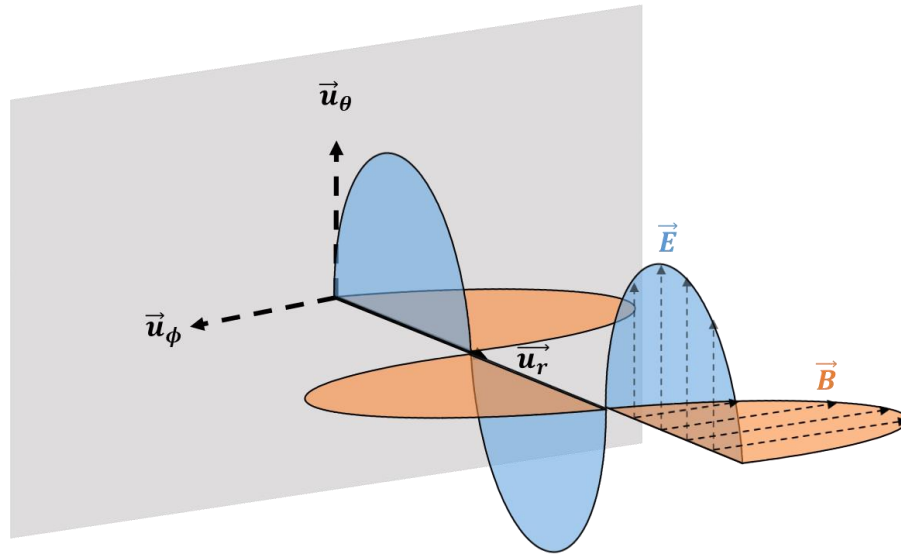


Figure II-1 : Modèle d'onde plane progressive harmonique (OPPH) se propageant selon une direction \vec{u}_r , et dont les composantes de champs électrique et magnétique oscillent dans le plan transverse porté par les vecteurs \vec{u}_θ et \vec{u}_ϕ

Par définition, le vecteur de Poynting est monodirectionnel et il informe sur la direction du transport de l'énergie totale. Or, l'orientation du champ électrique dans le plan transverse peut être totalement aléatoire ou au contraire organisée. Une onde plane est dite « polarisée » lorsque le champ électrique possède une direction privilégiée dans son plan transverse. Auquel cas, le **flux énergétique** [$W.m^{-2}$] transporté par l'onde peut être décomposé via le formalisme du **vecteur de Stokes** \vec{S} qui s'écrit sous la forme (Eq. (II.8)) :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |E_\theta|^2 + |E_\phi|^2 \\ |E_\theta|^2 - |E_\phi|^2 \\ 2\text{Re}(E_\theta E_\phi^*) \\ -2\text{Im}(E_\theta E_\phi^*) \end{pmatrix} \quad (\text{II.8})$$

Avec I le **flux total**, V le **flux polarisé circulairement** dont le signe dépend du sens de rotation de la polarisation et (Q, U) les composantes du **flux polarisé rectilignement**. Le cas de l'OPPH est suffisant pour étudier le rayonnement électromagnétique en considérant que le milieu n'est pas trop dense [91]. Cette hypothèse est vérifiée dans le cadre de ce travail. La **Figure II-2** présente le cas d'une onde diffusée par une particule de forme arbitraire. L'onde dans le champ lointain de la particule est sphérique et dirigée à l'opposé de la particule, ce qui par définition du vecteur de Poynting implique un champ électromagnétique transverse et donc une onde plane [92].

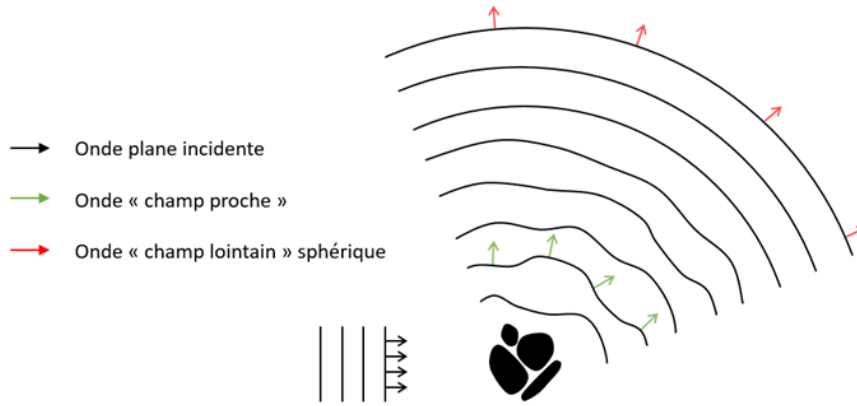


Figure II-2 : Illustration du champ diffusé par un agrégat complexe de particules en zone proche et lointaine.

1.3. Définition de grandeurs macroscopiques d'intérêt

Un milieu est dit diélectrique lorsqu'il ne contient pas de charges électriques pouvant se déplacer de manière macroscopique. En théorie, seul le vide est un diélectrique pur, mais l'air (donc l'atmosphère), le verre ou encore l'eau sont assimilables à des matériaux diélectriques tant que le champ électrique ambiant ne dépasse pas leur rigidité diélectrique [93]. Un matériau diélectrique est caractérisé par une polarisation proportionnelle au champ électrique via la relation $P = \epsilon_0 \chi(\omega) E$ avec $\chi(\omega)$ la **susceptibilité électrique** du matériau (nombre complexe sans dimension) caractérisant la polarisation créée par le champ électrique dans le matériau. La définition de l'**indice de réfraction complexe** découle de la susceptibilité électrique (Eq. (II.9)) :

$$n(\omega) = \sqrt{1 + \chi(\omega)} = m + ik \quad (\text{II.9})$$

Cet indice est un nombre complexe sans dimension, dont le module est relié à la **vitesse de phase** de l'onde électromagnétique (*i.e.*, à la vitesse du front d'onde) dans le matériau définie par $v_\phi = \frac{c}{|n|}$ avec c la vitesse de l'onde dans le vide. La partie imaginaire de l'indice de réfraction n est liée à l'absorption du milieu alors que sa partie réelle est liée à la diffusion du milieu. Le transport d'énergie dans le milieu est défini par la **vitesse de groupe** v_g , qui peut être différente de la vitesse de phase pour un milieu dispersif (n dépendant de ω) et dans le cas d'une onde polychromatique (*i.e.*, composée plusieurs longueurs d'ondes). Pour une onde monochromatique, cette vitesse est égale à la vitesse de phase.

2. Introduction générale à la radiométrie

La théorie du transfert radiatif permet de décrire la propagation de la lumière dans un milieu dense, c'est-à-dire possédant la capacité d'absorber et de diffuser la lumière. Dans une première

sous-partie, les grandeurs radiométriques historiquement introduites pour modéliser la propagation de la lumière sont présentées. La seconde partie propose de résumer les hypothèses sous lesquelles il est possible de dériver l'équation du transfert radiatif (RTE) à partir des équations de Maxwell macroscopiques, et montre que ces hypothèses sont respectées dans le cadre des travaux de la thèse. La dernière partie établit le lien entre les grandeurs radiométriques et les processus physiques en jeu dans un milieu dense, afin d'établir l'équation de transfert radiatif (RTE).

2.1. Grandeurs radiométriques

Les grandeurs radiométriques présentées dans cette section sont définies sur l'ensemble du spectre électromagnétique. La dépendance des grandeurs à la longueur d'onde ne sera pas explicitée par souci de clarté de rédaction. De plus, ce travail se concentre sur une seule longueur d'onde ($\lambda_{vert} = 532 \text{ nm}$) étant donné le laser monochromatique utilisé. L'origine de la radiométrie est à trouver dans la photométrie, c'est-à-dire la science de la mesure des quantités de lumière. La grandeur de base à mesurer est un **flux énergétique** $\Phi \text{ [W]}$ qui correspond à une énergie par unité de temps $[J \cdot s^{-1}]$. Ce flux énergétique peut être relativement diffus ou « concentré » vers différentes directions de l'espace. Soit un élément de surface dS observé depuis un point P selon une direction $\vec{\omega}$ (**Figure II-3(a)**). Le contour de cette surface peut être délimité par un cône (non nécessairement de révolution) de sommet P . L'**angle solide** élémentaire $d\Omega \text{ [sr]}$ est défini comme étant l'aire de la calotte sphérique découpée par ce cône sur la sphère de centre P et de rayon unitaire. Les aires étant infinitésimales, cette calotte est assimilable à une surface plane correspondant à l'aire dS projetée orthogonalement à la direction $\vec{\omega}$ (**Figure II-3(b)**).

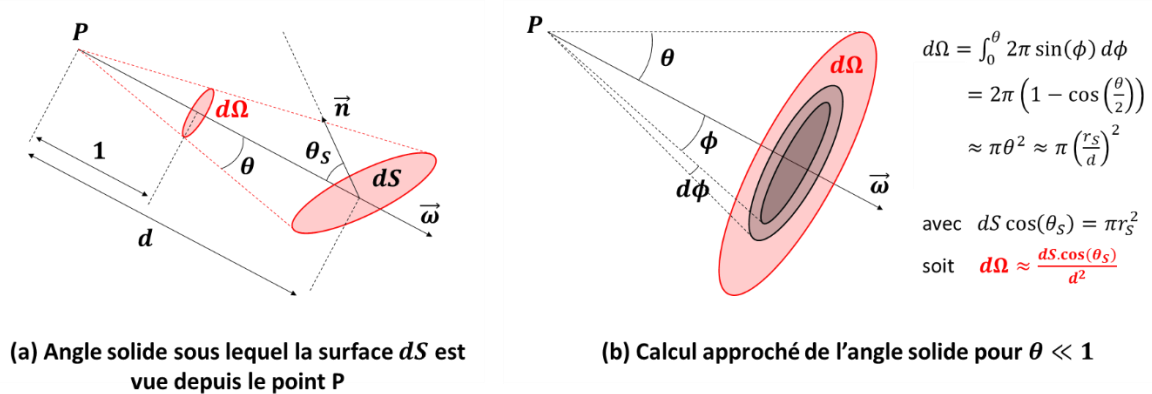


Figure II-3 : Illustration du concept d'angle solide (a) et calcul approché pour un cône d'angle θ faible (b). L'hypothèse d'angle faible est valide car le rayon équivalent de dS est bien plus petit que la distance d entre les surfaces. Le rayon r_s correspond au rayon de la surface équivalente à dS .

En orientant la surface $\vec{dS} = dS \cdot \vec{n}$, l'angle solide délimité par dS vu depuis P à une distance d est défini par (**Eq. (II.10)**) :

$$d\Omega = \frac{dS}{d^2} \vec{\omega} \cdot \vec{n} = \frac{dS}{d^2} \cos(\theta_S) \quad (\text{II.10})$$

La notion d'angle solide permet d'introduire l'**intensité lumineuse** $I_e(\omega)$ [$W \cdot sr^{-1}$] comme étant le flux $d\Phi$ rayonné dans une direction $\vec{\omega}$ par unité d'angle solide $d\Omega$ (**Eq. (II.11)**) :

$$I_e(\vec{\omega}) = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (\text{II.11})$$

Afin de relier les grandeurs du transfert radiatif à la théorie de la mesure, il faut revenir à la notion même d'instrument optique. Un tel instrument correspond en général à une surface photosensible dS observant un certain volume de l'espace défini par un angle solide $d\Omega$. Cette surface reçoit un flux surfacique [$W \cdot m^{-2}$] appelé **éclairage**, mais n'est capable de capter que la partie du flux surfacique intérieure à son angle solide d'observation. Ainsi, l'observable expérimental correspond à un flux surfacique par unité d'angle solide [$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$], couramment appelée **luminance (ou radiance)**. L'**éclairage** E [$W \cdot m^{-2}$] définit le flux surfacique reçu par une surface élémentaire. Il est défini par (**Eq. (II.12)**) :

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \quad (\text{II.12})$$

Cet éclairage correspond à la moyenne temporelle de la composante I du vecteur de Stokes [89]. Il correspond au flux global (sans notion de direction) traversant cette surface. Soit une surface dS observant une source lumineuse d'intensité I_e à distance d selon un angle θ . Vue depuis la source lumineuse, la surface dS correspond à un angle solide $d\Omega = \frac{dS}{d^2} \cos(\theta)$, et l'éclairage de la surface dS est inverse au carré de sa distance à la source $E \propto d^{-2}$ (loi de Bouguer). L'**émittance** M [$W \cdot m^{-2}$] correspond à l'équivalent de l'éclairage dans le cas d'un flux émis (et non reçu) par une source. Elle se définit à l'aide du flux $d\Phi_r$ émis par une surface dS (**Eq. (II.13)**) :

$$M = \frac{d\Phi_r}{dS} \quad (\text{II.13})$$

Les notions d'éclairage et d'émittance permettent de quantifier un flux par unité de surface, mais ne précisent pas d'information quant à la direction de ce flux. Or, un instrument optique mesure un flux surfacique dans un angle solide. La **luminance** L_e [$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$] correspond au flux surfacique par unité d'angle solide. Pour un éclairage dE passant au travers d'une surface élémentaire orientée $\vec{dS} = dS \cdot \vec{n}_S$, la luminance $L_e(\vec{\omega})$ en direction de l'angle solide $d\Omega_{\vec{\omega}}$ porté par la direction $\vec{\omega}$ est définie par (**Eq. (II.14)**) :

$$L_e(\vec{\omega}) = \frac{dE}{\vec{n}_s \cdot \vec{\omega} d\Omega_{\vec{\omega}}} = \frac{dE}{\cos(\theta_s) d\Omega_{\vec{\omega}}} \quad (\text{II.14})$$

La luminance offre une description complète du flux lumineux dans le sens où elle prend en compte sa direction. La théorie de transfert radiatif permet de déterminer la luminance d'un milieu via l'équation de transfert radiatif (RTE). Il s'agit donc de la grandeur principale qui sera utilisée par la suite. Elle doit cependant être complétée par un formalisme d'interaction avec les différentes interfaces présentes dans le milieu. La **Figure II-4** présente un élément de surface orienté $\vec{dS} = dS \cdot \vec{n}$ à l'interface entre deux milieux. Cet élément de surface est sujet à un éclairage incident $E_0(\vec{r}, \theta_0, \phi_0) = E_0(\vec{r}, \vec{\omega}_0)$. Lors de l'interaction avec cette surface, une partie du flux lumineux incident est réfléchi et donne lieu à une luminance réfléchi $L_r(\vec{r}, \theta_r, \phi_r) = L_r(\vec{r}, \vec{\omega}_1)$. De même, une partie du flux incident est transmise à travers la surface et donne lieu à et une luminance transmise $L_t(\vec{r}, \theta_t, \phi_t) = L_t(\vec{r}, \vec{\omega}_2)$.

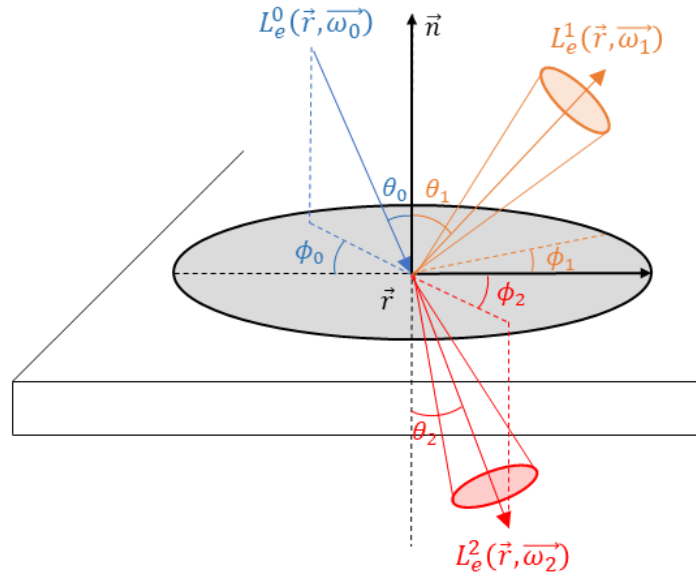


Figure II-4 : Illustration de la diffusion par une surface. La luminance incidente (bleu) illumine la surface élémentaire dS qui redirige le flux. Le flux est soit réfléchi (orange) soit transmis (rouge).

Le rapport entre la luminance réfléchi et l'éclairage incident permet de définir la notion de directionnalité du rayonnement notée BRDF (*Bidirectional Reflectance Distribution Function* en anglais) (**Eq. (II.15)**) :

$$BRDF(\vec{r}, \theta_0, \phi_0, \theta_r, \phi_r) = \frac{L_r(\vec{r}, \theta_r, \phi_r)}{E_0(\vec{r}, \theta_0, \phi_0)} \quad (\text{II.15})$$

De même, il est possible de définir la BTDF (*Bidirectional Transmittance Distribution Function* en anglais) pour caractériser la transmission du flux à travers la surface (**Eq. (II.16)**) :

$$BTDF(\vec{r}, \theta_0, \phi_0, \theta_t, \phi_t) = \frac{L_t(\vec{r}, \theta_t, \phi_t)}{E_0(\vec{r}, \theta_0, \phi_0)} \quad (\text{II.16})$$

La BRDF et la BTDF dépendent de la position \vec{r} et de 4 autres paramètres : l'élévation θ_0 et l'angle azimutal ϕ_0 de l'éclairement incident ainsi que les mêmes angles pour le flux réfléchi (θ_r et ϕ_r) ou transmis (θ_t et ϕ_t). Dans le cadre de cette thèse, l'intérêt est centré sur la diffusion dans le volume (et non les surfaces). Ainsi, la BRDF des objets sera supposée soit Lambertienne soit spéculaire. Pour un matériau de réflectance $R \in [0, 1]$, les deux BRDF associées au mode Lambertien (Eq. (II.17)) et spéculaire (Eq. (II.18)) sont [94] :

$$BRDF_{Lambertien}(\vec{r}, \theta_0, \phi_0, \theta_1, \phi_1) = \frac{R}{\pi} \quad (\text{II.17})$$

$$BRDF_{spéculaire}(\vec{r}, \theta_0, \phi_0, \theta_1, \phi_1) = \delta_{(\theta_0, -\phi_0)}(\theta_1, \phi_1) \quad (\text{II.18})$$

Avec $x \rightarrow \delta_a(x)$ la fonction « dirac » qui vaut zéro pour tout $x \neq a$ et 1 pour $x = a$. La réflexion spéculaire correspond ainsi à une réflexion homogène du flux incident, alors que la réflexion spéculaire correspond à une réflexion préférentielle dans une seule direction « miroir » de la direction incidente.

2.2. Justification de la théorie du transfert radiatif dans le cadre de la thèse et problématique de l'observation instrumentale

L'équation de transfert radiatif (RTE) permet de modéliser le comportement de la luminance en présence de sources lumineuses et des processus d'absorption et de diffusion [95]. Cette partie ne vise pas à établir le lien entre les équations de Maxwell macroscopiques et la théorie du transfert radiatif. Pour une justification rigoureuse de cette théorie, le lecteur pourra se référer aux études de Mishchenko [88], [89], [91]. En résumé, l'équation vectorielle du transfert radiatif (VRTE, formalisme de Stokes) est dérivable à partir des équations de Maxwell macroscopiques en supposant que :

(i) **Le milieu est peu dense.** Les particules du milieu doivent occuper moins de 2 % de l'espace total [91]. Ce sera toujours le cas au cours de cette thèse, même pour des milieux fortement diffusant ou la distance moyenne entre les particules reste toujours bien assez grande.

(ii) **Le milieu est convexe.** Cela signifie qu'une onde sortant du milieu ne peut pas y rentrer à nouveau directement. Cette hypothèse est en général difficile à vérifier. Par exemple, un nuage dans l'atmosphère n'est pas nécessairement convexe, et rien ne prouve donc que l'équation du transfert radiatif y soit systématiquement respectée.

(iii) **Le milieu n'est pas sujet à de la « rétrodiffusion cohérente »** (coherent backscattering) [96].

Dans ce travail, l'équation de transfert radiatif sera dérivée dans sa forme scalaire (RTE). Cette équation n'utilise pas le vecteur de Stokes mais simplement sa première composante I (i.e., l'intensité spécifique assimilée à la luminance $L(\vec{r}, \theta, \phi)$ avec \vec{r} une coordonnée de l'espace). Lors de la traversée d'un milieu dense, un flux de luminance L_e peut être sujet à différents types d'événements (absorption, diffusion).

2.3. Sections efficaces d'absorption et de diffusion

Par la suite, pour simplifier l'écriture des équations, une direction représentée par un angle (θ, ϕ) par rapport au repère orthonormé de travail sera notée $\vec{\omega}$. Soit un flux de luminance $L(\vec{r}, \vec{\omega})$ se propageant dans un milieu dense dans une direction $\vec{\omega}$, représenté **Figure II-5**. Ce flux traverse un volume élémentaire $dN_p = dr \cdot dS$ de section dS et de longueur dr comprenant un nombre élémentaire dN_p de particules.

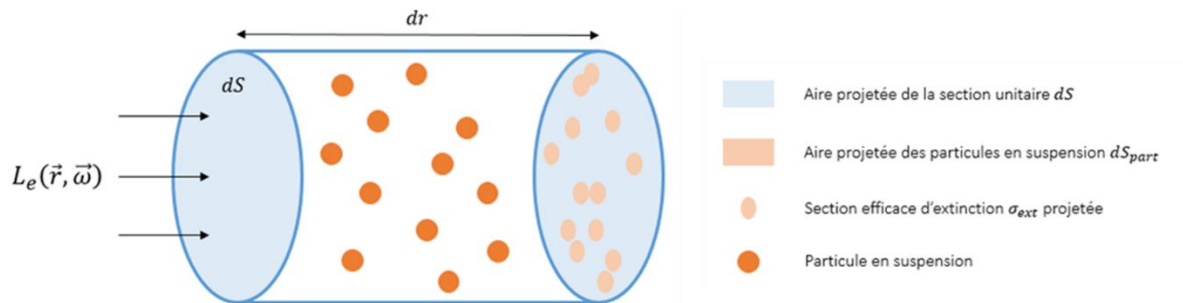


Figure II-5 : illustration d'une luminance incidente sur un volume élémentaire dV contenant une quantité dV_p de particules. L'aire projetée des particules dS_{part} sur la section dS du volume quantifie la densité du milieu observé.

Lors de l'interaction entre le flux et une particule, le flux peut être (i) absorbé, (ii) diffusé ou (iii) inchangé. La prépondérance des phénomènes (i-iii) varie en fonction du type de particules considérées (indice optique, taille, forme). Une particule donnée peut être représentée par sa section géométrique $S_p = \pi r^2$ avec r le rayon équivalent de la particule. L'efficacité de l'absorption et de la diffusion est caractérisée par la notion de **section efficace d'absorption** σ_{abs} [m^2] et de **section efficace de diffusion** σ_{diff} [m^2]. Le rapport entre section efficace et section géométrique de la particule quantifie son **efficacité d'absorption** $Q_{abs} = \sigma_{abs}/S_p$ et son **efficacité de diffusion** $Q_{diff} = \sigma_{diff}/S_p$. La combinaison des deux effets (absorption ou diffusion) est appelée extinction. Ainsi, la **section efficace d'extinction** est définie par $\sigma_{ext} = \sigma_{abs} + \sigma_{diff}$ et l'efficacité d'extinction par $Q_{ext} = \sigma_{ext}/S_p$.

2.4. Dérivation de l'équation de transfert radiatif

Lors du parcours de la distance élémentaire dr , un photon est absorbé ou diffusé s'il rencontre l'une des sections efficaces des dV_p particules. Le milieu est supposé peu dense donc il n'y a pas ou peu de recouvrement entre les surfaces projetées des particules selon la direction

du flux. L'aire projetée totale des particules est donc $dS_{part} = \pi r^2 dN_p$ et l'aire contribuant à l'absorption est ainsi définie par $dS_{part}^{abs} = \sigma_{abs} dN_p$. La probabilité pour qu'un photon soit absorbé lors de sa traversée est définie par le rapport entre l'aire dS_{part}^{abs} et dS , soit $dP_{abs} = \frac{dS_{part}^{abs}}{dS} = \sigma_{abs} \frac{dN_p}{dS}$. Cette relation permet d'en déduire la variation de luminance sur dr comme étant (**Eq. (II.19)**) :

$$\frac{dL_e(\vec{r}, \vec{\omega})}{dr} = -L_e(\vec{r}, \vec{\omega}) \frac{dP_{abs}}{dr} \stackrel{\text{def}}{=} -a(\vec{r})L_e(\vec{r}, \vec{\omega}) \quad (\text{II.19})$$

avec $a(\vec{r}) = \sigma_{abs} \frac{dN_p}{dV}$ le **coefficient d'absorption** [m^{-1}] du milieu. Ce coefficient d'absorption dépend ainsi directement de la densité particulaire (homogène à m^{-3}) et à la section efficace d'absorption des particules (homogène à m^2). La même équation permet de dériver la perte en luminance dans la direction $\vec{\omega}$ due à la diffusion (**Eq. (II.20)**) :

$$\frac{dL_e(\vec{r}, \vec{\omega})}{dr} = -L_e(\vec{r}, \vec{\omega}) \frac{dP_{diff}}{dr} \stackrel{\text{def}}{=} -b(\vec{r})L_e(\vec{r}, \vec{\omega}) \quad (\text{II.20})$$

avec $b(\vec{r}) = \sigma_{diff} \frac{dN_p}{dV}$ le **coefficient de diffusion** [m^{-1}] du milieu. Cette équation associée à celle de l'absorption permet d'exprimer la perte d'énergie due aux phénomènes d'absorption et de diffusion dans la direction $\vec{\omega}$, mais ces équations ne sont pas suffisantes car elles ne permettent pas de rendre compte de la redirection du flux dans les autres directions de l'espace. La diffusion correspond à une redistribution angulaire d'une partie du flux électromagnétique incident lors de l'interaction avec un constituant. La redistribution du flux est représentée par la **fonction de diffusion volumique** $\beta(\vec{\omega}_0, \vec{\omega}_1)$ [$m^{-1}.sr^{-1}$], qui représente la part du flux incident d'une direction $\vec{\omega}_0$ diffusé pendant une distance élémentaire dans une direction $\vec{\omega}_1$ d'angle solide donnée. La probabilité pour qu'un photon de direction initiale $\vec{\omega}_0$ soit diffusé dans la direction $\vec{\omega}_1$ est donc représentée par la **fonction de phase** [sr^{-1}] définie par (**Eq. (II.21)**) :

$$\tilde{\beta}(\vec{\omega}_0, \vec{\omega}_1) = \frac{\beta(\vec{\omega}_0, \vec{\omega}_1)}{b} \quad (\text{II.21})$$

Il est alors possible d'écrire (**Eq. (II.22)**) :

$$\frac{dL_e(\vec{r}, \vec{\omega})}{dr} = b \int_{\Omega'} \tilde{\beta}(\vec{\omega}', \vec{\omega}) L_e(\vec{r}, \vec{\omega}') d\Omega' \quad (\text{II.22})$$

Un bilan de flux appliqué dans une direction $\vec{\omega}$ sur la distance élémentaire dr permet d'exprimer la perte de luminance due à l'absorption et à la diffusion et le gain de luminance dû

aux luminances incidentes en r diffusées selon la direction $\vec{\omega}$. Il s'agit de l'équation de transfert radiatif scalaire (Eq. (II.23)) :

$$\frac{dL_e(\vec{r}, \vec{\omega})}{dr} = -K_{ext}(\vec{r}) \left[L_e(\vec{r}, \vec{\omega}) + \omega_0(\vec{r}) \int_{\Omega'} \tilde{\beta}(\vec{\omega}', \vec{\omega}) L_e(\vec{r}, \vec{\omega}') d\Omega' \right] \quad (\text{II.23})$$

avec $K_{ext}(\vec{r}) = a + b$ le coefficient d'extinction [m^{-1}] du milieu et $\omega_0(\vec{r}) = \frac{b}{a+b}$ l'albédo de diffusion simple du milieu, soit la fraction du rayonnement d'extinction qui a été diffusée.

Note : Les particules considérées dans le manuscrit sont orientées aléatoirement ce qui implique une fonction de diffusion volumique symétrique par rapport à l'angle azimutal dans le repère de la direction incidente. Cela implique que pour une direction incidente $\vec{\omega}_0$ et une direction diffusée $\vec{\omega}_1$, la fonction de phase peut être réduite à l'angle θ formé entre ces deux directions. Cet angle est défini par $\cos(\theta) = \vec{\omega}_0 \cdot \vec{\omega}_1$ et conduira donc à l'écriture simplifiée $\tilde{\beta}(\vec{\omega}_0, \vec{\omega}_1) = \tilde{\beta}(\theta)$ par la suite.

3. Détermination des propriétés optiques d'un milieu diffusant

La section 2 a permis d'introduire les propriétés optiques représentatives d'un milieu dense, desquelles découle l'équation de transfert radiatif (ETR). Ces propriétés optiques ($K_{ext}, \tilde{\beta}(\theta)$ et ω) peuvent soit être mesurées sur le terrain (*i.e.*, mesures in-situ, sous-partie 3.1), soit être déterminées par des méthodes numériques résolvant les équations de Maxwell macroscopiques (sous-section 3.2 et 3.3) ou par la mesure au préalable d'autres observables appelés « paramètres microphysiques » du milieu (sous-partie 3.4), lesquels sont ensuite reliés aux propriétés optiques du milieu par des modèles bio-optiques.

3.1. Mesure in-situ des propriétés optiques

Les propriétés optiques des milieux aquatiques varient spatialement et temporellement, en fonction des processus physiques, chimiques ou biologiques pouvant avoir lieu dans une zone donnée ou à cause de facteurs extérieurs comme la pollution de l'eau dans les zones côtières. La mesure des propriétés optiques d'une zone donnée nécessite en général des moyens de mesure sur le terrain, appelés mesures *in-situ*. Cette sous-partie présente une liste d'instruments utilisables pour réaliser de telles mesures.

3.1.1. Mesure des coefficients d'absorption et de diffusion

La mesure des coefficients d'absorption et d'extinction (par conséquent du coefficient de diffusion) se base sur l'utilisation d'un spectrophotomètre dont le principe repose sur l'émission d'une lumière (généralement blanche) d'intensité contrôlée dont l'intensité en sortie du milieu est mesurée. Le coefficient d'absorption est mesuré sur la base du principe de la loi de Beer-

Lambert. Pour un milieu uniquement absorbant, c'est-à-dire sans atténuation liée à la perte de photons par diffusion vers l'extérieur du champ de vue d'un détecteur, le coefficient d'absorption est déterminé en inversant la loi de Beer-Lambert sur la base de la perte d'énergie lors de la traversée du milieu. Pour parvenir à créer un contexte favorable à ce que seule l'absorption affecte le rayonnement dans un milieu quelconque, un instrument tel que l'AC-S SEABIRD utilise un tube dont les parois sont réfléchissantes (avec des miroirs de très haute réflectivité proche de 100 %) pour qu'aucun photon diffusé ne sorte du champ de vue du détecteur. Ainsi, les photons détectés en sortie du tube par le détecteur sont ceux qui n'ont pas été absorbés puisque les photons absorbés ne sont pas détectés. Le rapport du flux détecté avec le flux incident fournit donc le coefficient d'absorption en appliquant la relation de Beer-Lambert. Comme il n'existe pas de miroir à 100 % réfléchissant, il y a des incertitudes de mesures qui ont été caractérisées à l'aide d'un code de Monte-Carlo [97]. L'AC-S SEABIRD permet ainsi de mesurer les coefficients d'absorption et d'extinction sur une gamme spectrale allant de 400 nm à 730 nm pour des extinctions allant de $0.001 m^{-1}$ à $10 m^{-1}$ tout en conservant une erreur relative raisonnable sur l'extinction déterminée. Cette erreur dépend de la fonction de phase associée au milieu mesuré. Pour le coefficient d'absorption, les erreurs relatives peuvent par contre devenir plus importantes (jusqu'à 100 % d'erreur) pour les eaux très turbides [97].

3.1.2. Mesure du coefficient de rétrodiffusion

Le coefficient de rétrodiffusion b_b correspond à l'atténuation du signal dû à la diffusion à des angles compris entre 90° et 180° . La mesure du coefficient de rétrodiffusion se base sur l'émission d'un flux lumineux dans un volume d'eau, observé par un détecteur dont l'angle d'observation forme un angle θ_b avec la lumière émise. Cet angle θ_b correspond à l'angle pour lequel le rapport entre le coefficient de rétrodiffusion b_b et la valeur de la fonction de diffusion volumique $\beta(\theta_b)$ est constant pour une large gamme de fonction de phases. La littérature propose en général une valeur $\theta_b = 117^\circ$ pour cet angle [98]. La mesure de $\beta(\theta_b)$ et la connaissance du rapport $\beta(\theta_b)/b_b$ permet ainsi de déduire de la valeur de b_b . Divers instruments se basent sur cette méthodologie afin de calculer le coefficient de rétrodiffusion, comme par exemple le BB9-SEABIRD [99] utilisant un angle de 117° ou encore le Hydroscat-HOBILabs [100] utilisant un angle de 140° .

3.1.3. Mesure de la fonction de diffusion volumique

La mesure de la fonction de diffusion volumique se base traditionnellement sur l'émission d'une source lumineuse dans un volume de mesure et sur la réception du flux diffusé à plusieurs angles de détection. Ces angles de détection peuvent être définis par exemple par la position de détecteurs placés en arc de cercle permettant d'adresser un certain intervalle angulaire (**Figure II-6(a)**). Cette méthodologie de mesure est par exemple utilisée par le capteur MASCOT-WETLabs [101] permettant de mesurer β pour une longueur d'onde de 658 nm et 17 angles compris entre 10° et 170° . Les angles de détection peuvent également être déterminés à l'aide

d'un seul détecteur capable de balayer l'arc de cercle (**Figure II-6(b)**), comme par exemple l'instrument POLVSM [102]. Une autre méthode consiste à utiliser un détecteur observant les signaux diffusés perpendiculairement à sa direction d'observation qui réalise ensuite une rotation sur lui-même afin d'observer différentes sections du faisceau incident (**Figure II-6(c)**). Cette méthode est utilisée par l'instrument LISST-VSF [103] qui permet de mesurer conjointement la fonction de diffusion volumique entre 15° et 150° mais aussi les coefficients d'absorption et de diffusion et les composantes de dépolarisation de la matrice de Mueller, pour une longueur d'onde de 515 nm . Ce capteur permet en outre de mesurer la fonction de diffusion volumique de 0.09° à 1° pour des mesures fines de diffusion orientée vers les très faibles angles de diffusion (diffusion dite « vers l'avant »).

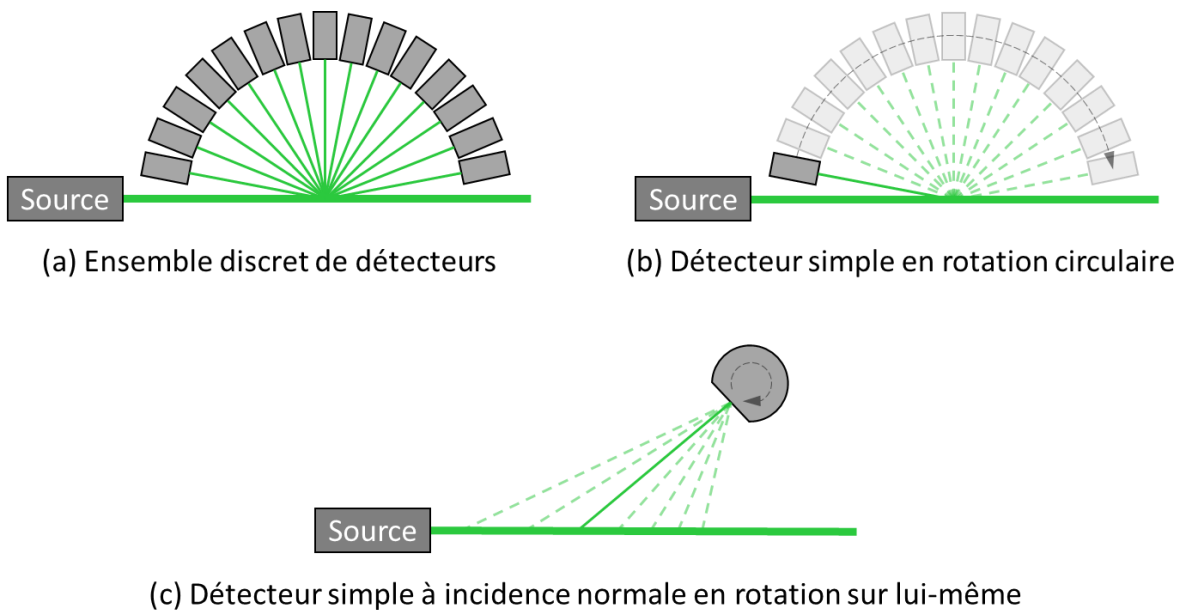


Figure II-6 : Illustration des différentes méthodes utilisées pour déterminer la fonction de diffusion volumique d'un milieu turbide : (a) utilisation d'un ensemble de détecteurs en arc de cercle ; (b) utilisation d'un détecteur unique réalisant une rotation en arc de cercle autour d'un point de mesure ; (c) utilisation d'un détecteur à vision normale en rotation sur lui-même. Figure reproduite à partir de [104].

Du point de vue d'une étude numérique de différents milieux océaniques, les mesures in-situ réalisées dans la littérature permettent de connaître les ordres de grandeurs de propriétés optiques observables dans les milieux marins. Les ordres de grandeur de propriétés optiques observées en pratique seront discutées en section 3.4.

3.2. Modèles numériques de calcul de la fonction de phase

De nombreuses méthodes numériques ont été mises au point pour dériver les propriétés de diffusion d'un milieu dense à partir des caractéristiques microphysiques du milieu et des particules en présence. Chacune de ces méthodes possède ses spécificités : hypothèses sur les particules du milieu, temps de calcul et précision. Le **Tableau II-1** présente un résumé des méthodes existantes, de la plus simple (et restrictive) à la plus complexe (et générale).

Tableau II-1 : Description des méthodes existantes pour l'estimation des propriétés de diffusion par une ou plusieurs particules d'un milieu dense.

Méthode	Type de particule	Limites	Référence
Lorenz-Mie	Particules sphériques homogènes	Seul le cas d'une particule sphérique isolée est considéré.	[105], [106]
Rayleigh-Debye-Gans (RDG)	Agrégat fractal, particule de forme arbitraire	Mauvaise estimation de $\tilde{\beta}$ pour de grosses particules ou des particules proches.	[107], [108], [109]
T-matrice	Ensemble de sphères	Ecart à la réalité pour des particules agglomérées ou se chevauchant.	[110]
Approximation par Dipôles discrets (DDA)	Forme arbitraire	Le temps de calcul augmente avec la taille et l'indice de réfraction des particules.	[111]

La théorie de Lorenz-Mie est la plus restrictive des théories présentées (elle n'est valable que pour des particules sphériques) mais aussi la plus simple. Elle a initialement été introduite par Gustav Mie en 1908 [105], mais il a fallu un certain temps avant que des algorithmes stables (notamment pour l'évaluation des fonctions de Ricatti-Bessel) soient développés [106]. Les algorithmes actuels sont stables, rapides et proposent souvent des extensions de la théorie à des cas plus complexes, discutés dans la sous-section 3.3. Le modèle de diffusion basé sur la théorie de Lorenz-Mie sera utilisé dans le cadre de la thèse. La théorie de Rayleigh-Debye-Gans [107] permet d'exprimer les propriétés optiques de particules de formes arbitraires ou encore d'agrégats fractals sous l'hypothèse que leurs champs diffusés ne sont pas interdépendants. Cette méthode requiert l'utilisation d'un facteur de structure [108] dépendant de la forme de l'ensemble considéré. Elle fonctionne mal dès lors que les particules élémentaires sont proches ou de taille importante [109]. La méthode de la T-matrice [110] étend le principe de la théorie de Mie pour les ensembles de sphères ou encore des particules non sphériques, et prend ainsi en compte l'interdépendance des champs rayonnés par chaque particule élémentaire dans une hypothèse de champ lointain [86]. Cependant, cette théorie est limitée lorsque les particules sont agglomérées où se chevauchent. Enfin, la méthode la plus générale est l'approximation par dipôles discrets (DDA pour *Discrete Dipole Approximation*). Elle consiste à discrétiser un agrégat de particules par un ensemble de dipôles élémentaires dont les champs rayonnés sont calculés en fonction du champ incident par une méthode de type éléments finis. Aucune hypothèse n'est faite sur la forme de l'agrégat, mais elle nécessite l'inversion d'une matrice dont la dimension est de l'ordre du nombre de dipôles. Cela rend la méthode d'autant plus coûteuse en temps de calcul que l'agrégat est grand et que l'indice de réfraction des particules est important, avec la nécessité d'utiliser des dipôles de plus petite taille [111].

3.3. Formalisme de Lorenz-Mie pour une distribution de particules

3.3.1. Théorie pour une particule de rayon donné

Dans sa formulation initiale, la théorie de Lorenz-Mie considère un milieu non absorbant d'indice de réfraction réel n_{li} comprenant des particules sphériques, homogènes, isotropes et distribuées aléatoirement [112], [113]. Ces particules de rayon r et d'indice de réfraction complexe n_{pa} sont illuminées par une onde plane. Comme chaque problème de diffusion, la théorie de Lorenz-Mie vise à calculer les coefficients de la matrice d'amplitude de diffusion S reliant le champ incident \vec{E}_i au champ diffusé \vec{E}_s via la relation $\vec{E}_s = S\vec{E}_i$. Les coefficients sont calculés à partir des amplitudes de diffusion (a_n, b_n) qui correspondent aux coefficients de la décomposition du champ électrique diffusé sous forme d'harmoniques sphériques [113] (**Eq. (II.24)**) :

$$E_{sca} = \sum_{q=0}^{+\infty} \frac{i^q E_0 (2n+1)}{n(n+1)} [i a_q N_{qm}(k \times r) - b_q M_{qm}(k \times r)] \quad (\text{II.24})$$

avec k le vecteur d'onde, r le rayon de la particule, (N_{nm}, M_{nm}) les fonctions harmoniques sphériques vectorielles générées à partir des fonctions de Bessel d'ordre 3 (dites de Hankel). La résolution concrète du problème de Mie revient ainsi à déterminer les valeurs de a_n et b_n pour $q \in [0, N_{lim}]$, ou N_{lim} correspond à un critère de convergence de la somme dépendant des conditions du problème. Cela permet ainsi d'exprimer les différents « modes » de diffusion par la particule, dont la somme représente le champ diffusé. La symétrie du problème ainsi que l'hypothèse de champ lointain impliquent que $S_3 = S_4 = 0$ et une symétrie de la fonction de phase selon l'angle azimutal ϕ . Au final, il est possible de calculer la fonction de phase sous la forme $\tilde{\beta}(\theta) = \frac{1}{2}(|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2)$ avec S_1 et S_2 déterminées par récurrence. Il est en outre possible d'exprimer les sections efficaces d'extinction et de diffusion à partir des coefficients (a_n, b_n). La fonction de phase étant définie seulement selon l'angle de diffusion θ par rapport à la direction incidente (dû à la symétrie selon ϕ), il est possible de calculer la densité cumulée $\tilde{B}(\theta)$ associé à la fonction de phase. Pour un angle $\theta \in [0, 180^\circ]$, $\tilde{B}(\theta) \in [0, 1]$ représente la proportion du flux diffusé dans un angle $\theta_{diff} < \theta$. Son expression est (**Eq. (II.25)**) :

$$\tilde{B}(\theta) = \frac{\int_{\theta'=0}^{\theta} \tilde{\beta}(\theta') \sin(\theta') d\theta'}{\int_{\theta'=0}^{\pi} \tilde{\beta}(\theta') \sin(\theta') d\theta'} \quad (\text{II.25})$$

En résumé, la théorie de Lorenz-Mie permet de calculer les sections efficaces d'extinction et de diffusion (et par conséquent la section efficace d'absorption) et la fonction de phase associées à la diffusion d'une onde plane par une particule homogène et isotrope de rayon r immergée dans un milieu non absorbant. De nombreuses extensions de cette théorie ont été

proposées, par exemple pour prendre en compte le caractère absorbant [114] du milieu, des particules non parfaitement sphériques [115] ou magnétiques [116], voire des particules recouvertes d'une couche d'un autre indice de réfraction [117] ou constituées de plusieurs couches [118]. Ces extensions de la théorie de Mie ne seront pas discutées dans ce travail. Par contre, la théorie de Mie sera généralisée à un milieu composé de particules sphériques ayant une distribution de taille (ou granulométrie) polydispersée (*i.e.*, différents rayons).

3.3.2. Généralisation de la théorie à une distribution de particules

La diffusion de Mie est entièrement déterminée par le rapport d'indice $n_p = n_{pa}/n_{li}$ et par le paramètre de taille $x = 2\pi n_{li}r/\lambda$. Soit un milieu donné comprenant un ensemble de particules de même indice de réfraction mais de rayons différents. Ces rayons sont définis par une densité de probabilité appelée granulométrie, notée $N(r)$ pour *Particle Size Distribution*, qui est définie sur un intervalle $r \in [r_{min}, r_{max}]$. La généralisation des données calculées par la théorie de Lorenz-Mie se fait simplement via les formules (Eq. (II.26)) et (Eq. (II.27)) :

$$Q_{sca,ext}^{moy} = \int_{r_{min}}^{r_{max}} N(r) Q_{sca,ext}(r) dr \quad (\text{II.26})$$

$$\tilde{\beta}^{moy}(\theta) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} N(r) Q_{sca,ext}(r) \tilde{\beta}_r(\theta) dr \quad (\text{II.27})$$

Le modèle de PSD utilisé dépend en général du milieu considéré. Dans l'océan par exemple, la dégradation naturelle des particules implique une loi de puissance du nombre de particules par rapport à leur taille. En effet, un cycle de dégradation ou le processus de décantation d'une particule de taille R peut par exemple donner 2 particules de rayon $R/2$, puis 2^2 particules de rayon $R/4$, et enfin 2^N particules de taille $R/2^N$. Un modèle souvent utilisé pour représenter ce type de processus est le modèle de Junge [119] (Eq. (II.28)) :

$$N_{Junge}(r) = kr^{-s} \quad (\text{II.28})$$

avec s l'exposant (ou pente) dit de Junge et k un facteur de normalisation (particules par m^{-3}). L'exposant de Junge varie typiquement (pour les milieux marins) dans l'intervalle 3-5 avec une valeur moyenne de 3.58 ± 0.34 établie sur la base d'un ensemble de 394 mesures issues des jeux de données des études PacAtl et Arctique [120]. Un autre modèle correspond à la loi dite Log-Normale, dont la PSD s'écrit sous la forme (Eq. (II.29)) :

$$N_{LN}(r) = \frac{1}{r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\ln(r) - \ln(r_m)}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{II.29})$$

où r_m est le rayon modal des particules et σ l'écart-type. Dans les milieux marins, lorsque la dynamique du site d'étude le justifie, par exemple dans le cas d'un « bloom » (*i.e.*, prolifération) de phytoplancton [121], il peut être nécessaire d'introduire une telle distribution Log-Normale pour représenter un ensemble de particules monodispersées. Les blooms produisent en effet un très grand nombre de particules dont les tailles peuvent être centrées sur une gamme de variation restreinte. Une étude a montré à partir de 433 PSD acquises dans différentes régions du globe (Océan Pacifique, Atlantique, Mer Baltique) durant plusieurs saisons et à plusieurs profondeurs qu'une somme de lois Log-Normales permet d'expliquer la forme générale des PSD observées en alternative au modèle de Junge [122]. Dans l'atmosphère, les lois Log-Normale sont beaucoup plus couramment utilisées pour modéliser les distributions de taille des aérosols [123] comme les suies, le sel marin ou encore des poussières du désert [124]. Dans le cadre de la thèse, une telle loi sera aussi utilisée pour modéliser un brouillard généré dans la serre climatique du centre Fauga-Mauzac de l'ONERA (section 2 du chapitre V). Enfin, de nombreuses autres lois ont été proposées pour modéliser des milieux spécifiques à partir de données expérimentales. Par exemple, les nuages d'eau (stratus, cumulus, brouillard) sont souvent représentés par une distribution de taille de type Gamma modifiée [125], et les nuages de cristaux comme les cirrus sont modélisés par des fonctions paramétriques de type Heymsfield et Platt [126].

3.4. Propriétés microphysiques des milieux aquatiques et relations avec leurs propriétés optiques

3.4.1. Constituants des milieux marins et d'un milieu atmosphérique contrôlé

Les eaux naturelles sont composées de molécules d'eau et de matières dissoutes ou particulaires. Les matières dissoutes colorées (dites *Colored Dissolved Organic Matter*, CDOM) sont issues de la dégradation de matière d'origine végétale. Les constituants marins de taille supérieure à $0.2 \mu m$ sont appelés matière en suspension (MES). Les MES vivantes sont dites organiques, et se composent notamment des espèces phytoplanctoniques [127], [128]. Les matières non vivantes sont quant à elles dites détritiques et minérales. Les MES minérales sont généralement issues de l'érosion des côtes, des rejets fluviaux ou de dépôts atmosphériques. Les parties suivantes s'attachent à décrire l'ensemble des relations possibles entre propriétés microphysiques des milieux marins et leurs propriétés optiques. Ces relations sont appelées modèles bio-optiques.

3.4.2. Modèles bio-optiques des constituants marins

Un modèle bio-optique permet de relier une ou plusieurs propriétés optiques à une propriété microphysique ou biogéochimique, comme par exemple l'indice de réfraction des particules n_{pa} , du milieu n_{li} , granulométrie, la concentration en chlorophylle α notée [*Chla*], ainsi qu'à la concentration des matières minérales notée [C_{MES}]. Le **Tableau II-2** présente un ensemble

de relations dites « bio-optiques ». La suite de cette sous-section (paragraphe 3.4.3 à 3.4.6) vise à décrire plus précisément les modèles bio-optiques de ces constituants. Les méthodes de détermination des paramètres microphysiques (indirecte) ou des propriétés optiques inhérentes (IOPs) (directe) sont précisées, ainsi que les tendances de valeurs observées.

3.4.3. Eau de mer pure

Les molécules d'eau ont une taille de l'ordre de 0.1 nm. Elles contribuent à la fois à l'absorption et à la diffusion de la lumière. Le spectre d'absorption de l'eau pure sur la gamme du visible a été mesuré par [131] (**Figure II-7**). Les faibles valeurs d'absorption dans l'intervalle [380 – 530] nm justifie l'utilisation de sources laser verte ou bleue pour l'imagerie sous-marine. La salinité n'influence pas l'absorption de l'eau ; la température l'augmente légèrement [132].

Tableau II-2 : Modèles bio-optiques des constituants marins utilisés dans la thèse. À ces modèles viennent s'ajouter les valeurs tabulées de références pour certaines espèces.

Espèce	Paramètres optique	Paramètres d'entrée	Modèle bio-optique	Référence
Eau pure	$b_{eau\ pure}$	/	$b_{eau}(\lambda) = 0.00288 \left(\frac{\lambda}{500}\right)^{-4.32}$	(II.30) [129], [130]
	$a_{eau\ pure}$	/	Valeurs tabulées (voir Figure II-7)	[131], [132], [133]
Matières dissoutes colorées (CDOM)	a_{CDOM}	$a_{CDOM}(\lambda_0)$	$a_{CDOM}(\lambda) = a_{CDOM}(\lambda_0)e^{-s_{CDOM}(\lambda-\lambda_0)}$	(II.31) [130], [134], [135]
Détritus organiques	a_{DET}	$a_{DET}(\lambda_0)$	$a_{DET}(\lambda) = a_{DET}(\lambda_0)e^{-s_{DET}(\lambda-\lambda_0)}$	(II.32) [136], [137]
MES organiques	a_{phy}	[Chla]	$a_{phy}(\lambda) = AP(\lambda) \times [Chla]^{EP(\lambda)}$ Voir Figure II-8 pour les valeurs de AP et EP.	(II.33) [137]
	b_{chl}	[Chla]	$b_{chl}(\lambda) = 0.30 \times \left(\frac{550}{\lambda}\right) \times [Chla]^{0.62}$	(II.34) [137]
MES minérales	b_{MES}	n_{pa}, n_{li} [C _{MES}] Q_{sca}, V_{sed}	$b_{MES} = \frac{[C_{min}]}{a_{sed}} \times \frac{Q_{sca}}{V_{sed}}$	(II.35)

La diffusion de la lumière par l'eau pure provient du mouvement aléatoire des molécules d'eau, qui induit des variations locales de l'indice de réfraction. La théorie d'Einstein-Smoluchowski fournit la fonction de phase de l'eau pure qui est quasi-isotrope (**Eq. (II.36)**) :

$$\tilde{\beta}_{eau}(\theta) = 0.06225(1 + 0.835 \cos^2(\theta)) \quad (\text{II.36})$$

Cette fonction de phase est indépendante de la longueur d'onde. L'intégration de la fonction volumique de diffusion (fonction de phase multipliée par le coefficient de diffusion) fournit le coefficient de diffusion qui dépend de la longueur d'onde [129] (Eq. (II.30), Tableau II-2). La présence de sels dissous dans l'eau de mer conduit à une augmentation d'environ 30 % la diffusion par rapport à l'eau douce [130] indépendamment de la longueur d'onde.

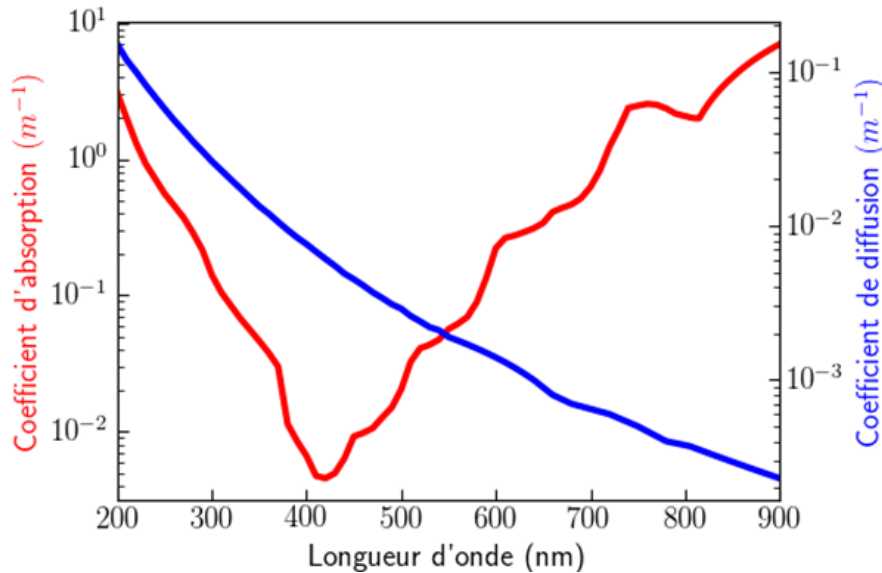


Figure II-7 : Variation spectrale des coefficients d'absorption (rouge) et de diffusion (bleu) de l'eau pure dans la gamme spectrale ultra-violet et visible [132, 133].

3.4.4. Matières dissoutes colorées (CDOM)

Les matières dissoutes colorées (CDOM) sont des produits dérivés de la décomposition des matières organiques d'origine végétale [130]. Elles sont considérées comme non diffusantes et sont à la fois présentes dans les zones côtières en raison des apports fluviaux (matières d'origine terrestre), et dans les zones océaniques en raison de la dégradation du phytoplancton. L'absorption spectrale du CDOM est de forme exponentielle décroissante [134] (Eq. (II.31), Tableau II-2). s_{CDOM} l'exposant de décroissance de l'absorption est généralement compris dans l'intervalle de $0.011 - 0.019 \text{ nm}^{-1}$ [135]. La valeur du coefficient d'absorption $a_{CDOM}(440 \text{ nm})$ est souvent utilisée comme valeur de référence pour obtenir l'allure spectrale à partir de (Eq. (II.31)). Ses valeurs dépendent du contexte régional mais les concentrations les plus faibles sont en général plutôt observées dans l'océan ouvert ($0 - 0.09 \text{ m}^{-1}$) que dans les eaux côtières ($0.07 - 0.64 \text{ m}^{-1}$) [138]. Les valeurs les plus importantes sont trouvées dans les lacs et rivières avec des valeurs observées pouvant atteindre jusqu'à 19 m^{-1} .

3.4.5. Matières en suspension (MES) organiques

Les matières en suspension d'origine organique sont produites par les micro-organismes vivants. Elles sont présentes en grandes variétés de tailles, formes et composition. Dans un

objectif de clarté, nous reprendrons les classes de matières organiques proposées par [127]. Par ordre de taille croissante : les virus, colloïdes, bactéries, phytoplanctons et leurs détritiques organiques, zooplanctons et neige marine. Cependant, les virus, colloïdes et bactéries ne sont pas considérées comme des MES optiques car de tailles trop petites ($< 0.2 \mu m$). Les virus ne contribuent pas à l'absorption [127] tandis que les colloïdes et bactéries hétérotrophes peuvent contribuer dans certaines gammes de longueurs d'ondes, notamment le bleu [139]. En général, les principaux absorbants sont les phytoplanctons et leurs détritiques organiques. L'absorption par les phytoplanctons est due à l'absorption cumulée de différents pigments photosynthétiques présents dans les cellules : les pigments chlorophylle *a*, *b* et *c*. La chlorophylle *a* [140] est un indicateur de la biomasse phytoplanctonique présente dans le milieu aquatique.

Les détritiques organiques sont issus de la dégradation des phytoplanctons. Ils héritent donc d'une partie de leurs caractéristiques, à savoir une absorption majoritaire dans le bleu. L'expression mathématique utilisée (**Eq. (II.32)**, **Tableau II-2**). est généralement observée [136] où la valeur de s_{DET} (en m^{-1}) varie dans la gamme $[0.008-0.014 \text{ nm}^{-1}]$ d'après un ensemble d'échantillons prélevés à la fois dans l'océan ouvert et dans les zones côtières [136], [137]. La valeur de $a_{DET}(443 \text{ nm})$ est de l'ordre de $0.02 - 0.06 \text{ m}^{-1}$. Concernant la diffusion, [127] précise que les virus et colloïdes sont en général faiblement diffusants, bien qu'ils puissent contribuer à la rétrodiffusion de manière significative dû à leur faible taille. Les phytoplanctons peuvent être des diffuseurs efficaces et présentent un mode de diffraction (*e.g.*, diffusion vers l'avant) important dû à leurs tailles qui peuvent être importantes (de l'ordre de $200 \mu m$). L'impact du zooplancton ou de la neige marine sur le phénomène diffusion et rétrodiffusion est faible en raison de leurs grandes tailles ($> 1 \text{ mm}$). Les particules de taille inférieures à $1 \mu m$ sont en général des rétrodiffuseurs efficaces. Une grande majorité de la diffusion est attribuable à des particules de taille inférieure à $10 \mu m$. Une grande partie de la diffusion peut être attribuée au phytoplancton dans l'océan ouvert. Dans cette thèse, nous considérerons donc que les propriétés optiques des matières en suspension organiques sont celles du phytoplancton. En général, il est admis que le rapport d'indice n_p des particules phytoplanctoniques par rapport à celui de l'eau de mer pure varie dans la gamme de $1.02 - 1.10$ [141].

La théorie de Mie permet de déterminer la fonction de phase recherchée à partir de la connaissance de l'indice de réfraction et de la granulométrie des particules. Concernant les coefficients d'absorption et de diffusion, les modèles bio-optiques basés sur la concentration en chlorophylle *a* (**Eq. (II.33)** et **Eq. (II.34)**, **Tableau II-2**) [137] seront utilisés. La **Figure II-8** montre la variation spectrale des coefficients *AP* et *EP* utiles à la détermination du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde.

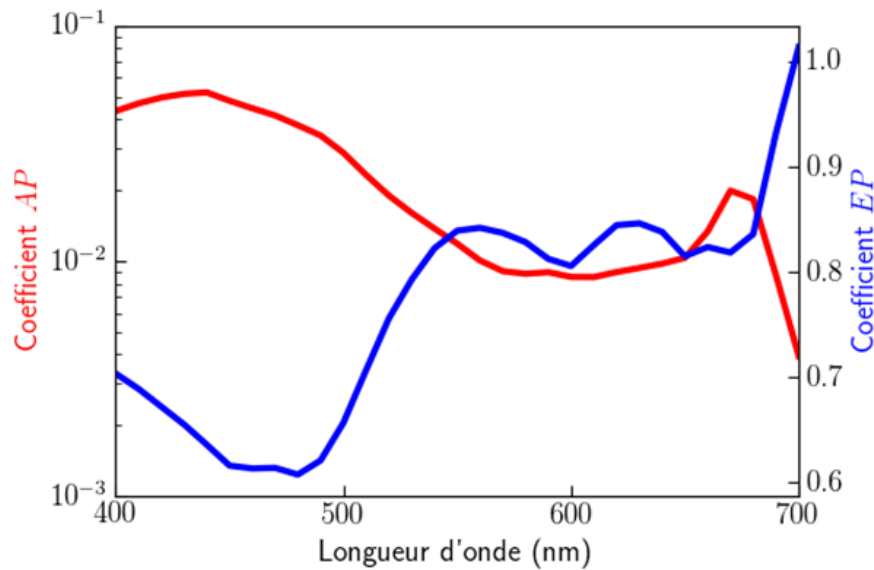


Figure II-8 : Variation spectrale des coefficients bio-optiques AP (en rouge) et EP (en bleu) permettant l'estimation du coefficient d'absorption du phytoplancton dans la gamme du visible.

3.4.6. Matières en suspension (MES) minérales

Les particules minérales peuvent être de taille très différente typiquement de moins de 1 μm jusqu'à des dizaines de μm . Elles sont en général présentes dans les zones côtières, estuaires et rivières. Elles sont en proportion significative lorsque les eaux transportent un grand nombre de sédiments (rejets fluviaux, épisode de crues). Le **Tableau II-3** présente la densité et le rapport d'indice (par rapport à l'eau) de différentes particules minérales observées dans les eaux côtières [137], [142].

Tableau II-3 : Densité et indice de réfraction réel (par rapport à l'eau) pour différents types de particules minérales d'après [142].

Type de particules	Densité ($\times 10^6 \text{ g. m}^{-3}$)	Rapport d'indice n_p
Aragonite	2.83	1.22
Calcite	2.71	1.17
Chlorite	2.50	1.21
Gibbsite	2.42	1.18
Illite	2.80	1.18
Kaolinite	2.65	1.16
Montmorillonite	2.50	1.17
Opale	1.90	1.07
Quartz	2.65	1.16

De manière générale, les matières minérales sont souvent considérées non absorbantes dans le domaine visible. Nous considérerons donc dans le cadre de ce travail que les matières minérales n'absorbent pas pour la longueur d'onde étudiée. Cependant, il existe des espèces minérales mixtes qui contiennent une proportion significative de Fer ($> 5\%$) qui peut induire

une absorption dans le bleu-vert. Cette contribution à l'absorption est directement corrélée à la proportion de Fer, ce qui n'a pas été retrouvé pour d'autres éléments [143]. La densité des particules minérales (en g/m^3) peut être reliée à leur indice de réfraction réel par la relation empirique (Eq. (II.37)) :

$$d_{sed} = 1000 \times (8.036 \times n_p - 6.826) \quad (\text{II.37})$$

La connaissance de la densité permet de déterminer le nombre de particules par unité de volume à partir de la concentration en matières minérales dans l'eau. Le coefficient de diffusion est ainsi déterminé par la relation Eq. (II.35) où $[C_{MES}]$ est la concentration en matières minérales (en g/l), Q_{sca} la section efficace de diffusion, V_{sed} le volume moyen de la distribution considérée. Le coefficient de diffusion des particules minérales est ainsi directement proportionnel à leur concentration. Le coefficient de proportionnalité est déterminé par l'indice de réfraction réel des particules n_{pa} et la granulométrie des particules.

