



HAL
open science

Acquisition opto-numérique de vêtements asiatiques anciens

Antoine Lucat

► **To cite this version:**

Antoine Lucat. Acquisition opto-numérique de vêtements asiatiques anciens. Traitement des images [eess.IV]. Université de Bordeaux, 2020. Français. NNT : 2020BORD0012 . tel-03202022

HAL Id: tel-03202022

<https://theses.hal.science/tel-03202022>

Submitted on 19 Apr 2021

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

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

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DE MATHÉMATIQUES ET
D'INFORMATIQUE

par **Antoine Lucat**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : INFORMATIQUE

**Acquisition opto-numérique de vêtements asiatiques
anciens**

Date de soutenance : 6 février 2020

Devant la commission d'examen composée de :

Gaël OBEIN	Maître de conférences, CNAM	Rapporteur
Lionel SIMONOT	Maître de conférences, Université de Poitiers .	Rapporteur
Daniel MENEVEAUX .	Professeur, Xlim	Président
Pascal GUITTON	Professeur, LaBRI	Examineur
Xavier GRANIER	Professeur, Institut d'Optique Graduate School	Directeur
Romain PACANOWSKI	Ingénieur de recherche, CNRS (LP2N)	Co-directeur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier sincèrement mes directeurs de thèse. Tout d'abord Romain Pacanowski, co-directeur et collaborateur de tous les jours, pour sa présence, sa disponibilité et la qualité de son suivi, ayant réussi à trouver le parfait équilibre entre la liberté scientifique dont j'ai disposé et le guide qu'il a parfois dû être dans la jungle des problématiques à résoudre. Je remercie aussi Xavier Granier, directeur de thèse et chef de l'équipe MANAO, qui malgré la densité de son planning a toujours su trouver du temps pour moi lorsque cela a été nécessaire. Je le remercie aussi sincèrement pour la motivation qu'il a su m'insuffler, nécessaire, aux moments les plus difficiles de la rédaction de cette thèse.

Je tiens à remercier particulièrement Lionel Simonot et Gaël Obein d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Leurs retours ont été extrêmement constructifs pour moi, et leur réel enthousiasme pour mon projet a su me donner l'élan nécessaire pour me porter jusqu'à l'aboutissement de cette thèse.

Je remercie aussi Pascal Guitton d'avoir pu trouver le temps en dernière minute de participer en tant qu'examineur à mon jury de thèse.

Enfin, je remercie Daniel Méneveux d'avoir présidé mon jury de thèse, et d'avoir su partager son enthousiasme pour le domaine de recherche qui fut le mien durant toutes ces années.

Ce travail ayant été particulièrement pluridisciplinaire, il va sans dire qu'un soutien technique de tous les instants m'a été indispensable pour le mener à bien. Philippe Teulat, chef de l'atelier mécanique de l'IOGS, m'a été d'un précieux soutien et je ne le remercierai jamais assez pour tous ses conseils et services rendus, aménageant ses horaires pour être au plus disponible. Je remercie aussi l'ensemble du service électronique de l'IOGS, et particulièrement Arnaud Tizon pour avoir développé le système d'éclairage par LED, et sans qui le projet n'aurait tout simplement pas pu voir le jour. Enfin, je remercie l'ensemble des fournisseurs pour leur disponibilité et leur soutien technique sur des sujets qui ne m'étaient initialement que trop peu familiers.

Je remercie tous mes collègues, permanents et non-permanents, avec qui j'ai pu partager ma passion pour l'informatique et l'optique, et qui ont toujours su créer une ambiance de travail amicale et stimulante. Je remercie en particulier Loïs Mignard-Debise pour nos échanges et ce partage de l'amour sans faille des sciences. Je remercie aussi Thomas Crespel, qui a bien trop enduré mes pérégrinations techniques et théoriques, mais sans qui bon nombre de problèmes concrets seraient encore aujourd'hui irrésolus.

Je remercie bien sûr mes colocataires, qui ont su chaque soir me vider l'esprit toujours empli d'optique et de C++. Pour la même raison, je remercie mes amis ainsi que ceux de mon groupe de musique celtique, grâce à qui j'ai pu en parallèle continuer à vivre pleinement ma passion.

Merci à ma famille, notamment mes parents, pour leur soutien constant tout au long de mes études, et ce malgré la distance.

Et enfin je ne peux que conclure avec Émilie, compagne dans la vie et dans l'amour, présente en coulisse de mes travaux pendant toutes ces années et sans qui tout aurait été différent. Je ne la remercierai jamais assez pour son soutien moral inébranlable, d'avoir été si compréhensive lors des moments difficiles, de toutes ces nuits blanches à travailler, et tout simplement pour sa présence de tous les instants.

Cette thèse n'est pas seulement le fruit de mes efforts, mais bien le concours de toutes ces personnes qui, sans leur soutien, qu'il soit technique et/ou moral, n'aurait jamais permis de mener à bien ce projet.

Résumé La numérisation est un enjeu majeur dans le domaine du patrimoine, permettant d’une part la sauvegarde à long terme des pièces de collections, et d’autre part de les valoriser sous un jour nouveau. En collaboration avec le Musée d’Ethnographie de Bordeaux (MEB), ce travail de thèse se fixe pour objectif de proposer une solution novatrice en terme de numérisation en proposant une réponse à la problématique suivante : comment restituer fidèlement l’apparence d’une pièce de collection, tel que la version numérique soit, à l’œil, indiscernable du véritable objet ? La taille des objets à numériser ainsi que la résolution nécessaire pour obtenir la qualité souhaitée impliquent de fait une quantité astronomique de mesures à effectuer, formant un véritable défi technique et scientifique.

Cette thèse se propose de répondre à cette observation par la réalisation d’un prototype d’acquisition innovant basé image, formé d’un dôme couvert de 1080 LED au sein duquel évolue une caméra sur bras robotisé. Ce travail est d’abord appuyé par un faisceau de recherches préliminaires, s’attardant sur les problématiques théoriques et pratiques attendant à une telle mesure. Cela a notamment permis de mettre en évidence à quel point la diffraction joue un rôle important dans la mesure de BRDF, bien au-delà des critères habituels. Dans ce sens, un nouvel algorithme de traitement des données, métrologiquement viable, a pu être proposé. Appuyé par ces acquis, le prototype de numérisation a pu être conçu, réalisé, calibré et finalement exploité avec succès pour la sauvegarde du patrimoine. Ce nouvel instrument, en constante évolution, jette alors la première pierre de nombreux axes de recherches futurs, tant portés sur l’optimisation du processus de mesure que sur l’exploitation des données générées.

Mots-clés optique, BRDF, métrologie, dispositif imageant, diffraction, numérisation

Laboratoire d’accueil Équipe Manao, Inria Bordeaux Sud-Ouest, 200 avenue de la Vieille Tour, 33405, Talence. LP2N, Institut d’Optique d’Aquitaine, 1 rue François Mitterrand, 33400, Talence.

Title Opto-numerical digitization of ancient asian clothing

Abstract Digitization is a major issue of interest in the field of cultural heritage, allowing on the one hand the long-term safeguard of collector's pieces, and on the other hand to valorize them under a new revelatory way. In collaboration with the Musée d'Ethnographie de Bordeaux (MEB), this thesis work has the objective of proposing an innovative solution in terms of digitization, by answering the following problem : how to faithfully reproduce the appearance of a collector's piece, such that the digital version is, to the eye, indistinguishable from the real object? The size of the objects to be digitized as well as the resolution necessary to obtain the desired quality imply an astronomical quantity of measurements to be carried out, forming a real technical and scientific challenge.

This thesis proposes to respond to this observation by producing an innovative image-based acquisition prototype, formed by a dome covered with 1080 LEDs within which a camera on a robotic arm evolves. This work is first supported by a bundle of preliminary research, focusing on the theoretical and practical issues attached to such a measurement. This notably made it possible to highlight to what extent diffraction plays an important role in BRDF measurements, far beyond the usual criteria. In this sense, a new metrologically viable data processing algorithm has been proposed. Supported by these achievements, the digitization prototype has been designed, produced, calibrated and finally successfully used for the safeguarding of the cultural heritage. This new, constantly evolving instrument then lays the foundation stone for many areas of future research, both focused on optimizing the measurement process and on exploiting the generated data.

Keywords optics, BRDF, metrology, imaging device, diffraction, digitization

Table des matières

Introduction	1
1 Bases de l'optique pour la notion d'apparence	7
1.1 Fondamentaux de l'optique	7
1.2 Apparence d'une surface	17
2 Tour d'horizon des méthodes de mesure de l'apparence	29
3 Étude de la mesure photométrique par appareil photographique	35
3.1 Modèles de caméra	35
3.2 Diffraction et diaphragme	44
3.3 Bilan du processus de mesure	58
3.4 Analyse des incertitudes et conclusions	63
3.5 Application à un système de mesure imageant de BRDF isotrope sur une sphère	67
4 Détection et suppression des effets de la diffraction	91
4.1 Imagerie HDR et diffraction	91
4.2 Méthodes de déconvolution	95
4.3 Méthode de détection	97
4.4 Résultats et applications	105
4.5 Conclusion et travaux futurs	114
5 Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope	117
5.1 Conception de l'appareil	118
5.2 Calibration	148
5.3 Résultats et applications	199
5.4 Conclusions et perspectives	206
Conclusion	215
Bibliographie	219

TABLE DES MATIÈRES

Introduction

Pérenniser la richesse du patrimoine humain est une question soulevée relativement récemment dans l'Histoire. En France, la sauvegarde du patrimoine a connu un essor national à la Révolution Française. Le mot d'ordre était de faire fi de l'Ancien Régime, donnant lieu à de nombreux pillages et destruction des biens de l'Église et de la noblesse. Afin de sauver les plus remarquables traces du passé, l'État entreprend de nationaliser les monuments historiques (églises, couvents, châteaux...) et c'est dans ce contexte qu'apparaissent les premiers musées nationaux, comme le *Muséum central des arts de la République* en 1793, qui deviendra par la suite le musée du Louvre. Détenteur des traces de l'Histoire, une des premières missions qui leur incombe est d'être capable de conserver, mais aussi valoriser leurs collections. Ce travail peut être rendu difficile par l'état de conservation des pièces de collection. Que faire d'un objet trop fragile pour être manipulé ? Comment figer son inévitable dégradation tout en le gardant accessible, pour les chercheurs comme pour le public ? Peu de solutions sont actuellement réellement viables : la restauration, la reproduction, et la numérisation. Pour cette dernière, l'ère du numérique que voit grandir le XIX^e siècle est le terreau fertile de recherches récentes. De l'analyse à la conservation, de nombreux musées s'associent avec les équipes de recherche du monde entier pour proposer des projets communs autour de leurs collections.

C'est dans ce contexte que naît le projet ANR ⁽¹⁾ Material ⁽²⁾, rassemblant de nombreux partenaires, publics (MEB), académiques (équipes INRIA MANAO et MAVERICK) et industriels (Océ Print Logic Technologies). Ce projet, articulé autour des collections du Musée d'Ethnographie de Bordeaux (MEB), a pour objectifs multiples le développement d'outils pour l'acquisition, la visualisation et la restitution des artefacts conservés. Les pièces patrimoniales qui fixent la difficulté technique de ce projet sont les centaines de textiles de la collection. La plupart de ces textiles proviennent d'horizons lointains (Australie, Asie du Sud-Est, Tibet, Japon, Océanie) et sont âgés pour certains de presque deux siècles. Quelques pièces sont déjà aujourd'hui si fragiles que la simple exposition à la lumière suffit à dégrader les fibres et les pigments. Récemment, l'utilisation de scanners 3D associée à des techniques de visualisation ou d'impression 3D permettent l'étude et la préservation de sculptures ou figurines. Les scanners à plat servent pour la préservation

(1). ANR = Agence Nationale de la Recherche.

(2). Material = Micro geometry Approach of TExture ReproductIon for Artistic Legacy.

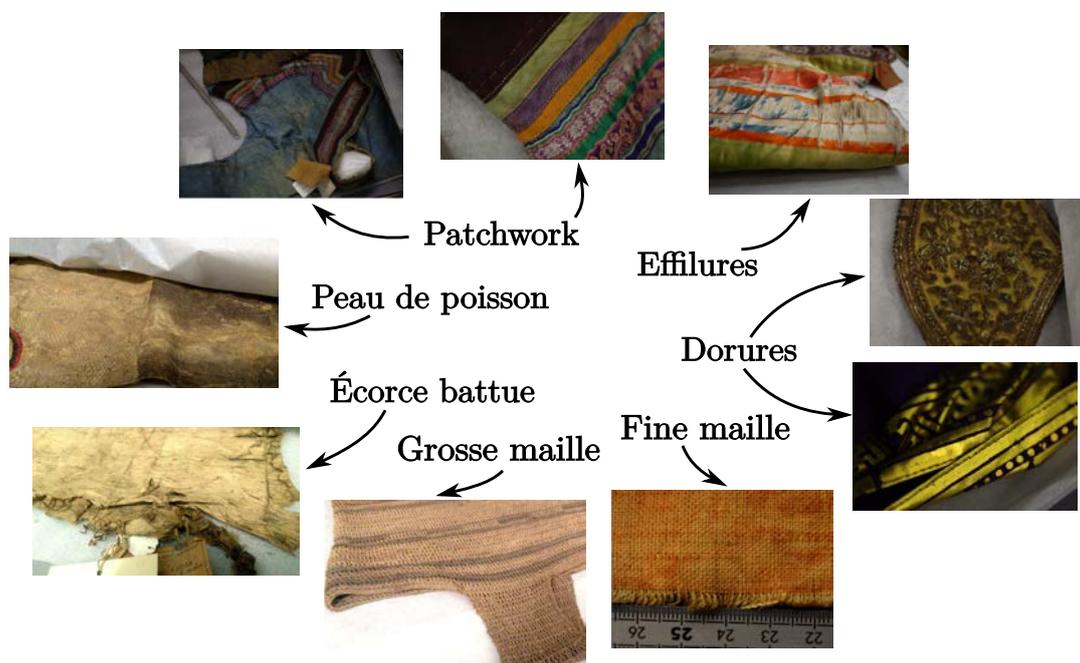


FIGURE 1 – Exemples tirés de la collection de textiles du Musée d’Ethnographie de Bordeaux (MEB). Déterminer une méthode de numérisation unifiée est rendu difficile par toute la diversité des textiles : les reflets prononcés des dorures, les anisotropies du tramage, les amas de fils effilés, les variations de motif des patchworks ...

des livres. La photogrammétrie permet la sauvegarde d’un modèle 3D coloré. Ces approches ont permis une nouvelle manière de conserver et d’étudier le patrimoine culturel. Ces techniques, bien que largement utilisées depuis quelques années, ont leurs limites : elles ne permettent pas d’acquérir toute la richesse de la réflectance des matériaux (reflets, changements de couleurs, iridescences), seulement la couleur. Les textiles de la collection du MEB affichent un grand nombre d’effets optiques (cf. Figure 1), tels que les reflets prononcés des fils dorés et des boutons métalliques, ou encore l’anisotropie des trames des tissus. Ils fournissent donc un challenge technique et scientifique, faisant toute la richesse de ce projet ANR. En terme de valorisation, une exposition temporaire⁽³⁾ a été créée autour des résultats ethnographiques et scientifiques, et permettant de fixer les échéances du projet.

Premier maillon de la chaîne de numérisation, l’équipe mixte de recherche MANAO, voyant la collaboration de chercheurs de l’INRIA⁽⁴⁾ et du LP2N⁽⁵⁾, a pour objectif principal de développer un prototype d’acquisition adapté à ces pièces textiles de collection. La conception d’un tel appareil a été sujette, dès ses origines, à un certain nombre de besoins

(3). "Textile(s) 3D" : du 1^{er} octobre 2019 au 29 mai 2020.

(4). INRIA = Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique.

(5). LP2N = Laboratoire Photonique, Numérique & Nanosciences.

et contraintes techniques. Ceux-ci seront précisément détaillés dans le chapitre 5 dédié au prototype réalisé. Nous n'en faisons ici qu'un succinct bilan qui permettra d'expliquer les choix retenus tout au long de ce document.

Le besoin a été défini de manière très pragmatique : "La numérisation doit être en mesure de restituer la richesse des détails du regard". Nous verrons que cela pose le problème majeur de la quantité d'information à acquérir et à stocker. En effet, l'œil est fier d'une grande résolution en étant capable de distinguer des détails de l'ordre de 100 μm . La solution retenue devra obligatoirement proposer une manière extrêmement rapide d'effectuer des mesures. En effet, le temps de mesure alloué par objet est autorisé à être de l'ordre du jour. Cela sera bien évidemment fonction de la taille de l'objet, mais un temps de mesure de plusieurs semaines est ici prohibé. Ensuite, la qualité de la mesure doit être la plus indépendante possible du système d'acquisition. Nous cherchons ici une mesure la plus complète possible et indépendante des méthodes d'exploitation. En effet, acquérir des données de façon non-biaisées par une certaine stratégie de mesure permet de rendre ces données nombreuses et variées, et assurant leur pérennité sur le long terme. On ne retiendra donc les méthodes d'acquisition par induction, c'est-à-dire celles qui font des suppositions fortes sur l'objet à numériser, comme par exemple la stéréo-photométrie [Tauzia, 2016]. L'objectif est que le résultat ne dépende justement pas du résultat, ni d'hypothèses spécifiques.

La contrainte forte est que l'appareil doit être capable de numériser des objets patrimoniaux d'une fragilité pouvant être extrême. Dans le cas du textile, les fibres naturelles sont rendues cassantes par les variations d'humidité ou encore l'exposition aux rayons ultraviolets (UV). Ceci a directement orienté les points décrits dans le tableau suivant :

Neutralité chimique	Les matériaux amenés à être en contact avec l'objet doivent être chimiquement neutres.
Immobilité	L'objet doit rester dans une position inaltérée, statique lors de la mesure.
Absence de contraintes mécaniques systémiques	L'objet ne doit être soumis à aucun effort mécanique.
Environnement climatique contrôlé	La continuité des conditions de stabilité de l'humidité, de la pression et de la température doit être assurée.
Environnement lumineux contrôlé	Les ultraviolets et infrarouges sont interdits. La lumière visible a une dose d'exposition limitée.
Autonomie	L'appareil doit pouvoir être utilisé par un non-spécialiste formé.

TABLE 1 – Résumé des contraintes auxquelles la conception du prototype est soumis. L'objectif est de minimiser tout impact de la mesure sur l'objet.

L'ensemble de ces contraintes mène naturellement vers une technologie tout-optique, dont l'éclairage doit être conforme aux contraintes de conservation. C'est donc vers ce type d'appareil que va se concentrer ce travail de thèse.

Le premier chapitre traite des notions fondamentales utiles pour comprendre comment se définit l'apparence d'un objet. Il permet d'établir le lien reliant les grandeurs radiométriques, les propriétés de réflexion des matériaux, et les caractéristiques d'un instrument de mesure.

Un tour d'horizon permettra ensuite de comprendre les défis à résoudre dans ce projet, et voir en quoi la littérature scientifique ne propose pas aujourd'hui de solution clé en main. Cela permet néanmoins de fournir de nombreuses inspirations sur la manière de concevoir un tel appareil.

La taille des textiles à numériser ainsi que la densité astronomique de données à mesurer nous dirigent naturellement vers des conceptions basées sur des systèmes imageants. Le troisième chapitre s'intéressera à l'étude de ce type de système, afin d'en comprendre les avantages et les limitations. Nous proposons notamment un nouveau modèle de diaphragme d'appareil photographique, qui simplifie à la fois la mesure et la caractérisation des effets de la diffraction. Une étude théorique des modèles d'appareil photographique sera suivie de l'application à la conception d'un système d'acquisition simple, permettant

de synthétiser à la fois les problématiques pratiques et systémiques.

Le chapitre 3 met notamment en avant le problème de la diffraction dans les mesures, inévitable du fait de l'extrême dynamique de certains matériaux. Nous dédions alors le quatrième chapitre à l'élaboration d'un algorithme de traitement des mesures. Il permet de supprimer les effets de la diffraction sans, contrairement aux méthodes de l'état de l'art, impacter la qualité de mesure.

Enfin, à partir des différentes préconisations établies jusqu'à ce stade, le chapitre 5 décrit le prototype de numérisation du patrimoine réalisé. Nous détaillons d'abord les contraintes de conception ainsi que sa réalisation. Ensuite, nous abordons la question de la calibration de cet instrument, en détaillant l'ensemble des procédures développées dans le but d'atteindre la précision nominale recherchée. Enfin, nous exposons les résultats actuels, ayant notamment permis de présenter une dizaine de textiles numérisés lors de l'exposition temporaire. Nous concluons finalement sur les capacités atteintes par cet instrument, prompt à de nombreux développements futurs. Nous faisons alors le bilan des pistes d'amélioration envisagées, ainsi que différentes perspectives d'exploitation à explorer.

Chapitre 1

Bases de l'optique pour la notion d'apparence

Ce chapitre se donne pour objectif de définir les notions fondamentales de l'optique qui permettent de décrire l'apparence d'une surface à travers l'interaction lumière-matière à l'échelle macroscopique. En particulier, une première partie sera dédiée à la définition de la lumière, sa propagation, et ses propriétés énergétiques. La seconde traitera des quantités permettant de caractériser la diffusion de la lumière par une surface. L'apparence d'un matériau sera alors pleinement définie, et permettra de relier sa définition aux quantités issues de tout système de mesure.

1.1 Fondamentaux de l'optique

1.1.1 De l'électromagnétisme à l'optique géométrique

Depuis la découverte des premières lois de propagation, réflexion et réfraction de la lumière par Aristote, les modèles physiques permettant d'en comprendre ses fondements ont grandement évolué. En métrologie, il est essentiel de comprendre les limites des modèles utilisés afin d'établir la meilleure relation possible entre une quantité observée et la grandeur que l'on désire mesurer. Ainsi, nous aborderons dans un premier temps la lumière du point de vue électromagnétique, puis nous étudierons les conditions sous lesquelles ces lois peuvent être approximées pour nous mener au modèle plus simple de l'optique géométrique.

La lumière en tant qu'onde électromagnétique. Développée par Huygens autour de 1670, puis par Fresnel, la théorie ondulatoire de la lumière propose de représenter celle-ci sous forme d'une onde qui se propage dans l'espace. Cette modélisation permet de conserver les lois classiques de propagation, réflexion et réfraction, tout en expliquant des

phénomènes nouveaux comme les interférences et notamment la diffraction. Manquant d'un cadre plus fondamental, c'est au XIX^e siècle que Maxwell décrit la lumière comme une onde électromagnétique en lui appliquant ses désormais célèbres équations (ici les équations de Maxwell dans le vide) :

$$\text{Loi de Maxwell-Gauss :} \quad \operatorname{div}(\mathbf{E}) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1)$$

$$\text{Loi de Maxwell-flux :} \quad \operatorname{div}(\mathbf{B}) = 0 \quad (1.2)$$

$$\text{Loi de Maxwell-Faraday :} \quad \operatorname{rot}(\mathbf{E}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\text{Loi de Maxwell-Ampère :} \quad \operatorname{rot}(\mathbf{B}) = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.4)$$

avec :

- \mathbf{E} l'amplitude du champ électrique,
- \mathbf{B} l'amplitude du champ magnétique,
- ρ la densité de charges (en C.m⁻³),
- \mathbf{j} la densité de courant (en A.m⁻²),
- μ_0 la perméabilité magnétique du vide (en T.m.A⁻¹).

Supposons un vide dénué de charges et de courants, on a alors $\rho = 0$ et $\mathbf{j} = \mathbf{0}$. En prenant le rotationnel de l'équation de Maxwell-Faraday, on peut alors écrire

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}(\mathbf{E})) = \operatorname{rot}\left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\right) \quad (1.5)$$

$$\Leftrightarrow \operatorname{grad}(\operatorname{div}(\mathbf{E})) - \Delta \mathbf{E} = -\frac{\partial \operatorname{rot}(\mathbf{B})}{\partial t} \quad (1.6)$$

$$\Leftrightarrow \operatorname{grad}(0) - \Delta \mathbf{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

$$\Leftrightarrow \Delta \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mathbf{0} \quad (1.8)$$

Par un traitement similaire, en partant de l'équation de Maxwell-Ampère, on peut établir

$$\Delta \mathbf{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = \mathbf{0} \quad (1.9)$$

Ces deux égalités, appelées équations de d'Alembert, sont des équations d'onde. En particulier, toute combinaison linéaire de fonctions sous la forme

$$\begin{cases} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \langle \mathbf{k}, \mathbf{x} \rangle)} \\ \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{B}_0 e^{i(\omega t - \langle \mathbf{k}, \mathbf{x} \rangle)} \end{cases} \quad (1.10)$$

est solution de l'équation, avec $\mathbf{k} = (2\pi/\lambda)\mathbf{u}$ le vecteur d'onde (avec λ la longueur d'onde en m, et \mathbf{u} la direction de propagation), et $\omega = 2\pi/T$ la pulsation (avec T la période d'oscillation temporelle en s). Ces solutions sont prises dans l'espace des fonctions à valeurs complexes afin de généraliser au maximum les solutions. Ce sera la partie réelle de ces grandeurs qui sera alors physiquement tangible.

Pour déduire les relations liant les différentes variables, il nous suffit de réécrire les équations de Maxwell en utilisant ces solutions,

$$\text{Loi de Maxwell-Gauss :} \quad \langle \mathbf{u}, \mathbf{E} \rangle = 0 \quad (1.11)$$

$$\text{Loi de Maxwell-flux :} \quad \langle \mathbf{u}, \mathbf{B} \rangle = 0 \quad (1.12)$$

$$\text{Loi de Maxwell-Faraday :} \quad k(\mathbf{u} \times \mathbf{E}) = -\omega \mathbf{B} \quad (1.13)$$

$$\text{Loi de Maxwell-Ampère :} \quad k(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = \mu_0 \epsilon_0 \omega \mathbf{E} \quad (1.14)$$

où l'opérateur $\langle \cdot, \cdot \rangle$ désigne le produit scalaire, et $\cdot \times \cdot$ le produit vectoriel.

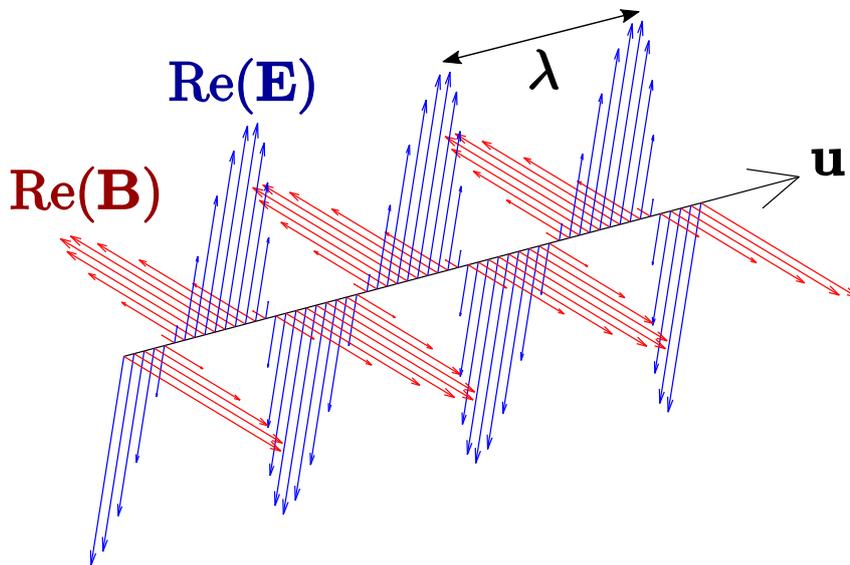


FIGURE 1.1 – Représentation d'une onde plane monochromatique de longueur d'onde λ . Les oscillations du champ électromagnétique se font bien dans un plan orthogonal à celui de la direction de propagation \mathbf{u} .