3.5. Utilisation conjointe des modèles bio-optiques avec le formalisme de Mie

La sous-section 3.3 a permis d'introduire le formalisme de Mie permettant de calculer la fonction de phase, les sections efficaces (absorption, diffusion) et l'albédo simple de diffusion des eaux turbides pour une granulométrie donnée connaissant le rapport d'indice des particules considérées et la longueur d'onde de la lumière incidente. La sous-section 3.4 a permis d'introduire des modèles bio-optiques permettant d'accéder aux coefficients d'absorption et de diffusion de familles particulières de particules (phytoplancton, matières minérales, etc.) à partir de leur concentration dans le milieu ou encore de leur densité.

Ces deux parties ont ainsi permis de faire la liaison entre propriétés microphysiques (indice optique, rayon, concentration, densité, etc.) et propriétés optiques (fonction de phase, coefficients d'absorption / diffusion, albédo simple de diffusion). Un modèle regroupant le modèle de Mie adapté à une granulométrie particulière et les modèles bio-optiques présentés a été mis au point (IL3DMIE). Ce modèle a été validé sur base d'un code de transfert radiatif intitulé OSOAA [28], [29]. La validation de ce code est présentée en annexe A.

Il est ainsi possible de dériver les propriétés optiques d'un milieu à partir de caractéristiques microphysiques de ce dernier. Dans le cadre de la thèse, il sera donc possible d'utiliser la connaissance sur les caractéristiques microphysiques du milieu afin de calculer des propriétés optiques représentatives de ce dernier. Le chapitre III à suivre présente un modèle numérique utilisant ces propriétés optiques et la connaissance des caractéristiques du prototype imageur afin de simuler des acquisitions caméra dans un milieu donné.

III. MODELE NUMÉRIQUE DE L'ACQUISITION D'UNE SCÈNE 3D À COURTE PORTÉE DANS UN MILIEU DENSE

Les chapitres **I** et **II** ont permis d'introduire un prototype imageur actif 3D à comptage de photons nommé PAUILLAC ainsi que les paramètres optiques représentatifs d'un milieu dense et l'équation de transfert radiatif (ETR). Ce chapitre présente un algorithme nommé IL3D développé pendant la thèse pour résoudre l'ETR par une approche statistique basée sur la méthode de Monte-Carlo.

Points clés

- Bibliographie sur les différentes méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif (ETR). Introduction à la méthode de Monte-Carlo pour le calcul d'une intégrale.
- Formulation de l'ETR sous forme d'une intégrale de chemin parcourue par la lumière. Application de la méthode de Monte-Carlo pour estimer l'intégrale de chemin dans le cas du prototype PAUILLAC.

Contributions principales

- Développement du code de Monte-Carlo (IL3D) permettant de simuler l'acquisition d'une scène 3D dans un milieu dense.
- Accélération du tirage de la diffusion volumique d'IL3D par échantillonnage inverse des fonctions de phase d'IL3DMIE permettant d'éviter une recherche par table à chaque événement de diffusion.
- Adaptation d'IL3D à l'observation d'une cible à courte portée par prise en compte du flou optique induit par des événements de diffusion hors de la profondeur de champ.
- Mise en évidence de la réduction de variance permise par le flou en milieu turbide. Cette réduction de variance rend possible la simulation de scènes 3D complexes en milieu très dense, ce qui n'était jusqu'alors pas possible.

1. Modélisation du transport de la lumière dans un milieu dense par méthode de Monte-Carlo

La propagation d'une onde lumineuse dans un milieu dense est un phénomène complexe, en particulier lorsque les effets de diffusion multiple sont prépondérants. Cette partie introduit un modèle numérique (IL3D) permettant de simuler l'émission d'une onde lumineuse par une source laser, sa propagation dans un milieu dense, son interaction avec une scène 3D et sa détection par un détecteur matriciel. Dans un premier temps, les différentes méthodes de résolution de l'ETR sont présentées et le choix d'utiliser une méthode statistique de Monte-Carlo est justifié. Ensuite, le principe général des méthodes de Monte-Carlo est abordé. Enfin, le modèle spécifique développé dans ce travail pour répondre au besoin de l'imagerie courte portée en milieu dense (IL3D) est présenté.

1.1. Méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif

Cette section décrit les différentes méthodologies utilisées pour résoudre l'équation de transfert radiatif. Ces approches peuvent être classées selon deux catégories : déterministes et probabilistes.

1.1.1. Méthodes déterministes pour la résolution de l'ETR

Les principales approches déterministes sont (i) la méthode des ordonnées discrètes (DOM pour *Discrete Ordinates Method*); (ii) la méthode des volumes finis (FVM pour *Finite Volumes Method*) et (iii) la méthode de ordres successifs de diffusion. La DOM et la FVM font partie de la famille des méthodes aux différences / éléments finis dans le sens où elles discrétisent l'espace sur lequel est résolu l'ETR. La méthode des ordonnées discrètes [144], [145] formule l'ETR en un système couplé d'équations propres à des directions prédéfinies appelées « ordonnées ». Chaque équation est ensuite résolue par éléments ou volumes finis. La méthode des volumes finis fonctionne sur le même principe mais n'a pas recours à une discrétisation angulaire de l'espace [146], [147]. Ces deux méthodes présentent l'avantage d'être très précises tout en nécessitant peu de temps de calcul. Ces méthodes sont aussi facilement intégrables à des codes annexes, notamment de mécanique des fluides. Cependant, ces méthodes peuvent vite devenir coûteuses en temps de calcul lorsque la géométrie de la scène simulée est complexe (*e.g.*, polygones) et que la grille de résolution devient fine localement. La nature discrète du maillage implique des phénomènes de « fausse diffusion » (*false scattering*) et des « effets de rayon » (*ray effects*). La fausse diffusion tend à lisser les zones de discontinuité du flux lorsque ce dernier est oblique au maillage qui résulte de la nature discrète du maillage angulaire [148]. Les effets de rayon empêchent certaines zones de recevoir du flux à cause de la nature discrète du maillage qui limite le nombre de directions possibles du flux [149]. La résolution conjointe des deux problèmes reste un problème d'actualité. La méthode des ordres successifs [150], [151] a été spécifiquement élaborée pour analyser les problèmes de transfert radiatif dans la

couche atmosphérique. Le vecteur de Stokes solution de l'ETR est décomposé selon une série de Fourier, ce qui permet de séparer les variables angulaires durant l'intégration de la RTE. Pour alléger les calculs numériques, la matrice de diffusion est décomposée en polynômes de Legendre. La méthode calcule ensuite les contributions successives de la radiance ascendante et descendante pour chaque épaisseur optique et chaque angle zénithal. L'itération se poursuit jusqu'à atteindre une convergence adéquate.

1.1.2. Méthodes probabilistes de Monte-Carlo pour la résolution de l'ETR

Les méthodes probabilistes dites de Monte-Carlo [152] estiment l'intégrale de transport associée à la ETR par le biais de lancers successifs d'un grand nombre de « rayons » appelés dans le cadre de la thèse « photons ». Ces photons subiront successivement des événements d'absorption et de diffusion (volumique, surfacique). Le lancer des photons et les modifications causées par les événements d'absorption et de diffusion sur leur position, direction et énergie sont tirés aléatoirement. Les méthodes probabilistes sont plus générales que les méthodes déterministes car elles ne sont pas limitées à des scènes explicitement modélisables par des volumes ou par une grille donnée. Lorsque la scène possède des singularités telles qu'un faisceau lumineux fortement collimaté, l'échantillonnage préférentiel [153] permet d'échantillonner l'espace des possibles de manière optimale et donc de garantir une convergence rapide des modèles probabilistes. La méthode de Monte-Carlo a déjà été utilisée avec succès dans un grand nombre d'applications et de géométries. Pour des applications atmosphériques telles que la détermination des propriétés optiques des nuages, du brouillard, de la pluie par rétrodiffusion d'un signal Lidar, cette méthode permet de modéliser l'impact de la multidiffusion sur l'erreur d'estimation du coefficient d'extinction du milieu imagé [154], [155], [156], [157]. Pour la problématique d'estimation de la bathymétrie d'un milieu aquatique, elle permet d'évaluer la perte d'information par diffusion-multiple [158] ainsi que le biais de mesure dû à la présence d'herbe marine [159]. En milieu océanique, elle permet d'estimer la détectabilité de cibles, ou encore d'estimer la rétrodiffusion par des systèmes à géométries complexes [160]. Enfin, la méthode de Monte-Carlo a permis de valider la prise en compte de la polarisation du rayonnement océanique dans la modélisation du transfert radiatif [160], [161], [162].

1.2. Principe général des méthodes de Monte-Carlo

1.2.1. Méthodes de quadrature

Les méthodes de Monte-Carlo visent à estimer statistiquement la valeur de l'intégrale d'une fonction définie sur un support donné. Classiquement, le calcul d'intégrale peut être résolu par des méthodes de quadrature comme la méthode des rectangles, des trapèzes, de Simpson ou encore de Gauss-Legendre [163]. Ces méthodes ont généralement un taux de convergence exprimé sous la forme $O(N^{-r})$ avec $r \geq 1$, et la valeur de r est plus ou moins importante selon

la complexité de la méthode utilisée. Lorsque la valeur de l'espace d'intégration est importante, l'évaluation de l'intégrale repose sur une forme tensorielle de la méthode de la quadrature qui nécessite un nombre de points d'échantillonnage évoluant exponentiellement. La vitesse de convergence de la méthode diminue donc à $O(N^{-r/M})$ avec M la dimension de l'espace d'intégration [164]. La vitesse de convergence de telles méthodes diminue donc drastiquement avec la dimension de l'espace échantillonné. Certaines méthodes ne passent pas par cette évaluation sous forme tensorielle mais échantillonnent judicieusement l'espace des possibles. Cependant, il a été démontré que ces méthodes ne peuvent espérer converger plus vite que $O(N^{-1/M})$ [163].

1.2.2. Notions de probabilité

Des notions de probabilité sont nécessaires pour comprendre le principe des méthodes de Monte-Carlo. Soit une variable aléatoire X à valeurs réelles dans un ensemble Ω . Soit un sous-espace mesurable $Q \in \Omega$, et soit $x \rightarrow \mu(x)$ une mesure associée à ce sous-espace. Les valeurs prises par la variable aléatoire X permettent de définir sa **densité cumulée de probabilité** notée $x \rightarrow P(x)$ par (Eq. (III.1)) :

$$P(Q) = \Pr(X \in Q) \quad (\text{III.1})$$

avec $\Pr()$ l'opérateur de probabilité. Cette variable possède ainsi une **densité de probabilité** $x \rightarrow p(x)$ qui correspond à la dérivée de la densité cumulée par rapport à la mesure utilisée (Eq. (III.2)) :

$$p(x) = \frac{dP}{d\mu}(x) \quad (\text{III.2})$$

Cette densité de probabilité permet de reformuler $P(Q)$ sous la forme $P(Q) = \int_Q p(x) d\mu(x)$. Soit une variable aléatoire $Y = f(x)$ résultant d'un processus $x \rightarrow f(x)$. Il est possible de définir son **espérance** $E[Y]$ et sa **variance** $V[Y]$ sur l'espace Q par (Eq. (III.3) et (Eq. (III.4)) :

$$E_Q[Y] = \int_Q f(x) p(x) dx \quad (\text{III.3})$$

$$V_Q[Y] = E \left[(Y - E_Q[Y])^2 \right] \quad (\text{III.4})$$

1.2.3. Principe de l'estimation d'une intégrale par méthode de Monte-Carlo

Soit une intégrale $I = \int_Q f(x) d\mu(x)$ à évaluer. La méthode de Monte-Carlo vise à tirer au hasard un grand nombre $N \in \mathbb{N}^+$ de réalisations d'une variable aléatoire uniforme $\{X_i\}_{i \in [1, N]}$ selon une densité de probabilité $x \rightarrow p(x)$ pour calculer l'estimateur suivant (Eq. (III.5)) :

$$I_N = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{f(X_i)}{p(X_i)} \quad (\text{III.5})$$

Cet estimateur correspond à une variable aléatoire dont l'espérance vaut I , comme en témoigne le calcul suivant (Eq. (III.6)) :

$$E_Q[I_N] = E_D \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{f(X_i)}{p(X_i)} \right] = \frac{1}{N} \int_Q \frac{f(x)}{p(x)} p(x) d\mu(x) = \int_Q f(x) d\mu(x) = I \quad (\text{III.6})$$

Ainsi, l'estimateur considéré tend vers la valeur de I lorsque le nombre d'échantillons utilisé tend vers l'infini. En supposant la variance de la variable aléatoire $Y_i = f(X_i)/p(X_i)$ finie, il est possible de montrer que (Eq. (III.7)) :

$$V[I_N] = V \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_i \right] = \frac{1}{N^2} V \left[\sum_{i=1}^N Y_i \right] = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N V[Y_i] = \frac{1}{N} V[Y_i] \quad (\text{III.7})$$

L'écart type de la variable aléatoire I_N évolue donc selon $O(N^{-1/2})$ quelle que soit la dimension considérée, ce qui est un avantage réel par rapport aux précédentes méthodes de quadrature considérées.

1.2.4. Réduction de variance par échantillonnage préférentiel

Lorsque le support de la fonction à intégrer est de grande taille, l'échantillonnage purement aléatoire peut être inutilement long. Le choix de la distribution $x \rightarrow p(x)$ peut être optimisé pour minimiser la variance de l'estimateur I_N et donc accélérer la convergence. Par exemple, si la distribution p est choisie égale à la densité de probabilité de la fonction f soit $p(x) = \frac{f(x)}{I}$, alors $I_N = I$ quel que soit $N \in \mathbb{N}^+$ ce qui correspond à un estimateur de variance nulle. Ce choix de distribution implique cependant de connaître la valeur de I ce qui est en général l'objectif visé. Dans le cadre de la modélisation du transfert radiatif, les intégrales des lois en jeu sont calculables et donc le choix des densités de probabilité est possible. Cette optimisation du tirage aléatoire dans l'espace des possibles est appelée échantillonnage préférentiel (*importance sampling* en anglais) [152]. La partie suivante vise à présenter l'application de la méthode de Monte-Carlo à l'estimation du flux reçu par un capteur.

2. Méthode de Monte-Carlo appliquée à la propagation d'un rayon lumineux dans un milieu dense

L'équation de transfert radiatif présentée en sous-section 2.4 du chapitre II ne s'exprime pas directement sous la forme d'une intégrale pour laquelle il est possible d'appliquer la méthode de Monte-Carlo décrite précédemment. Cette partie présente la reformulation sous forme intégrale à l'équilibre de la RTE, puis présente une adaptation de cette équation de rendu par intégrale de chemin parcouru par les photons de l'émission laser à la réception par la caméra utilisable algorithmiquement. Enfin, la méthodologie de Monte-Carlo appliquée pour calculer cette intégrale de chemin est explicitée.

2.1. Expression de l'ETR sous la forme d'une équation de rendu

Soit un milieu homogène de coefficient d'extinction K_{ext} . Lors de la traversée du milieu, un flux lumineux peut être absorbé, diffusé par le volume ou encore diffusé par une surface du volume. Le milieu est considéré comme non émissif c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'émission de lumière spontanée par un élément de volume du milieu. Cette hypothèse est vérifiée pour les températures des environnements considérés dans ce travail, dont l'émissivité maximale se situe dans l'infrarouge moyen ($\approx 10 \mu m$) et dont l'émissivité dans le visible est négligeable [165]. L'ensemble des événements possibles pour un flux de luminance $L(x, \vec{\omega})$ à une position x donnée est représenté par la **Figure III-1**.

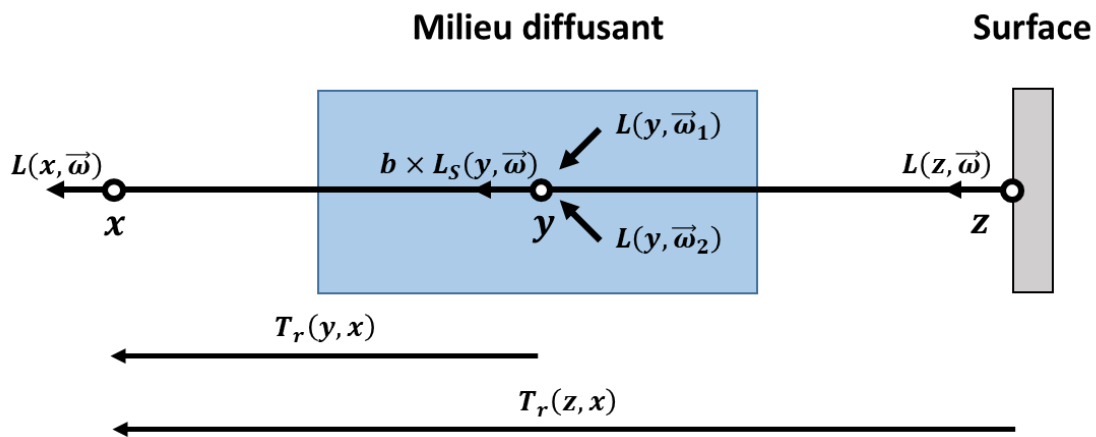


Figure III-1 : Bilan de luminance le long d'un chemin de direction $\vec{\omega}$. La luminance au point x dans la direction $\vec{\omega}$ s'exprime comme la somme des luminances issues du milieu diffusant et de la surface, par la suite atténuées par un coefficient de transmittance du milieu qui rend compte de l'absorption et la diffusion dans d'autres directions.

Dans ces conditions, il est possible d'exprimer l'équation de rendu (VRE pour *Volume Rendering Equation*) sous la forme [166] (**Eq. (III.8)**) :

$$L(x, \vec{\omega}) = 2\pi b \int_0^z T_r(x, y) \left[\int_{4\pi} \tilde{\beta}(\vec{\omega}, \vec{\omega}') L(y, \vec{\omega}') d\omega' \right] dy + T_r(x, z) L(z, \vec{\omega}) \quad (\text{III.8})$$

et $T_r(x', x)$ l'épaisseur optique du milieu entre les deux positions x' et x . Cette expression permet d'exprimer la luminance en chaque point de l'espace comme la contribution de la luminance diffusée par le volume depuis d'autres directions et de différentes surfaces comprises dans le volume.

2.2. Formulation de l'équation de rendu comme une intégrale de chemin

Il est nécessaire de reformuler l'équation (III.8) sous la forme d'une intégrale afin d'appliquer le formalisme de Monte-Carlo. Soit $I_{i,j}$ l'intensité reçue par un pixel $(i, j) \in [1, N_x] \times [1, N_y]$ de la caméra, l'objectif est d'exprimer I ainsi (Eq. (III.9)) :

$$I(i, j, k) = \int_{\Omega_{i,j}} f_{i,j}(\vec{x}) d\vec{x} \quad (\text{III.9})$$

avec $\vec{x} = (x_0, x_1, \dots, x_k) \in P_k$ un chemin de transport de la lumière composé de k sommets et P_k l'ensemble des chemins possibles de longueur k dans la scène. Chaque sommet correspond à un événement de diffusion (volumique ou surfacique). Les équations suivantes seront exprimées pour des chemins de longueur k par simplicité d'écriture mais le problème est aisément généralisable. La mesure $d\vec{x} = \prod_{i=1}^k d\vec{x}_i$ est le produit des mesures de volume (si le sommet est dans le volume) ou de surface (si le sommet est sur une surface). Dans l'expression de $f_{i,j}(\vec{x})$, il est considéré que le premier sommet x_0 est situé sur la source de lumière et que le dernier sommet x_k est situé sur le pixel (i, j) du capteur ultimement atteint par le photon. Il est alors possible d'écrire $f_{i,j}(\vec{x})$ sous la forme récursive suivante [166] (Eq. (III.10)) :

$$f_{i,j}(\vec{x}) = L(x_0, x_1) \cdot F_s(\vec{x}) \cdot W_{i,j}(x_{k-1}, x_k) \quad (\text{III.10})$$

avec $L(x_0, x_1)$ la luminance émise par la source de lumière laser et $W_{i,j}(x_{k-1}, x_k)$ la réponse du pixel qui correspond au produit de la transmittance de l'optique de la caméra et de la réponse du pixel au flux incident. Le terme $F_s(\vec{x})$ correspond à l'atténuation due aux k rebonds successifs (Eq. (III.11)) :

$$F_s(\vec{x}) = G(x_{k-1}, x_k) T_r(x_{k-1}, x_k) \prod_{i=1}^{k-1} f_s(x_{i-1}, x_i, x_{i+1}) G(x_i, x_{i+1}) T_r(x_i, x_{i+1}) \quad (\text{III.11})$$

avec $G(x, y)$ l'étendue géométrique entre les points x et y et $f_s(x, y, z)$ la BRDF ou la fonction de phase est considérée au point y , originaire du point x et en direction du point z .

2.3. Méthode de Monte-Carlo pour le calcul de l'intégrale de chemin

Le paragraphe 1.2.3 a introduit la méthode de Monte-Carlo comme un estimateur non biaisé d'une intégrale par un lancer d'un grand nombre de réalisations d'une variable aléatoire. Pour N_{ph} réalisations $\{\bar{x}_p\}_{p \in [1, N_{ph}]}$ d'une variable aléatoire $\bar{X} \in P_k$, il est possible d'exprimer l'estimateur $\langle I \rangle$ de I sous la forme (Eq. (III.12)) :

$$\langle I(i, j, k) \rangle = \lim_{N_{ph} \rightarrow +\infty} \frac{1}{N_{ph}} \sum_{p=1}^{N_{ph}} \frac{f_{i,j}(\bar{x}_p)}{p(\bar{x}_p)} \quad (\text{III.12})$$

avec $x \rightarrow p(x)$ la densité de probabilité associée à l'échantillon $\{\bar{x}_p\}_{p \in [1, N_{ph}]}$ qui peut être uniforme ou non. Si la distribution est uniforme, il peut être très long de calculer l'intégrale car cela peut mener au calcul de chemins dont la probabilité est parfois nulle ou trop faible et dont la contribution au calcul de l'intégrale sera soit négligeable soit nulle. Soit un point x_i de la chaîne \bar{x} atteint par une direction $\vec{\omega}_i$. Soit $d \rightarrow p_{dist}(d)$ la densité de probabilité permettant de tirer la distance parcourue avant d'atteindre x_{i+1} et $\vec{\omega} \rightarrow p_{diff}(\vec{\omega})$ la densité de probabilité permettant de tirer la direction après diffusion. Par définition, une densité de probabilité est définie par rapport à une mesure (de distance pour p_{dist} et d'angle solide pour p_{diff}). Il est ainsi possible d'exprimer la densité de probabilité p comme le produit des probabilités conditionnelles associées à chaque sommet du chemin \bar{x} sous la forme [166] (Eq. (III.13)) :

$$p(x_{i+1}|x_i, \vec{\omega}_i) = p_{diff}(\vec{\omega}_{i+1}|x_i, \vec{\omega}_i) p_{diff}(d_{i+1}|x_i, \vec{\omega}_{i+1}) G(x_{i+1}, x_i) \quad (\text{III.13})$$

2.4. Méthode de génération aléatoire d'un chemin

2.4.1. Processus de génération d'un chemin aléatoire

La génération d'un chemin $\bar{x} = (x_1, x_2, \dots, x_k)$ est réalisée itérativement de la manière présentée Figure III-2.

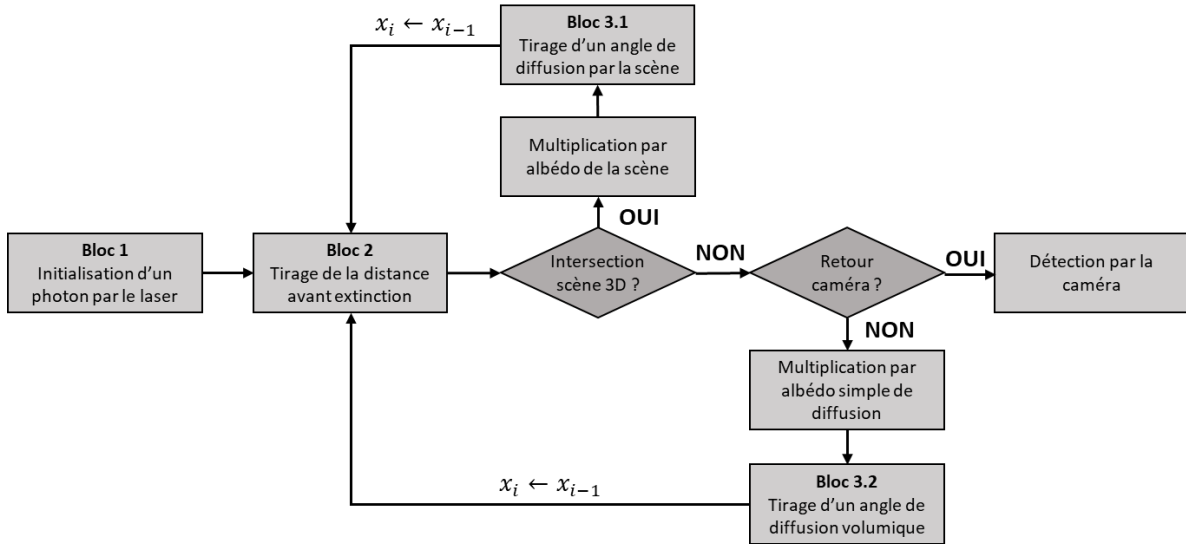


Figure III-2 : Schéma illustratif des étapes permettant de générer un chemin \bar{x} par itérations successives des blocs 2 et 3 jusqu'à l'arrivée potentielle du photon sur la caméra.

- **Bloc 1** : tirage aléatoire de la position x_0 et la direction initiale $\vec{\omega}_1$ selon la loi d'émission de la position $x \rightarrow p_{laser}^{pos}(x)$ et de la direction $\vec{\omega} \rightarrow p_{laser}^{dir}(\vec{\omega})$ du laser. Cet échantillonnage est présenté au paragraphe 2.4.2. Ensuite, le photon émis entre dans la boucle principale de rendu qui correspond aux **blocs 2** et **3**.
- **Bloc 2** : tirage aléatoire de la distance d_i parcourue avant que le photon ne soit absorbé ou diffusé. Cette distance est tirée aléatoirement selon la loi conditionnelle représentée par $d_{i+1} \rightarrow p_{dist}(d_{i+1}|x_i, \vec{\omega}_i)$ ou p_{dist} est proportionnelle à la transmittance du milieu donnée par la loi de Beer-Lambert. Cet échantillonnage est présenté au paragraphe 2.4.3. Avant de passer au bloc 3, le programme vérifie si le photon a interagi avec un élément de surface ou non. La diffusion surfacique est considérée (**bloc 3.1**) si le photon a interagi avec une surface. Dans le cas contraire, la diffusion volumique est considérée (**bloc 3.2**).
 - **Bloc 3.1** : si le photon rencontre une surface, son énergie est multipliée par la réflectance ρ_{surf} de la surface et la direction après diffusion est tirée aléatoirement selon une distribution $\vec{\omega}_{i+1} \rightarrow p_{diff}(\vec{\omega}_{i+1}|x_i, \vec{\omega}_i)$ proche de la BRDF de la surface intersectée. Ce cas est traité au paragraphe 2.4.5.
 - **Bloc 3.2** : Le photon est multiplié par l'albédo simple de diffusion pour prendre en compte l'absorption moyenne qu'il aurait dû subir, ce qui revient à ajouter le coefficient multiplicatif ω_{diff} à l'expression de $f_{i,j}$. Une autre méthode consisterait à utiliser la roulette russe [166] afin de réduire la variance du code, mais cette dernière n'a pas été retenue. En effet, cette méthode permet en général d'éliminer les chemins qui contribuent peu au signal final. Ce type de chemin est en général rencontré quand l'albédo simple de diffusion du milieu est faible, ce qui n'est pas ou peu le cas dans les applications de la thèse compte tenu du caractère peu absorbant des milieux considérés. Ensuite, la direction après diffusion est tirée

aléatoirement selon une distribution p_{diff} déduite de la fonction de phase du milieu $\vec{\omega}_{i+1} \rightarrow p_{diff}(\vec{\omega}_{i+1}|x_i, \vec{\omega}_i)$. Ce cas est traité au paragraphe **2.4.4**.

Cette étape est réitérée jusqu'à ce que le photon atteigne le diaphragme de la caméra (**bloc 4**), et soit éventuellement conjugué sur un pixel (i, j) du capteur matriciel de sortie. L'énergie du photon (soit $f_{i,j}$) est alors multipliée par l'efficacité de collection du pixel (i, j) notée $W_{i,j}$. Cette efficacité de collection ainsi que la méthode conjugaison d'un photon sur un pixel sont discutées au paragraphe **2.4.6**. Ces 4 blocs permettent de déterminer l'onde totale détectée par les pixels de la caméra. Il est ensuite nécessaire de simuler la détection de cette onde par la caméra (comme un seul photon peut être détecté par impulsion laser et par pixel). Cette simulation est faite sur la base des équations présentées au chapitre **I** (sous-section **3.4** - convolution laser et sous-section **3.5** - détection caméra).

2.4.2. Tirage aléatoire de l'émission d'un photon par le laser

Comme précisé dans le paragraphe **1.2.4**, le choix de la distribution $x \rightarrow p(x)$ est déterminant lorsque l'intégration de Monte-Carlo est mise en place. Cet échantillonnage préférentiel vise à choisir une distribution p proche de la fonction $f_{i,j}$ à estimer dans le but de choisir des valeurs x_p significatives pour le calcul de l'intégrale. La méthodologie sera la même pour l'ensemble des paragraphes **2.4.2** à **2.4.6**. Les calculs complets ne seront donc détaillés que pour l'exemple actuel. Soit un laser gaussien dans un repère orthonormé $R = (x, y, z)$ situé centré sur le point de coordonnées $P = (B, 0, 0)$. Pour une position d'émission $x_0 = (x, y, 0)$, la distribution d'intensité du laser suit la loi (**Eq. (III.14)**) :

$$I(x, y) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right) \quad (\text{III.14})$$

avec ω_L le **waist du laser** [m] et $r^2 = (x - B)^2 + y^2$ la distance du point (x, y) à P . Cette distribution d'intensité peut être représentée sous la forme d'une distribution $r \rightarrow p_{laser}^{pos}(r)$. Soit $(r, \theta) \in [0, +\infty[\times [0, 2\pi[$ tels que $(x, y) = (r \cos(\theta), r \sin(\theta))$ les coordonnées polaires associées à (x, y) . La symétrie de révolution de la loi gaussienne permet d'utiliser une loi uniforme pour le tirage de θ_{rdm} et donc $\theta_{rdm} = 2\pi\xi_1$ avec ξ_1 la réalisation d'une loi uniforme $U([0, 1])$. Le tirage aléatoire de r est plus complexe. L'idée est de calculer la distribution cumulée selon la distance radiale notée $P(r)$. En coordonnées polaires, cette intégrale s'exprime sous la forme (**Eq. (III.15)**) :

$$P_{laser}^{pos}(r) = \int_{r'=0}^r \int_{\theta=0}^{2\pi} p_{laser}^{pos}(x, y) r d\theta dr = 1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right) \quad (\text{III.15})$$

Comme $\Pr[(x^2 + y^2) < r] = 1 - P_{laser}^{pos}(r)$, le tirage aléatoire du rayon peut être fait en tirant aléatoirement ξ_2 selon $U([0,1])$ et en calculant $r_{rdm} = -\omega_L \sqrt{\frac{\log(\xi_2)}{2}}$. Cette méthodologie peut être appliquée de la même manière pour la direction initiale en fonction de θ_{div} la **divergence du laser** [rad]. Le **Tableau III-1** présente un résumé des tirages aléatoires de la position et de la direction initiale pour une loi gaussienne et pour une loi Top Hat. Une loi Top-Hat correspond à un laser dont le cône d'émission est de section circulaire homogène. Ainsi, la lumière est émise de manière homogène dans l'ensemble du cône d'émission.

Tableau III-1 : Méthodes de tirage aléatoire par échantillonnage préférentiel de la position et de la direction initiales d'un photon émis par une source laser gaussienne ou Top Hat.

Loi d'émission	Tirage de la position initiale	Tirage de la direction initiale
Gaussienne	$\begin{pmatrix} -\omega_L \sqrt{\log(\xi_2)} \times \cos(2\pi\xi_1) \\ -\omega_L \sqrt{\log(\xi_2)} \times \sin(2\pi\xi_1) \\ 0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{1+2\theta_{div}^2\xi_2}} \begin{pmatrix} -\theta_{div} \sqrt{\log(\xi_2)} \times \cos(2\pi\xi_1) \\ -\theta_{div} \sqrt{\log(\xi_2)} \times \sin(2\pi\xi_1) \\ 1 \end{pmatrix}$
Top Hat	$\begin{pmatrix} -\omega_L \sqrt{\xi_2} \times \cos(2\pi\xi_1) \\ -\omega_L \sqrt{\xi_2} \times \sin(2\pi\xi_1) \\ 0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{1+2\theta_{div}^2\xi_2}} \begin{pmatrix} -\theta_{div} \sqrt{\xi_2} \times \cos(2\pi\xi_1) \\ -\theta_{div} \sqrt{\xi_2} \times \sin(2\pi\xi_1) \\ 1 \end{pmatrix}$

Lorsque le modèle numérique est utilisé pour simuler une émission par le prototype imageur dans l'eau, il est nécessaire de considérer le franchissement du dioptre air-eau. La Loi de Snell-Descartes permet de relier l'angle entre le photon émis et l'axe optique avant et après franchissement du dioptre. En pratique, le passage air-eau implique que $\theta_{eau} \approx \theta_{air} \times \frac{n_{air}}{n_{eau}}$. Afin d'éviter le calcul systématique du nouvel angle après émission, il a été décidé de modifier la divergence du laser directement. Ainsi, lorsque la simulation est faite pour un milieu aquatique, les formules du **Tableau III-1** sont appliquées avec la divergence réduite suivante (**Eq. (III.16)**) :

$$\theta_{div}^{eau} = \theta_{div} \times \frac{n_{air}}{n_{eau}} \quad (\text{III.16})$$

2.4.3. Tirage aléatoire de la distance parcourue par un photon entre deux sommets

Le tirage aléatoire de la distance est réalisé sur la loi de transmittance du milieu turbide qui donne la part de flux absorbé ou diffusé avant une distance $d \in [0, +\infty[$ exprimée sous forme de la densité de probabilité suivante $p_{dist}(d) = \frac{\exp(-K_{ext}d)}{K_{ext}}$. La distribution cumulée de cette densité de probabilité s'exprime par $P_{dist}(d) = \int_0^d \tilde{f}(x)dx = 1 - \exp(-K_{ext}d)$. La génération d'une distance est donc réalisée en tirant aléatoirement ξ_3 selon $U([0,1])$ et en calculant (**Eq. (III.17)**) :

$$d_{rdm} = P_{dist}^{-1}(\xi_3) = -\frac{\ln(1 - \xi_3)}{K_{ext}} \quad (\text{III.17})$$

2.4.4. Tirage aléatoire de la direction de diffusion d'un photon par le volume

Un milieu turbide quelconque possède une fonction de phase $\theta \rightarrow \tilde{\beta}(\theta)$ qui peut être soit analytique soit mesurée expérimentalement soit estimée par une méthode numérique (Mie, T-matrice). Si l'expression est analytique (Henyey-Greenstein [167], Fournier-Forand [168]) il suffit de calculer sa distribution cumulée $\theta \rightarrow \tilde{B}(\theta)$ et de tirer aléatoirement ξ_4 selon $U([0,1])$ pour calculer l'angle de diffusion $\theta_{rdm} = \tilde{B}^{-1}(\xi_4)$. Cependant, les fonctions analytiques sont rarement adaptées aux problèmes traités et simplifient souvent la forme réelle des fonctions de phases observées. Les autres fonctions de phases sont à valeurs discrètes car les mesures expérimentales sont réalisées pour des valeurs précises et les méthodes numériques évaluées pour des valeurs discrètes. Soit $(\theta_i)_{i \in [1, N_{angle}]}$ un échantillonnage d'une fonction de phase. La distribution cumulée de la fonction de phase échantillonnée $\{\tilde{B}(\theta_i)\}_{i \in [1, N_{angle}]}$ est calculée, et l'angle de diffusion θ_{diff} est calculé en tirant au hasard un nombre ξ_4 suivant une loi uniforme $U([0,1])$ puis en recherchant itérativement dans la table de \tilde{B} la valeur $i \in [1, N_{angle} - 1]$ telle que (Eq. (III.18)) :

$$\tilde{B}(\theta_i) \leq \xi_4 < \tilde{B}(\theta_{i+1}) \quad (\text{III.18})$$

L'angle de diffusion peut- alors être déterminé par une méthode d'interpolation entre les deux valeurs d'angles successifs échantillonnés. En l'absence d'a priori sur l'évolution de la fonction échantillonnée entre les deux points, le choix le plus pertinent consiste à utiliser la méthode des trapèzes (Eq. (III.19)) :

$$\theta_{diff} = \theta_i + (\theta_{i+1} - \theta_i) \times \frac{\xi - \tilde{B}(\theta_i)}{\tilde{B}(\theta_{i+1}) - \tilde{B}(\theta_i)} \quad (\text{III.19})$$

2.4.5. Tirage aléatoire de la direction de diffusion d'un photon par une surface Lambertienne

Une source Lambertienne diffuse une intensité incidente I_0 selon un angle zénithal θ_{zen} par rapport à la normale à la surface selon la loi $I(\theta) = I_0 \cos(\theta)$. La densité de probabilité associée à cette source est $p_{diff}(\theta) = \frac{1}{2} \cos(\theta)$. La distribution cumulée de cette loi $P_{diff}(\theta) = \sin^2(\theta)$ est calculée en intégrant sur l'ensemble de la sphère au-delà du disque définissant l'angle zénithal θ_{zen} . Ainsi, $1 - P_{diff}(\theta) = \cos^2(\theta)$ et le tirage de l'angle de diffusion s'effectue alors via la formule $\theta_{rdm} = \cos^{-1}(\sqrt{\xi_5})$ ou ξ_5 est tiré selon $U(0,1)$. L'angle azimutal ϕ_{rdm}

est uniformément distribué selon l'intervalle $[0, 2\pi]$. Il suffit donc de tirer le nombre ξ_6 selon $U(0,1)$ pour finalement obtenir la direction du photon diffusé par la surface (Eq. (III.20)) :

$$\vec{\omega}_{diff} = \begin{pmatrix} \sin(\cos^{-1}(\sqrt{\xi_5})) \times \cos(2\pi\xi_6) \\ \sin(\cos^{-1}(\sqrt{\xi_5})) \times \cos(2\pi\xi_6) \\ \cos(\cos^{-1}(\sqrt{\xi_5})) \end{pmatrix} \quad (\text{III.20})$$

2.4.6. Conjugaison d'un photon sur le capteur de la caméra

Soit un photon situé à la position $x_{i-1} = (u_p, v_p, w_p)$ et de direction $\vec{\omega}_{i-1}$ incident sur l'objectif de la caméra situé en $z = 0$. Ce photon va ultimement être conjugué sur le capteur matriciel de la caméra situé en $z = -(f' + \Delta f')$ avec $\Delta f'$ choisi pour permettre la mise au point à la distance d'observation d_{obs} (voir Figure I-4). Afin d'être conjugué sur le capteur matriciel de la caméra, ce photon va devoir (i) parcourir la distance entre le point P et le diaphragme de la caméra ; (ii) passer le dioptre eau-air au niveau du diaphragme ; (iii) traverser l'objectif de la caméra et (iv) parcourir la distance restante jusqu'au capteur matriciel. La Figure III-3 présente la situation en détail.

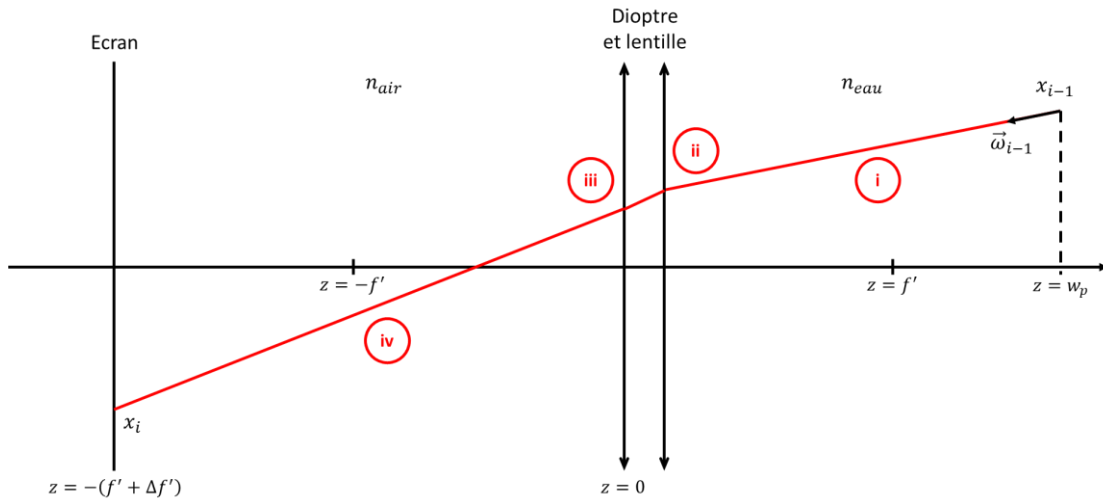


Figure III-3 : Conjugaison d'un photon diffusé depuis le point x_{i-1} dans la direction $\vec{\omega}_{i-1}$, par le système {lentille + dioptre air-eau}. Le photon subit 4 transformations de ses coordonnées : (i) un déplacement en direction du dioptre ; (ii) un franchissement du dioptre eau vers air ; (iii) la conjugaison par la lentille et (iv) un déplacement vers l'écran.

Dans l'approximation de Gauss, chacune de ces opérations correspond à une transformation linéaire d'un vecteur $\begin{pmatrix} x \\ \theta \end{pmatrix}$ ou x correspond à la distance à l'axe optique (dirigé selon l'axe de révolution \vec{z} du système optique) et θ l'angle à l'axe \vec{z} supposé petit selon l'approximation de Gauss. Selon ce formalisme, chacune des transformations élémentaires (i-iv) peut être représentée par une matrice de passage dite matrice « ABCD ». Tout d'abord, le parcours d'une distance d entre deux plans perpendiculaires à l'axe \vec{z} (Eq. (III.21)) :

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (\text{III.21})$$

Ensuite, le passage d'un dioptre entre deux milieux d'indices n_1 et n_2 , exprimé par la loi de Snell-Descartes et simplifié sous l'approximation de Gauss (Eq. (III.22)) :

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (\text{III.22})$$

Enfin, le passage par une lentille mince convergente de distance focale f' (Eq. (III.23)) :

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f' & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (\text{III.23})$$

En supposant le dioptre et la lentille représentative de l'objectif situés à la même position sur l'axe \vec{z} (hypothèse valable pour tout point P situé assez loin du diaphragme, ce qui est toujours vérifié pour les applications visées), alors il est possible de représenter la succession des étapes (i-iv) par la matrice de passage suivante (Eq. (III.24)) :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & f' + \Delta f' \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f' & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_{eau}/n_{air} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{III.24})$$

L'application de cette matrice aux deux coordonnées (u_p, v_p) dans le plan objet permet ainsi d'obtenir les deux coordonnées (x_p, y_p) dans le plan de la matrice de pixels. Ce formalisme permet de représenter naturellement le phénomène de flou décrit à la sous-section 2.3 du chapitre I. En effet, pour un photon originaire de la position x_{i-1} , le point d'impact sur le capteur va être déterminé par sa direction d'incidence $\vec{\omega}_{i-1}$ sur le capteur qui va déterminer son point d'impact sur la lentille de l'objectif. Le point (x_p, y_p) est dans le champ de vue de la caméra s'il est compris dans les coordonnées du capteur $\left[-\frac{s_x}{2}, \frac{s_x}{2}\right] \times \left[-\frac{s_y}{2}, \frac{s_y}{2}\right]$ avec (s_x, s_y) la longueur et la largeur du capteur. La durée de vie du photon depuis son émission notée T_p est utilisée afin de déterminer le créneau (ou « bin ») temporel dans lequel le photon revient, connaissant la durée T_{bin} . Le photon transmet la totalité de son énergie au pixel (n_x^p, n_y^p, n_t^p) qu'il atteint (Eq. (III.25), (Eq. (III.26) et (Eq. (III.27)) :

$$n_x^p = \frac{N_x}{2} + \left\lfloor \frac{x_p}{p_x} \right\rfloor \quad (\text{III.25})$$

$$n_y^p = \frac{N_y}{2} + \left\lfloor \frac{y_p}{p_y} \right\rfloor \quad (\text{III.26})$$

$$n_t^p = \left\lfloor \frac{T_p}{T_{bin}} \right\rfloor \quad (\text{III.27})$$

2.5. Réduction de variance à l'aide d'un modèle semi-analytique

La sous-section 2.4 a permis de présenter un modèle de Monte-Carlo permettant de calculer l'intégrale de chemin (Eq. (III.9)) par échantillonnage préférentiel des chemins les plus probables dans la scène observée. Cette méthodologie repose sur un point important : le chemin \bar{x} commence au niveau du laser et atteint le capteur de la caméra. Or, il est très rare qu'un rayon émis par le laser revienne dans l'objectif de la caméra ainsi que dans son champ de vue. La méthodologie précédente conduit donc au calcul d'un grand nombre de chemins qui ne contribueront pas à la statistique calculée. Une méthode consistant à agréger du flux à la caméra pour chaque événement de diffusion (dite « semi-analytique ») a été utilisée pour contraindre le retour de la lumière au niveau du capteur (Figure III-4).

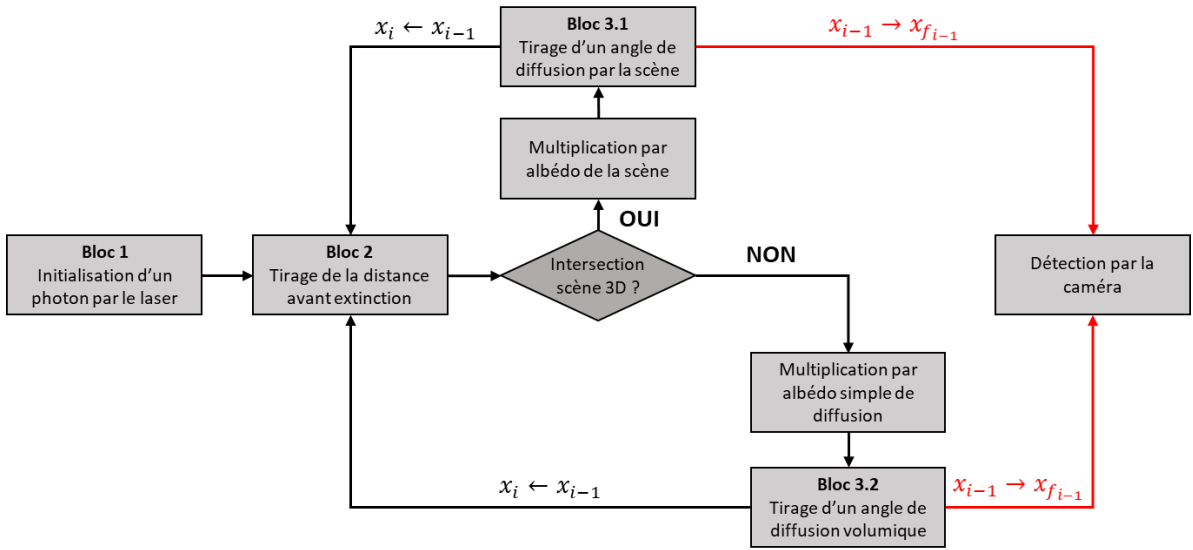


Figure III-4 : Schéma illustratif d'un modèle de Monte-Carlo en version semi-analytique. Les blocs 2 et 3 sont toujours itérés pour créer un chemin \bar{x} de taille k mais un chemin de retour additionnel en direction du capteur est créé à chaque événement de diffusion (en rouge).

Pour un chemin $\bar{x} = (x_0, x_1, x_2, \dots, x_k)$, cela est équivalent à créer $k - 1$ chemins dont l'avant-dernier sommet est le point x_i pour $i \in [1, k]$ et le dernier sommet est le pixel conjugué de x_i par la caméra. Pour chaque processus aléatoire modélisé à la sous-section 2.4, les réalisations des variables aléatoires propres à chaque processus (déplacement dans le milieu, diffusion) étaient tirées selon la densité de probabilité associée à chaque processus. Ainsi, le produit $f_s(x_{i-1}, x_i, x_{i+1})T_r(x_i, x_{i+1})G(x_i x_{i+1})$ est égal au produit des densités de probabilités $p_{diff}(\omega_{i+1}|x_i, \omega_i)p_{diff}(d_{i+1}|x_i, \omega_{i+1})G(x_{i+1}, x_i)$ ce qui explique que l'énergie du photon soit inchangée pour chacune de ces étapes. Le photon ne perd de l'énergie que lorsqu'il est multiplié par l'albédo simple de diffusion ou la réflectance d'une surface. Dans le cadre d'un code en version dite semi-analytique, le retour contraint du photon diffusé en direction du capteur ne change rien à la quantité $f_s(x_{i-1}, x_i, x_{i+1})T_r(x_i, x_{i+1})G(x_i x_{i+1})$ mais implique que $p_{diff}(\omega_{i+1}|x_i, \omega_i)p_{diff}(d_{i+1}|x_i, \omega_{i+1})G(x_{i+1}, x_i) = 1$. Ainsi, le rapport utilisé Eq. (III.12) pour estimer l'intégrale de chemin vaut $\gamma = f_s(x_{i-1}, x_i, x_{i+1})T_r(x_i, x_{i+1})G(x_i x_{i+1})$. Cela

implique de multiplier l'énergie du photon de retour sur la caméra par (Eq. (III.28)) dans le cas volumique ou (Eq. (III.29)) dans le cas surfacique:

$$\gamma_{vol} = \omega_0 \tilde{\beta}(\theta_r) \times e^{-K_{ext}d_k} \times \frac{\pi}{4} \left(\frac{r_{diaf}}{d_k} \right)^2 \cos(\theta) \quad (III.28)$$

$$\gamma_{surf} = \rho_{surf} \times e^{-K_{ext}d_k} \times \frac{1}{4} \left(\frac{r_{diaf}}{d_k} \right)^2 \cos(\theta) \cos(\theta') \quad (III.29)$$

avec θ l'angle entre la direction de retour sur le capteur et la normale au capteur, θ_r l'angle entre la direction incidente au point de diffusion et la direction de retour vers le centre du diaphragme et θ' l'angle entre la direction de retour sur le capteur et la normale à la surface diffusante. Ce formalisme nécessite donc de décider que le photon soit de retour sur l'objectif de la caméra, plus précisément au niveau du centre de la lentille. Cela ne permet plus de représenter naturellement le phénomène de flou comme présenté dans la sous-section 2.4 car la direction de retour est forcée. Afin de palier à ce problème, il est nécessaire d'introduire le phénomène de flou à posteriori de la conjugaison du photon retour sur son pixel image. Ce formalisme sera présenté en sous-section 3.2.

3. Prise en compte d'effets propres à l'imagerie courte portée dans un milieu dense dont la diffusion est fortement orientée vers l'avant

La section 2 de ce chapitre a permis de présenter la méthodologie d'un code de Monte-Carlo semi-analytique. Ce type de code est adapté au calcul du flux radiométrique dans une scène complexe. Cependant, ce code ne prend pour le moment pas en compte certaines spécificités de l'imagerie courte portée en milieu dense.

3.1. Modélisation fine des fonctions de phase

Les milieux considérés présentent souvent des fonctions de phase fortement prononcées vers l'avant, ce qui signifie que la distribution cumulée de ces fonctions de phase varie fortement pour les faibles angles (typiquement $\theta \leq 1^\circ$). Un échantillonnage régulier de l'angle de diffusion peut ainsi conduire à un mauvais échantillonnage de la distribution cumulée et donc des angles des diffusions simulées. La Figure III-5 présente différentes sorties du modèle IL3D pour une configuration d'imagerie d'un plan homogène d'albédo unitaire à 5 m du prototype, pour une granulométrie de Junge d'exposant $s = -3.2$. La fonction de phase est fortement piquée. La courbe simulée avec une fonction de phase à 5000 angles constitue une référence.

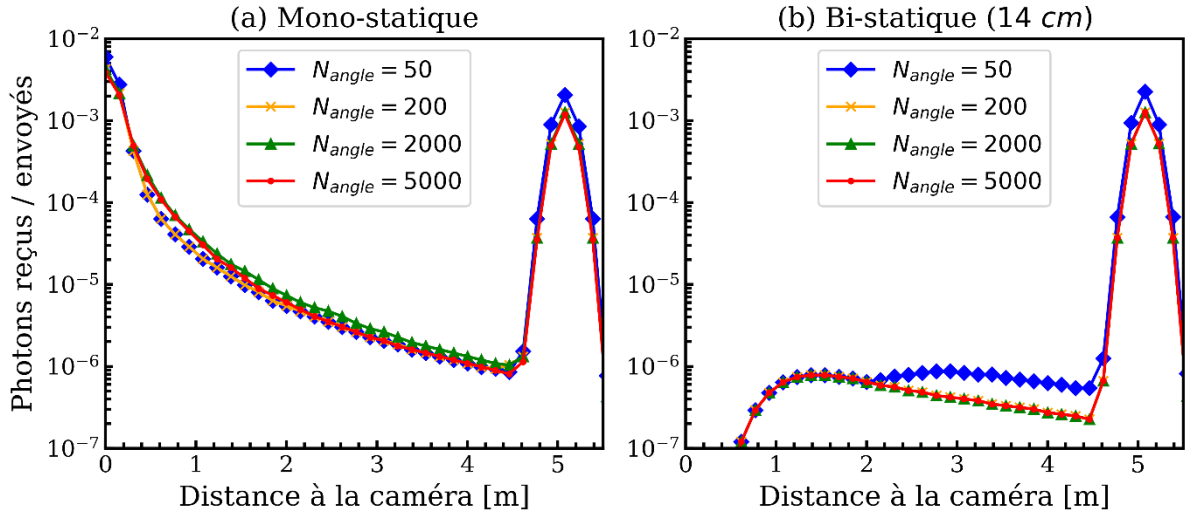


Figure III-5 : Signal intégré sur tous les pixels en fonction de la distance au capteur pour un nombre variable d'angles (de 50 à 5000) pour une configuration mono-statique (a) et une configuration bi-statique (b). Mélange eau + phytoplancton ($R \in [0.01 - 200] \mu\text{m}$ et exposant de Junge $s = -3.2$) : $f' = 100 \text{ mm}$, $NA = 3.7$, $div = 5.7^\circ$.

L'onde complète simulée est erronée lorsque le nombre d'angles est trop faible. Pour $N_{angle} = 50$, un facteur d'erreur de 1.7 sur l'estimation du pic cible est faite, et une erreur d'un facteur 2.6 sur la diffusion volumique entre 2 et 4 m dans le cas bi-statique. Lorsque $N_{angle} = 200$, l'erreur sur le pic cible est corrigée mais la différence relative par rapport à la courbe convergée reste de 46 % dans le cas monostatique et de 11 % dans le cas bi-statique. Pour $N_{angle} = 2000$, cette différence diminue à 17 % pour le cas monostatique et à 4 % pour le cas bistatique. Ainsi, la génération d'une courbe statistiquement correcte nécessite d'utiliser des fonctions de phases échantillonnées sur un grand nombre d'angles. Comme présenté au paragraphe 2.4.4, le tirage aléatoire d'un angle de diffusion nécessite une recherche dans une table de pré-calculs. Lorsque le nombre d'angles est important, la durée de recherche peut augmenter significativement la vitesse d'exécution du code. Pour pallier ce problème, il serait intéressant de pouvoir accéder à l'indice de l'angle de diffusion dans la table sans avoir à le rechercher linéairement dans la table. Soit un maillage $(\theta_i)_{i \in [1, N_{angle}]}$ tel que (Eq. (III.30)) :

$$\forall i \in [1, N_{angle}] \quad \tilde{\mathbf{B}}(\theta_{i+1}) - \tilde{\mathbf{B}}(\theta_i) = \frac{1}{N_{angle}} \quad (\text{III.30})$$

Plus simplement, cette équation implique que $\tilde{\mathbf{B}}(\theta_i) = \frac{i}{N_{angle}}$ soit linéaire dans l'espace des indices. Ainsi, après avoir tiré ξ_4 selon la loi $U([0,1])$, l'indice j dans le vecteur des angles permettant de réaliser la diffusion est donné par (Eq. (III.31)) :

$$j = \lfloor \xi_4 \times N_{angle} \rfloor \quad (\text{III.31})$$

Un tel échantillonnage permet donc d'éviter la recherche par table. La recherche du maillage optimal est réalisée par un algorithme complexe détaillé en annexe **B**. Cet algorithme est basé sur une itération d'IL3DMIE couplé à une interpolation de la fonction de phase déduite. Cette itération permet d'inverser la fonction de phase par étapes, de manière à obtenir un échantillonnage linéaire des valeurs prises par sa distribution cumulée. Pour une valeur de $K_{ext} = 0.25 \text{ m}^{-1}$, le temps mis par le code de Monte-Carlo pour lancer $N_{ph} = 4 \times 10^{10}$ photons en parallèle sur 40 processeurs « Skylake Intel® Xeon® Gold 6152 CPU @ 2.10GHz à 192 Go de mémoire » est calculé. Le **Tableau III-2** reporte les résultats obtenus. Pour $N_{angle} = 2000$, un gain CPU de l'ordre de 50 % est observé soit une division par deux du temps de calcul sans modification du résultat simulé. La méthode mise au point permet donc à la fois un gain de temps de calcul mais aussi un échantillonnage adapté à des fonctions de phases très prononcées en diffusion avant puisque les points d'échantillonnage sont placés au niveau des valeurs de l'angle de diffusion où $\tilde{\beta}$ varie le plus vite. Cette démarche permet en outre de limiter naturellement N_{angle} , et par conséquent de réduire l'espace mémoire alloué.

Tableau III-2 : Gain de temps CPU permis par le tirage optimal de l'angle de diffusion pour un nombre croissant d'angles de maillage et pour $K_{ext} = 0.25 \text{ m}^{-1}$. Les paramètres de la simulation correspondent à ceux de la Figure III-5.

Nombre d'angles	Tirage normal	Tirage optimisé	Gain en temps CPU
$N_{angle} = 50$	834 s	792 s	5 %
$N_{angle} = 200$	891 s	806 s	9.5 %
$N_{angle} = 2000$	1569 s	801 s	49 %
$N_{angle} = 8000$	3957 s	816 s	79 %

3.2. Modèle de flou pour simuler la diffusion hors profondeur de champ

3.2.1. Justification de la prise en compte du flou

Les codes de Monte-Carlo semi-analytiques forcent le retour d'une partie de l'énergie du photon pour chaque événement de diffusion dans la scène (**Figure III-4**). Comme le retour est contraint, il est systématiquement supposé avoir lieu au niveau du centre du diaphragme, ce qui permet de déduire le pixel d'impact sur le plan du capteur directement par le théorème de Thalès. Lorsque le photon subit un événement de diffusion hors profondeur de champ, son point d'impact sur le plan du capteur est « en moyenne » une tâche de flou circulaire (**Figure I-4**). Cela signifie que l'énergie sera conjuguée pour un grand nombre de photons incidents sur le diaphragme en une tâche dont le centre est donné par les équations **(III.25)-(III.26)** et dont le diamètre D_t est donné par l'équation **(I.4)**.

Soit une cible située à une distance D_{obs} du prototype. La distance limite de la profondeur de champ notée D_{DOF} (pour *Depth of Field*) correspond à la distance pour laquelle l'aire de la

tâche de flou est inférieure à l'aire d'un pixel caméra soit $\pi D_t^2 \leq 4p_x p_y$. La **Figure III-6** présente la variation du rapport $\frac{D_{obs} - D_{DOF}}{D_{obs}}$ lorsque D_{obs} augmente.

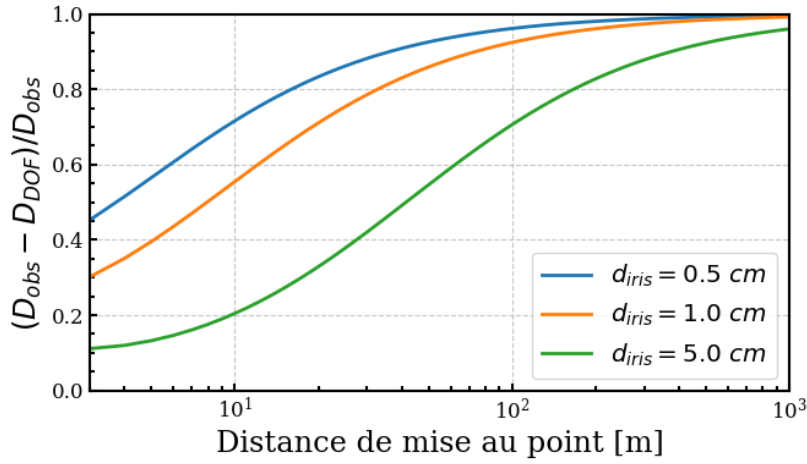


Figure III-6 : Variation de la taille relative de la profondeur de champ à la distance d'observation en fonction des valeurs d'ouverture de l'iris.

Lorsque le rapport est proche de 1, le phénomène de flou est presque inexistant. C'est par exemple le cas d'applications d'imagerie à longue distance (> 100 m). Dans le cas de PAUILLAC, l'ouverture maximale du diaphragme est de 5.0 cm. Pour cette valeur et une distance d'imagerie de $D_{obs} = 10$ m, le rapport devient beaucoup plus faible, de l'ordre de 0.2. Il n'est donc pas possible d'ignorer le phénomène de « flou » hors profondeur de champ.

3.2.2. Calcul rapide des pixels impactés par une tâche de flou

La recherche des pixels impactés par le phénomène de flou optique est un problème algorithmique simple mais coûteux en temps de calcul. La méthodologie initiale proposée pour attribuer de l'énergie aux pixels est présentée **Figure III-7** :

Algorithme 1 : Modèle de dilution standard

Entrée : le diamètre D_t et le centre C_t de la tâche de flou, l'énergie E_{ph} du photon retour, le nombre limite de pixels dans la tâche de flou N_{lim}

$$\widehat{N}_{pix} = \frac{\pi D_t^2}{4p_x p_y} \quad (\text{nombre de pixels approximatif dans la tâche})$$

$$n_{x,y}^{inf} = \lfloor C_t - D_t / (2p_{x,y}) \rfloor \quad (\text{indice inférieur du rectangle encadrant la tâche})$$

$$n_{x,y}^{sup} = \lceil C_t + D_t / (2p_{x,y}) \rceil \quad (\text{indice supérieur du rectangle encadrant la tâche})$$

si $\widehat{N}_{pix} > N_{lim}$ faire

$$N_{pix} = 0 \quad (\text{nombre exact de pixels intersectés par la tâche})$$

pour $i \in [n_x^{inf}, n_x^{sup}]$ et $j \in [n_y^{inf}, n_y^{sup}]$ faire (comptage de N_{pix})

$$N_{pix} = N_{pix} + 1 \text{ si } \|P_{i,j} - C_t\|^2 \leq D_t^2 / 4$$

pour $i \in [n_x^{inf}, n_x^{sup}]$ et $j \in [n_y^{inf}, n_y^{sup}]$ faire (attribution énergie exacte)

$$P_{i,j} = P_{i,j} + \frac{E_{ph}}{N_{pix}} \text{ si } \|P_{i,j} - C_t\|^2 \leq D_t^2 / 4$$

si $\widehat{N}_{pix} \leq N_{lim}$ faire

pour $i \in [n_x^{inf}, n_x^{sup}]$ et $j \in [n_y^{inf}, n_y^{sup}]$ faire (attribution énergie approximative)

$$P_{i,j} = P_{i,j} + \frac{E_{ph}}{\widehat{N}_{pix}} \text{ si } \|(i,j) - C_t\|^2 \leq D_t^2/4$$

Figure III-7 : Algorithme de recherche des pixels impactés par le phénomène de flou.