On peut alors en déduire que chacune de ces ondes possède les propriétés suivantes :

- $(\mathbf{B}, \mathbf{E}, \mathbf{u})$ forment un trièdre orienté.
- Pour être solution, ces ondes doivent vérifier la propriété $k^2 = \mu_0 \epsilon_0 \omega^2$. Les fréquences spatiales et temporelles sont interdépendantes.
- La vitesse d'une onde, définie par $v = \omega/k$, est constante et vaut $1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 299\,792\,458 \text{ m.s}^{-1}$. Cette constante est par convention notée c , et appelée vitesse de la lumière dans le vide.
- Les intensités des champs électriques et magnétiques sont proportionnelles $\|\mathbf{E}\| = c\|\mathbf{B}\|$.

On appelle alors cette décomposition la décomposition en onde plane monochromatique, car chaque onde est définie par une longueur d'onde unique fixe λ , et les champs \mathbf{B} et \mathbf{E} sont toujours contenus dans un plan orthogonal à la direction de propagation.

Ajoutons la notion fondamentale de l'énergie instantanée portée par cette onde, à travers la définition du vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi}$

$$\mathbf{\Pi} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \quad . \quad (1.15)$$

Ce vecteur, dont la norme en W.m^{-2} vaut la puissance surfacique véhiculée par l'onde, se simplifie dans le cas particulier des ondes planes :

$$\mathbf{\Pi} = \frac{c}{\mu_0} \|\mathbf{E}\|^2 \mathbf{u} = \frac{c^3}{\mu_0} \|\mathbf{B}\|^2 \mathbf{u} \quad . \quad (1.16)$$

Il permet alors de quantifier à la fois la direction de propagation de l'onde, mais aussi l'énergie qu'elle porte.

Ainsi, en utilisant les équations de Maxwell, on vient de montrer que les solutions sont toutes décomposables sous formes d'ondes planes monochromatiques, de vitesse constante égale à celle de la lumière, et d'énergie connue. La lumière peut donc bien être "vue" comme une onde électromagnétique.

L'approximation de Fresnel. Étant donné que la lumière peut être décomposée en ondes planes monochromatiques, on peut s'intéresser à la propagation du champ électromagnétique dans le vide. En réalité, en conditions usuelles, les rayons se propagent principalement dans l'air, mais le comportement de la lumière est alors si proche du cas plus simple du vide que nous considérons uniquement celui-ci. Pour les autres milieux tels que le verre des optiques, ceux-ci n'agissent pour la plupart que comme des interfaces déviant la lumière.

Nous représenterons par un champ scalaire U une des composantes du champ électromagnétique, car celles-ci observent les mêmes lois de propagation. Soit un champ $U(x, y, z, t)$ se propageant selon la direction \mathbf{z} , on cherche à établir la valeur de ce même champ après une propagation sur une distance d (cf. Figure 1.2). Dérivée de la formule

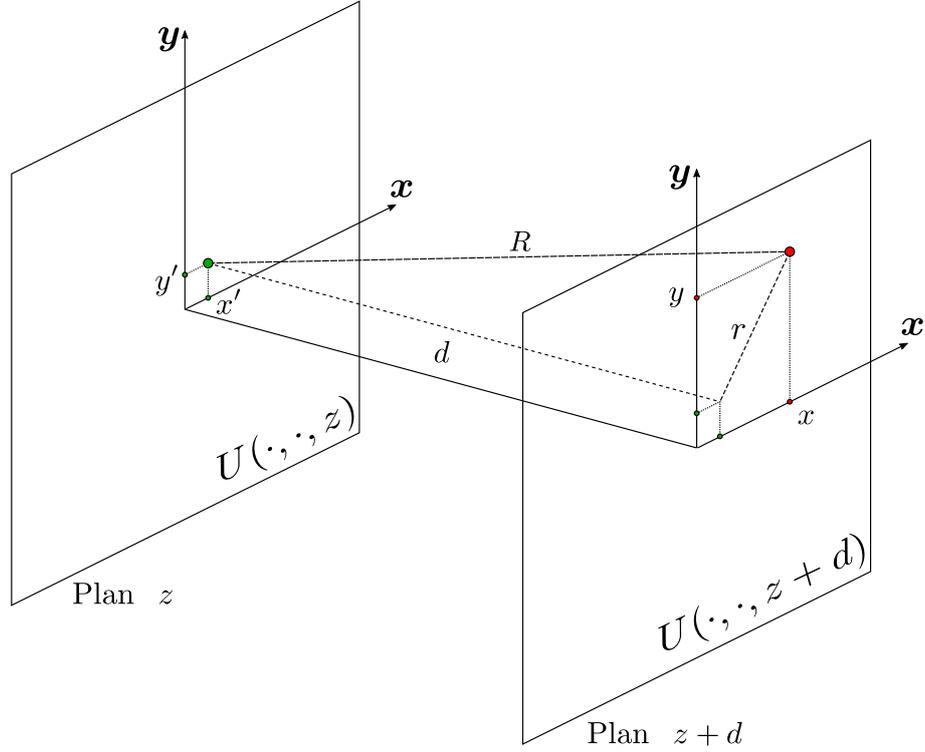


FIGURE 1.2 – Schéma et paramétrisation de la propagation d'onde lumineuse dans l'espace libre entre les plans z et $z + d$.

de diffraction de Kirchhoff [Born et Wolf, 2000], la formule de Rayleigh-Sommerfeld-Smythe [Ersøy, 2006] nous permet d'y répondre :

$$U(x, y, z + d) = \iint U(x', y', z) \frac{e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}R}}{2\pi R} \left(\frac{1}{R} + i\frac{2\pi}{\lambda} \right) \frac{d}{R} dx' dy' \quad (1.17)$$

avec $R = \sqrt{r^2 + d^2}$ et $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$. Cette formule n'est qu'une formulation basée sur les équations de Maxwell du principe d'Huygens-Fresnel, qui dit que l'amplitude en un point du plan $z + d$ n'est que la somme des contributions des ondes provenant de chacun des points du plan z .

En pratique, si le champ U en z est assez petit devant la distance de propagation d , appelée condition de Fresnel

$$r \ll \sqrt[4]{\frac{4}{\pi} \lambda d^3} \quad , \quad (1.18)$$

alors le troisième terme du développement limité de l'équation 1.17 peut être négligé, ainsi que les termes apériodiques (en $1/R$) [Ersøy, 2006]. En conséquence, l'équation

1.17 devient

$$U(x, y, z + d) = \beta_0 \mathcal{F} \left[U(x', y', z) e^{-i\pi \frac{x'^2 + y'^2}{\lambda d}} \right] \left(\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d} \right) \quad (1.19)$$

où $\mathcal{F}[\cdot]$ représente l'opérateur de transformée de Fourier, et

$$\beta_0 = \frac{ie^{-i\frac{2\pi}{\lambda}d}}{\lambda d} e^{-i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda d}} .$$

Cette équation décrit la propagation de la lumière dans l'espace libre sous les conditions de Fresnel, aussi connue sous le nom de *formule de diffraction de Fresnel*. Elle est très utile pour traiter une grande variété de phénomènes d'interférences, notamment par l'application d'une simple transformée de Fourier, qui nous sera utile par la suite au chapitres 3 et 4 qui traiterons pour partie de la diffraction. Les cas où cette approximation n'est pas vérifiée ne seront en pratique jamais rencontrés dans cette thèse. Si tel était le cas, il serait bien sûr nécessaire de reprendre directement l'équation 1.17.

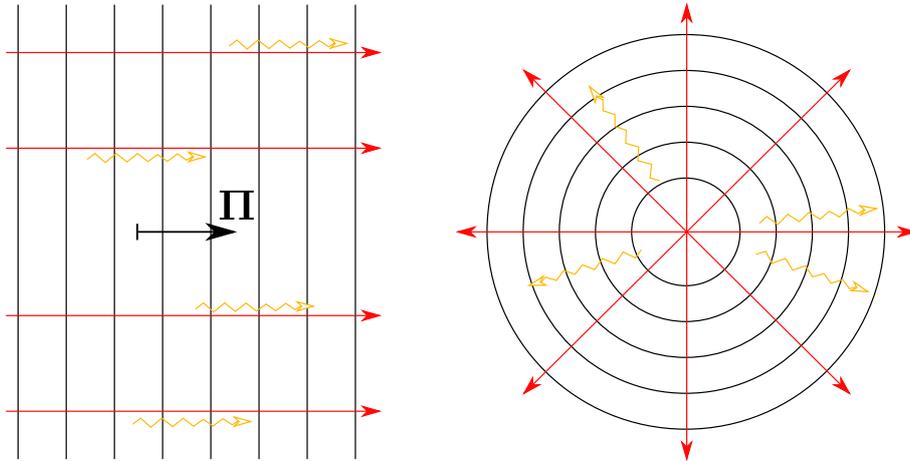


FIGURE 1.3 – L'onde (front en noir) peut être vue comme une collection de rayons indépendants (flèches rouges). Selon ce modèle, on néglige par conséquent tout phénomène d'interférence.

Rayons lumineux et optique géométrique. De manière plus usuelle, la lumière est souvent décrite à travers la notion de rayon lumineux : pour une onde plane monochromatique, il s'agit d'un fin pinceau de lumière ayant un point d'origine, émis dans la direction de propagation \mathbf{u} , et portant l'énergie donnée par le vecteur de Poynting. Cette représentation n'a pas de sens physique, étant donné qu'elle considère un rayon d'épaisseur finie alors que les ondes planes sont d'extension infinie. Pour rester cohérent, notre onde

plane (cf. Figure 1.3) se transforme alors en une collection infinie de rayons lumineux tous parallèles les uns aux autres et dirigés par \mathbf{u} . Pour une source lumineuse ponctuelle, les rayons seront tous issus de ce même point.

Un rayon lumineux est alors simplement représenté par la donnée de 4 éléments :

- sa longueur d'onde λ ,
- son énergie instantanée, donnée par la norme du vecteur de Poynting $\|\mathbf{\Pi}\|$,
- sa direction de propagation, celle de $\mathbf{\Pi}$,
- un point d'origine.

Pour peu que les notions d'interférences lumineuses puissent être négligées, ce modèle de la lumière s'avère bien plus compréhensible et pratique d'utilisation. Les problèmes de propagation deviennent alors des règles géométriques simples, gouvernées par les lois de la réflexion et de la réfraction. Dans bon nombre de domaines en optique, par exemple en conception de systèmes optiques ou encore en simulation de l'éclairage, le rayon est l'outil privilégié pour représenter la lumière.

Le rayon lumineux sera dans l'ensemble de cette thèse l'outil privilégié pour représenter la lumière. Lorsque cette approximation ne sera plus valide, nous nous baserons plus justement sur le modèle ondulatoire.

1.1.2 Radiométrie

La radiométrie est le domaine qui s'intéresse à la mesure des rayonnements, notamment électromagnétiques. Lorsque l'on mesure un signal sur un capteur photosensible, il faut alors être capable de relier cette valeur à une quantité tangible. Cette partie a pour objectif de rappeler la définition des grandeurs radiométriques classiques, qui seront ensuite réutilisées pour définir ce qu'est l'apparence d'une surface, mais aussi pour en faire le lien avec les quantités issues des appareils de mesure.

Toutes les grandeurs définies ici s'entendent pour une lumière polychromatique (plusieurs longueurs d'onde), mais peuvent être étendues aisément à une décomposition en lumières monochromatiques, en parlant de densité spectrale. Chaque grandeur, d'une unité arbitraire [U], sera alors exprimée en [U/m], où "par mètre" s'entendra comme "par longueur d'onde, exprimée en mètre".

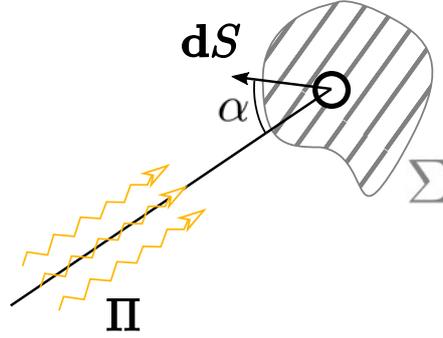


FIGURE 1.4 – Schéma de la lumière impactant une surface Σ . Le flux Φ est la puissance totale traversant cette surface, l'éclairement E est la densité surfacique de cette puissance.

Flux. Le *flux*, en Watt (W) et noté Φ , est la mesure de la puissance totale de l'énergie véhiculée par la lumière à travers une surface donnée (cf. Figure 1.4). Il s'agit de l'intégrale sur une surface donnée Σ du flux du vecteur du Poynting.

$$\Phi = \iint_{\Sigma} \langle \mathbf{\Pi}, d\mathbf{S} \rangle = \iint_{\Sigma} \|\mathbf{\Pi}\| \cos \alpha dS \quad (1.20)$$

Le flux est la quantité d'intérêt en métrologie, car c'est ce qui est mesuré par un capteur, qui peut être vu comme un compteur de photons sur un temps d'intégration donné Δt . La relation de Planck-Einstein [Arons et Peppard, 1965] nous apprend que l'énergie E_{photon} portée par un photon est donnée, en J, par

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.21)$$

avec $h = 6.62607015 \times 10^{-34}$ J.s la constante de Planck. Considérons un capteur parfait qui compte n photons en un temps Δt , alors le flux mesuré est

$$\Phi = \frac{nE_{\text{photon}}}{\Delta t} = \frac{nhc}{\lambda \Delta t} \quad (1.22)$$

Dans le domaine des longueurs d'onde visibles qui nous intéresse, la pulsation ω est de l'ordre de 10^{15} Hz. Un capteur ne sera pas en mesure d'échantillonner la puissance de la lumière dans le temps. La mesure sera alors celle du flux moyen de $\mathbf{\Pi}$. En notant $\langle \cdot \rangle_t$ l'opérateur de moyenne temporelle, on mesurera alors

$$\Phi = \iint_{\Sigma} \langle \|\mathbf{\Pi}\| \rangle_t \cos \alpha dS \quad (1.23)$$

Éclairement. L'*éclairement*, noté E en W.m^{-2} , est la mesure de la puissance surfacique de l'énergie véhiculée par la lumière (cf. Figure 1.4). Il s'agit du flux infinitésimal à travers une surface infinitésimale dS orientée perpendiculairement à la direction de propagation

$$E = \frac{d\Phi}{dS} . \quad (1.24)$$

Si on s'intéresse à l'éclairement reçu par une surface, alors il faut considérer l'angle α entre la surface et la direction de la lumière, de sorte que l'on obtient

$$E = \frac{1}{\cos \alpha} \frac{d\Phi}{dS} . \quad (1.25)$$

L'éclairement est la quantité qui caractérise le mieux un rayonnement électromagnétique, étant donné qu'il est directement proportionnel à la norme du vecteur de Poynting (cf. Equation 1.15). Lorsqu'on effectue des calculs de propagation lumineuse, on calculera essentiellement cette quantité. Si l'éclairement sur un capteur peut être supposé uniforme, alors celui-ci sera directement le flux reçu par cette surface divisé par la surface du capteur.

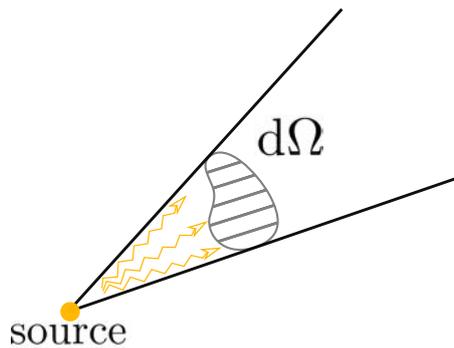


FIGURE 1.5 – Schéma de la lumière issue d'une source ponctuelle, et contenu dans un angle solide $d\Omega$. L'intensité I est la densité angulaire d'énergie lumineuse.

Intensité. L'intensité, notée I en $\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}$, est la mesure de la puissance par unité d'angle solide de l'énergie véhiculée par une lumière émise depuis une source ponctuelle dans une direction donnée (cf. Figure 1.5). Il s'agit du flux lumineux infinitésimal contenu dans un angle solide infinitésimal $d\Omega$:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} . \quad (1.26)$$

Il est bon de noter que, $d\Omega$ étant un angle solide, l'intensité lumineuse ne décroît pas avec la distance de propagation. En effet, la puissance lumineuse contenu dans cet angle solide reste confinée dans celui-ci. Pour une surface dS perpendiculaire au rayonnement, et situé à une distance d de la source lumineuse, on a $d\Omega = dS/d^2$. Ainsi, l'intensité de la lumière étant fixe, l'éclairement reçu par cette surface évolue bien selon la *loi en carré inverse* $1/d^2$.

Cette quantité présente l'avantage de pouvoir caractériser angulairement l'émission des sources de lumière (directes ou indirectes), et donc de comprendre quelles en sont les directions privilégiées.

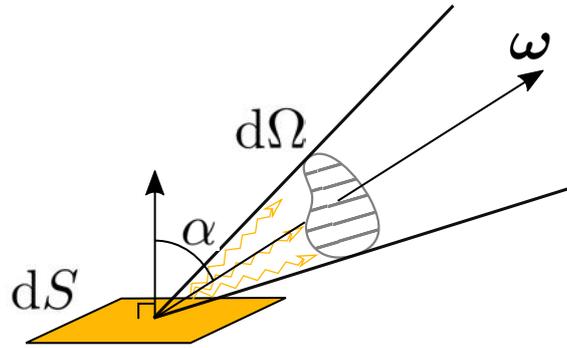


FIGURE 1.6 – Schéma de la lumière issue d'une source surfacique, et contenue dans un angle solide $d\Omega$. La luminance $L(\omega)$ est la densité angulaire d'énergie lumineuse provenant d'un élément de surface infinitésimal dS .

Luminance énergétique. La *luminance énergétique*, également appelée plus simplement *luminance*, notée L en $\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$, est la mesure de la puissance surfacique d'un rayonnement émis dans une direction ω , par unité d'angle solide (cf. Figure 1.6). Dans la définition classique, on considère une surface dS pouvant présenter un angle α avec ladite direction, tel que formellement

$$L(\omega) = \frac{d^2\Phi}{\cos \alpha \, dS \, d\Omega} \quad (1.27)$$

S'intéressant aussi bien à la variation surfacique qu'angulaire, la luminance est très importante puisqu'elle permet d'étudier pleinement la manière dont rayonne une surface, qui d'ailleurs entrera directement dans la définition de ce qu'est l'apparence.

Elle est aussi très utile lorsque l'on cherche à estimer l'énergie transportée par un rayon lumineux entre deux surfaces S_1 et S_2 , dont les angles d'incidence sont respectivement α_1 et α_2 . En réécrivant l'angle solide comme celui-ci de la surface S_2 vue depuis S_1 à une distance d , la luminance devient

$$L = \frac{d^2\Phi}{d^2G} \quad (1.28)$$

avec $d^2G = \frac{\cos \alpha_1 \, dS_1 \, \cos \alpha_2 \, dS_2}{d^2}$. d^2G est ce qu'on appelle l'*étendue géométrique*, et caractérise la géométrie du faisceau lumineux reliant deux surfaces. Ainsi la luminance sera la grandeur privilégiée pour transporter l'énergie d'un rayon, dont la géométrie sera caractérisée par son étendue géométrique.

1.2 Apparence d'une surface

Maintenant que nous avons pu établir les notions fondamentales d'un rayonnement lumineux, l'objectif est de définir les quantités permettant de caractériser l'interaction entre la lumière et les objets. L'apparence peut se décomposer sous deux aspects primaires : la forme et la matière. Si la forme est bien connue comme étant la géométrie d'un objet, la matière renseigne plus spécifiquement quant à la réponse optique des matériaux qui le composent. Nous allons d'abord voir la définition locale de l'apparence à travers la fonction de réflectivité bidirectionnelle (appelée *BRDF*, pour *Bidirectional Reflectance Distribution Function*). Enfin, nous étudierons l'influence des paramètres de la scène sur sa mesure.

1.2.1 Réflectivité bidirectionnelle (BRDF)



FIGURE 1.7 – Illustration de la différence d'apparence entre deux sphères identiques, dans les mêmes conditions d'éclairage, couvertes d'un matériau différent (Spectralon à gauche, téflon à droite). La géométrie et la "couleur" blanche de ces objets sont les mêmes, on comprend alors qu'il y a une différence plus profonde : l'effet de reflet de la surface, caractérisé par la BRDF.

Face à une surface composée d'un ou plusieurs matériaux, il est d'usage de parler de couleur afin de décrire ce que l'on voit. Cette couleur, divisée en ses 3 composantes [Rouge, Vert, Bleu], sera une information suffisante dans de nombreuses situations quotidiennes. Cependant, dans certains cas, cette représentation s'avère totalement inefficace. L'exemple le plus probant est de parler du cas du miroir : qu'elle est la couleur d'un miroir, si ce n'est la couleur de ce qui est présent dans le reflet de celui-ci ? Ce premier contre-exemple montre que la notion seule de couleur n'est pas un descripteur universel de ce qu'est l'apparence, que cette notion est encore incomplète. Un second exemple est

de présenter deux objets identiques, de même forme et de même "couleur", qui sont pourtant encore différents (cf. Figure 1.7, deux sphères blanches, l'une en laiton, l'autre en Spectralon) : à quoi voit-on qu'ils sont différents ? Le Spectralon présente un aspect plus mat, alors que le laiton semble plus brillant. On se rend compte alors que parler de couleur ne suffit pas, mais il faut trouver un moyen de caractériser comment notre objet reflète la lumière. La BRDF sera l'outil de base pour définir l'apparence de manière plus complète.

1.2.1.1 Définition de la BRDF

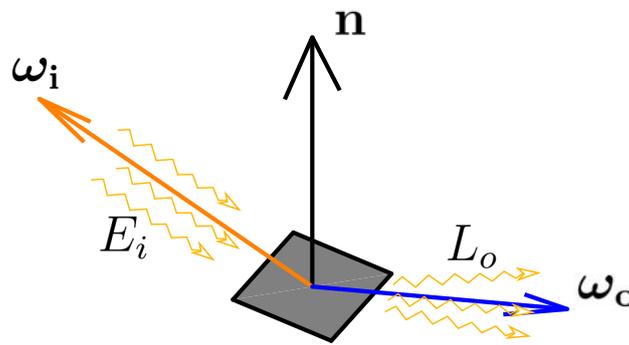


FIGURE 1.8 – Schéma de la BRDF et de sa paramétrisation. Cette fonction permet d'obtenir la quantité de lumière diffusée dans la direction ω_o , lorsque la surface est éclairée depuis la direction ω_i .

Proposée en 1965 par Nicodemus [Nicodemus, 1965], la BRDF est une fonction qui permet d'obtenir, pour une direction d'éclairage donnée, la proportion de lumière réfléctie par une surface (orientée par sa normale \mathbf{n}) dans une seconde direction choisie. Plus formellement, cette fonction, notée f_r et dont l'unité est sr^{-1} , est définie par

$$f_r(\omega_o, \omega_i) = \frac{1}{\langle \omega_i, \mathbf{n} \rangle} \frac{dL_o(\omega_o)}{dE_i(\omega_i)} \quad (1.29)$$

avec (cf. Figure 1.8) $-\omega_i$ la direction de la lumière incidente, E_i son éclairement dans un plan orthogonal à ω_i , ω_o la direction de la lumière diffusée, et L_o sa luminance. Le terme $\langle \omega_i, \mathbf{n} \rangle dE_i(\omega_i)$ représente donc l'éclairement au niveau de la surface. Les deux directions étant unitaires, il s'agit d'une fonction à 4 dimensions. Le choix de prendre les directions ω_i et ω_o sortantes de la surface est une convention, que nous conserverons dans ce manuscrit.

Les directions ω_i et ω_o seront toujours choisies dans le demi-espace (noté S_+) au dessus de la surface, car la définition de la BRDF se limite aux surfaces opaques que la lumière ne peut traverser. Des extensions de cette définition permettent d'inclure la lumière transmise au travers de la surface, et donc d'ouvrir les directions au demi-espace sous la surface (S_-). Nous aborderons ces autres modèles dans la section suivante.

La BRDF est aussi spectrale, c'est-à-dire qu'elle varie aussi selon la longueur d'onde λ de la lumière, et que son unité est $\text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Pour ne pas alourdir inutilement les notations, nous ne considérerons pas cette dépendance. Cependant, quand cela s'avèrera nécessaire, nous pourrons réintroduire λ en argument supplémentaire : $f_r(\omega_o, \omega_i, \lambda)$.

Afin d'être physiquement réaliste, la BRDF doit assurer les 3 contraintes suivantes :

1. Positivité

$$\forall(\omega_i, \omega_o) \in \mathcal{S}_+^2, f_r(\omega_o, \omega_i) \geq 0 \quad (1.30)$$

La BRDF étant le rapport de deux quantités énergétiques, elle ne peut être que positive (ou nulle) en tout point.

2. Réciprocité

$$\forall(\omega_i, \omega_o) \in \mathcal{S}_+^2, f_r(\omega_o, \omega_i) = f_r(\omega_i, \omega_o) \quad (1.31)$$

Le principe de *réciprocité de Helmholtz* stipule que la lumière suit le même comportement si l'on inverse sa direction de propagation. La BRDF doit donc être une fonction symétrique (invariante par permutation de variables).

3. Conservation de l'énergie

$$\forall \omega_i \in \mathcal{S}_+, \int_{\mathcal{S}_+} f_r(\omega_o, \omega_i) \langle \omega_i, \mathbf{n} \rangle d\omega_i \leq 1 \quad (1.32)$$

Le flux émis par la surface ne peut être supérieur au flux incident. Il ne s'agit cependant pas d'une égalité car il peut y avoir absorption, et donc perte d'énergie.

Un dernier point que l'on peut ajouter est que cette définition de la BRDF suppose de se placer dans le cadre de l'optique linéaire : éclairer 2 fois plus fort une surface la fera diffuser 2 fois plus de lumière. Si cela n'est pas vérifié, il s'agirait d'optique non-linéaire, et la définition de la BRDF ne recouvre pas cet aspect. Plus pratiquement, cela signifie que pour toute expérience de BRDF il faut garder l'éclairement de la lumière incidente à un niveau raisonnable, sans quoi celle-ci pourrait perturber les propriétés de la surface elle-même, et donc modifier la BRDF. Ce cas de figure ne sera jamais observé en pratique dans cette thèse, nous pourrons aisément considérer toujours être dans le cadre de l'optique linéaire.

Pour conclure, dans les limites de sa définition, la BRDF est une fonction qui permet de quantifier, à travers des grandeurs physiques mesurables, la lumière diffusée dans toutes les directions en fonction de n'importe quelle incidence de la lumière.

1.2.1.2 Paramétrisation classique

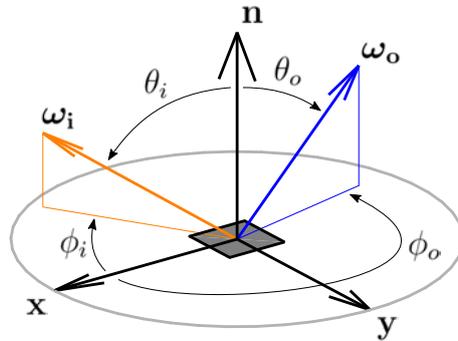


FIGURE 1.9 – Schéma de la paramétrisation classique d'une BRDF.

En règle générale, si on note \mathbf{n} la normale à la surface orientée infinitésimale considérée, on définira un trièdre orienté $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{n})$, dont \mathbf{x} et \mathbf{y} sont deux vecteurs unitaires et tangents à la surface. On exprimera alors chaque direction en coordonnées sphériques (θ, ϕ) dans cette base selon

$$\boldsymbol{\omega} = \sin \theta \cos \phi \mathbf{x} + \sin \theta \sin \phi \mathbf{y} + \cos \theta \mathbf{n} \quad . \quad (1.33)$$

Par changement de variable, on peut alors écrire la BRDF dans sa paramétrisation *classique* : $f_r(\theta_o, \phi_o, \theta_i, \phi_i)$ (cf. Figure 1.9). Par cette réécriture, la BRDF devient une propriété locale de la surface, dépendant uniquement du choix de \mathbf{x} et \mathbf{y} .