La recherche des pixels impactés s'effectue au sein d'un rectangle encadrant la tâche de flou. Ce rectangle est délimité par $[n_x^{inf}, n_x^{sup}] \times [n_y^{inf}, n_y^{sup}]$. Le nombre de pixels approximatif \widehat{N}_{pix} est calculé. Un nombre N_{lim} est fixé afin de déterminer la précision de la méthode. En effet, $\widehat{N}_{pix} \neq N_{pix}$ lorsque la tâche est petite, ce qui peut mener à des erreurs dans le calcul du flux total transmis au capteur. Il est donc nécessaire de choisir une valeur de N_{lim} à partir de laquelle $\widehat{N}_{pix} \approx N_{pix}$ avec une précision suffisante. Si $\widehat{N}_{pix} > N_{lim}$, le nombre de pixels intersectés N_{pix} est dénombré puis chaque pixel intersecté reçoit une énergie diluée E_{ph}/N_{pix} . Autrement, chaque pixel intersecté reçoit l'énergie approximative E_{ph}/\widehat{N}_{pix} . La Figure III-8 présente l'application de ce modèle de flou avec $N_{lim} = 1$ c'est-à-dire sans la correction de l'énergie transmise (courbe orange) et avec $N_{lim} = 400$ (courbe verte) en comparaison avec le modèle ne prenant pas en compte le phénomène de flou (« sans flou »). Lorsque le photon est dans la profondeur de champ, les deux modèles de flou sont en accord avec le modèle « sans flou » car il n'y a pas de phénomène de flou. Cependant, lorsque le photon revient de la zone $N_{pix} \in [1, 20]$ soit entre 2.0 m et 3.8 m, la taille de la tâche est plus grande qu'un pixel mais reste faible. Par conséquent, l'hypothèse $\frac{1}{N_{pix}} \approx \frac{1}{\widehat{N}_{pix}}$ n'est plus valide, ce qui aboutit à un régime oscillant pouvant être de l'ordre de $\pm 50\%$ de la valeur du signal (courbe orange).

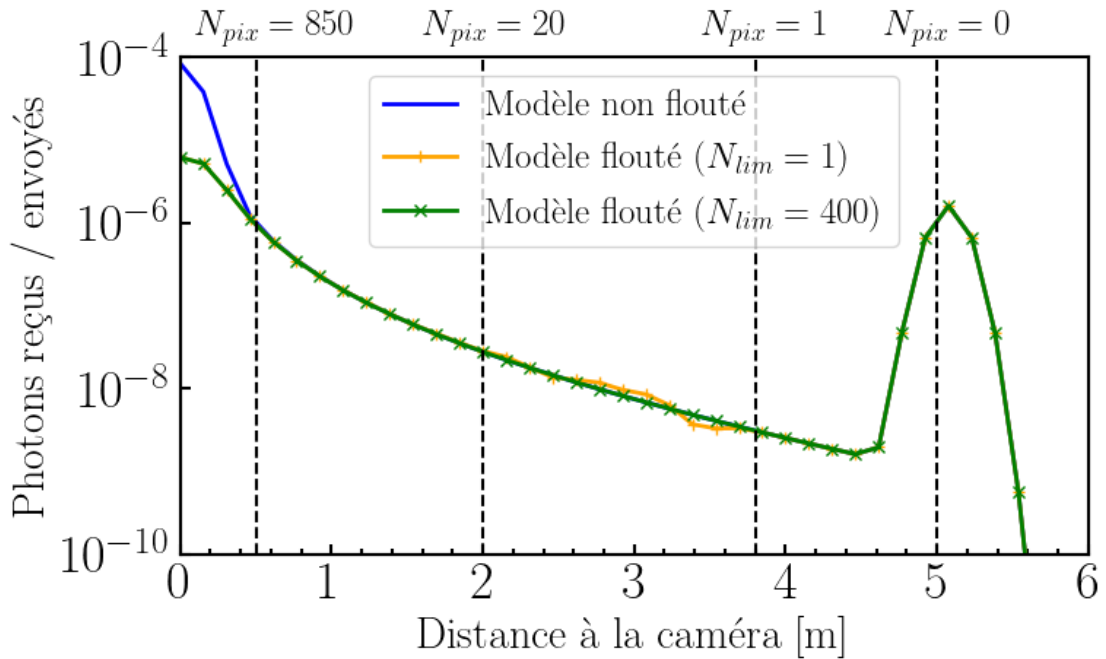


Figure III-8 : Impact du modèle de flou sur le signal intégré pour l'observation d'un plan homogène d'albédo $\omega = 1$ situé à $L = 5$ m. L'introduction de $N_{lim} = 400$ permet de corriger le modèle de flou, ce qui enlève le régime oscillatoire entre 2.0 – 3.8 m. Les paramètres optiques utilisés sont : $f' = 100$ mm,

$NA = 3.7$, $div = 5.7^\circ$, $K_{ext} = 0.25 \text{ m}^{-1}$, $w_{laser} = 1 \text{ mm}$, système mono-statique. Un nombre $N_{ph} = 4 \times 10^{10}$ de photons ont été envoyés.

Cette méthodologie permet de calculer les pixels impactés par le flou. Elle demeure cependant fastidieuse. De plus, le seuil N_{lim} à fixer est arbitraire et dépend de la configuration d'imagerie (paramètres de l'imageur, distance de la cible observée), ce qui n'est pas optimal. Il est pertinent de rechercher une autre méthodologie.

3.2.3. Algorithme récursif de recherche des pixels impactés par une tâche de flou

L'algorithme présenté au paragraphe 3.2.2 est inexact car il attribue une énergie constante à chaque pixel dont le centroïde est compris dans la tâche de flou, qu'ils soient partiellement ou totalement intersectés. Ce phénomène est illustré **Figure III-10(a)**. Au contraire, certains pixels ne reçoivent aucune énergie alors qu'ils sont partiellement intersectés. Afin de palier ce problème, nous avons mis au point un algorithme récursif dont le fonctionnement est explicité en **Figure III-9**.

Algorithme 2 : Modèle de dilution récursif

Entrée : le diamètre D_t et le centre C_t de la tâche de flou, l'énergie E_{ph} du photon retour, le nombre limite d'appels récursifs N_{rec}

$$\widehat{N_{pix}} = \frac{\pi D_t^2}{4p_x p_y} \quad (\text{nombre de pixels approximatif dans la tâche})$$

$$n_{x,y}^{inf} = \lfloor C_t - D_t / (2p_{x,y}) \rfloor \quad (\text{indice inférieur du rectangle encadrant la tâche})$$

$$n_{x,y}^{sup} = \lceil C_t + D_t / (2p_{x,y}) \rceil \quad (\text{indice supérieur du rectangle encadrant la tâche})$$

pour $i \in [n_x^{inf}, n_x^{sup}]$ **et** $j \in [n_y^{inf}, n_y^{sup}]$ **faire**

$$\text{si } \|P_{i,j} - C_t\|^2 \leq \frac{D_t^2}{4} - 0.5 \text{ faire}$$

$$E_{trans} = 0 \quad (\text{nombre exact de pixels intersectés par la tâche})$$

$$\text{si } \|P_{i,j} - C_t\|^2 > \frac{D_t^2}{4} + 0.5 \text{ faire} \quad (\text{comptage de } N_{pix})$$

$$E_{trans} = N_{ph}$$

sinon faire (attribution énergie exacte)

$$E_{trans} = \text{DivRec}(P_{i,j}, N_{rec}) \quad (\text{appel à la procédure DivRec})$$

$$P_{i,j} = P_{i,j} + \frac{E_{trans}}{\widehat{N_{pix}}}$$

Procédure $\text{DivRec}(P, D_t, C_t, N_{rec})$ (procédure récursive)

$$E_{trans} = 0$$

si $N_{rec} \geq 1$ **faire**

$$P \rightarrow (P_{1,1}, P_{2,1}, P_{1,2}, P_{2,2}) \quad (\text{subdivision de } P \text{ en 4 sous-pixels})$$

pour $p \in (P_{1,1}, P_{2,1}, P_{1,2}, P_{2,2})$ **faire**

$$E'_{trans} = \mathbf{DivRec}(p, D_t, C_t, N_{rec} - 1) \quad (\text{appel récursif sur chaque sous-pixel } p)$$

$$E_{trans} = E_{trans} + \frac{E'_{trans}}{4} \quad (\text{transmission de l'énergie des sous-pixels})$$

si $N_{rec} = 0$ **faire**

retourner 1 si $\|P - C_t\|^2 \leq D_t^2/4$ (test intersection du pixel avec la tâche de flou)

retourner E_{trans}

Figure III-9 : Algorithme récursif de recherche de pixels impactés par le phénomène de flou.

Les pixels situés à la frontière de la tâche sont subdivisés en 4 sous-pixels pour lesquels la condition du centroïde interne à la tâche est vérifiée. La frontière est alors affinée et la subdivision des pixels à la frontière continue jusqu'à atteindre une précision voulue. La **Figure III-10(b)** illustre la méthode récursive pour deux appels.

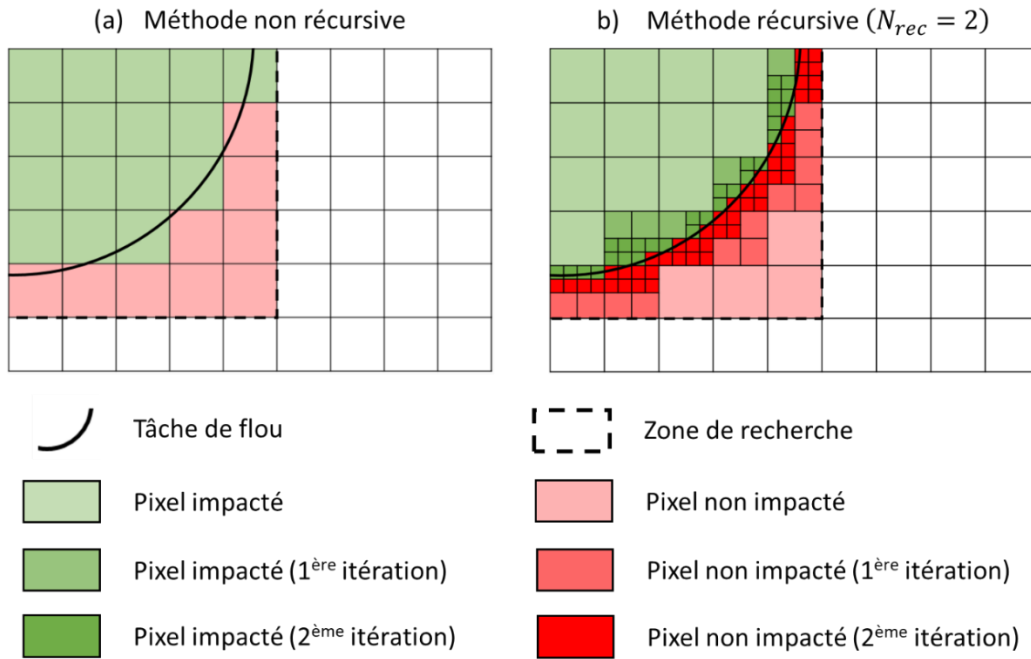


Figure III-10 : Schéma explicatif des deux méthodes proposées : (a) un pixel reçoit une énergie diluée constante si son centroïde est interne à la tâche de flou et (b) les pixels à la frontière sont subdivisés de manière récursive et la méthode (a) est alors appliquée aux sous-pixels. Le nombre d'appels récursifs dans ce schéma est $N_{rec} = 2$.

Soit $N_t = \lfloor D_t/p_x \rfloor$ le nombre de pixels du diamètre de la tâche de flou. La méthode récursive ne subdivise que les pixels à la frontière du cercle ; la complexité de la recherche est alors en $O(N_t)$ car la frontière du cercle correspond au maximum à son périmètre de taille $2\pi N_t$. Une subdivision de l'ensemble de la grille de recherche aurait abouti à une complexité en $O(N_t^2)$, ce qui n'est pas raisonnable pour l'application visée. De plus, la méthode récursive permet de définir simplement un critère de précision sur l'énergie transmise aux pixels. Considérons la méthode récursive pour un nombre d'appels N_{rec} . Pour un pixel donné, la différence relative ΔE_{pix} sur l'énergie transmise à un pixel est déterminée par l'erreur de l'estimation de l'aire A_{pix} du pixel intersecté par la tâche. Un pixel élémentaire après N_{rec} subdivisions possède un côté de longueur $p_x^{elem} = \frac{p_x}{2^{N_{rec}}}$ et donc une aire $A_{pix}^{elem} = \frac{A_{pix}}{2^{2N_{rec}}}$. L'erreur sur l'estimation de

l'aire du pixel intersecté par la tâche est bornée par A_{pix}^{elem} multiplié par le nombre de pixels élémentaires appartenant à la frontière du cercle de flou au sein du pixel. La longueur de la frontière de la tâche interne au pixel est nécessairement plus courte que πp_x (cercle inscrit dans le pixel). Par conséquent, le nombre de pixels élémentaires frontière reste inférieur à la valeur $\pi \frac{p_x}{p_x^{elem}} = \pi 2^{N_{rec}}$. Ainsi (Eq. (III.32)) :

$$\Delta E_{pix} \leq \left| \frac{\pi \times 2^{N_{rec}} \times A_{pix}^{elem}}{A_{pix}} \right| = \frac{\pi}{2^{N_{rec}}} \quad (\text{III.32})$$

Le choix de N_{rec} peut être fait de manière éclairée en fonction de la précision voulue sur l'énergie agrégée au capteur. La Figure III-11 présente le résultat de la méthode récursive pour plusieurs points d'impacts C_t et plusieurs diamètres D_t de la tâche de flou.

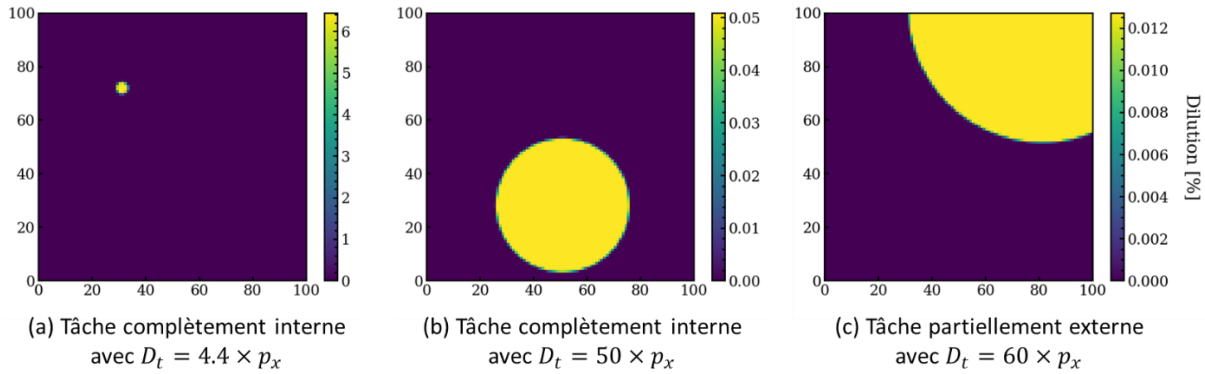


Figure III-11 : Illustration de tâches de « flou » calculées avec l'algorithme récursif d'attribution d'énergie par pixel pour (a) une faible dilution interne au champ de vue ; (b) une forte dilution interne au champ de vue et (c) une forte dilution de centre externe au champ de vue.

3.2.4. Temps de calcul additionnel lié à la prise en compte de la tâche de flou

Le rapport des temps de calcul R (cas « flou » divisé par cas « non flou ») a été calculé pour le modèle de flou avec $N_{rec} = 5$. Cette valeur de N_{rec} permet de garantir une précision $\Delta E_{pix} \leq 10\%$ pour les pixels frontières ce qui est largement suffisant compte tenu de leur proportion relative dans une tâche de flou. Le rapport R augmente avec le coefficient d'extinction K_{ext} (Tableau III-3), et il peut prendre des valeurs significatives (> 3) pour des fortes valeurs de K_{ext} ($K_{ext} > 2 \text{ m}^{-1}$).

Tableau III-3 : Rapport R des temps de calcul (cas « flou » divisé par cas « standard ») pour des coefficients d'extinction croissants. Ce rapport est ensuite normalisé (\tilde{R}) par la multiplicité de diffusion $M(K_{ext})$.

$K_{ext} [\text{m}^{-1}]$	0.05	0.25	0.55	0.82	2.54	3.89
R	1.35	1.90	2.20	2.60	3.19	3.33
\tilde{R}	1.27	1.32	1.25	1.33	1.29	1.30

Cela peut être dû au fait que le nombre d'événements de diffusion par photons lancés augmentent avec l'augmentation du coefficient d'extinction. Ce phénomène est appelé ici multiplicité de diffusion $M(K_{ext})$ dont la courbe est représentée **Figure III-12**. La multiplicité de diffusion semble être une fonction logarithmique du coefficient d'extinction.

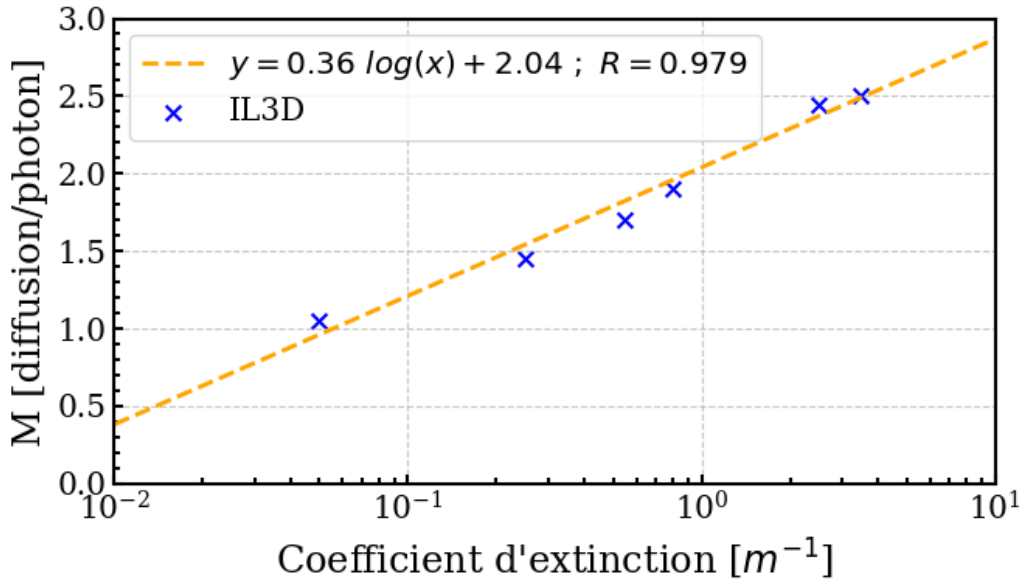


Figure III-12 : Variation de l'efficacité de diffusion (nombre d'événements de diffusion générés pour un nombre de photons envoyés) en fonction du coefficient d'extinction du milieu.

Le **Tableau III-3** reporte également le rapport R normalisé à M , c'est-à-dire $\tilde{R} = R/M$. Ce rapport \tilde{R} reste raisonnablement constant (+25 \rightarrow +33 %) sur la plage de K_{ext} testée. Le temps de calcul supplémentaire lié au calcul de la tâche de flou par rapport au code de Monte-Carlo classique est ainsi de l'ordre de 30 %.

3.2.5. Prise en compte de l'angle de vue du capteur

Les dispositifs de projection sont en général adaptés à un capteur spécifique. Il est difficile de couvrir une large gamme d'angles d'incidence sans perdre des propriétés telles que le stigmatisme et la fonction d'étalement de point. Par exemple, les lentilles « fisheye » ont un champ de vue très large au détriment de leur résolution. Le modèle de flou mis au point implique que les photons subissent un effet de dilution sur le capteur. Quand un photon est conjugué sur le côté intérieur du capteur, cette dilution peut être en partie à l'extérieur du capteur (cercle orange dans la **Figure III-13**) et à l'origine d'un flux vers l'extérieur. Au contraire, un photon légèrement hors du champ de vue peut maintenant intersecter le capteur à cause du flou à l'origine d'un flux vers l'intérieur (cercle vert dans la **Figure III-13**).

La notion d'angle de coupure (AoV) est introduite ici comme étant l'angle à partir duquel la transmission de l'optique de la caméra est nulle. Un photon hors de l' AoV ne transmettra donc aucune énergie au capteur même si sa tâche de flou doit intersecter le capteur (par exemple la tâche verte de la **Figure III-13**). Comme il s'agit d'un angle, il existe un lien avec le champ de vue et le rapport entre AoV et le champ de vue FoV est défini par (**Eq. (III.33)**) :

$$k = \frac{AoV}{FoV} \quad (III.33)$$

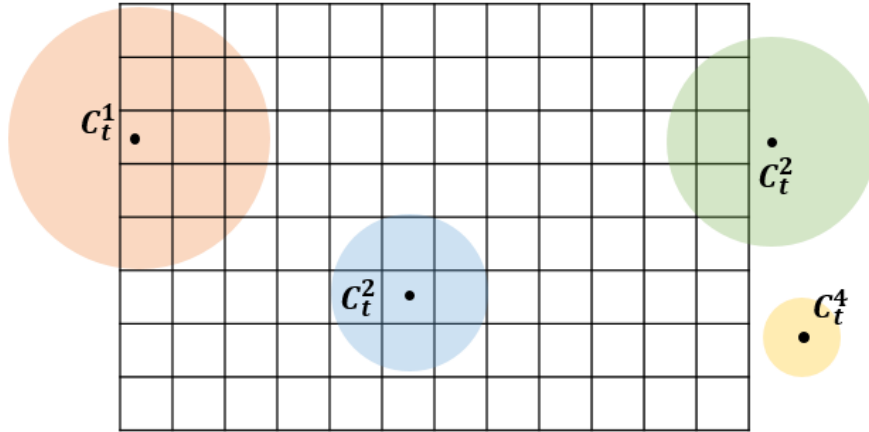


Figure III-13 : Illustration des phénomènes de flou intérieur – extérieur (orange) et extérieur – intérieur (vert), ainsi que deux configurations sans échange de flux (intérieur pur en bleu et extérieur pur en jaune). L’angle de vue permet de définir un cercle au-delà duquel aucune énergie n’est transmise au capteur, ce qui permet de diminuer les flux extérieur vers intérieur (vert).

La connaissance de k est essentielle pour modéliser finement les transferts de flux causés par le flou. La Figure III-14 présente les différentes zones délimitées par le champ de vue (FoV), l’angle de vue (AoV) et la profondeur de champ (DoF).

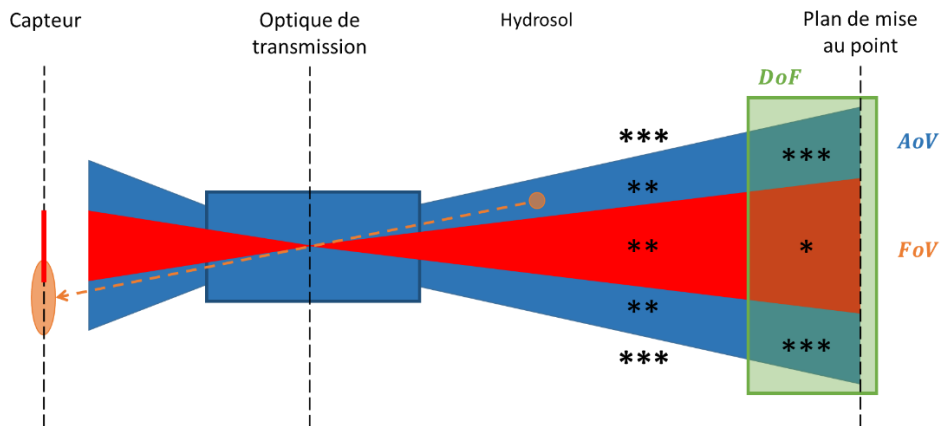


Figure III-14 : Illustration de l’angle de vue (AoV), du champ de vue (FoV) et de la profondeur de champ (DoF). La détection complète a lieu pour les événements dans le DoF et le FoV (zone *). Une détection partielle a lieu pour les diffusions à l’intérieur de l’AoV mais hors du DoF (**). Il n’y a par contre pas de détection possible lorsque la diffusion a lieu hors de l’AoV ou dans le DoF hors du FoV (***).

Dans le cadre de notre prototype, un zoom adapté à l’une de nos caméras (SPAD POLIMI 32×32 pixels) est disponible. Pour déterminer l’AoV du zoom, une autre caméra (SPAD VOXTEL 256×256 [169]) pour laquelle le zoom n’est pas adapté est utilisée. Cette caméra VOXTEL dispose d’un capteur de diagonale 10.9 mm contre 6.8 mm pour la caméra POLIMI. Elle donne donc accès à une gamme angulaire plus large. La Figure III-15 représente des images obtenues avec la caméra VOXTEL pour des distances focales croissantes. Les deux

premières images sont limitées par la vitre du prototype. Les images suivantes sont caractérisées par des bordures noires sur les quatre côtés qui ne laissent pas passer la lumière. Ces bordures n'évoluent pas avec la distance focale et donc avec le champ de vue. Il y a un rapport de proportionnalité constant entre la limite d'acceptance angulaire du zoom et le champ de vue. Pour ces images, ce rapport est estimé à $k_{VOXTEL} = 0.8$. Il est possible d'en déduire alors que pour la caméra POLIMI, on a $k_{POLIMI} = k_{VOXTEL} \times \frac{10.9}{6.8} = 1.4$. L'AoV du zoom pour la POLIMI est donc environ 1.4 fois plus large angulairement que son champ de vue.

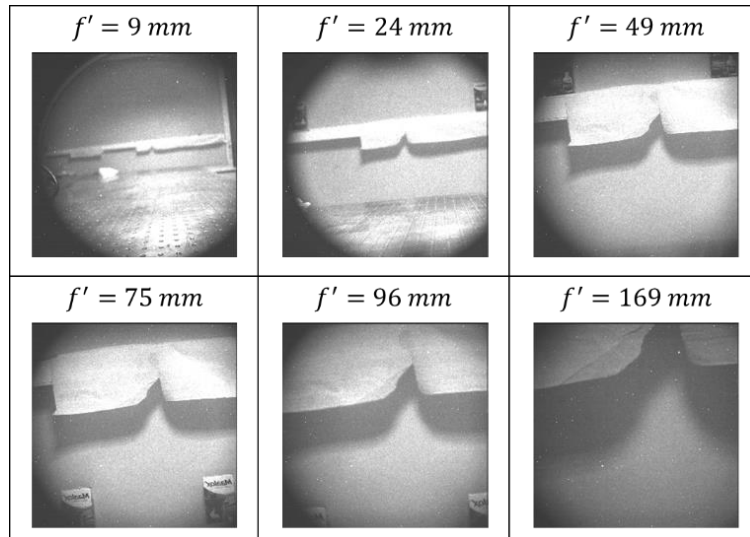


Figure III-15 : Images acquises avec la caméra VOXTEL(256 × 256) pour des distances focales variant de 9 mm à 169 mm. La cible est située à une distance $L = 3.75$ m de la caméra. Les mesures ont été réalisées à la lumière ambiante de la pièce.

Dans le cadre de nos applications, l'usage d'un filtre interférométrique [73], [74] peut être nécessaire pour limiter l'acceptance spectrale de la lumière au voisinage de 532 nm. Pour un tel filtre, les événements largement hors axe parcourent une grande épaisseur du filtre et subissent un décalage spectral conséquent vers le bleu. Ce décalage augmente avec l'angle d'incidence [75] et il peut empêcher la transmission s'il devient plus large que la largeur spectrale du filtre. Il en résulte que ce filtre possède aussi un AoV propre. La **Figure III-16** présente deux images acquises avec un filtre Edmund Optic EDM/84-114 ($\lambda = 527$ nm, FWHM = 20 nm) pour la caméra POLIMI avec une focale de 9 mm. L'AoV est évalué à 30° , en accord avec les calculs reposant sur Fabry-Perot [170] qui ont estimé la valeur de l'AoV à 32° .

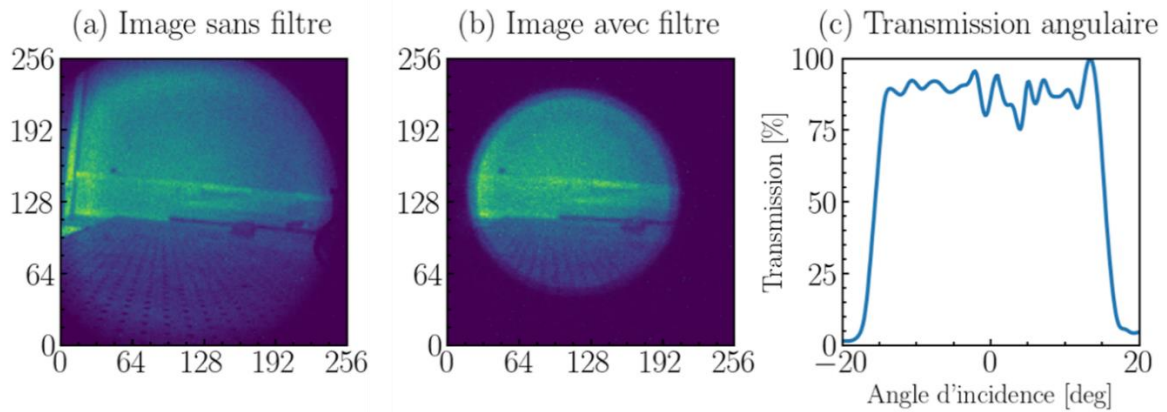


Figure III-16 : Images laser obtenues avec (a) et sans (b) filtre ; transmission angulaire déduite (c) du rapport entre les deux images selon une ligne horizontale. Une moyenne glissante de N=3 pixels a été appliquée pour réduire les oscillations dues aux inhomogénéités de la scène.

Pour les distances focales larges, il apparaît que notre AoV est dominé par le zoom. Par exemple $AOV_{zoom} = 20^\circ < 30^\circ$ pour $f' = 24 \text{ mm}$. Cependant, l'AoV du zoom décroît avec la distance focale alors que celui du filtre reste constant. Ainsi, l'AoV devient dominé par le filtre lorsque la distance focale diminue en-deçà de 20 mm . Il faut cependant garder à l'esprit que cette observation n'est valable que pour notre prototype et notre filtre. Pour des applications nécessitant d'utiliser des filtres spectralement plus étroits, l'acceptance angulaire serait alors beaucoup plus faible. Dans l'objectif d'examiner l'impact du flou pour des scénarios d'imagerie classique, un imageur mono-statique et un imageur bi-statique ($B = 0.14 \text{ m}$, équivalent à PAUILLAC) seront considérés par la suite. Chacun possède un angle de coupure plus ou moins large, allant de $k = 1$ (légèrement plus grand que le champ de vue) à $k = +\infty$ (pas d'angle de coupure). La **Figure III-17** présente un système {Capteur – Lentille}, son champ de vue associé (bleu) et l'AoV propre au prototype (orange), choisi tel que $k = 1.2$. Une valeur de $k = 1$ permet d'agréger du flux extérieur car l'AoV est par définition un cercle et le FoV un rectangle.

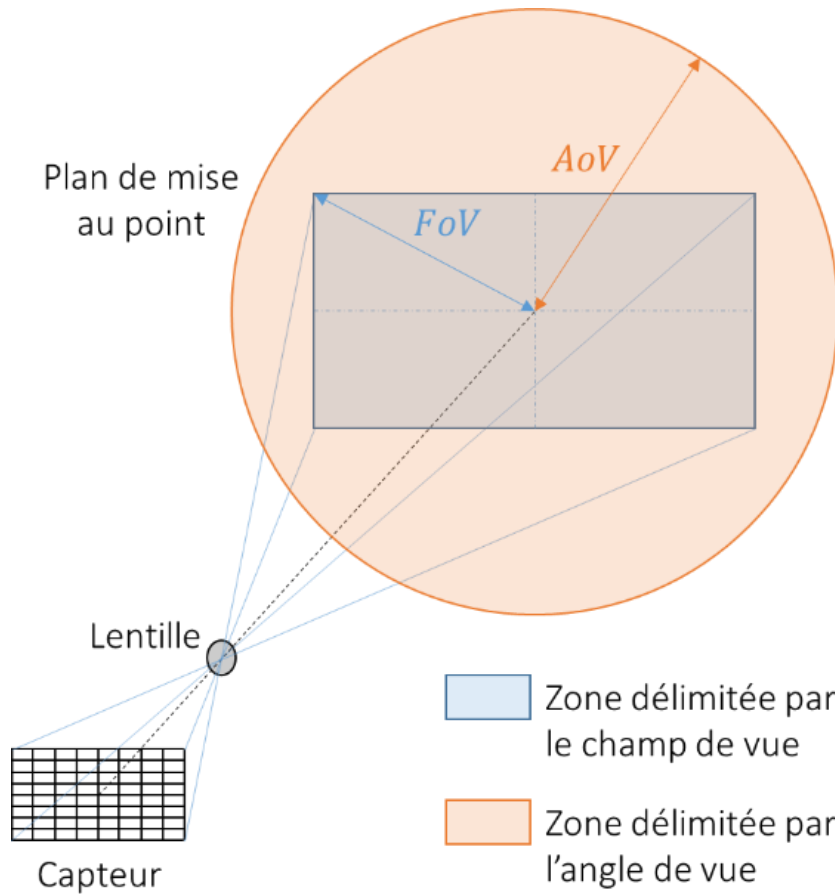


Figure III-17 : Illustration des notions de champ de vue FoV (en bleu) et d'angle de vue AoV (en orange). Le champ de vue est directement dimensionné par la distance Lentille-Capteur et par les dimensions du capteur, alors que l'angle de vue est propre au système de transmission (Lentille).

La Figure III-18 représente le rapport du signal intégré sur le capteur de modèle « avec flou » par le modèle « sans flou ». Comme ce rapport ne varie pas avec K_{ext} , il a été représenté pour une valeur de $K_{ext} = 0.25 \text{ m}^{-1}$.

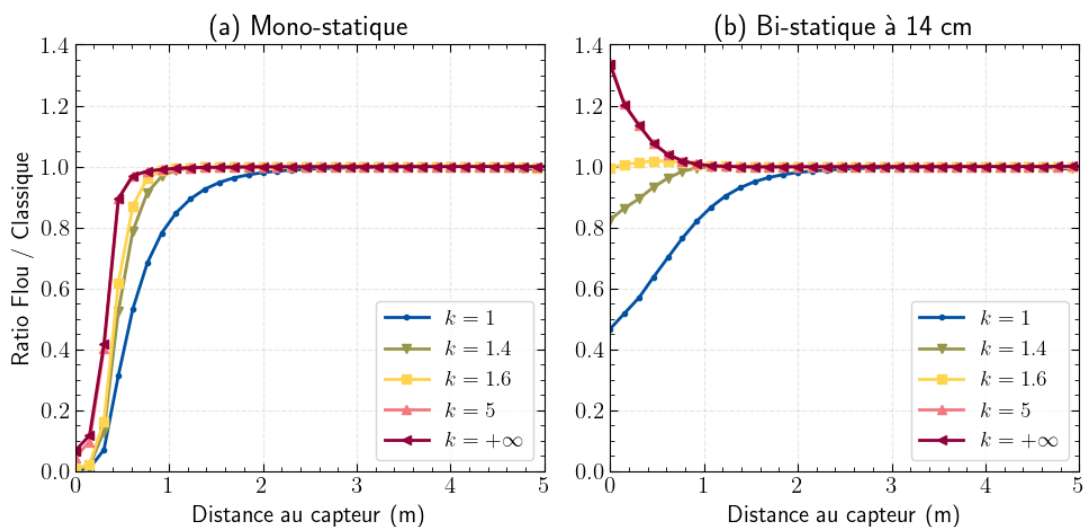


Figure III-18 : Rapport des signaux intégrés (modèle avec flou divisé par modèle sans flou) en fonction de la distance à l'image, pour différentes valeurs du coefficient $k = \text{AoV}/\text{FoV}$, dans une configuration

mono-statique (a) et bi-statique à 14 cm (b). $f' = 100 \text{ mm}$, $NA = 3.7$, $div = 5.7^\circ$, $K_{ext} = 0.25 \text{ m}^{-1}$, $w_{laser} = 1 \text{ mm}$.

Le flou permet une diminution significative du flux reçu proche du capteur lorsque $k = 1$. A cette distance ($< 1 \text{ m}$), les tâches de flou sont très larges et une grande partie du flux est diluée hors du champ de vue, sans que du flux extérieur puisse être agrégé. L'effet du flou disparaît naturellement dans la profondeur de champ ($> 3.8 \text{ m}$). L'augmentation de la valeur de k (donc du flux collecté hors du champ de vue) contrebalance la dilution petit à petit. Dans le cas mono-statique, la dilution reste largement majoritaire pour le premier mètre quelle que soit la valeur de k , alors qu'une inversion du niveau des courbes est observée à partir de $k = 1.4$ dans le cas bi-statique. Il est intéressant de noter que l'imageur disponible à l'ONERA dispose justement une valeur de $k \approx 1.4$ pour la caméra POLIMI. Bien que l'effet observé sur le rapport soit important pour le premier mètre, il est essentiel de considérer l'énergie intégrée par la caméra pour déterminer son potentiel imageur pour certaines conditions. La **Figure III-19** et la **Figure III-20** montrent la variation du rapport des énergies collectées avant le plan de mise au point avec la distance d'ouverture de la porte électronique pour deux valeurs différentes du coefficient d'extinction. Cette fois-ci, la valeur de K_{ext} impacte le rapport car elle influence directement les niveaux des courbes intégrées par le capteur.

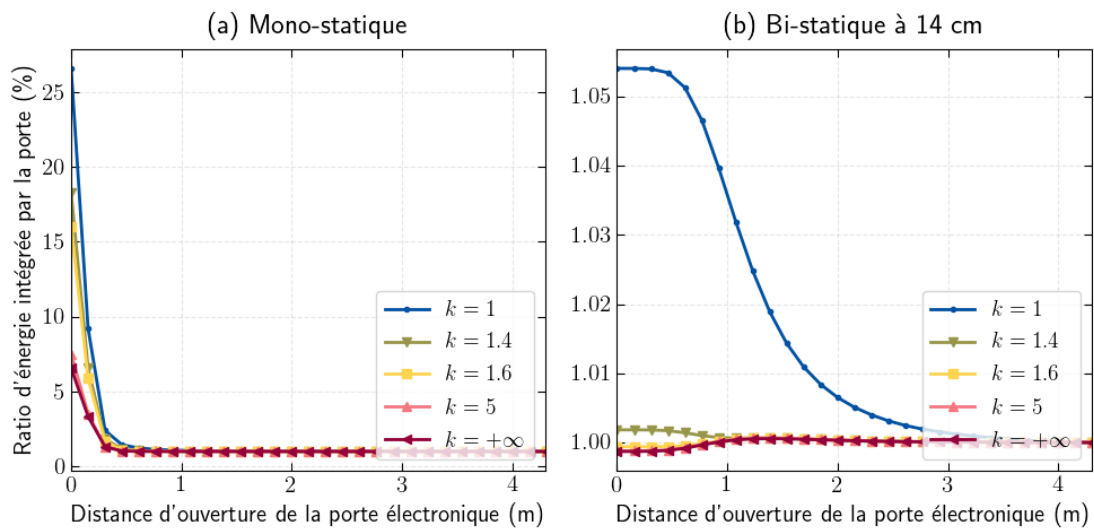


Figure III-19 : Rapport de l'énergie intégrée par la caméra (« sans flou » sur « flou ») en fonction de la distance d'ouverture de la porte électronique, pour un système mono-statique (a) et bi-statique à 14 cm (b). $f' = 100 \text{ mm}$, $NA = 3.7$, $div = 5.7^\circ$, $K_{ext} = 0.05 \text{ m}^{-1}$, $w_{laser} = 1 \text{ mm}$.

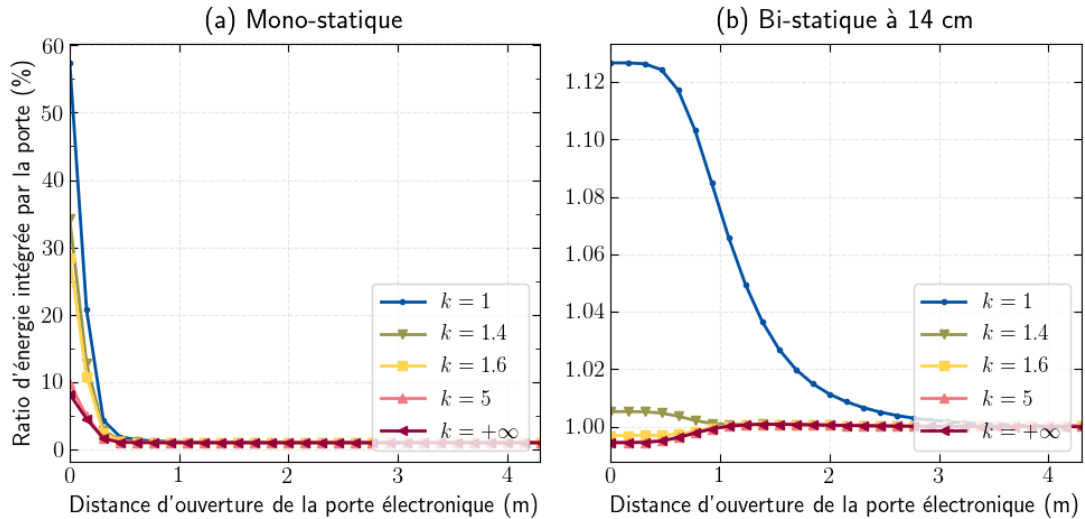


Figure III-20 : Rapport de l'énergie intégrée par la caméra (« sans flou » sur « flou ») en fonction de la distance d'ouverture de la porte électronique, pour un système mono-statique (a) et bi-statique à 14 cm (b). $f' = 100 \text{ mm}$, $NA = 3.7$, $div = 5.7^\circ$, $K_{ext} = 0.82 \text{ m}^{-1}$, $w_{laser} = 1 \text{ mm}$.

Il apparaît que pour $k = 1$ et $K_{ext} = 0.82 \text{ m}^{-1}$ (épaisseur optique $\tau_{obs} = 4.1$), le modèle de flou diminue le flux total reçu par la caméra d'un facteur 58 (mono-statique) contre 1.13 (bi-statique) alors que pour $k = 1$ et $K_{ext} = 0.05 \text{ m}^{-1}$ ($\tau_{obs} = 0.25$), le modèle de flou diminue le flux total reçu par la caméra d'un facteur 27 (mono-statique) contre 1.05 (bi-statique). Le rapport des énergies intégrées est par conséquent bien dépendant de la turbidité du milieu. Dans le cas d'un système mono-statique, la modélisation du flou peut être critique pour des systèmes ne pouvant pas filtrer le premier mètre de turbidité. Au-delà de cette distance, l'impact est nul. Dans le cas bi-statique, l'impact reste modéré mais persiste plus loin (jusqu'à 2 m pour $k = 1$).

3.2.6. Réduction de la variance par le modèle de flou

Il a précédemment été montré que les calculs liés au phénomène de flou augmentaient la durée de calcul global du code de Monte-Carlo (paragraphe 3.2.4). Cette augmentation est proportionnelle à la multiplicité de diffusion qui est une fonction logarithmique du coefficient d'extinction. La Figure III-21 montre des images d'un plan homogène d'albédo $\omega_{plan} = 1$ situé à $L = 5 \text{ m}$ du prototype imageur. Ces images sont réalisées pour le modèle sans flou (a-c) et le modèle avec flou (d-f), pour un nombre croissant de photons. Les images réalisées à partir du modèle avec flou sont bien moins bruitées. Cette observation s'explique par le fait que la lumière de retour du plan peut encore subir des événements de diffusion hors profondeur de champ en présence de turbidité. Dans le mode sans flou, ces événements de diffusion n'affecteront qu'un seul pixel, contre plusieurs en présence de flou. Ce partage de l'information permet à chaque pixel de recevoir plus d'information par événement de diffusion et est à l'origine d'une réduction de variance.

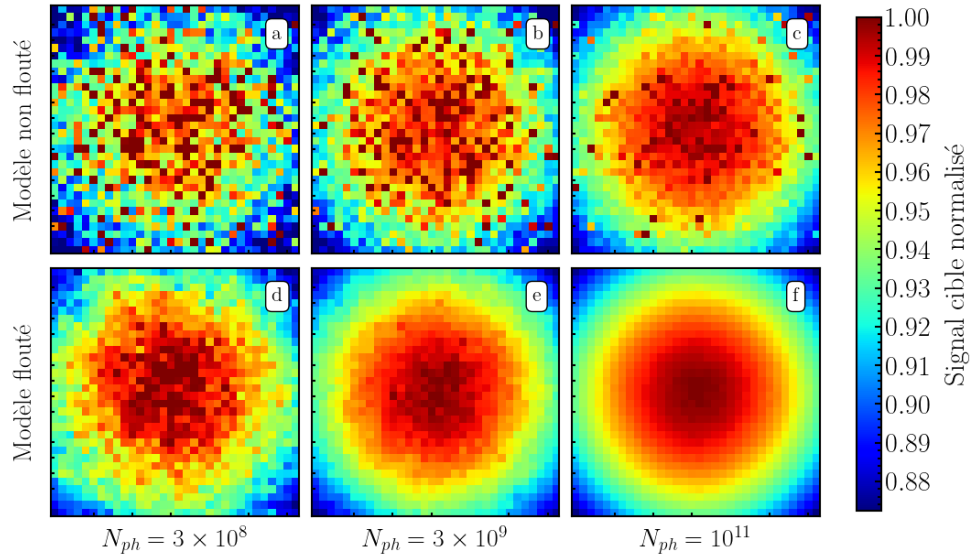


Figure III-21 : Images (32×32) d'un plan uniforme d'albédo $\omega = 1$ situé à $L = 5$ m pour le modèle de Monte-Carlo sans flou (a-c) et avec flou (d-f), et pour un nombre croissant de photons N_{ph} (de gauche à droite). Le signal cible représente la part de photons collectés par un pixel donné pour le créneau temporel correspondant au plan. Les paramètres optiques sont : $f' = 100$ mm, $NA = 3.7$, $B = 0$ m, $div = 5.7^\circ$, $K_{ext} = 0.82$ m $^{-1}$, $w_{laser} = 1$ mm.

Le phénomène de flou peut être assimilé à une convolution spatiale de l'image 2D réalisée par l'instrument. Une telle convolution ne peut cependant pas être réalisée en post-traitement car la convolution dépend de chaque distance de diffusion. Afin de préciser l'accroissement de la convergence, des images (sans et avec flou) ont été réalisées pour un nombre croissant de photons N_{ph} . Pour chacune de ces images, la différence quadratique relative $Q_d(N_{ph})$ à une référence convergée (l'image avec flou réalisée pour le plus grand nombre de photons) a été calculée. Il en ressort (**Eq. (III.34)**) :

$$Q_d(N_{ph}) = \sqrt{\sum_{(i,j) \in [1, N_{pix}]^2} \left(\frac{I_{ij}(N_{ph}) - I_{ij}(conv)}{I_{ij}(conv)} \right)^2} \quad (\text{III.34})$$

La **Figure III-22** représente la différence quadratique relative Q_d en fonction de N_{ph} pour plusieurs valeurs de K_{ext} , pour le modèle sans flou (en bleu) et avec flou (en orange). Afin de visualiser le gain de vitesse sur la convergence, un seuil de qualité arbitraire $Q_d = 1\%$ est indiqué en rouge.

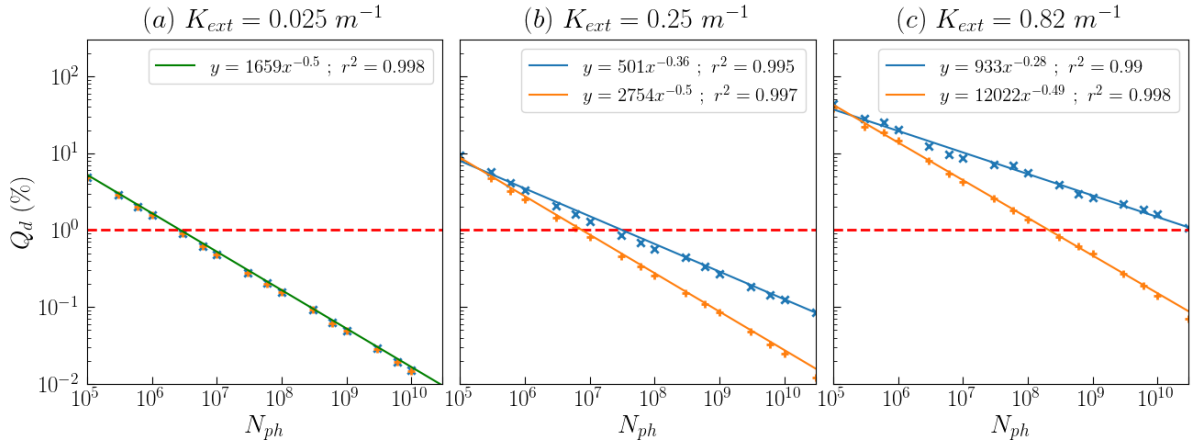


Figure III-22 : Variation de la différence quadratique relative Q_d entre les modèles sans flou (bleu) et avec flou (orange) et une image convergée de la scène imagée, pour un nombre croissant de photons envoyés N_{ph} . Plusieurs valeurs de K_{ext} sont représentées : (a) 0.025 m^{-1} , (b) 0.25 m^{-1} , (c) 0.82 m^{-1} . Les paramètres optiques utilisés sont : $f' = 100 \text{ mm}$, $NA = 3.7$, $B = 0 \text{ m}$, $div = 5.7^\circ$, $K_{ext} = 0.82 \text{ m}^{-1}$, $w_{laser} = 1 \text{ mm}$.

Le gain de vitesse S_{up} peut être compris comme le rapport entre les nombres de photons nécessaires pour atteindre ces seuils de qualité (cas sans flou divisé par cas avec flou). Des valeurs calculées de ce gain sont représentées **Tableau III-4**.

Tableau III-4 : Rapport des vitesses de convergence S_{up} pour différentes valeurs du coefficient d'extinction K_{ext} et différents seuils de qualité visés, respectivement 1 % (gauche) et 0.1 % (droite).

$K_{ext} [\text{m}^{-1}]$	$S_{up}(1 \%)$	$S_{up}(0.1 \%)$
0.05	1.27	1.39
0.25	4.16	24.9
0.82	190	6474
1.32	876	32680

Le gain de vitesse est insensible au seuil de qualité visé pour les eaux très claires (par exemple $K_{ext} = 0.05 \text{ m}^{-1}$) car un photon de retour de la scène a très peu de chances d'être diffusé par la colonne d'eau et donc de convoluer le signal cible. La probabilité de diffusion sur le chemin de retour augmente avec K_{ext} ce qui implique une plus grande réduction de variance. Pour $K_{ext} = 0.82 \text{ m}^{-1}$, $S_{up} = 190$, ce qui contrebalance clairement le temps CPU additionnel induits par les calculs de flou ($R = 2.6$, **Tableau III-3**). Le modèle de flou est alors $190/2.6 = 73$ fois plus rapide que le modèle sans flou pour cette turbidité et pour la précision $Q_d = 1 \%$. Cependant, une telle précision n'est pas nécessairement suffisante pour obtenir une image finement convergée. Les simulations **Figure III-21(c-d)** sont encore faiblement convergées et présentent pourtant une valeur de $Q_d \approx 0.75 \% < 1 \%$. A contrario, la **Figure III-21(e)** présente une simulation proche de la convergence, avec $Q_d = 0.27 \%$. Un nouveau seuil de qualité $Q_d = 0.1 \%$ est alors fixé. Le **Tableau III-4** indique que les valeurs

d'accélération de la convergence pour ce nouveau seuil de qualité excèdent largement celles du précédent seuil pour des conditions de multi-diffusion. Cela signifie que plus la précision voulue sur l'image simulée est importante, plus le code prenant en compte le phénomène de flou est rapide.

3.2.7. Conclusions et perspectives d'utilisation d'IL3D

Ce chapitre a permis d'introduire un modèle de Monte-Carlo (code IL3D) permettant de résoudre l'équation de transfert radiatif pour la configuration de l'imageur du prototype instrumental de l'ONERA nommé PAUILLAC. IL3D a été adapté aux problématiques d'imagerie courte portée. En particulier, le modèle de flou implémenté permet d'accélérer drastiquement la convergence du code de Monte-Carlo pour la restitution de scènes 3D. Les simulations 3D dans des milieux très denses étaient jusqu'à aujourd'hui impossibles à faire converger dans des intervalles de temps raisonnables pour le type de configuration étudié dans le cadre de ce travail. L'exemple traité au paragraphe 3.2.6 a révélé que la simulation pour $K_{ext} = 0.82 \text{ m}^{-1}$ a été accéléré d'un facteur 73 pour un seuil de précision en RRMSE de 1 % sur l'image obtenue. Typiquement, le modèle ne prenant pas en compte le phénomène de flou (sans flou) aurait mis approximativement 70 jours à converger, ce qui n'est pas acceptable dans le cadre des applications visées. Ainsi, la prise en compte du flou dans le modèle mis au point dans cette thèse permet d'entrevoir la possibilité de faire de la simulation d'ondes 3D convergées pour des épaisseurs optiques importantes, ce qui n'était pas possible dans un temps raisonnable auparavant. Le chapitre IV visera dans un premier temps à valider ce modèle en diffusion simple, puis à l'utiliser afin d'étudier l'impact de la diffusion multiple sur la restitution de scènes 3D.

IV. INFLUENCE DE LA DIFFUSION MULTIPLE ET DE LA CONFIGURATION DE L'IMAGEUR SUR LA QUALITÉ D'OBSERVATION D'UNE SCÈNE 3D

Le chapitre **III** a permis de mettre en place un modèle numérique (IL3D) permettant de résoudre l'équation de transfert radiatif pour une configuration imageur complexe observant une scène 3D quelconque. Ce chapitre vise à valider le modèle IL3D à l'aide de l'équation LiDAR pour des conditions de diffusion simple. Les variations du signal simulé lorsque la diffusion devient plus importante (diffusion multiple) et que les fonctions de phases deviennent plus prononcées vers les faibles angles de diffusion (diffusion dite « avant ») seront étudiées. Enfin, des métriques quantitatives représentatives du signal sont mises au point et définies pour permettre une validation expérimentale du modèle IL3D, laquelle sera examinée dans le chapitre **V**.

Points clés

- Validation du code IL3D en diffusion simple grâce à l'équation LiDAR bi-statique.
- Etude de sensibilité de l'onde totale simulée par IL3D en condition de diffusion multiple pour des fonctions de phases fortement asymétriques entre les faibles et forts angles de diffusion.
- Introduction de métriques représentatives de l'onde 3D détectée par la caméra.

Contributions principales

- Mise en évidence de la capacité de l'équation LiDAR bi-statique à calculer le signal théoriquement reçu par un imageur bi-statique.
- Mise au point et définition de plusieurs métriques permettant de représenter l'onde totale de manière simplifiée, à la fois pour résumer l'onde intégrée (1D) et le retard moyen de la scène observée (2D). La complémentarité des métriques définies permet de différencier les processus physiques en jeu ($K_{ext}, \tilde{\beta}$) dans la modification de l'onde totale.

1. Validation du modèle IL3D en diffusion simple à partir de l'équation Lidar

La validation du modèle IL3D dans une configuration de faible turbidité permet de se convaincre de la qualité du schéma d'émission laser, de réception caméra, de rétrodiffusion par le volume et de diffusion par la cible dure. Cette validation est importante pour vérifier que les différents flux (de retour du volume et de la cible dure) sont bien calculés par le modèle IL3D. L'équation LiDAR totale regroupe une partie volumique et une partie surfacique, chacune reposant sur la connaissance à priori de la configuration instrumentale par le biais de la fonction de recouvrement. Dans un premier temps, la fonction de recouvrement est déterminée à partir d'un algorithme de Monte-Carlo. Ensuite, les hypothèses de l'équation LiDAR sont discutées afin de définir une configuration dans laquelle valider le modèle IL3D.

1.1. Application du formalisme de Monte-Carlo pour le calcul de la fonction de recouvrement instrumentale

1.1.1. Définition de la fonction de recouvrement instrumentale

L'équation LiDAR traduit un bilan de flux lumineux. Elle permet de définir la proportion du flux émis qui sera intercepté par le module de réception (caméra) pour une distance d'aller-retour donnée. Le calcul de ce flux reçu dépend de la rétrodiffusion, de l'extinction et de l'albédo du milieu, de la réflectance de la cible mais aussi de la part du flux émis pouvant être observé par le module de réception. La fonction de recouvrement $d \rightarrow \xi(d)$ permet de représenter la part du flux laser émis qui intersecte avec le champ de vue de la caméra. La **Figure IV-1** illustre ce concept pour un système LiDAR bi-statique.

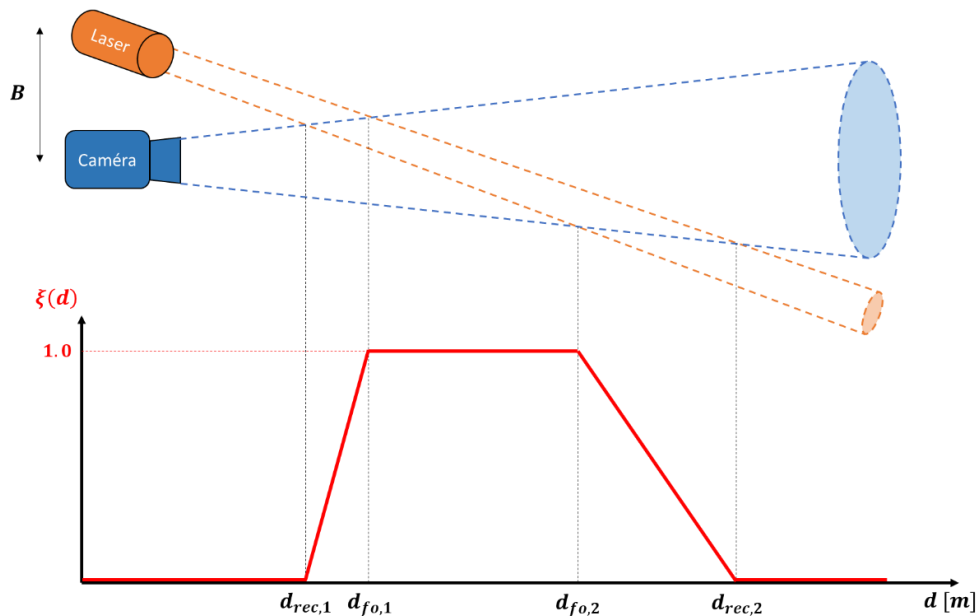


Figure IV-1 : Illustration du recouvrement entre le champ d'illumination laser et le champ de vue de la caméra.

L'intervalle de distance $[d_{rec,1} - d_{rec,2}]$ correspond à l'ensemble des distances du LiDAR pour lesquelles il existe une intersection partielle entre le laser et la caméra. Lorsque le LiDAR est monostatique ou que le support du laser est non borné (par exemple un laser gaussien), il est possible que $d_{rec,1} = 0$. L'intervalle de distance $[d_{fo,1} - d_{fo,2}]$ correspond aux distances de recouvrement complet entre laser et caméra, c'est-à-dire les distances d telles que $\xi(d) = 1$. Le recouvrement n'est jamais complet dès lors que la loi du laser n'est pas de support borné. En pratique, une majorité des méthodes de calcul analytique de la fonction de recouvrement se base sur les 4 distances $[d_{rec,1}, d_{rec,2}, d_{fo,1}, d_{fo,2}]$. Par exemple, les auteurs de [82] supposent un champ d'illumination homogène et conique et calculent pour chaque sous-intervalle l'expression de la fonction de recouvrement dans le plan du détecteur, c'est-à-dire en prenant en compte analytiquement le flou induit par la distance observée sur le capteur. Cette approche présente l'inconvénient de se restreindre à un modèle d'illumination de laser homogène. Il est en outre possible de proposer une formulation intégrale de la fonction de recouvrement pour un imageur mono-statique ou bi-statique dans le cadre d'un laser de type gaussien ou Top-Hat (voir définition au paragraphe 2.4.2 du chapitre III). Par exemple pour un imageur mono-statique de type gaussien, il est possible d'écrire (Eq. (IV.1)) :

$$\xi(d) = \frac{2}{\pi w^2(d)} \int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(d)}\right) u(\rho, d) 2\pi\rho d\rho \quad (\text{IV.1})$$

Avec $w(z)$ le rayon de l'empreinte laser à la distance d , ρ la distance radiale par rapport à l'axe de vision de la caméra et $u(\rho, d)$ la part de flux originaire du point (ρ, d) effectivement conjugué sur la caméra. Le calcul de ξ peut alors être réalisé numériquement en approximant l'intégrale. Pour un détecteur circulaire, le calcul de $u(\rho, d)$ est une intersection cercle-cercle qui est simplement calculable analytiquement. Pour un détecteur carré, le calcul de $u(\rho, d)$ correspond à une intersection rectangle-cercle dont il n'existe pas de solution analytique simple [171]. Il est ainsi nécessaire de calculer cette intersection numériquement par la méthode présentée dans l'algorithme 2 du chapitre III. Cette double intégration peut rendre le calcul fastidieux. De plus, la formulation analytique de ξ se restreint à des lois analytiques du laser (Gaussien, Top-Hat) et elle n'est donc pas généralisable à un système réel.

1.1.2. Calcul de la fonction de recouvrement par la méthode de Monte-Carlo

Une alternative pour calculer la fonction de recouvrement consiste à utiliser la méthode de Monte-Carlo. Cette méthode a déjà été validée dans la littérature [83]. Elle a été par conséquent retenue dans ce travail notamment car elle est proche du fonctionnement du modèle IL3D (voir section 2 du chapitre III) avec les caractéristiques suivantes :

1. Les photons sont émis selon la loi laser choisie comme présenté au paragraphe 2.4.2 du chapitre III.

2. Les photons émis par la source laser se propagent en ligne droite (sans diffusion) sur un intervalle de calcul $d \in [0, d_{max}]$. En fonction de la résolution en profondeur voulue pour le calcul de la fonction de recouvrement, un nombre de distances de calcul n_d est choisi. La résolution en profondeur est alors $\delta d = |d_{max} - d_{min}|/n_d$.
3. Pour toute distance $d_i = i \times \delta d$, un événement de diffusion retour est forcé. La part de flux de retour dans le diaphragme ayant effectivement intersecté avec le capteur, soit $u(\rho, d_i)$, est calculé.
4. Après un grand nombre d'émissions de photons, le calcul moyen de $u(\rho, d_i)$ pour chaque distance d_i donne une expression $\hat{u}(d_i)$ de la moyenne du flux détectable pour cette distance. Cette valeur moyenne $\hat{u}(d_i)$ correspond à la fonction de recouvrement.

Cette approche est très proche du calcul intégral présenté **Eq. (IV.1)** mais s'exprime sous forme d'une intégrale de chemin à un seul sommet dans le volume, prédéfini par la direction tirée aléatoirement selon la distribution radiale du laser. L'intérêt de cette approche réside dans la capacité à calculer la fonction de recouvrement pour différents types de laser dont les lois ne sont pas nécessairement analytiques. Une application de cette méthode pour calculer la fonction de recouvrement du prototype de l'ONERA (PAUILLAC) sur base de la distribution d'émission de son laser sera présenté à la sous-section **1.3** du chapitre **V**. Le chapitre actuel se concentre quant à lui sur trois configurations d'émission / réception présentées dans le **Tableau IV-1**. Ces trois configurations permettent de représenter des cas d'imagerie différents. La première configuration correspond à un champ d'émission / réception très restreint représentatif d'un imageur à balayage. Les imageurs à balayage sont en général monostatiques et recouvrent donc normalement plus vite. Cette configuration vise à mélanger les caractéristiques d'un imageur à balayage avec la bistaticité de PAUILLAC. Les configurations #2 et #3 correspondent quant à elles à des configurations reproductibles avec PAUILLAC qui seront étudiées expérimentalement au chapitre **V**.

Tableau IV-1 : Présentation des différentes configurations imageurs étudiées dans ce chapitre. Les autres paramètres imageurs sont fixés à $B = 0.14 \text{ m}$, $r_{diaf} = 0.0135 \text{ m}$, $n_x = n_y = 32$, $p_x = p_y = 150 \times 10^{-6} \text{ m}$. Deux types de laser (Gaussien, Top-Hat) sont étudiés pour chaque configuration.

Paramètre imageur	Configuration #1	Configuration #2	Configuration #3
Distance focale [m]	1.60	0.142	0.061
Divergence laser [rad]	0.002	0.027	0.063
Waist laser [m]	0.001	0.021	0.034

1.1.3. Dépendance de la fonction de recouvrement à la configuration d'imagerie

Ce paragraphe vise à montrer et discuter les formes de fonction de recouvrement observées pour les 3 configurations. La **Figure IV-2** représente les fonctions de recouvrement calculées pour chacune des 3 configurations.

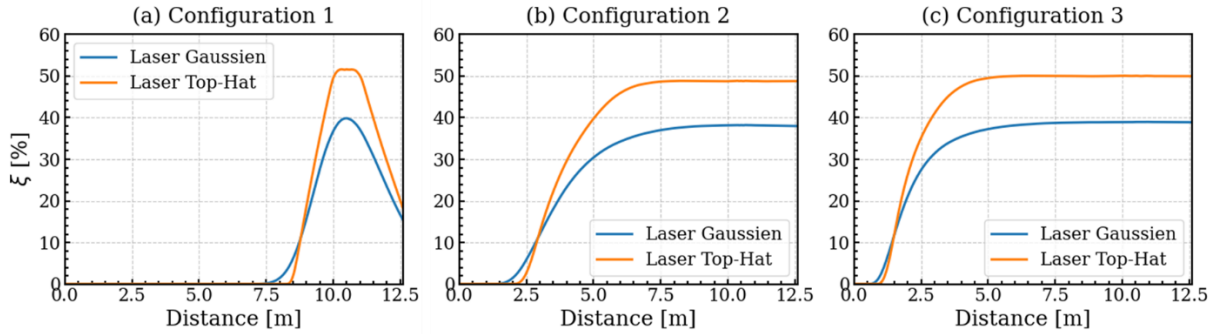


Figure IV-2 : Fonctions de recouvrement calculées par le code de calcul de la fonction de recouvrement pour les 3 configurations imageur étudiées. Les autres paramètres imageurs sont fixés à $B = 0.14 \text{ m}$, $r_{diaf} = 0.0135 \text{ m}$, $n_x = n_y = 32$, $p_x = p_y = 150 \times 10^{-6} \text{ m}$.

La première configuration (configuration #1) correspond à un laser très peu divergent couplé à une caméra de champ de vue très restreint. Comme le système est bi-statique, le recouvrement n'a pas lieu au niveau du capteur ce qui permet naturellement de filtrer la turbidité sur les premiers mètres. Il n'y a en effet presque aucun signal pour une distance inférieure à 7.5 m pour les deux types de laser. Cette configuration permet notamment d'obtenir un recouvrement maximal et constant sur une distance courte ($10 - 11 \text{ m}$) englobant la scène. Les deux autres configurations (configurations #2 et #3) correspondent à des champs d'émission et de réception plus larges. Leurs recouvrements respectifs se situent donc plus proche du capteur, ce qui limite le filtrage de la turbidité mais permet d'obtenir un recouvrement maximal et constant plus large autour de la scène (à partir de 7.5 m pour la configuration #2 et 6 m pour la configuration #3). Le laser gaussien est associé à un recouvrement plus proche de l'imageur que le laser Top-Hat car son support n'est pas limité à l'intervalle $\theta_{emission} \in [0, \theta_{div}]$. Une faible portion du flux lumineux gaussien est donc émise à des angles plus larges là où le laser Top-Hat est limité. Lorsque le champ de vue est adapté à la divergence du laser, l'étalement angulaire du flux gaussien conduit à une proportion plus faible d'énergie dans le champ de vue. Cela explique que le recouvrement maximal du système gaussien est plus faible que celui du système Top-Hat pour les 3 configurations (40 % contre 52 % en configuration #1, 38 % contre 49 % en configuration #2 et 39 % contre 50 % en configuration #3). Ainsi, le laser Top-Hat semble être plus approprié que le laser gaussien pour deux raisons : (i) son recouvrement est plus tardif ce qui permet de mieux filtrer la turbidité du milieu et (ii) son recouvrement est plus important ce qui permet de limiter la perte d'énergie laser envoyée au milieu.

1.2. Comparaison du modèle IL3D avec l'équation LiDAR

1.2.1. Retour sur les hypothèses nécessaires à la dérivation de l'équation LiDAR

Il est essentiel de bien comprendre les hypothèses de l'équation LiDAR afin de pouvoir comparer ses résultats analytiques avec les sorties du modèle IL3D.

L'équation LiDAR volumique nécessite que : (i) la turbidité soit assez faible pour supposer un régime de diffusion simple et (ii) l'imageur soit monostatique, c'est-à-dire que l'émission laser et la réception caméra sont co-localisées au-même point. En effet, la première hypothèse permet d'assurer que le flux retour sur la caméra correspond à un aller-retour simple, vu qu'une seule diffusion est autorisée. La seconde hypothèse permet d'assurer que l'aller-retour est réalisé à 180° , car le photon doit être de retour sur la caméra qui est co-localisée avec le laser.

L'équation LiDAR pour une cible dure nécessite l'hypothèse (i-ii) ainsi que (iii) le formalisme de Beer-Lambert soit respecté, ce qui suppose que le flux absorbé ou diffusé plus d'une fois ne contribuera pas au signal reçu. Cette hypothèse est différente de l'hypothèse (i), car elle ne suppose pas que la diffusion soit simple, mais simplement que toute diffusion ne contribuera pas au signal utile. En effet, l'équation de Beer-Lambert permet de relier la perte de flux le long d'un trajet de la lumière à l'absorption et la diffusion. Tant que l'ensemble des événements d'absorption et de diffusion ne contribuent pas au signal, cette équation se vérifie. Cependant, l'hypothèse (i) reste nécessaire car l'équation LiDAR pour une cible dure couple l'équation de Beer-Lambert à la fonction de recouvrement dont le calcul suppose que la diffusion soit simple. L'impact de ces hypothèses sur les écarts entre l'équation LiDAR et une courbe simulée par le modèle IL3D est discuté ci-après.

(i) *Hypothèse de diffusion simple*

L'hypothèse de diffusion simple suppose que le flux retour sur la caméra n'a été diffusé qu'une seule fois par le milieu. Cela suppose que le flux retour a simplement été rétrodiffusé pour la partie volumique (*i.e.*, située entre le capteur et la scène d'intérêt) de l'onde reçue par le capteur ($0 \rightarrow 10.5 \text{ m}$) (**Figure IV-3(a)**) et donc qu'il ne peut revenir sur le capteur que pour des distances de recouvrement non nulles (à partir de $d_{rec,1}$). Dès lors que de la diffusion multiple est possible, un flux non nul peut être observé hors de la zone de recouvrement (**Figure IV-3(b)**).

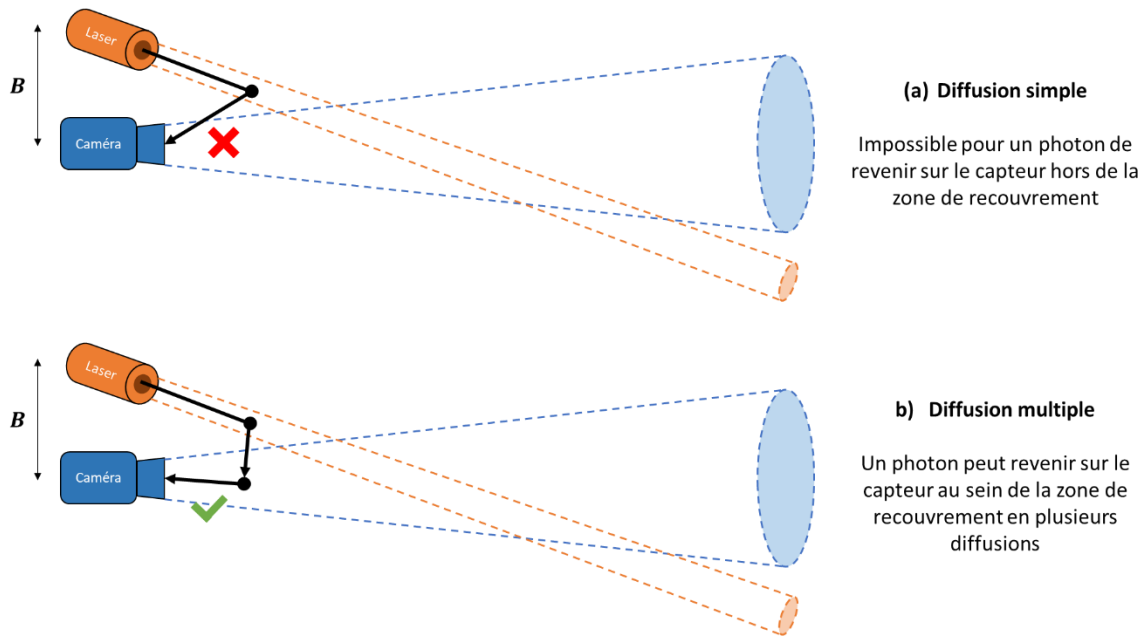


Figure IV-3 : Illustration de la notion de distance de recouvrement en diffusion simple (a) et possibilité de retour de flux pré-recouvrement en diffusion multiple.

Ainsi, même dans des conditions de très faible turbidité, un flux non nul peut être observé par le modèle IL3D alors qu'aucun flux n'existe dans le cadre de l'équation LiDAR. Fort heureusement, ces flux restent très faibles. La métrique de comparaison entre le modèle IL3D et l'équation LiDAR sera l'erreur quadratique moyenne relative RRMSE. Comme l'écart relatif entre un flux nul et un flux très faible est infini, il ne sera pas pertinent de comparer les deux modèles pour $d \leq d_{rec,1}$.

(ii) Hypothèse d'imageur mono-statique

L'hypothèse d'imageur mono-statique signifie que le flux est rétrodiffusé vers le capteur systématiquement pour un angle de 180° (aller-retour) (paragraphe 3.2.1 du chapitre I). Lorsque le système est bi-statique, l'angle de rétrodiffusion vers le capteur peut différer de 180° . Si la fonction de phase est isotrope, cela n'aura pas d'impact car $\tilde{\beta}(\theta_L) \approx \tilde{\beta}(180^\circ)$. Cela n'est plus le cas lorsque la fonction de phase est fortement asymétrique (*i.e.*, prononcée vers l'avant). Il est donc nécessaire de vérifier si l'équation LiDAR mono-statique diffère plus que le modèle IL3D dans le cas d'une fonction asymétrique par rapport au cas isotrope. Cette vérification sera faite au paragraphe 1.2.2 dans lequel l'utilité d'un modèle bi-statique de l'équation LiDAR sera justifiée.

(iii) Hypothèses de Beer-Lambert

La loi de Beer-Lambert suppose que le flux reçu I_r correspond à une diminution du flux incident I_0 due aux phénomènes d'absorption et de diffusion, soit (Eq. (IV.2)) :

$$K_{ext} = a + b = \ln\left(\frac{I_0}{I_r}\right) \quad (\text{IV. 2})$$

Cette loi suppose implicitement que tout événement d'absorption ou de diffusion ne contribuera pas au flux reçu, ce qui est vrai pour l'absorption car la lumière est alors dissipée en chaleur dans le milieu ou réémise à une autre longueur d'onde (fluorescence). Ce n'est en revanche pas systématiquement le cas pour la diffusion. En effet, un événement de diffusion orienté vers l'avant (*i.e.*, faibles angles de diffusion) peut rester dans le champ de vue de la caméra et ainsi continuer à contribuer au signal. Pour limiter ce phénomène, les systèmes optiques utilisés possèdent en général un champ d'illumination et un champ d'observation très restreints (**Figure IV-4(a)**). Tout événement de diffusion au-delà d'un angle θ_{lim} très faible ne contribuera donc pas au signal. Lorsque la densité cumulée de la fonction de phase en dessous de l'angle limite $\tilde{B}(\theta_{lim})$ est très faible ($\ll 1$), la part du flux diffusé contribuant au signal peut alors être négligée. Cependant, lorsque le système ne possède plus de champ d'illumination et d'observation restreints (**Figure IV-4(b)**) ou que la fonction de phase est trop prononcée vers l'avant, la densité cumulée $\tilde{B}(\theta_{lim})$ devient significative par rapport à 1, l'hypothèse de Beer-Lambert n'est plus vérifiée.

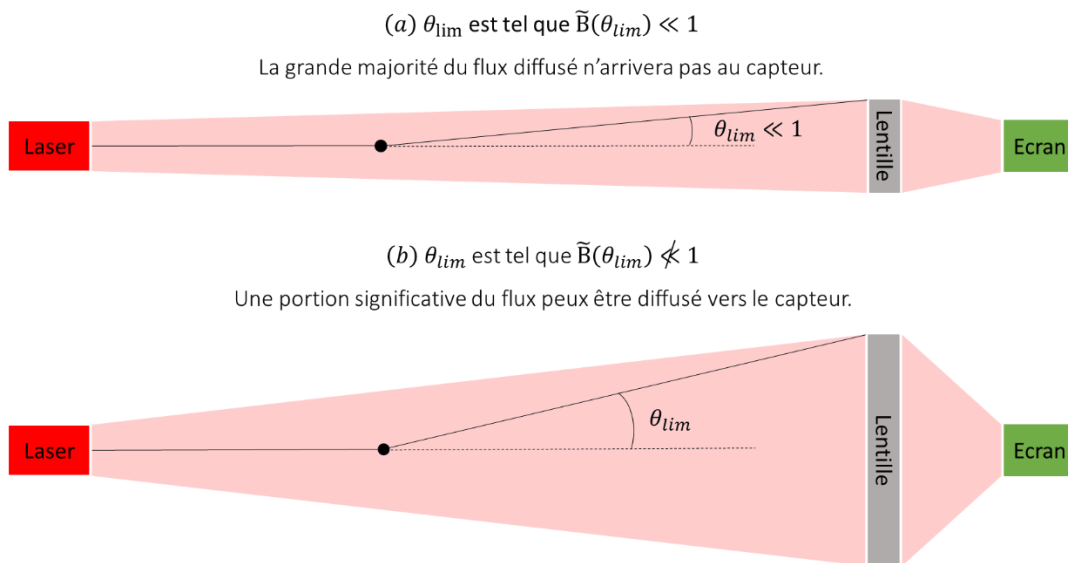


Figure IV-4 : Illustration d'une configuration expérimentale qui respecte les hypothèses de la loi de Beer-Lambert (a) et d'une configuration pour laquelle le flux diffusé peut contribuer au flux observé (b).

Dans le cadre de la comparaison entre le modèle IL3D et l'équation LiDAR, l'hypothèse de Beer-Lambert aura tout de même un impact même lorsque la diffusion est simple. La force de cet impact dépend principalement de l'orientation vers l'avant de la diffusion. Pour l'exemple, imaginons une particule diffusant systématiquement le flux vers l'avant (*i.e.*, à $\theta_{diff} = 0^\circ$). Cela implique que chaque événement de diffusion ne change rien à la distribution du flux laser. Une mesure de flux dans cette configuration conduira donc à estimer une diffusion nulle. Cet

exemple simple permet de comprendre que plus l'orientation du flux à lieu vers l'avant, moins la diffusion impacte le champ lumineux, ce qui conduit à des écarts à la théorie de Beer-Lambert.

1.2.2. Justification de l'équation LiDAR bi-statique

Pour illustrer les limites de l'équation LiDAR mono-statique dans une configuration réelle, le modèle IL3D est utilisé dans une configuration respectant l'hypothèse (i) de diffusion simple ($K_{ext} = 0.001 \text{ m}^{-1}$ et cible à 10.5 m). Deux fonctions de phase sont utilisées. La première fonction de phase (**Figure IV-5(a)**) est de type Rayleigh (loi Log-Normale de très faible rayon modal $R_m = 0.01 \mu\text{m}$) et la seconde fonction de phase (**Figure IV-5(b)**) est beaucoup plus prononcée vers l'avant (loi de distribution de taille de Junge avec l'exposant $s = -4.0$). Les particules des deux fonctions de phase sont d'origine organique avec un indice de réfraction (par rapport à l'eau) $n_p = 1.05$. La configuration d'imagerie correspond aux paramètres imageurs précisés au **Tableau IV-1** (configuration #2), et une cible homogène d'albédo $\rho_{surf} = 0.3$ placée à une distance $d = 10.5 \text{ m}$ du prototype imageur qui englobe l'ensemble du champ de vue.

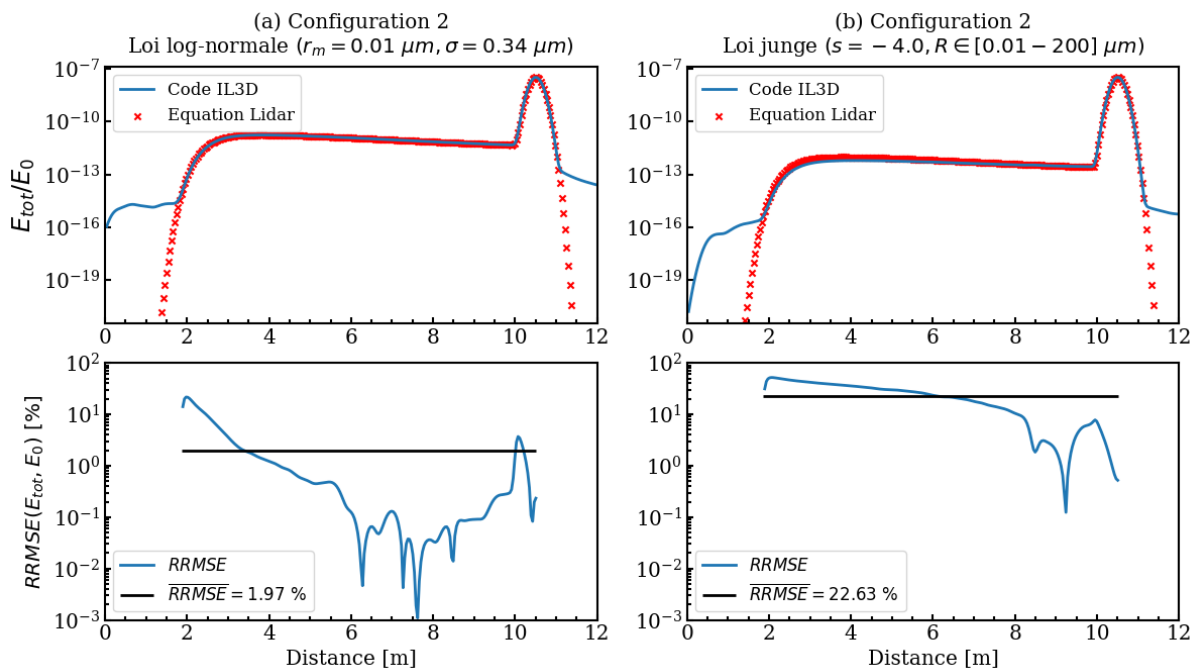


Figure IV-5 : Comparaison du rapport entre le flux reçu par la caméra (E_{tot}) et le flux émis par le laser (E_0) simulée par le modèle IL3D et l'équation LiDAR mono-statique : $K_{ext} = 0.001 \text{ m}^{-1}$, configuration imageur #2, fonction de phase de type Rayleigh (loi Log-Normale) à gauche et de type particule organique (loi de Junge avec un exposant $s = -4.0$) à droite. La partie supérieure compare les résultats intégrés sur le capteur alors que la partie inférieure présente l'écart relatif RRMSE entre les 2 modèles (IL3D et équation LIDAR) ainsi que la valeur moyenne de RRMSE (notée \overline{RRMSE}) sur l'intervalle de recouvrement de la configuration #2 du prototype imageur soit $[1.85 - 10.51] \text{ m}$.

Les résultats obtenus avec le modèle IL3D et l'équation LiDAR sont similaires dans les deux configurations, hormis sur les intervalles $[0 - 1.85] \text{ m}$ et $[10.5 - 12] \text{ m}$. L'intervalle $[0 - 1.85] \text{ m}$ est une zone sur laquelle il n'y a pas de recouvrement entre l'émission et la réception. L'intervalle $[10.5 - 12] \text{ m}$ correspond aux photons dont le retard est supérieur à la distance de

la cible (qui occupe tout le champ de vue). Ces photons ont donc été diffusés sur le chemin retour ce qui a augmenté leur temps de vol. Dans le cas des deux intervalles, l'équation LiDAR basée sur une hypothèse de diffusion simple (rétrodiffusion pour le premier intervalle et diffusion surfacique pour le second) ne peut donc prévoir ces deux phénomènes, expliquant ainsi la différence observée avec le modèle IL3D.

Comme précisé dans le paragraphe 1.2.1, le calcul de la RRMSE pour les distances $d \leq d_{rec,1}$ n'a pas de sens. Le calcul de la RRMSE n'a pas de sens non plus après la cible ($d > d_{obs} = 10.5 \text{ m}$) car le flux stoppé par la cible n'est pas prévu par l'équation LiDAR. La comparaison entre l'équation LiDAR et le modèle IL3D se base donc sur le calcul de la RRMSE de la distance de recouvrement ($d_{rec,1}$) à la distance de la cible ($d_{obs} = 10.5 \text{ m}$). Pour la fonction de phase de type Rayleigh, la valeur de la RRMSE reste très faible ($\approx 2\%$) alors qu'elle est très forte pour des hydrosols organiques ($\approx 23\%$) avec une tendance à diminuer pour les fortes distances. Cette différence vient du fait que l'équation LiDAR mono-statique ne prend pas en compte l'angle moyen de retour du flux θ_L^B pour une distance donnée (voir Figure I-5). Il est ainsi nécessaire d'introduire l'équation LiDAR bi-statique pour réduire les écarts avec le modèle IL3D. La Figure IV-6 est similaire à la Figure IV-5 mais pour l'équation LiDAR bi-statique.

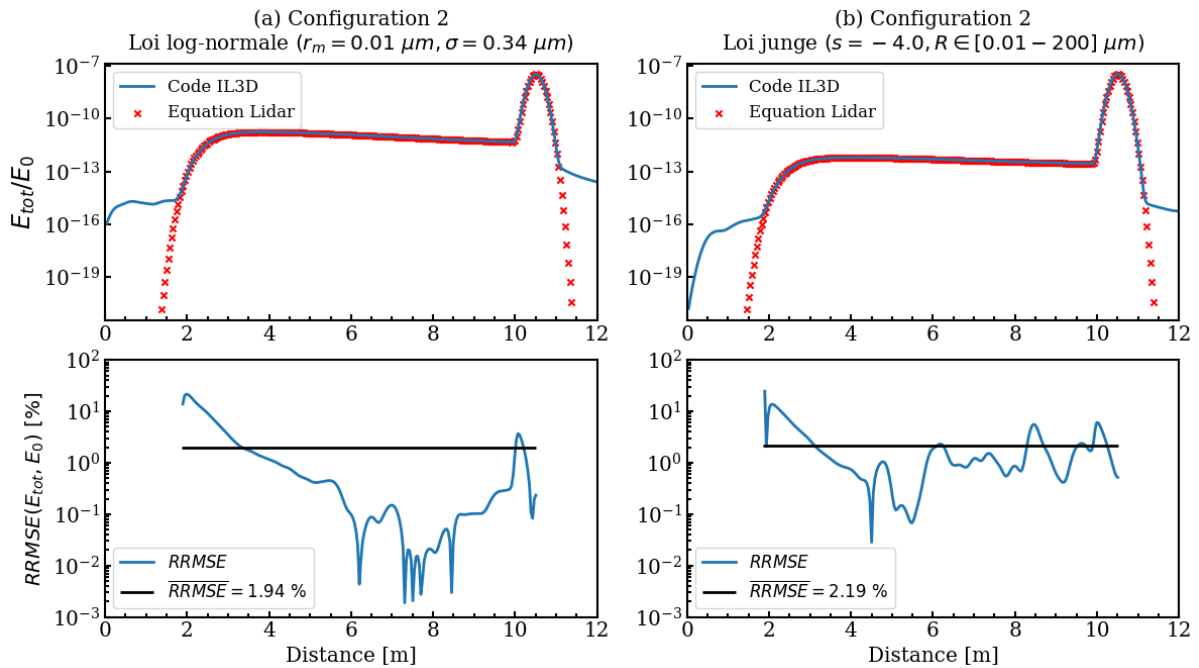


Figure IV-6 : Comparaison du rapport entre le flux reçu par la caméra (E_{tot}) et le flux émis par le laser (E_0) simulée par le modèle IL3D et l'équation LiDAR bi-statique : $K_{ext} = 0.001 \text{ m}^{-1}$, configuration imageur #2, fonction de phase de type Rayleigh (loi Log-Normale) à gauche et de type particule organique (loi de Junge avec un exposant $s = -4.0$) à droite. La partie supérieure compare les résultats intégrés sur le capteur alors que la partie inférieure présente l'écart relatif (RRMSE) entre les 2 modèles (IL3D et équation LIDAR) ainsi que la valeur moyenne de RRMSE (notée \overline{RRMSE}) sur l'intervalle de recouvrement de la configuration #2 du prototype imageur soit $[1.85 - 10.51] \text{ m}$.

Les flux simulés par le modèle IL3D sont désormais très similaires à ceux simulés avec l'équation LIDAR bi-statique avec une valeur de $RRMSE$ presque inchangée pour la fonction de phase de type Rayleigh (1.94 %) et très inférieure au cas de l'équation LIDAR mono-statique dans le cas des hydrosols (2.19 % contre 22.63 % dans le cas mono-statique). L'introduction du mode bi-statique de l'équation LiDAR permet de valider le modèle IL3D en diffusion simple.

1.2.3. Validation multiparamétrique du modèle IL3D en diffusion simple

Afin de valider plus généralement le modèle IL3D en diffusion simple, les simulations sont comparées aux prévisions de l'équation LiDAR pour les 3 configurations imageur du **Tableau IV-1** et des fonctions de phases variables présentées dans le **Tableau IV-2**.

Tableau IV-2 : Description des fonctions de phase utilisées (basées sur la distribution de taille et l'indice de réfraction des particules) pour les études de sensibilité et de validation du modèle IL3D.

Abréviation	Description
LN001	Granulométrie Log-Normale ($r_m = 0.01 \mu m$, $\sigma = 0.34 \mu m$) et $n_p = 1.05$
LN03	Granulométrie Log-Normale ($r_m = 0.3 \mu m$, $\sigma = 0.34 \mu m$) et $n_p = 1.05$
LN1	Granulométrie Log-Normale ($r_m = 1.0 \mu m$, $\sigma = 0.34 \mu m$) et $n_p = 1.05$
J40	Granulométrie Junge ($s = -4.0$) et $n_p = 1.05$
J32	Granulométrie Junge ($s = -3.2$) et $n_p = 1.05$

Le **Tableau IV-3** présente les écarts relatifs ($RRMSE$) entre le modèle IL3D et l'équation LiDAR (bi-statique) pour une turbidité K_{ext} variable tout en restant dans l'hypothèse d'une diffusion simple (épaisseur optique $\tau_{obs} < 0.1$), pour une illumination laser de type Top-Hat.

Tableau IV-3 : Ecart quadratique relatif moyen (\overline{RRMSE} en %) entre le modèle IL3D et l'équation LiDAR pour un laser de type Top-Hat. Les valeurs de $RRMSE$ sont calculées sur l'intervalle $[d_{rec,1} - d_{obs}]$.

	K_{ext}	Configuration #1	Configuration #2	Configuration #3
LN001	$0.001 m^{-1}$	2.28	1.12	0.88
	$0.005 m^{-1}$	2.01	1.19	1.01
	$0.01 m^{-1}$	1.94	1.13	1.03
LN03	$0.001 m^{-1}$	2.44	1.18	0.86
	$0.005 m^{-1}$	2.03	1.41	1.61
	$0.01 m^{-1}$	1.94	1.8	2.84
LN1	$0.001 m^{-1}$	2.3	0.75	0.66
	$0.005 m^{-1}$	1.91	1.16	1.75

	$0.01 m^{-1}$	1.83	1.8	3.38
J40	$0.001 m^{-1}$	2.27	1.16	1.89
	$0.005 m^{-1}$	1.67	4.67	8.3
	$0.01 m^{-1}$	1.83	12.18	17.36
J32	$0.001 m^{-1}$	2.23	0.8	1.91
	$0.005 m^{-1}$	1.72	4.53	7.24
	$0.01 m^{-1}$	3.43	14.41	14.27

Le **Tableau IV-4** présente les valeurs de RRMSE entre le modèle IL3D et l'équation LiDAR pour une illumination laser de type gaussienne.

Tableau IV-4 : Ecart quadratique relatif moyen (\overline{RRMSE} en %) entre le modèle IL3D et l'équation LiDAR pour un laser de type gaussien. Les valeurs de RRMSE sont calculées sur l'intervalle $[d_{rec,1} - d_{obs}]$.

	K_{ext}	Configuration #1	Configuration #2	Configuration #3
LN001	$0.001 m^{-1}$	2.39	0.87	0.78
	$0.005 m^{-1}$	2.14	0.85	0.86
	$0.01 m^{-1}$	2.05	0.75	0.9
LN03	$0.001 m^{-1}$	2.48	0.9	0.86
	$0.005 m^{-1}$	2.05	1.02	1.63
	$0.01 m^{-1}$	1.89	1.41	2.9
LN1	$0.001 m^{-1}$	2.41	0.7	0.59
	$0.005 m^{-1}$	1.95	1.07	1.41
	$0.01 m^{-1}$	1.74	1.92	3.2
J40	$0.001 m^{-1}$	2.52	0.83	2.21
	$0.005 m^{-1}$	1.45	4.56	10.82
	$0.01 m^{-1}$	2.26	11.25	21.0
J32	$0.001 m^{-1}$	2.56	1.5	5.29
	$0.005 m^{-1}$	1.15	5.5	8.74
	$0.01 m^{-1}$	2.91	12.08	16.38

L'ensemble des fonctions de phases Log-Normales (LN001, LN03 et LN1) conduisent à des écarts relatifs très faibles entre le modèle IL3D et équation LiDAR ($RRMSE \leq 3.38$ % pour

$K_{ext} = 0.001 - 0.01 \text{ m}^{-1}$) quelle que soit la configuration et le modèle laser utilisés. Cela signifie que le modèle IL3D est capable de reproduire le schéma d'émission, de diffusion et de réception dans des conditions de faible turbidité. Il apparait que la différence relative entre le modèle IL3D et l'équation LiDAR augmente (en moyenne) avec K_{ext} aussi bien pour le laser gaussien que le laser Top-Hat, ce qui est cohérent étant donné que les hypothèses de l'équation LiDAR sont de moins en moins vérifiées lorsque la turbidité augmente. L'écart relatif augmente particulièrement pour les fonctions de phases fortement asymétriques (J40 et J32) pour lesquelles la différence relative peut atteindre 21.0 % lorsque $K_{ext} = 0.01 \text{ m}^{-1}$ contre seulement 2.26 % pour $K_{ext} = 0.001 \text{ m}^{-1}$. Cependant, l'écart à l'équation LiDAR n'augmente pas toujours avec K_{ext} , comme observé pour les fonctions de phases isotropes (loi Log-Normale Rayleigh) en configuration #1. Cela est lié au fait que les simulations avec IL3D ont été générées pour un nombre de photons constant $N_{ph} = 40 \times 10^8$. Lorsque $K_{ext} = 0.001 \text{ m}^{-1}$, les photons sont en général 10 fois moins diffusés que lorsque $K_{ext} = 0.01 \text{ m}^{-1}$ et les flux calculés par le modèle IL3D sont donc moins précis en raison du manque de convergence du code de Monte-Carlo, d'où leurs différences relatives plus grandes au modèle LiDAR. En résumé, les valeurs de RRMSE entre les sorties du modèle IL3D et l'équation LiDAR ont été calculées pour :

- Les trois configurations imageur définies au **Tableau IV-1**.
- Deux modèles d'émission laser (Gaussien, Top-Hat).
- 5 fonctions de phases couvrant les cas isotropes à fortement orientées vers l'avant.
- 3 conditions de turbidité variant de $K_{ext} = 0.001 \text{ m}^{-1}$ à $K_{ext} = 0.01 \text{ m}^{-1}$, soit une épaisseur optique variable de $\tau = 0.0105$ à $\tau = 0.105$.

Pour l'ensemble de ces paramètres, les simulations du modèle IL3D restent très cohérentes avec celles basées sur l'équation LiDAR, ce qui confirme la validation du modèle IL3D en diffusion simple. Une exception concerne toutefois les fonctions de phase très prononcées vers l'avant lorsque $K_{ext} = 0.01 \text{ m}^{-1}$ pour lesquelles des photons diffusés plus d'une fois et vers l'avant conduisent au non-respect des hypothèses (i) et (iii) de l'équation LiDAR. Cette section a été l'occasion de montrer que le modèle IL3D diverge de l'équation LiDAR quand K_{ext} augmente. Cela est dû à des effets de diffusion multiple et est amplifié pour des cas de particules diffusant de manière non isotrope. La section 2 vise à mettre en évidence l'impact de la diffusion multiple et de l'asymétrie des fonctions de phases vers les petits angles de diffusion sur la forme de l'onde complète reçue par la caméra.

2. Impact des propriétés optiques du milieu sur l'onde complète simulée

La diffusion multiple et la forte asymétrie vers les faibles angles de diffusion des fonctions de phases impliquent des écarts potentiellement importants aux lois simplifiées telles que

l'équation LiDAR. Cette section vise à montrer l'impact de ces deux propriétés optiques sur la forme de l'onde complète reçue par la caméra à travers une étude de sensibilité.

2.1. Présentation de l'étude de sensibilité

Les configurations d'imagerie considérées pour étudier la sensibilité de l'onde complète aux processus de diffusion multiple et à la forme de la fonction de phase ont été précédemment précisées **Tableau IV-1**. Pour chaque configuration, l'objectif est d'étudier la variation de l'onde complète simulée par le modèle IL3D avec le coefficient d'extinction (K_{ext}). Plusieurs fonctions de phase sont étudiées, chacune de type Log-Normale avec un écart type fixe de $0.34 \mu m$ et un rayon modal variable $R_m \in [0.01 - 10] \mu m$. La scène observée correspond à deux plans homogènes lambertiens situés à distance $d_1 = 10.5 m$ et $d_2 = 11.38 m$, chacun occupant chacun la moitié du champ de vue (**Figure IV-7**). Selon la configuration étudiée, le champ de vue et la divergence du laser sont plus ou moins larges, ce qui impactera le signal observé par la caméra.

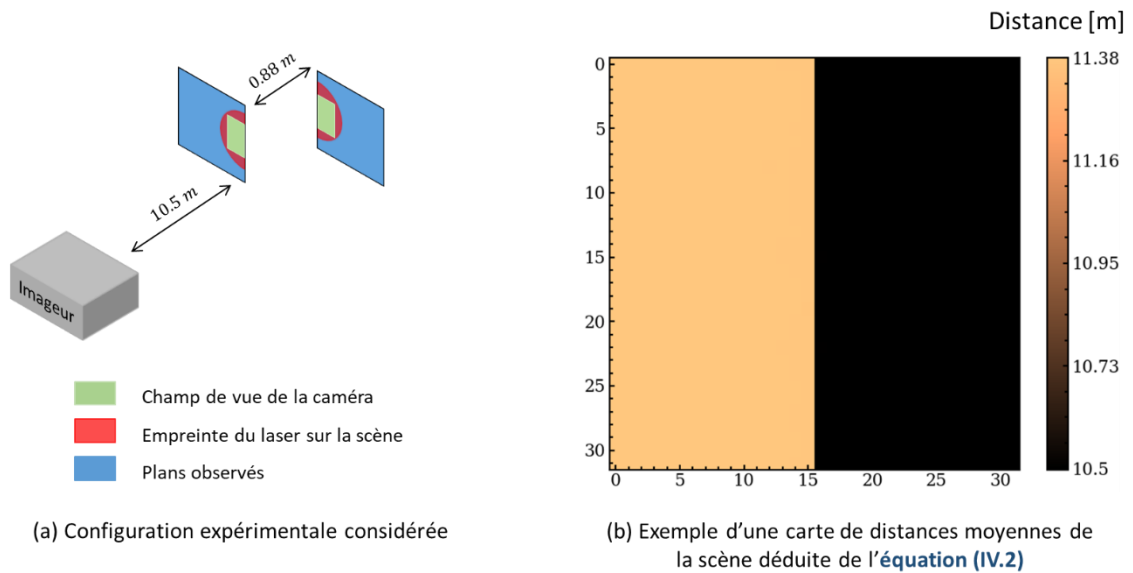


Figure IV-7 : Illustration de la configuration de la scène observée simulée par le modèle IL3D (a), exemple d'une carte de retard moyen calculée à partir du modèle IL3D (b).

L'onde complète reçue par la caméra correspond à une onde à 3 dimensions (2D pour le capteur 32×32 et 1D pour la distance télémétrée par chaque pixel). D'abord, l'étude de sensibilité se concentre sur l'onde 1D intégrée sur le capteur $d \rightarrow \tilde{E}_{int}(d) = \sum_{i,j} \tilde{E}_{i,j}(d)$. Ensuite, l'étude vise à étudier la forme de la restitution 3D de la scène observée. Cette scène correspond aux deux plans distants en forme de marche d'escalier présentés en **Figure IV-7(b)**. Cette restitution 3D est résumée par une matrice 32×32 de distances, notée $(d_{i,j})_{(i,j) \in [1,n_x] \times [1,n_y]}$ avec $d_{i,j}$ la distance (en m) de la portion de scène observée par le pixel (i, j) . Un exemple de restitution de la scène en marche d'escalier est donné **Figure IV-7(b)**. Le retard moyen est calculé à partir de la formule de l'espérance (**Eq. (IV.3)**) :

$$d_{i,j}(d_{min}, d_{max}) = \frac{\sum_{n=N_{min}}^{N_{max}} \tilde{E}_{i,j}(d_n) \times d_n}{\sum_{n=N_{min}}^{N_{max}} \tilde{E}_{i,j}(d_n)} \quad (IV.3)$$

avec $[d_{min}, d_{max}]$ les distances minimales et maximales sur lesquelles les retards sont calculés, en général choisies pour encadrer la scène afin de minimiser le signal de retour de la partie turbide du milieu dans le calcul du retard moyen. Le choix de d_{min} et d_{max} est en général réalisé en post-traitement par analyse de l'onde complète intégrée. Cette analyse permet en pratique de situer la scène 3D et de choisir les bornes de sorte à intégrer un minimum de flux pour des retards inférieurs ou supérieurs à la scène 3D. En effet, si le signal turbide entre la caméra et la scène est important, et que les retards associés à ce signal sont utilisés pour le calcul de d , alors les distances calculées seront plus faibles que les distances réelles et la forme de la scène sera impactée par la forme de l'écho de turbidité entre la caméra et la scène. Cela est observable en **Figure IV-8**.

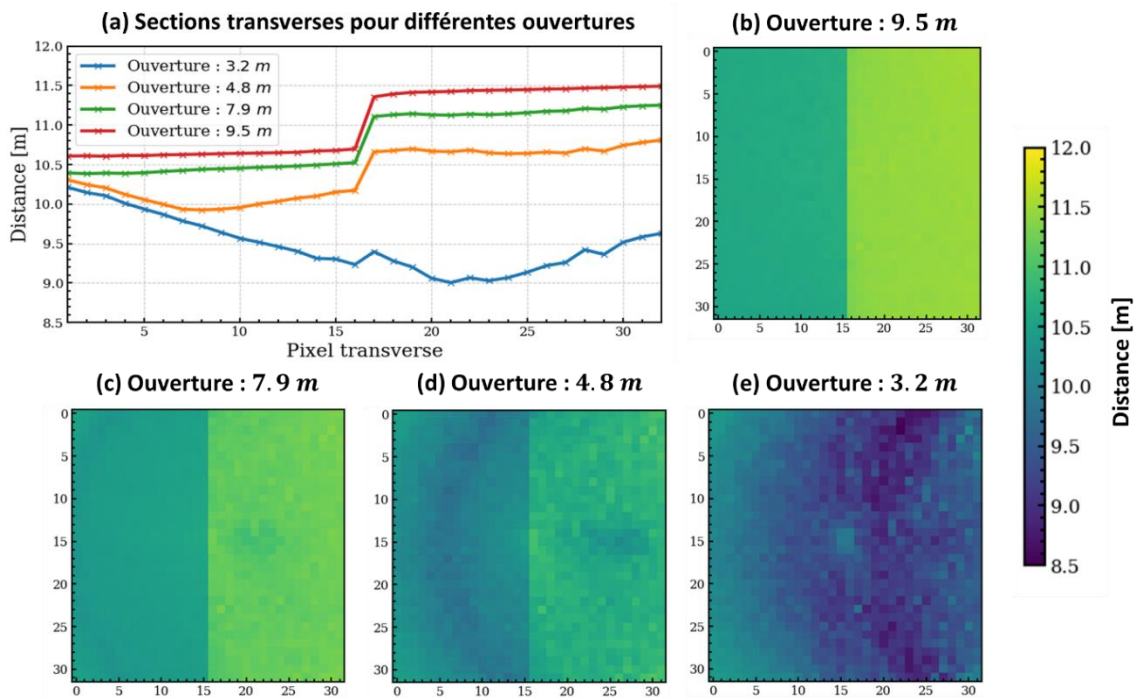


Figure IV-8 : Evolution des sections transverses de la scène pour différentes distances d'ouverture de porte (a) et représentation 2D de la matrice des retards pour chacune des distances d'ouverture de la porte allant de 9.5 m (ouverture optimisée) à 3.2 m (ouverture avant le pic turbide).

L'ouverture de la porte à une distance proche de l'imageur contribue à diminuer les distances télémétrées ainsi qu'à modifier la forme de la scène 3D. Pour une ouverture de porte après 4.8 m, la forme en marche d'escalier est conservée, mais cette forme est perdue pour des ouvertures de porte plus proches. En effet, le cône turbide originaire du côté droit de l'image (voir (e)) vient largement perturber la télémétrie du plan droit (censé être plus loin que le plan gauche) et la forme 3D disparaît alors. Une ouverture à 9.5 m permet par contre d'éviter une grande partie de l'écho turbide et permet de retrouver la bonne télémétrie sur la scène 3D. En

pratique, c'est cette valeur qui sera conservée. L'ensemble des matrices des retards sera donc calculé par la suite avec $d_{min} = 9.5 \text{ m}$ et $d_{max} = 12.0 \text{ m}$.

2.2. Etude de l'onde complète reçue par la caméra intégrée sur le capteur

2.2.1. Sensibilité de l'écho de rétrodiffusion volumique à la forme de la fonction de phase

La **Figure IV-9** présente la variation du flux de l'onde complète intégrée sur le capteur en fonction de la distance pour différentes valeurs du rayon modal R_m de la loi Log-Normale utilisée pour le calcul de la fonction de phase.

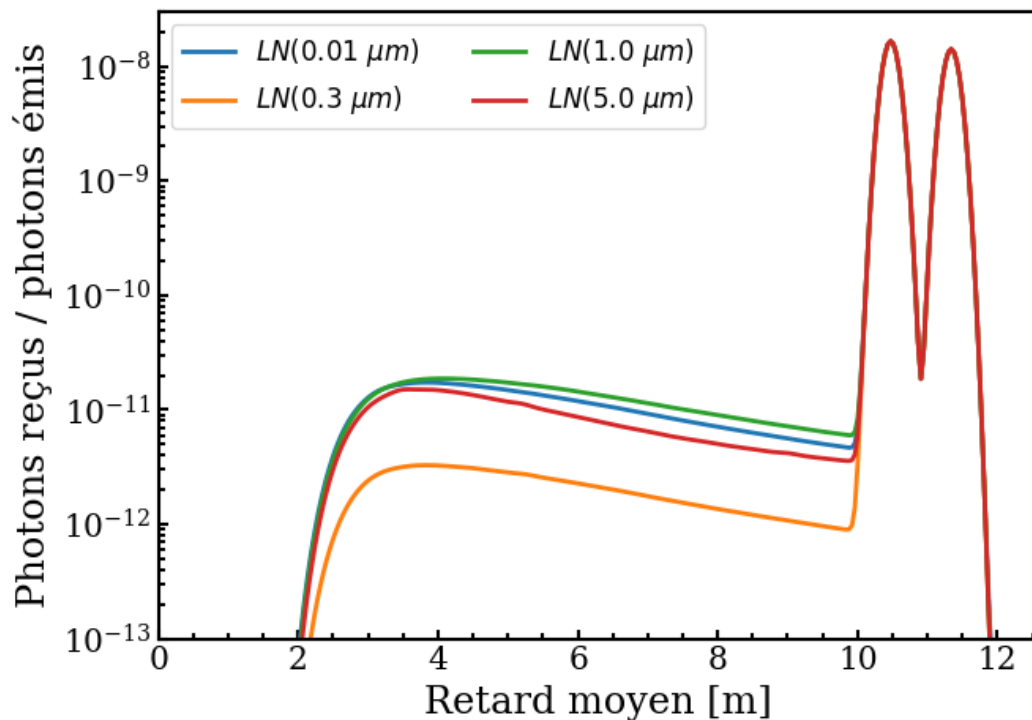


Figure IV-9 : Variation du rapport entre le flux reçu par la caméra (onde totale intégrée sur le capteur) et le flux émis par le laser en fonction de la distance pour la configuration imageur #2 et pour une faible turbidité (i.e., diffusion simple, coefficient d'extinction $K_{ext} = 0.001 \text{ m}^{-1}$). Les fonctions de phase du milieu sont caractérisées par une distribution de taille des particules suivant une loi Log-Normale de rayon modal R_m variable : $R_m = 0.01 \mu\text{m}$, $R_m = 0.3 \mu\text{m}$, $R_m = 1.0 \mu\text{m}$ et $R_m = 5.0 \mu\text{m}$.

Des écarts importants sont observés sur l'intervalle $[2.5 - 10] \text{ m}$ qui représente la gamme où les photons sont rétrodiffusés par le volume après recouvrement. Le rapport de flux est le plus élevé pour $R_m = 1.0 \mu\text{m}$. Le volume sous cette courbe $VS(1.0 \mu\text{m})$ sur la gamme $[2.5 \text{ m} - 10 \text{ m}]$ est respectivement 1.11, 1.41 et 6.05 fois plus grand que le volume sous les courbes représentatives de $R_m = 0.01 \mu\text{m}$, $R_m = 5.0 \mu\text{m}$ et $R_m = 0.3 \mu\text{m}$. Cette gamme de retards moyens correspond principalement à l'intensité rétrodiffusée par la gamme angulaire de la fonction de phase $(\theta_L^{rec} - 180^\circ)$ avec θ_L^{rec} l'angle de retour moyen pour la distance $d_{rec,1}$. Pour la configuration #2 utilisée dans la **Figure IV-9**, $\theta_L^{rec} = 176^\circ$. Les coefficients de rétrodiffusion moyens $\tilde{\beta}_{rd}$ sur la gamme d'angle $[176^\circ - 180^\circ]$ des 4 fonctions de phases sont

reportés **Tableau IV-5**. Le rapport entre $\tilde{\beta}_{rd}(R_m = 1.0 \mu m)$ et la valeur de $\tilde{\beta}_{rd}$ pour chacune des valeurs de R_m ainsi que le rapport entre le volume sous la courbe à $1.0 \mu m$ et le volume VS pour chacune des autres valeurs de R_m sont également présentés.

Tableau IV-5 : Variation du coefficient de rétrodiffusion moyen $\tilde{\beta}_{rd}$ sur la gamme angulaire $[176^\circ - 180^\circ]$ avec le rayon modal R_m de la loi Log-Normale (1ère ligne), variation du rapport entre $\tilde{\beta}_{rd}$ pour $R_m = 1.0 \mu m$ et la valeur de $\tilde{\beta}_{rd}$ aux autres valeurs de R_m (2ème ligne) ; variation du rapport entre l'aire sous la courbe pour $R_m=1.0\mu m$ avec l'aire calculé pour chacune des autres valeurs de R_m . Ces résultats sont issus des simulations IL3D montrées Figure IV-9.

R_m [μm]	0.01	0.3	1.0	5.0
$\tilde{\beta}_{rd}$ [sr^{-1}]	0.0422	0.0079	0.0453	0.0338
$\tilde{\beta}_{rd}(1.0 \mu m)/\tilde{\beta}_{rd}$	1.07	5.78	1.0	1.34
$VS(1.0 \mu m)/VS$	1.11	6.05	1.0	1.41

Les valeurs prises par $\tilde{\beta}_{rd}(1.0 \mu m)/\tilde{\beta}_{rd}$ sont fortement similaires à celle de $VS(1.0 \mu m)/VS$ pour toutes les valeurs de R_m considérées. En effet, l'écart relatif le plus important est observé pour $R_m = 5.0 \mu m$ et vaut 4.9 %, ce qui reste relativement faible. Cette égalité entre les deux paramètres normalisés permet ainsi d'écrire la relation de proportionnalité $VS = \frac{VS(1.0 \mu m)}{\tilde{\beta}_{rd}(1.0 \mu m)} \tilde{\beta}_{rd}$ soit $VS \propto \tilde{\beta}_{rd}$. Il s'agit de la proportionnalité à $\tilde{\beta}_{rd}$ retrouvée dans la formulation volumique de l'équation LiDAR.

2.2.2. Existence d'une zone de pré-recouvrement en diffusion multiple

La fonction de recouvrement instrumentale permet de définir la distance de recouvrement comme la distance pour laquelle le flux observé par la caméra en diffusion simple n'est plus nul. Dès lors que la diffusion devient multiple, les photons diffusés peuvent alors entrer dans le champ de vue de la caméra préalablement à cette distance. La **Figure IV-10** traduit ce phénomène pour la configuration #2. Pour rappel, le recouvrement associé à cette configuration est situé à une distance de 2.5 m.

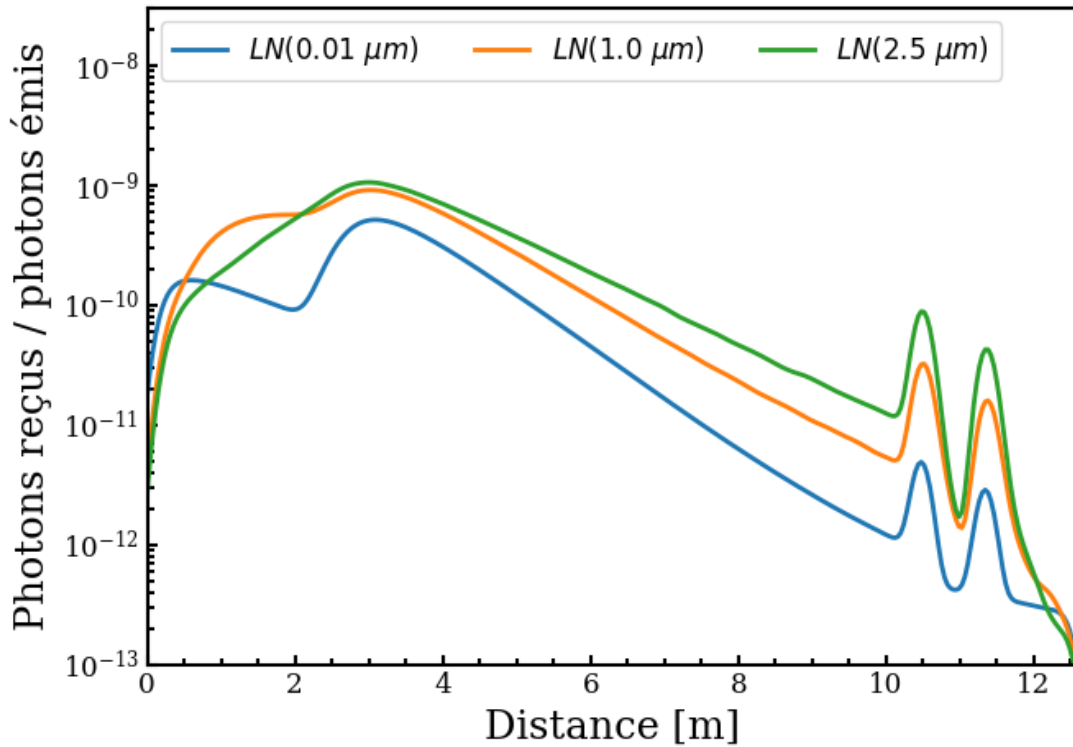


Figure IV-10 : Variation du rapport entre le flux reçu par la caméra (onde totale intégrée sur le capteur) et le flux émis par le laser en fonction de la distance pour la configuration imageur #2 et pour une forte turbidité (i.e., diffusion multiple, coefficient d'extinction $K_{ext} = 0.4 \text{ m}^{-1}$). Les fonctions de phase du milieu sont caractérisées par une distribution de taille des particules suivant une loi Log-Normale de rayon modal R_m variable : $R_m = 0.01 \text{ } \mu\text{m}$, $R_m = 2.5 \text{ } \mu\text{m}$ et $R_m = 2.5 \text{ } \mu\text{m}$.

La distance de recouvrement associée à la configuration #2 pour un laser Top-Hat est située à 2.4 m . Or, cette figure présente un ensemble de courbes pour lesquelles le flux reçu par la caméra est non nul et ce, même avant cette distance de 2.4 m . Pire encore, ce flux peut être d'un ordre de grandeur similaire à celui observé après 2.4 m . Il existe donc un pré-recouvrement (signal reçu par la caméra non nul) avant la distance de recouvrement, quelle que soit l'asymétrie angulaire de la fonction de phase. Ce pré-recouvrement est d'autant plus proche du capteur que la fonction de phase est isotrope. En effet, le signal reçu par la caméra pour une fonction de phase presque parfaitement isotrope (courbe bleue, $LN(0.01 \text{ } \mu\text{m})$) possède un maximum local pour $d = 0.45 \text{ m}$. Ce maximum local se translate à $d = 1.0 \text{ m}$ pour $LN(1.0 \text{ } \mu\text{m})$ qui est plus orientée vers l'avant et n'existe plus pour $LN(2.5 \text{ } \mu\text{m})$. Le cas limite correspondrait à une fonction de phase hypothétique parfaitement orientée vers l'avant (un dirac) pour laquelle le pré-recouvrement n'aurait simplement pas lieu car le flux ne pourrait pas être redirigé vers la caméra et que la forme du laser serait donc inchangée.

2.2.3. Variation des amplitudes de cible et de volume en diffusion multiple

Lorsque la turbidité augmente, le nombre d'événements de diffusion augmente et par suite la divergence du flux lumineux aussi. La turbidité contribue donc à la décroissance du flux reçu par la caméra. Plus l'extinction est forte, plus le flux diverge rapidement et plus le flux reçu par la caméra décroît rapidement. La **Figure IV-11** montre l'influence de la turbidité sur le flux

reçu par le capteur pour une fonction de phase isotrope (**Figure IV-11(a)**, $R_m = 0.01 \mu m$) et pour une fonction de phase prononcée en diffusion avant (**Figure IV-11(b)**, $R_m = 2.5 \mu m$).

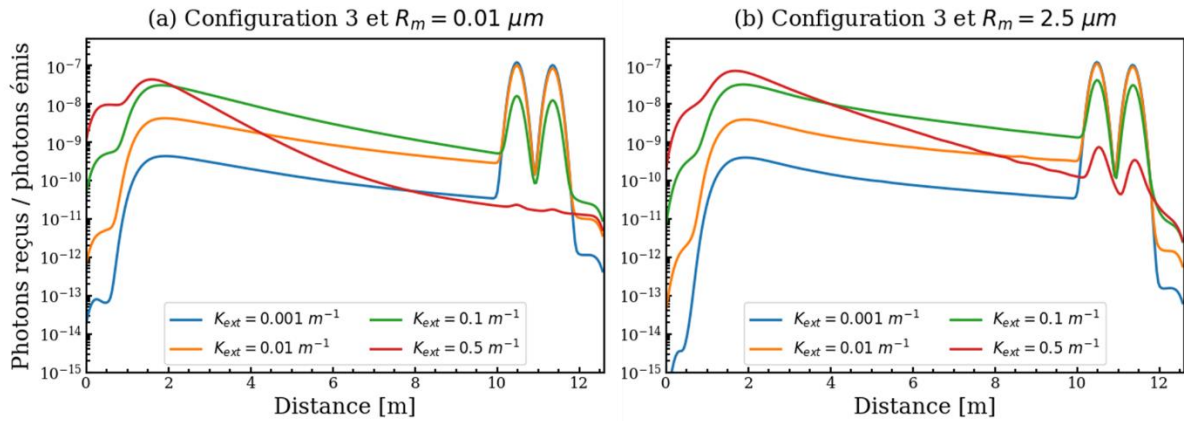


Figure IV-11 : Variation du rapport entre le flux reçu par la caméra (onde totale intégrée sur le capteur) et le flux émis par le laser en fonction de la distance pour la configuration imageur #3 pour plusieurs turbidités (valeur de K_{ext} variable). Les fonctions de phase du milieu sont caractérisées par une distribution de taille des particules suivant une loi Log-Normale pour deux valeurs de rayon modal : $R_m = 0.01 \mu m$ (Figure IV-10a) et $R_m = 2.5 \mu m$ (Figure IV-10b).

La **Figure IV-11(a)** présente l'évolution du flux reçu par la caméra avec le coefficient d'extinction pour une fonction de phase isotrope ($R_m = 0.01 \mu m$). Le signal reçu par la caméra pour $K_{ext} = 0.5 m^{-1}$ (rouge) diminue plus fortement avec la distance que les signaux associés à des valeurs plus faibles de K_{ext} . En effet, le signal reçu par la caméra associé à $K_{ext} = 0.1 m^{-1}$ (signal vert) décroît plus légèrement, puis les signaux orange et bleu associés à des conditions de diffusion simple ($\tau < 0.1$) présentent des décroissances avec la distance bien plus faibles et du même ordre de grandeur. La loi de Beer-Lambert stipule que la décroissance du flux reçu est exponentielle en supposant que le flux diffusé ne peut plus contribuer au signal observé par la caméra. Cependant, cette hypothèse devient fautive lorsque la diffusion est orientée vers l'avant. La **Figure IV-11(b)** présente l'évolution du flux reçu par la caméra pour une fonction de phase plus orientée vers l'avant ($R_m = 2.5 \mu m$). Les deux flux reçus par la caméra présentent eux aussi une décroissance avec la distance dont l'intensité devient elle aussi plus importante avec K_{ext} . Cependant, cette intensité de la décroissance est plus faible à K_{ext} équivalent pour $R_m = 2.5 \mu m$ que pour $R_m = 0.01 \mu m$, en particulier pour les fortes valeurs de K_{ext} ($0.1 m^{-1}$ et $0.5 m^{-1}$). Par exemple, la variation pour $K_{ext} = 0.5 m^{-1}$ lorsque la diffusion est isotrope ($R_m = 0.01 \mu m$, **Figure IV-11(a)**) décroît d'un facteur 1553 de $2.0 m$ à $10 m$ contre 504 lorsque la diffusion est très asymétrique selon l'angle ($R_m = 2.5 \mu m$, **Figure IV-11(b)**). La décroissance est donc 3 fois plus rapide pour la fonction de phase RM001 que pour la fonction de phase RM25. Cela est aussi le cas pour l'intensité de la décroissance du niveau de cible lorsque $K_{ext} = 0.5 m^{-1}$ pour $R_m = 0.01 \mu m$ (signal rouge à gauche) qui est 31 fois plus important que pour $R_m = 2.5 \mu m$ (signal rouge à droite).

2.3. Mélange préférentiel des retards associés aux pixels de la cible

Cette section se concentre maintenant sur la matrice des distances $(d_{i,j})_{(i,j) \in [1,n_x] \times [1,n_y]}$ avec $d_{i,j}$ la distance (en m) de la portion de scène observée par le pixel (i,j) . Comme les deux plans observés ne varient pas avec l'indice j (hauteur), la matrice des retards peut être simplifiée par la section moyenne d_i qui correspond à la moyenne de $d_{i,j}$ pour $j \in [1,32]$. Le retard réel de la scène observée est défini par (Eq. (IV.4)) :

$$d_i^{ref} = \begin{cases} d_g^{ref} = 10.50 \text{ m} & i \in [1, 16] \\ d_d^{ref} = 11.38 \text{ m} & i \in [17, 32] \end{cases} \quad (\text{IV.4})$$

Lorsqu'un évènement de diffusion dévie faiblement un rayon lumineux se propageant de la cible vers le détecteur, un mauvais pixel est éclairé, ce qui conduit à un mélange des retards moyens associés aux pixels de la cible. En l'occurrence, les retards moyens calculés pour les pixels du plan gauche sont plus importants, ce qui donne l'impression que le plan gauche est attiré vers le plan droit. Cela vient du fait que certains photons de retour du plan droit diffusés faiblement arrivent sur un pixel associé au plan gauche avec le retard associé au plan droit. Ces événements contribuent ainsi à augmenter le retard moyen calculé pour les pixels du plan gauche. Le phénomène inverse a aussi lieu pour le plan droit dont les retards moyens des pixels sont alors plus faibles, ce qui crée une perte de contraste au niveau de l'interface entre les deux plans. La Figure IV-12 présente la variation de la section d_i avec le coefficient d'extinction pour la configuration #1 (gauche) et #3 (droite). Le calcul de d_i est réalisé à calculant la matrice des distances moyennes pour $d_{min} = 9.5 \text{ m}$ et $d_{max} = 12.0 \text{ m}$ (voir Eq. (IV.3)). La fonction de phase utilisée est caractérisée par une loi de distribution de taille Log-Normale de rayon modal $R_m = 1.0 \mu\text{m}$.