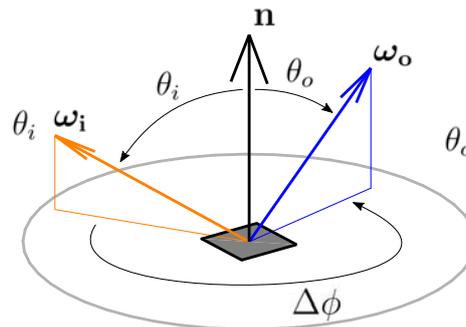


FIGURE 1.10 – Schéma de la BRDF isotrope et de sa paramétrisation.

La BRDF isotrope⁽¹⁾. Un cas particulier intéressant permet de simplifier davantage cette paramétrisation. Lorsque la BRDF est invariante par rotation de $\boldsymbol{\omega}_o$ et $\boldsymbol{\omega}_i$ autour de

(1). Par rotation autour de la normale \mathbf{n} .

la normale \mathbf{n} , alors la BRDF est qualifiée d'*isotrope*, devenant par là même une fonction à seulement 3 dimensions. La BRDF isotrope peut alors être exprimée (cf. Figure 1.10) selon les 3 variables $(\theta_o, \theta_i, \Delta\phi = |\phi_o - \phi_i|)$. En effet, cette invariance implique qu'il n'est nul besoin de définir des origines aux angles azimutaux ϕ_o et ϕ_i , seule la différence $\phi_i - \phi_o$ importe. Or si on prend en compte le principe de réciprocité de Helmholtz, on obtient que la BRDF doit être la même pour $\phi_i - \phi_o$ et $\phi_o - \phi_i$. Ce n'est donc pas le signe de la différence de ces angles qui importe mais seulement sa valeur absolue, d'où la définition de $\Delta\phi = |\phi_o - \phi_i|$. Pour une BRDF isotrope, on appelle cette symétrie particulière la symétrie *bilatérale*.

Les propriétés de diffusion d'un tel matériau ne changent pas si l'on tourne la surface autour de sa normale, son apparence reste strictement identique. Dans le cas plus général où cette affirmation ne serait pas vérifiée, on parle par extension de BRDF *anisotrope*.

1.2.1.3 Deux cas particuliers de BRDF

Afin de mieux appréhender la BRDF, nous allons approfondir deux cas particuliers : le réflecteur miroir parfait, et le diffuseur lambertien idéal. Nous allons en profiter pour survoler la question de leur acquisition afin de comprendre les principaux enjeux de ces deux cas limites.

Le diffuseur parfait. Le *diffuseur parfait*, ou *diffuseur lambertien sans absorption*, a la particularité qu'indépendamment de ω_i la lumière est réfléchie uniformément dans toutes les directions. Sa BRDF est donc une constante, dont la valeur est régie, en l'absence d'absorption, par le principe de conservation de l'énergie,

$$f_r^{diffus}(\omega_o, \omega_i) = \frac{1}{\pi} \quad . \quad (1.34)$$

Les BRDFs qui présenteront en partie des aspects proches de ce matériau seront qualifiées de *diffuses*, caractéristique des matériaux plutôt mats.

Un fait important est que cette BRDF est invariable par changement de base des vecteurs lumière et vue. Cela implique qu'il n'est pas nécessaire de connaître la normale de la surface pour en définir correctement son apparence.

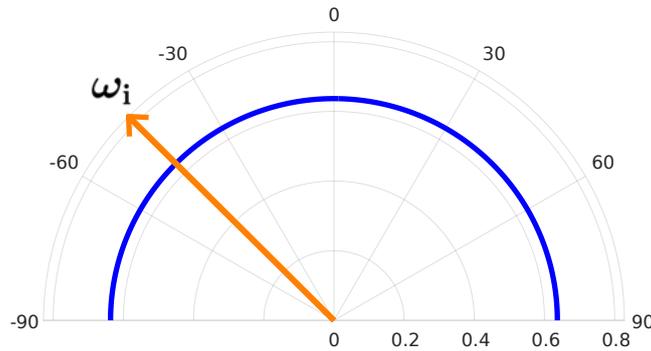


FIGURE 1.11 – BRDF d'un diffuseur lambertien sans absorption, dans le plan d'incidence. La BRDF est constante, il n'y a pas de direction privilégiée pour la diffusion de la lumière.

Mesurer ce type de matériau est très aisé, car connaître précisément les quantités géométriques ω_i , ω_o et \mathbf{n} n'influence pas la qualité de la mesure, il suffira d'être précis uniquement sur les quantités radiométriques.

Le miroir parfait. Le miroir parfait est un des matériaux les plus classiques en optique, pour tout rayon lumineux de direction $-\omega_i$ incident sur une surface de normale \mathbf{n} , le rayon transmet la totalité de son énergie dans une direction ω_r définie comme le symétrique de ω_i par \mathbf{n} . Plus formellement, cette direction vaut

$$\omega_r(\omega_i) = -\omega_i + 2\langle\omega_i, \mathbf{n}\rangle\mathbf{n} \quad (1.35)$$

Cela signifie en outre que la lumière n'est pas réfléchiée dans les autres directions, on appelle cette direction particulière la direction *spéculaire*. Par extension, les BRDFs présentant une diffusion important autour de cette direction seront qualifiées de *spéculaires*, caractéristique des matériaux brillants. La BRDF d'un miroir f_r^{miroir} parfait est donc définie par

$$f_r^{\text{miroir}}(\omega_o, \omega_i) = \frac{1}{\langle\omega_i, \mathbf{n}\rangle} \delta(\omega_o - \omega_r(\omega_i)) \quad (1.36)$$

avec δ la fonction de Dirac⁽²⁾, le préfacteur est quant à lui dû à la conservation de l'énergie (cf. Equation 1.32).

(2). La fonction de distribution de Dirac $\delta(x)$ est la fonction définie pour tout $x \in \mathbb{R}$, valant ∞ pour $x = 0$ et 0 partout ailleurs, et d'intégrale 1 sur \mathbb{R} .

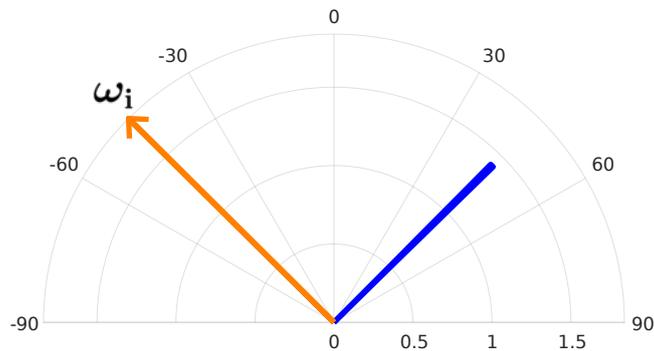


FIGURE 1.12 – BRDF d'un miroir, dans le plan d'incidence. L'ensemble de la lumière est réfléchié dans une direction unique, symétrique de ω_i par rapport à la normale.

Il est beaucoup plus difficile de mesurer un tel type de matériau. Premièrement, être capable de mesurer une valeur de BRDF égale à 0 est techniquement impossible : en effet, il n'est pas possible de montrer qu'aucun photon n'est diffusé depuis la surface sur un temps infini, cela supposerait un temps infini d'intégration du capteur. On ne pourra alors que déterminer un majorant (aussi faible que possible) dans les zones où la BRDF est effectivement nulle. Ensuite, la direction ω_r est définie par la connaissance de ω_i et \mathbf{n} , or toute erreur sur leur mesure se propagera à ω_r . Dès lors, il est tout à fait envisageable de mesurer un signal non nul dans une direction $\omega^* \neq \omega_r$ à cause des incertitudes, portant à croire que l'on a affaire à un matériau autre qu'un miroir. Il est alors crucial de quantifier toutes les incertitudes de mesure afin d'être capable de faire la différence entre une BRDF miroir "mal mesurée" et une BRDF qui ne représente pas un miroir. En particulier, on acceptera que le matériau puisse être un miroir dès lors que l'incertitude sur la direction ω_r inclue la direction mesurée ω^* .

1.2.1.4 Mesurabilité

Les BRDF seront, dans le monde réel, dans un état intermédiaire aux deux cas limites précédents, constituées d'une composante diffuse et d'une autre spéculaire, mais elles peuvent être tout aussi exotiques que possible. Les problématiques de mesure seront alors aussi intermédiaires, entre celles du cas favorable du matériau diffus lambertien où la connaissance des directions de lumière, vue et normale importent peu, et celles du cas défavorable du miroir où connaître la configuration géométrique de la mesure est crucial. Plus généralement, il sera alors de mise de mesurer le plus précisément possible la configuration de chaque point de mesure ($\omega_i, \omega_o, \mathbf{n}$) afin d'être capable d'identifier de manière unique chaque BRDF.

En particulier, il est bon d'insister sur le fait que la connaissance précise de la normale \mathbf{n} est très importante. En effet, la BRDF n'étant pas invariante par rotation de ses arguments (sauf dans le cas du diffuseur lambertien), il ne sera possible d'identifier avec certitude que deux BRDF sont proches que si cette normale est fiable. Cela présente une

grande importance lorsque l'on cherche par exemple à fusionner plusieurs mesures de BRDF en différents points d'un même matériau.

1.2.1.5 Autres fonctions de réflectance

Nous avons jusque là introduit la BRDF : une fonction 4D, qui peut être spectrale, qui caractérise la diffusion lumineuse d'un matériau en fonction de la lumière incidente. Dans la littérature, de nombreuses variantes et extensions de cette fonction existent [Guarnera *et al.*, 2016] : polarisation, dépendance temporelle, diffusion sub-surfacique, albédo directionnelle... Deux fonctions vont nous intéresser plus particulièrement pour notre problématique de numérisation : la SVBRDF (BRDF spatialement variable) et la BTF (fonction de texture bidirectionnelle). La SVBRDF est simplement une BRDF qui varie sur la surface de l'objet à mesurer. Elle ajoute 2 dimensions au problème, ce qui rend bien plus long et coûteux en mémoire son acquisition. Les problématiques associées sont cependant sensiblement les mêmes que pour la BRDF seule. La BTF (*Bidirectional Texture Function*) peut être quant à elle vue comme une "SVBRDF apparente", c'est-à-dire une "BRDF apparente" qui varie le long de la surface. La sous-section suivante 1.2.2 s'attachera à définir plus précisément cette notion, qui s'avère être cruciale dans le cadre de la mesure de BRDF puisqu'il s'agit en fait de la quantité réellement mesurée.

1.2.2 La scène

La BRDF est un outil puissant pour caractériser la réponse optique des surfaces, or tout système radiométrique ne mesure pas directement une BRDF mais bien une luminance. C'est seulement en reliant cette luminance à l'éclairement incident que l'on peut en déduire une valeur de la BRDF. La capacité à mesurer proprement une BRDF est en fait directement liée à la capacité de l'expérimentateur à proposer un éclairage unidirectionnel parfait en tout point de la surface. Nous allons ici étudier les conséquences de ne pouvoir réaliser, en pratique, une telle condition idéalisée.

La première chose à définir est le sujet de la mesure lui-même. Ce qui est photographié est ce que l'on appelle la *scène*, qui est composée de deux types d'entités : des lumières, et des objets. Il est important de comprendre comment ceux-ci interagissent afin de faire le lien entre la BRDF des surfaces et la luminance des rayons qui en provient.

1.2.2.1 L'éclairage

L'éclairage de la scène permet de définir en tout point de l'espace P la densité angulaire d'éclairement $\frac{dE_i}{d\omega_i}$ provenant de toute direction ω_i . Cette quantité, appelée *éclairement angulaire* en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$, représente plus simplement l'éclairement provenant de chaque direction.

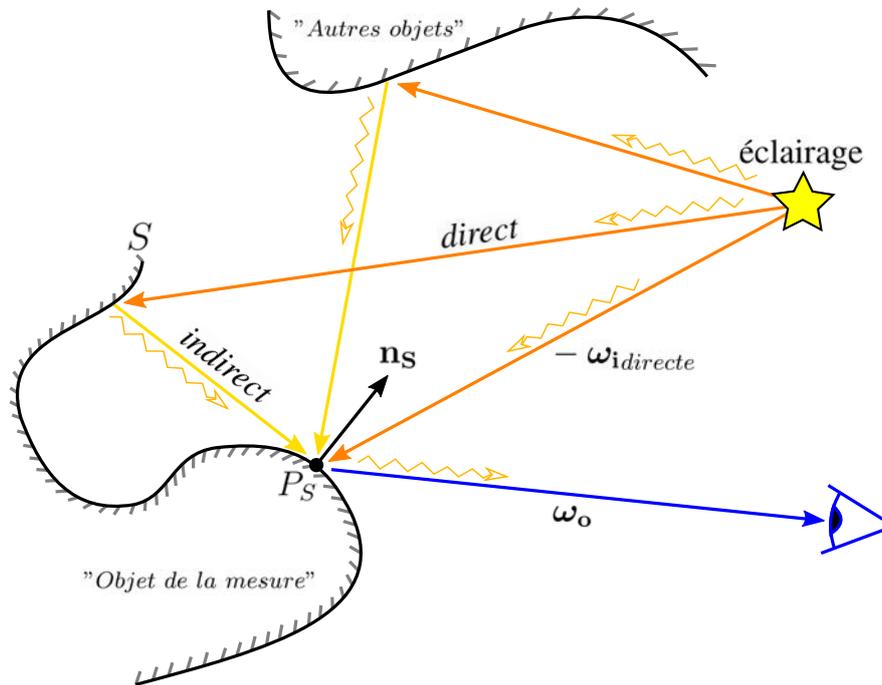


FIGURE 1.13 – Définition de la scène. La luminance diffusée par la surface S est la quantité que l'on mesure effectivement, elle est issue de la contribution d'une multiple de rayons lumineux parcourant la scène.

Pour étudier cette quantité, il est nécessaire de diviser l'éclairage en tout point en 2 catégories (cf. Figure 1.13) :

- l'éclairage *direct* : dépendant des sources de lumière et des surfaces.

Il s'agit de la lumière provenant directement des sources lumineuses présentes dans la scène. On marquera pour cet éclairage *direct* en indice. Pour connaître cette quantité en tout point, il suffit d'avoir connaissance de la manière dont chaque source émet de la lumière, et de connaître la géométrie des objets afin de prévoir les ombres. L'éclairage direct ne dépend donc pas des matériaux de ces objets, seulement de leur géométrie.

- l'éclairage *indirect* : dépendant des sources de lumière, des surfaces, et des matériaux.

L'éclairage indirect (noté *indirect* en indice) est alors par définition l'ensemble de la lumière qui n'est pas de l'éclairage direct. De multiples phénomènes peuvent être à l'origine de ces contributions, le principal étant les objets de la scène qui diffusent la lumière. Pour estimer l'éclairage indirect, il est nécessaire de connaître les propriétés de diffusion des objets de la scène. Or c'est précisément ce que l'on cherche à mesurer. Pour effectuer une mesure de BRDF, on cherchera alors à minimiser autant que possible l'impact de l'éclairage indirect sur l'objet de la mesure.

On peut alors décomposer l'éclairage comme suit :

$$\frac{dE_i}{d\omega_i} = \left. \frac{dE_i}{d\omega_i} \right|_{\text{direct}} + \left. \frac{dE_i}{d\omega_i} \right|_{\text{indirect}} \quad (1.37)$$

Dans le contexte de la mesure, il est important que l'éclairage soit connu et contrôlé. Pour ce faire, il conviendra de s'assurer que les contributions indirectes soient aussi faibles que possible. En effet, les lumières indirectes pouvant provenir du sujet de la mesure lui-même, elles faussent tout processus de calibration. En pratique, il faut alors s'assurer que les sources de lumière soient les principales contributrices à l'énergie lumineuse présente dans la scène.

1.2.2.2 L'objet

Définissons alors l'objet de la photographie, celui dont nous cherchons à mesurer la BRDF f_r . Pour cela, nous définissons une surface S qui représente notre objet (cf. Figure 1.13). Chaque point de cet objet est noté P_S , et \mathbf{n}_S est la normale de la surface en P_S , orientée vers l'extérieur de la surface. Pour plus de simplicité, la BRDF est paramétrisée par $(P_S, \omega_o, \omega_i)$ où les directions sont prises sortantes de la surface et dans un repère arbitraire. On notera $\mathcal{S}_+(P_S)$ le demi-hémisphère orienté selon \mathbf{n}_S en ce point.

Lors de la capture d'une image, un ensemble de rayons provenant de la scène est collecté. Pour connaître l'énergie contenue dans ces rayons, la définition de la BRDF nous permet d'établir la relation donnant la luminance $L_o(P_S, \omega_o)$ diffusée par la surface en sommant toutes les contributions de l'éclairage. On a alors

$$L_o(P_S, \omega_o) = \int_{\mathcal{S}_+(P_S)} f_r(P_S, \omega_o, \omega_i) \langle \omega_i, \mathbf{n} \rangle \frac{dE_i(P_S, \omega_i)}{d\omega_i} d\omega_i \quad (1.38)$$

Les rayons issus de la scène vont porter cette luminance L_o , c'est bien cette quantité que nous allons mesurer.

1.2.2.3 Lien entre luminance diffusée et BRDF

À ce stade, la mesure de L_o ne nous renseignera pas sur f_r , mais sur son produit scalaire avec l'éclairage (que l'on peut voir comme une combinaison linéaire continue). Il faut alors contraindre l'éclairage afin de mesurer une quantité proportionnelle à la BRDF. Pour ce faire, on peut diviser l'éclairage en ses composantes directes et indirectes :

$$\begin{aligned} L_o(P_S, \omega_o) &= L_o(P_S, \omega_o)_{\text{direct}} + L_o(P_S, \omega_o)_{\text{indirect}} \\ &= \int_{\mathcal{S}_+(P_S)} f_r(P_S, \omega_o, \omega_i) \langle \omega_i, \mathbf{n} \rangle \left. \frac{dE_i(P_S, \omega_i)}{d\omega_i} \right|_{\text{direct}} d\omega_i \\ &\quad + \int_{\mathcal{S}_+(P_S)} f_r(P_S, \omega_o, \omega_i) \langle \omega_i, \mathbf{n} \rangle \left. \frac{dE_i(P_S, \omega_i)}{d\omega_i} \right|_{\text{indirect}} d\omega_i \end{aligned} \quad (1.39)$$

Étant donné qu'en tant qu'expérimentateur, il nous est accessible de choisir l'éclairage direct, nous allons préférentiellement faire en sorte qu'au point P_S la lumière ne provienne que d'une direction unique $\boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}$. La fonction d'éclairage direct devient alors

$$\left. \frac{dE_i(P_S, \boldsymbol{\omega}_i)}{d\boldsymbol{\omega}_i} \right|_{\text{direct}} = E_i(P_S)_{\text{direct}} \delta(\boldsymbol{\omega}_i - \boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}) \quad . \quad (1.40)$$

Pour un tel éclairage direct, on a alors

$$L_o(P_S, \boldsymbol{\omega}_o)_{\text{direct}} = f_r(P_S, \boldsymbol{\omega}_o, \boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}) \langle \boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}, \mathbf{n} \rangle E_i(P_S)_{\text{direct}} \quad . \quad (1.41)$$

Dans ces conditions, la luminance diffusée par la surface provenant de l'éclairage direct est alors proportionnelle à la BRDF, mesurer la luminance directe revient donc à mesurer la BRDF.

Réaliser un tel éclairage signifie que tout point de la surface est éclairé par une lumière parfaitement collimatée. En pratique, cela est tout à fait impossible à réaliser, tout simplement car cela reviendrait soit à placer une source à l'infini, soit à imager un point lumineux infinitésimal en configuration infini-foyer, soit encore à disposer d'une source ponctuelle. De manière plus réaliste, la collimation sera imparfaite, de divergence angulaire $\Delta\omega_i$. Sans perte de généralité, considérons que l'ensemble des rayons proviennent uniformément d'un cône centré sur $\boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}$. Un tel éclairage aura la forme suivante

$$\left. \frac{dE_i(P_S, \boldsymbol{\omega}_i)}{d\boldsymbol{\omega}_i} \right|_{\text{direct}} = \frac{E_i(P_S)_{\text{direct}}}{\Delta\omega_i} \Pi(\|\boldsymbol{\omega}_i - \boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}\|) \quad (1.42)$$

avec $\Pi(x)$ la fonction porte, qui vaut 1 pour $x \in [-1/2, 1/2]$ et 0 ailleurs. La luminance directe devient alors

$$L_o(P_S, \boldsymbol{\omega}_o)_{\text{direct}} = f_r^{\Delta\omega_i}(P_S, \boldsymbol{\omega}_o, \boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}) \langle \boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}, \mathbf{n} \rangle E_i(P_S)_{\text{direct}} \quad (1.43)$$

avec

$$f_r^{\Delta\omega_i}(P_S, \boldsymbol{\omega}_o, \boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}) = \frac{\int_{\mathcal{S}_+(P_S)} f_r(P_S, \boldsymbol{\omega}_o, \boldsymbol{\omega}_i) \Pi(\|\boldsymbol{\omega}_i - \boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}\|) d\boldsymbol{\omega}_i}{\Delta\omega_i} \quad (1.44)$$

Dans le cas d'une collimation imparfaite, la différence est que la fonction f_r est moyennée sur un domaine angulaire $\Delta\omega_i$ autour de $\boldsymbol{\omega}_{\text{direct}}$. La fonction $f_r^{\Delta\omega_i}$ mesurée est donc la fonction f_r lissée vis-à-vis de son argument $\boldsymbol{\omega}_i$, la largeur de collimation $\Delta\omega_i$ agit comme un filtre passe-bas sur la BRDF. Pour simplifier la notation, nous omettrons l'exposant $\Delta\omega_i$ sur la fonction f_r , mais il faudra garder en tête que f_r représente bien une version filtrée de la BRDF.

Enfin, revenons sur l'influence de l'éclairage indirect. Étant donné que celui-ci n'est pas directement contrôlable par l'expérimentateur du fait qu'il s'agisse d'une interaction

complexe entre la lumière et la diffusion par les différentes surfaces, nous devons nous assurer qu'il vérifie l'approximation suivante

$$L_o(P_S, \omega_o)_{\text{indirect}} \ll L_o(P_S, \omega_o)_{\text{direct}} \quad . \quad (1.45)$$

Afin d'étudier cet éclairage indirect, on simplifie le problème en séparant les contributions lumineuses de l'objet de la mesure par rapport aux autres objets présents dans la scène, tel que

$$\left. \frac{dE_i}{d\omega_i} \right|_{\text{indirect}} = \left. \frac{dE_i}{d\omega_i} \right|_{\text{indirect}}^{\text{"Objet de la mesure"}} + \left. \frac{dE_i}{d\omega_i} \right|_{\text{indirect}}^{\text{"Autres objets"}} \quad . \quad (1.46)$$

Si nous ne pouvons agir sur l'objet de la mesure lui-même, nous pouvons tenter de réduire au maximum la diffusion des autres surfaces environnantes (avec de la peinture noire ou des caches noirs par exemple). Il est donc possible pour l'expérimentateur d'assurer la condition

$$L_o(P_S, \omega_o)_{\text{indirect}}^{\text{"Autres objets"}} \ll L_o(P_S, \omega_o)_{\text{direct}} \quad . \quad (1.47)$$

Quant à l'éclairage indirect provenant de l'objet lui-même, il n'y a pas de "bonne" solution, si ce n'est admettre que l'on mesure une BRDF apparente, et non une BRDF. Sera relégué à des algorithmes spécialisés la tâche de décorréler la BRDF propre d'un matériau des parasites dus aux inter-réflexions provenant des surfaces avoisinantes [Ruiters et Klein, 2009]. Concrètement la luminance sera donnée par

$$L_o(P_S, \omega_o) = f_r^A(P_S, \omega_o, \omega_{i\text{direct}}) \langle \omega_{i\text{direct}}, \mathbf{n} \rangle E_i(P_S)_{\text{direct}} \quad (1.48)$$

où f_r^A est la BRDF apparente telle que

$$\begin{aligned} f_r^A(P_S, \omega_o, \omega_{i\text{direct}}) &= f_r(P_S, \omega_o, \omega_{i\text{direct}}) \\ &+ \int_{S_+(P_S)} f_r(P_S, \omega_o, \omega_i) \frac{\langle \omega_i, \mathbf{n} \rangle \left. \frac{dE_i}{d\omega_i} \right|_{\text{indirect}}^{\text{"Objet de la mesure"}}}{\langle \omega_{i\text{direct}}, \mathbf{n} \rangle E_i(P_S)_{\text{direct}}} d\omega_i \end{aligned} \quad (1.49)$$

La luminance diffusée par la surface de l'objet à mesurer sera alors à un terme correctif près proportionnelle à la BRDF. En fonction dudit objet, on pourra soit estimer que ce terme correctif est négligeable, soit qu'il ne l'est pas et que l'on mesure en fait une BRDF apparente. Cette *BRDF apparente* (ABRDF) englobe en réalité une notion plus générale : il s'agit de la BRDF telle qu'on la perçoit. Elle inclue alors d'autres notions telles les ombres provenant des surfaces voisines, ou encore la micro-géométrie (théorie des micro-facettes [Beckmann et Spizzichino, 1987]).

Maintenant que ces conditions sur l'éclairage sont clarifiées, nous omettrons celles-ci dans les notations, et conserverons simplement la relation suivante :

$$L_o(P_S, \omega_o) = f_r(P_S, \omega_o, \omega_i(P_S)) \langle \omega_i(P_S), \mathbf{n} \rangle E_i(P_S) \quad . \quad (1.50)$$

Chapitre 2

Tour d’horizon des méthodes de mesure de l’apparence

Les définitions de l’apparence présentées au chapitre précédent nous permettent désormais de nous pencher sur la question de leur acquisition. Des états de l’art complets sur le sujet peuvent être trouvés dans la littérature, tels que ceux de Weinmann et Klein [Weinmann et Kleiny, 2015], Guarnera et al. [Guarnera *et al.*, 2016]. L’objectif de ce tour d’horizon n’est pas d’être exhaustif, mais de comprendre quelles sont les solutions de mesure usuelles et en quoi elles ne savent aujourd’hui répondre à notre problématique de numérisation.