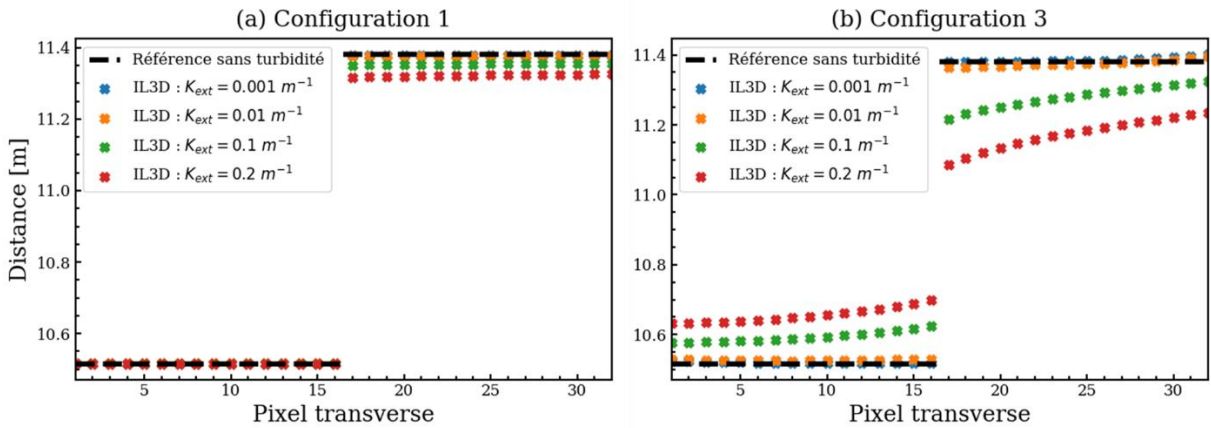


Figure IV-12 : Variation de la section $(d_i)_{i \in [1, n_x]}$ avec le coefficient d'extinction pour la configuration imageur #1 (gauche) et #3 (droite), par rapport au cas de référence sans turbidité $(d_i^{ref})_{i \in [1, n_x]}$ (droite noire en pointillés). La fonction de phase utilisée est caractérisée par une loi de distribution de taille Log-Normale de rayon modal $R_m = 1.0 \mu\text{m}$.

La configuration #1 est fortement collimatée, ainsi les photons de retour de la scène sont presque systématiquement déviés hors du champ de vue dès qu'ils subissent un événement de diffusion, ce qui diminue le mélange entre les retards associés aux pixels du plan gauche et du plan droit. Lorsqu'un photon est tout de même diffusé à l'intérieur du champ de vue, il a presque autant de chance d'être diffusé sur un pixel voisin que sur un pixel plus lointain car le champ de vue est très étroit. Il n'y a donc plus de mélange préférentiel entre les pixels situés à l'interface des deux plans, ce qui implique que le retard moyen associé à chaque demi-plan reste plan (**Figure IV-12(a)**). La configuration #3 correspond quant à elle à un champ de vue θ_{fov} beaucoup plus large tel que la densité cumulée de la fonction de phase $\tilde{B}(\theta_{fov})$ n'est plus négligeable. Le flux diffusé à l'intérieur du champ de vue n'est plus négligeable. Le mélange entre les retards des pixels est maximal à l'interface entre les deux plans ce qui induit un mélange de l'information de distance à l'origine d'une « pente » (**Figure IV-12(b)**). La **Figure IV-13** illustre la variation de $\tilde{B}(\theta_{fov})$ avec R_m pour chacune des fonction de phase étudiée.

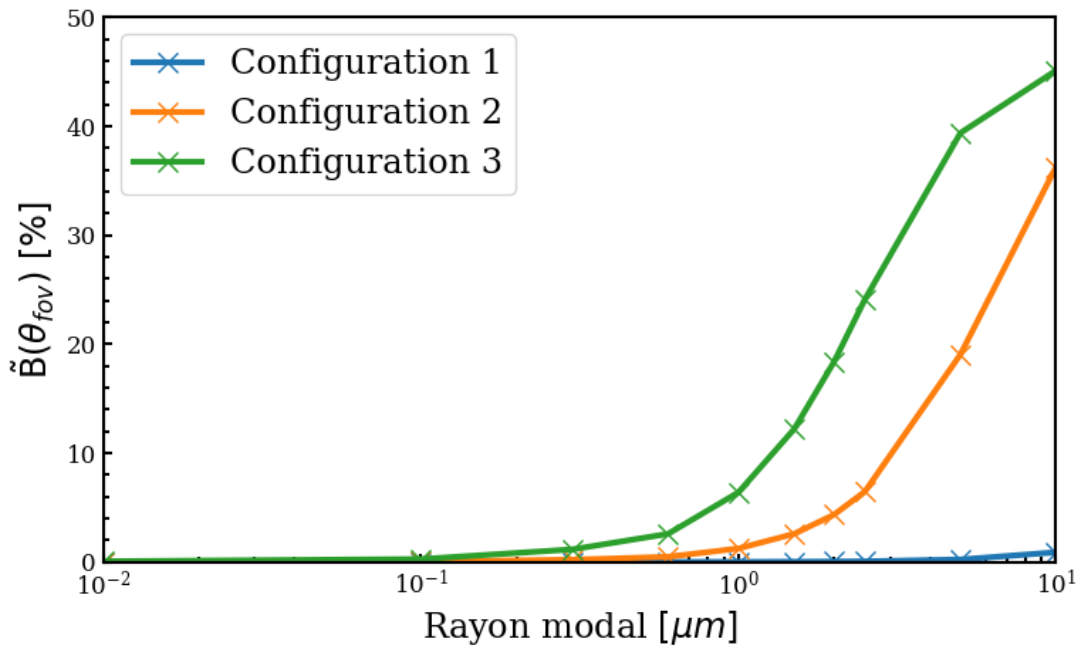


Figure IV-13 : Variation cumulée de la densité de la fonction de phase $\tilde{B}(\theta_{fov})$ en fonction du rayon modal R_m de la loi de distribution de taille Log-Normale utilisée pour calculer la fonction de phase du milieu.

Il est ainsi possible de constater qu'en deçà de $R_m = 0.1 \mu m$, aucune des configurations n'engendre une diffusion de l'énergie à l'intérieur du champ de vue de manière significative. La majeure partie de la lumière diffusée ne contribue donc pas au signal et la perte de contraste est donc faible. Au-delà de $R_m = 0.1 \mu m$, une sensibilité à la configuration imageur apparait et s'accroît avec le rayon modal. La configuration #1 (plus collimatée) permet de filtrer la composante diffusée même lorsque $R_m = 10.0 \mu m$ avec $\tilde{B}(\theta_{fov,1}) = 0.9 \%$ d'énergie diffusée conservée dans le champ de vue. Au contraire, la configuration #3 filtre moins l'énergie avec

$\tilde{B}(\theta_{fov,3}) = 45.1\%$ lorsque $R_m = 10.0 \mu m$. L'augmentation du nombre de photons diffusés au sein du champ de vue crée la perte de contraste observée en **Figure IV-12(b)**. Cette perte de contraste est de deux natures : une perte de contraste dite « classique » et une perte de contraste dite de « pente ». Par simplicité, les termes « contraste classique » noté C_c et « contraste de pente » noté C_p seront utilisés.

2.4. Synthèse préliminaire

Le niveau de cible et le niveau de volume de l'onde complète intégrée sur le capteur varient largement avec le niveau de turbidité (K_{ext}) et l'asymétrie angulaire de la fonction de phase (matérialisé par la valeur du rayon modal de la distribution de taille des particules R_m). Les résultats principaux obtenus dans cette section se résument ainsi:

1. Lorsque $\tau \ll 1$, le flux rétrodiffusé par la volume situé entre le prototype et la scène observée est proportionnel à $\tilde{\beta}_{rd}^{moy}(\theta_L^{rec} \rightarrow 180^\circ)$ multiplié par le coefficient d'extinction.
2. Pour un système imageur bi-statique, il existe une distance pour laquelle le flux reçu par la caméra est maximal, situé généralement peu après la distance de recouvrement. Après ce pic, le flux reçu par la caméra diminue. L'intensité de cette diminution est d'autant plus forte que le coefficient d'extinction augmente. Cette diminution du flux reçu avec la distance peut être modélisée par le terme de Beer-Lambert $\exp(-2K_{ext}d)$ tant que l'hypothèse de Beer-Lambert est vérifiée.
3. Pour un coefficient d'extinction important (diffusion multiple), l'augmentation de R_m (*i.e.*, fonction de phase plus prononcées vers les faibles angles de diffusion) implique un guidage du flux vers l'avant qui conduit à un écart à la loi de Beer-Lambert qui contribue à diminuer l'intensité de la décroissance de l'écho turbide. Cela est aussi valable pour le signal de cible qui est alors moins diminué que prédit par la loi de Beer-Lambert sur l'aller-retour prototype-cible.
4. Il existe une distance de recouvrement en-deçà de laquelle le flux reçu par la caméra en diffusion simple est nul. Lorsque la diffusion devient plus importante, ce flux n'est plus nul et il existe alors un flux dit de « pré-recouvrement ». Ce flux peut être un maximum local (dit « pic de pré-recouvrement ») qui est d'autant plus proche du capteur que la fonction de phase est isotrope.

3. Mise au point de métriques pour quantifier l'impact des propriétés optiques du milieu sur l'onde complète

Soit un coefficient d'extinction K_{ext}^{ref} de référence. Ce coefficient correspond expérimentalement à une mesure sous très faible turbidité ($\tau^{ref} = K_{ext}^{ref} d_{obs} \ll 1$). Une onde complète $d \rightarrow \tilde{E}_{i,j}^{ref}(d)$ est associée à ce coefficient d'extinction pour l'ensemble des pixels

$(i, j) \in [1, n_x] \times [1, n_y]$ ainsi qu'une onde complète intégrée sur l'ensemble des pixels (i, j) et notée $d \rightarrow \tilde{E}_{int}^{ref}(d)$. Soit un coefficient d'extinction K_{ext} arbitraire. L'onde complète associée est notée $d \rightarrow \tilde{E}_{i,j}(d)$. Les sous-sections 3.1 et 3.2 présentent la définition de métriques propres à l'onde complète intégrée sur les pixels de la caméra notée $d \rightarrow \tilde{E}_{int}(d)$ pour permettre de quantifier l'influence des propriétés optiques sur le signal reçu par le détecteur. Les sous-sections 3.3 et 3.4 s'intéressent à l'image de retard moyen $d_{i,j}(d_{min}, d_{max})$ associée à la scène observée.

3.1. Rapport entre les amplitudes de cible avec et sans turbidité

3.1.1. Définition

Soit $D_{cible} = [10\text{ m} - 12\text{ m}]$ l'ensemble des distances pour lesquelles un niveau de cible est observable. Soit $V_{surf}^{ref} = \sum_{d \in D_{cible}} \tilde{E}_{int}^{ref}(d)$ l'amplitude de la cible observée avec le coefficient d'extinction de référence et $V_{surf}(K_{ext}) = \sum_{d \in D_{cible}} \tilde{E}_{int}(d)$ l'amplitude de cible observée pour le coefficient d'extinction K_{ext} . Le **rapport des amplitudes de la cible avec et sans turbidité**, qui sera par la suite simplifié en **rapport de cible** (R_c) peut être défini comme suit (Eq. (IV.5)) :

$$R_c = \frac{V_{surf}(K_{ext})}{V_{surf}^{ref}} \quad (\text{IV.5})$$

En diffusion simple et sous les hypothèses de la loi de Beer-Lambert, il est possible d'écrire $R_c = \exp(-2d_{cible}K_{ext})$ car le niveau de cible est diminué de la portion de flux absorbé et diffusé. Lorsque la diffusion est multiple ou que la fonction de phase est orientée vers l'avant, cette égalité n'est plus vérifiée, et l'écart à Beer-Lambert peut être mesuré par le **rapport de cible normalisé par rapport à la loi de Beer-Lambert** (r_c) défini par (Eq. (IV.6)) :

$$r_c = \frac{R_c}{\exp(-2d_{cible}K_{ext})} \quad (\text{IV.6})$$

3.1.2. Sensibilité aux paramètres optiques du milieu

La **Figure IV-14** présente la variation de R_c avec le coefficient d'extinction et le rayon modal de la fonction de phase Log-Normale utilisée pour la simulation dans le cadre des 3 configurations expérimentales.

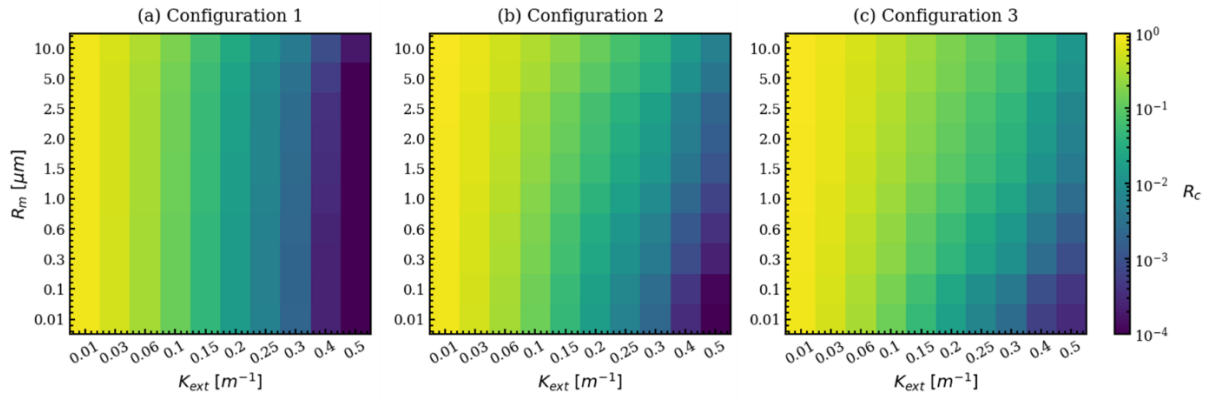


Figure IV-14 : Variation du rapport de niveau de cible R_c en fonction du rayon modal et du coefficient d'extinction pour les trois configurations imageur.

Lorsque le coefficient d'extinction est faible ($K_{ext} < 0.03 \text{ m}^{-1}$), le niveau de cible reste proche du niveau de cible d'origine quelle que soit l'asymétrie angulaire de la fonction de phase. Lorsque K_{ext} augmente, ce rapport devient plus faible en raison de la diffusion du flux hors du champ de vue sur les trajets aller et retour de la cible. Dans le cas des fonctions de phase fortement asymétriques vers l'avant ($R_m > 1.0 \text{ } \mu\text{m}$), cette diffusion hors du champ de vue est plus faible ce qui contribue à conserver un rapport R_c raisonnable comparé aux fonctions de phase plus isotropes ($R_m < 1.0 \text{ } \mu\text{m}$). Ce différentiel est visible pour les configurations #2 (Figure IV-14(b)) et #3 (Figure IV-14(c)). La configuration #1 est plus sélective vis-à-vis du flux diffusé car le champ de vue et la divergence laser sont restreints. Ainsi, l'allure angulaire de la fonction de phase importe beaucoup moins ce qui amène à des valeurs de R_c dépendant principalement du coefficient d'extinction et moins de la fonction de phase.

En résumé, lorsqu'un système imageur est suffisamment collimaté pour filtrer la turbidité, le rapport de cible R_c ne dépend plus de l'asymétrie angulaire de la fonction de phase. Cela n'est en revanche pas le cas lorsque le système imageur est à champ plus large. Dans ce dernier cas, les événements de diffusion des fonctions de phase piquées ne sont plus nécessairement filtrés ce qui crée la différence de la Figure IV-14(b-c) à la Figure IV-14(a). Cet écart correspond à l'écart à la loi de Beer-Lambert, qui peut être apprécié en observant le rapport normalisé par rapport à la loi de Beer-Lambert noté r_c en Figure IV-15.

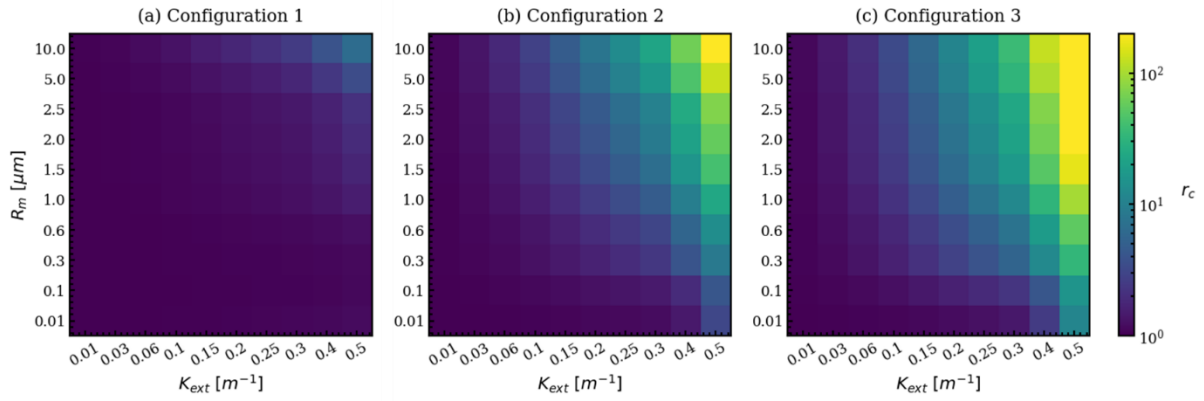


Figure IV-15 : Variation du rapport de niveau de cible normalisé r_c en fonction du rayon modal et du coefficient d'extinction pour les trois configurations imageur.

La **Figure IV-15** confirme bien l'observation précédente : les zones bleu foncé correspondent à des valeurs r_c proches de 1.0 pour lesquelles il y a un écart faible à la loi de Beer-Lambert. Pour la configuration #1, r_c reste faible ($r_c < 6.5$) quel que soit le rayon modal et le coefficient d'extinction. Au contraire, r_c peut atteindre des valeurs allant jusqu'à 201 pour la configuration #2 et 465 pour la configuration #3. Cependant, cette valeur d'écart à la loi de Beer-Lambert seule ne suffit pas à comprendre à quel point l'hypothèse de Beer-Lambert est respectée ou non. En effet, la loi de Beer-Lambert mesure une perte de flux dû à l'absorption et la diffusion. Lorsque le coefficient d'extinction est faible, la part du flux absorbé et diffusé est faible par rapport au flux total. Donc la part du flux diffusé vers le capteur est nécessairement encore plus faible par rapport au flux total. Ainsi, le rapport de cible r_c est naturellement proche de 1. Mais cette proximité à 1.0 n'assure pas du tout qu'une erreur n'est pas commise sur l'estimation du K_{ext} à partir de la loi de Beer-Lambert.

En effet, l'équation de Beer-Lambert est régulièrement utilisée pour déterminer le coefficient d'extinction d'un milieu dense par inversion d'une mesure LiDAR. Une méthode vise à utiliser une cible dure placée à une distance d_{cible} et mesure la dégradation du niveau de cible induite par la turbidité. Soit K_{ext} le coefficient d'extinction réel dans le milieu et \widetilde{K}_{ext} le coefficient d'extinction estimé. Pour estimer \widetilde{K}_{ext} , il suffit de prendre une mesure du niveau de cible $S_{cible}(K_{ext})$ de la cible observée. Connaissant $S_{cible}(0)$, la loi de Beer-Lambert donne (**Eq. (IV.7)**) :

$$S_{cible}(K_{ext}) = S_{cible}(0) \times \exp(-2\widetilde{K}_{ext}d_{cible}) \quad (\text{IV.7})$$

Cette dégradation du niveau de cible est quantifiée par la loi de Beer-Lambert et nécessite la connaissance du niveau de signal de la cible sans turbidité $S_{cible}(0)$. Dans un cadre expérimental contrôlé, cette mesure est facilement accessible. Cette mesure \widetilde{K}_{ext} représente cependant une approximation de K_{ext} non valable lorsque la turbidité augmente ou que la fonction de phase du milieu est orientée vers l'avant. Le rapport de cible à une référence sans

turbidité normalisé introduit dans l'équation (IV.5) permet de relier le coefficient d'extinction réel K_{ext} au coefficient d'extinction tel que mesuré par la loi de Beer-Lambert via (Eq. (IV.8)) :

$$K_{ext} = \widetilde{K}_{ext} + \frac{\ln(r_c(K_{ext}))}{2d_{cible}} \quad (IV.8)$$

Ainsi, l'erreur sur la détermination du coefficient d'extinction à partir d'une cible dure est directement liée à r_c . C'est cette erreur sur la détermination du coefficient d'extinction qui est intéressante, et non la valeur de r_c . En effet, cette erreur permet de quantifier à quel point la diffusion et tout particulièrement son orientation affecte l'estimation du coefficient d'extinction avec la loi de Beer-Lambert. La **Figure IV-16** présente l'évolution du coefficient d'extinction estimé (\widetilde{K}_{ext}) avec le coefficient d'extinction réel (K_{ext}) pour les 3 configurations, et différents rayons modaux des particules considérées dans le milieu, à l'origine de différentes orientations de la diffusion.

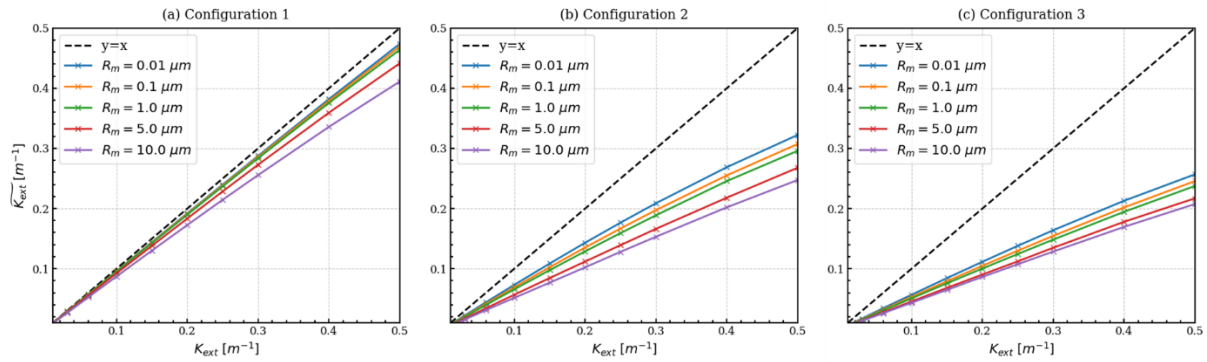


Figure IV-16 : Evolution du coefficient d'extinction estimée (\widetilde{K}_{ext}) avec le coefficient d'extinction réel (K_{ext}) pour les 3 configurations imageur étudiées ainsi que différents rayons modaux des fonctions de phase.

Ainsi, il est possible de constater que les valeurs de r_c proches de l'unité pour la configuration 1 conduisent en réalité à une erreur non négligeable sur le coefficient d'extinction, et ce même lorsque le coefficient d'extinction est faible. Cette erreur relative est définie par (Eq. (IV.9)) :

$$\Delta K = \frac{K_{ext} - \widetilde{K}_{ext}}{K_{ext}} \quad (IV.9)$$

La **Figure IV-17** présente l'évolution de ΔK avec le coefficient d'extinction réel (K_{ext}) pour les 3 configurations, et différents rayons modaux des particules considérées dans le milieu, à l'origine de différentes orientations de la diffusion.

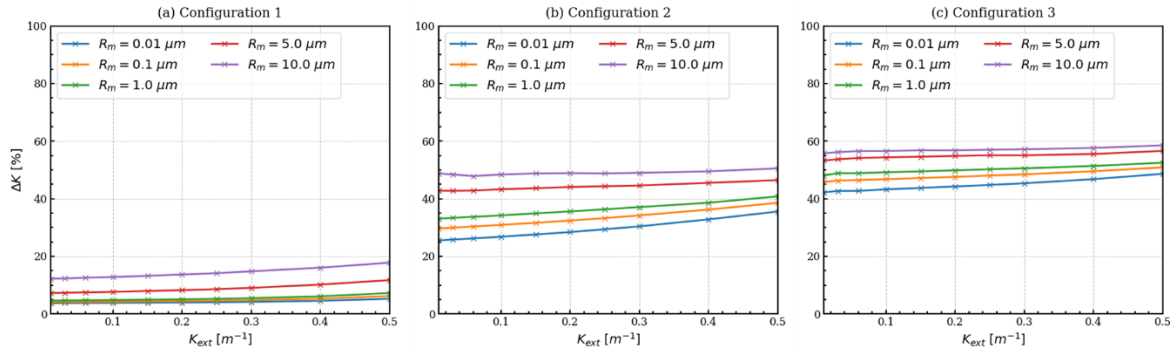


Figure IV-17 : Evolution de l'erreur relative sur l'estimation du coefficient d'extinction (ΔK) avec le coefficient d'extinction réel (K_{ext}) pour les 3 configurations imageur étudiées ainsi que différents rayons modaux des fonctions de phase.

Cette figure vient confirmer que l'erreur relative sur l'estimation du coefficient d'extinction dépend faiblement du coefficient d'extinction. Par contre, l'erreur relative dépend de l'orientation de la diffusion vers l'avant (*i.e.*, du rayon modal R_m) ainsi que de la configuration de l'imageur. Pour la configuration #1, l'erreur relative passe en moyenne (pour l'ensemble des K_{ext}) de 4 % pour $R_m = 0.01 \mu m$ à 14.5 % pour $R_m = 10.0 \mu m$. Dans le cas de la configuration #2, cette erreur passe de 29 % à 49 %. Enfin, pour la configuration imageur #3, cette erreur passe de 44.5 % à 57 %. Ainsi, il est possible de constater que la configuration de l'imageur impacte bien la proximité des ondes complètes à l'équation de Beer-Lambert. En l'occurrence, une configuration collimatée (#1) permet de mieux filtrer la diffusion multiple et donc de limiter les écarts à Beer-Lambert par rapport aux configurations #2 et #3. De la même manière, l'orientation vers l'avant de la fonction de phase évoluant avec la valeur de R_m implique un guidage vers l'avant de la diffusion à l'origine d'écarts substantiels à la loi de Beer-Lambert.

3.2. Rapport entre le niveau de la cible et l'intensité rétrodiffusée par le volume turbide

3.2.1. Définition

La métrique R_c permet d'apprécier l'évolution du niveau de cible avec la turbidité. Ce niveau de cible permet de savoir si la sensibilité de la caméra sera suffisante pour distinguer la cible. Cependant, le problème principal rencontré avec une caméra SPAD concerne l'intensité rétrodiffusée par le volume turbide entre l'imageur et la cible. Si cette intensité est trop importante, l'ensemble des pixels de la caméra seront déclenchés sur le signal en provenance de la partie turbide (plutôt qu'en provenance de la cible), et il sera nécessaire d'accumuler du signal plus longtemps pour reconstituer la cible. Cette accumulation sera d'autant plus longue que le niveau de cible est faible par rapport au niveau du volume turbide. Ainsi, il est nécessaire d'introduire le rapport entre le niveau de la cible et le niveau du volume turbide. Ce rapport est appelé **rapport surface sur volume** et se définit par (Eq. (IV.10)) :

$$R_{SV} = \frac{V_{surf}(K_{ext})}{V_{vol}(K_{ext})} \quad (\text{IV.10})$$

avec $V_{vol}(K_{ext}) = \sum_{d \in D_{volume}} \tilde{E}_{int}(d)$ le niveau de signal associé au volume turbide avec $D_{volume} = [0 - 10] m$. En régime de diffusion simple, c'est l'équation LiDAR qui permet de prédire l'évolution de R_{SV} . Le niveau de cible peut, de même que R_C , être approximé par la loi de Beer-Lambert ce qui implique que $V_{surf}(K_{ext}) \propto \exp(-2K_{ext}d_{obs}) \times V_{surf}^{ref}$. Concernant le dénominateur (partie volumique), le problème est plus complexe. L'équation LiDAR en mode bi-statique prédit que le flux retour pour une distance d est proportionnel à $K_{ext} \tilde{\beta}(\theta_d) \exp(-2K_{ext}d) \frac{\xi(d)}{d^2}$, ce qui en régime de diffusion simple peut s'approximer par $K_{ext} \tilde{\beta}(\theta_d) \frac{\xi(d)}{d^2}$. Auquel cas, l'évolution du volume turbide est linéaire avec K_{ext} ce qui justifie d'écrire $V_{vol}(K_{ext}) \propto K_{ext} \times V_{vol}^{ref}$. Il est alors possible de définir le **rapport surface sur volume normalisé (Eq. (IV.11))** :

$$r_{SV} = R_{SV} \times \frac{\exp[-2K_{ext}d_{obs}]}{K_{ext}} \quad (\text{IV.11})$$

En supposant l'équation de Beer-Lambert valide ainsi que l'équation LiDAR, ce rapport doit être constant et égal à R_{SV}^{ref} . Lorsque le coefficient d'extinction augmente, l'approximation $V_{vol}(K_{ext}) \propto K_{ext} \times V_{vol}^{ref}$ de l'équation LiDAR n'est plus valide.

3.2.2. Sensibilité aux paramètres optiques du milieu

La **Figure IV-18** présente la variation de R_{SV} avec le coefficient d'extinction et le rayon modal de la fonction de phase Log-Normale utilisée pour la simulation.

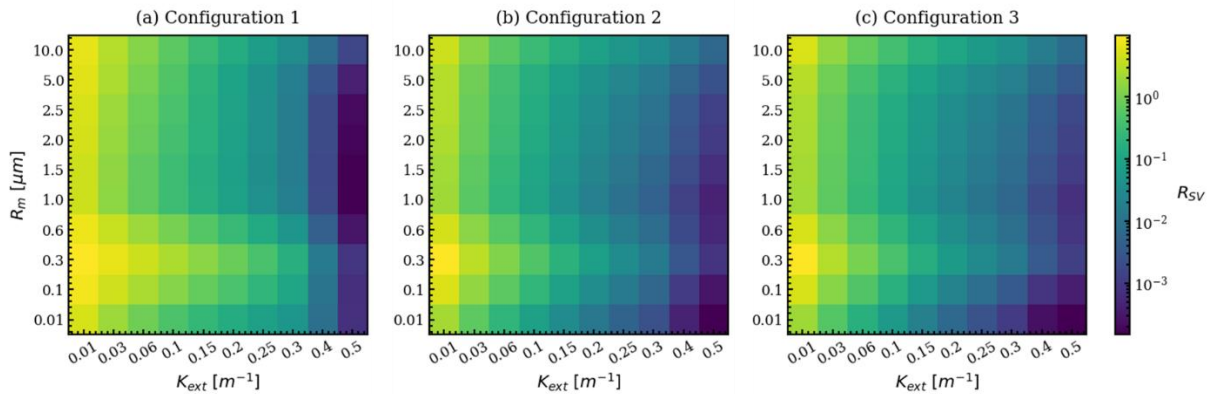


Figure IV-18 : Variation du du rapport du rapport surface sur volume R_{SV} en fonction du rayon modal et du coefficient d'extinction pour les trois configurations imageur.

Dans les trois configurations, le rapport surface sur volume décroît systématiquement avec le coefficient d'extinction quel que soit le rayon modal R_m . Cette décroissance est d'autant plus forte que la configuration de l'imageur est collimatée (respectivement plus forte pour la

configuration #1 puis #2 puis la #3). Cela s'explique par le fait que la configuration #1 filtre plus facilement les photons diffusés aux faibles angles ce qui diminue l'assistance balistique (*i.e.*, la diffusion aux faibles angles contribuant au signal) sur la cible. La diminution de l'assistance balistique induit une baisse plus importante du signal de cible avec la turbidité (K_{ext}) ce qui conduit naturellement à un rapport surface sur volume plus faible. La métrique R_{SV} est intéressante car elle n'est pas monotone avec le rayon modal. En effet, pour une valeur de K_{ext} donnée, le signal rétrodiffusé par le volume est globalement proportionnel à la valeur moyenne de la fonction de phase sur l'intervalle $[\theta_L^{rec} - 180^\circ]$ (paragraphe 2.2.1). La **Figure IV-19** présente la variation du pic de rétrodiffusion sur cet intervalle (similaire pour les 3 configurations) pour l'ensemble des rayons utilisés.

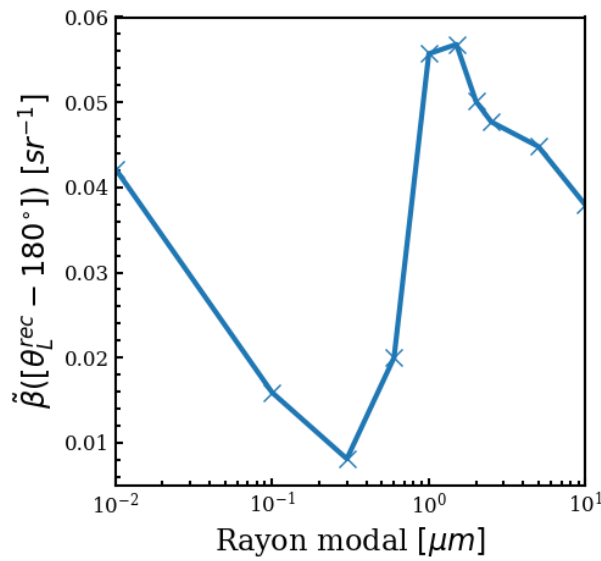


Figure IV-19 : Variation de $\tilde{\beta}(0^\circ)$ avec le rayon modal de la loi Log-Normale.

La diminution de $\tilde{\beta}([\theta_L^{rec} - 180^\circ])$ pour les rayons $R_m = 0.1, 0.3, 0.6 \mu m$ implique un signal plus faible rétrodiffusé par le volume sur l'intervalle $[\theta_L^{rec} - 180^\circ]$ en direction du détecteur. Ce signal plus faible implique un rapport R_{SV} (signal cible sur signal rétrodiffusé par le volume) plus important observé en **Figure IV-18**.

3.3. Contraste de cible classique

3.3.1. Définition

Le contraste de cible classique C_c permet de quantifier le rapprochement entre les plans induit par la fonction de phase ou la turbidité. Ce contraste est défini par (**Eq. (IV.12)**) :

$$C_c = \frac{\mu_{i \in [17,32]}(d_i) - \mu_{i \in [1,16]}(d_i)}{d_d^{ref} - d_g^{ref}} \quad (\text{IV. 12})$$

ou $\mu_{i \in [N_{min}, N_{max}]}(d_i)$ est la moyenne des valeurs d_i pour $i \in [N_{min}, N_{max}]$. Ce contraste permet entre autre de quantifier la séparabilité entre les deux plans lorsque la turbidité s'accroît. En effet, si ce dernier devient trop faible, alors l'espace entre les deux plans peut devenir trop faible pour être séparé par l'horloge interne de la caméra.

3.3.2. Sensibilité aux paramètres optiques du milieu

La **Figure IV-20** présente l'évolution du contraste de cible classique avec le coefficient d'extinction et le rayon modal de la fonction de phase Log-Normale utilisée pour la simulation.

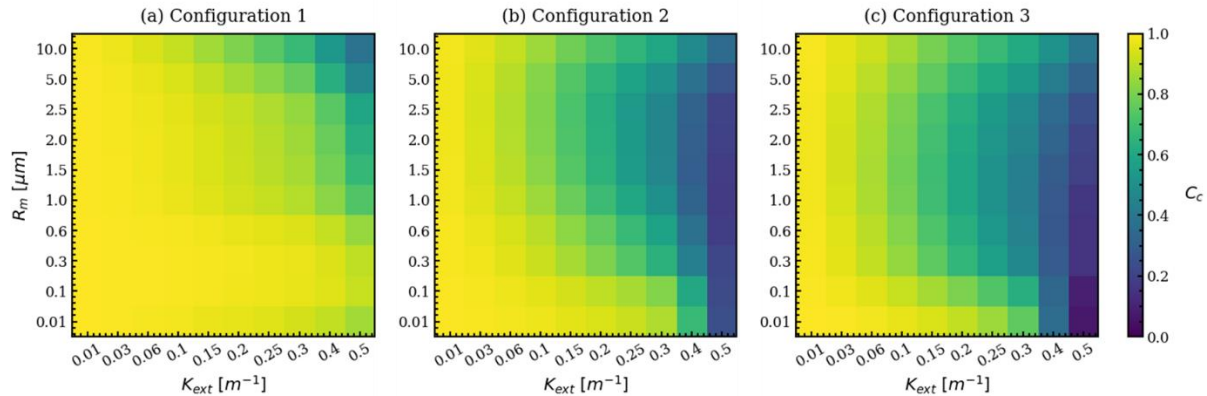


Figure IV-20 : Variation du contraste de cible classique entre les deux plans en fonction du rayon modal et du coefficient d'extinction pour les trois configurations imageur.

Pour toutes les configurations, le contraste classique diminue systématiquement avec le coefficient d'extinction. Le nombre croissant d'événements de diffusion crée nécessairement un mélange plus fort des pixels des deux plans, ce qui diminue le contraste. L'évolution du contraste n'est en revanche pas monotone avec le rayon modal R_m . Pour les configurations #2 et #3, l'augmentation de R_m contribue à augmenter la part du flux diffusé dans le champ de vue. Cela implique une perte de contraste graduelle entre $0.01 \mu m$ et $2.5 \mu m$. A partir de $R_m = 5 \mu m$, une partie significative du flux (20 % pour la configuration #2 et 40% pour la configuration #3, voir **Figure IV-13**) est diffusée dans le champ de vue. La diffusion s'effectue alors à des angles tellement faibles que le mélange intra-plan augmente mais que le mélange inter-plan diminue. Ainsi, les photons de retour des pixels du plan gauche sont diffusés sur d'autres pixels du plan gauche mais atteignent rarement le plan droit, et inversement. Cela contribue donc à accroître le contraste à partir de $5 \mu m$. Pour la configuration #1, cette remontée n'a pas lieu car le champ de vue est beaucoup plus restreint. Dans le cadre de la configuration #1, aucun rayon modal n'est suffisant pour garantir une part substantielle du flux diffusé au sein du champ de vue, ce qui limite le mélange entre les deux plans. La remontée du contraste entre $0.1 \mu m$ et $1.0 \mu m$ vient du fait que le coefficient de rétrodiffusion diminue largement dans cette zone (**Figure IV-19**) ce qui réduit la contribution du volume rétrodiffusé proche de la cible. Le rapport du niveau de cible par rapport au volume rétrodiffusé augmente donc et le calcul du retard moyen est alors moins brouillé ce qui augmente le contraste.

3.4. Contraste de pente associé aux plans de la cible

3.4.1. Définition

Le contraste de pente C_p permet de quantifier ce à quel point les distances associées aux pixels frontières ($i = 16, 17$) ont été rapprochées par rapport aux distances associées aux pixels externes ($i = 1, 32$). Ce contraste est défini par (Eq. (IV.13)) :

$$C_p = \frac{d_{17} - d_{16}}{d_{32} - d_1} \quad (\text{IV. 13})$$

Si l'image restituée par la caméra correspond à une marche d'escalier, alors $C_p = 1$. Si le saut central ($d_{16} \rightarrow d_{17}$) devient négligeable par rapport aux valeurs extrêmes, alors $C_p = 0$.

3.4.2. Sensibilité aux paramètres optiques du milieu

La **Figure IV-21** montre la variation du contraste de pente de la cible avec le coefficient d'extinction et le rayon modal de la fonction de phase Log-Normale utilisée pour la simulation.

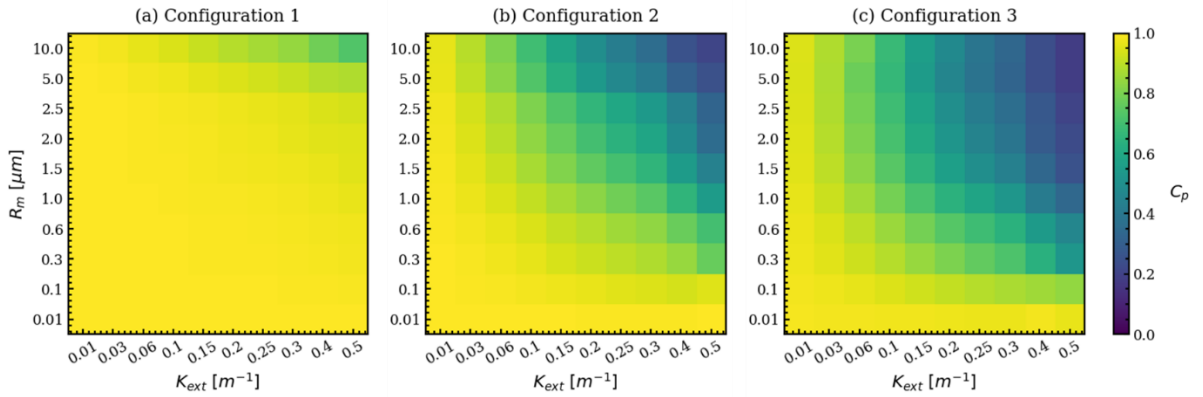


Figure IV-21 : Variation du contraste de pente de la cible en fonction du rayon modal et du coefficient d'extinction pour les trois configurations imageur.

Le constat est similaire à celui de la **Figure IV-15** pour le rapport de cible normalisé r_c . Il semble donc que la dégradation du contraste de pente découle d'un écart à l'hypothèse de la loi de Beer-Lambert. En effet, lorsque le système imageur est collimaté (a), l'ensemble des événements de diffusion sont filtrés indépendamment de la fonction de phase. Il faut que l'asymétrie vers l'avant de la fonction de phase soit assez forte pour réellement induire une pente légère sur le plan (contraste $C_p = 0.73$ pour $R_m = 10 \mu m$ et $K_{ext} = 0.5 m^{-1}$). Au contraire, lorsque le champ de vue est plus large, l'allure de la fonction de phase vers l'avant implique une diffusion préférentielle aux petits angles. Ainsi, un photon de retour d'un pixel risque de transmettre un flux préférentiellement au pixel voisin, puis aux pixels proches et enfin aux pixels lointains. Il en résulte qu'entre deux zones de fort contraste (à l'interface entre les deux plans, **Figure IV-12**), le mélange des retards des pixels est plus fort donc les valeurs des pixels à la frontière sont plus fortement modifiées que celles des pixels loin de la frontière. Ce

phénomène crée ainsi sur chaque plan une pente. Cette pente est d'autant plus marquée que le champ de vue est large. Ainsi, le contraste de pente minimal observé passe de $C_p = 0.73$ (configuration #1) à $C_p = 0.21$ (configuration #2) et $C_p = 0.18$ (configuration #3), valeurs obtenues pour $R_m = 10.0 \mu m$ et $K_{ext} = 0.5 m^{-1}$.

3.5. Synthèse sur les métriques

Cette section a été l'occasion de définir 4 métriques permettant de quantifier l'influence des propriétés optiques du milieu sur l'onde complète simulée par le modèle IL3D. Ces métriques ont l'avantage d'être complémentaires les unes par rapport aux autres car elles ne sont pas sensibles aux mêmes phénomènes physiques. Le chapitre **V** se concentre sur une campagne expérimentale réalisée dans la serre climatique du Fauga-Mauzac (centre de l'ONERA) en décembre 2023. La validation d'une telle campagne est complexe car les conditions ($K_{ext}, \tilde{\beta}$) ne sont pas toujours parfaitement maîtrisées. Une méthodologie reposant sur les métriques mises au point dans ce chapitre **IV** sera proposée pour valider le modèle IL3D pour deux types de particules diffusantes différents. L'exploitation de chacune des métriques et leur complémentarité permettront de valider la capacité du modèle IL3D à rendre compte de différents phénomènes physiques rencontrés en présence de diffusion multiple.

V. MISE EN ŒUVRE EXPÉRIMENTALE DU PROTOTYPE IMAGEUR ET COMPARAISON AVEC LE MODÈLE NUMÉRIQUE

La mise en œuvre d'un code de Monte-Carlo est complexe et difficile à valider en pratique. Le chapitre **IV** a permis de valider le code en diffusion simple sur base de l'équation LiDAR mais aussi de montrer les faiblesses de l'équation LiDAR dès lors que les fonctions de phases considérées ne sont pas isotropes et que l'hypothèse de diffusion simple n'est pas respectée. Une étude de sensibilité a été menée pour mettre en évidence les effets liés à la diffusion multiple et à l'orientation vers l'avant des fonctions de phase. Ces effets ont été quantifiés par le biais de différentes métriques. Ce chapitre vise à comparer les simulations d'IL3D avec des résultats d'une campagne expérimentale réalisée en atmosphère contrôlée (Fauga-Mauzac). Cette comparaison sera basée sur les métriques définies au chapitre **IV**.

Points clés

- Caractérisation fine des paramètres du prototype imageur (loi d'émission laser, contrôle de l'ouverture du diaphragme, contrôle du champ de vue).
- Mise en œuvre du prototype imageur en atmosphère contrôlée dans une serre climatique. Observation d'une scène 3D canonique en diffusion multiple avec deux configurations imageur différentes et deux agents turbides (propylène-glycol, brouillard d'eau) adressant deux régimes de diffusion différents.

Contributions principales

- Utilisation du modèle IL3D pour simuler l'émission réelle du laser et non une loi approchée.
- Mise en évidence de la capacité du modèle IL3D à générer des tables de corrections du coefficient d'extinction estimé à partir d'une baisse de niveau de cible afin de retrouver le coefficient d'extinction réel.
- Mise en évidence de la capacité du modèle IL3D à reproduire finement l'évolution des métriques (rapport signal volume, contraste classique et contraste de cible) en diffusion multiple.

1. Caractérisation précise du prototype imageur PAUILLAC

La comparaison des sorties du code IL3D nécessite une connaissance précise des paramètres du système imageur comme du milieu étudié. Comme précisé dans la section 2 du chapitre I, certains paramètres de PAUILLAC sont opérables à distance. Tout d’abord l’objectif de la caméra via deux paramètres *ZOOM* et *FOCUS*. Ces deux paramètres permettent d’ajuster la distance de mise au point et le champ de vue de la caméra. Ensuite, l’ouverture du diaphragme de l’objectif est contrôlée par un paramètre *IRIS*. Enfin, la divergence de la voie d’émission laser est ajustable par le paramètre *DIV*. Cette section vise à caractériser précisément la réponse des paramètres physiques de l’imageur (distance focale f' , distance de mise au point d_{obs} , diamètre du diaphragme D_{iris} , waist w_L et divergence θ_{div} du laser) à ces paramètres imageurs.

1.1. Caractérisation du champ de vue et de la distance de mise au point

L’objectif de la caméra est réglable à distance en modifiant les valeurs de deux paramètres *FOCUS* et *ZOOM*. La valeur de *ZOOM* permet de modifier la distance focale f' de la caméra alors que la valeur de *FOCUS* permet de faire la mise en point sur la distance d_{obs} en modifiant $\Delta f'$. Le lien entre f' et *ZOOM* a été déterminé expérimentalement (voir annexe C). La Figure V-1 présente la variation de la distance focale avec la valeur *ZOOM* observée.

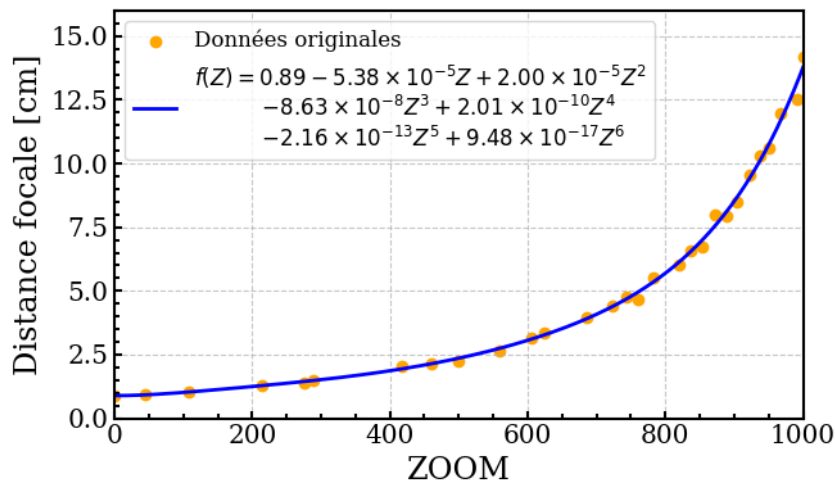


Figure V-1 : Variation de la distance focale avec la valeur de ZOOM.

Les valeurs extrêmes de f' sont à comparer avec les données de la documentation du zoom pour lesquelles $f' \in [0.8 - 14.4]$ cm. Il est possible de représenter la variation de la distance focale avec la valeur de *ZOOM* à l’aide d’un polynôme d’ordre 6 noté $f' = f(ZOOM)$ issu de la Figure V-1. Ce polynôme sera utilisé lorsque le *ZOOM* sera ajusté pour obtenir un champ de vue donné. Pour les expérimentations de la thèse, deux valeurs de *ZOOM* seront principalement utilisées :

- $ZOOM = 1000$: correspond à une distance focale $f' = 0.142$ m,

- $ZOOM = 820$: correspond à une distance focale $f' = 0.061 \text{ m}$.

La valeur de $FOCUS$ sera quant à elle adaptée manuellement en fonction de la distance observée. La finesse avec laquelle ce paramètre doit être réglé pour la mise au point dépend principalement de l'ouverture de l'iris, représentée par son diamètre D_{iris} .

1.2. Caractérisation de l'ouverture du diaphragme

L'ouverture du diaphragme est réalisée de la manière suivante : une valeur $IRIS \in [0, 2.7]$ est sélectionnée, puis le système de contrôle ferme totalement le diaphragme avant de l'ouvrir pendant une certaine durée dépendante de la valeur de $IRIS$. Cette durée d'ouverture impacte directement le diamètre D_{iris} . Afin de déterminer la relation $D_{iris} = f(IRIS)$, la caméra observe une cible située à une distance d_{obs} . Le flux intégré sur le capteur pour le retard associé à d_{obs} est mesuré pour D_{iris}^{max} , puis ce flux est mesuré pour l'ensemble des valeurs intermédiaires de $IRIS$. Le flux intégré étant proportionnel à l'aire du diaphragme, la valeur de D_{iris} est déductible des mesures réalisées. La méthodologie complète est présentée en annexe D. La **Figure V-2** représente la variation du diamètre d'ouverture de l'iris en fonction du paramètre utilisateur $IRIS$.

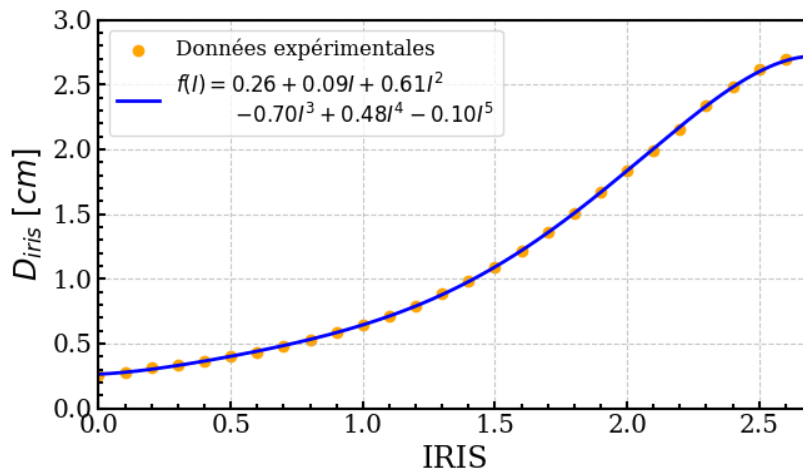


Figure V-2 : Variation du diamètre de l'iris avec la valeur de IRIS et modèle interpolé au 5^{ème} degré.

Pour des raisons pratiques, l'allure de la variation de D_{iris} a été interpolée par un polynôme d'ordre 5. Le flux peut être modulé d'un facteur 110 entre l'ouverture minimale et maximale de l'iris, ce qui permet d'adapter la caméra à plusieurs ordres de grandeurs de flux lumineux incident.

1.3. Caractérisation de la divergence de sortie de fibre

La gestion de la divergence de sortie est faite de manière à recouvrir le champ de vue de la caméra au niveau de l'objet d'intérêt. Le dispositif de divergence variable est réalisé avec une simple lentille convergente en translation placée devant la fibre optique. Les 3 configurations

utilisées sont relativement collimatées, avec une distance entre la lentille et la sortie de fibre légèrement inférieure à la distance focale. Les configurations sont donc proches de réaliser l'image du cœur de la fibre optique à la distance de travail. Ce procédé possède des similitudes avec la génération d'un profil Top-Hat, bien qu'aucun dispositif de mise en forme de faisceau n'ait été implémenté sur le prototype. Cette proximité avec un faisceau purement Top-Hat sera présentée **Figure V-4**. Pour chaque champ de vue retenu, la divergence de l'émission est finement réglée pour que le disque d'illumination déborde aux quatre coins du champ de vue pour permettre une illumination totale et homogène à la distance de travail. Une fois cet ajustement réalisé, le champ de vue est élargi afin d'observer l'intégralité de la tâche laser, tout d'abord au niveau de la distance de travail puis à plusieurs distances intermédiaires entre le prototype et la cible. La **Figure V-3** présente l'évolution du diamètre de la tâche mesurée avec la distance.

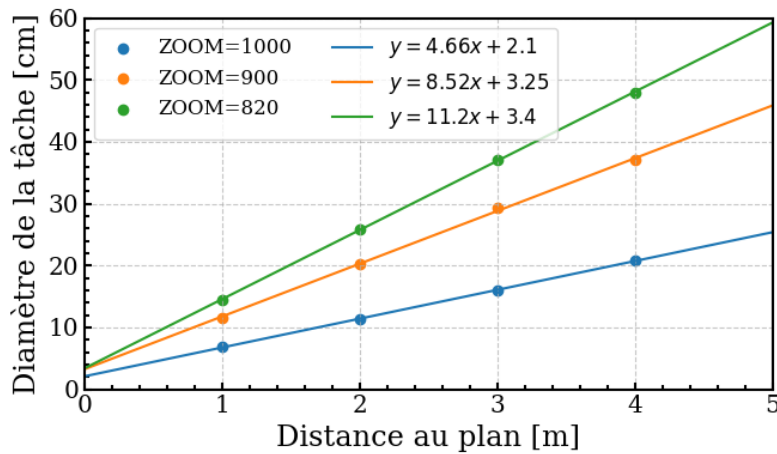


Figure V-3 : Variation du diamètre de la tâche laser en fonction de la distance entre le prototype imageur et le plan sur lequel la tâche est observée pour une divergence adaptée aux scénarios de ZOOM de la caméra.

L'évolution du diamètre évolue donc linéairement avec la distance au prototype, d'où le terme de cône d'émission laser. Il est possible d'écrire $D_{laser} = 2 \times \tan(\theta_{div}) + \omega_0$ avec D_{laser} le diamètre de la tâche. Les régressions linéaires de la **Figure V-3** permettent alors de déduire les valeurs respectives du waist à l'origine ω_0 et de la divergence θ_{div} pour chacune des configurations expérimentales (**Tableau V-1**).

Tableau V-1 : Valeurs de « waist » à l'origine et de divergence pour les trois scénarios d'imagerie retenus.

Scénario considéré	θ_{div} [°]	θ_{div} [rad]	ω_0 [cm]
Z1000	0.0233	1.33	2.10
Z820	0.0558	3.20	3.40

Un laser Top-Hat possède une forme d'éclairage telle qu'aucun flux n'est émis au-delà de la tâche observée, et donc l'éclairage interne est uniforme. En pratique, aucun laser n'est

idéal et cette loi d'émission n'est pas parfaitement uniforme. La **Figure V-4** présente des images 2D (32×32) des traces laser observées sur un plan homogène situé à $d = 5 \text{ m}$ du prototype imageur et la distribution radiale d'intensité associée à ces images. Le protocole d'observation de ces tâches est décrit en annexe **E**.

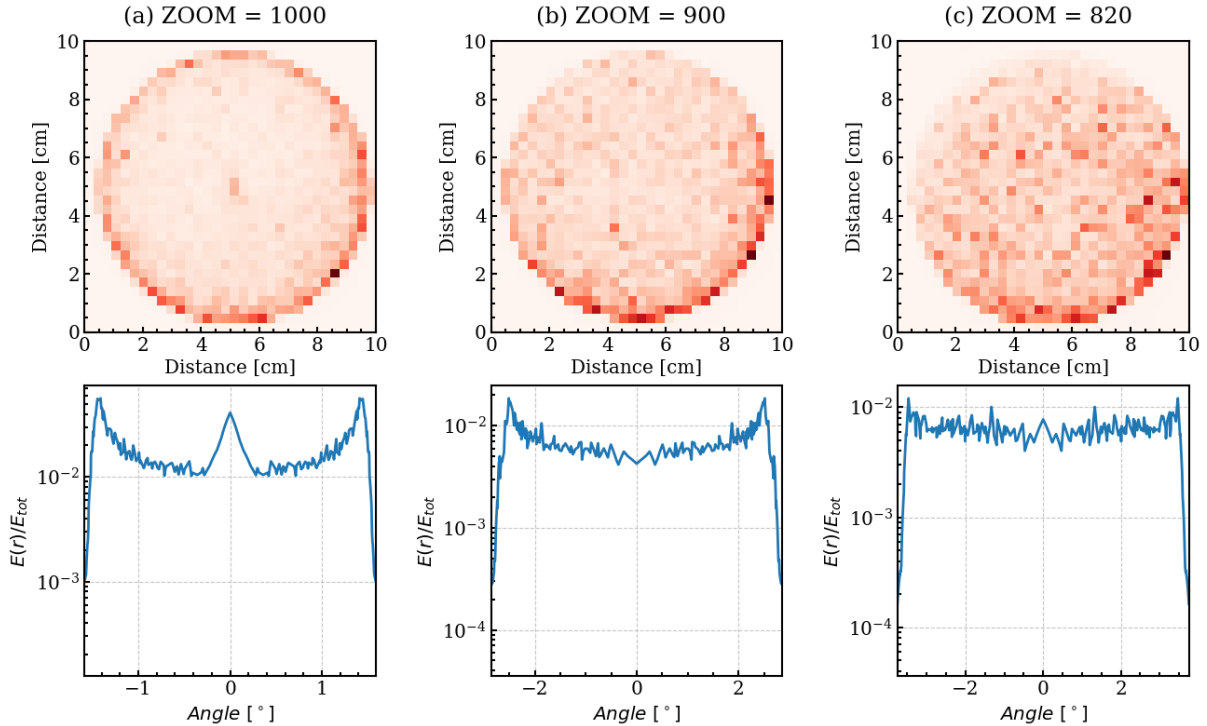


Figure V-4 : Images 2D (32×32) des traces laser observées sur un plan homogène situé à $D_{obs} = 5 \text{ m}$ du prototype imageur (ligne supérieure) et détermination de la distribution radiale associée à ces images (ou densité de probabilité $\tilde{E}(\theta)$) (ligne inférieure) pour les 3 scénarios d'illumination choisis : (a) ZOOM = 1000 ; (b) ZOOM = 900 et (c) ZOOM = 820.

La connaissance des distributions radiales d'énergie émises par le laser permettra de modéliser numériquement le laser de manière plus fine qu'avec un modèle simplifié (émission spatialement gaussienne ou Top Hat). La méthodologie de simulation de l'émission par ces distributions radiales ainsi que des exemples de tâches laser simulées sont présentés en annexe **E**.

2. Présentation de la campagne de terrain réalisée au Fauga-Mauzac

La campagne au Fauga-Mauzac est axée autour de la simplicité du protocole et la maîtrise des conditions expérimentales. En particulier, la maîtrise des paramètres physiques utilisés comme entrées du code de Monte-Carlo. La section **1** a permis de quantifier les paramètres de l'imageur. Reste maintenant à maîtriser les paramètres optiques du milieu expérimental. Ces paramètres sont l'albédo simple de diffusion (ω_0), le coefficient d'extinction (K_{ext}), la fonction de phase ($\theta \rightarrow \tilde{\beta}(\theta)$), la géométrie de la scène observée et la réflectance (R_p) des panneaux constituant la scène. Les panneaux sont supposés lambertiens.

2.1. Configuration expérimentale utilisée

La campagne a été menée au sein de la serre climatique d'un centre de l'ONERA (Faugau-Mauzac). Cette serre climatique est présentée en **Figure V-5** avec une image prise à l'appareil photo classique (gauche) et un scan 3D réalisé par un RIEGL-VZ-2000i (droite).

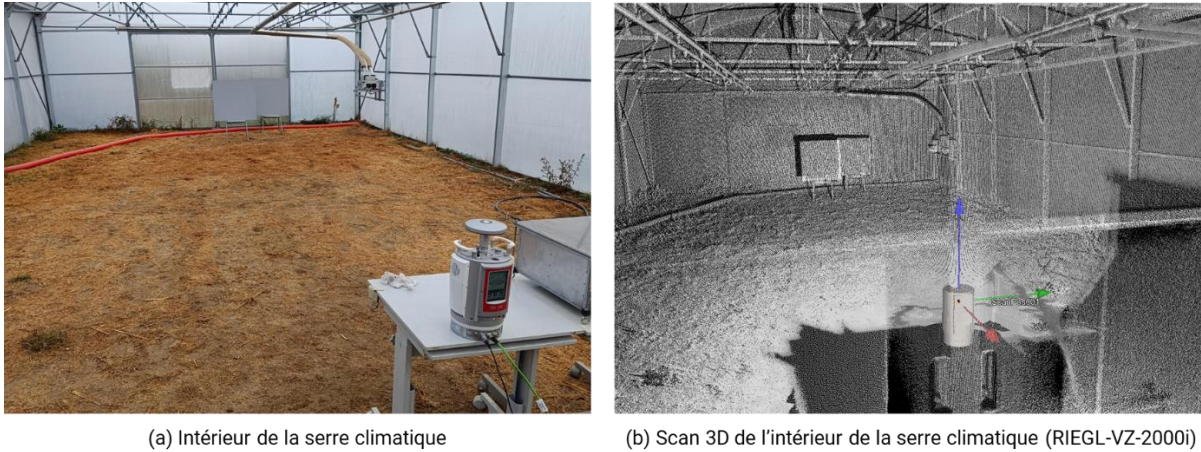


Figure V-5 : Images représentatives du prototype imageur (en bas à droite) et de la scène observée (en haut) à l'intérieur de la serre climatique, acquises par un appareil photo (gauche) et un imageur actif à balayage (droite)

Au fond de la serre, la scène 3D observée est située à une distance $d_{obs} = 10.5\text{ m}$ de l'imageur. La **Figure V-6** présente la configuration expérimentale précise à l'intérieur de la serre (vue de dessus).