L’acquisition de la BRDF d’échantillons planaires et homogènes est celle dont les instruments permettent de définir des standards internationaux. Ces instruments sont les goniophotomètres, et il en existe autant de variantes que d’applications : mesure spectrale [Ward, 1992; Proctor et Barnes, 1996; White *et al.*, 1998; Chunnillal *et al.*, 2003; Nevas *et al.*, 2004; Serrot *et al.*, 2004; Obein *et al.*, 2005; Li *et al.*, 2005; Baribeau *et al.*, 2009; Ouarets, 2015; López Martínez et Hartmann, 2018], polarisée [Germer, 2017], en réflexion [Rabal *et al.*, 2012; Belcour *et al.*, 2014b], en transmission [Murray-Coleman et Smith, 1990; Dupuy et Jakob, 2018], ou encore mesure du gloss [Obein *et al.*, 2014; Ged, 2017]. Leurs objectifs métrologiques peuvent être une grande résolution angulaire, spectrale, ou grande dynamique de mesure, mais sont toujours sujets aux compromis vis-à-vis de la qualité et de la quantité d’informations mesurées. Par exemple, une grande résolution angulaire nécessite un angle de détection très faible. Si la puissance de la source est limitée, les temps d’intégration deviennent très long et augmentent considérablement les bruits thermiques, ce qui dégrade le rapport signal sur bruit. Un autre exemple est celui d’une mesure à la fois fine spectralement et angulairement, elle verra facilement son temps de mesure passer de plusieurs heures à plusieurs mois voire années. Par exemple (cf. Figure 2.1), l’instrument de l’EPFL [Dupuy et Jakob, 2018] est une version modifiée du PAB pgII qui permet la mesure à une vitesse de 1 Hz. Malgré le fait que la mesure soit pleinement automatisée (un robot déplace le capteur, des rotations motorisées tournent

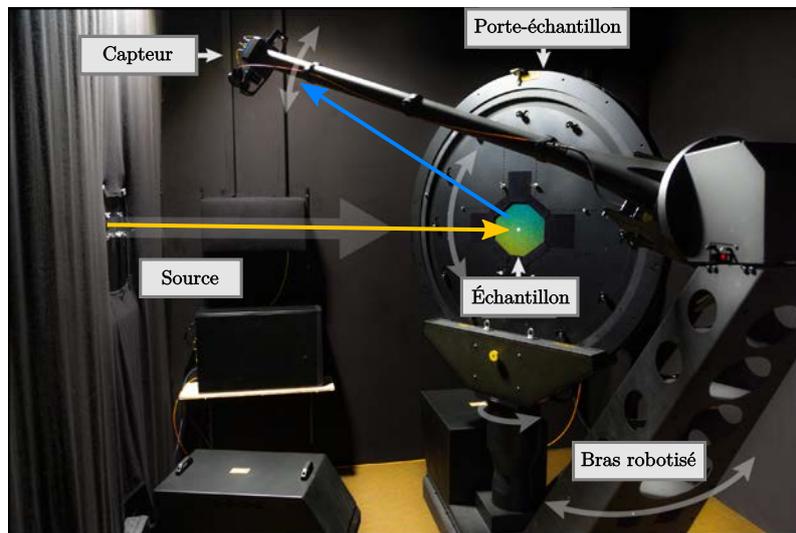


FIGURE 2.1 – Exemple du goniophotomètre de l’EPFL [Dupuy et Jakob, 2018]. La source de lumière est fixe, deux degrés de liberté permettent de placer le capteur, et enfin deux degrés de libertés du porte-échantillon permette de faire pivoter l’échantillon autour de sa normale et autour d’un axe horizontal. Les 4 dimensions d’une BRDF peuvent être échantillonnées, et ce à une vitesse de l’ordre de 1 Hz.

l’échantillon) et rapide, obtenir une BRDF 4D complète avec 1° de résolution prendrait théoriquement 524 ans. Dans le cadre de notre application, il faut de plus mesurer une telle BRDF tous les $100\ \mu\text{m}$ sur une surface de l’ordre du mètre carré, menant à un temps de mesure de 3 fois l’âge de l’univers. De manière générale, les variations spatiales de la réflectance des surfaces ajoute 2 dimensions supplémentaires à échantillonner, ce qui rend les systèmes goniophotométriques incapables de réaliser des mesures résolues à la fois en angle et en espace en un temps fini abordable. Vis-à-vis de notre cahier des charges, avec un goniophotomètre on souhaiterait avoir un système capable d’effectuer de l’ordre de 10^{10} mesures par seconde pour finaliser la mesure en moins d’une journée. Cela est littéralement impensable, car hormis les problématiques mécaniques évidentes, cela ne laisse au capteur qu’un temps d’intégration de $0,1\ \text{ns}$, largement insuffisant pour espérer détecter un quelconque signal.

Pour répondre au problème du nombre de mesures à effectuer pour l’acquisition de la SVBRDF, plusieurs systèmes ont été développés depuis quelques années. Ben-Ezra et al. [Ben-Ezra *et al.*, 2008] propose par exemple une solution uniquement à base de LED, qui servent à la fois d’émetteur et de capteur de lumière. Ils forment autour de l’échantillon un dôme de 86 LED, qui permet de capturer la BRDF anisotrope en quelques secondes voire minutes. Exception faite de cette méthode, la plupart des autres systèmes partagent tous le point commun suivant : ce sont des systèmes imageants. Dans ces systèmes, la voie de détection est remplacée par un appareil photographique. La matrice de millions de pixels

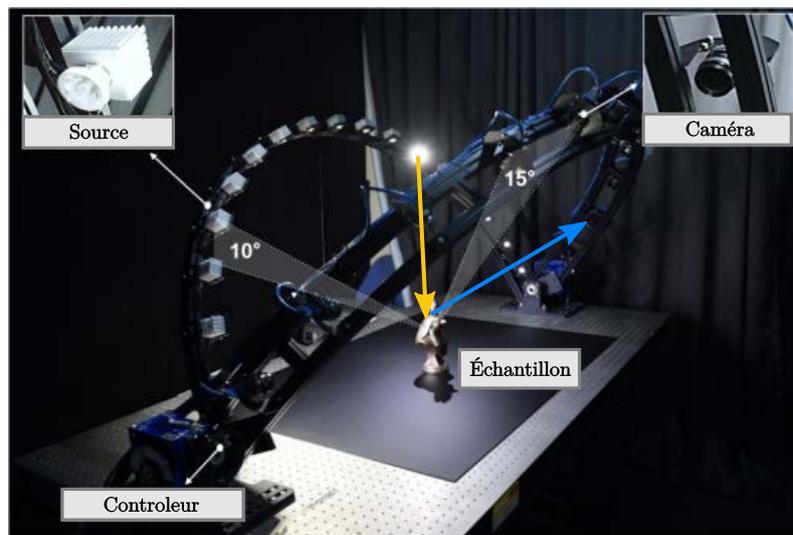


FIGURE 2.2 – Exemple d'un système d'acquisition de la SVBRDF [Choi *et al.*, 2019]. Ce système multi-caméras et multi-sources lumineuses permet de capturer les propriétés de réflectance de l'échantillon dans de nombreuses configurations pour chaque configuration des arcs.

permet d'effectuer autant de mesures d'un seul coup. Avec un taux de rafraîchissement de l'ordre de 100 Hz pour un capteur 12 mégapixels, on peut facilement atteindre jusqu'à 10^9 mesures par secondes, ce qui est tout juste 10 fois plus faible que notre objectif. C'est un avantage considérable par rapport aux goniophotomètres. En sacrifiant légèrement la densité de la mesure (éviter les angles rasants par exemple), il s'agira du seul type de système viable pour notre projet. Cette rapidité de mesure se fait malheureusement au détriment de sa précision radiométrique : le bruit permet difficilement de descendre sous les 1 % d'incertitude, et la dynamique de mesure est limitée à quelques décades. Cette technique étant littéralement jusqu'à des milliards de fois plus rapide, il s'agit d'un sacrifice nécessaire. Les systèmes imageants sont par exemple très utilisés en mesure de BRDF. Lorsque le matériau est uniforme, il est possible de transformer le multiplexage spatial des pixels en multiplexage angulaire à travers un système optique (lentilles ou miroirs) [Dong *et al.*, 2010; Mukaigawa *et al.*, 2009; Ghosh *et al.*, 2010; Aittala *et al.*, 2013] ou par la forme de l'échantillon [Marschner, 1998; Matusik *et al.*, 2003; Ngan *et al.*, 2005]. Certaines conceptions permettent même de choisir l'équilibre entre multiplexage angulaire et spatial, grâce aux kaléidoscopes [Dana, 2001; Radloff, 2004; Ihrke *et al.*, 2012]. Cela permet d'atteindre des vitesses d'acquisition de BRDF anisotropes de l'ordre de quelques minutes à quelques heures sur de petits échantillons. Dans la catégorie des instruments imageants permettant de capturer pleinement la SVBRDF, nous allons trouver 3 types de systèmes.

Les goniophotomètres imageurs

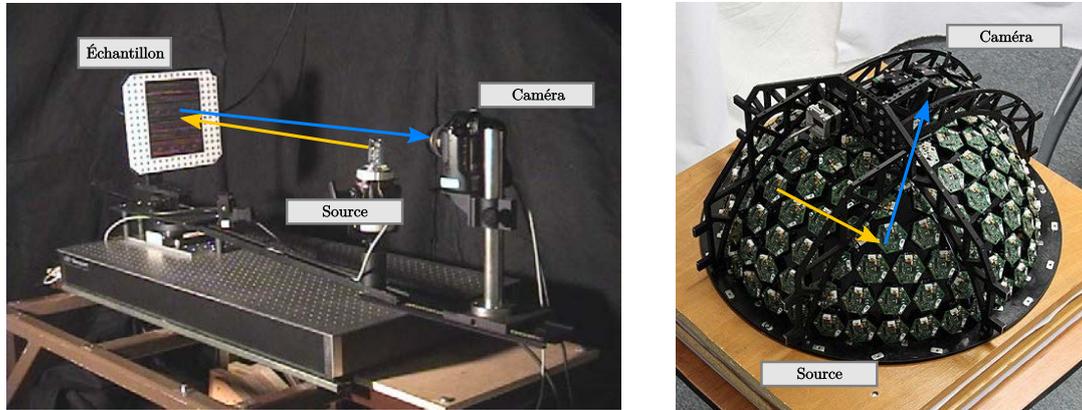


FIGURE 2.3 – **À gauche** : Goniomètre de McAllister imageant pour la mesure de SV-BRDF [McAllister, 2002]. Ce type de système est de conception très similaires aux instrument de mesure de la BRDF : la détection est fixe, la source tourne autour de l'échantillon, et un porte-échantillon à 3 rotations orthogonales permet d'orienter l'échantillon. **À droite** : Lightdrum [Havran *et al.*, 2017]. Doté de 139 LED et 6 caméras, il permet d'accélérer sensiblement la vitesse d'acquisition, d'un facteur 100 à 1000.

Il s'agit de l'adaptation la plus simple d'un goniophotomètre classique. La voie de détection est remplacée par un appareil photographique. L'échantillon, toujours planaire, peut désormais ne plus être supposé uniforme. Une des premières conceptions réalisée fut celle de McAllister [McAllister, 2002]. L'appareil photographique est fixe, la source tourne autour de l'échantillon, et un porte-échantillon à 3 rotations orthogonales permet de l'orienter selon les 3 angles d'Euler. Sattler *et al.* [Sattler *et al.*, 2003] proposent un instrument similaire dans lequel le porte-échantillon est remplacé par un robot 5 axes, la lumière est fixe, et l'appareil photo pivote autour de l'échantillon. Ces systèmes ont un inconvénient majeur : ils sont très longs, plus d'une dizaine d'heure de mesure. Cela vient du fait qu'à chaque position source-caméra-échantillon, une unique photographie est prise. La plupart du temps est perdu lors des nombreux mouvements mécaniques nécessaires. C'est pour cette raison que des systèmes encore plus multiplexés ont rapidement vus le jour. Le meilleur exemple est peut être le Lightdrum [Havran *et al.*, 2017], qui est un outil de mesure portable (cf. Figure 2.3). Composé de 139 LED couvrant l'hémisphère et 6 caméras couvrant une latitude complète, une seule rotation mécanique des caméras suffit à couvrir l'ensemble des configurations lumière-vue. Ce système compact et portable permet d'accélérer largement la mesure. À nombre d'images égal avec les systèmes précédents, il permet de passer de quelques heures de mesures à quelques dizaines de minutes. Malgré les améliorations possibles, ce type d'appareil souffrent de limitations intrinsèques qui ne peuvent satisfaire nos objectifs. Nous ne pouvons pas supposer un échantillon planaire pour notre application. Et la taille des échantillons est souvent limi-

tée de quelques centimètres à 30 cm tout au plus.

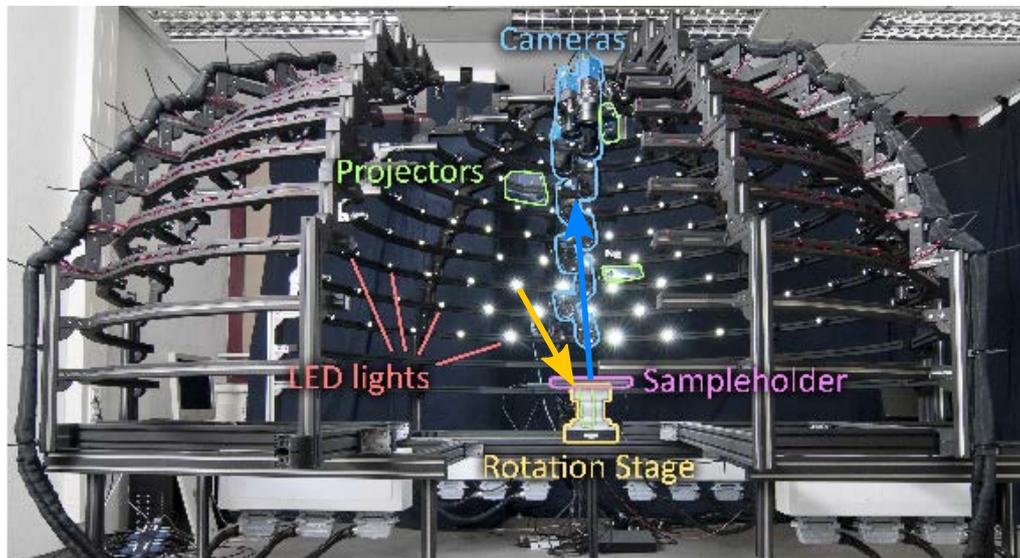


FIGURE 2.4 – Dome II de Schwartz et al. [Schwartz *et al.*, 2013]. Il s'agit essentiellement d'une version grand format du Lightdrum, avec 188 LED et 11 caméras. La présence de 4 projecteurs permet de capturer la géométrie en amont de la mesure de réflectance.

Les systèmes de capture de géométrie et de réflectance. Se limiter aux géométries planaires est bien sûr une forte limitation. Heureusement, il existe des manières simples d'ajouter une mesure de la géométrie. La grande majorité de ces systèmes propose en fait d'ajouter un scan 3D en lumière structurée. Ici, la voie de détection est toujours un ou plusieurs appareils photographiques et un certain nombre de sources, mais l'objet est maintenant de forme quelconque, dont il faut mesurer la géométrie. Schwartz et al. [Schwartz *et al.*, 2011] ont proposé en 2011 un système d'acquisition sans partie mobile, et donc très rapide. Composé de 151 caméras assurant à la fois la capture et l'éclairage via leurs flashes respectif, ce système va encore plus loin dans la parallélisation de l'acquisition. Un projecteur est successivement placé à 5 endroits différents pour permettre l'acquisition préalable de la géométrie. Deux ans plus, ils appliquent le même procédé dans l'instrument "Dome II" [Schwartz *et al.*, 2013]. Dome II reprend en fait le concept du Lightdrum, mais en beaucoup plus grand (diamètre de 2 m). Cependant, l'échantillon est placé sur une platine de rotation, permettant d'éviter au dôme la nécessité de déplacements mécaniques. Il est constitué de 11 caméras et 188 LED, et est quasiment aussi rapide que le Lightdrum à mesure équivalente. Kohler et al., avec leur système en dôme OrcaM [Kohler *et al.*, 2013], utilisent aussi de la lumière structurée. Mais leur dôme forme en fait une sphère complète, couverte de 633 LED, 7 caméras et 1 projecteur. La nouveauté qu'ils introduisent est que l'objet à mesurer est posé sur une plaque de verre, ce qui permet

l'observation depuis toutes les directions. De manière générale, lorsque la géométrie est mesurée par un premier système, il est difficile de recalculer les mesures de réflectance sur la géométrie acquise. C'est pourquoi Holroyd et al. [Holroyd *et al.*, 2010] proposent une alternative intéressante : mesurer la géométrie et la réflectance au même moment tout au long de l'acquisition. Deux bras robotisés tournent autour de l'échantillon, chaque bras embarquant une caméra et un projecteur. Pour chaque configuration des deux bras, ils effectuent une acquisition en lumière structurée pour la géométrie, et une acquisition de réflectance en utilisant les projecteurs comme source de lumière. Les points de vue étant identiques, il est bien plus aisé de reprojeter la SVBRDF sur la surface observée.

Tous ces systèmes ont un point commun : les appareils photographiques imagent toujours un même point de l'espace. Cela a pour conséquence que, dans leurs réalisations, il faut toujours faire un choix entre des objets à numériser de grande taille, et la résolution spatiale de la mesure. Ces conceptions sont donc tout à fait inapplicables à notre application. Pouvoir imager 1 m^2 tous les $100 \mu\text{m}$ nécessiterait un appareil photographique ayant une définition de 100 mégapixels. De plus, le volume à numériser et la profondeur de champ limitée rendrait inutilisable la plupart des pixels du capteur. Il faudrait alors utiliser un objectif de petite focale, grand angle, demandant une optique proche de la perfection pour conserver une précision métrologique. Le prix d'un tel matériel spécialisé est de plus rédhibitoire, le boîtier de caméra seul pouvant coûter près de 50000 euros.

Tout l'objet de ce manuscrit est de converger vers une solution d'acquisition de l'apparence (géométrie et réflectance) qui puissent satisfaire les contraintes de conservation, mais qui propose de plus une solution rapide et précise pour la mesure dense d'échantillons de grandes dimensions.

Chapitre 3

Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

Dotée de centaines de milliers de capteurs, la matrice de pixels d'un appareil photographique peut être vue comme un formidable outil permettant d'effectuer un très grand nombre de mesures simultanées en un temps très réduit. Pour être capable de transformer la donnée de la valeur d'un pixel en mesure photométrique, il nous faut d'abord comprendre les processus physiques sous-jacents. Ainsi, nous verrons en premier lieu comment l'objectif transforme une collection de rayons lumineux en image sur le capteur. Pour se faire, nous rappellerons la notion de diffraction, et introduirons un nouveau modèle de diaphragme permettant une formulation analytique des effets de la diffraction, qui sera en particulier utile aux fins de détection abordées au chapitre 4. Ces étapes nous permettront de formuler l'équation régissant un processus de mesure par imagerie, formule dont l'étude nous permettra d'en apprendre plus sur les avantages et limites d'une telle méthode.

3.1 Modèles de caméra

Un appareil photographique est un système qui permet de collecter la lumière provenant de la *scène*, c'est-à-dire l'environnement présent devant celui-ci. Ces rayons entrent par l'avant de l'objectif et sont alors déviés par les multiples lentilles qui le composent. Une fois la dernière interface passée, chacun de ces rayons va impacter le capteur à un endroit précis, permettant de former une image. Toute la complexité optique du trajet de ces rayons lumineux au sein de l'objectif peut être simplifiée grâce à l'utilisation de modèles théoriques de caméra. Afin d'expliquer le comportement de nos appareils photo de mesure, nous allons d'abord nous intéresser au modèle de la *lentille mince*, puis nous verrons les conditions qui permettent de le simplifier en modèle *sténopé* (*pinhole camera* en anglais). Il existe des modèles plus complexes, comme celui de la *lentille épaisse*, or,

en pratique, il s'avère que les appareils que nous utilisons sont très bien modélisés par le modèle de la lentille mince. Il ne nous sera ainsi pas nécessaire de traiter le cas de ces autres modèles.

3.1.1 Le modèle de la lentille mince

Le modèle de la *lentille mince* [Kenji Hata and Silvio Savarese, 2017] modélise l'objectif comme une lentille unique, permettant de projeter une image de la scène directement sur le capteur. Ce modèle présente l'avantage d'inclure la notion de focalisation et de rendre compte des conditions assurant la netteté de l'imagerie. Aussi, même si cette partie ne traite que de la lumière dans le cadre de l'optique géométrique, ce modèle permettra facilement d'inclure des effets ondulatoires, tel que la diffraction sur laquelle nous reviendrons à la section 3.2.

3.1.1.1 Description

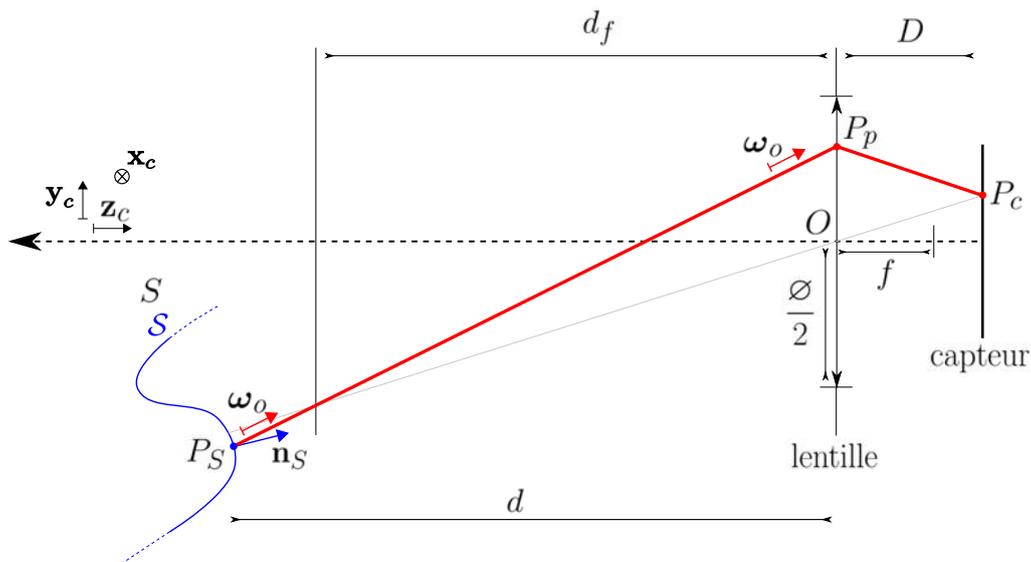


FIGURE 3.1 – Schéma et notations pour le modèle de la lentille mince.

Le système considéré est constitué d'un appareil photo et d'un objet à photographier. Si l'objet a déjà été défini dans la partie précédente, la caméra est quant à elle définie par les caractéristiques suivantes (cf. Figure 3.1) :

- La **focale** de la lentille f : le comportement de la lumière au passage de la lentille est régi par la connaissance de la focale, qui déviara d'autant plus la lumière que cette valeur est petite.

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

- Le **diamètre de la lentille** \varnothing , qui permet de définir le *nombre d'ouverture* aussi appelé *ouverture* $f_{\#} = f/\varnothing$. Le diamètre de la lentille, que nous supposons d'ouverture circulaire pour le moment afin ne pas complexifier inutilement le modèle, permet de connaître l'étendue spatiale sur laquelle sont collectés les rayons. Ce paramètre est ajustable dans les objectifs en changeant la taille du diaphragme.
- Le **centre optique** O est l'origine du repère de la caméra. On le choisit tel que l'ensemble des rayons principaux (passant par le centre de la lentille) passent par celui-ci. Ce point est donc le centre de la lentille lui-même.
- L'**axe optique**, passant par O et de direction de vue $-\mathbf{z}_c$: Il s'agit de l'axe principal de l'appareil photo, définissant la direction de vue principale $-\mathbf{z}_c$. Le signe moins sur la direction s'explique par le fait qu'on décide de prendre une base $(\mathbf{x}_c, \mathbf{y}_c, \mathbf{z}_c)$ orthonormée directe, dont les définitions des 2 autres vecteurs sont vues ci-après.
- Le **plan du capteur**, passant par $O - D\mathbf{z}_c$, orthogonal à \mathbf{z}_c , avec les directions droite \mathbf{x}_c et gauche \mathbf{y}_c : Le capteur, qu'il soit CCD ou CMOS, est toujours planaire. La distance D est un facteur ajustable pour tout type d'objectif, qui permet de régler la mise au point. La distance le long de l'axe optique entre le *plan de mise au point* et le centre optique est notée d_f . La relation entre D et d_f est fixée par la loi des lentilles minces dans le cadre de l'approximation paraxiale (détaillée ci-après), telle que

$$\frac{1}{D} + \frac{1}{d_f} = \frac{1}{f} \quad . \quad (3.1)$$

- La **taille d'un pixel** Δ_p : Le pixel est l'élément de base du capteur, il permet de mesurer l'énergie de la lumière impactant sa surface. Il est considéré carré. La connaissance de Δ_p permet de savoir si un effet lumineux va impacter plusieurs pixels, ou à l'inverse rester contenu dans un pixel, n'ayant alors aucun effet sur la mesure.

Ajoutons à cette description la définition de P_p un point sur la surface de la lentille mince, et de P_c un point sur le capteur.

Le modèle de la lentille mince s'entend toujours dans les conditions de Gauss, c'est-à-dire en optique paraxiale. Lorsque ces conditions sont respectées, on peut considérer le système optique comme approximativement stigmatique, signifiant que tous les rayons issus d'un point convergent en un second point unique. Pour réaliser ces conditions, on peut diminuer \varnothing qui limite l'étendue des faisceaux autour de l'axe optique. Lorsque ces conditions ne sont pas vérifiées, cela peut introduire des aberrations : l'image d'un point n'est plus un point. Les conséquences peuvent être multiples (cf. Section 3.3). Nous traiterons donc du modèle de la lentille mince dans cette approximation, reléguant les problèmes d'aberrations à des termes correctifs qui seront traités dans un second temps.

3.1.1.2 Analyse géométrique

Considérons d'abord l'influence de la lentille sur les rayons de lumière. Pour un rayon passant par deux points P_p de la lentille et P_c du capteur, le rayon sortant partant de P_p est de direction $-\omega_o$ correspondant dans l'espace devant la caméra (orienté vers la caméra) est donné par

$$\omega_o = \frac{\frac{1}{D}\mathbf{OP}_c + \frac{1}{d_f}\mathbf{OP}_p}{\left\| \frac{1}{D}\mathbf{OP}_c + \frac{1}{d_f}\mathbf{OP}_p \right\|} \quad (3.2)$$

Supposons que ce rayon impacte la surface S au point P_S . Notons alors $d = \langle \mathbf{OP}_S, -\mathbf{z}_c \rangle$ ⁽¹⁾ la distance le long de l'axe optique entre P_S et O . Alors on obtient la position du point P_S par la relation suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{OP}_S &= \mathbf{OP}_p - \frac{d}{\langle \omega_o, \mathbf{z}_c \rangle} \omega_o \\ &= -\frac{d}{D}\mathbf{OP}_c + \left(1 - \frac{d}{d_f}\right)\mathbf{OP}_p \end{aligned} \quad (3.3)$$

Cette équation est très importante parce qu'elle permet de décrire tous les trajets de la lumière capturés par l'objectif. Dans le cas particulier où $d = d_f$, alors la position P_S sur la surface ne dépend plus du point de passage par la lentille : tous les rayons passant par P_c passent aussi par P_S . C'est à cette condition que l'objet est le plus net (*au focus*). Analysons *a contrario* plus en détail l'équation quand celui-ci n'est pas au focus. Nous proposons pour ce faire de déterminer la forme imagée sur le capteur pour un point P_S tel que $d \neq d_f$. Récrivons l'équation 3.3 avec P_c comme variable à déterminer :

$$\mathbf{OP}_c = -\frac{D}{d}\mathbf{OP}_S + \frac{D}{d}\left(1 - \frac{d}{d_f}\right)\mathbf{OP}_p \quad (3.4)$$

On peut dès lors observer que le terme de gauche décrit la position sur le capteur dans le cas où le rayon passe par le centre de la lentille. Ensuite, le terme de droite est, à un facteur de proportionnalité près, un déplacement dans le plan du capteur suivant la forme de la lentille (cf. Figure 3.1, trait gris). Il a pour effet que l'ensemble des rayons provenant de P_S forme une image de l'ouverture sur le capteur, à la place d'un point unique (cf. Figure 3.2). Cet effet porte le nom de *bokeh*. Dans le cas de notre ouverture circulaire, cela crée un cercle de confusion au niveau du capteur d'une taille de diamètre \varnothing_c dont la formule est donnée par

$$\varnothing_c = \left| \frac{D}{d} \left(1 - \frac{d}{d_f}\right) \right| \varnothing \quad (3.5)$$

(1). La notation $\langle \cdot, \cdot \rangle$ définit le produit scalaire entre 2 vecteurs.

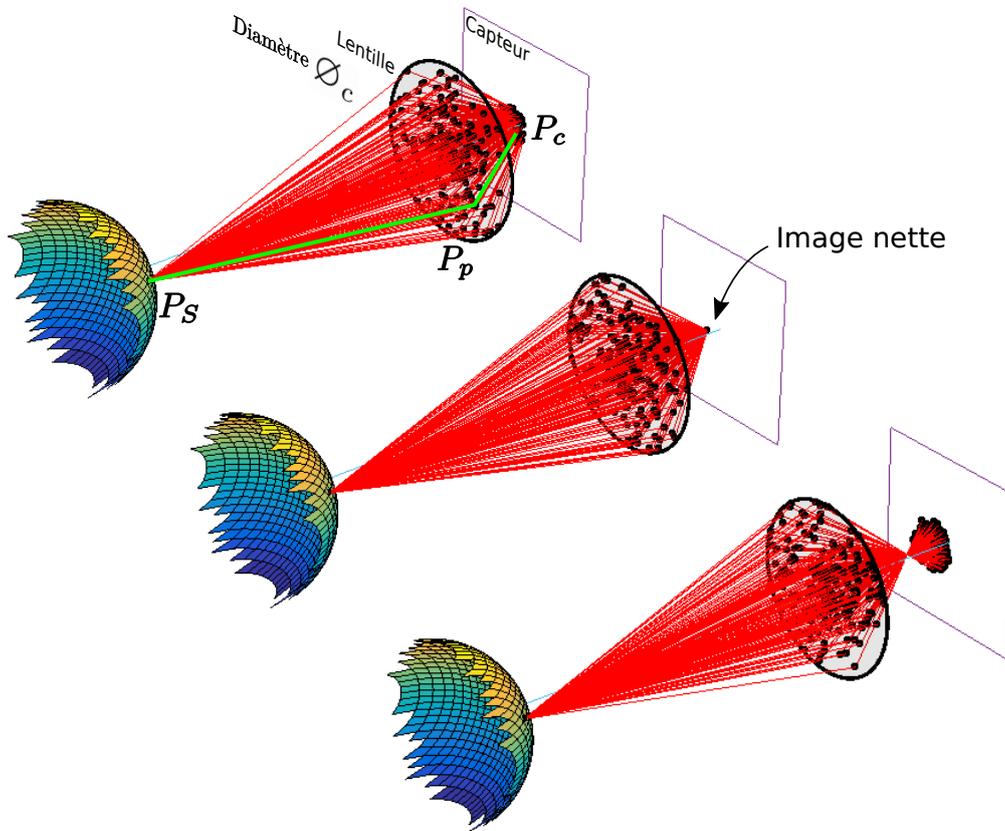


FIGURE 3.2 – Ensemble des trajets possibles depuis un point sur la surface (ici une sphère). Un trajet particulier $P_S \rightarrow P_p \rightarrow P_c$ est représenté en vert. Comme décrit par l'équation 3.4, les rayons ne convergent que si le point est conjugué avec la position du capteur. Dans le cas contraire, les rayons s'étalent selon une forme spécifique donnée par la forme de l'ouverture (le *bokeh*).

Pour optimiser la netteté, il faut donc s'assurer que \varnothing_c n'implique pas une tâche plus grande que celle du pixel. La condition généralement acceptée est de devoir vérifier que $\varnothing_c \leq \Delta_p$. Réécrit en terme de l'ouverture $f_\#$ de l'objectif (car directement disponible en pratique), pour avoir une bonne mise au point il faut que l'objet se situe à une distance d telle que

$$\frac{d_f}{1 + \frac{\Delta_p d_f f_\#}{fD}} \leq d \leq \frac{d_f}{1 - \frac{\Delta_p d_f f_\#}{fD}} \quad (3.6)$$

Dans cette relation, le minorant s'appelle le *premier plan net*, et le majorant le *dernier plan net*. Le second pose un problème de définition, en effet il peut devenir négatif et donc avoir une valeur numérique plus faible que le minorant. Cela est tout à fait commun

de rencontrer cette situation en optique, car dans ce domaine on dit que "les infinis se touchent". Cela signifie ici que si le majorant devient négatif, après avoir dépassé la valeur $+\infty$, c'est que la condition est "encore plus vraie" : tout est net du minorant jusqu'à $+\infty$, et même en certaines positions derrière l'appareil photo. En pratique, on peut alors simplement remplacer par $+\infty$ la valeur du majorant lorsque celle-ci est négative.

Un dernier aspect à déterminer dans ces relations géométriques est la relation entre les surfaces infinitésimales aux points P_S , P_p et P_c , notées dP_S , dP_p et dP_c . En effet, elles sont liées. Par exemple augmenter dP_c augmente directement P_S du fait du grossissement de la lentille. Par différentiation de l'équation 3.4 on obtient

$$dP_c = \left(\frac{D}{d}\right)^2 \frac{\langle \boldsymbol{\omega}_o, \mathbf{n}_S \rangle}{\langle \boldsymbol{\omega}_o, \mathbf{z}_c \rangle} dP_S + \left(\frac{D}{d} \left(1 - \frac{d}{d_f}\right)\right)^2 dP_p \quad (3.7)$$

où les produits scalaires sont obtenus en remarquant que les projections du pixel selon la direction $\boldsymbol{\omega}_o$ au point P_S sont les mêmes dans les deux plans de normales \mathbf{z}_c et \mathbf{n}_S . Cette relation permet de comprendre la vergence des trajets lumineux, ce qui sera très utile pour l'analyse radiométrique. Par exemple, un rayon lumineux qui converge va concentrer l'énergie sur une surface plus petite, et donc localement augmenter l'éclairement. Tout rayon infinitésimal qui passe par l'une de ces surfaces passe entièrement par les 2 autres surfaces.

3.1.1.3 Analyse radiométrique

Dans cette partie, nous allons établir la relation permettant de lier l'éclairement dE au point P_c d'un rayon passant par la lentille au point P_p et provenant de la surface S au point P_S de luminance connue $L_o(P_S, \boldsymbol{\omega}_o)$. Une fois établie, il suffira de sommer les contributions de tous les rayons passant par la lentille afin d'en déduire l'éclairement total reçu en P_c . Ainsi, pour connaître le trajet de ces rayons, on fixe P_c , puis on fait varier P_p sur la lentille, ce qui a pour conséquence de faire bouger le point P_S à la surface de l'objet (voir équation 3.3).

Tout d'abord, déterminons le flux $d^2\Phi$ provenant de P_S et passant par P_p . La luminance L_o du point P_S (de surface dP_S) nous renseigne directement par définition quant au flux reçu par le point P_p (de surface dP_p). En appliquant la définition infinitésimal de la luminance (équation 1.28) entre les deux surfaces dP_S et dP_p , on obtient le flux propagé

$$d^2\Phi = L_o(P_S, \boldsymbol{\omega}_o) \frac{\langle \boldsymbol{\omega}_o, \mathbf{n}_S \rangle \langle \boldsymbol{\omega}_o, \mathbf{z}_c \rangle^3}{d^2} dP_S dP_p \quad (3.8)$$

Les 3 surfaces dP_S , dP_p et dP_c étant garanties d'être traversées par un même rayon, la puissance contenue dans celui se conserve. Pour plus de réalisme, nous ajoutons un terme de transmission τ au passage de la lentille (lié en particulier aux interfaces air-verre [Born et Wolf, 2000]). En substituant dP_S grâce à l'équation 3.7, on peut finalement en déduire

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

l'éclairement dE sur le point P_c du capteur :

$$dE = \tau \frac{d^2\Phi}{dP_c} = \tau L_o(P_S, \omega_o) \frac{\langle \omega_o, \mathbf{z}_c \rangle^4}{D^2} dP_p \quad (3.9)$$

Ce qui est particulièrement intéressant avec ce résultat, c'est que l'on observe que l'éclairement résultant sur le capteur ne dépend pas de la netteté du point P_S . Lors d'une mesure, l'avantage est alors qu'il n'est pas nécessaire de se préoccuper de la netteté de notre image pour pouvoir mesurer avec précision des grandeurs radiométriques.

Ne reste plus qu'à sommer la contribution de tous les rayons passant par la lentille pour connaître l'éclairement au point P_c :

$$E(P_c) = \frac{1}{D^2} \iint_{\mathbb{R}^2} \tau L_o(P_S, \omega_o) \langle \omega_o, \mathbf{z}_c \rangle^4 dP_p \quad (3.10)$$

ce qui nous permet d'obtenir enfin l'éclairement du capteur en fonction de la luminance de la surface. Ces deux quantités ne sont pas directement proportionnelles, pour cela il est commun de considérer les suppositions suivantes :

- La transmittance de la lentille est une fonction disque de valeur constante τ_0 : dire que la lentille est d'ouverture circulaire est quelque peu arbitraire, mais sans conséquence pour la suite. L'uniformité de la transmittance vient de la qualité des optiques de l'objectif, qui sera très bonne pour peu que l'on ait du bon matériel à disposition. On pourra écrire

$$\tau(P_p) = \tau_0 \Pi_{\varnothing}(P_p) \quad (3.11)$$

avec Π_{\varnothing} la fonction disque⁽²⁾ de diamètre \varnothing .

- $\langle \omega_o, \mathbf{z}_c \rangle^4$ est constant sur le domaine d'intégration : soit ω_o^* le rayon central passant par O , la lentille est de diamètre assez faible pour négliger les variations de $\langle \omega_o, \mathbf{z}_c \rangle^4$ devant $\langle \omega_o^*, \mathbf{z}_c \rangle^4$. Mathématiquement, cela est vrai si on a la condition

$$\langle \omega_o - \omega_o^*, \mathbf{z}_c \rangle \ll \langle \omega_o^*, \mathbf{z}_c \rangle \quad , \quad (3.12)$$

qui est de manière réaliste toujours vérifiée. Notons tout de même le cas de la macro-photographie grand-angle avec un diaphragme ouvert au maximum, dans ce cas il est envisageable de ne pas vérifier cette condition. Il s'agit d'un cas tout à fait extrême, applicable à des systèmes très spécialisés, et qui ne sera pas rencontré dans cette thèse.

Grâce à ces approximations "pragmatiques", on peut alors écrire :

$$E(P_c) = \tau_0 \frac{\langle \omega_o^*, \mathbf{z}_c \rangle^4}{D^2} \iint_{\mathbb{R}^2} L_o(P_S, \omega_o) \Pi_{\varnothing}(P_p) dP_p \quad (3.13)$$

(2). La fonction disque de diamètre donné \varnothing est, à l'instar de son homologue la fonction porte, une fonction valant 1 pour tout point à l'intérieur du disque, et 0 partout ailleurs.

On observe alors que la mesure de l'éclairement en un point du capteur n'est pas directement proportionnelle à la luminance d'un point de la surface S . En règle générale, tous les rayons passant par la lentille n'impactent pas l'objet au même point P_S , et chacune de ces incidences ne se fait pas avec la même direction ω_o . On mesure alors la luminance moyennée sur tous ces points. En pratique, on associe la valeur mesurée au cas où on ne considérerait que le rayon passant par le centre de la lentille (celui de direction ω_o^*) en imaginant que la lentille est de diamètre très petit ($\emptyset \rightarrow 0$). Ce rayon impacte la surface au point noté P_S^* , et on écrit alors

$$E(P_c) = \tau_0 \frac{\pi \emptyset^2 \langle \omega_o^*, \mathbf{z}_c \rangle^4}{4D^2} L_o^\emptyset(P_S^*, \omega_o^*) \quad (3.14)$$

où

$$L_o^\emptyset(P_S^*, \omega_o^*) = \frac{4}{\pi \emptyset^2} \iint_{\mathbb{R}^2} L_o(P_S, \omega_o) \Pi_\emptyset(P_p) dP_p \quad (3.15)$$

Cette luminance moyenne mesurée est alors principalement impactée par 2 effets :

- Effet spatial : les variations de luminance plus petites que la zone moyennée sur la surface S sont lissées et indétectables. De plus, moins la surface est orthogonale à la direction principale ω_o^* , plus ce lissage se fait sur une grande distance. Ainsi toute mesure se verra limitée dans la résolution spatiale des motifs, d'autant plus si la caméra observe la surface de manière rasante.
- Effet angulaire : de la même manière qu'une source étendue lisse angulairement la BRDF, la taille de l'ouverture du diaphragme joue aussi ce rôle côté captation de la lumière.

Pour résumer, le modèle de la lentille mince permet de simplifier habilement l'optique complexe d'un objectif d'appareil photo avec seulement quelques paramètres, et sous quelques approximations aisément vérifiables. L'éclairement sur le capteur peut alors être exprimé comme proportionnel à une moyenne de la luminance sous-jacente de la scène. On mesurera d'autant plus de détails que le diaphragme est fermé.

3.1.2 Le modèle du sténopé

Le modèle du sténopé est une étape supplémentaire dans la simplification de l'optique de l'appareil photo. Ce modèle considère un diaphragme infinitésimal. De cette manière, il n'est même plus question de mise au point ni de conjugaison optique.

Selon ce modèle (cf. Figure 3.3), la *focale sténopé équivalente*, notée $f^* = D$, correspond à la distance entre la lentille mince et le capteur anciennement notée D . Le diaphragme est lui considéré comme un trou infinitésimal, ce qui équivaut à écrire $\Pi_\emptyset(P_p) = \frac{\pi \emptyset^2}{4} \delta_O(P_p)$, avec δ_O la fonction de Dirac centrée sur le point O .

À chaque point du capteur est associé un unique rayon $[O, \omega_o^*]$. Ce modèle est alors très utilisé car calibrer un appareil photo, car il s'agit bien de caractériser le comportement

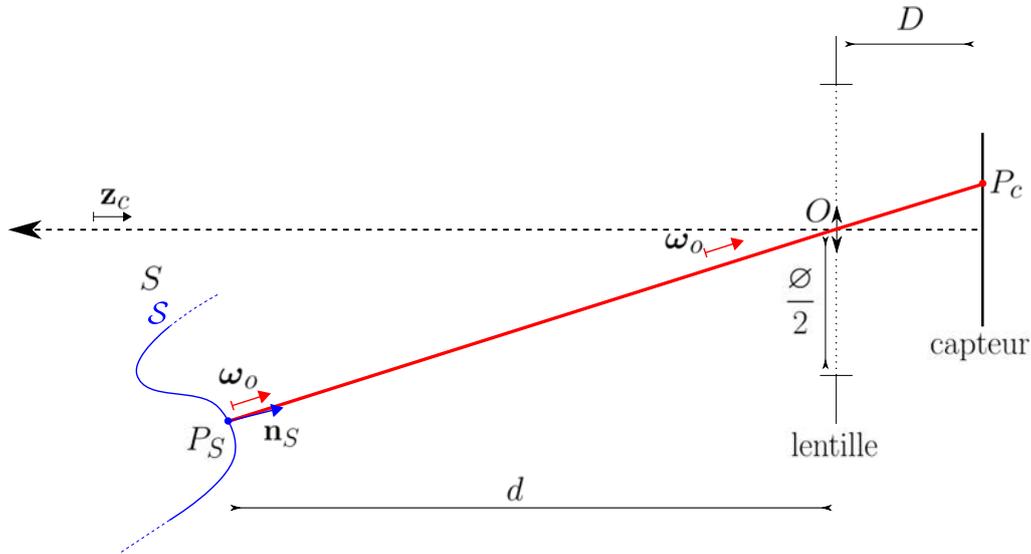


FIGURE 3.3 – Schéma et notations pour le modèle du sténopé. Il s'agit du même modèle que la lentille mince à ceci près que l'ouverture est considérée infiniment petite. Le comportement général est conservé, hormis la perte des notions de focalisation et profondeur de champ.

de la caméra au premier ordre. C'est par exemple la manière de procéder de la célèbre méthode de Zhang [Zhang, 2000]. Une fois l'appareil photo calibré selon le modèle du sténopé, il suffit alors de calquer par dessus le modèle de la lentille mince en prenant désormais en compte l'ouverture du diaphragme. Dès lors, lorsque l'on parle du "rayon d'un pixel", on fera en fait implicitement référence au rayon $[O, \omega_o^*]$ partant du centre du pixel en question.

Note sur ω_o^* en tant qu'échantillon d'estimation pour la luminance. Prenons un peu de recul afin de nous demander s'il est justifié que ω_o^* soit bien la direction représentative de toutes les directions ω_o possibles en sortie de la lentille. Nous allons raisonner sur une analogie : soit $f(x)$ une fonction de x définie sur $x \in [-a, a]$, quel point x^* permet de représenter au mieux $I = \int_{-a}^a f(x) dx$ selon l'approximation $I \simeq I^* = 2af(x^*)$? Nous pouvons prendre le développement limité de f autour de x^* et l'injecter dans I selon

$$\begin{aligned} I &= \int_{-a}^a \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \frac{\partial^k f(x^*)}{\partial x^k} (x - x^*)^k dx \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k+1)!} \frac{\partial^k f(x^*)}{\partial x^k} [(a - x^*)^{k+1} - (-a - x^*)^{k+1}] dx \\ &= 2a[f(x^*) - x^* f'(x^*) + \frac{a^2 + 3x^{*2}}{6} f''(x^*) - \frac{x^*(a^2 + x^{*2})}{6} f'''(x^*) + \dots] \quad , \end{aligned}$$

en supposant que f ait un rayon de convergence de $2a$.

On voit d'après cette équation que plusieurs niveaux d'approximation $I \simeq I^* = 2af(x^*)$ sont possibles en minimisant le nombre d'*a priori* sur la fonction f :

- Ordre 0 : trivialement vérifié pour tout x^* ,
- Ordre 1 : vérifié pour $x^* = 0$,
- Ordre 2 : vérifié pour $x^* = 0$ et $f''(x^*) = 0$,
- Ordre 3 : vérifié si ordre 2 vrai,
- ...

Ainsi, sans connaissance sur la fonction f , $x^* = 0$ est le meilleur échantillon pour l'intégrale I car vrai à l'ordre 1. Pour accéder aux ordres plus élevés, il faut connaître les dérivés et appliquer des termes correctifs, mais ces dérivées sont en général inconnues (dans notre contexte, il s'agit de la quantité à mesurer).

Par extension, on peut appliquer ce raisonnement à l'équation 3.10 et montrer que, pour un diaphragme centré⁽³⁾, la direction ω_o^* est un représentant d'ordre 1. Alors, traiter avec le modèle du sténopé, c'est bien traiter d'un modèle dans lequel on ne considère qu'un rayon : le "meilleur" rayon.

3.2 Diffraction et diaphragme

La partie précédente montre que le modèle de la lentille mince permet d'expliquer la formation des images, et d'établir un lien fort entre la luminance provenant de la scène et l'éclairement au niveau du capteur. L'ensemble de ces calculs a été fait dans le cadre de l'optique géométrique, omettant les effets ondulatoires plus complexes. Dans cette partie nous allons nous intéresser plus précisément à la diffraction, dont l'impact peut être absolument majeur en métrologie. La lumière étant en réalité une onde, celle-ci est diffractée par l'ouverture de l'objectif et perturbe l'imagerie sur le capteur. Nous allons d'abord rappeler la théorie de l'imagerie avec diffraction, notamment son lien avec la forme de l'ouverture. Nous décrirons ensuite un nouveau modèle de diaphragme à lames. Il permettra une description analytique de la diffraction, et sera suffisamment général pour être applicable à une grande majorité des objectifs commerciaux. De plus, nous proposons une méthode simple de calibration rendant facilement accessible l'utilisation de ce modèle.

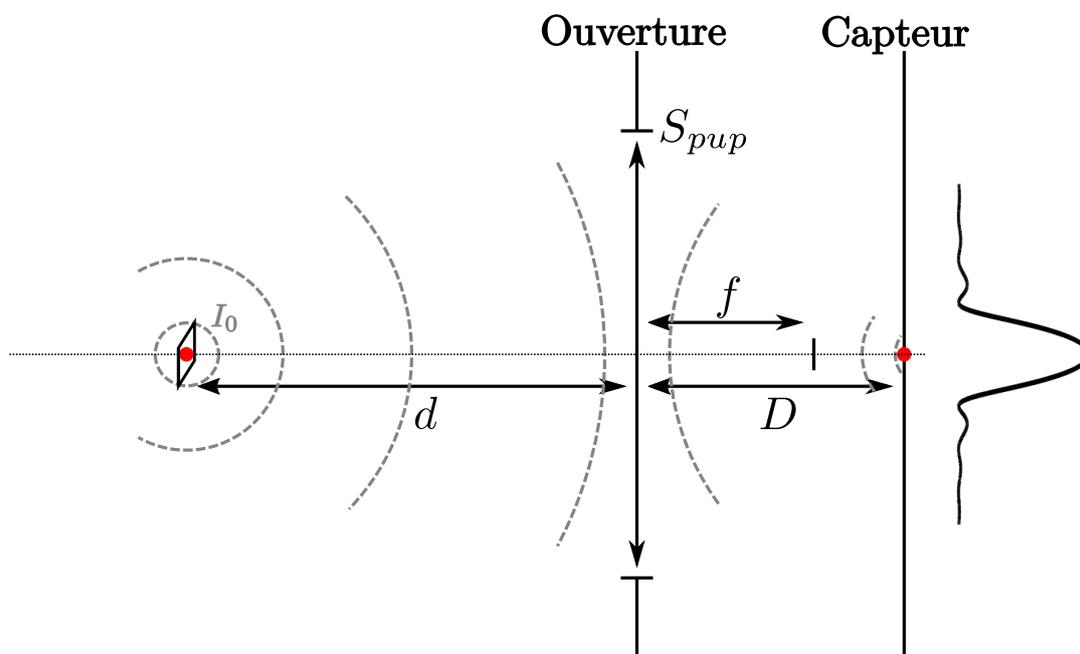


FIGURE 3.4 – Schéma descriptif de l'image d'un point traitée par diffraction. L'onde émise par l'objet se propage jusqu'au diaphragme, qui n'en laisse passer qu'une partie et la fait converger vers le capteur.

3.2.1 Diffraction pour un modèle de caméra lentille mince

Classiquement, nous ne considérons ici que le cas de l'imagerie incohérente : 2 points sources voient les intensités de leurs ondes se sommer, non pas leurs amplitudes. C'est très généralement le cas, un éclairage au laser en serait bien entendu un contre exemple, mais même dans ce cas les diffusions par les surfaces ont tendance à casser cette cohérence.

Reprenons le formalisme de la partie 1.1.1, en ne considérant alors qu'une source dont l'amplitude a la forme $\sqrt{I_0}S\delta_0(x, y)$, avec I_0 l'intensité sur une petite surface S (la fonction de Dirac est alors sans dimension). Ce point est situé à une distance d de l'ouverture.

La propagation est ainsi divisée en trois étapes (cf. Figure 3.4) : une propagation en espace libre jusqu'à l'ouverture, la transmission par celle-ci, puis une seconde propagation jusqu'au capteur. Le plan dans lequel se situe la source et le plan du capteur ne sont pas nécessairement conjugués.

Si les propagations sont régies, dans l'approximation de Fresnel uniquement, par l'équation 1.19 vue précédemment, le passage par l'ouverture se fait par application d'un

(3). Par conception, les diaphragmes sont centrés sur l'axe optique.

masque $G(x, y)$ donnée par [Ersoy, 2006]

$$G(x, y) = P(x, y)e^{i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda f}} . \quad (3.16)$$

Cette formule est valide tant que l'épaisseur de la lentille est négligeable devant les autres distances de propagation.

On peut alors appliquer depuis la source ces 3 étapes grâce à la succession d'équations (1.19 \rightarrow (3.16) \rightarrow (1.19). L'amplitude dans le plan du capteur est alors donnée par

$$U(x, y) = \beta_1 \mathcal{F} \left[P(x', y') e^{-i\pi \frac{x'^2 + y'^2}{\lambda} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D} - \frac{1}{f} \right)} \right] \left(\frac{x}{\lambda D}, \frac{y}{\lambda D} \right) \quad (3.17)$$

avec le préfacteur

$$\beta_1 = \frac{-\sqrt{I_0} S e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}(d+D)}}{\lambda^2 d D} e^{-i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda D}} . \quad (3.18)$$

La transformée de Fourier n'est ici pas facile à manipuler à cause du terme exponentiel. Afin de négliger celui-ci, la source doit être assez proche du plan de mise au point. En l'occurrence, si on note ϵ la différence entre d et la distance de mise en point $d^* = Df/(D - f)$, ϵ doit vérifier

$$|\epsilon| \ll d^* \min \left(1, 8f_{\#}^2 \frac{\lambda d^*}{f^2} \right) . \quad (3.19)$$

Sous cette condition de "mise au point ondulatoire", l'équation 3.17 se simplifie directement en

$$U(x, y) = \beta_1 \mathcal{F} \left[P(x', y') \right] \left(\frac{x}{\lambda D}, \frac{y}{\lambda D} \right) . \quad (3.20)$$

Cette formulation est alors très pratique puisque l'amplitude dans le plan du capteur évolue seulement selon la forme de l'ouverture, et donc du diaphragme selon le modèle de la lentille mince. L'image d'un point n'est alors plus un point (cf. Figure 3.4, signal reçu par le capteur), c'est le classique phénomène de la *diffraction*.

Définition de la PSF. Comme mentionné, l'imagerie est considérée incohérente. Tout point de l'espace, vérifiant les conditions 1.18 et 3.19, contribue alors à la formation de l'image sur le capteur par addition de son champ d'intensité (proportionnelle au module carré du champ, voir équation 3.20).

Cela a pour conséquence de flouter l'image formée. On appelle *fonction d'étalement du point* ou PSF (*Point Spread Function*) le noyau de convolution de ce flou. Si I^* est l'image parfaite sans effet de diffraction, l'image capturée I est alors donnée par

$$I = I^* \otimes PSF \quad (3.21)$$

où \otimes est l'opérateur de convolution.

On en déduit, à partir de l'équation 3.20, et notant S_{pup} la surface de l'ouverture, que la fonction PSF est définie par

$$\begin{aligned} PSF(x, y) &= \frac{|U(x, y)|^2}{\iint |U(x', y')|^2 dx' dy'} \\ &= \frac{1}{\lambda^2 D^2 S_{pup}} \left| \mathcal{F}[P]\left(\frac{x}{\lambda D}, \frac{y}{\lambda D}\right) \right|^2. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Une méthode intéressante pour en étudier les conséquences est d'observer que la transformée de Fourier de la PSF est donnée par

$$\mathcal{F}[PSF](\nu_x, \nu_y) = \frac{1}{S_{pup}} [P \star P](\lambda D \nu_x, \lambda D \nu_y) \quad (3.23)$$

avec \star l'opérateur d'autocorrélation, et (ν_x, ν_y) les fréquences spatiales (en m^{-1}).

Le flou provoqué est donc bien un filtre passe-bas, coupant d'autant plus les hautes fréquences de l'image que le diaphragme est fermé. Lorsque la diffraction commence à influencer les voisins d'un pixel, on dit alors qu'on a atteint la *limite de diffraction*.

Ajoutons que ce filtrage fréquentiel (3.23) est d'extension bornée. Pour représenter correctement la PSF sous forme d'image, le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon implique alors que la taille d'un pixel doit être plus petite que $\lambda D / (4r_{circ})$, avec r_{circ} le rayon du plus petit cercle englobant la forme du diaphragme. Ainsi, lorsque l'on cherchera à calculer la PSF via la formule par transformée de Fourier, il conviendra toujours d'effectuer le calcul sur une version correctement rééchantillonnée de l'image. Le fait que le domaine fréquentiel soit borné ajoute une seconde conséquence : la PSF est toujours d'extension spatiale infinie, et elle peut prendre des valeurs aussi petites que l'on veut. Nous verrons dans le chapitre 4 que cela aura un effet prépondérant sur la fiabilité des mesures effectuées en imagerie HDR.