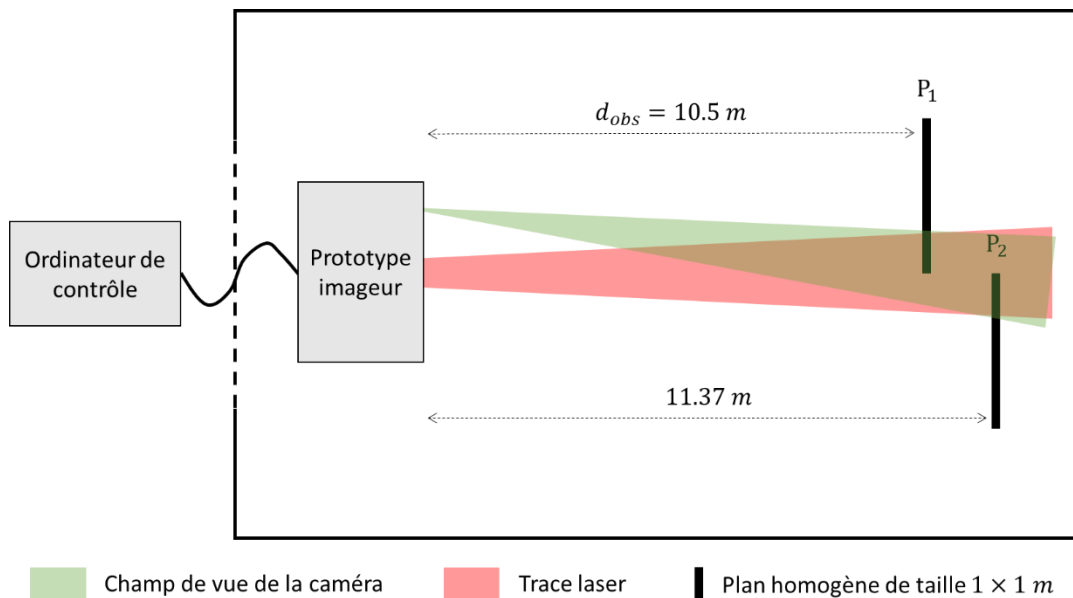


Figure V-6 : Configuration d'imagerie au sein de la serre climatique. L'ordinateur de contrôle est situé en dehors de la serre et relié au prototype imageur qui éclaire la scène située à 10.5 m .

Les panneaux métalliques peints n'étaient pas parfaitement Lambertiens, une variation de 2.4 % a été observée entre le flux retour depuis une incidence normale et une incidence à 10 %, ce qui reste raisonnable. Des mesures ont été réalisées avec et sans agent turbide pour une

incidence fixée (panneau normal à la direction d'observation), puis un spectralon blanc à 99 % a ensuite été utilisé comme référence pour déduire la réflectance des panneaux. Il en a été déduit que cette réflectance est égale à $R_p = 30 \%$.

2.2. Agents turbides utilisés

Le contrôle de la turbidité dans la serre est réalisé au moyen de deux agents turbides : (i) le propylène-glycol (*oil fog*) et (ii) un brouillard d'eau. Le propylène-glycol est injecté par le biais d'un injecteur de fumée placé à côté du prototype imageur. Il est nécessaire d'attendre quelques minutes pour garantir une homogénéisation dans la serre. Le brouillard d'eau est injecté par le biais de deux nébuliseurs conçus par la société ARECO. Chaque nébuliseur est relié à un rail situé en haut de la serre. Les deux rails couvrent toute la longueur de la scène afin de garantir une injection homogène.

(i) Le propylène glycol a été caractérisé expérimentalement et semble être composé de particules dont les rayons suivent une loi Log-Normale de rayon modal $R_m \in [0.16 - 0.18] \mu m$ et d'écart type géométrique $\sigma_m = 1.15$. Les particules ont un indice optique complexe égal à $n_{pa} = 1.508 + i10^{-5}$ [128], ce qui n'implique aucune absorption à 532 nm et donc un albédo simple de diffusion $\omega_0 = 1.0$. Les particules sont supposées sphériques donc leur fonction de phase peut être calculée avec la théorie de Mie. Cependant, il a été montré [172] que les particules peuvent s'agglomérer entre elles lorsque la densité de particules devient importante, ce qui implique une hausse de la valeur de rayon modal pour une distribution Log-Normale. Aucune caractérisation précise de l'évolution de la distribution de propylène-glycol avec la densité de particules n'a été proposée dans la littérature à notre connaissance. Pour prendre en compte l'incertitude liée à la taille du rayon modal, un ensemble de fonction de phase sont générée pour $R_m \in [0.1 - 0.8] \mu m$. Trois cas sont représentés en **Figure V-7**.

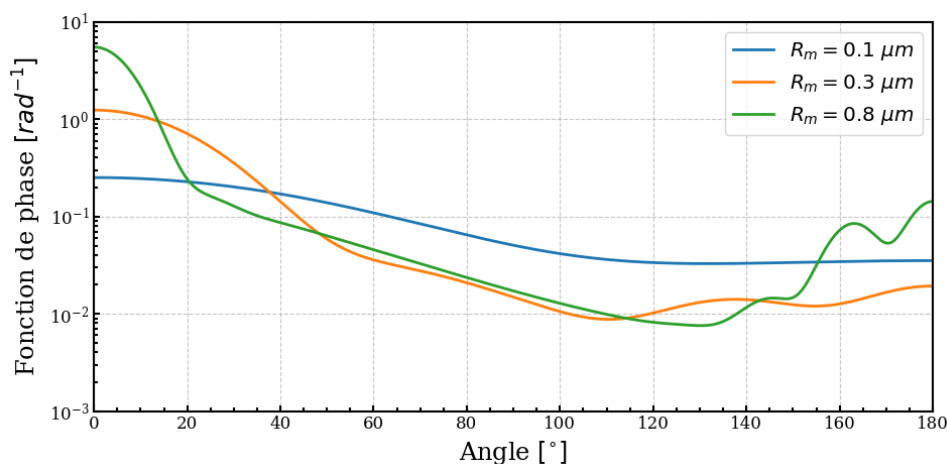


Figure V-7 : Illustration de 3 fonctions de phase utilisées pour la prise en compte de l'incertitude sur la granulométrie du propylène-glycol. La granulométrie est caractérisée par un indice de réfraction complexe $n_{pa} = 1.508 - 10^{-5} \times i$ et une loi Log-Normale d'écart type $\sigma = 1.15$ et de rayon modal variable ($0.1 \mu m$ en bleu, $0.3 \mu m$ en orange et $0.8 \mu m$ en vert).

Le pic de diffusion à $\theta \approx 0^\circ$ augmente naturellement avec le rayon modal considéré pour la granulométrie, respectivement 0.25, 1.25 et 5.47 pour $R_m = 0.1 \mu m$, $R_m = 0.3 \mu m$, et $R_m = 0.8 \mu m$. Ainsi, le phénomène de coagulation des particules en suspension risque d'entraîner une augmentation de l'assistance du flux vers l'avant en accentuant le pic de diffusion avant. Il sera nécessaire de prendre cette possibilité en compte dans la validation expérimentale d'IL3D.

(ii) Les particules constituant le brouillard d'eau suivent elles aussi une distribution Log-Normale. Le constructeur précise que le pic de la distribution est situé à un rayon de $2.5 \mu m$ et que le rayon de 95 % des particules est inférieur à $5.0 \mu m$. Cela correspond approximativement à une distribution de rayon modal $R_m = 2.9 \mu m$ et d'écart-type géométrique $\sigma_m = 1.42$. L'indice optique des particules est égal à $n_{pa} = 1.33$. Les particules sont supposées sphériques donc leur fonction de phase peut être calculée avec la théorie de Mie. Les particules sont non absorbantes et ont donc un albédo simple de diffusion $\omega_0 = 1.0$. Pour prendre en compte l'incertitude liée à la taille du rayon modal, un ensemble de fonctions de phase sont générées pour $R_m \in [1.0 - 5.0] \mu m$. Trois cas sont représentés en **Figure V-8**.

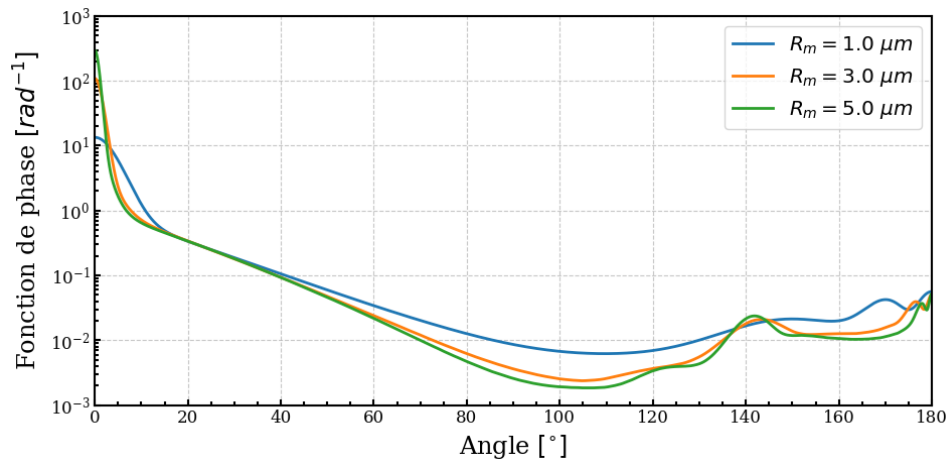


Figure V-8 : Illustration de 3 fonctions de phase utilisées pour la prise en compte de l'incertitude sur la granulométrie du brouillard d'eau. La granulométrie est caractérisée par un indice de réfraction complexe $n_{pa} = 1.33$ et une loi Log-Normale d'écartype $\sigma = 1.42$ et de rayon modal variable ($1.0 \mu m$ en bleu, $3.0 \mu m$ en orange et $5.0 \mu m$ en vert).

Le pic de diffusion augmente de même que pour la **Figure V-7** avec le rayon modal considéré pour la granulométrie, respectivement 13.4, 110 et 296 pour $R_m = 1.0 \mu m$, $R_m = 3.0 \mu m$, et $R_m = 5.0 \mu m$.

2.3. Méthode de prétraitement des données expérimentales

Les données acquises par la caméra correspondent à des ondes complètes de taille $32 \times 32 \times 1024$ avec 1024 le nombre de distances télémétrées. Ces signaux correspondent à des photo-électrons générées par la caméra $d_i \rightarrow \tilde{S}_{tot}(t_i)$ (voir équation **I.12**). Or, les données qui sont simulées par IL3D correspondent à des photons reçues par la caméra $d_i \rightarrow \tilde{E}_{tot}(d_i)$

(voir équation I.11). Afin de passer de \tilde{S}_{tot} à \tilde{E}_{tot} , il est nécessaire d'appliquer la transformation de l'équation I.13, puis de retirer la contribution du courant d'obscurité (DCR). Le terme DCR est ici un abus de langage car il contient non seulement les photons du DCR mais aussi les photons du flux lumineux ambiant intégré sur la bande de transmission du filtre interférentiel. Cela donne (Eq. (V.1)) :

$$\tilde{E}_{tot}(d_i) + DCR = \frac{\ln \left[\frac{1 - \sum_{j=1}^{i-1} \tilde{S}_{tot}(d_j)}{1 - \sum_{j=1}^N \tilde{S}_{tot}(d_j)} \right]}{PDE} \quad (V.1)$$

La première étape du prétraitement (terme de droite de l'équation V.1) consiste à prendre en compte la saturation possible des pixels de la caméra par le volume turbide. Lorsque le flux lumineux incident est trop fort, il est possible qu'un pixel se déclenche systématiquement sur les premiers mètres observés. Il peut alors exister une distance d_{pix} pour laquelle le signal $\tilde{S}_{i,j}(d > d_{pix}) = 0.0$. Auquel cas, l'inversion présentée par l'équation V.2 ne fonctionnera pas car le signal détecté au-delà de cette distance ne contient aucune information substantielle. Si le signal au-delà de cette distance est trop faible, il sera nécessaire d'intégrer sur un grand nombre d'impulsions pour diminuer le bruit de mesure qui sera naturellement amplifié par l'inversion. La Figure V-9 présente les deux signaux électroniques expérimentaux (en orange) et les deux signaux photoniques obtenus après traitement. Il s'agit dans les deux cas du signal total intégré sur le capteur pour chaque bin temporel. Chaque pixel est déclenché en moyenne saturé 99 % du temps (gauche) et 90% du temps (droite) avant la distance de la cible (retard d'indice $i = 526$). Les photons provenant de la cible peuvent donc être détectés dans moins de 1 % des cas pour la figure de gauche et 10 % des cas dans la figure de droite.

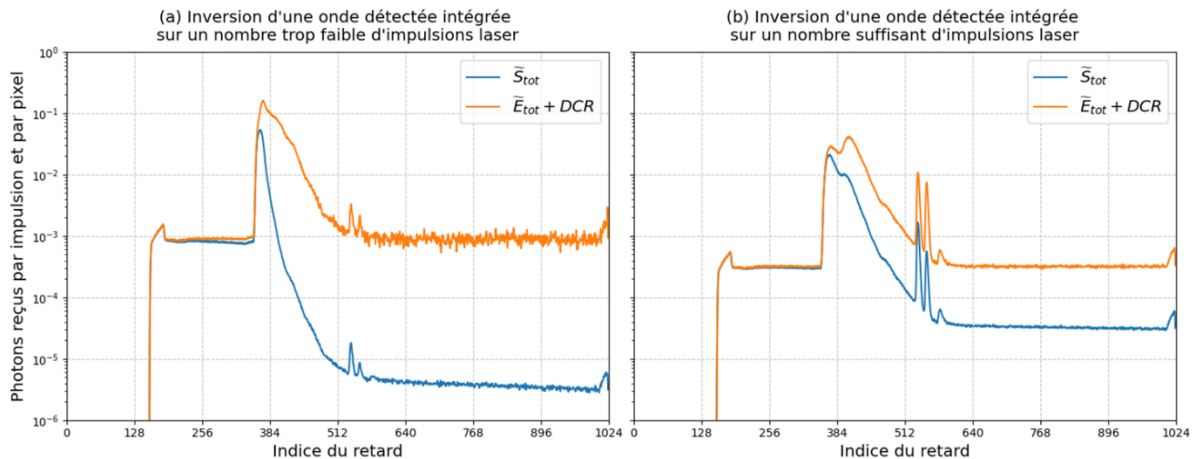


Figure V-9 : Illustration du processus d'inversion des données détectées par la caméra pour un cas fortement saturé (a, 99% de détection par pixel avant $d_{obs} = 10.5$ m) et pour un cas moins saturé (b, 90% de détection par pixel avant $d_{obs} = 10.5$ m). Le signal a été intégré sur 30000 impulsions à gauche et 27070 impulsions à droite.

Il en résulte une baisse du niveau de cible au-delà de la distance d'observation d_{obs} qui correspond au retard temporel numéro 536 (premier pic visible avec la courbe de diffusion volumique) visible notamment en observant le niveau du courant d'obscurité qui passe d'une moyenne de 0.85 à 0.003 photons par impulsion laser (facteur 283) pour la figure de gauche à une moyenne de 0.31 à 0.03 photons par impulsion laser (facteur 10) sur la figure de droite. La correction de l'équation V.2 permet de prendre en compte ces baisses. Cependant, les deux images ont été acquises avec des durées d'intégration similaires (30 000 et 27 070 impulsions laser). Cette durée d'intégration n'était pas suffisante dans le cas de la figure de gauche pour que les retards correspondant $d > d_{obs}$ aient reçus un nombre suffisant de photons afin de reconstituer une statistique claire. Il en résulte un DCR bruité (courbe orange à gauche) dont l'amplitude n'est pas négligeable par rapport à l'amplitude de la cible. Au contraire, le nombre d'impulsions laser étant suffisant pour l'observation de droite ou le DCR reste peu bruité et la cible reste donc détectable.

Le courant d'obscurité est déterminé en calculant l'image 32×32 moyenne détectée par la caméra sur les retards situés avant l'arrivée des photons du laser diffusés par la scène, ce qui correspond aux retards d'indice $i \in [200, 300]$. Si l'inversion ne s'est pas faite correctement comme présenté en **Figure V-9(a)**, cette opération n'a plus de sens car le DCR bruité au-delà de d_{obs} ne correspondra pas au DCR réel. La **Figure V-10** présente une onde complète détectée par la caméra et la zone sur laquelle est calculé le DCR en traits verticaux noirs (a) et le DCR pixel par pixel calculé (b).

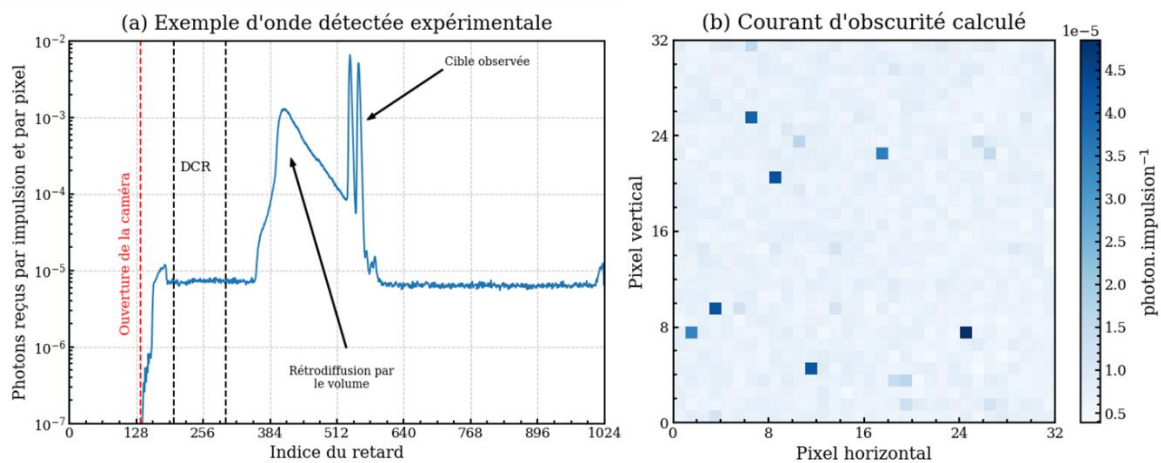
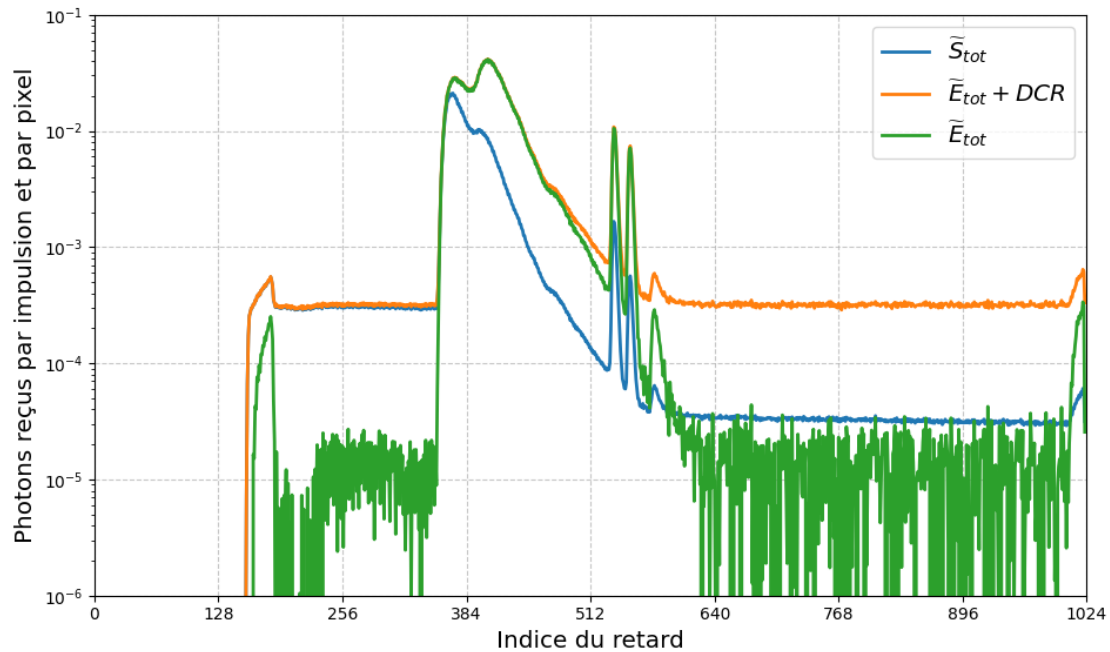


Figure V-10 : Illustration d'une onde complète acquise expérimentalement (gauche) et du courant d'obscurité de la caméra calculé sur l'intervalle d'indice 200 - 300 en pointillés noirs (droite).

Le courant d'obscurité doit nécessairement être calculé pour chaque acquisition car l'intensité du DCR dépend de la température interne de la caméra qui varie au cours du temps d'utilisation de cette dernière et du fond ambiant (variable si l'éclairage solaire varie pendant l'expérience). Pour un pixel donné, l'intensité du DCR limite le potentiel de détection. Par exemple, le pixel de coordonnées (6, 25) de la **Figure V-10(b)** est caractérisé par un DCR de 4.0×10^{-5} détection par impulsion laser. Cela signifie que le pixel va en moyenne se

déclencher de lui-même (sans détection) 4.0×10^{-5} fois par impulsion laser. Si le signal émis par la scène observée est du même ordre de grandeur ou plus faible que cette valeur, le signal détecté sera faussé voir négatif après soustraction du DCR. Il sera donc nécessaire de vérifier pour chaque signal acquis s'il est assez grand par rapport au DCR de la caméra pour être détectable. **Figure V-11** présente l'évolution du signal cible après le prétraitement complet soit l'utilisation de l'équation **V.2** puis la soustraction du DCR calculé.



*Figure V-11 : Illustration du processus d'inversion complet. L'onde complète détectée (bleue) est inversée par l'équation **V.2** ce qui permet d'obtenir l'onde reçue entachée du DCR (orange) à laquelle est ensuite soustrait le DCR calculé sur les retards 200 – 300 pour obtenir l'onde reçue par la caméra (vert).*

Le processus d'inversion complet permet ainsi de s'affranchir du courant d'obscurité lors du traitement des données. Ainsi, l'onde reçue par la caméra (vert) est directement comparable à une onde complète simulée par IL3D. Cette transformation sera donc réalisée systématiquement sur les données expérimentales utilisées par la suite.

La dernière étape avant de pouvoir comparer cette donnée à une donnée de sortie d'IL3D vise à retrouver la correspondance entre l'indice du retard temporel de la caméra et la distance effective télémétrée (en m). Cette étape a été décrite à la sous-section **2.6** du chapitre **I**. La **Figure V-12** présente les mêmes ondes complètes que la **Figure V-11** mais cette fois-ci avec l'information de distance associée. La figure est centrée sur l'intervalle de travail $[0 - 13] m$.

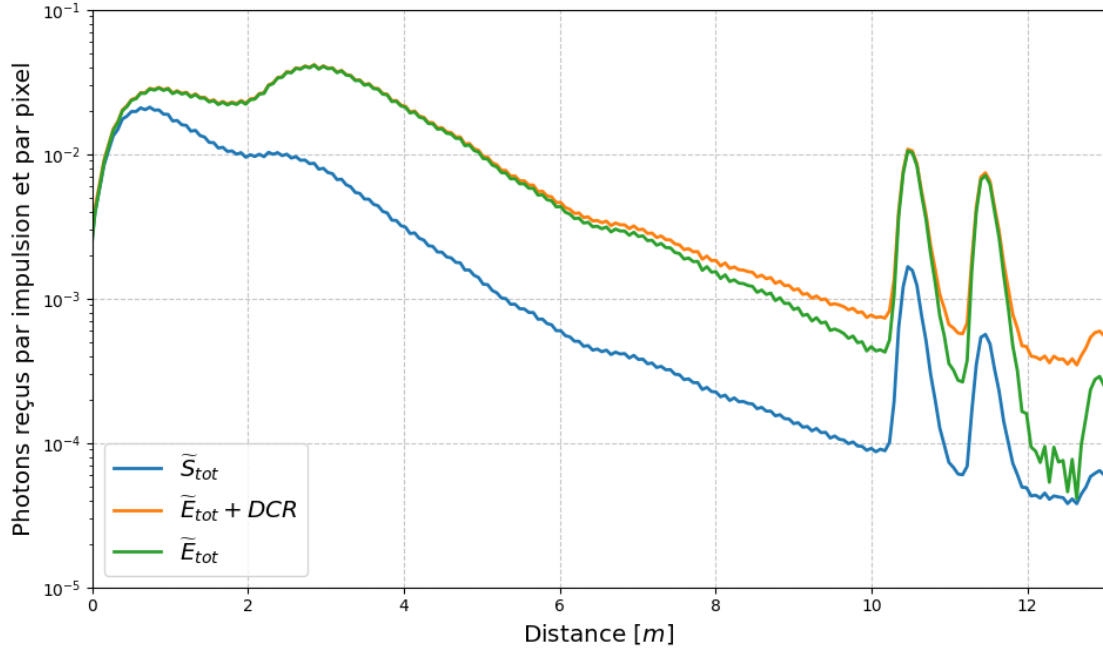


Figure V-12 : Illustration du processus d'inversion complet puis de transformation de la donnée de retard caméra en donnée de distance télémétrée. L'onde complète détectée (bleue) est inversée par l'équation V.2 ce qui permet d'obtenir l'onde reçue entachée du DCR (orange) à laquelle est ensuite soustrait le DCR calculé sur les retard 200 – 300 pour obtenir l'onde reçue par la caméra (vert).

Cette image a été acquise avec la configuration #2 d'imagerie dans des conditions de diffusion multiple. En diffusion simple, le flux en-deçà de la longueur de recouvrement instrumentale devrait être nul, mais la forte diffusion implique des retours possibles des photons pour des distances très faibles, ce qui explique la distance d'un pic de pré-recouvrement à 0.6 m.

3. Validation d'IL3D à partir des données expérimentales

Cette section se concentre sur la validation d'IL3D à partir des données acquises en atmosphère contrôlée au Fauga-Mauzac. Dans un premier temps, une méthode de validation basée sur les métriques prédéfinies au chapitre IV est explicitée. La qualité de restitution des observables expérimentaux par IL3D est ensuite discutée.

3.1. Méthodologie de validation

3.1.1. Estimation d'un coefficient d'extinction approximatif

La serre climatique n'est pas équipée d'un dispositif permettant de mesurer en direct le coefficient d'extinction au sein de la serre. Or, la comparaison entre les données de sortie d'IL3D avec les données expérimentales nécessite la connaissance du couple $(K_{ext}, \theta \rightarrow \tilde{\beta}(\theta))$. Il est donc nécessaire de mettre un point une méthode permettant d'approcher avec un maximum de précision le coefficient d'extinction dans la serre. Comme démontré en sous-section 3.1 du chapitre IV, il est possible de générer avec IL3D différents échos d'une cible

ture à distance fixe pour différentes turbidités. Cela permet ainsi de calculer un ratio de cible r_c pour chaque coefficient d'extinction à partir de l'équation IV.6 puis de calculer à partir de l'équation IV.8 le coefficient d'extinction estimé à partir d'une mesure sur cible dure (\widetilde{K}_{ext}) en fonction du coefficient d'extinction réel (K_{ext}). Il est ensuite possible de calculer le rapport de l'extinction estimée à l'extinction réelle (Eq. (V.2)) :

$$R_{ext} = \frac{\widetilde{K}_{ext}}{K_{ext}} \quad (\text{V.2})$$

Il est ainsi possible d'utiliser IL3D afin de générer les tables de dépendance de R_{ext} en fonction du coefficient d'extinction K_{ext} et du rayon modal R_m . La Figure V-13 présente l'évolution de R_{ext} simulée via IL3D pour les configurations imageur #2 et #3 dans le cadre des deux types d'agents turbides utilisés pour un K_{ext} variant de 0.01 m^{-1} à 0.5 m^{-1} .

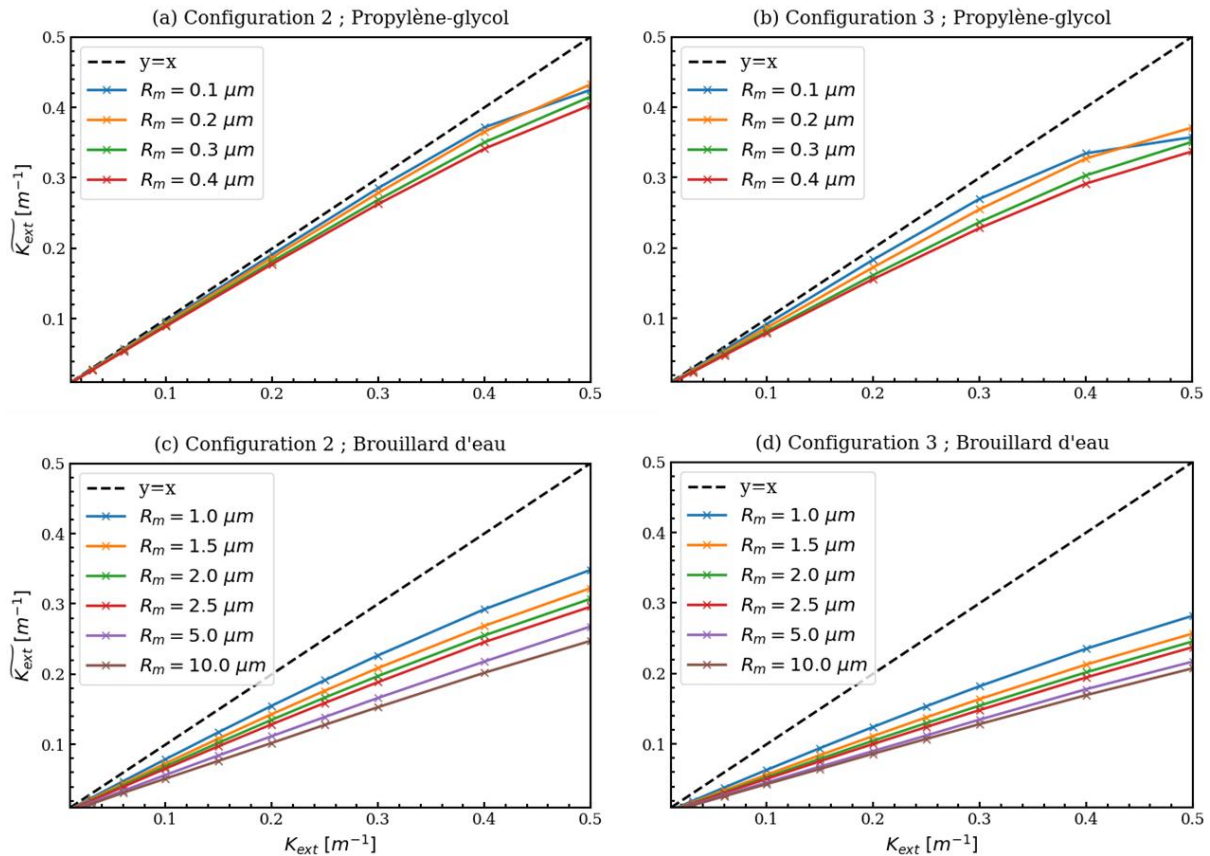


Figure V-13 : Evolution du coefficient d'extinction approximatif (\widetilde{K}_{ext}) avec le coefficient d'extinction réel (K_{ext}) pour les configurations imageur #2 (gauche) et #3 (droite) et les deux types d'agents turbides : propylène-glycol (haut) et brouillard d'eau (bas), en fonction de la gamme de rayons modal (R_m) représentative de l'agent turbide étudié.

Le rapport R_{ext} est systématiquement inférieur à 1 car l'extinction estimée à partir de la loi de Beer-Lambert suppose que tout flux diffusé ne contribue pas au signal de cible. Or, pour un coefficient d'extinction K_{ext} donné, une part du flux diffusé va tout de même contribuer au signal de cible, ce qui du point de vue du formalisme de Beer-Lambert implique de détecter

moins d'événements de diffusion (le nombre total d'événements de diffusion moins le nombre d'événements de diffusion ayant contribué au signal tout de même), donc un coefficient d'extinction apparent \widetilde{K}_{ext} plus faible. Naturellement, la configuration #2 étant associée à des champs d'illumination et de réception plus restreints, le flux diffusé est plus facilement dévié hors du champ de vue et contribue donc moins au signal. Cela implique moins d'écart à la loi de Beer-Lambert et un rapport R_{ext} plus proche de 1 que pour la configuration #3. Naturellement, R_{ext} diminue lorsque R_m augmente car l'orientation vers l'avant de la diffusion implique un meilleur guidage du flux vers la cible. Lorsque le coefficient d'extinction augmente, le rapport R_{ext} reste presque constant sauf lorsque la diffusion devient fortement multiple. En effet, le cône d'émission laser conserve sa forme initiale lorsque la turbidité reste modérée, donc le rapport d'événements de diffusion contribuant au signal sur le nombre d'événements de diffusion ne contribuant pas au signal reste constant. Lorsque la diffusion augmente, le cône laser s'étend car les photons sont successivement déviés lors de leur propagation dans le milieu. Le champ d'illumination laser est donc plus large ce qui permet moins facilement de filtrer les photons diffusés, d'où un écart plus important à la loi de Beer-Lambert.

La connaissance de R_{ext} permet ainsi de retrouver la valeur réelle de l'extinction pour chaque point de mesure expérimentale d'écho de cible via la relation $K_{ext} = \widetilde{K}_{ext}/R_{ext}$. Il faut garder à l'esprit que cette valeur est obtenue à l'aide d'IL3D. Cependant, cette valeur n'est obtenue qu'à partir d'un rapport de niveau de cible et peut donc mener à des erreurs de détermination du coefficient d'extinction. Cela justifie donc l'utilisation de métriques de validation utilisant d'autres parties de l'onde totale, par exemple le rapport entre niveau de signal et du volume R_{SV} ou encore la forme de la restitution 3D de la scène via les métriques de contraste. La **Figure V-14** présente l'évolution du coefficient d'extinction pour chaque cycle d'injection dans la serre climatique.

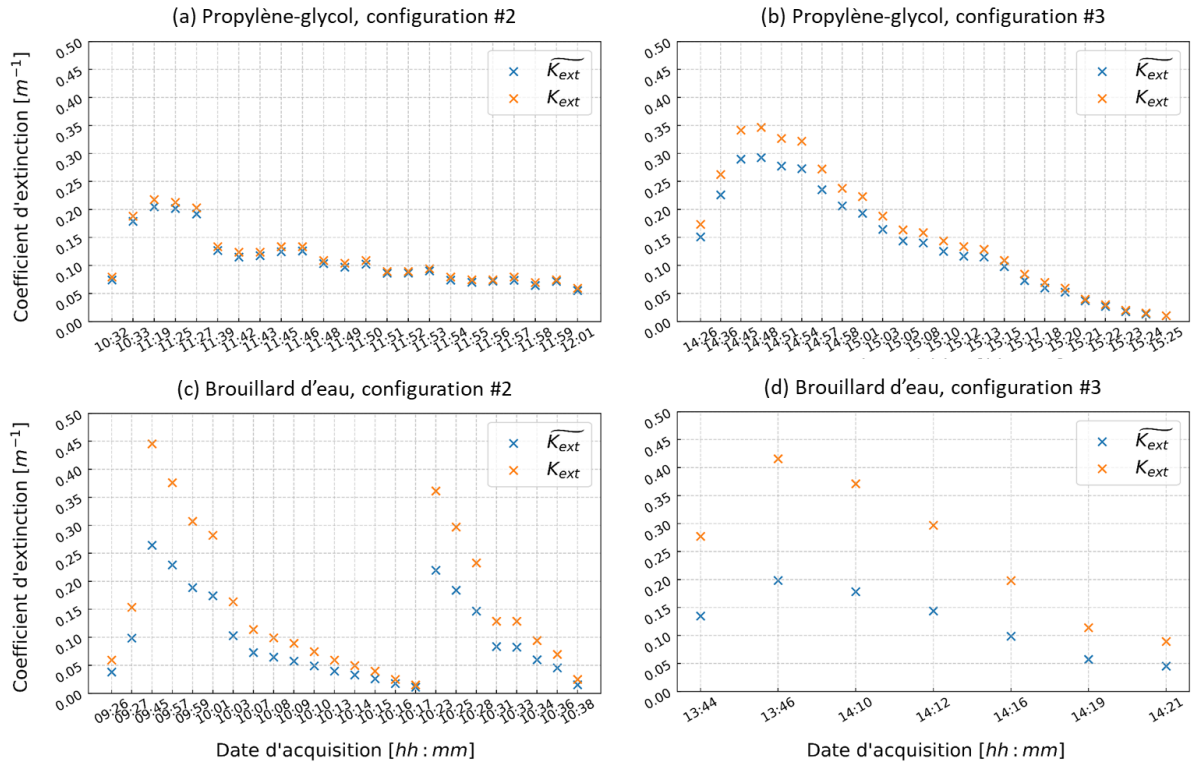


Figure V-14 : Evolution du coefficient d'extinction estimé (\widetilde{K}_{ext} en bleu) et réel (K_{ext} en orange) pour les 4 cycles d'injection réalisés au Fauga-Mauzac.

Les cycles d'injection (a-b-d) correspondent à une montée graduelle en turbidité puis une redescente. Les valeurs maximales d'extinction atteintes sont respectivement $K_{ext} = 0.24 \text{ m}^{-1}$, $K_{ext} = 0.36 \text{ m}^{-1}$ et $K_{ext} = 0.43 \text{ m}^{-1}$. Cela correspond à des épaisseurs optiques supérieures à 2.5, ce qui témoigne d'un régime de diffusion multiple. Le cycle d'injection (c) est double, du brouillard d'eau a été réinjecté à partir de 10h17. La valeur maximale d'extinction atteinte est $K_{ext} = 0.46 \text{ m}^{-1}$.

3.1.2. Boucle de validation d'IL3D pour chaque point de mesure

Pour chaque point de mesure expérimental (numéro i) d'un cycle d'injection, le coefficient d'extinction K_{ext}^i a été déterminé (Figure V-14). Comme le rayon modal de la granulométrie associée à l'agent turbide utilisé est supposé connu ($R_m = 0.18 \mu\text{m}$ pour le propylène-glycol et $R_m = 2.9 \mu\text{m}$ pour le brouillard d'eau), il est possible d'utiliser IL3D pour simuler l'onde complète associé à la configuration de l'imager (#2 ou #3) et au couple (K_{ext}^i, R_m) . Cela permet d'obtenir une onde complète pour laquelle les métriques R_{SV} , C_c et C_p sont alors calculées. Le calcul du rapport d'amplitude de la cible R_c n'est pas utilisé pour la validation. En effet, c'est justement cette métrique qui est utilisée afin de calculer R_{ext} qui permet alors de passer de \widetilde{K}_{ext} à K_{ext}^i pour chaque point de mesure. Cette métrique aura donc une erreur nulle pour chaque point de mesure.

Les valeurs des métriques de validation calculées par IL3D sont respectivement notées $R_{SV,IL3D}^i$, $C_{c,IL3D}^i$ et $C_{p,IL3D}^i$. En parallèle, les mêmes métriques sont calculées sur les ondes complètes obtenues expérimentalement. Elles sont alors notées $R_{SV,exp}^i$, $C_{c,exp}^i$ et $C_{p,exp}^i$.

Pour chaque mesure expérimentale, il est alors possible de calculer l'erreur relative absolue propre à chaque métrique. Cette erreur relative est notée $|\Delta_{err}|$ et se calcule pour une métrique M quelconque par (Eq. (V.3)) :

$$|\Delta_{err}| = \left| \frac{M_{IL3D}^i - M^{iexp}}{M_{IL3D}^i} \right| \quad (\text{V.3})$$

3.2. Comparaison d'IL3D avec les résultats expérimentaux

3.2.1. Cas du propylène-Glycol

La méthodologie de validation est appliquée au propylène-glycol pour $R_m = 0.18 \mu m$, soit la valeur de rayon moyen de sa granulométrie trouvée dans la littérature. Les **Figure V-15** et **Figure V-16** présentent la comparaison entre les métriques calculées sur les ondes complètes générées par IL3D (bleu) et les métriques calculées sur les ondes complètes expérimentales (orange), respectivement pour les configurations imageur #2 et #3.

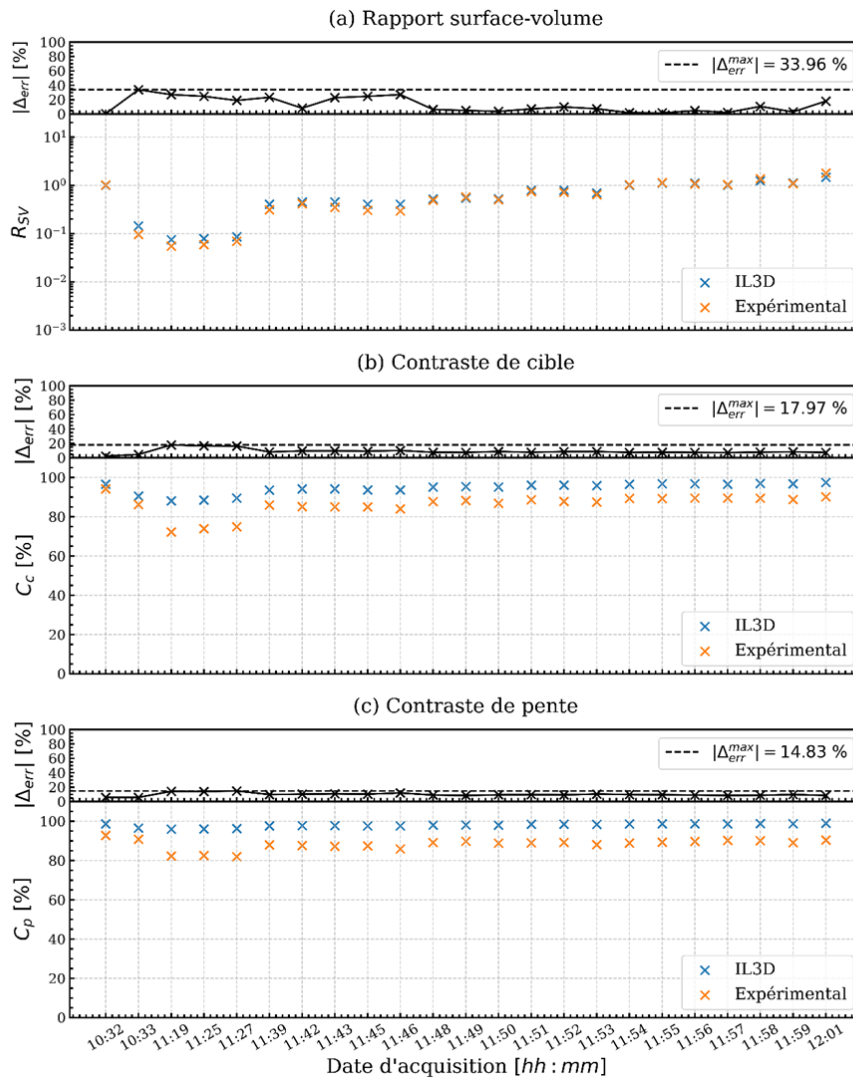


Figure V-15 : Comparaison entre les métriques R_{SV} (a), C_c (b) et C_p (c) simulées par IL3D (bleu) et observées expérimentalement (orange) pour chaque point de mesure. L'erreur relative absolue $|\Delta_{err}|$ est calculée pour chaque métrique et est représentée en noir. L'agent turbide utilisé est le propylène-glycol et l'imageur est en configuration #2.

Les résultats théoriques et expérimentaux sont très proches pour la configuration de l'imageur #2, avec un écart relatif maximal de 33.96 % observé pour R_{SV} . Cette valeur est à mettre en perspective avec le potentiel de variation de R_{SV} qui peut se faire sur plusieurs décades. L'objectif d'un code comme IL3D reste de prévoir le bon ordre de grandeur entre flux volumique et surfacique. As cette échelle, une telle erreur est largement acceptable. L'erreur ne semble pas dépendre du niveau d'extinction dans le milieu. Concernant C_c et C_p , IL3D reste proche des observations (< 20 % d'erreur relative) mais surestime systématiquement les contrastes. Cet écart semble augmenter avec le coefficient d'extinction du milieu.

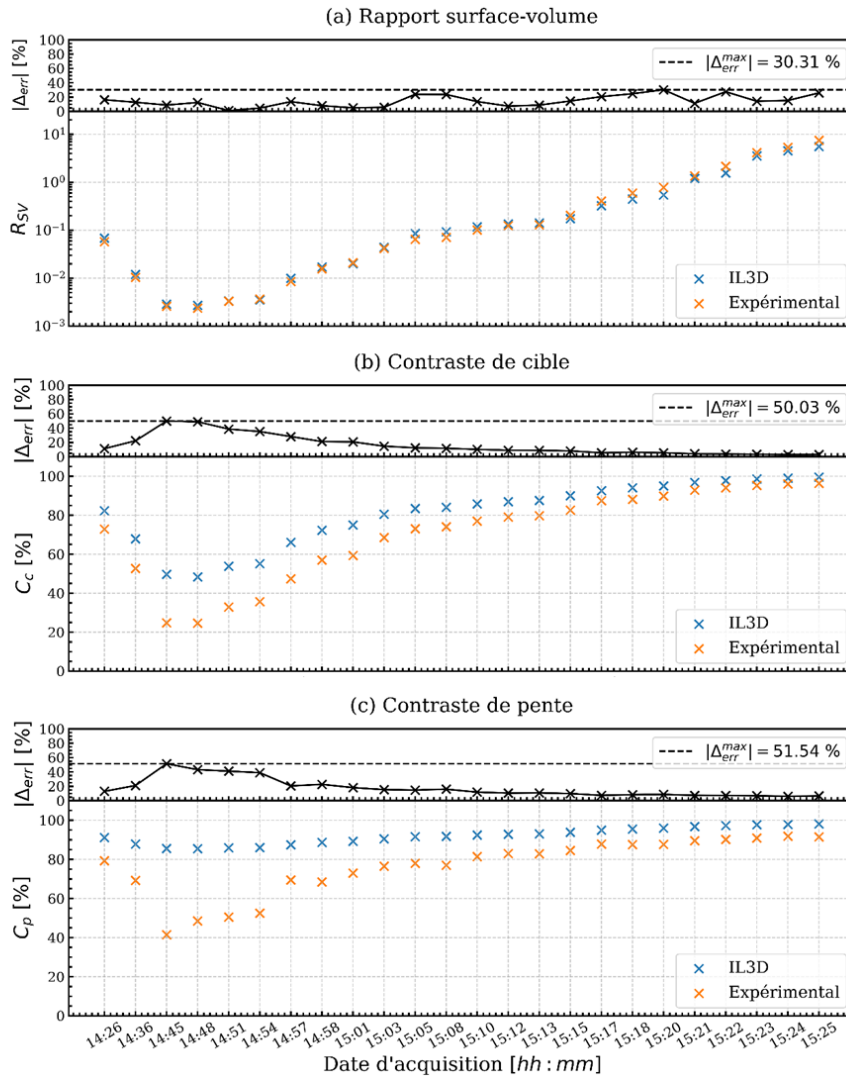


Figure V-16 : Comparaison entre les métriques R_{SV} (a), C_c (b) et C_p (c) simulées par IL3D (bleu) et observées expérimentalement (orange) pour chaque point de mesure. L'erreur relative absolue $|\Delta_{err}|$ est calculée pour chaque métrique et est représentée en noir. L'agent turbide utilisé est le propylène-glycol et l'imageur est en configuration #3.

L'estimation de R_{SV} par IL3D pour la configuration #3 reste tout aussi bonne que pour la configuration #2 ($|\Delta_{err}| < 30\%$) et toujours sans dépendance au coefficient d'extinction. Le cycle d'injection de cette configuration balaye des valeurs de R_{SV} allant de 10^{-3} à 10^1 , ce qui représente 4 décades. En comparaison de cet ordre de grandeur, une erreur d'estimation de 30 % est totalement acceptable et qualitative.

Les erreurs maximales d'estimation sur les contrastes C_c et C_p (respectivement de 50 % et 51.5 %) sont cette fois-ci plus importantes que pour la configuration #2. Cela semble être lié au fait que les valeurs d'extinction atteintes dans la serre étaient plus importantes pour la configuration #3 que la configuration #2. Afin de vérifier cette hypothèse, la Figure V-17 représente l'évolution de $|\Delta_{err}|$ avec K_{ext} pour les 3 métriques (R_{SV} , C_c et C_p) et les deux configurations #2 et #3.

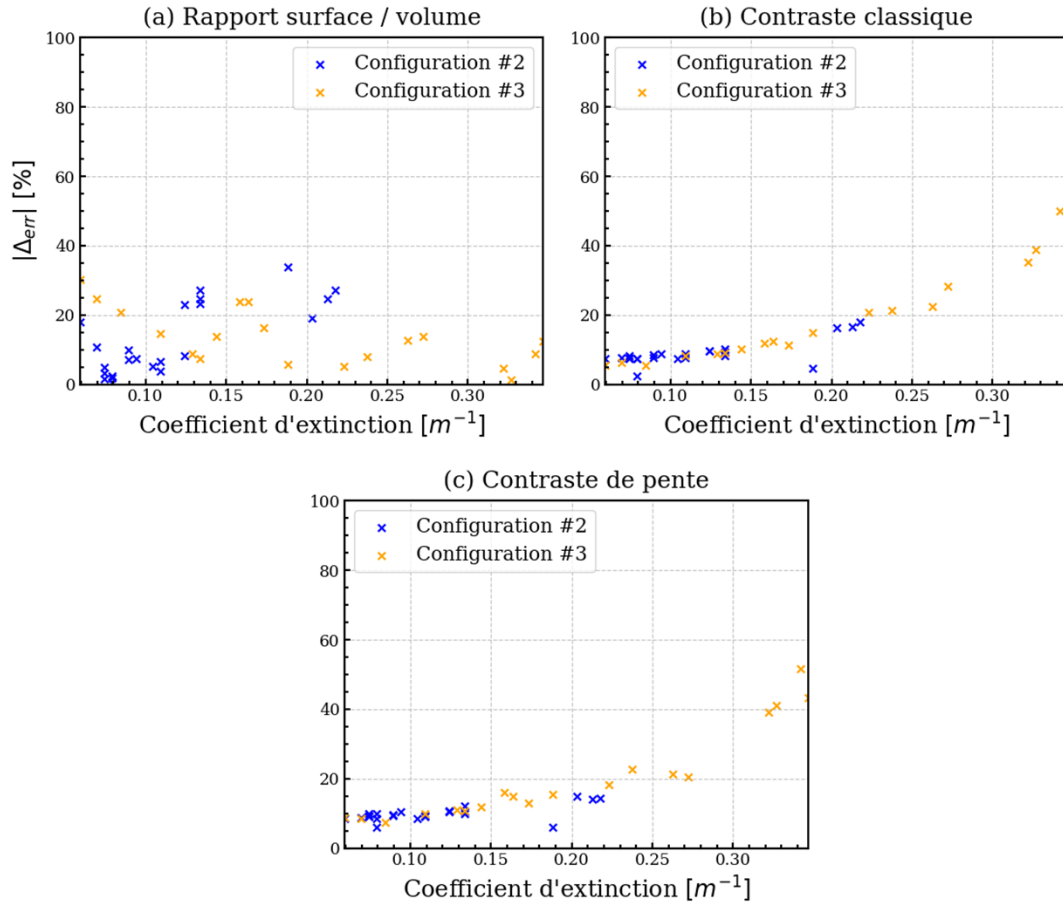


Figure V-17 : Evolution de la RRMSE ($|\Delta_{err}|$) des métriques R_{SV} (a), C_c (b) et C_p (c) avec le coefficient d'extinction réel (K_{ext}), pour les configurations imageurs #2 (bleu) et #3 (orange).

Comme observé précédemment, l'erreur relative commise sur l'estimation de R_{SV} par IL3D est indépendante du coefficient d'extinction, quelle que soit la configuration de l'imageur utilisée. L'erreur commise sur l'estimation des contrastes C_c et C_p augmente quant à elle avec le coefficient d'extinction, mais évolue de manière similaire pour les deux configurations imageur. Il apparaît donc que le modèle se dégrade lorsque la turbidité augmente trop. Cette dégradation de la turbidité doit provenir de la différence entre le modèle utilisé pour la fonction de phase du proylène-glycol (théorie de Mie, loi Log-Normale de rayon modal $R_m = 0.18 \mu m$) et la fonction de phase réelle. Comme expliqué précédemment, le propylène-glycol présente la caractéristique de s'agréger lorsque la concentration en particules devient forte. Ainsi, plus la turbidité augmente, plus l'écart entre le modèle utilisé et la réalité s'accroît. D'après l'étude de sensibilité du chapitre IV, les contrastes C_c et C_p diminuent lorsque le rayon modal augmente. Or, l'agrégation de particules entre elles tend à augmenter la taille des particules du milieu, ce qui pourrait expliquer la sous-estimation de la perte de contraste par IL3D avec un modèle basé sur un rayon modal à $0.18 \mu m$.

3.2.2. Cas du brouillard d'eau

La méthodologie de validation est appliquée au brouillard d'eau pour $R_m = 2.9 \mu m$, soit la valeur de rayon modal respectant les spécifications du constructeur. Les **Figure V-18** et **Figure V-19** présentent la comparaison entre les métriques calculées sur les ondes complètes générées par IL3D (bleu) et les métriques calculées sur les ondes complètes expérimentales (orange), respectivement pour les configurations de l'imageur #2 et #3.

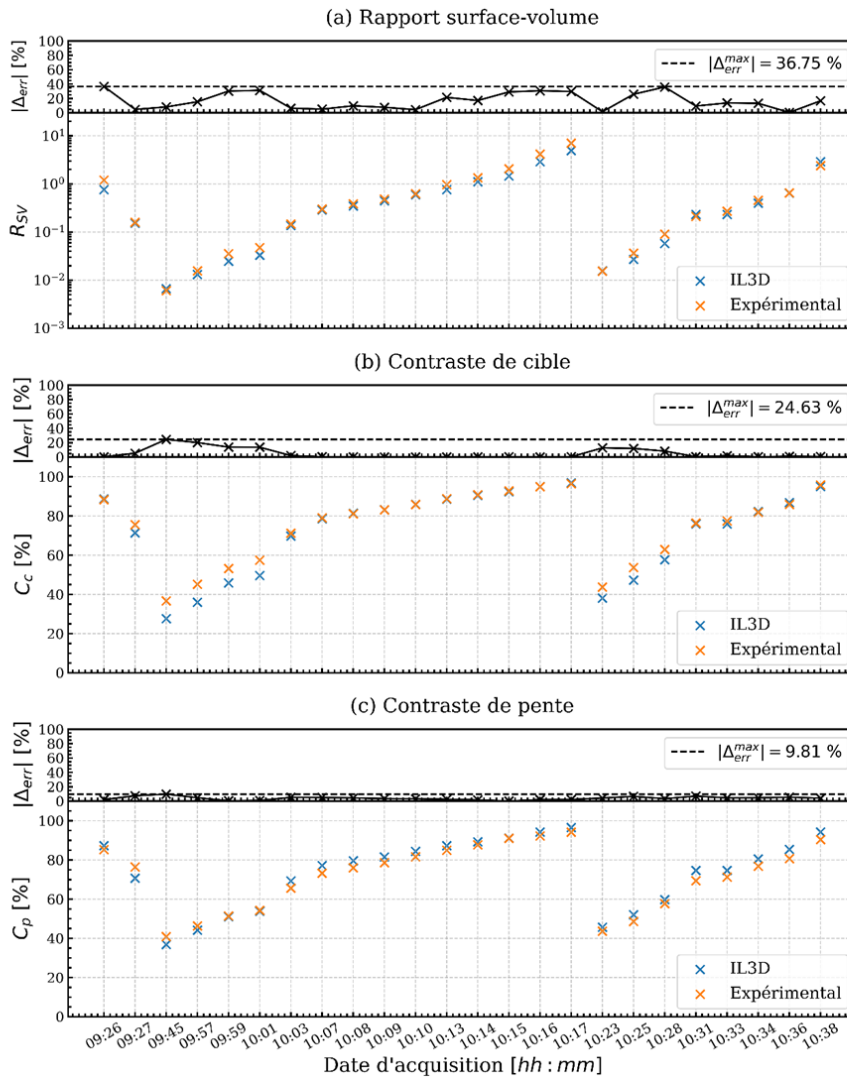


Figure V-18 : Comparaison entre les métriques R_{SV} (a), C_c (b) et C_p (c) simulées par IL3D (bleu) et observées expérimentalement (orange) pour chaque point de mesure. L'erreur relative absolue $|\Delta_{err}|$ est calculée pour chaque métrique et est représentée en noir. L'agent turbide utilisé est le brouillard d'eau et l'imageur est en configuration #2.

La correspondance entre IL3D et les observations expérimentales dans le cadre de la configuration de l'imageur #2 est excellente. Le rapport surface volume R_{SV} varie sur plus de 3 décades mais IL3D conserve malgré tout une erreur relative inférieure à 37 % sur l'ensemble du cycle observé. Les contrastes sont très bons, affichant respectivement une erreur inférieure à 25 % pour C_c et 10 % pour C_p , tout en conservant la même tendance à surestimer leurs valeurs que dans le cas du propylène-glycol.

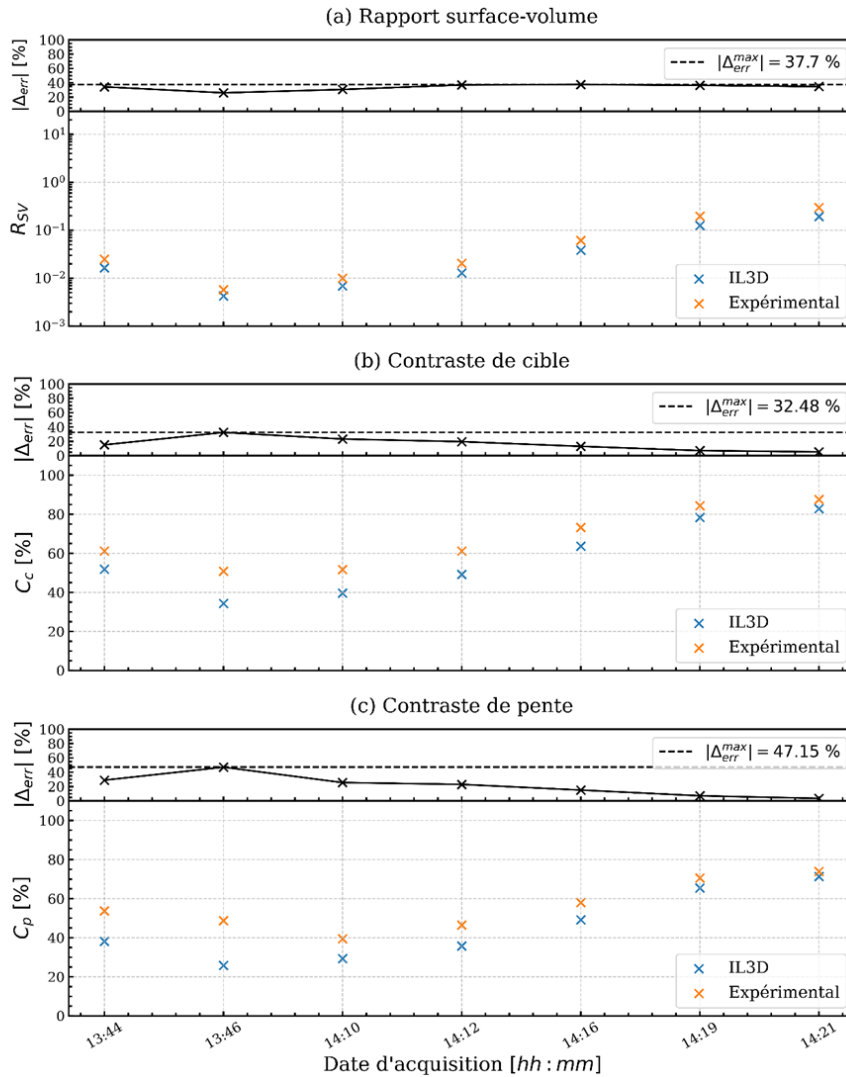


Figure V-19 : Comparaison entre les métriques R_{SV} (a), C_c (b) et C_p (c) simulées par IL3D (bleu) et observées expérimentalement (orange) pour chaque point de mesure. L'erreur relative absolue $|\Delta_{err}|$ est calculée pour chaque métrique et est représentée en noir. L'agent turbide utilisé est le brouillard d'eau et l'imageur est en configuration #3.

Les résultats restent positifs pour la configuration de l'imageur #3. L'estimation de R_{SV} est équivalente à la configuration #2 avec une erreur relative maximale d'IL3D de 38 %. Par contre, l'estimation des contrastes de cible et de pente par IL3D se voit dégradée, passant respectivement à 32 % pour C_c et 47 % pour C_p . Cependant, il est intéressant de noter qu'IL3D sous-estime à la fois C_c et C_p pour cette configuration, ce qui n'était jamais le cas pour les autres expérimentations.

3.3. Conclusion

Cette section a permis d'utiliser les résultats d'une campagne expérimentale en atmosphère afin de valider le code IL3D dans une configuration de forte turbidité avec des fonctions de phase fortement orientées vers l'avant. Cette campagne expérimentale a ainsi permis de prouver la capacité d'IL3D à (i) calculer efficacement le rapport entre extinction estimée sur cible dure

et extinction réelle (R_{ext}) afin de corriger des données d'extinction approximatives ; (ii) de calculer avec une grande précision le rapport entre l'intensité de retour de la cible et l'intensité de retour de la colonne d'air située entre le prototype et la scène observée et (iii) de proposer une estimation correcte de la perte de contraste (classique et de pente) observée avec l'augmentation de la turbidité. IL3D est capable de simuler efficacement la perte de contraste (C_c comme C_p), comme en témoignent les sens de variations (équivalents pour l'ensemble des **Figure V-15**, **Figure V-16**, **Figure V-18** et **Figure V-19**) entre IL3D et observations. Cependant, IL3D commet une erreur de surestimation de ces deux métriques de manière systématique. La valeur de cette erreur augmente systématiquement avec le coefficient d'extinction, ce qui peut être attribué à un mauvais modèle de fonction de phase pour l'espèce représentée. Il serait intéressant de réaliser à nouveau cette comparaison avec un autre modèle de granulométrie, par exemple une distribution bimodale pour le propylène-glycol afin de prendre en compte le mode d'agrégation des particules.

Ces résultats permettent ainsi d'entrevoir l'utilisation d'IL3D afin de mieux dimensionner un système imageur 3D actif. Dans le cadre du prototype imageur PAUILLAC, il est maintenant possible d'utiliser IL3D afin de prévoir le rapport R_{SV} qui joue beaucoup sur le temps d'intégration nécessaire à l'obtention d'une image. En effet, il a été précisé précédemment qu'il était possible d'adapter la porte d'ouverture de la caméra afin de ne capter que le flux de la cible. En pratique, la position de la cible n'est pas parfaitement connue, il est donc nécessaire d'ouvrir la caméra avant la scène avec une certaine marge. Plus cette marge est importante, plus l'intensité de retour du volume sur la caméra sera importante et plus les pixels auront de chance d'être désactivés pour des retards associés à la scène observée. Cela implique naturellement un temps d'intégration plus long pour réaliser une image correcte. Ainsi, la capacité d'IL3D à simuler des ondes complètes dont le rapport surface sur volume est correct permettra de prévoir les temps d'intégration nécessaires pour une large gamme de conditions expérimentales. Concernant la perte de contraste (de cible et de pente), IL3D conserve une erreur raisonnable dans les configurations observées.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce travail de thèse avait pour objectif d'évaluer la capacité d'un prototype imageur laser 3D à retranscrire une scène 3D dans des conditions de forte turbidité, ainsi que de comprendre l'impact de la diffusion par les particules du milieu sur le signal détecté par la caméra. La méthodologie utilisée a été basée sur une approche théorique (modélisation) et expérimentale. L'approche théorique a consisté à développer un modèle de transfert radiatif basé sur la méthode de Monte-Carlo capable de simuler les interactions entre le rayonnement émis par une source laser, les matières présentes dans le milieu aquatique traversé et la cible observée. Une caractérisation précise des paramètres liés au prototype imageur de l'ONERA et au milieu turbide (extinction, fonction de phase des hydrosols) a été réalisée notamment à travers des études de sensibilité. L'approche expérimentale a consisté à déployer le prototype dans une chambre climatique (*i.e.*, conditions optiques maîtrisées) pour valider le modèle de Monte-Carlo mis au point.