3.2.2 PSF d'un diaphragme à lames

Maintenant que nous avons pu établir la formule décrivant la diffraction, il convient d'être capable de l'utiliser dans un contexte applicatif réel. Il y a trois approches possibles pour estimer la PSF : soit par mesure directe de celle-ci, soit par déconvolution, soit par détermination de la forme du diaphragme et application de la formule 3.22. Ces trois approches ont bien entendu leurs avantages et leurs inconvénients. Mesurer directement la PSF est de loin la technique la moins fiable d'un point de vue métrologique. Pour se faire, la technique consiste en imager un point source, puis d'en capturer l'image. Cette image sera alors directement PSF. Une telle méthode est sujette à quantité de biais, d'incertitudes, et de difficulté de réalisation. Tout d'abord cela suppose d'être capable de créer une source lumineuse infinitésimal, ou du moins plus petite que la taille d'un pixel,

ce qui est bien évidemment très difficile à mettre en œuvre. Ensuite tous les défauts de l'imagerie (conversion en signal numérique par le capteur, bruits, dynamique de la caméra limitée...) viennent perturber la mesure. Même avec une caméra idéalement calibrée, le bruit est toujours présent. La plupart des techniques de mesure directe [Zheng *et al.*, 2018; Reuter *et al.*, 2012; Claxton et Staunton, 2008; Delbracio, 2013] se basent en fait sur un principe de déconvolution. L'idée est de faire l'image d'une mire connue, en comparant l'image parfaite et l'image capturée, on peut en déduire la PSF par déconvolution. Tout l'objectif de ces méthodes est donc de déterminer la meilleure mire à utiliser en fonction des aspects de l'imagerie pris en compte. Ces méthodes présentent l'avantage de diminuer largement la quantité de bruit dans la PSF obtenue. Cependant le problème est que la dynamique⁽⁴⁾ est limitée à la dynamique de la mire, les détails haute fréquence de la PSF sont aussi perdus à cause de la largeur des motifs utilisés. Finalement, la dernière classe de méthodes s'intéresse plutôt à déterminer la PSF par modélisation du diaphragme de l'objectif [Nakashima et Johnson, 2003; Hamed, 2017]. L'idée est toujours de déterminer au mieux la fonction du diaphragme pour ensuite appliquer 3.22. On commence par effectuer une image du diaphragme lui-même, puis on l'approxime selon une base de fonction. Ces méthodes permettent de simuler une dynamique théoriquement infinie de la PSF. Le bruit de mesure n'affecte que la détection des bords du diaphragme, et donc les très hautes fréquences de la PSF. Pour une résolution du diaphragme assez élevée, ces fréquences se trouvent même en deçà de la résolution d'un pixel. À part pour les modèles très simples, peu fidèles à la forme du diaphragme, la transformée de Fourier n'est pas analytique et il faut donc l'effectuer numériquement. Ce calcul numérique requiert une résolution exceptionnelle (critère de Nyquist-Shannon vu précédemment, ainsi que *zero-padding* de l'image du diaphragme) et peut s'avérer très gourmand en ressources et en temps. Cette transformée de Fourier doit ensuite être effectuée autant de fois que d'éléments dans la base de fonction, ce qui augmente d'autant plus le coût de calcul. Enfin, l'amplitude au sein du diaphragme est souvent considérée constante. Cela peut sembler arbitraire et source d'erreurs, mais il s'agit d'une hypothèse très réaliste pour peu que l'on ait un objectif de bonne facture à sa disposition.

Dans cette section, nous développons une nouvelle méthode permettant de mesurer la PSF. La très grande majorité des diaphragmes dans les objectifs courants sont constitués d'un arrangement polygonal de lames. Tirant parti des propriétés géométriques de ceux-ci, nous proposons un nouveau modèle de diaphragme présentant les avantages suivants :

- soit un diaphragme à n lames, la base de fonctions est limitée à $2n$ éléments,
- chaque élément de la base a une transformée de Fourier analytique.

Dans le modèle proposé, chaque diaphragme est finement modélisé par un polygone dont les côtés sont courbés. Les écarts d'approximation se situant sur les bords du diaphragme, ces défauts sont relégués aux très hautes fréquences de la PSF, loin sous la résolution du

(4). La dynamique d'une image est le rapport entre sa valeur la plus haute et la plus basse, correctement exposées.

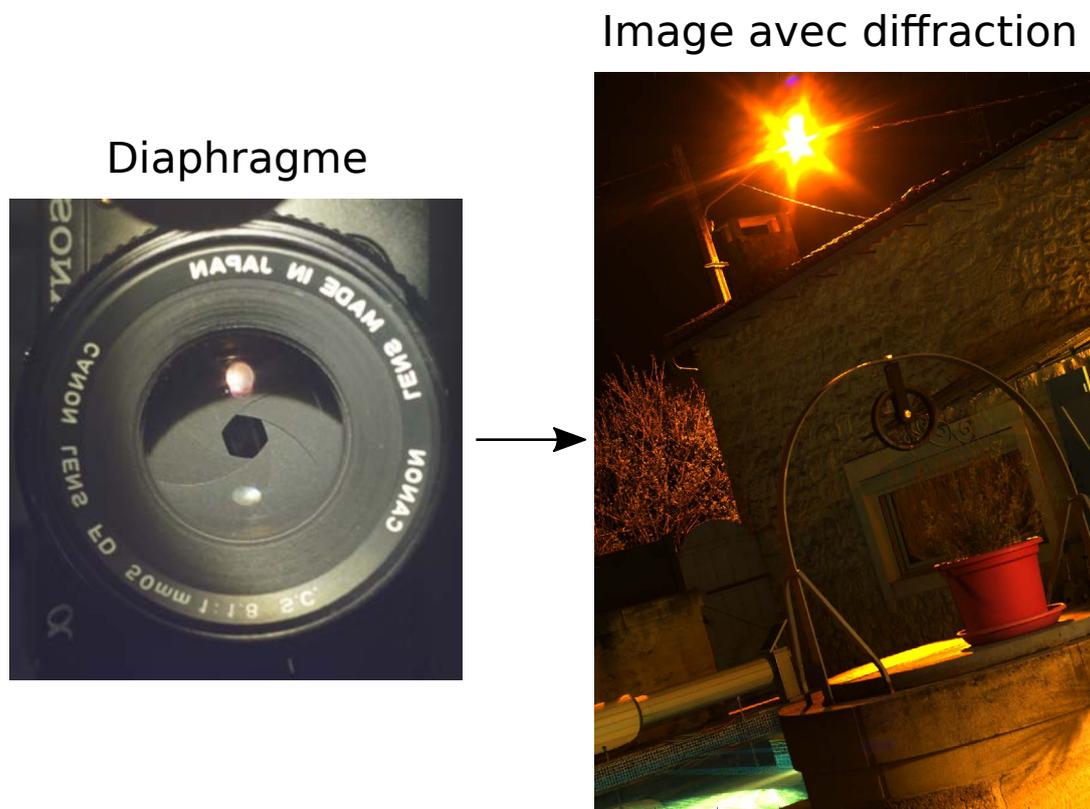


FIGURE 3.5 – Exemple d’un diaphragme commun et de la diffraction provoquée dans une photographie. En plus des effets de flou, on observe la formation de grandes étoiles, appelée *étoiles de diffraction*.

pixel.

3.2.2.1 Modélisation des diaphragmes standards

Dans le cas aussi assez commun du diaphragme circulaire, la PSF résultante est analytique et connue depuis 1835 [Airy, 1834] : la tache d’Airy. Nous ne discuterons pas ce cas particulier, mais noterons deux points importants : à surface fixée il s’agit de la forme qui minimise la portée de la diffraction, et la PSF est à symétrie radiale. Cependant, par facilité de conception, la grande majorité des diaphragmes est conçue avec des lames, nous noterons n le nombre de lames. Ces lames forment entre elles un polygone (irrégulier), dont la transformée de Fourier a déjà pu être dérivée par Shung-Wu et Mitra [Lee et Mitra, 1983]. Cette forme polygonale explique entièrement les *étoiles de diffraction* observables dans les images classiquement sur-exposées (cf. Figure 3.5). Si leur modèle suppose bien un polygone arbitraire, les bords de celui-ci sont droits. Cela a pour effet principal de rendre rectilignes les branches de l’étoile de diffraction, ce qui n’est mal-

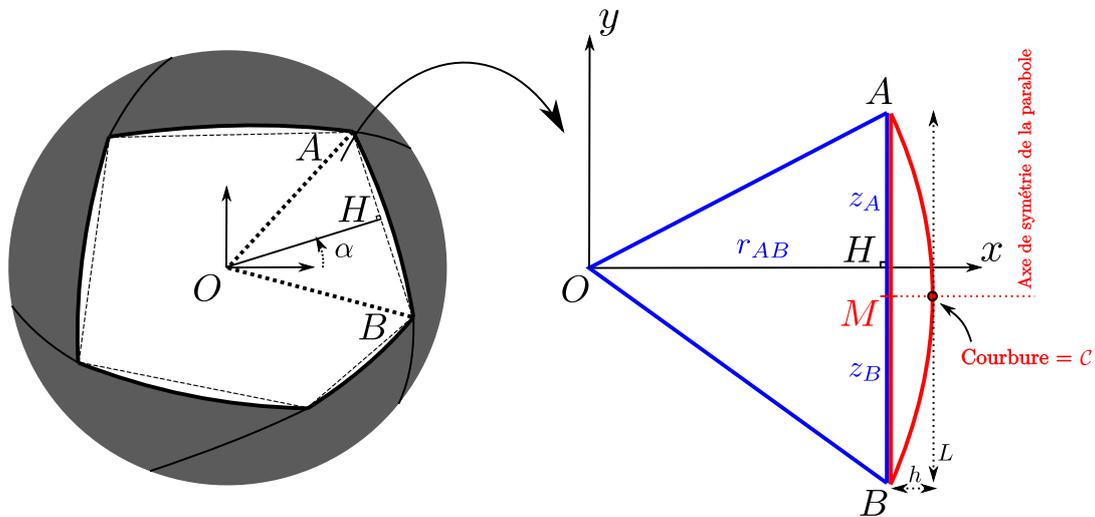


FIGURE 3.6 – Modèle d'un diaphragme à n lames. La forme est divisée en sous-ensembles similaires, qui se divisent en deux parties : un triangle OAB (bleu), et une section de parabole (rouge) dont l'axe de symétrie passe par le point milieu M .

heureusement que peu réaliste. En courbant chacun des bords, nous allons bien être en mesure d'évaser ces branches.

Par construction (cf. Figure 3.6), chaque lame est en réalité un arc de cercle, c'est donc bien la courbure qui détermine la forme des bords de d'une ouverture. Lorsque cette courbure est constante le long d'une lame, l'ouverture est circulaire à grande ouverture (petit $f_{\#}$), et polygonale à bords droits pour les petites (grand $f_{\#}$). C'est pour cette raison que certains fabricants modifient la courbure de manière discrète le long d'une lame, afin de garantir que la forme générale de l'ouverture ne varie que peu avec $f_{\#}$. De manière générale, on pourra donc considérer qu'à ouverture fixe il existe une unique valeur de courbure \mathcal{C} décrivant le bord du diaphragme. Chacune des lames se croisent aux sommets du polygone sous-jacent.

Le polygone est considéré dans sa forme la plus générale, c'est-à-dire irrégulière. En fait, on peut penser qu'un polygone régulier peut correctement décrire la forme d'une ouverture. Cependant, les contraintes mécaniques (pressions et frottements) font que bien souvent les polygones obtenus ne sont pas réguliers, d'autant plus que le diaphragme est fermé.

La transformée de Fourier étant linéaire, le diaphragme peut être divisé en éléments indépendants. On détermine d'abord O comme étant le centre de gravité de la forme⁽⁵⁾. Puis, pour chaque paire de sommets consécutifs (A et B dans le schéma) une sous-section de la forme est extraite, composée d'un triangle (bleu) et d'une section de parabole (rouge).

(5). Le centre de gravité est ici préféré au barycentre, puisqu'il permet de s'assurer que chaque élément soit de taille équivalente. Cela permettra par la suite que chaque contribution à la PSF soit du même ordre de grandeur, ce qui est numériquement plus stable.

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

On définit le repère local de cette forme comme étant un rotation d'angle α du repère du diaphragme (centré sur O). Dans ce repère local, les points A et B sont désignés par leurs coordonnées $(x, y) = (r_{AB}, z_A)$ et (r_{AB}, z_B) , respectivement. La parabole est quant à elle l'unique parabole de courbure \mathcal{C} à l'origine, passant par A et B , et dont l'axe de symétrie passe par $M = (A + B)/2$. On note $z_M = (z_A + z_B)/2$ l'ordonnée du point M . Son équation cartésienne est alors donnée par

$$x(y) = -\frac{1}{2}\mathcal{C}(y - z_M)^2 + \left[r_{AB} + \frac{1}{8}\mathcal{C}(z_A - z_B)^2 \right] . \quad (3.24)$$

Par soucis de clarté des calculs, on notera $h = \frac{1}{8}\mathcal{C}(z_A - z_B)^2$ la hauteur de la parabole, et $L = z_A - z_B$ sa hauteur.

Note : Nous avons fait le choix de retenir une section de parabole et non une section de cercle. Cela peut paraître contraire à l'observation selon laquelle la courbure est constante le long d'un bord. Cependant, la transformée de Fourier s'avère seulement analytique dans le cas de la parabole, et la parabole est une excellente approximation (d'ordre 4) du cercle. Ici, on s'assurera simplement que la hauteur de la parabole soit petite devant la longueur d'un bord. Plus précisément, il faut vérifier $2h \ll L$ pour que la parabole soit une bonne approximation de l'arc de cercle. Si ce n'était pas le cas, cela représenterait un diaphragme de forme "florale", qui n'est de toute façon pas réaliste.

3.2.3 Solution analytique de la PSF

Pour obtenir une solution analytique de la PSF (cf. Equation 3.22), il faut d'abord calculer la transformée de Fourier des formes de base : le triangle, et la section de parabole. La fonction décrivant la forme d'un triangle sera notée P_{tri} , et celle de la parabole P_{par} . Un peu d'analyse permet de déterminer les deux solutions suivantes :

Transformée de Fourier du triangle

$$\begin{aligned}\mathcal{F}[P_{tri}](\nu_x, \nu_y) &= \iint P_{tri}(x, y) e^{-2i\pi(\nu_x x + \nu_y y)} dx dy \\ &= \int_0^{r_{AB}} \int_{\frac{z_B}{r_{AB}}x}^{\frac{z_A}{r_{AB}}x} e^{-2i\pi(\nu_x x + \nu_y y)} dx dy\end{aligned}$$

 \Leftrightarrow

$$\mathcal{F}[P_{tri}](\nu_x, \nu_y) = \gamma_{tri} \left[e^{-i\eta_A} \text{sinc}(\eta_A) - e^{-i\eta_B} \text{sinc}(\eta_B) \right] \quad (3.25)$$

avec

$$\begin{cases} \eta_{A/B} = \pi \left(z_{A/B} \nu_y + r_{AB} \nu_x \right) \\ \gamma_{tri} = -\frac{r_{AB}}{2i\pi \nu_y} \end{cases} \quad (3.26)$$

Transformée de Fourier de la section de parabole

$$\begin{aligned}\mathcal{F}[P_{par}](\nu_x, \nu_y) &= \iint P_{par}(x, y) e^{-2i\pi(\nu_x x + \nu_y y)} dx dy \\ &= \int_{r_{AB}}^{r_{AB}+h} \int_{z_M - \frac{L}{2} \sqrt{1 - \frac{x - r_{AB}}{h}}}^{z_M + \frac{L}{2} \sqrt{1 - \frac{x - r_{AB}}{h}}} e^{-2i\pi(\nu_x x + \nu_y y)} dx dy\end{aligned}$$

 \Leftrightarrow

$$\mathcal{F}[P_{par}](\nu_x, \nu_y) = \gamma_{par} \left[2i \sin(\pi \nu_y L) e^{\xi^2} - \sqrt{\pi} \Delta e^{-\Delta^2} \left(\text{erfi}(\Delta + \xi) - \text{erfi}(\Delta - \xi) \right) \right] \quad (3.27)$$

où

$$\begin{cases} \gamma_{par} = -\frac{e^{-2i\pi(\nu_x(r_{AB}+h) + \nu_y z_M)}}{4\pi^2 \nu_x \nu_y} \\ \Delta = \frac{i\pi \nu_y L}{2\xi} \\ \xi = \sqrt{2i\pi \nu_x h} \end{cases} \quad (3.28)$$

Grâce à ces formes analytiques et à la linéarité de la transformée de Fourier, la formule complète pour un diaphragme à n lames est donc donnée par

$$\mathcal{F}[P](\nu_x, \nu_y) = \sum_{k=1}^n \left(\mathcal{F}[P_{tri}^k] + \mathcal{F}[P_{par}^k] \right) \left(\mathcal{R}(\alpha_k) \begin{pmatrix} \nu_x \\ \nu_y \end{pmatrix} \right) \quad (3.29)$$

avec k l'indice de la forme de base, et $\mathcal{R}(\alpha_k)$ la matrice de rotation d'angle α_k .

Enfin, pour calculer la PSF (cf. Equation 3.22), l'aire du diaphragme S_{pup} est nécessaire :

$$S_{pup} = \sum_{k=1}^n \left[\frac{1}{2} r_{AB_k} L_k + \frac{1}{12} \mathcal{C} L_k^3 \right] . \quad (3.30)$$

3.2.3.1 Méthode simple de mesure des paramètres

Dans cette partie, nous proposons une méthode simple, pratique et rapide permettant de faire l'image du diaphragme tout en déterminant le paramètre D nécessaire au calcul de la PSF. Cette méthode ne se substitue pas aux calibrations plus précises parfois nécessaires, mais permet d'extraire facilement les paramètres qui nous intéressent pour la diffraction. Cette méthode, qui sort des spécifications du prototype à concevoir dans cette thèse, sera plutôt destinée à une utilisation plus large, en rapport avec le chapitre 4. En plus de l'appareil photo, deux outils sont nécessaires : un miroir, et une règle⁽⁶⁾.

Le but de cette procédure de calibration (cf. Figure 3.7) est de déterminer chaque paramètre de l'appareil photo :

- la distance au plan de mise au point d^* (qui remplace d dans les équations grâce à la condition de mise au point)
- la distance au capteur D
- et les paramètres du diaphragme : la courbure \mathcal{C} et les sommets du polygone.

Cette procédure se fait donc à mise au point fixe.

La position exacte de la pupille d'entrée du système optique n'est pas directement accessible. Pour se faire, il est possible d'utiliser un objet réel pour définir un plan de référence, ici l'avant de l'objectif. Ensuite, un miroir est placé devant l'appareil photo afin de lui permettre de s'auto-imager. L'avantage du miroir est qu'il garantit que l'image est centrée seulement si celui-ci est bien orthogonal à l'axe optique, et donc très bien aligné. La procédure consiste ensuite à mesurer les deux distances l_1 et l_2 entre la référence et le miroir, premièrement quand le point est fait sur la référence, puis sur le diaphragme (cf. Figure 3.7, étapes 1 et 2). Afin d'obtenir une mesure plus précise des distances l_1 et l_2 , une bonne approche est d'ouvrir au maximum l'ouverture. Se faisant, on diminue fortement la profondeur de champ, et donc la position de mise au point est bien plus facilement détectée.

Dès lors, des règles simples de géométrie permettent d'obtenir le système, suivant :

$$\begin{cases} \Delta = 2(l_1 - l_2) \\ d^* = 4l_1 - 2l_2 \end{cases} \quad (3.31)$$

(6). On entend par "règle" ici tout matériel permettant de mesurer des distances. La précision du matériel est bien sûr laissée à la discrétion de l'expérimentateur. Pour nos résultats, nous utilisons par exemple une platine de translation à vis micrométrique.

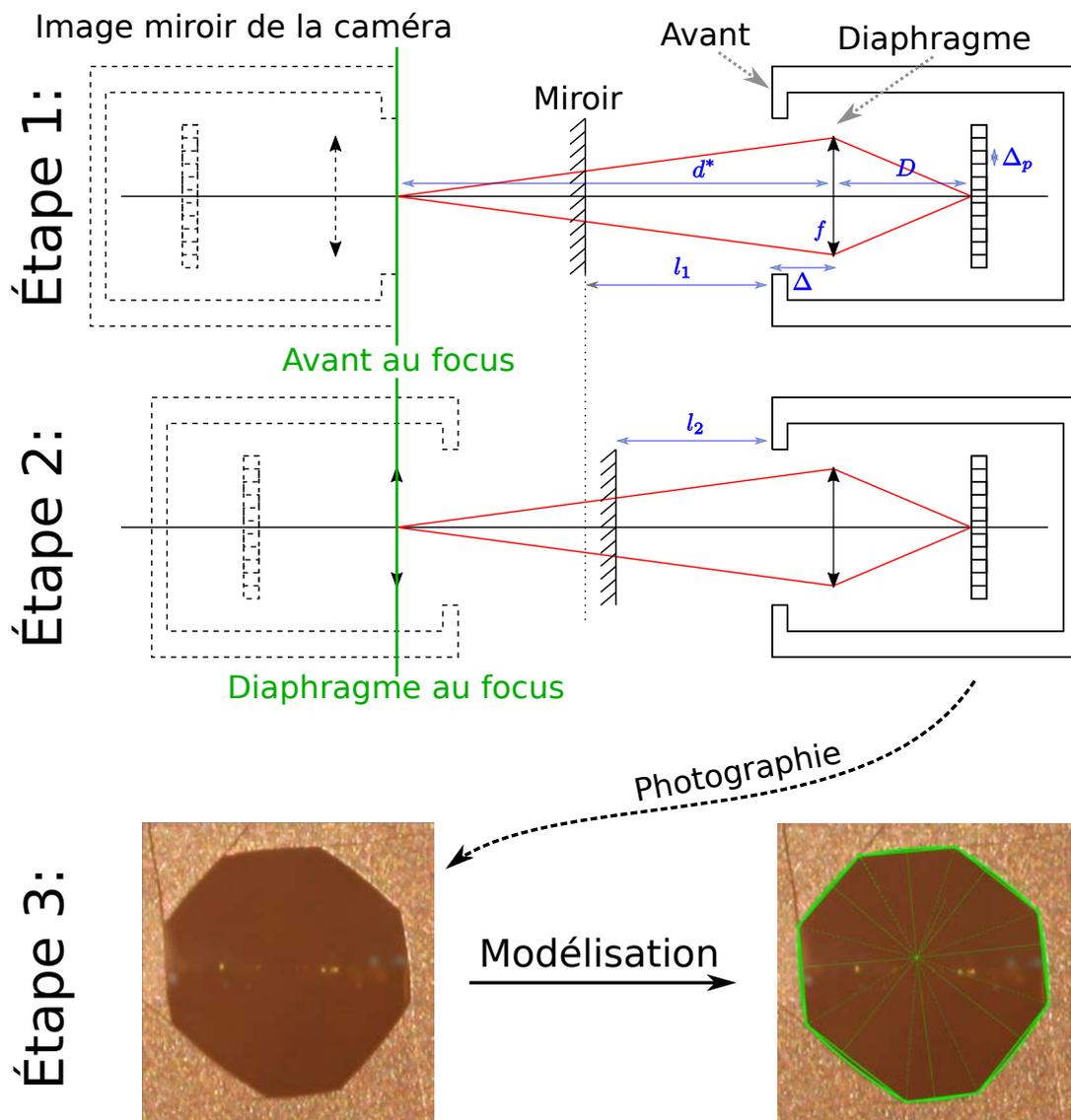


FIGURE 3.7 – Méthode de calibration rapide d’une caméra selon le modèle de la lentille mince. L’étape 1 (*resp.* 2) a pour but de faire la mise au point sur l’avant de l’objectif (*resp.* le diaphragme), obtenant alors la distance l_1 (*resp.* l_2) entre l’avant de l’objectif et le miroir. Ces deux mesures permettent ensemble de déterminer la distance au plan de mise au point d^* , et la distance Δ entre l’ouverture et l’avant de l’objectif. L’étape 3 permet d’obtenir les paramètres du diaphragme via l’image faite à l’étape 2.

où Δ est la distance entre la référence et le diaphragme. Grâce à ces paramètres, on en déduit directement la distance $D = d^* f / (d^* - f)$ entre le diaphragme et le capteur.

Quant aux paramètres du diaphragme, nous utilisons l’image de l’étape 2 où le dia-

phragme est au point. À partir de cette image, et en sachant qu'un pixel représente une distance $(d^*/D)\Delta_p$ (Δ_p étant la taille d'un pixel), on peut approcher la forme du diaphragme en déterminant la courbure \mathcal{C} et les sommets (cf. Figure 3.7, étapes 3). Pour se faire, un petit utilitaire MATLAB a été développé, il permet de zoomer et cliquer dans l'image pour définir les sommets, un curseur permet de choisir la courbure pour affiner la correspondance des formes⁽⁷⁾.

Un bon élément permettant de vérifier le succès de la procédure est de comparer le $f_{\#}$ indiqué sur l'appareil à son équivalent mesuré $\widetilde{f}_{\#}$ donnée par

$$\widetilde{f}_{\#} = \frac{f\sqrt{\pi}}{2\sqrt{S_{pup}}} . \quad (3.32)$$

On a ainsi pu obtenir D et la forme du diaphragme pour une mise au point fixe et une ouverture fixe. On en profitera pour répéter l'étape 3 avec toutes les ouvertures possibles de l'objectif.

3.2.3.2 Évaluation du modèle et résultats

Le modèle du polygone irrégulier avec bords courbés s'avère très bien approximer tous les objectifs testés. Ce modèle semble suffisamment général pour décrire précisément la forme de la plupart des diaphragmes. Nous avons pu effectuer des tests avec les objectifs à notre disposition : un objectif de qualité scientifique de focale 50mm de marque Linos, et deux objectifs grand public de 50 et 100mm de marque Canon. Nous allons montrer sur ces cas d'études que le modèle de diaphragme est de très bonne qualité, et que la PSF obtenue correspond très bien à une observation directe.

La diversité de diaphragmes dans la figure 3.8 met en évidence le besoin d'avoir un modèle mathématique élaboré pour représenter de telles formes. Le modèle que nous proposons permet à la fois une très bonne correspondance sur un large ensemble de diaphragmes, mais aussi une transformée de Fourier analytique, et donc une PSF résultante analytique. Comme présenté en figure 3.8, l'irrégularité du polygone et la courbure des bords ont toute leur importance. Pour l'objectif Canon 100mm ouvert à $f/11$, un polygone irrégulier à bords droits est suffisant, nul besoin d'un terme de courbure supplémentaire. Au contraire, l'objectif Linos 50mm ouvert à $f/4$ n'aurait pas pu être décrit correctement de la sorte, la courbure des bords est nécessairement à prendre en compte.

Bien que notre modèle corresponde bien aux diaphragmes testés, la théorie régissant la PSF se doit aussi de correspondre à la PSF que l'on peut observer dans des photographies réelles.

La simulation est alors comparée à une PSF réelle mesurée en HDR par l'image d'une source quasi-ponctuelle (cf. Figure 3.9). La similarité entre les deux est très bonne, la

(7). Un algorithme automatique serait une bonne option, évitant à la fois une intervention et une potentielle erreur humaines.

(8). Plus connu sous le nom de anglais *tonemapping*.