Dans un premier temps, un état de l'art des technologies d'imagerie 3D dans les milieux aquatiques a été mené au chapitre I. Les méthodes acoustiques ont été comparées aux méthodes optiques. L'ensemble des techniques optiques ont été succinctement décrites, avant de définir plus précisément la méthode d'imagerie laser 3D par temps de vol. Deux technologies sont communément utilisées : les imageurs à balayage et les imageurs matriciels. L'état de l'art a indiqué que les imageurs à balayage sont plus coûteux en temps en raison de la nécessité de balayer la scène selon la résolution souhaitée. Cependant, ils permettent de garantir un meilleur contraste de la scène 3D restituée. Dans un second temps, le prototype imageur développé à l'ONERA a été présenté et ses paramètres optiques essentiels ont été explicités (divergence, champ de vue, ouverture numérique, comptage de photons). L'utilisation d'un capteur à comptage de photons dans un cadre de forte turbidité nécessite de filtrer temporellement le signal rétrodiffusé par le milieu pour permettre une détection de la cible. Dans l'optique de caractériser le prototype imageur à l'aide d'un modèle numérique, il est nécessaire de bien modéliser les flux rétrodiffusés par la colonne d'eau turbide et par la scène 3D. Un modèle simplifié de l'interaction du prototype avec un milieu faiblement turbide a été introduit par le biais de l'équation LiDAR. Dans le cadre de la thèse, l'équation LiDAR classique (rétrodiffusion par le volume pour un imageur mono-statique) a été adaptée (i) à l'observation d'une cible dure, (ii) à l'utilisation d'un imageur bi-statique (source et réception non co-localisées) pour lequel le flux rétrodiffusé sur le récepteur n'est pas rétrodiffusé à 180° , (iii) ainsi qu'à l'utilisation d'un imageur à comptage de photons.

Le chapitre II s'est concentré sur un état de l'art des propriétés optiques des milieux aquatiques. Ces propriétés correspondent aux coefficients d'absorption, de diffusion et

d'extinction des hydrosols et aux granulométries et fonctions de phase des particules rencontrées dans le milieu. La théorie du transfert radiatif permet de relier ces propriétés aux grandeurs radiométriques (*e.g.*, luminance). Différentes méthodes de détermination des propriétés optiques ont ensuite été décrites, en commençant par les méthodes in-situ basées sur l'utilisation d'instruments de mesure directement sur le terrain, et en poursuivant par les méthodes numériques basées sur la résolution des équations de Maxwell macroscopiques à l'interface d'une particule immergée. En particulier, le formalisme de Mie a été introduit et adapté à une distribution de taille de particules. Les propriétés microphysiques des différents milieux aquatiques ont été présentées, puis reliées aux propriétés optiques de ces milieux par le biais de modèles bio-optiques. Un modèle de Mie couplé à des modèles bio-optiques (IL3DMIE) a été introduit afin de générer les paramètres optiques d'entrée sur du code de résolution de l'équation de transfert radiatif. Dans le cadre des milieux aquatiques, la spécificité principale des hydrosols correspond à l'orientation prononcée de leur fonction de phase vers les faibles angles de diffusion en raison de la présence de particules de grandes tailles. Ces paramètres radiatifs correspondent à des entrées du code de Monte-Carlo développé et introduit au chapitre III.

Le chapitre III a permis de montrer que l'approche statistique de Monte-Carlo est la plus pertinente pour résoudre l'équation de transfert radiatif pour une géométrie complexe. Le formalisme de cette méthode a été explicité dans une version dite semi-analytique, permettant d'accélérer la convergence du code par transmission systématique d'une part du flux diffusé vers le capteur par une formulation analytique. Ensuite, le code a été adapté à la prise en compte du phénomène de « flou » optique hors de la profondeur de champ. Cette adaptation était importante car les imageurs 3D sous-marins optiques fonctionnent à courte portée ($< 20\text{ m}$) où une partie significative de la colonne d'eau entre le capteur et la scène 3D est située hors de la profondeur de champ. Ce modèle impacte significativement l'onde complète simulée à courte portée pour un imageur mono-statique mais il n'a en pratique que peu d'impact sur l'onde complète d'un imageur bi-statique. Cependant, ce modèle permet d'accélérer significativement la convergence du code en réalisant une convolution naturelle de certains événements statistiquement rares et en agrégeant le flux destiné à un pixel caméra sur plusieurs d'entre eux. Selon les épaisseurs optiques considérées, l'accroissement de la vitesse de convergence peut aisément dépasser un facteur 1000. Par exemple, pour une scène 3D située à 5 m du prototype imageur, avec une fonction de phase représentative d'une granulométrie des hydrosols de type loi de puissance de Junge ($s = -4.0$) et de rapport d'indice avec l'eau $n_p = 1.05$, un coefficient d'extinction $K_{ext} = 0.82\text{ m}^{-1}$ et une précision visée de 0.1% (RRMSE entre l'image obtenue et l'image convergée), la vitesse de convergence est accélérée d'un facteur 6400. Considérant que les temps de calcul d'une scène convergée avec le modèle de flou peuvent facilement dépasser une journée, la convergence sans modèle de flou serait irréalisable dans un temps réaliste. Ainsi, le modèle de prise en compte du phénomène de flou mis au point dans cette

thèse permet d'ouvrir la porte à l'étude de l'impact de la diffusion multiple et de la diffusion prononcée vers les faibles angles de diffusion (appelée « diffusion avant ») sur des scènes 3D à courte portée, ce qui n'avait pas été réalisé auparavant dans la littérature à notre connaissance. Ce modèle a fait l'objet d'un article paru dans une revue internationale majeure [174].

Le modèle numérique IL3D permet ainsi de générer des ondes complètes 3D et convergées pour une large gamme de conditions d'imagerie à courte portée. Ces conditions d'imagerie peuvent largement varier selon les cas étudiés et il a été nécessaire de valider la capacité du modèle numérique à simuler des ondes complètes fidèles à la réalité physique, ce qui a été réalisé dans le chapitre **IV**. Dans un premier temps, l'équation LiDAR généralisée à l'observation d'un cible dure immergée introduite au chapitre **I** a été utilisée pour valider le code de Monte-Carlo en diffusion simple pour le prototype imageur. Cette comparaison a permis d'identifier l'écart aux hypothèses de Beer-Lambert et de l'équation LiDAR induit par « la diffusion avant » des particules. Afin de faciliter la validation en diffusion multiple, des métriques représentatives de l'onde complète ont été introduites. Ces métriques sont à la fois représentatives de l'onde intégrée sur l'ensemble du capteur sans notion d'imagerie (diminution du niveau de la cible observée, rapport entre énergie de retour du volume turbide et énergie de retour de la cible) et de l'onde 3D au niveau de la scène observée (contrastes « classique » et de « pente »). Une étude de sensibilité de ces métriques aux paramètres du milieu (coefficient d'extinction, fonction de phase) et aux paramètres imageur (divergence, champ de vue) a été réalisée. Cette étude a montré que les métriques varient de manières différentes selon les paramètres. Les métriques sont sensibles à différents phénomènes (rétrodiffusion par le volume, diffusion vers l'avant, diffusion multiple). En particulier, la diffusion avant induit une perte de contraste graduelle au niveau de la scène 3D. Dans ce cas de figure, un pixel de la caméra risque de diluer son information de distance à ses pixels voisins, à l'origine d'un contraste dit « de pente ». Cette perte de contraste n'est pas observée lorsque la diffusion est isotrope ou faiblement orientée vers l'avant, car le mélange d'information entre les pixels de la caméra est alors homogène sur l'ensemble du capteur. En outre, l'orientation de la diffusion vers l'avant conduit à un « guidage » du flux laser émis sur l'aller-retour à la scène 3D, ce qui contribue à augmenter le signal utile reçu de la cible.

Le chapitre **V** s'est enfin concentré sur la comparaison du modèle numérique de Monte-Carlo avec des données expérimentales obtenues en atmosphère contrôlée. L'objectif principal était de confirmer que le modèle simule correctement l'impact de la diffusion multiple orientée vers les faibles angles de diffusion. Pour cela, le prototype imageur a été finement caractérisé afin d'être modélisable dans le cadre du modèle numérique. Les paramètres réglables à distance depuis l'ordinateur de contrôle (loi d'ouverture de l'iris, champ d'émission laser et champ de vue) ont été déterminés pour les scénarios d'imagerie utilisés. L'atmosphère contrôlée correspond à une serre dans laquelle deux agents turbides ont été introduits à tour de rôle, chacun ayant une granulométrie de type Log-Normale. Le premier est un brouillard d'huile

(propylène-glycol) de rayon modal proche de $0.18 \mu m$ permettant d'adresser une diffusion faiblement orientée vers les faibles angles de diffusion. Le second est un brouillard d'eau de rayon modal proche de $2.9 \mu m$ qui permet d'adresser une diffusion plus fortement prononcée aux faibles angles de diffusion. L'utilisation d'agents turbides maîtrisés a permis d'avoir un a priori sur le rayon modal. L'étude de sensibilité à la configuration d'imagerie, au coefficient d'extinction et à l'orientation de la diffusion vers l'avant (ici résumée par le rayon modal R_m) a permis de mieux comprendre la variation des métriques représentatives de l'onde complète dans les configurations expérimentales réalisées. En particulier, des tables de correction du coefficient d'extinction (*i.e.*, coefficient d'extinction estimé à partir du niveau de cible divisé par le coefficient d'extinction réel) ont été générées et utilisées pour déterminer le coefficient d'extinction réel dans la serre. Ce coefficient d'extinction couplé à la connaissance du rayon modal ont permis de dériver les valeurs prédites par le modèle IL3D pour chaque point de mesure expérimentale, et de comparer les résultats obtenus. Cette étude a permis de confirmer les observations numériques réalisées au chapitre **IV**, bien que les résultats obtenus se dégradent en diffusion fortement multiple. Une hypothèse concernant cet écart serait la méconnaissance de la granulométrie réelle des agents turbides utilisés dans la serre climatique. Cependant, il a été montré que le modèle numérique permettait tout de même une estimation suffisante de l'onde complète intégrée sur le capteur pour caractériser correctement le prototype imageur. Il a été également montré qu'une estimation légèrement biaisée des contrastes de la scène 3D permet malgré tout de même une caractérisation satisfaisante du prototype imageur.

PERSPECTIVES

Le sujet de thèse portait initialement sur l'étude d'un imageur actif dont l'objectif est l'observation des milieux aquatiques. D'un point de vue physique, les phénomènes observés sous l'eau sont comparables à ceux observés dans l'atmosphère. La validation du modèle IL3D dans une atmosphère contrôlée permet donc d'avoir confiance dans sa capacité à simuler des acquisitions sous-marines. Cependant, il reste nécessaire de démontrer la capacité de IL3D à prendre en compte les spécificités du milieu aquatique, notamment le franchissement du dioptre air-eau ainsi que la diffusion par les particules de plus grande taille. Une campagne expérimentale a été préalablement menée peu avant le début de la thèse afin de démontrer la capacité de PAUILLAC à être immergé. Cette campagne a été un succès et a permis d'obtenir des images d'une scène 3D complexe sous des conditions de forte turbidité avec l'agent turbide Maalox®. L'annexe F présente des images de cette campagne ainsi que la variation de la reconstruction 3D de la scène observée avec la turbidité. Les résultats obtenus montrent une perte de contraste avec l'accroissement de la turbidité et un mélange des signatures temporelles de pixels associés à différents plans de la scène 3D. Cependant, aucune comparaison entre les mesures expérimentales et la modélisation numérique n'a pu être réalisée car la scène 3D utilisée n'avait pas été précisément caractérisée. En particulier, la réflectance et la BRDF des surfaces utilisées n'étaient pas connues, et la position des éléments de la scène a évolué au fil des acquisitions car aucun élément n'était fixé. Il serait donc intéressant de réaliser une expérience similaire dans le futur avec une scène fixe dont la réflectance et la BRDF des différents éléments seraient mieux maîtrisées.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont permis d'identifier plusieurs pistes de travail. Le code numérique IL3D calcule comme l'ensemble des autres codes de Monte-Carlo semi-analytiques le flux retour à travers le diaphragme en considérant qu'un photon retour sera diffusé vers le centre du diaphragme. L'angle entre la direction initiale du photon et sa direction de retour vers le centre du diaphragme est alors utilisé pour déterminer la part de l'énergie du photon de retour vers le diaphragme à l'aide de la fonction de phase calculée en cet angle. Or, les fonctions de phase des particules présentes dans les milieux aquatiques peuvent varier largement dans l'intervalle angulaire de l'angle solide du diaphragme vu depuis un point de diffusion donné. Cela est dû à leurs fortes variations au niveau des angles proches de 0° . Le calcul du flux en un seul point du diaphragme et non sur toute son étendue peut donc être erroné. Cette spécificité n'est pas prise en compte aujourd'hui car elle nécessiterait de calculer l'intégrale du flux passant par le diaphragme de manière plus précise. Cette étude a été réalisée partiellement au cours de la thèse pour des scénarios d'imagerie proches de ceux étudiés dans les chapitres IV et V. Le calcul complet de l'intégrale n'a presque aucun impact ($< 1\%$) sur l'onde complète pour ce type de configuration. Cependant, une étude plus approfondie est

nécessaire, notamment pour des cas limites de fonctions de phase très prononcées aux faibles angles de diffusion et de configurations imageur fortement collimatées.

Une deuxième piste d'amélioration de ce travail concerne l'accélération du modèle numérique afin d'adresser des scénarios de plus forte turbidité et donc de diffusion. À notre connaissance, aucune méthode de réduction de variance (non discutée dans ce mémoire) ne permet de gagner un temps significatif sur la durée des simulations. Afin de gagner du temps de calcul, le code numérique devrait être optimisé. Les simulations réalisées dans le cadre de ce travail ont été effectuées en parallèle sur 40 processeurs « Skylake Intel® Xeon® Gold 6152 CPU @ 2.10GHz à 192 Go de mémoire ». Il serait intéressant d'envisager une parallélisation du code sur GPU, par le biais de bibliothèques telles que CUDA ou Vulkan, ce qui permettrait un gain de temps significatif. Malheureusement, ce type d'optimisation nécessite un temps important, ce qui n'était pas raisonnable dans le temps imparti pour la thèse.

Une troisième piste d'amélioration concerne l'utilisation de l'illumination structurée pour améliorer le contraste des scènes 3D observées. En effet, il a été montré dans la thèse que l'utilisation d'un champ d'illumination et de réception restreint permet de filtrer une part significative du flux diffusé et donc d'améliorer le contraste des scènes 3D restituées. L'illumination structurée à l'aide d'une matrice de micro-miroirs orientables permet de projeter et de recevoir des motifs spécifiques à l'intérieur du champ de vue de la caméra. L'étude de ces motifs et leur optimisation par rapport aux caractéristiques de la diffusion dans le milieu est donc une problématique d'intérêt. D'une part, cela permettrait d'améliorer significativement les contrastes des images à champ de vue fixe, ce qui est pour le moment le problème des technologies matricielles. D'autre part, l'illumination structurée permet une modulation spatiale par le biais des motifs projetés qui peut ultimement permettre une reconstruction numérique d'une image en 3D à partir d'un nombre de motifs bien inférieur au nombre de pixels de la résolution souhaitée. Cette décomposition, qui est appelée « compressive sensing » [175], permet de réduire la durée d'une acquisition donnée, et donc de résoudre le problème lié aux imageurs à balayage. Ainsi, l'utilisation conjointe cette décomposition et d'une illumination structurée bien choisie pourrait dans le futur combiner les avantages des technologies matricielles et à balayage.

ANNEXES

A. Validation du modèle de Mie utilisé (IL3D)

Le formalisme de Mie adapté à des granulométries particulières de particules s'inspire du modèle de transfert radiatif OSOAA [28], [29]. Ce modèle vise à réaliser des calculs de luminance et de polarisation de la lumière pour des systèmes couplés océan-atmosphère. Il en existe deux versions : l'une utilisant un modèle simplifié de mer plate (OSOA) et l'autre, plus avancée, utilisant une interface air / eau plus réaliste incluant une rugosité de la surface de la mer (OSOAA). Ces codes sont basés sur la méthode des ordres successifs de diffusion [174] pour résoudre l'équation de transfert radiatif. L'application de cette méthode nécessite la connaissance *a priori* des propriétés optiques des constituants marins à savoir leur fonction de phase, coefficients d'absorption et de diffusion. Cette annexe vise à vérifier que les propriétés optiques calculées par le code de Monte-Carlo semi-analytique qui a été mis au point dans cette thèse concordent bien avec celles calculées par le modèle éprouvé OSOAA pour une grande variété de paramètres d'entrées.

Le modèle de Monte-Carlo développé à l'ONERA (nommé « IL3D ») est validé à la fois pour une loi de puissance de Junge et pour une loi Log-Normale par souci d'exhaustivité. L'exposant de Junge varie dans la gamme [3-5] et la partie réelle de l'indice de réfraction des hydrosols n_{pa} varie dans la gamme [1.05, 1.25] pour prendre en compte les matières organiques et minérales. Le modèle IL3D coïncide bien avec la solution du code OSOAA pour l'ensemble de ces gammes de valeurs (**Figure A-1**, $n_{pa} = 1.05$).

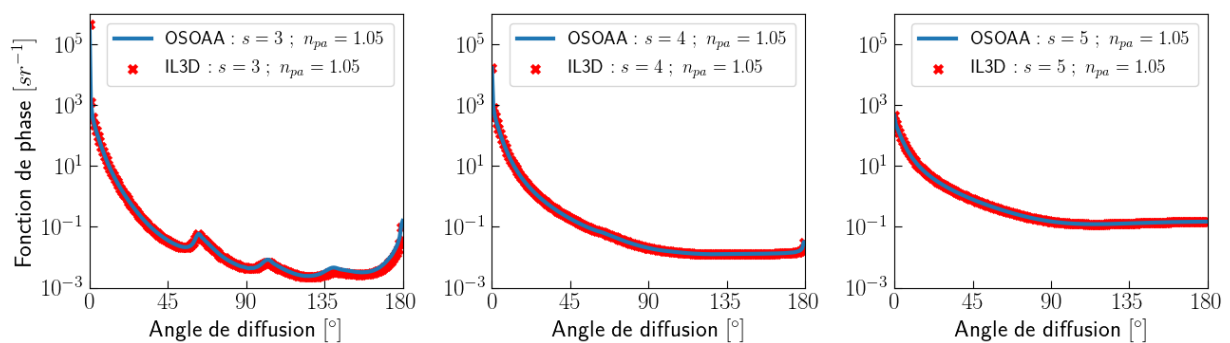


Figure A-1 : Validation du modèle IL3D sur base du modèle OSOAA pour des particules d'indice de réfraction $n_{pa} = 1.05$, une granulométrie de type Junge ($R \in [0.01 - 200] \mu m$) et différentes valeurs de l'exposant de Junge : $s = 3, 4, 5$ de gauche à droite.

Une différence est observée lorsque $s = 3$ au niveau de la partie arrière de rétrodiffusion $\theta_{diff} \in [130^\circ, 180^\circ]$, la valeur de la RRMSE (Relative Root Mean Square Error) est de 18 %. Cependant, il s'agit d'une valeur particulière de s qui n'est en pratique jamais utilisée pour des simulations. Pour les deux autres cas ($s = 4$ et 5), les RRMSE sont de 1.17 % et 0.04 % de

gauche à droite. Le code OSOAA utilise un pas de paramètre de Mie dépendant de l'intervalle de rayon considéré alors que le code IL3D utilise un maillage moins précis mais adapté à la forme de la loi considérée. Le maillage utilisé par IL3D est plus fin pour les petits rayons dans le cas de la loi de Junge, et plus fin pour les bords de la distribution dans une loi Log-Normale. Cela permet d'échantillonner la loi là où elle subit d'importantes variations de densité de particules. La **Figure A-2** présente la comparaison entre IL3D et OSOAA pour différents indices de réfraction, 1.05, 1.15 et 1.25. L'accord entre les 2 modèles est très satisfaisant, avec des valeurs de RRMSE (de gauche à droite) de 1.42 %, 0.25 % et 0.04 %.

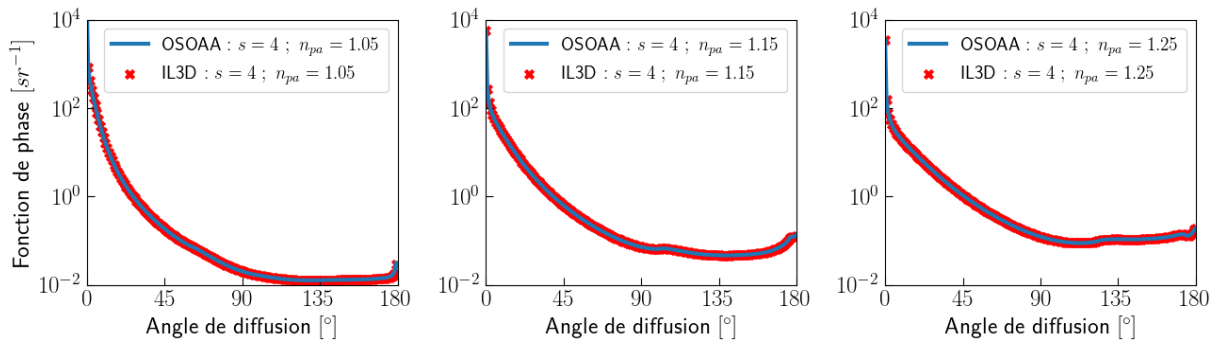


Figure A-2 : Validation du modèle IL3D sur base du modèle OSOAA pour une granulométrie de type Junge ($R \in [0.01 - 200] \mu\text{m}$) et différentes valeurs de l'indice de réfraction des hydrosols : $n_{pa} = 1.05, 1.15, 1.25$ de gauche à droite.

Considérant la loi Log-Normale, les fonctions de phase obtenues avec IL3D coïncident avec celles obtenues via OSOAA (**Figure A-3**), avec des valeurs de RRMSE de 2.59 % et 3.26 %.

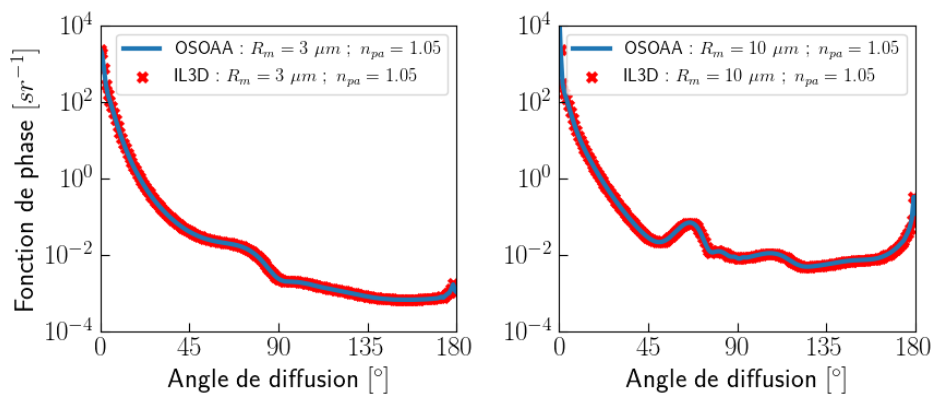


Figure A-3 : Validation du modèle IL3D sur base du modèle OSOAA pour une granulométrie de type Log-Normale d'écart-type $\sigma_{LN} = 0.3 \mu\text{m}$ et différentes valeurs du rayon moyen : $R_m = 3$ et $10 \mu\text{m}$ de gauche à droite (indice de réfraction de 1.05).

B. Algorithme de recherche du maillage optimal d'une fonction de phase

La théorie de Mie permet de calculer, pour un ensemble d'angles $\Theta = (\theta_i)_{i \in [1, N_{angle}]}$, la fonction de phase du milieu échantillonnée en chaque θ_i , notée $\tilde{\beta}(\Theta)$, ainsi que les coefficients d'absorption et de diffusion. Cela nécessite la connaissance de la longueur d'onde du milieu λ , de l'indice optique des particules $n_{pa} + i\kappa_{pa}$, de l'indice optique du liant supposé réel n_{li} et de la granulométrie (*i.e.*, distribution de tailles) des particules du milieu. Cette annexe se concentre sur la détermination d'un maillage Θ optimisé à l'utilisation de la fonction de phase dans un code de Monte-Carlo. L'algorithme de Mie permet, pour un maillage Θ , de déterminer la fonction de phase $\Theta \rightarrow \tilde{\beta}(\Theta)$.

En pratique, la forme a priori de la fonction de phase n'est pas connue, un ensemble Θ de pas constant est donc choisi par défaut. L'échantillonnage n'est donc pas optimal car il ne s'adapte pas aux variations de la fonction de phase. En effet, la fonction de phase devrait être sur-échantillonnée là où elle varie le plus fortement. Par exemple, pour une fonction de phase fortement orientée vers l'avant (voir **Figure V.8**), les faibles angles ($\theta \approx 0$) nécessitent un échantillonnage plus fin que les grands angles pour lesquels la fonction de phase varie moins.

Un mauvais échantillonnage conduit à une erreur dans le calcul de l'intégrale de la fonction de phase $I(\Theta)$ et de sa distribution cumulée $\tilde{B}(\Theta)$, quelle que soit la méthode d'intégration utilisée. Par construction, la fonction de phase est une densité de probabilité sur une sphère unitaire (θ, ϕ) . Par symétrie selon ϕ des fonctions de phases considérées, il est possible d'écrire dans le cas continu (**Eq. (B.1)**) :

$$I(\Theta) = 2\pi \int_{\theta=0}^{\pi} \tilde{\beta}(\theta) d\theta = 1 \quad (\text{B.1})$$

En pratique, l'intégrale calculée par une méthode d'intégration sur un maillage discret implique donc $I(\Theta) \neq 1$. Plus le nombre d'angles sera faible, plus la valeur calculée sera approximative. Si l'échantillonnage optimal Θ_{opti} satisfait l'équation (**B.1**), alors l'échantillonnage de la fonction de phase est optimal car le calcul correct de l'intégrale par la méthode des rectangles implique que l'échantillonnage est bel et bien plus dense là où la fonction de phase varie le plus. Par conséquent, $I(\Theta_{opti}) \approx 1$ à condition que N_{angle} soit assez important pour la fonction de phase considérée.

L'objectif est donc de minimiser la distance entre $I(\Theta)$ et 1. Pour cela, la méthode utilisée consiste à linéariser la fonction de phase dans l'espace des indices. Pour réaliser la linéarisation, un maillage $(\theta_i)_{i \in [1, N_{angle}]}$ est recherché sous la forme (**Eq. (B.2)**) :

$$\forall i \in [1, N_{angle}] \quad \tilde{\mathbf{B}}(\theta_{i+1}) - \tilde{\mathbf{B}}(\theta_i) = \frac{1}{N_{angle}} \quad (\text{B.2})$$

Une précision ϵ_1 sur la précision de l'intégrale est fixée, ainsi qu'une précision ϵ_2 sur la linéarisation. Le problème d'optimisation revient alors à satisfaire les deux conditions suivantes (Eq. (B.3) et Eq. (B.4)) :

$$|I(\Theta) - 1| \leq \epsilon_1 \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{1}{N_{angle}} \sum_{i=1}^{N_{angle}} \left| \frac{\left(\tilde{\mathbf{B}}(\theta_i) - \frac{i}{N_{angle}} \right)}{\frac{i}{N_{angle}}} \right| \leq \epsilon_2 \quad (\text{B.4})$$

avec $\epsilon_1 = 10^{-3}$ et $\epsilon_2 = 10^{-4}$ qui en pratique permettent d'obtenir une précision acceptable sur la fonction de sortie. Tant que ces conditions ne sont pas vérifiées, un nouveau Θ^{new} est déterminé. Pour calculer Θ^{new} , $\Theta \rightarrow \tilde{\mathbf{B}}(\Theta)$ est interpolée par splines cubiques ce qui permet d'obtenir la version continue de la distribution cumulée, notée $\tilde{\mathbf{B}}_{continue}$. Une fois cette interpolation obtenue, la méthode consiste à déterminer l'ensemble des θ_i^{new} tels que $\tilde{\mathbf{B}}_{continue}(\theta_i^{new}) = \frac{i}{N_{angle}-1}$. Cet ensemble correspond à $\Theta^{new} = \{\theta_i^{new}\}_{i \in [1, N_{angle}]}$. La fonction de phase est ensuite déterminée à nouveau pour ce nouvel ensemble avec la théorie de Mie, puis sa distribution cumulée est calculée. Les deux conditions (B.3 et B.4) sont ensuite vérifiées et la méthodologie est alors réappliquée si elles ne sont pas vérifiées.

Une fois sorti de la boucle, les paramètres θ_i^{opti} , $\tilde{\beta}(\theta_i^{opti})$ et $\tilde{\mathbf{B}}(\theta_i^{opti})$ sont connus. La table $\theta_i \rightarrow \tilde{\mathbf{B}}(\theta_i^{opti})$ vérifie alors l'équation (B.2) ce qui permet d'éviter le recherche linéaire dans cette dernière et le calcul direct de l'indice de l'angle de diffusion. La **Figure B-1(a)** illustre un exemple de distribution cumulée d'une fonction de phase échantillonnée linéairement sur l'espace des angles. La **Figure B-1(b)** illustre la distribution cumulée d'une fonction de phase échantillonnée linéairement sur l'espace des angles vérifiant l'équation (B.2). La **Figure B-1(c)** correspond à la même distribution cumulée que la **Figure B-1(b)** mais dans l'espace des indices et non des angles.

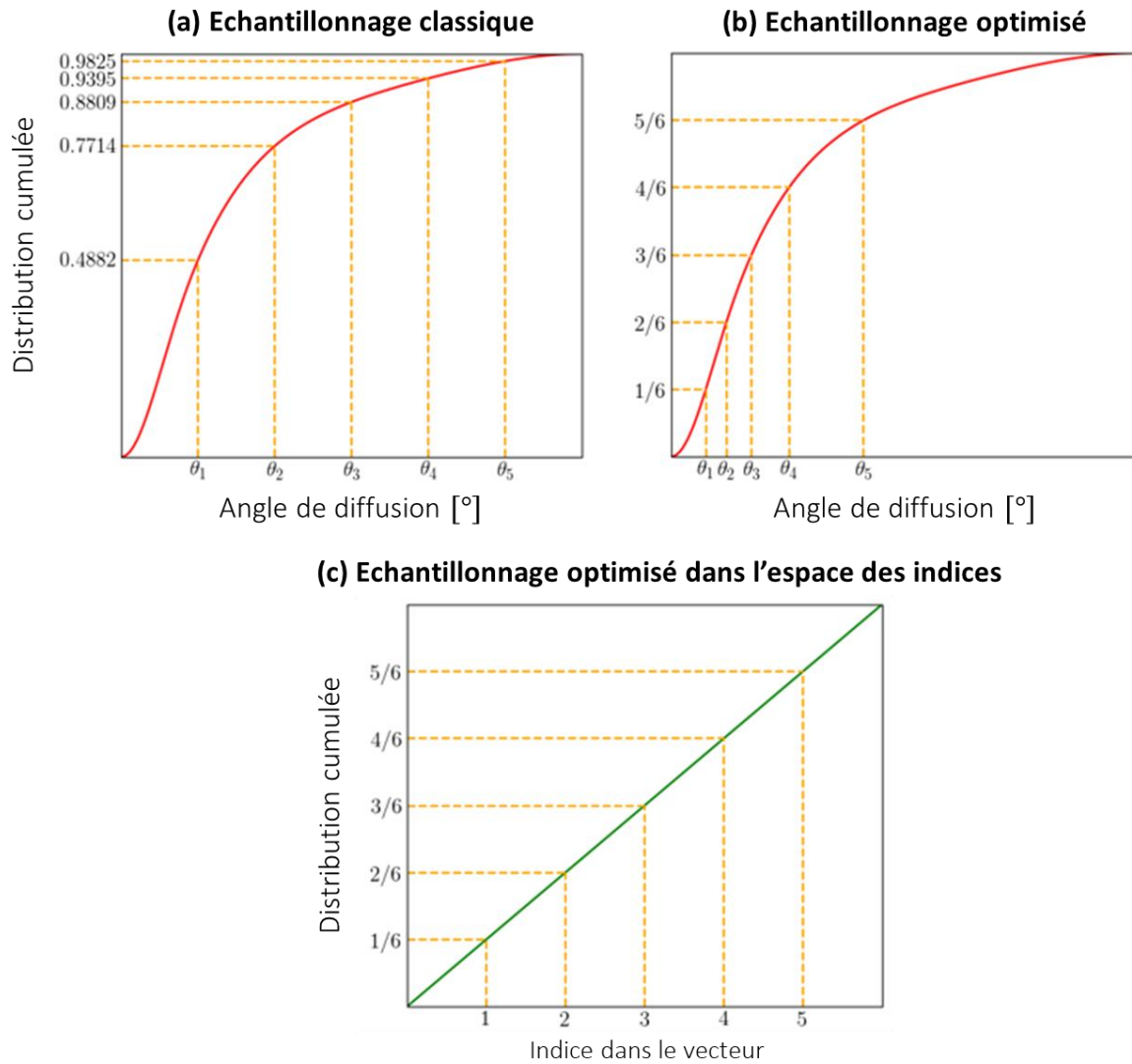


Figure B-1 : Illustration d'un échantillonnage classique (a) et optimal (b) de la distribution cumulée d'une fonction de phase orientée vers l'avant, ainsi que la représentation de la distribution cumulée optimale dans l'espace des indices (c).

La distribution optimale permet ainsi de « linéariser » la distribution cumulée. Cela permet d'éviter la recherche de l'indice réalisant un tirage aléatoire de Monte-Carlo, ce qui limite le temps de calcul.

Le nombre d'itérations nécessaires à la linéarisation dépend de l'intensité de l'orientation vers l'avant de la fonction de phase et du nombre d'angles N_{angle} utilisés pour l'échantillonnage. La **Figure B-2** représente la différence relative suivante (Eq. (B.5)) :

$$\Delta R(i) = \left| \frac{\left(CDF(\theta_i) - \frac{i}{N_{angle}} \right)}{\frac{i}{N_{angle}}} \right| \quad (\text{B.5})$$

Cette différence est tracée pour une même fonction de phase ($R \in [0.01 - 200] \mu m$ et $s = 4$), optimisée pour un maillage de 200 angles (a) et 2000 angles (b). L'utilisation d'un plus grand nombre d'angles permet de s'approcher plus rapidement d'une droite. Par exemple, l'algorithme appliqué pour 2000 angles aura convergé aussi rapidement en 4 boucles que l'algorithme à 200 angles en 6 boucles.

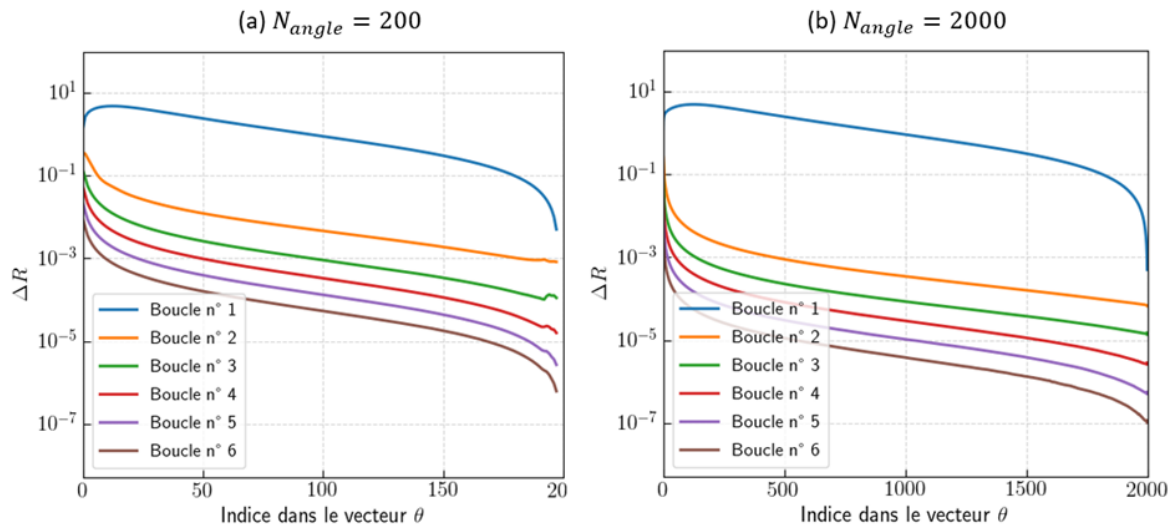


Figure B-2 : Variation de la différence relative entre \tilde{B} linéarisée et une droite dans l'espace des indices, pour différentes boucles de l'algorithme d'itération, pour une fonction de phase à 200 angles (a) et 2000 angles (b).

C. Caractérisation du zoom du prototype imageur

La distance focale et la mise au point de l'objectif du prototype imageur peuvent être contrôlés à distance via deux paramètres *ZOOM* et *FOCUS*. En pratique, le paramètre *FOCUS* est adapté pour faire la mise au point sur une distance particulière et sa valeur ne modifie pas significativement la relation entre distance focale f' et *ZOOM*. Dans les faits, l'objectif à focale variable utilisé est constitué d'un grand nombre d'éléments optiques inconnus. Ce système reste néanmoins équivalent à une unique lentille de distance focale f' dont le centre optique est situé à Δ_{obj} de la face d'entrée de l'objectif. Cette annexe se concentre sur la détermination de la relation entre la focale f' et le paramètre *ZOOM*, permettant d'aboutir à la **Figure V-1** du chapitre V. Dans un premier temps, la **Figure C-1** présente un schéma de la voie de réception caméra du prototype imageur.

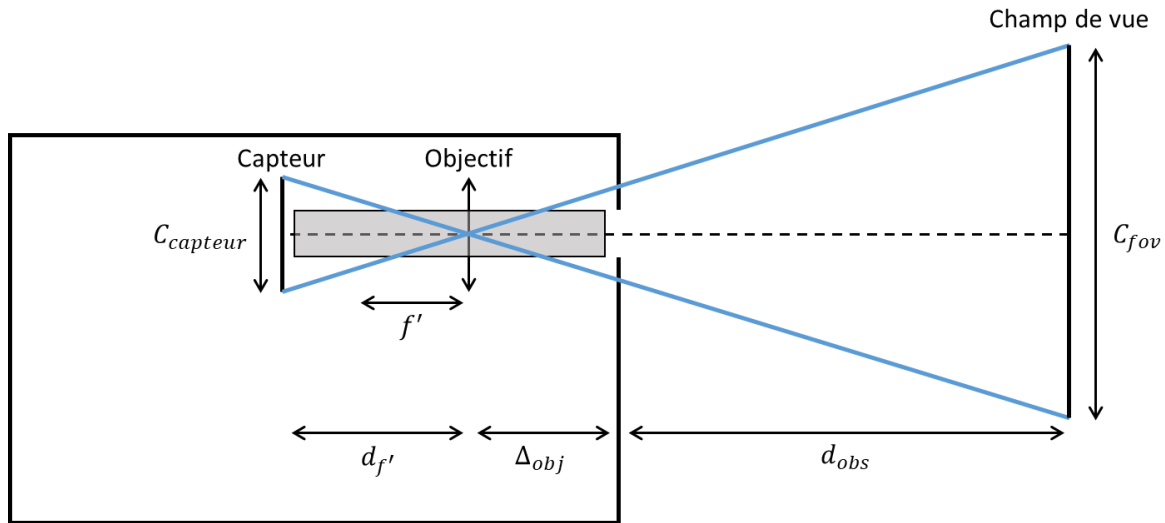


Figure C-1 : Schéma de la voie de réception caméra du système imageur et des grandeurs utiles.

Le capteur de taille $C_{capteur}$ est placé à une distance $d_{f'}$ du centre optique de l'objectif de longueur $L_{obj} = d_{f'} + \Delta_{obj} = 18 \text{ cm}$. La modification de f' lorsque *ZOOM* est modifié vient modifier la valeur de $d_{f'}$ et donc la taille du champ de vue C_{fov} à distance d_{obs} . Le grandissement peut alors être défini par $\gamma = \frac{C_{capteur}}{C_{fov}}$. La relation de conjugaison de Newton permet alors d'écrire après simplification (**Eq. (C.1)**) :

$$f' = (d_{obs} + L_{obj}) \times \frac{\gamma}{(1 + \gamma)^2} \quad (\text{C.1})$$

Le protocole expérimental est donc le suivant : une distance d'observation $d_{obs} = 4.5 \text{ m}$ est fixée. L'utilisateur choisit une valeur de *ZOOM* notée Z_i . Pour cette valeur de *ZOOM*, la matrice de pixel du capteur de côté $C_{capteur}$ observe un champ de vue de côté C_{fov} . La question est donc de trouver la valeur de C_{fov} , seule inconnue de l'équation (**C.1**). Une possibilité consiste

à utiliser un objet de référence de taille connue dans le champ de vue et de compter le nombre de pixels qu'il occupe pour la valeur de Z_i , comme présenté en **Figure C-2**.

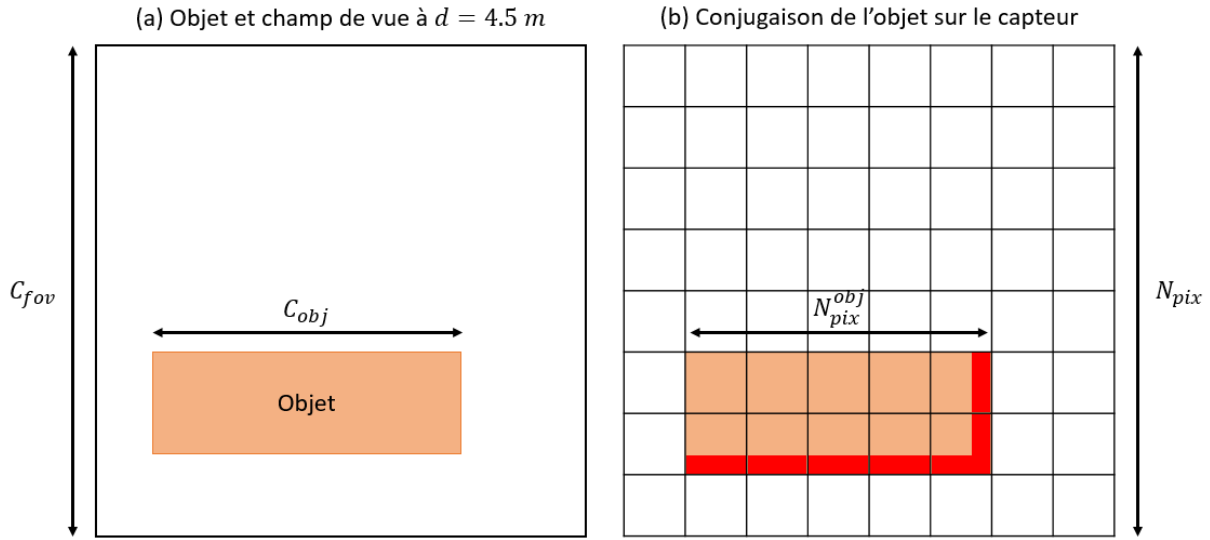


Figure C-2 : Illustration de la conjugaison sur le capteur d'un objet situé dans le champ de vue de la caméra. La conjugaison s'accompagne d'une erreur de mesure (en rouge à droite) due à la résolution du capteur.

La conjugaison de l'objet observé dans le champ de vue sur le capteur s'accompagne d'une erreur liée à la résolution du capteur (32×32 dans le cas de ce travail). Il est possible d'écrire l'estimation suivante (**Eq. (C.2)**) :

$$\frac{C_{obj}}{C_{fov}} \approx \frac{N_{pix}^{obj}}{N_{pix}} \quad (\text{C.2})$$

Afin de limiter l'erreur commise sur cette estimation, plusieurs objets de référence sont considérés. Ainsi, une liste $\{C_{obj}^i\}_{i \in [1, N_{obj}]}$ de N distances de référence est considérée. Pour chaque distance de référence, il suffit de mesurer le nombre de pixels N_{pix}^i occupés par cette distance après conjugaison sur le capteur. L'intérêt de cette méthode est que l'erreur représentée en rouge dans la **Figure C-2(b)** peut être additionnelle (la conjugaison de l'objet est supérieure à sa taille réelle) ou non (la conjugaison de l'objet est inférieure à sa taille réelle). La prise en compte de plusieurs objets permet donc de compenser ces ajouts et différences afin d'obtenir une meilleure approximation du rapport C_{obj}/C_{fov} . La **Figure C-3** présente les 3 configurations considérées pour ces mesures. Les trois configurations sont de tailles différentes pour adresser différentes tailles de champs de vue. Le **Tableau C-1** précise la taille des objets considérés pour chaque configuration.

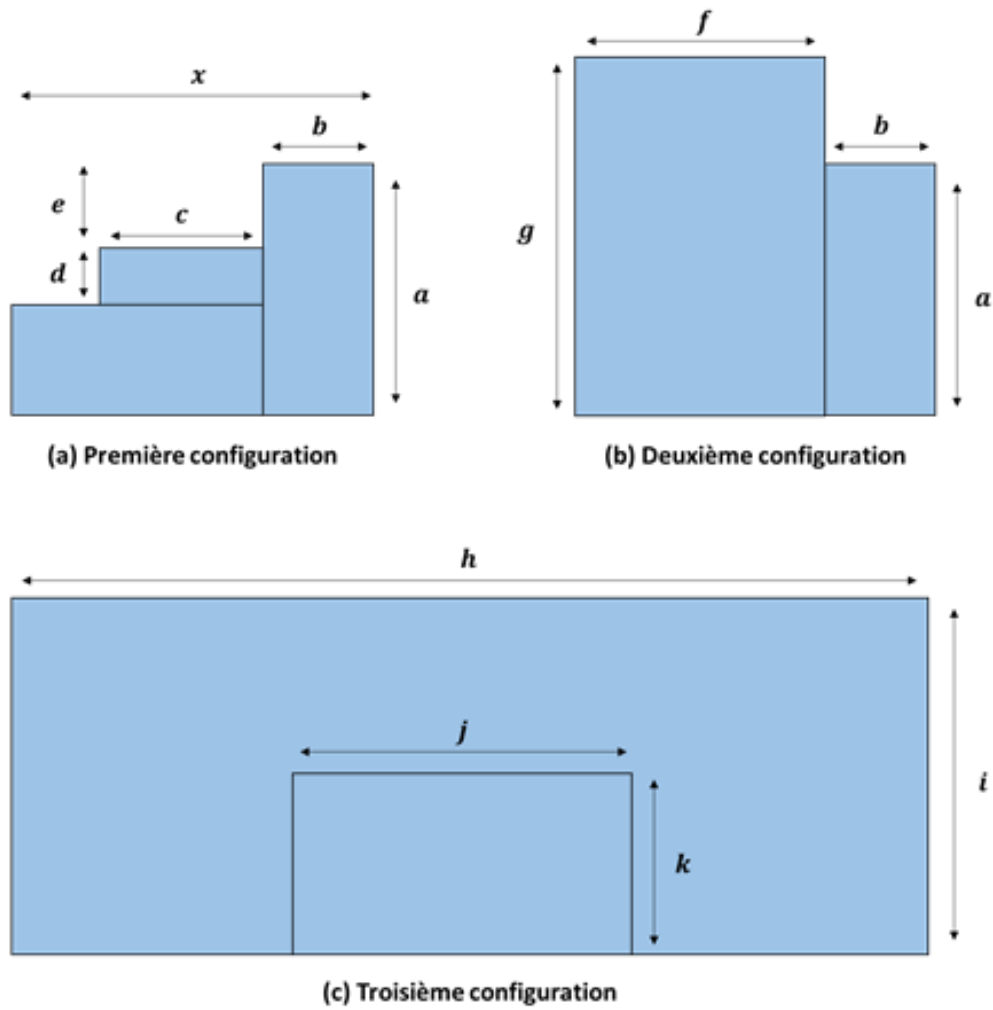


Figure C-3 : Présentation des 3 configurations (de tailles croissantes) considérées pour l'estimation de la taille du champ de vue. La première configuration (a) a été utilisée pour ZOOM $\in [900 - 1000]$, la seconde (b) pour ZOOM $\in [650 - 900]$ et la troisième configuration pour ZOOM $\in [0 - 650]$. Les valeurs des paramètres $a \rightarrow k$ et x sont présentées dans le Tableau C-1.

Tableau C-1 : Valeur des segments associés aux objets considérés dans la Figure B-3

Segments	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	x
Taille [cm]	17.7	7.7	9.9	4.6	5.3	21.8	27.8	120	62	51.5	40.7	25.5

Pour chaque configuration, le rapport N_{pix}^{obj} / N_{pix} est calculé, ce qui permet une estimation de C_{fov} et donc après utilisation de l'équation (C.1) une estimation de la distance focale. Cela permet ainsi d'aboutir à la courbe expérimentale de la Figure V-1.

D. Caractérisation de la loi d'ouverture du diaphragme

Le diaphragme d'entrée de l'objectif est contrôlable à partir d'un paramètre nommé $IRIS \in [0, 2.7]$. Ce paramètre contrôle la durée d'ouverture du diaphragme à partir de la position la plus fermée. Cependant, la vitesse d'ouverture en fonction du temps n'est pas connue, il est donc nécessaire de déterminer expérimentalement le rapport entre valeur de $IRIS$ et valeur du diamètre du diaphragme D_{iris} .

Pour déterminer l'ouverture du diaphragme, une idée consiste à réaliser une mesure de flux E_{tot}^{ouvert} reçu en configuration totalement ouverte ($IRIS = 2.7$). L'ouverture maximale du diaphragme correspond à une transmission maximale. L'ouverture maximale n'est pas spécifiée par le constructeur. Les valeurs disponibles dans la documentation ont une variation de l'ouverture numérique $ON \in [1.4 - 22]$ soit un diamètre maximal de 10 cm (pour une focale de 14 cm) et un diamètre minimal de 0.63 cm. Ces valeurs sont problématiques car d'une part, le diamètre d'ouverture maximale est égal à la taille de l'objectif (10 × 11.7 cm), et d'autre part, le ratio de transmission maximale sur transmission minimale serait de 247 contre les 105 obtenus expérimentalement (voir **Figure D-2**). On ne retrouverait donc pas toute la gamme d'ouverture numérique accessible. Une explication est que le filtre interférentiel placée devant l'objectif est de 5 cm de diamètre. La valeur maximale du diamètre du diaphragme d'ouverture équivalent au système {Objectif / Filtre interférentiel} serait de 5 cm avec un diamètre minimal inchangé. Le rapport entre la transmission maximale et minimale serait alors de 63, inférieure cette fois ci au rapport 105 obtenu expérimentalement. Cet écart s'explique par le fait qu'il n'est pas possible de déterminer facilement l'ouverture équivalente du système. Nous avons donc fait le choix de modéliser notre diaphragme de champ équivalent en prenant comme valeur maximale de référence le diamètre du filtre interférentiel, et d'appliquer le ratio de la racine des transmissions pour chaque valeur du paramètre iris.

Il faut donc réaliser une série de mesures de flux E_{tot}^{IRIS} pour un ensemble de valeurs $IRIS \in [0.0, 2.7]$. Ces mesures peuvent être réalisées en observant l'intensité intégrée pour un retard caméra donné. Ce retard peut être associé à une cible dure (par exemple un spectralon) ou un élément de volume d'air du laboratoire. Chacune de ces deux méthodes présente des contraintes différentes. Si l'énergie est collectée sur une cible, alors la caméra sera en saturation pour les valeurs maximales d'iris. En effet, la taille du laboratoire est telle qu'un flux aller-retour sur une cible (même très sombre) reste trop fort lorsque l'iris est trop ouvert. Si la saturation est trop forte, une perte de linéarité sera observée et il sera impossible de retrouver la valeur de E_{tot}^{IRIS} . Si l'énergie est collectée sur une tranche d'air, alors le signal observé correspond à la rétrodiffusion par les particules comprises dans la tranche d'air du laboratoire. Cette valeur rétrodiffusée est faible. Elle peut être de l'ordre du DCR de la caméra pour les configurations d'iris les plus fermées, ce qui signifie que l'erreur relative sur leur détermination sera importante pour les faibles valeurs d'iris.

La **Figure D-1** présente les résultats de flux obtenus pour les deux méthodologies : sur cible dure (orange) et sur une tranche d'air (bleu). Le flux reçu pour la cible dure reste inférieur à 0.2 photons par impulsion laser, ce qui reste très raisonnable pour une inversion du signal selon la méthode présentée dans la sous-section 2.3 du chapitre V. Les mesures pour $IRIS \leq 0.1$ n'ont pas été faites car l'ordre de grandeur du flux intégré était du même niveau que le DCR, ce qui induirait un bruit de mesure trop important.

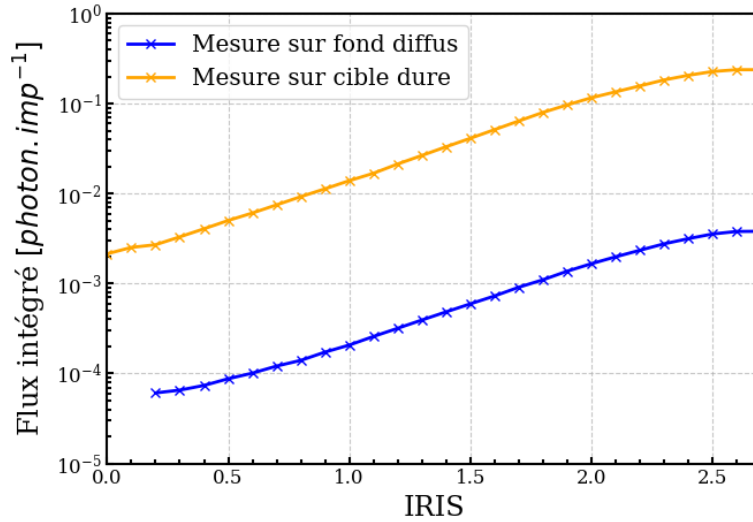


Figure D-1 : Evolution du flux intégré sur le capteur mesuré expérimentalement en fonction de la valeur de IRIS, pour une mesure sur fond diffus (bleu) et sur cible dure (orange).

Afin de transformer ces mesures de flux en valeur de diamètre du diaphragme, il suffit de calculer le rapport du flux observé pour une valeur d' $IRIS$ à la valeur de flux pour l'ouverture maximale. Comme le flux est proportionnel à la surface du diaphragme, il suffit alors d'appliquer la relation de proportionnalité suivante (**Eq. (D.1)**) :

$$D_{iris} = D_{iris}^{ouvert} \sqrt{\frac{E_{tot}^{IRIS}}{E_{tot}^{ouvert}}} \quad (\text{D.1})$$

La **Figure D-2** présente l'évolution du diamètre du diaphragme estimé à partir de la mesure sur cible dure (orange) et sur fond diffus (bleu) en considérant que l'ouverture maximale du diaphragme est $D_{iris}^{ouvert} = 5.0 \text{ cm}$. C'est la moyenne de ces deux courbes qui est conservée et présentée en **Figure V-2**.

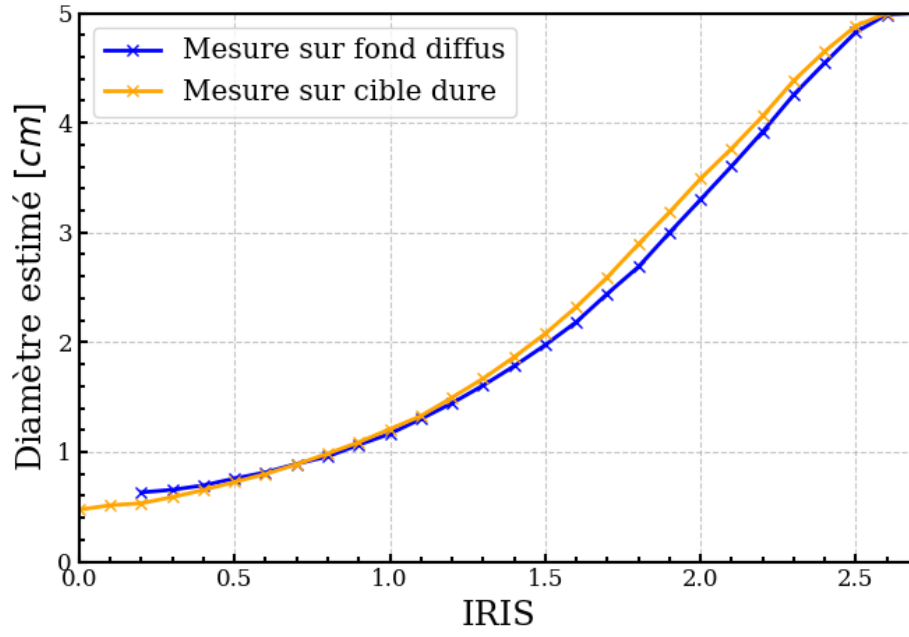


Figure D-2 : Evolution du diamètre du diaphragme estimé expérimentalement en fonction de la valeur de IRIS, pour une mesure sur fond diffus (bleu) et sur cible dure (orange).

E. Caractérisation de la cartographie d'éclairement laser

L'émission du laser par le prototype imageur se compose d'une fibre optique dont la sortie est conjuguée par une lentille convergente avant de sortir par une vitre en verre circulaire du prototype imageur. Le signal laser de sortie présente une forme de type Top-Hat non parfaitement homogène. L'objectif de cette annexe est de déterminer la loi d'émission angulaire du laser pour les configurations de l'imageur #2 et #3.

Dans un premier temps, deux acquisitions sont réalisées avec un champ de vue connu, légèrement plus large que le cône d'émission laser. Pour chaque acquisition, l'onde complète détectée par la caméra est prétraitée de sorte à obtenir l'onde complète reçue par la caméra, non saturée (voir sous-section 2.3 du chapitre V). Une fois l'onde complète prétraitée, l'image $\tilde{E}_{i,j}$ formée par le laser sur un plan homogène située à distance $d = 3.85 \text{ m}$ est observée. La Figure E-1 présente cette image pour les deux configurations imageur.

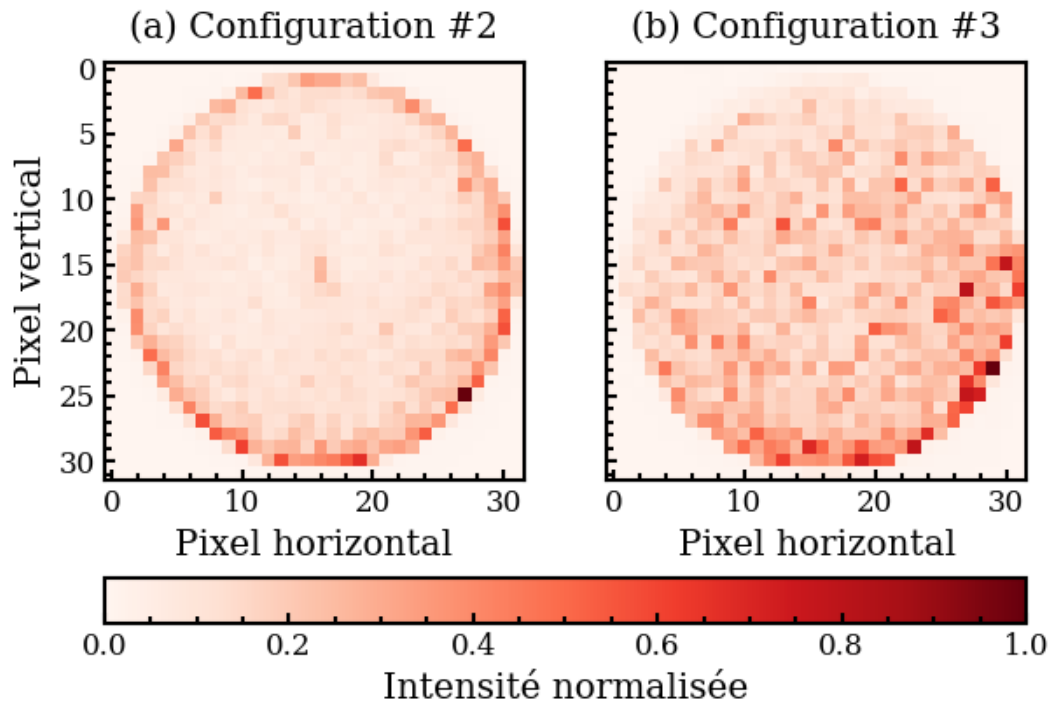


Figure E-1 : Empreinte formée par la laser sur un plan homogène situé à $d = 3.85 \text{ m}$ pour les configurations imageur #2 (gauche) et #3 (droite). Le champ de vue a été adapté pour englober la trace laser, il est respectivement de 28 cm à gauche et de 78 cm à droite.

Pour chacune de ces images, la distribution radiale d'énergie $\tilde{E}(\theta)$ a été calculée selon le procédé suivant. Pour chaque pixel $P_{i,j}$, la distance au pixel central P_c notée $d_{i,j}$ est calculée, à partir de laquelle l'angle sous lequel est vu le prototype $\theta_{i,j} = \tan^{-1}(d_{i,j}/d)$ est déduit. Pour chaque pixel $P_{i,j}$ une valeur d'énergie $\tilde{E}_{i,j}$ est mesurée, ce qui permet d'obtenir un nuage de point résultant $(\theta_{i,j}, \tilde{E}_{i,j})$. Une relation échantillonnée de N_θ points notée $\theta \rightarrow \tilde{E}(\theta)$ est ensuite extrapolée à partir du nuage de point. Cette relation présente l'intensité moyenne rayonnée dans

une direction d'angle θ avec la normale au prototype imageur, présentée pour les configurations #2 et #3 en **Figure E-2**.

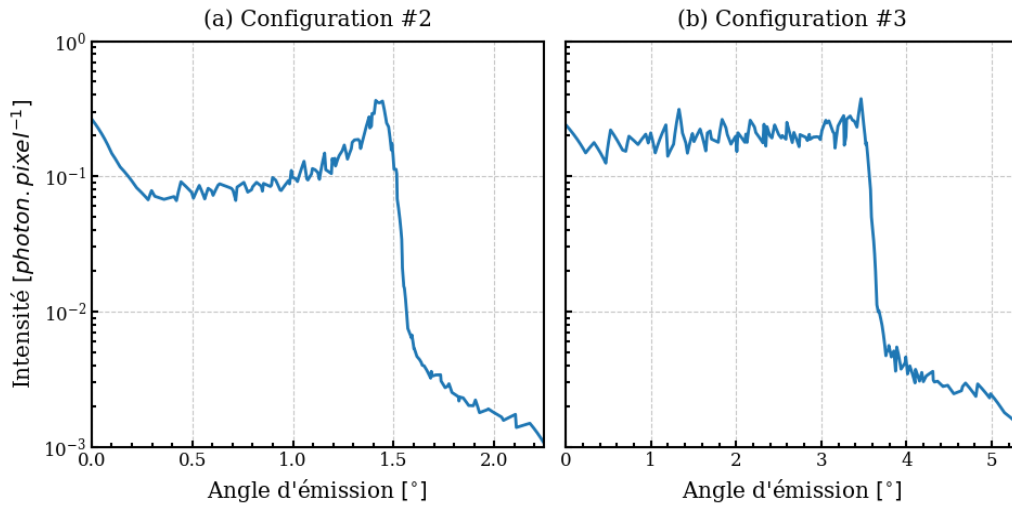


Figure E-2 : Evolution de l'intensité moyenne rayonnée avec l'angle d'émission pour les configurations imageur #2 (gauche) et #3 (droite).