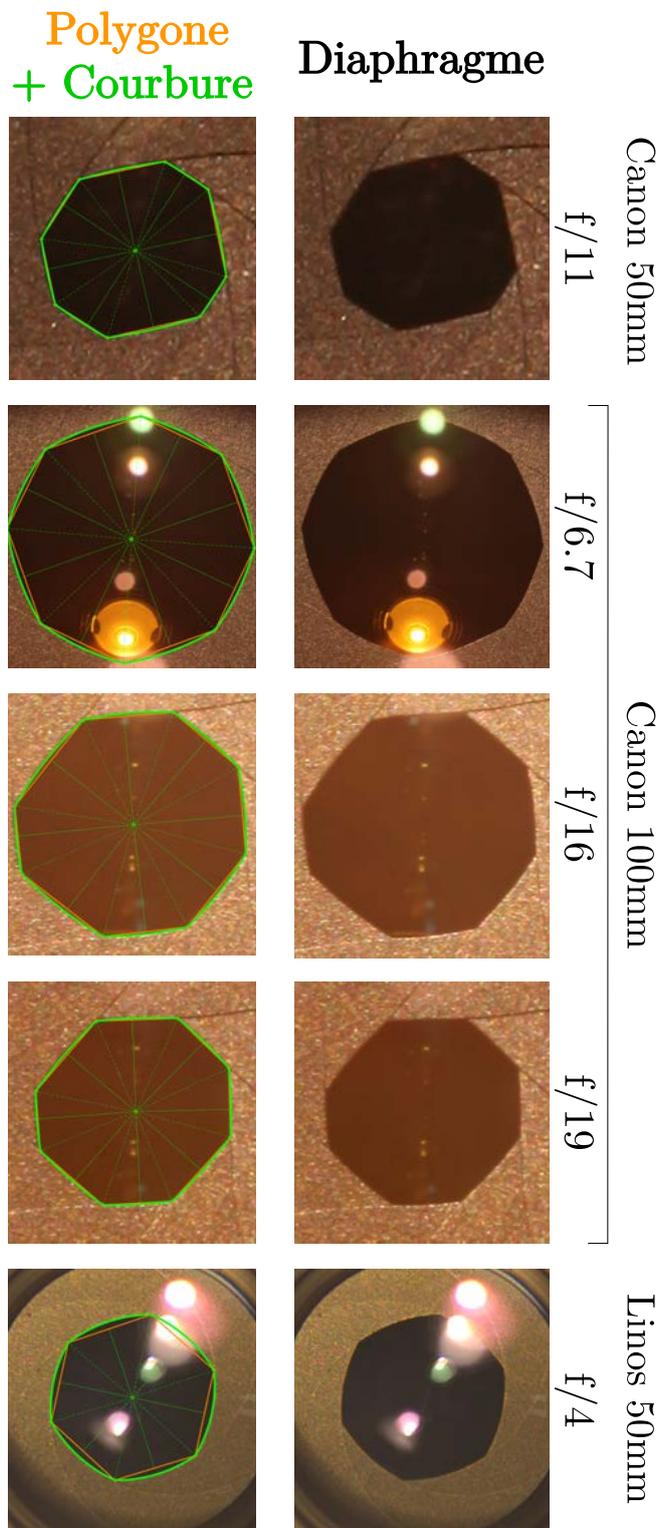


FIGURE 3.8 – Approximation de différents diaphragmes réels par notre modèle. La deuxième ligne montre les différences avec (vert) et sans (orange) bords courbes. Ces quelques exemples démontrent l'importance de considérer la courbure des bords du diaphragme, capable de représenter toute la diversité de formes des diaphragmes, autant à grande qu'à petite ouverture.

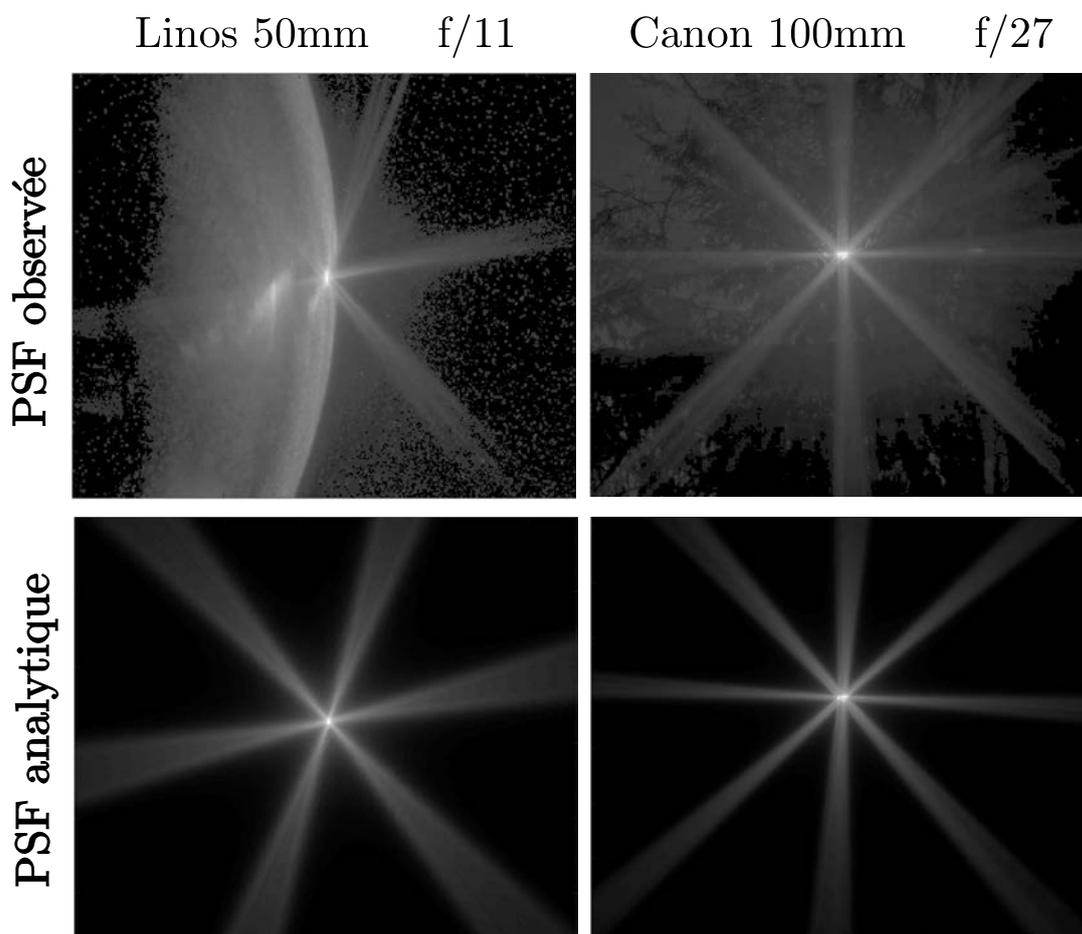


FIGURE 3.9 – Comparaison entre une PSF calculée à partir de la modélisation du diaphragme et l'image HDR d'une source quasi-ponctuelle. Pour permettre une meilleure visualisation, un mappage ton local⁽⁸⁾ logarithmique a été appliqué. On observe une très bonne concordance générale : les branches de l'étoile de diffraction sont évasées, et le profil de décroissance d'intensité est identique.

forme générale est conservée, et on observe bien un élargissement des branches comme voulu. Quelques différences peuvent être observées, qui s'expliquent de différentes raisons.

Tout d'abord, la modélisation du diaphragme étant faite à la main, elle est sensible aux erreurs de jugement et à notre propre sensibilité. Ensuite on observe, loin du centre et dans les branches de l'étoile, que la densité de lumière semble un peu asymétrique au sein des branches. Si notre modèle propose des bords lisses, ceux-ci sont en réalité rugueux. Cette rugosité provoque naturellement une légère redistribution de l'intensité dans les branches ainsi qu'un élargissement surnuméraire. Cet effet est clairement visible sur la branche en bas à gauche, sur la PSF mesurée de l'objectif Canon 100mm, où la

prédiction sous-estime son élargissement. Pour inclure cet effet supplémentaire, comme en théorie des BRDF à micro-facettes, il faudrait connaître ou estimer la distribution des normales des bords du diaphragme. Étant donnée la résolution des images du diaphragme, ceci semble tout à fait inabordable par mesure directe. Une piste d'amélioration à étudier serait d'améliorer la description du diaphragme en prenant en compte un terme de rugosité des bords. La diffraction en résultant pourrait être dérivée en s'inspirant de la méthode de propagation des ondes radio au passage de reliefs chaotiques [Durgin, 2009].

Si ce problème peut être minimisé par un diaphragme de qualité doublé d'une modélisation précise et attentive, il paraît impossible de palier les contraintes mécaniques elles-mêmes. En fait, plusieurs tests nous ont menés à la conclusion selon laquelle la forme d'un diaphragme n'est que peu répétable à petite ouverture. C'est-à-dire que lorsque les lames se trouvent serrées pour former un petit diaphragme, la forme finale varie en fonction de la réalisation. Donc si la calibration a pu donner un modèle précis disons à $f/22$, alors l'utilisateur qui passe à $f/8$ puis revient à $f/22$ peut se retrouver complètement décalibré. Puisque que fermer un diaphragme consiste essentiellement à rapetisser le polygone et le faire pivoter, on observe principalement un écart de rotation entre le calcul et la mesure. Par exemple, avec le Canon 100mm ouvert à $f/27$, l'étoile est décalée de 3° par rapport à la prédiction. Nous avons remarqué que cela est surtout vrai pour les objectifs dont la bague d'ouverture est non-crantée. Il semble de le crantage améliore sensiblement la répétabilité. Les objectifs motorisés sont aussi très répétables. On préférera donc soit éviter les bagues manuelles continues, soit travailler à ouverture fixe.

Concernant la méthode de calibration, si elle est simple à mettre en place et donne de bons résultats, elle souffre de ne pas se généraliser à tout type d'objectifs. En effet, pour que le diaphragme soit correctement imagé et bien résolu, il faut qu'il couvre un maximum de l'image. Pour satisfaire cela, il faut d'une part que la distance minimale de mise au point soit assez petite, que la focale soit assez grande, mais pas trop grande non plus sans quoi il sera impossible d'imager l'avant de l'objectif. Toutes ces contraintes font que nous n'avons pu appliquer cette méthode aux objectifs grand-angle, pour lesquels il faudrait plutôt utiliser un système de mesure secondaire.

3.3 Bilan du processus de mesure

À ce stade, nous sommes en mesure d'établir formellement le lien entre la scène observée et l'éclairement reçu par le capteur. Sous quelques approximations classiques, l'éclairement $E(P_c)$ en tout point P_c du capteur est donné par la formule 3.14, puis en incluant la diffraction (proche de la mise au point) celui-ci est modifié par la PSF du système de telle sorte que $E \rightarrow E \otimes PSF$. Pour plus de simplicité, on gardera simplement la notation E pour désigner l'éclairement reçu sur le capteur, mais il ne faut pas oublier que celui-ci inclut désormais la diffraction.

Courbe de réponse des pixels. La dernière étape consiste à convertir ce signal lumineux en signal numérique. L'élément de base pour cette conversion est bien entendu le *pixel*. On considère ici le pixel d'indices (i, j) dans l'image, de forme carrée de côté Δ_p , appartenant au plan du capteur et centré en un point P_{cij} . Ce pixel collecte les photons incidents sur sa surface pendant un temps d'exposition Δt et les intègre dans son *puits quantique* par conversion photon-électron. À la lecture, ce puits quantique est vidé pour être lu et convertit en valeur numérique V_{ij} , codée sur n_b bits (typiquement 8, 10, 12 ou 16). La capacité du pixel à capturer un photon est caractérisée par une *fonction de réponse du pixel*, notée f_{ij} , définissant pour une scène statique⁽⁹⁾ la relation

$$V_{ij} = f_{ij}(\Phi_{ij}^{eff} \Delta t) \quad (3.33)$$

avec Φ_{ij}^{eff} le flux efficace reçu par le pixel. Par flux efficace, on entend la partie du flux Φ_{ij} qui pénètre effectivement le puits quantique. Il ne s'agit pas du même flux car l'absorption des photons est dépendante de l'angle d'incidence et de la position d'entrée sur le pixel. Nous faisons l'hypothèse d'ordre 1⁽¹⁰⁾ permettant de dire qu'il existe un facteur de proportionnalité entre Φ_{ij}^{eff} et Φ_{ij} . Ce coefficient est intégré à la fonction f_{ij} , et on réécrit alors simplement

$$V_{ij} = f_{ij}(\Phi_{ij} \Delta t) \quad . \quad (3.34)$$

Un second point que l'on négligera est la dépendance temporelle de la conversion. En effet, lorsqu'un pixel intègre la lumière sur un temps long (plusieurs secondes) les effets thermiques ont tendance à faire que les puits quantiques deviennent plus instables et se déplètent plus vite. On tâchera alors de simplement s'assurer que le temps d'exposition d'une image est relativement court, la fonction f_{ij} restant stable vis-à-vis de Δt .

Enfin, si nous omettions dans les calculs la dépendance spectrale, celle-ci joue un rôle prépondérant au niveau du capteur. En effet, pour réaliser une image en couleur (rouge-vert-bleu, abrégé RGB⁽¹¹⁾) un filtre coloré est placé devant chaque pixel. Ce filtrage en longueur d'onde est caractérisé par une fonction de *sensibilité spectrale relative* $S_{ij}(\lambda)$. Celui-ci implique que l'on ne mesure pas Φ_{ij} mais bien $\int \Phi_{ij}(\lambda) S_{ij}(\lambda) d\lambda$. L'information spectrale de la lumière incidente est alors perdue, projetée sur les bases de fonction $S_{ij}(\lambda)$. C'est là tout l'intérêt de la notion d'*espace colorimétrique* [Reinhard *et al.*, 2008], qui sert à caractériser spécifiquement cette transformation. Nous excluons de nouveau cette dépendance, mais en gardant à l'esprit que **toute mesure sera alors liée à un espace de couleur spécifique à l'appareil photo utilisé.**

(9). Pour une scène dynamique, le flux peut être remplacé par sa moyenne temporelle sur le domaine d'intégration Δt . Cela complexifie inutilement le problème pour le moment. En effet, dans cette thèse les scènes seront toujours statiques. Dans un cas plus général, il faudra bien entendu intégrer ce fenêtrage temporel.

(10). Cette hypothèse est en fait la même que celle sur la caméra sténopé : la valeur centrale étant un estimateur d'ordre 1 on néglige alors les variations au sein du domaine d'intégration.

(11). Issu de la notation anglo-saxonne, RGB = Red - Green - Blue

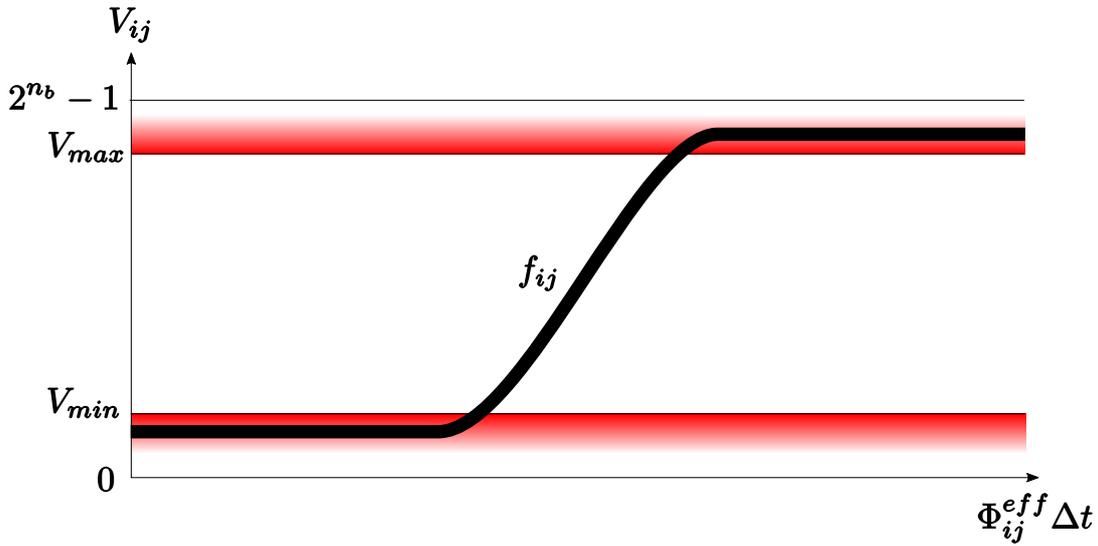


FIGURE 3.10 – Courbe typique de la réponse d’un pixel. Entre les niveaux de sur- et sous-exposition, la réponse est à peu près linéaire.

Une telle fonction f_{ij} peut être obtenue par calibration. Elle est en règle générale de forme bien connue (cf. Figure 3.10). Tout l’objectif de l’expérimentateur sera de déterminer Φ_{ij} à partir de V_{ij} . Pour se faire, il sera possible de se baser sur f_{ij} seulement là où la courbe est inversible. C’est pour cette raison que l’on définit deux valeurs V_{min} et V_{max} correspondant respectivement aux niveaux de sous- et sur-exposition du pixel. Cela a pour conséquence de limiter la dynamique de la mesure (typiquement 100), en étant capable de mesurer seulement une certaine plage de valeur Φ à temps d’exposition fixé. Ce problème peut être résolu par technique de mesure HDR, sur laquelle nous reviendrons au chapitre 4. Nous considérerons simplement qu’il existe une dynamique maximale de mesure, mais en gardant en tête qu’elle peut être bien plus grande que le seul rapport des flux extrêmes d’une image.

Impact de la taille du pixel. Le flux Φ_{ij} reçu par le pixel correspond à l’intégrale de l’éclairement E sur celui-ci :

$$\Phi_{ij} = [E \otimes \Pi_{\Delta_p}](P_{ij}) \quad (3.35)$$

avec Π_{Δ_p} la fonction porte 2D de largeur Δ_p . Le pixel joue donc un rôle de filtrage spatial de l’éclairement. D’après le critère de Nyquist-Shannon, on ne pourra déceler des motifs d’éclairement plus petits que Δ_p . En ré-injectant la diffraction $\Pi_{\Delta_p} \rightarrow PSF \otimes \Pi_{\Delta_p}$, on voit bien que celle-ci tient le même rôle de filtrage spatial.

Pour faire le bilan des contributions, on voit que l’imagerie peut se diviser en 2 ensembles de captation de la lumière : l’objectif via son ouverture, et le pixel. Dans le cas d’une mise au point parfaite sur un point P_S , l’ouverture joue un rôle de lissage angulaire

de la luminance provenant de P_S . Après ce premier filtrage, la diffraction et la surface d'intégration du pixel jouent de concert un rôle de filtrage spatial : le flux intégré par le capteur est en fait l'intégrale de l'éclairement sur la surface. Cela signifie que les contributions provenant des points voisins à P_S (si S est continue sous le pixel) sont moyennées. Ensuite, un filtrage spectral impacte la mesure, et place celle-ci dans un espace colorimétrique spécifique à la caméra. Si on peut caractériser cet espace par différentes techniques [Kao *et al.*, 2006; Chou et Chang, 2008], celui-ci peut être modifié par la diffraction (qui est de dépendance spectrale), et donc l'espace colorimétrique de la luminance n'est plus celui de la caméra. Enfin, la courbe de réponse du pixel impacte la dynamique de la mesure. Si on ajoute que le point P_S visé est hors-focus, alors cela provoque un filtrage spatial supplémentaire : tous les points de la surface sous le rayon de confusion dû au hors-focus contribuent à la valeur d'un pixel. Du point de vue de la BRDF mesurée, lorsque la surface moyennée par filtrage spatial n'est pas plane, celui-ci se transforme en un subtil mélange de filtrage à la fois angulaire et spatial.

Note sur les aberrations. Les aberrations optiques [Born et Wolf, 2000] sont des "défauts" de propagation de la lumière au passage de l'objectif. Dans le modèle de la lentille mince, tout se passe comme si la lentille était en fait perturbée autour de son comportement central idéal. Quand nous écrivions l'équation de transmission d'une onde plane à travers une lentille 3.16, le terme exponentiel décrit ce comportement idéal, auquel s'adjoint un préfacteur $P(x, y)$ qui dénotait de l'absorption. En fait, ce préfacteur peut être décomposé en son module et sa phase. La dépendance en (x, y) de ces deux termes fait que l'on ne peut plus les sortir de l'intégrale finale 3.17. Cela a pour effet de modifier la PSF, qui devient alors proportionnelle à $PSF \otimes A(P)$. Ce nouveau terme $A(P)$ caractérise les aberrations optiques, il a 2 effets principaux : il provoque un flou spatialement variable, et décentre la convergence de la lumière (aussi appelé *distorsion*). La distorsion est un phénomène bien connu et facilement corrigible. En effet, pour chaque point de convergence sur le capteur se voit légèrement déplacé. On corrige donc l'image mesurée en ré-indexant les indices des pixels selon une transformation $\mathcal{D} : (i, j)_{\text{image}} \rightarrow (i, j)_{\text{corrigé}}$. Cette transformation \mathcal{D} peut être facilement calibrée [Zhang, 2000]. Une fois l'image corrigée, cela n'impacte pas la mesure au sens où le déterminant de la jacobienne de \mathcal{D} est très proche de 1⁽¹²⁾. Concernant les effets de flou, ceux-ci sont classés selon plusieurs types (en fonction des ordres des coefficients de $P(x, y)$ dans la base de Zernicke [Wyant et Creath, 1992]) : coma, aberration sphérique, astigmatisme... Ils ont le point commun que leur rayon d'action diminue avec la fermeture du diaphragme. Tout

(12). Le déterminant de la jacobienne d'une fonction caractérise comment un élément de surface infinitésimal grandit par application de la fonction. S'il est proche de 1, cela signifie que les pixels une fois dé-distordus conservent leur aire. L'aire du pixel n'étant pas modifiée, l'ensemble des calculs restent identiques à un simple changement d'indices près.

opticien sait bien qu'il existe toujours un compromis à faire entre aberrations (petits $f_{\#}$) et diffraction (grands $f_{\#}$), dans cette thèse, nous effectuerons toujours les mesures hors-aberration. Nous verrons au chapitre 4 que corriger la diffraction s'avère bien plus aisé que corriger les aberrations.

Interprétations des mesures. Effectuer une mesure, c'est en fait intégrer un ensemble de contributions. La donnée recherchée, ici la luminance d'un point, ne peut être obtenue seule, on mesure en fait une version lissée, convoluée, du signal. Par rapport à la mesure de BRDF, il y a donc deux approches pour interpréter les mesures.

La première est de conserver la valeur du pixel en sachant comment elle est reliée à la BRDF (c'est tout l'objet de cette partie). On peut alors déterminer l'ensemble des BRDFs possibles comme étant celles qui expliquent au mieux les mesures. Il s'agit de l'approche ayant le moins d'*a priori*, car nul besoin d'approximations pour rendre inversibles des équations de mesure qui ne le sont pas. Cette approche est par exemple celle retenue par Holzschuch [Holzschuch *et al.*, 2017] où, plutôt de vérifier la concordance de mesure de BRDF avec des modèles, ils proposent de vérifier la concordance entre les images capturées et la simulation à travers tout le système optique. Cela permet de rendre à nouveau exploitable les données même à angles rasants, sans avoir à poser des *a priori* sur la nature de la mesure de BRDF.

La seconde approche, plus classique, tente quant à elle de déterminer une valeur de BRDF pour chaque mesure. Cela se fait en inversant toutes les équations, qui sont par essence non-inversibles. Dès lors, on choisit un rayon privilégié (associée au centre du pixel) que l'on considère représentatif de la mesure, puis on inverse les équations. Se faisant, on forme plein d'hypothèses sur la nature de la mesure. En particulier, on dira que l'on "mesure" une version filtrée \widehat{L}_o spatio-angulairement de la luminance, la taille du noyau de ce filtrage étant renseignée par la taille des différents noyaux d'intégration successifs (diaphragme \rightarrow diffraction \rightarrow pixel). Cette luminance sera donc résumée à travers

$$\widehat{L}_o = \left(\frac{\Pi_{\Delta_p}}{\Delta_p^2} \right) \otimes_{P_c} PSF \otimes_{P_c} \left\langle \frac{\Pi_{\emptyset}}{\pi \emptyset^2 / 4}, L_o \right\rangle_{P_p} , \quad (3.36)$$

où les indices sur les opérations indiquent les variables sur lesquelles elles s'opèrent. Si on note P_{cij} la position du centre du pixel (i, j) , la direction ω_{oij} du rayon associé et P_{Sij} le point impacté sur la surface S de normale \mathbf{n}_{Sij} , on dira avoir mesuré \widehat{L}_o grâce à l'inversion suivante

$$\widehat{L}_o(P_{S_{ij}}, \omega_{o_{ij}}) = \frac{4D^2 f_{\#}^2}{\pi \tau_0 f^2 \Delta t \Delta_p^2 \langle \omega_{o_{ij}}, \mathbf{z}_c \rangle^4} f_{ij}^{-1}(V_{ij}) \quad (3.37)$$

Si tous les termes ou ensemble de termes ne sont pas accessibles à l'expérimentateur, car absent ou alors calibrés de manière relative, la mesure de \widehat{L}_o sera alors *relative*, et la BRDF apparente associée aussi. Dans le cas contraire, on parle de mesure *absolue*. L'ensemble des expériences dans cette thèse seront en effet des mesures relatives, n'ayant pas nécessité d'ajouter des calibrations supplémentaires afin de mesurer des valeurs absolues.

3.4 Analyse des incertitudes et conclusions

Dans des conditions expérimentales, le calcul de l'intersection avec la surface ainsi que chacune des valeurs dans le calcul 3.37 sont sujets à incertitude. Chaque paramètre est connu soit du constructeur (comme la taille du pixel) soit par calibration (comme la fonction f_{ij}), et ces erreurs se cumulent rapidement. Si on considère le "pire des cas", la différentielle totale donne une formule reliant l'erreur ϵ relative de chaque quantité :

$$\left| \frac{\epsilon(\widehat{L}_o)}{\widehat{L}_o} \right| = 2 \left| \frac{\epsilon(D)}{D} \right| + 2 \left| \frac{\epsilon(f_{\#})}{f_{\#}} \right| + \left| \frac{\epsilon(\tau_0)}{\tau_0} \right| + 2 \left| \frac{\epsilon(f)}{f} \right| + \left| \frac{\epsilon(\Delta t)}{\Delta t} \right| + \dots$$

Il s'agit du pire des cas car on considère ici que les erreurs individuelles s'alignent pour dévier au maximum la valeur de la mesure. En étant raisonnable sur les pourcentages d'erreur de chaque quantité (autour et inférieure à 1%), on peut espérer une mesure à 10% près. Le problème c'est qu'il y a tellement de paramètres à estimer que même si les erreurs individuelles sont faibles, la somme comprend un grand nombre de termes et donc l'erreur finale est élevée. L'avantage cependant de cette méthode est que l'on est certain à 100% que toutes les valeurs mesurées sont bien dans l'intervalle en question.

En général, il est plus raisonnable de penser que le cas des erreurs qui s'alignent est extrêmement rare, surtout avec un aussi grand nombre de variables. On peut alors *a contrario* considérer que chaque variable est indépendante, l'erreur relative est alors donnée par

$$\left| \frac{\epsilon(\widehat{L}_o)}{\widehat{L}_o} \right| = \sqrt{4 \left| \frac{\epsilon(D)}{D} \right|^2 + 4 \left| \frac{\epsilon(f_{\#})}{f_{\#}} \right|^2 + \left| \frac{\epsilon(\tau_0)}{\tau_0} \right|^2 + 4 \left| \frac{\epsilon(f)}{f} \right|^2 + \left| \frac{\epsilon(\Delta t)}{\Delta t} \right|^2 + \dots}$$

Dans ce cas, on approche plutôt les 4% d'erreur, ce qui est plus compréhensible. Mais supposer l'indépendance des variables est difficile et dépend de la procédure de calibration.