Enfin, une densité de probabilité d'énergie et une densité cumulée de probabilité sont calculées. La densité cumulée de probabilité permet de tirer aléatoirement une réalisation d'une distribution échantillonnée ou non (voir section 2 du chapitre III). Cette densité cumulée est présentée pour les configurations #2 et #3 en **Figure E-3**.

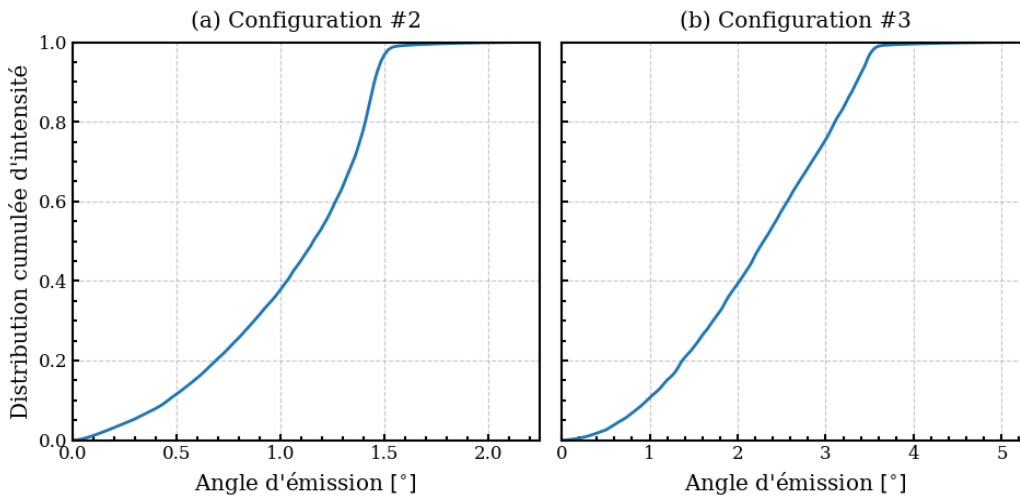


Figure E-3 : Evolution de la densité cumulée d'intensité rayonnée par le laser avec l'angle d'émission pour les configurations imageur #2 (gauche) et #3 (droite).

Le laser reste globalement Top-Hat dans les deux configurations d'imagerie comme en témoignent l'atteinte d'un plateau pour $\theta_{lim,2} = 1.6^\circ$ et $\theta_{lim,3} = 3.6^\circ$ correspondant aux angles de coupure du laser, à partir desquels le flux émis est négligeable. Connaissant la densité cumulée d'intensité rayonnée $\theta \rightarrow \tilde{E}_{cum}(\theta)$, il suffit comme présenté au chapitre III de tirer aléatoirement $\xi \in U[0,1]$ puis de trouver θ_{rdm} tel que $\tilde{E}_{cum}(\theta_{rdm}) = \xi$. Une fois l'angle d'émission trouvé, il suffit de tirer aléatoirement $\phi_{rm} \in U[0,2\pi]$ pour finaliser la direction

d'émission. La **Figure E-4** présente les simulations des empreintes laser du prototype imageur pour les configurations #2 et #3, réalisées en tirant aléatoirement $N = 10^7$ directions d'émission.

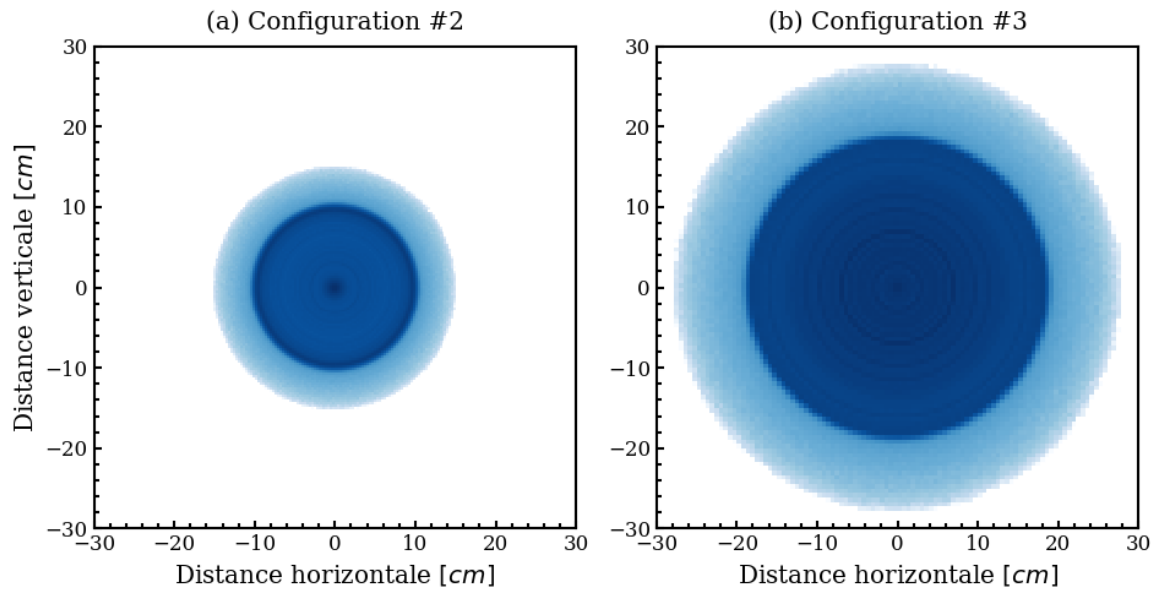


Figure E-4 : Simulations des empreintes laser à $d = 3.85$ m à partir d'un tirage de Monte-Carlo sur les distributions cumulées des configurations imageur #2 (gauche) et #3 (droite). Le nombre de tirages aléatoire est $N = 10^7$.

Les distributions spatiales simulées sont similaires à celles des observations expérimentales pour les deux configurations de l'imageur. En effet, la figure de gauche présente bien le pic central et des valeurs d'intensités plus fortes au niveau de la frontière du disque, typiques de la configuration #2. La figure de droite présente bien le caractère homogène de la configuration #3.

F. Présentation d'une campagne d'imagerie sous-marine visant à valider la capacité de prototype imageur à être immergé

Cette annexe présente une campagne réalisée dans une piscine d'un fabricant de matériel électronique (Exavision) et illustre des concepts sur lesquels l'application d'IL3D sera critique. Le prototype imageur a été immergé dans une piscine d'eau pure dont le coefficient d'extinction vaut $K_{ext} \approx 0.05 \text{ m}^{-1}$ à 532 nm sans turbidité. La scène 3D se compose d'un ensemble de panneaux en plastique et de barres de maintien métalliques situées à différentes profondeurs (**Figure F-1**).

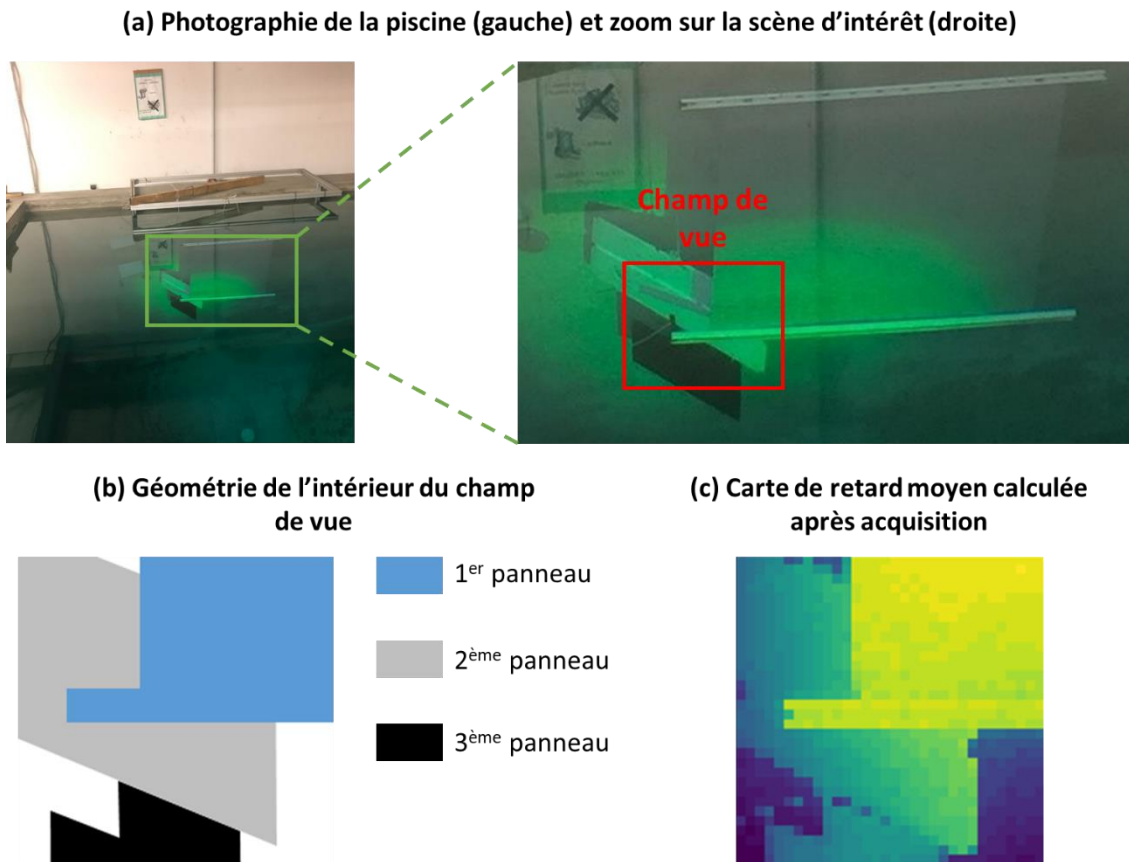


Figure F-1 : Image de la piscine prise de dessus avec la scène 3D d'intérêt (a) comprenant le champ de vue de la caméra en rouge ; schéma simplifié de la scène observée dans le champ de vue telle qu'observée par la caméra (b) et carte de retard moyen calculé à partir d'une acquisition caméra sans turbidité (c). Les parties jaunes correspondent au retards les plus faibles et les parties bleues aux retards les plus importants.

Le panneau avant (panneau gris) est situé à 4.35 m du prototype imageur. La turbidité a été générée par l'ajout de bouteilles de Maalox®, induisant ainsi une diminution de la rétrodiffusion du signal de la scène 3D. La **Figure F-2** présente la fonction de phase du Maalox (a) mesurée dans la littérature ainsi qu'un graphique présentant l'évolution des coefficients d'absorption et de diffusion avec la concentration en Maalox dans l'eau (b).

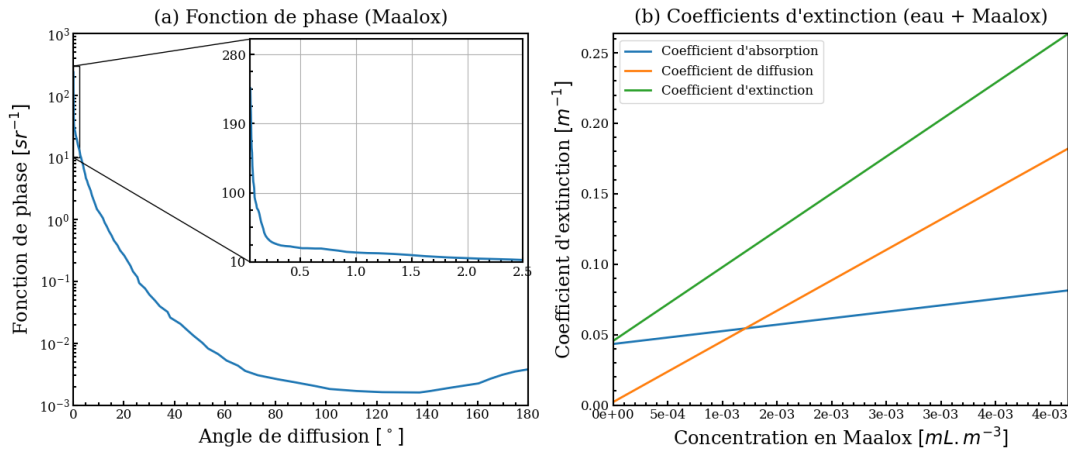


Figure F-2 : Fonction de phase du Maalox pur (a) et évolution des coefficients d'extinction (eau + Maalox) avec la concentration en Maalox dans la piscine (b) Reproduit à partir des données de [27].

Les mesures ont été effectuées jusqu'à 5 bouteilles de Maalox ajoutées. Chaque bouteille correspond à un ajout de 250 mL de Maalox et la piscine est de 87 000 litres. D'après les données de la Figure F-2, cela correspond à une extinction variant de $K_{ext} = 0.05 \text{ m}^{-1}$ (sans Maalox) à $K_{ext} = 0.80 \text{ m}^{-1}$ (5 bouteilles de Maalox). La Figure F-3(a) présente un ensemble de cartes des retards moyens de la scène d'intérêt pour plusieurs turbidités et un nombre croissant d'impulsions laser intégrées. La Figure F-3(b) se concentre sur les retards moyens reconstitués avec 4000 impulsions laser et représente le mélange de l'information de retard entre plusieurs pixels.

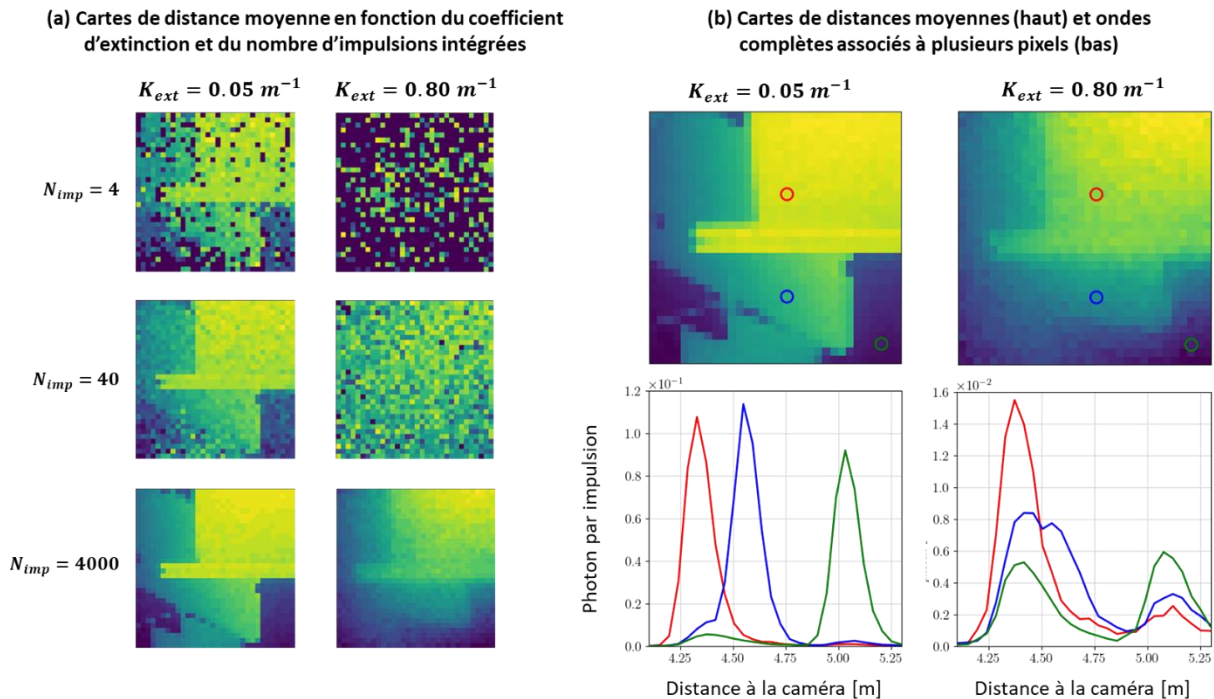


Figure F-3 : Retards moyens de la scène 3D d'intérêt calculés pour plusieurs turbidités et un nombre d'impulsions laser intégrées croissant (a), et illustration du mélange de l'information de distance entre plusieurs pixels de la scène d'intérêt (b). Le pixel rouge correspond au premier plan, le bleu au second plan et le vert au mur arrière de la piscine.

Il apparaît clairement que le nombre d'impulsions utilisées pour l'acquisition de l'image permet d'améliorer la qualité de la représentation 3D de la scène. Lorsque le coefficient d'extinction est faible, il n'est pas nécessaire d'accumuler trop d'impulsions laser (voir pour $K_{ext} = 0.05 \text{ m}^{-1}$ et $N_{imp} = 40$). En effet, peu de signal est alors diffusé par la colonne d'eau turbide entre la caméra et la scène 3D. Les pixels de la caméra ne se déclenchent donc pas beaucoup avant les retards associés à la scène 3D. Une part significative du flux émis est donc reçue pour les retards associés à la scène et la convergence nécessite donc moins d'impulsions laser. Au contraire, lorsque la diffusion est plus forte, la colonne d'eau turbide diffuse une part significative du flux pour des distances inférieures à celle de la scène 3D et une grande partie des pixels est donc inactive lorsque le signal de la scène 3D est de retour. Le signal utile étant plus faible, il est alors nécessaire d'intégrer sur un plus grand nombre d'impulsions pour reconstituer la statistique.

La diffusion a aussi un impact sur le contraste de la scène observée comme en témoignent les deux images convergées obtenues pour $N_{imp} = 4000$. En effet, les frontières de panneaux sont nettes pour l'image obtenue à $K_{ext} = 0.05 \text{ m}^{-1}$ alors que les bords des panneaux sont flous à plus haute turbidité. Pour se convaincre que ce mélange vient bien du phénomène de diffusion sur le chemin retour de la scène, les ondes temporelles (*i.e.*, de distances à la caméra) de 3 pixels associés aux 3 plans principaux de la scène ont été observés. Lorsque la turbidité est faible (voir graphique en bas à gauche de la **Figure F-3(b)**), l'onde associée à chaque pixel est nulle pour toutes les distances sauf pour la distance du plan qui leur est associé. Ainsi, l'onde complète du pixel rouge est non nulle à 4.35 m (soit la distance du premier plan), celle du pixel bleu à 4.6 m (la distance du second plan) et celle du pixel vert à 5.05 m (la distance du mur de la piscine). Lorsque la turbidité augmente, l'onde temporelle associée à un pixel appartenant à un plan donné devient non nulle pour des retards associés aux autres plans. Cela est vérifié pour les 3 pixels rouge, vert et bleu. Par exemple, l'onde du pixel vert associée au mur de la piscine présente un second maximum local à 4.35 m ce qui correspond au premier plan (celui du pixel rouge). Cela s'explique par le fait qu'un nombre significatif de photons revenant du premier plan subissent une diffusion sur le chemin retour qui les conjugue ultimement sur le pixel vert.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] N. O. and A. A. US Department of Commerce, « How much water is in the ocean? » Consulté le: 18 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://oceanservice.noaa.gov/facts/oceanwater.html>
- [2] « Global Biodiversity Outlook 5 », Convention on Biological Diversity. Consulté le: 18 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.cbd.int/gbo5>
- [3] U. N. Environment, « Single-use plastics: A roadmap for sustainability », UNEP - UN Environment Programme. Consulté le: 18 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.unep.org/resources/report/single-use-plastics-roadmap-sustainability>
- [4] FAO, *The State of World Fisheries and Aquaculture 2020*. FAO ;, 2020. Consulté le: 18 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://openknowledge.fao.org/handle/20.500.14283/ca9229en>
- [5] International Energy Agency, « Offshore Wind Outlook 2019 – Analysis », IEA. Consulté le: 18 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.iea.org/reports/offshore-wind-outlook-2019>
- [6] *Review of Maritime Transport 2019*. 2019. Consulté le: 18 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://unctad.org/system/files/official-document/rmt2019_en.pdf
- [7] « Public Joint Stock Gazprom: Gazprom in figures 2015-2019 Factbook - MarketScreener ». Consulté le: 18 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.marketscreener.com/quote/stock/GAZPROM-6491735/news/Public-Joint-Stock-Gazprom-Gazprom-in-figures-2015-2019-Factbook-30774129/>
- [8] « Effects - NASA Science ». Consulté le: 18 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://science.nasa.gov/climate-change/effects/>
- [9] F. J. Wentz, C. Gentemann, D. Smith, et D. Chelton, « Satellite Measurements of Sea Surface Temperature Through Clouds », *Science*, vol. 288, n° 5467, p. 847-850, mai 2000, doi: 10.1126/science.288.5467.847.
- [10] P. J. Minnett *et al.*, « Half a century of satellite remote sensing of sea-surface temperature », *Remote Sensing of Environment*, vol. 233, p. 111366, nov. 2019, doi: 10.1016/j.rse.2019.111366.
- [11] S. Vignudelli *et al.*, « Satellite Altimetry Measurements of Sea Level in the Coastal Zone », *Surv Geophys*, vol. 40, n° 6, p. 1319-1349, nov. 2019, doi: 10.1007/s10712-019-09569-1.
- [12] C. J. Koblinsky, R. T. Clarke, A. C. Brenner, et H. Frey, « Measurement of river level variations with satellite altimetry », *Water Resources Research*, vol. 29, n° 6, p. 1839-1848, 1993, doi: 10.1029/93WR00542.
- [13] W. J. Moses, A. A. Gitelson, S. Berdnikov, et V. Povazhnyy, « Satellite Estimation of Chlorophyll-*a* Concentration Using the Red and NIR Bands of MERIS—The Azov Sea Case Study », *IEEE Geosci. Remote Sensing Lett.*, vol. 6, n° 4, p. 845-849, oct. 2009, doi: 10.1109/LGRS.2009.2026657.
- [14] T. Kutser, « Quantitative detection of chlorophyll in cyanobacterial blooms by satellite remote sensing », *Limnology and Oceanography*, vol. 49, n° 6, p. 2179-2189, 2004, doi: 10.4319/lo.2004.49.6.2179.
- [15] M. Chami, M. Larnicol, S. Migeon, A. Minghelli, et S. Mathieu, « Potential for nocturnal satellite detection of suspended matter concentrations in coastal waters using a panchromatic band: a feasibility study based on VIIRS (NASA/NOAA) spectral and

- radiometric specifications », *Opt. Express, OE*, vol. 28, n° 10, p. 15314-15330, mai 2020, doi: 10.1364/OE.393048.
- [16] T. P. Boyer *et al.*, « World ocean database 2009 », Consulté le: 24 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://repository.library.noaa.gov/view/noaa/1195>
- [17] E. A. Widder, B. H. Robison, K. R. Reisenbichler, et S. H. D. Haddock, « Using red light for in situ observations of deep-sea fishes », *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, vol. 52, n° 11, p. 2077-2085, nov. 2005, doi: 10.1016/j.dsr.2005.06.007.
- [18] N. Nowald, G. Fischer, V. Ratmeyer, M. Iversen, C. Reuter, et G. Wefer, « In-situ sinking speed measurements of marine snow aggregates acquired with a settling chamber mounted to the Cherokee ROV », in *OCEANS 2009-EUROPE*, mai 2009, p. 1-6. doi: 10.1109/OCEANSE.2009.5278186.
- [19] K. Calders *et al.*, « 3D Imaging Insights into Forests and Coral Reefs », *Trends in Ecology & Evolution*, vol. 35, n° 1, p. 6-9, janv. 2020, doi: 10.1016/j.tree.2019.10.004.
- [20] Z. Shang et Z. Shen, « Single-pass inline pipeline 3D reconstruction using depth camera array », *Automation in Construction*, vol. 138, p. 104231, juin 2022, doi: 10.1016/j.autcon.2022.104231.
- [21] J. Fan, Y. Ou, X. Li, C. Zhou, et Z. Hou, « Structured Light Vision Based Pipeline Tracking and 3D Reconstruction Method for Underwater Vehicle », *IEEE Transactions on Intelligent Vehicles*, vol. 9, n° 2, p. 3372-3383, févr. 2024, doi: 10.1109/TIV.2023.3340737.
- [22] C. Roman, G. Inglis, et J. Rutter, « Application of structured light imaging for high resolution mapping of underwater archaeological sites », in *OCEANS'10 IEEE SYDNEY*, mai 2010, p. 1-9. doi: 10.1109/OCEANSSYD.2010.5603672.
- [23] A. Monterroso Muñoz, M.-J. Moron-Fernández, D. Cascado-Caballero, F. Diaz-del-Rio, et P. Real, « Autonomous Underwater Vehicles: Identifying Critical Issues and Future Perspectives in Image Acquisition », *Sensors*, vol. 23, n° 10, Art. n° 10, janv. 2023, doi: 10.3390/s23104986.
- [24] M. Castellón, A. Palomer, J. Forest, et P. Ridaó, « State of the Art of Underwater Active Optical 3D Scanners », *Sensors*, vol. 19, n° 23, Art. n° 23, janv. 2019, doi: 10.3390/s19235161.
- [25] A. Maccarone, F. M. D. Rocca, A. McCarthy, R. Henderson, et G. S. Buller, « Three-dimensional imaging of stationary and moving targets in turbid underwater environments using a single-photon detector array », *Opt. Express, OE*, vol. 27, n° 20, p. 28437-28456, sept. 2019, doi: 10.1364/OE.27.028437.
- [26] A. Maccarone *et al.*, « Underwater depth imaging using time-correlated single-photon counting », *Opt. Express, OE*, vol. 23, n° 26, p. 33911-33926, déc. 2015, doi: 10.1364/OE.23.033911.
- [27] A. LAUX *et al.*, « The a, b, c s of oceanographic lidar predictions: a significant step toward closing the loop between theory and experiment », *Journal of Modern Optics*, vol. 49, n° 3-4, p. 439-451, mars 2002, doi: 10.1080/09500340110088498.
- [28] M. Chami, R. Santer, et E. Dilligeard, « Radiative transfer model for the computation of radiance and polarization in an ocean-atmosphere system: polarization properties of suspended matter for remote sensing », *Appl. Opt., AO*, vol. 40, n° 15, p. 2398-2416, mai 2001, doi: 10.1364/AO.40.002398.
- [29] M. Chami, B. Lafrance, B. Fougnie, J. Chowdhary, T. Harmel, et F. Waquet, « OSOAA: a vector radiative transfer model of coupled atmosphere-ocean system for a rough sea surface application to the estimates of the directional variations of the water leaving reflectance to better process multi-angular satellite sensors data over the ocean », *Opt. Express, OE*, vol. 23, n° 21, p. 27829-27852, oct. 2015, doi: 10.1364/OE.23.027829.

- [30] K. Zhang, Y. Li, J. Zhao, et C. Rizos, « Underwater Navigation Based on Real-Time Simultaneous Sound Speed Profile Correction », *Marine Geodesy*, vol. 39, n° 1, p. 98-111, janv. 2016, doi: 10.1080/01490419.2015.1082521.
- [31] A. Maccarone *et al.*, « Submerged single-photon LiDAR imaging sensor used for real-time 3D scene reconstruction in scattering underwater environments », *Opt. Express, OE*, vol. 31, n° 10, p. 16690-16708, mai 2023, doi: 10.1364/OE.487129.
- [32] P. Smith Menandro et A. Cardoso Bastos, « Seabed Mapping: A Brief History from Meaningful Words », *Geosciences*, vol. 10, n° 7, Art. n° 7, juill. 2020, doi: 10.3390/geosciences10070273.
- [33] F. Bruno, G. Bianco, M. Muzzupappa, S. Barone, et A. V. Rationale, « Experimentation of structured light and stereo vision for underwater 3D reconstruction », *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, vol. 66, n° 4, p. 508-518, juill. 2011, doi: 10.1016/j.isprsjprs.2011.02.009.
- [34] N. Törnblom, « Underwater 3D Surface Scanning using Structured Light », masterthesis, Uppsala, 2010. Consulté le: 11 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.diva-portal.org/smash/get/diva2:378911/FULLTEXT01.pdf>
- [35] S. G. Narasimhan et S. K. Nayar, « Structured light methods for underwater imaging: light stripe scanning and photometric stereo », in *Proceedings of OCEANS 2005 MTS/IEEE*, sept. 2005, p. 2610-2617 Vol. 3. doi: 10.1109/OCEANS.2005.1640165.
- [36] P. B. Ortner, S. R. Cummings, R. P. Aftring, et H. E. Edgerton, « Silhouette photography of oceanic zooplankton », *Nature*, vol. 277, n° 5691, p. 50-51, janv. 1979, doi: 10.1038/277050a0.
- [37] P. B. Ortner, L. C. Hill, et H. E. Edgerton, « *In-situ* silhouette photography of Gulf Stream zooplankton », *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, vol. 28, n° 12, p. 1569-1576, déc. 1981, doi: 10.1016/0198-0149(81)90098-4.
- [38] R. J. Olson et H. M. Sosik, « A submersible imaging-in-flow instrument to analyze nano-and microplankton: Imaging FlowCytobot », *Limnology and Oceanography: Methods*, vol. 5, n° 6, p. 195-203, 2007, doi: 10.4319/lom.2007.5.195.
- [39] K. L. Carder, « A Holographic Micro-Velocimeter For Use In Studying Ocean Particle Dynamics », in *Ocean Optics V*, SPIE, nov. 1978, p. 63-66. doi: 10.1117/12.956853.
- [40] K. L. Carder, R. G. Steward, et P. R. Betzer, « In situ holographic measurements of the sizes and settling rates of oceanic particulates », *Journal of Geophysical Research: Oceans*, vol. 87, n° C8, p. 5681-5685, 1982, doi: 10.1029/JC087iC08p05681.
- [41] I. Jawhar, N. Mohamed, J. Al-Jaroodi, et S. Zhang, « An Architecture for Using Autonomous Underwater Vehicles in Wireless Sensor Networks for Underwater Pipeline Monitoring », *IEEE Transactions on Industrial Informatics*, vol. 15, n° 3, p. 1329-1340, mars 2019, doi: 10.1109/TII.2018.2848290.
- [42] P. Ozog, N. Carlevaris-Bianco, A. Kim, et R. M. Eustice, « Long-term Mapping Techniques for Ship Hull Inspection and Surveillance using an Autonomous Underwater Vehicle », *Journal of Field Robotics*, vol. 33, n° 3, p. 265-289, 2016, doi: 10.1002/rob.21582.
- [43] L. de Dominicis *et al.*, « Structural Monitoring Of Offshore Platforms By 3d Subsea Laser Profilers. », présenté à Offshore Mediterranean Conference and Exhibition, OnePetro, mars 2013. Consulté le: 11 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://dx.doi.org/>
- [44] S. Hożyń, « A Review of Underwater Mine Detection and Classification in Sonar Imagery », *Electronics*, vol. 10, n° 23, Art. n° 23, janv. 2021, doi: 10.3390/electronics10232943.
- [45] K. Pathak, A. Birk, et N. Vaskevicius, « Plane-based registration of sonar data for underwater 3D mapping », in *2010 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems*, oct. 2010, p. 4880-4885. doi: 10.1109/IROS.2010.5650953.

- [46] N. Hurtós, X. Cufí, et J. Salvi, « Calibration of optical camera coupled to acoustic multibeam for underwater 3D scene reconstruction », in *OCEANS'10 IEEE SYDNEY*, mai 2010, p. 1-7. doi: 10.1109/OCEANSSYD.2010.5603907.
- [47] E. Coiras, Y. Petillot, et D. M. Lane, « Multiresolution 3-D Reconstruction From Side-Scan Sonar Images », *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 16, n° 2, p. 382-390, févr. 2007, doi: 10.1109/TIP.2006.888337.
- [48] N. Brahim, D. Guériot, S. Daniel, et B. Solaiman, « 3D reconstruction of underwater scenes using DIDSON acoustic sonar image sequences through evolutionary algorithms », in *OCEANS 2011 IEEE - Spain*, juin 2011, p. 1-6. doi: 10.1109/Oceans-Spain.2011.6003666.
- [49] P. Liljebäck et R. Mills, « Eelume: A flexible and subsea resident IMR vehicle », in *OCEANS 2017 - Aberdeen*, juin 2017, p. 1-4. doi: 10.1109/OCEANSE.2017.8084826.
- [50] P. Drap, J. Seinturier, D. Scaradozzi, P. Gamboggi, L. Long, et F. Gauch, « Photogrammetry For Virtual Exploration Of Underwater Archaeological Sites », oct. 2007.
- [51] M. Massot-Campos et G. Oliver, « Optical Sensors and Methods for Underwater 3D Reconstruction », *Sensors*, vol. 15, p. 31525-31557, déc. 2015, doi: 10.3390/s151229864.
- [52] R. P. Hodges, *Underwater Acoustics: Analysis, Design and Performance of Sonar*. Chichester, West Sussex: John Wiley & Sons, Ltd, 2010. Consulté le: 11 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9780470665244>
- [53] K. Sun, W. Cui, et C. Chen, « Review of Underwater Sensing Technologies and Applications », *Sensors*, vol. 21, n° 23, Art. n° 23, janv. 2021, doi: 10.3390/s21237849.
- [54] R. M. K. Plets *et al.*, « The use of a high-resolution 3D Chirp sub-bottom profiler for the reconstruction of the shallow water archaeological site of the Grace Dieu (1439), River Hamble, UK », *Journal of Archaeological Science*, vol. 36, n° 2, p. 408-418, févr. 2009, doi: 10.1016/j.jas.2008.09.026.
- [55] « Multibeam Sonars Teledyne Blueview ». Consulté le: 1 juillet 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.teledynemarine.com/en-us/products/Pages/multibeam-sonars-teledyne-blueview.aspx#:~:text=URL%3A%20https%3A%2F%2Fwww.teledynemarine.com%2Fen,100>
- [56] L. Rosenblum et B. Kamgar-Parsi, « 3D reconstruction of small underwater objects using high-resolution sonar data », in *Proceedings of the 1992 Symposium on Autonomous Underwater Vehicle Technology*, juin 1992, p. 228-235. doi: 10.1109/AUV.1992.225216.
- [57] Y. Guo, « 3D underwater topography rebuilding based on single beam sonar », in *2013 IEEE International Conference on Signal Processing, Communication and Computing (ICSPCC 2013)*, août 2013, p. 1-5. doi: 10.1109/ICSPCC.2013.6664031.
- [58] R. N. A. Oktavia, D. G. Pratomo, et Khomsin, « Analysis of angular resolution and range resolution on multibeam echosounder R2 Sonic 2020 in Port of Tanjung Perak (Surabaya) », *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.*, vol. 731, n° 1, p. 012032, avr. 2021, doi: 10.1088/1755-1315/731/1/012032.
- [59] G. Bianco, A. Gallo, F. Bruno, et M. Muzzupappa, « A Comparative Analysis between Active and Passive Techniques for Underwater 3D Reconstruction of Close-Range Objects », *Sensors (Basel)*, vol. 13, n° 8, p. 11007-11031, août 2013, doi: 10.3390/s130811007.
- [60] F. Zhang, L. Yi, et X. Qu, « Simultaneous measurements of velocity and distance via a dual-path FMCW lidar system », *Optics Communications*, vol. 474, p. 126066, nov. 2020, doi: 10.1016/j.optcom.2020.126066.

- [61] G. Matos, P. Buschinelli, et T. Pinto, « Underwater Laser Triangulation Sensor Model With Flat Refractive Interfaces », *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, vol. 45, n° 3, p. 937-945, juill. 2020, doi: 10.1109/JOE.2019.2891863.
- [62] A. M. Pawlikowska, A. Halimi, R. A. Lamb, et G. S. Buller, « Single-photon three-dimensional imaging at up to 10 kilometers range », *Opt. Express, OE*, vol. 25, n° 10, p. 11919-11931, mai 2017, doi: 10.1364/OE.25.011919.
- [63] T. Staffas, A. Elshaari, et V. Zwiller, « Frequency modulated continuous wave and time of flight LIDAR with single photons: a comparison », *Opt. Express, OE*, vol. 32, n° 5, p. 7332-7341, févr. 2024, doi: 10.1364/OE.508004.
- [64] D. V. Reddy, R. R. Nerem, S. W. Nam, R. P. Mirin, et V. B. Verma, « Superconducting nanowire single-photon detectors with 98% system detection efficiency at 1550 nm », *Optica, OPTICA*, vol. 7, n° 12, p. 1649-1653, déc. 2020, doi: 10.1364/OPTICA.400751.
- [65] M. Imaki *et al.*, « Underwater three-dimensional imaging laser sensor with 120-deg wide-scanning angle using the combination of a dome lens and coaxial optics », *OE*, vol. 56, n° 3, p. 031212, oct. 2016, doi: 10.1117/1.OE.56.3.031212.
- [66] F. Severini, I. Cusini, D. Berretta, K. Pasquinelli, A. Incoronato, et F. Villa, « SPAD Pixel With Sub-NS Dead-Time for High-Count Rate Applications », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 28, n° 2: Optical Detectors, p. 1-8, mars 2022, doi: 10.1109/JSTQE.2021.3124825.
- [67] S. Burri, Y. Maruyama, X. Michalet, F. Regazzoni, C. Bruschini, et E. Charbon, « Architecture and applications of a high resolution gated SPAD image sensor », *Opt. Express, OE*, vol. 22, n° 14, p. 17573-17589, juill. 2014, doi: 10.1364/OE.22.017573.
- [68] S. Y. Chua, N. Guo, C. S. Tan, et X. Wang, « Improved Range Estimation Model for Three-Dimensional (3D) Range Gated Reconstruction », *Sensors (Basel)*, vol. 17, n° 9, p. 2031, sept. 2017, doi: 10.3390/s17092031.
- [69] D. McLeod, J. Jacobson, M. Hardy, et C. Embry, « Autonomous inspection using an underwater 3D LiDAR », in *2013 OCEANS - San Diego*, sept. 2013, p. 1-8. doi: 10.23919/OCEANS.2013.6741175.
- [70] D. M. Kocak, F. R. Dalgleish, F. M. Caimi, et Y. Y. Schechner, « A Focus on Recent Developments and Trends in Underwater Imaging », *Marine Technology Society Journal*, vol. 42, n° 1, p. 52-67, mars 2008, doi: 10.4031/002533208786861209.
- [71] J. Jaffe, K. Moore, J. McLean, et M. Strand, « Underwater Optical Imaging: Status and Prospects », *oceanog*, vol. 14, n° 3, p. 64-75, 2001, doi: 10.5670/oceanog.2001.24.
- [72] F. Dalgleish, F. Caimi, W. Britton, et C. Andren, « Improved LLS imaging performance in scattering-dominant waters », *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, mai 2009, doi: 10.1117/12.820836.
- [73] M. H. Asghar, M. B. Khan, et S. Naseem, « Modeling Thin Film Multilayer Broad-Band-Pass Filters in Visible Spectrum », *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 53, n° 12, p. 1209-1217, déc. 2003, doi: 10.1023/B:CJOP.0000010585.26194.eb.
- [74] T. D. R. Jr, M. Fredell, S. Chanda, et R. J. Jr, « Ultra-narrow bandpass filters for infrared applications with improved angle of incidence performance », in *Advanced Optics for Defense Applications: UV through LWIR*, SPIE, mai 2016, p. 290-295. doi: 10.1117/12.2225113.
- [75] H. A. Macleod, *Thin Film Optical Filters, Fifth Edition*, 5e édition. Boca Raton: CRC Press, 2018.
- [76] F. Villa *et al.*, « CMOS Imager With 1024 SPADs and TDCs for Single-Photon Timing and 3-D Time-of-Flight », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, n° 6, p. 364-373, nov. 2014, doi: 10.1109/JSTQE.2014.2342197.

- [77] F. Zappa, S. Tisa, A. Tosi, et S. Cova, « Principles and features of single-photon avalanche diode arrays », *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 140, n° 1, p. 103-112, oct. 2007, doi: 10.1016/j.sna.2007.06.021.
- [78] F. Zappa, A. L. Lacaita, S. D. Cova, et P. G. Lovati, « Solid-state single-photon detectors », *OE*, vol. 35, n° 4, p. 938-945, avr. 1996, doi: 10.1117/1.600702.
- [79] J. D. Klett, « Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios », *Appl. Opt., AO*, vol. 24, n° 11, p. 1638-1643, juin 1985, doi: 10.1364/AO.24.001638.
- [80] J. D. Klett, « Stable analytical inversion solution for processing lidar returns », *Appl. Opt., AO*, vol. 20, n° 2, p. 211-220, janv. 1981, doi: 10.1364/AO.20.000211.
- [81] F. Gaudfrin, « Lidar supercontinuum pour la caractérisation spectrale des milieux diffusants à haute résolution spatiale : Étude numérique et développement instrumental », phdthesis, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2020. Consulté le: 11 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://hal.science/tel-02890491>
- [82] K. Stelmaszczyk, M. Dell'Aglio, S. Chudzyński, T. Stacewicz, et L. Wöste, « Analytical function for lidar geometrical compression form-factor calculations », *Appl. Opt., AO*, vol. 44, n° 7, p. 1323-1331, mars 2005, doi: 10.1364/AO.44.001323.
- [83] F. Mao, W. Gong, et J. Li, « Geometrical form factor calculation using Monte Carlo integration for lidar », *Optics & Laser Technology*, vol. 44, n° 4, p. 907-912, juin 2012, doi: 10.1016/j.optlastec.2011.10.024.
- [84] P. Gatt, S. Johnson, et T. Nichols, « Geiger-mode avalanche photodiode lidar receiver performance characteristics and detection statistics », *Appl. Opt., AO*, vol. 48, n° 17, p. 3261-3276, juin 2009, doi: 10.1364/AO.48.003261.
- [85] M. Henriksson, « Detection probabilities for photon-counting avalanche photodiodes applied to a laser radar system », *Appl. Opt., AO*, vol. 44, n° 24, p. 5140-5147, août 2005, doi: 10.1364/AO.44.005140.
- [86] M. I. Mishchenko, « Maxwell's equations, radiative transfer, and coherent backscattering: A general perspective », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 101, n° 3, p. 540-555, oct. 2006, doi: 10.1016/j.jqsrt.2006.02.065.
- [87] G. Russakoff, « A Derivation of the Macroscopic Maxwell Equations », *American Journal of Physics*, vol. 38, n° 10, p. 1188-1195, oct. 1970, doi: 10.1119/1.1976000.
- [88] M. I. Mishchenko, « Vector radiative transfer equation for arbitrarily shaped and arbitrarily oriented particles: a microphysical derivation from statistical electromagnetics », *Appl. Opt., AO*, vol. 41, n° 33, p. 7114-7134, nov. 2002, doi: 10.1364/AO.41.007114.
- [89] M. I. Mishchenko, « 125 years of radiative transfer: Enduring triumphs and persisting misconceptions », *AIP Conference Proceedings*, vol. 1531, n° 1, p. 11-18, mai 2013, doi: 10.1063/1.4804696.
- [90] P. Drude, « Zur Elektronentheorie der Metalle », *Annalen der Physik*, vol. 306, n° 3, p. 566-613, 1900, doi: 10.1002/andp.19003060312.
- [91] M. I. Mishchenko, D. H. Goldstein, J. Chowdhary, et A. Lompadó, « Radiative transfer theory verified by controlled laboratory experiments », *Opt. Lett., OL*, vol. 38, n° 18, p. 3522-3525, sept. 2013, doi: 10.1364/OL.38.003522.
- [92] H. C. Hulst et H. C. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*. Courier Corporation, 1981.
- [93] W. M. Haynes, Éd., *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 97^e éd. Boca Raton: CRC Press, 2016. doi: 10.1201/9781315380476.
- [94] M. Pharr, W. Jakob, et G. Humphreys, *Physically Based Rendering: From Theory to Implementation*, 3e édition. Amsterdam Boston Heidelberg London New York Oxford Paris San Diego San Francisco Singapore Sydney Tokyo: Morgan Kaufmann Publishers In, 2016.

- [95] S. Chandrasekhar, *Radiative transfer*. London: Oxford University Press, 1960. Consulté le: 11 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1960ratr.book.....C>
- [96] E. Akkermans, P. E. Wolf, et R. Maynard, « Coherent Backscattering of Light by Disordered Media: Analysis of the Peak Line Shape », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, n° 14, p. 1471-1474, avr. 1986, doi: 10.1103/PhysRevLett.56.1471.
- [97] E. Leymarie, D. Doxaran, et M. Babin, « Uncertainties associated to measurements of inherent optical properties in natural waters », *Appl. Opt., AO*, vol. 49, n° 28, p. 5415-5436, oct. 2010, doi: 10.1364/AO.49.005415.
- [98] E. Boss et W. S. Pegau, « Relationship of light scattering at an angle in the backward direction to the backscattering coefficient », *Appl. Opt., AO*, vol. 40, n° 30, p. 5503-5507, oct. 2001, doi: 10.1364/AO.40.005503.
- [99] « ECO BB-9 Scattering Meter User's Guide ». Consulté le: 24 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://en.sekorm.com/doc/1324454.html>
- [100] R. A. Maffione et D. R. Dana, « Instruments and methods for measuring the backward-scattering coefficient of ocean waters », *Appl. Opt., AO*, vol. 36, n° 24, p. 6057-6067, août 1997, doi: 10.1364/AO.36.006057.
- [101] J. M. Sullivan et M. S. Twardowski, « Angular shape of the oceanic particulate volume scattering function in the backward direction », *Appl Opt*, vol. 48, n° 35, p. 6811-6819, déc. 2009, doi: 10.1364/AO.48.006811.
- [102] M. Chami, A. Thirouard, et T. Harmel, « POLVSM (Polarized Volume Scattering Meter) instrument: an innovative device to measure the directional and polarized scattering properties of hydrosols », *Opt. Express, OE*, vol. 22, n° 21, p. 26403-26428, oct. 2014, doi: 10.1364/OE.22.026403.
- [103] W. H. Slade, Y. C. Agrawal, et O. A. Mikkelsen, « Comparison of measured and theoretical scattering and polarization properties of narrow size range irregular sediment particles », in *2013 OCEANS - San Diego*, sept. 2013, p. 1-6. doi: 10.23919/OCEANS.2013.6740987.
- [104] S. S. Inc, « How LISST-VSF Works », Sequoia Scientific. Consulté le: 20 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.sequoiasci.com/article/lisst-vsfc-operates/>
- [105] G. Mie, « Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen », *Annalen der Physik*, vol. 330, p. 377-445, janv. 1908, doi: 10.1002/andp.19083300302.
- [106] D. Deirmendjian, R. Clasen, et W. Viezee, « Mie Scattering with Complex Index of Refraction », *J. Opt. Soc. Am., JOSAA*, vol. 51, n° 6, p. 620-633, juin 1961, doi: 10.1364/JOSA.51.000620.
- [107] T. L. Farias, Ü. Ö. Köylü, et M. G. Carvalho, « Range of validity of the Rayleigh–Debye–Gans theory for optics of fractal aggregates », *Appl. Opt., AO*, vol. 35, n° 33, p. 6560-6567, nov. 1996, doi: 10.1364/AO.35.006560.
- [108] C. M. Sorensen, « Light Scattering by Fractal Aggregates: A Review », *Aerosol Science and Technology*, vol. 35, n° 2, p. 648-687, janv. 2001, doi: 10.1080/02786820117868.
- [109] Y. Zhao et L. Ma, « Applicable range of the Rayleigh-Debye-Gans theory for calculating the scattering matrix of soot aggregates », *Appl. Opt., AO*, vol. 48, n° 3, p. 591-597, janv. 2009, doi: 10.1364/AO.48.000591.
- [110] D. W. Mackowski, « Calculation of total cross sections of multiple-sphere clusters », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 11, n° 11, p. 2851, nov. 1994, doi: 10.1364/JOSAA.11.002851.
- [111] B. T. Draine et P. J. Flatau, « Discrete-Dipole Approximation For Scattering Calculations », *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, vol. 11, n° 4, p. 1491-1499, avr. 1994, doi: 10.1364/JOSAA.11.001491.

- [112] W. Hergert et T. Wriedt, Éd., *The Mie Theory: Basics and Applications*, vol. 169. in Springer Series in Optical Sciences, vol. 169. Berlin, Heidelberg: Springer, 2012. doi: 10.1007/978-3-642-28738-1.
- [113] C. F. Bohren et D. R. Huffman, « Absorption and Scattering by a Sphere », in *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, John Wiley & Sons, Ltd, 1998, p. 82-129. doi: 10.1002/9783527618156.ch4.
- [114] W. C. Mundy, J. A. Roux, et A. M. Smith, « Mie scattering by spheres in an absorbing medium », *J. Opt. Soc. Am., JOS A*, vol. 64, n° 12, p. 1593-1597, déc. 1974, doi: 10.1364/JOSA.64.001593.
- [115] R. J. Martin, « Mie Scattering Formulae for Non-spherical Particles », *Journal of Modern Optics*, vol. 40, n° 12, p. 2467-2494, déc. 1993, doi: 10.1080/09500349314552471.
- [116] M. Kerker, D.-S. Wang, et C. L. Giles, « Electromagnetic scattering by magnetic spheres », *J. Opt. Soc. Am., JOS A*, vol. 73, n° 6, p. 765-767, juin 1983, doi: 10.1364/JOSA.73.000765.
- [117] T. Kaiser et G. Schweiger, « Stable algorithm for the computation of Mie coefficients for scattered and transmitted fields of a coated sphere », *Computer in Physics*, vol. 7, n° 6, p. 682-686, nov. 1993, doi: 10.1063/1.168475.
- [118] L. Kai et P. Massoli, « Scattering of electromagnetic-plane waves by radially inhomogeneous spheres: a finely stratified sphere model », *Appl. Opt., AO*, vol. 33, n° 3, p. 501-511, janv. 1994, doi: 10.1364/AO.33.000501.
- [119] H. Bader, « The hyperbolic distribution of particle sizes », *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, vol. 75, n° 15, p. 2822-2830, 1970, doi: 10.1029/JC075i015p02822.
- [120] R. A. Reynolds et D. Stramski, « Variability in Oceanic Particle Size Distributions and Estimation of Size Class Contributions using a Non-parametric Approach », *Journal of Geophysical Research: Oceans*, vol. n/a, n° n/a, p. e2021JC017946, doi: 10.1029/2021JC017946.
- [121] W. M. Balch, P. M. Holligan, S. G. Ackleson, et K. J. Voss, « Biological and optical properties of mesoscale coccolithophore blooms in the Gulf of Maine », *Limnol. Oceanogr.*, vol. 36, n° 4, p. 629-643, juin 1991, doi: 10.4319/lo.1991.36.4.0629.
- [122] M. Jonasz et G. Fournier, « Approximation of the size distribution of marine particles by a sum of log-normal functions », *Limnology and Oceanography*, vol. 41, n° 4, p. 744-754, 1996, doi: 10.4319/lo.1996.41.4.0744.
- [123] H. E. Gerber et A. Deepak, *Aerosols and Their Climatic Effects*. A. Deepak Pub., 1984.
- [124] M. Hess, P. Koepke, et I. Schult, « Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC », *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 79, n° 5, p. 831-844, mai 1998, doi: 10.1175/1520-0477(1998)079<0831:OPOAAC>2.0.CO;2.
- [125] D. Deirmendjian, *Electromagnetic scattering on spherical polydispersions*. 1969. Consulté le: 11 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1969esos.book.....D>
- [126] A. J. Heymsfield et C. M. R. Platt, « A Parameterization of the Particle Size Spectrum of Ice Clouds in Terms of the Ambient Temperature and the Ice Water Content », *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 41, n° 5, p. 846-855, mars 1984, doi: 10.1175/1520-0469(1984)041<0846:APOTPS>2.0.CO;2.
- [127] D. Stramski et D. A. Kiefer, « Light scattering by microorganisms in the open ocean », *Progress in Oceanography*, vol. 28, n° 4, p. 343-383, janv. 1991, doi: 10.1016/0079-6611(91)90032-H.
- [128] C. A. Suttle, A. M. Chan, et M. T. Cottrell, « Infection of phytoplankton by viruses and reduction of primary productivity », *Nature*, vol. 347, n° 6292, p. 467-469, oct. 1990, doi: 10.1038/347467a0.

- [129] R. M. Pope et E. S. Fry, « Absorption spectrum (380–700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements », *Appl. Opt., AO*, vol. 36, n° 33, p. 8710-8723, nov. 1997, doi: 10.1364/AO.36.008710.
- [130] L. Kou, D. Labrie, et P. Chylek, « Refractive indices of water and ice in the 0.65- to 2.5- μm spectral range », *Appl. Opt., AO*, vol. 32, n° 19, p. 3531-3540, juill. 1993, doi: 10.1364/AO.32.003531.
- [131] A. Morel, « OPTICAL PROPERTIES OF PURE WATER AND PURE SEA WATER. », p. 1-24, 1974.
- [132] M. Bass, *OPTICAL PROPERTIES OF WATER*. McGraw-Hill Education, 2010. Consulté le: 8 novembre 2022. [En ligne]. Disponible sur: https://www.accessengineeringlibrary.com/content/book/9780071498920/chapter/chapter_1
- [133] N. K. Hojerslev, « 3.3.2.1 Optical properties of pure water and pure sea water », in *Subvolume A*, vol. 3a, J. Sündermann, Éd., in Landolt-Börnstein - Group V Geophysics, vol. 3a., Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 1986, p. 395-398. doi: 10.1007/10201933_90.
- [134] A. Bricaud, A. Morel, et L. Prieur, « Absorption by dissolved organic matter of the sea (yellow substance) in the UV and visible domains I », *Limnology and Oceanography*, vol. 26, n° 1, p. 43-53, 1981, doi: 10.4319/lo.1981.26.1.0043.
- [135] C. D. Mobley, « Radiative Transfer in the Ocean », in *Encyclopedia of Ocean Sciences*, J. H. Steele, Éd., Oxford: Academic Press, 2001, p. 2321-2330. doi: 10.1006/rwos.2001.0469.
- [136] C. Roesler, M. J. Perry, et K. Carder, « Modeling in situ phytoplankton absorption from total absorption spectra in productive inland waters », *Limnology and Oceanography*, vol. 34, p. 1510-1523, déc. 1989, doi: 10.4319/lo.1989.34.8.1510.
- [137] A. Bricaud, A. Morel, M. Babin, K. Allali, et H. Claustre, « Variations of light absorption by suspended particles with chlorophyll a concentration in oceanic (case 1) waters: Analysis and implications for bio-optical models », *Journal of Geophysical Research: Oceans*, vol. 103, n° C13, p. 31033-31044, 1998, doi: 10.1029/98JC02712.
- [138] J. T. O. Kirk, *Light and Photosynthesis in Aquatic Ecosystems*, 2^e éd. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. doi: 10.1017/CBO9780511623370.
- [139] D. Stramski et D. A. Kiefer, « Can heterotrophic bacteria be important to marine light absorption? », *Journal of Plankton Research*, vol. 20, n° 8, p. 1489-1500, janv. 1998, doi: 10.1093/plankt/20.8.1489.
- [140] R. R. Bidigare, M. E. Ondrusek, J. H. Morrow, et D. A. Kiefer, « In-vivo absorption properties of algal pigments », in *Ocean Optics X*, SPIE, sept. 1990, p. 290-302. doi: 10.1117/12.21451.
- [141] E. Aas, « Refractive index of phytoplankton derived from its metabolite composition », *Journal of Plankton Research*, vol. 18, n° 12, p. 2223-2249, déc. 1996, doi: 10.1093/plankt/18.12.2223.
- [142] T. Lorthiois, « Dynamique des matières en suspension dans le panache du Rhône (Méditerranée occidentale) par télédétection spatiale " couleur de l'océan " », phdthesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Consulté le: 3 novembre 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00772427>
- [143] M. Babin et D. Stramski, « Variations in the mass-specific absorption coefficient of mineral particles suspended in water », *Limnology and Oceanography*, vol. 49, n° 3, p. 756-767, 2004, doi: 10.4319/lo.2004.49.3.0756.
- [144] B. G. Carlson, K. D. Lathrop, et L. A. S. Laboratory, *Transport Theory: The Method of Discrete Ordinates*. Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, 1965. [En ligne]. Disponible sur: <https://books.google.fr/books?id=pmvhtgAACAAJ>

- [145] W. A. Fiveland, « Discrete-Ordinates Solutions of the Radiative Transport Equation for Rectangular Enclosures », *Journal of Heat Transfer*, vol. 106, n° 4, p. 699-706, nov. 1984, doi: 10.1115/1.3246741.
- [146] G. D. Raithby et E. H. Chui, « A Finite-Volume Method for Predicting a Radiant Heat Transfer in Enclosures With Participating Media », *Journal of Heat Transfer*, vol. 112, n° 2, p. 415-423, mai 1990, doi: 10.1115/1.2910394.
- [147] J. C. Chai, H. S. Lee, et S. V. Patankar, « Finite volume method for radiation heat transfer », *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 8, n° 3, p. 419-425, juill. 1994, doi: 10.2514/3.559.
- [148] P. J. Coelho, « Bounded Skew High-Order Resolution Schemes for the Discrete Ordinates Method », *Journal of Computational Physics*, vol. 175, n° 2, p. 412-437, janv. 2002, doi: 10.1006/jcph.2001.6899.
- [149] P. J. Coelho, « A comparison of spatial discretization schemes for differential solution methods of the radiative transfer equation », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 109, n° 2, p. 189-200, janv. 2008, doi: 10.1016/j.jqsrt.2007.08.012.
- [150] J. Lenoble, *Radiative transfer in scattering and absorbing atmospheres: Standard computational procedures*. 1985. Consulté le: 18 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1985hava.book.....L>
- [151] J. L. Deuzé, M. Herman, et R. Santer, « Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 41, n° 6, p. 483-494, juin 1989, doi: 10.1016/0022-4073(89)90118-0.
- [152] M. H. Kalos et P. A. Whitlock, *Monte Carlo Methods*. John Wiley & Sons, 2008.
- [153] E. Tinetti, S. Avallone, et J. M. Tualle, « Fast semianalytical Monte Carlo simulation for time-resolved light propagation in turbid media », *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, vol. 13, n° 9, p. 1903-1915, sept. 1996, doi: 10.1364/JOSAA.13.001903.
- [154] K. E. Kunkel et J. A. Weinman, « Monte Carlo Analysis of Multiply Scattered Lidar Returns », *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 33, n° 9, p. 1772-1781, sept. 1976, doi: 10.1175/1520-0469(1976)033<1772:MCAOMS>2.0.CO;2.
- [155] D. M. Winker et L. R. Poole, « Monte-Carlo calculations of cloud returns for ground-based and space-based LIDARS », *Appl. Phys. B*, vol. 60, n° 4, p. 341-344, avr. 1995, doi: 10.1007/BF01082269.
- [156] A. V. Starkov, M. Noormohammadian, et U. G. Oppel, « A stochastic model and a variance-reduction Monte-Carlo method for the calculation of light transport », *Appl. Phys. B*, vol. 60, n° 4, p. 335-340, avr. 1995, doi: 10.1007/BF01082268.
- [157] C. M. R. Platt, « Remote Sounding of High Clouds. III: Monte Carlo Calculations of Multiple-Scattered Lidar Returns », *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 38, n° 1, p. 156-167, janv. 1981, doi: 10.1175/1520-0469(1981)038<0156:RSOHC>2.0.CO;2.
- [158] H. R. Gordon, « Interpretation of airborne oceanic lidar: effects of multiple scattering », *Appl. Opt., AO*, vol. 21, n° 16, p. 2996-3001, août 1982, doi: 10.1364/AO.21.002996.
- [159] C.-K. Wang, W. Philpot, M. Kim, et H.-M. Lei, « A Monte Carlo study of the seagrass-induced depth bias in bathymetric lidar », *Opt. Express, OE*, vol. 19, n° 8, p. 7230-7243, avr. 2011, doi: 10.1364/OE.19.007230.
- [160] S. Bartel et A. H. Hielscher, « Monte Carlo simulations of the diffuse backscattering Mueller matrix for highly scattering media », *Appl. Opt.*, vol. 39, n° 10, p. 1580, avr. 2000, doi: 10.1364/AO.39.001580.
- [161] X. Wang, L. V. Wang, C.-W. Sun, et C. C. Yang, « Polarized light propagation through scattering media: time-resolved Monte Carlo simulations and experiments », *JBO*, vol. 8, n° 4, p. 608-617, oct. 2003, doi: 10.1117/1.1606462.

- [162] J. C. Ramella-Roman, S. A. Prah, et S. L. Jacques, « Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: part I », *Opt. Express, OE*, vol. 13, n° 12, p. 4420-4438, juin 2005, doi: 10.1364/OPEX.13.004420.
- [163] P. J. Davis et P. Rabinowitz, *Methods of Numerical Integration*. Academic Press, 2014.
- [164] H. Niederreiter, *Random Number Generation and Quasi-Monte Carlo Methods*. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1992.
- [165] M. Planck, « On an improvement of Wien's Equation for the Spectrum », *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft*, vol. 2, n° 13, p. 202-204, 1900.
- [166] E. Veach, « Robust Monte-Carlo methods for light transport simulation », 1997.
- [167] L. G. Henyey et J. L. Greenstein, « Diffuse radiation in the Galaxy. », *The Astrophysical Journal*, vol. 93, p. 70-83, janv. 1941, doi: 10.1086/144246.
- [168] G. R. Fournier et J. L. Forand, « Analytic phase function for ocean water », in *Ocean Optics XII*, SPIE, oct. 1994, p. 194-201. doi: 10.1117/12.190063.
- [169] V. Dhulla, S. S. Mukherjee, A. O. Lee, N. Dissanayake, B. Ryu, et C. Myers, « 256 x 256 dual-mode CMOS SPAD image sensor », in *Advanced Photon Counting Techniques XIII*, SPIE, mai 2019, p. 109-116. doi: 10.1117/12.2523084.
- [170] G. Hernandez, « Analytical Description of a Fabry-Perot Spectrometer. 3: Off-Axis Behavior and Interference Filters », *Appl. Opt., AO*, vol. 13, n° 11, p. 2654-2661, nov. 1974, doi: 10.1364/AO.13.002654.
- [171] D. Gendler, C. Eisele, D. Seiffer, et N. Wendelstein, « Derivation of an Algorithm for Calculation of the Intersection Area of a Circle with a Grid with Finite Fill Factor ». 16 décembre 2018.
- [172] G. K. Yue et A. Deepak, « Modeling of coagulation-sedimentation effects on transmission of visible/IR laser beams in aerosol media », *Appl. Opt., AO*, vol. 18, n° 23, p. 3918-3925, déc. 1979, doi: 10.1364/AO.18.003918.
- [173] W. M. Farmer, R. D. Morris, et F. A. Schwartz, « Optical particle size measurements of hygroscopic smokes in laboratory and field environments », *Appl. Opt., AO*, vol. 20, n° 22, p. 3929-3940, nov. 1981, doi: 10.1364/AO.20.003929.
- [174] K. Walcarus, J. Rosin, L. Hespel, M. Chami, et T. Dartigalongue, « Impact of blur on 3D laser imaging: Monte-Carlo modelling for underwater applications », *Opt. Express, OE*, vol. 31, n° 16, p. 26194-26207, juill. 2023, doi: 10.1364/OE.491860.
- [175] E. Viala, « Augmentation de la résolution latérale d'imageurs laser 3D par compressive sensing / Increasing lateral resolution of 3D-LiDAR using compressive sensing », Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, 2023.
- [176] P.-W. Zhai, Y. Hu, C. R. Trepte, et P. L. Lucker, « A vector radiative transfer model for coupled atmosphere and ocean systems based on successive order of scattering method », *Opt. Express, OE*, vol. 17, n° 4, p. 2057-2079, févr. 2009, doi: 10.1364/OE.17.002057.