Par exemple, si on reprend la procédure simple vue en sous-section 3.2.2, sous-estimer la focale f correspond à directement sous-estimer l'ouverture $f_{\#}$. La dépendance entre les variables va dépendre fortement de la procédure de calibration. D'après la définition du *Vocabulaire International de Métrologie* [de Bièvre, 2012] et la procédure recommandée par le *Guide pour l'expression des incertitudes de mesure* et ses annexes [GUM, 1997], lorsque plusieurs sources de bruit sont présentes, les incertitudes doivent être quadratiquement combinées, et les covariances entre les différentes sources prises en compte [GUM, 1997]. Ces covariances sont cependant difficiles d'accès, les dérivations pouvant être extrêmement fastidieuses voire non-analytiques [Dubois *et al.*, 2016]. En fait, on peut montrer [Farrance et Frenkel, 2012] que si la procédure de calibration crée suffisamment d'interdépendances entre les variables, alors la covariance entre deux variables particulières est "floutée" par l'ensemble des autres sources de bruit. C'est pour cette raison que nous conserverons ainsi l'équation 3.4 comme formule de référence pour le calcul des erreurs.

La meilleure approche pour améliorer la qualité de la mesure est de ne pas vouloir mesurer indépendamment toutes les variables. Dans l'équation 3.37, si au lieu de calibrer $f_{ij}^{-1}(V_{ij})$ et τ_0 on mesure en fait $f_{ij}^{-1}(V_{ij})/\tau_0$, alors on soustrait une source d'erreur potentielle. Ensuite, on peut bien sûr ignorer les incertitudes de toutes les variables qui restent statiques durant la mesure (comme f ou Δ_p), en échange de quoi la mesure devient relative. Par exemple, si l'ouverture $f_{\#}$ reste constante, toutes les valeurs acquises seront comparables entre elles sans nul besoin de déterminer $f_{\#}$. On fera alors en sorte de fixer un maximum de paramètres caméra : si la mise au point peut être fixe alors on fixe D , si le temps d'exposition peut être fixe alors on fixe Δt , si la caméra peut être fixe alors on fixe \mathbf{z}_c , etc... On peut bien entendu combiner ces deux aspects. Par exemple, nous verrons au chapitre 5 que la calibration radiométrique de la caméra consiste essentiellement en calibrer $f_{ij}^{-1}(V_{ij})/\langle \boldsymbol{\omega}_{o_{ij}}, \mathbf{z}_c \rangle^4$ et à considérer fixe tout le terme $D^2 f_{\#}^2 / (\pi \tau_0 f^2 \Delta_p^2)$. On améliore drastiquement l'incertitude de mesure, en pouvant espérer atteindre les 1 ou 2% d'erreurs.

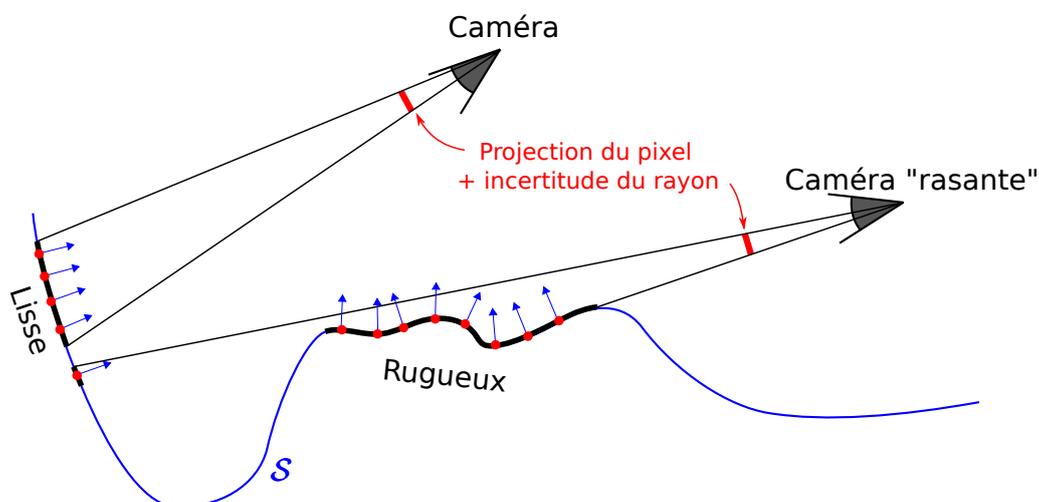


FIGURE 3.11 – Incertitudes du rayon et surface. La présence d’une erreur sur le rayon caméra provoque une erreur sur le point impacté à la surface de l’objet. Plus l’incidence est rasante, plus cet effet peut être prévalant. L’estimation de la normale est correcte seulement lorsque la surface est localement lisse. Les mesures les plus fiables seront donc celles effectuées sur des surfaces lisses et à incidences peu rasantes.

Du point de vue géométrique, le cumul des erreurs est malheureusement plus difficile à minimiser. La procédure est pourtant simple : pour chaque pixel on cherche à déterminer l’intersection P_S avec la surface dans la direction ω_o (*lancé de rayons, raytracing* en anglais), en ce point P_S de normale \mathbf{n}_S il faut ensuite déterminer la direction d’éclairage ω_i et l’éclairage associé E_i . Si la lumière utilisée est angulairement assez basse fréquence, on va facilement connaître en tout point l’éclairage et la direction d’origine de la lumière. Le problème est plutôt au niveau du raytracing caméra-surface (cf. Figure 3.11). En effet, l’objectif est que le rayon soit suffisamment bien connu tel que l’incertitude sur son point d’impact avec la surface soit contenue dans l’empreinte du pixel. Ainsi la moindre erreur de translation dans la position de la caméra ou le moindre écart angulaire dans la direction du rayon peut fausser cette affirmation. C’est pour cette raison que le couple caméra-objet est fixe dans l’expérience développée ci-après en section 3.5. Si ce n’était pas le cas, on pourra considérer que le pixel est "aussi gros" que l’incertitude de sa projection, faisant de fait baisser la résolution effective de la mesure. Comme on peut le voir dans la figure 3.11, l’empreinte du pixel est en fait un cumul de l’incertitude sur le rayon et l’empreinte réelle du pixel. Plus le rayon est rasant avec la surface, plus une erreur sur celui-ci provoque une grande erreur sur la position du point P_S sur la surface. Comme l’empreinte du pixel, celle-ci suit une loi en $1/\langle \omega_o, \mathbf{n}_S \rangle$. Un cas particulier émerge au niveau des bordures géométriques (cf. Figure 3.11). Dans ces cas l’incertitude sur le rayon ne permet même pas de contenir l’incertitude de positionnement. La surface que l’on pense mesurer peut être très éloignée de celle qui l’est réellement. On préfère alors ne même pas considérer ces mesures. Par exemple, Lensch [Lensch *et al.*, 2003]

calcule une carte de profondeur pour chaque image, et supprime tous les pixels autour des discontinuités.

La surface elle-même nécessite d'être bien connue, qu'elle soit implicite ou explicite. Si elle est implicite, par exemple une sphère, l'intersection et la normale seront sujets aux incertitudes de détermination du centre et du rayon de la sphère. La précision peut être très bonne pour peu que l'objet soit effectivement une sphère. Si elle est explicite, comme par exemple un maillage 3D, il existe un compromis à faire entre la précision de l'intersection et la précision de la normale. Ce point sera abordé plus en détail au chapitre 5. La seule chose que nous noterons ici est qu'il sera plus précis de mesurer des surfaces lisses aux reliefs doux qu'une surface chaotique. La figure 3.11 montre aussi cet effet : là où la surface est lisse peu importe la réalisation la normale varie peu, alors que là où la surface est rugueuse c'est tout le contraire. La détermination de la normale joue un rôle supplémentaire dans le calcul de la BRDF. Si on reprend la définition 1.29, on voit que le rapport entre la luminance mesurée et l'éclairement au point P_S doit encore être divisé par $\langle \omega_i, \mathbf{n}_S \rangle$ pour obtenir la BRDF. L'incertitude de ce calcul est donné par

$$\left| \frac{\epsilon(f_r)}{f_r} \right| = \sqrt{\left| \frac{\epsilon(L_o)}{L_o} \right|^2 + \left| \frac{\epsilon(E_i)}{E_i} \right|^2 + \left(\frac{1}{\langle \omega_i, \mathbf{n}_S \rangle} - 1 \right) \left| \frac{\epsilon(\theta_i)}{\theta_i} \right|^2} \quad (3.38)$$

avec θ_i l'angle entre la normale et la lumière. Naturellement, plus la lumière est rasante, plus l'incertitude sur ce terme est élevée, il tend même vers $+\infty$. Il sera alors crucial d'avoir une normale bien connue pour obtenir des valeurs correctes de BRDF pour ces incidences, sans quoi elle seront impossibles à mesurer.

On peut finalement résumer les incertitudes de la manière suivante :

- Radiométrie de la caméra : facile à minimiser pour peu d'avoir une procédure de calibration précise. Les mesures relatives sont de meilleure qualité.
- Radiométrie de l'éclairage : pas de difficulté particulière si la lumière est angulairement basse fréquence.
- Géométrie de la caméra : à plusieurs dizaines de centimètres de distance il faut savoir où se projette un pixel à typiquement de l'ordre du dixième de millimètre près. La position de la caméra par rapport à l'objet doit être tout aussi bien connue. L'accent doit être mis sur cette calibration afin d'obtenir de bons résultats.
- Géométrie de la source de lumière : la source de lumière est généralement unique et située loin de l'objet à mesurer, une erreur sur sa position ne provoque qu'une faible erreur sur la direction ω_i .
- Géométrie de l'objet : la surface de l'objet doit être bien connue. Si on peut être tolérant vis-à-vis de la position des points de la surface (précision sous la projection du pixel), la normale doit être quant à elle très précise sans quoi la mesure de BRDF est directement faussée.

Si la normale à la surface n'est pas suffisamment précise, on n'interprétera pas la mesure comme étant une mesure de BRDF. Des algorithmes spécialisés se chargeront de déterminer *a posteriori* quelle normale permet de vérifier au mieux certaines propriétés présumées de la BRDF [Lensch *et al.*, 2003; Wang *et al.*, 2016; Choe *et al.*, 2016].

3.5 Application à un système de mesure imageant de BRDF isotrope sur une sphère

Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'étude concrète de la mesure d'une BRDF isotrope, à travers la conception d'un système de mesure imageant [Hegedus *et al.*, 2016] inspiré des travaux préalables de Marschner [Marschner *et al.*, 1999] et Matusik [Matusik *et al.*, 2003]. Grâce à une étude complète des incertitudes, le système est alors capable de fournir des données avec intervalle de confiance là où les systèmes similaires se contentent de fournir une précision "qualitative". Il s'agit aussi du cas d'étude le plus simple, qui permettra de guider nos choix de conception pour le procédé de numérisation d'apparences plus complexes faisant l'objet de cette thèse. Les apports théoriques précédents seront alors complétés par des problématiques plus pragmatiques d'ingénierie.

3.5.1 Motivations

Depuis les premiers travaux en informatique graphique sur la mesure de BRDF [Marschner *et al.*, 1999; Matusik *et al.*, 2003], de nombreux systèmes d'acquisitions imageants ont été développés afin de capturer l'apparence des matériaux.

Au long de ces 20 dernières années, la majorité des chercheurs en informatique graphique s'est focalisée sur l'acquisition de fonctions d'apparence complexes, telles que la SVBRDF [McAllister, 2002; Lawrence *et al.*, 2006] ou encore la BTF [Dana, 2001], ou ont proposé des techniques de mesure moins complexes ou moins coûteuses, comme par exemple Ren *et al.* [Ren *et al.*, 2011] qui proposent une mesure de BRDF avec le simple appareil photo d'un téléphone portable.

En dépit de l'aspect qualitatif des résultats, la plupart des systèmes de mesure et leurs données sont difficiles à comparer entre eux du fait que leur validation résulte plus d'un jugement qualitatif que d'une certification métrologique. Par exemple, de nombreux articles scientifiques (e.g., [Ngan *et al.*, 2005]) proposent de filtrer leurs mesures en se basant sur la prédiction de modèles de BRDF. Faisant ainsi, on ne prend pas en compte des effets de réflexion potentiellement intéressants car on considère qu'il s'agit là de valeurs aberrantes, ne correspondant pas aux modèles théoriques desquels nous voudrions être représentatifs. Cela présente l'avantage de proposer un résultat lisse et stable, mais dont toute tentative d'exploitation se retrouve inévitablement biaisée.

Partagées à travers le projet ALTA [Belcour *et al.*, 2014a], nous croyons que proposer des mesures complètes avec incertitudes est tout à fait utile à la communauté scientifique,

particulièrement du fait qu'il devient possible de comparer les mesures issues de différents systèmes. On peut par exemple savoir quelle méthode de mesure permet la meilleure résolution spatiale et angulaire, ou la plus grande fiabilité sur chaque configuration et valeur de BRDF. De plus, suivre les incertitudes de mesure, c'est aussi comprendre quelles sont les étapes les plus cruciales de la conception (matériel, méthode d'acquisition, calibration, algorithmes...), permettant d'aider et de guider la conception de systèmes similaires dans d'autres équipes de recherches.

En terme d'exploitation des données, les incertitudes ont aussi un rôle majeur à jouer. En effet, les techniques de compression et études analytiques cherchent à trouver une bonne approximation des données à l'aide de modèles plus simples. L'approximation se devra alors de coller au mieux aux données là où la confiance est élevée, alors qu'elle pourra se permettre d'être moins fidèle à la mesure là où les incertitudes sont plus grandes. Ajoutons aussi que quantifier la qualité d'une mesure, c'est aussi étudier le processus de mesure lui-même et donc les biais associés. Un modèle analytique tentant d'expliquer un résultat pourra utiliser les équations formulant le processus de mesure, et ainsi grandement améliorer la comparaison entre modèle théorique et échantillon mesuré.

À travers l'étude précise de notre système d'acquisition, nous sommes en mesure d'une part de mettre à disposition des données de BRDF quantifiées en incertitudes, et d'autre part d'en apprendre encore plus quant aux limitations intrinsèques à tout système imageant.

3.5.2 Description du système

Initialement développé par Ramon Hegedus et Alkhazur Manakov puis perfectionné par la suite, notre système d'acquisition (cf. Figure 3.12, schématisé par la figure 3.13) partage des similitudes avec celui proposé par Matusik et al. [Matusik *et al.*, 2003]. Cet appareil permet de mesurer la BRDF isotrope d'un matériau uniforme couvrant un échantillon sphérique en acquérant plusieurs images de celui-ci grâce à un appareil photo scientifique doté d'un capteur couleur.

La liste du matériel ainsi que les données d'intérêt sont décrites dans le tableau 3.1. Celui-ci se décompose en 4 grands ensembles :

- Une **caméra** 14 bits "*true RGB*"⁽¹³⁾ est fermement fixée à l'extrémité d'un bras métallique, à une distance approximative de 67 cm de l'échantillon. La résolution du capteur ainsi que la focale de l'objectif assurent ensemble pour imager entièrement

(13). *True RGB* est une technologie qui consiste en effectuer plusieurs photos par capture, où le capteur est déplacé horizontalement et verticalement d'un pixel. Cela permet d'éviter d'interpoler le motif de Bayer du capteur : les différentes images observent les motifs de Bayer suivants : $\begin{bmatrix} R & G \\ G & B \end{bmatrix}$ puis

$\begin{bmatrix} G & R \\ B & G \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} G & B \\ R & G \end{bmatrix}$ et $\begin{bmatrix} B & G \\ G & R \end{bmatrix}$. Recombiner ces images permet d'obtenir les trois canaux de couleur pour chaque pixel.

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

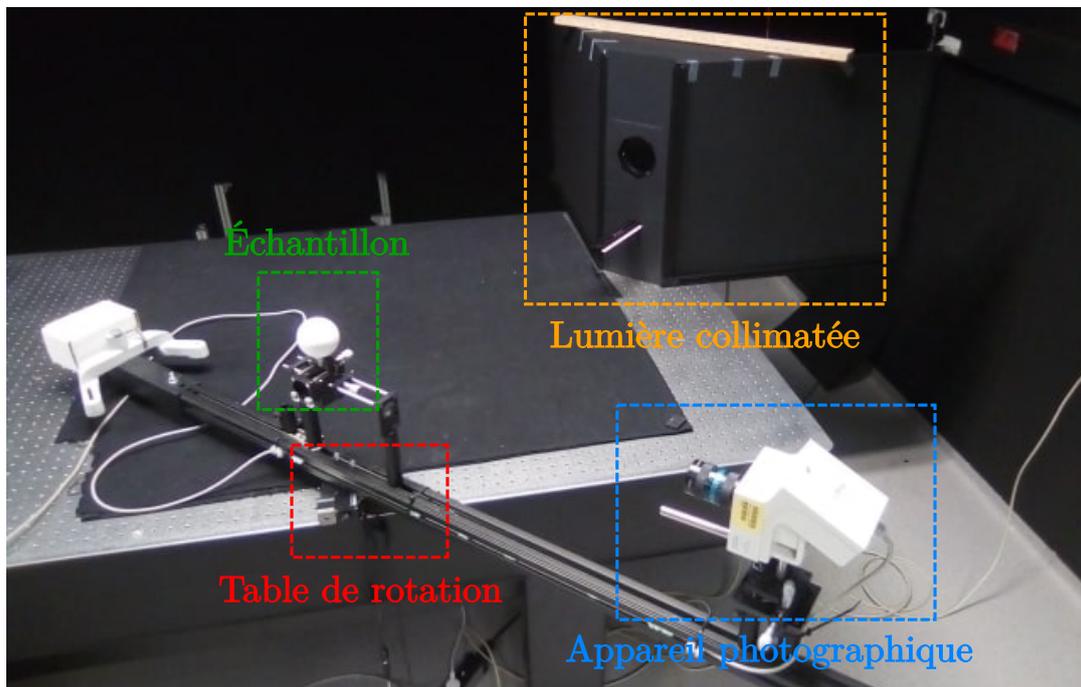


FIGURE 3.12 – Photographie détaillée du prototype d’acquisition de BRDF isotrope sur sphère. Le système se décompose en ses 4 éléments principaux : une caméra, une table de rotation, une source collimatée et une sphère couverte du matériau à mesurer.

Nom <i>Matériel</i>	Paramètre(s) constructeur <i>Paramètre(s) calibré(s)</i>
Source de lumière <i>Xion Medical</i>	Spectre <i>Collimation : 2,5 mrad</i>
Sphère <i>Dépendant du matériau</i>	Rayon : autour de 3cm <i>Distance caméra-centre : 67 cm</i>
Table de rotation <i>Zaber T-RS60</i>	Répétabilité : 0,4 mrad
Capteur caméra <i>Jenoptik ProgRes C14 Plus</i>	Définition : 1024x1360 Pixel : 6.45 μm x 6.45 μm
Objectif (équivalent sténopé) <i>Linos MeVis-C 50 mm</i>	Ouverture : 11 <i>Longueur focale : 53 mm</i>

TABLE 3.1 – Matériel et configurations principales.

un échantillon sphérique de l’ordre de 6cm de diamètre.

— Une **table de rotation** fait tourner le bras métallique d’un angle noté Φ_r , avec pour

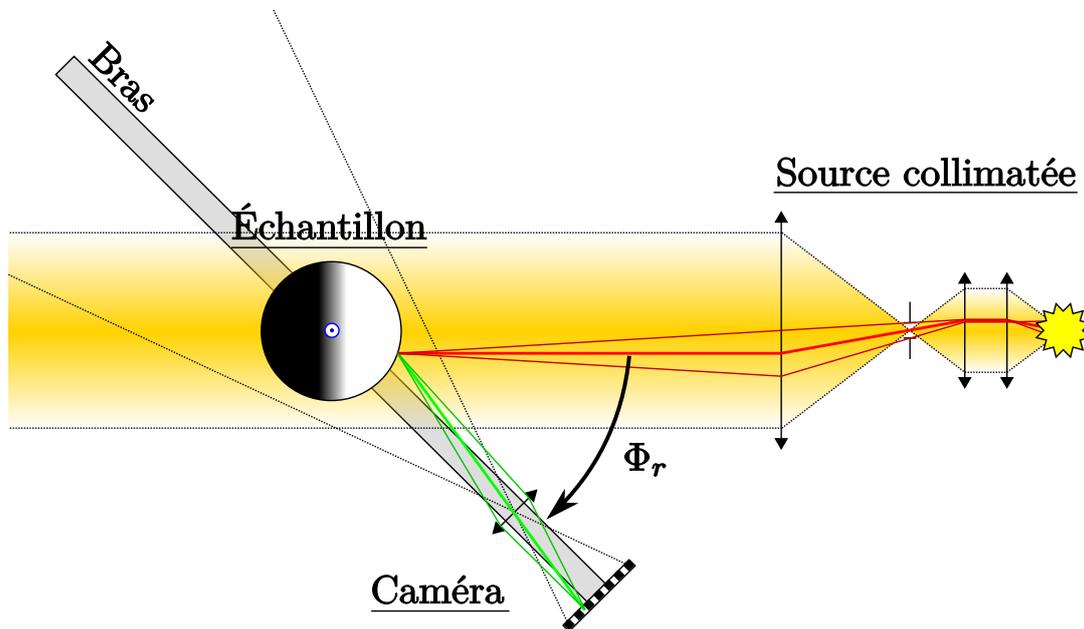


FIGURE 3.13 – Vue schématique de notre système d’acquisition. Une sphère recouverte d’un matériau unique est au centre de l’expérience, un éclairage collimaté fixe l’illumine, et un appareil photo tourne autour de celle-ci grâce à une table de rotation motorisée.

référence $\Phi_r = 0$ le cas de l’alignement de la caméra avec la lumière. Un contre-poids est présent à l’autre extrémité du bras métallique afin de s’assurer que le centre de gravité de celui-ci se situe bien au dessus de la platine, permettant de réduire le couple moteur nécessaire.

- L’**échantillon sphérique** est centré sur l’axe de rotation de la table de rotation et solidaire du bras métallique. Il s’agit de l’objet de la mesure, dont les tolérances de sphéricité sont connues, provenant des données constructeur.
- La **source collimatée** et stabilisée illumine l’entièreté de l’objet par un faisceau de rayons parallèles. Cette collimation est effectuée à travers une succession classique de lentilles et diaphragmes assurant les fonctions suivantes : collection → filtrage → collimation. La taille du diaphragme fixe la largeur de collimation, tout point dans le faisceau reçoit de la lumière depuis un cône de largeur 2,5 mrad.

Par rapport aux autres conceptions (e.g., [Marschner *et al.*, 1999; Matusik *et al.*, 2003]), la collimation de cette source est novatrice et confère deux avantages principaux :

- la quasi-totalité de la lumière émise par la source est dirigée vers l’échantillon grâce à la collimation, permettant un éclairage élevé et donc des temps d’exposition caméra plus faibles,

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

— le diaphragme de collimation étant ajustable, il est possible de facilement piloter la largeur de collimation et de l'affiner, au dépend de la puissance de l'éclairage.

La source de lumière étant de puissance contrôlable, on peut facilement ajuster la luminosité de l'éclairage tel que la dynamique des mesures correspondent au mieux à celle de la caméra.

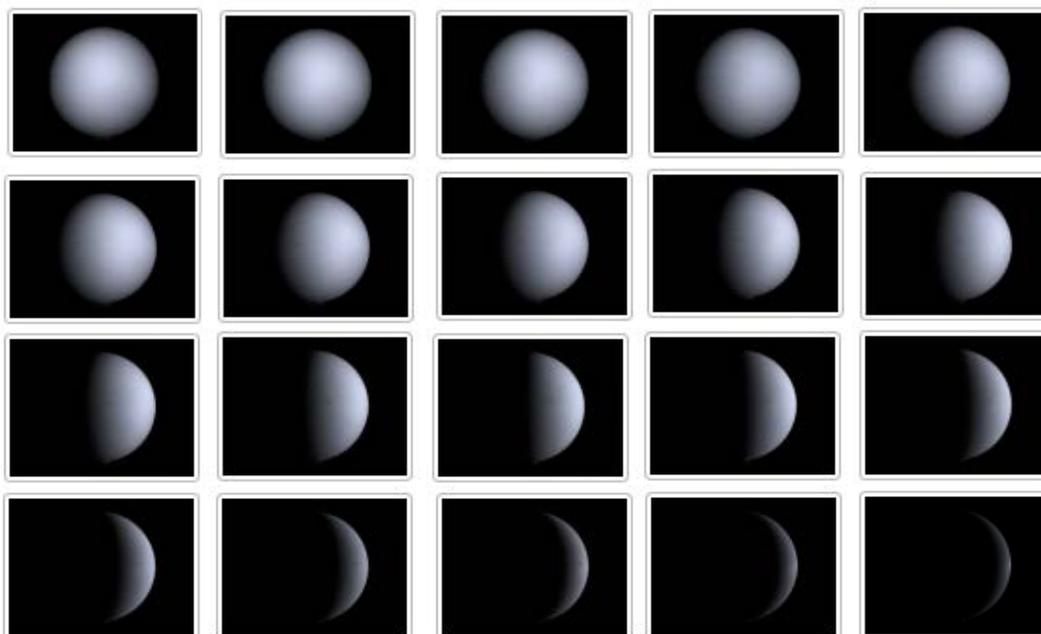


FIGURE 3.14 – Différentes phases d'une sphère diffusante en Spectralon (Labsphere) tout au long du processus de mesure, ordonnées temporellement dans le sens de la lecture. La sphère étant solidaire du bras sur lequel est fixé la caméra, tout se passe du point de vue de la caméra comme si la lumière tournait autour de l'objet.

L'échantillon sphérique est placé sur un support fixe solidaire du bras, au niveau de l'axe de rotation de la platine. En d'autres mots, la sphère présente toujours la même face à l'appareil photo, indépendamment de la rotation du bras (comme conseillé dans la section précédente). Du point de vue de la caméra, c'est donc la lumière qui tourne autour de l'échantillon, décrivant ce qui peut s'apparenter plus communément aux phases de la Lune (cf. Figure 3.14). Chaque photographie est en fait une mesure HDR afin d'augmenter la dynamique de capture. En effet, particulièrement avec les matériaux très spéculaires, la dynamique d'une BRDF peu atteindre jusqu'à 10 ordres de grandeur. Nous reviendrons en détail sur la procédure HDR en section 4.1, pour le moment nous considérerons que tout se passe comme si l'appareil photo pouvait effectivement prendre des images avec une dynamique de 10^7 .

Pour chaque photographie, on exploite alors d'une part la configuration géométrique [caméra - objet - lumière] pour déterminer à chaque pixel la configuration $(\theta_o, \theta_i, \Delta\phi)$

3.5. Application à un système de mesure imageant de BRDF isotrope sur une sphère

sur la surface de la sphère. Puis par application de la formule générale 3.37 on extrait la valeur de la BRDF en cette configuration. À chaque rotation Φ_r du bras, on fixe en fait les directions ω_i et ω_o , et l'ensemble des points de la surface de la sphère décrivent toutes les normales possibles. On mesure avec une seule image toutes les configurations de BRDF où la lumière et la vue sont séparées d'un angle fixe. En faisant varier Φ_r on fait alors varier cet angle, ce qui couvre peu à peu toutes les configurations de la BRDF isotrope. Un tel système permet bien de mesurer toutes les configurations possibles de la BRDF. Notre prototype exhibe néanmoins 2 exceptions :

- la rétro-réflexion ⁽¹⁴⁾ : ces configurations correspondent aux cas où $\Phi_r \simeq 0$, dans ce cas la caméra obstrue la lumière, et la mesure ne peut avoir lieu. Étant donné la taille de notre caméra, toute valeur impliquant $\Phi_r \in [-7^\circ, +7^\circ]$ n'est pas mesurable.
- la réflexion spéculaire rasante : les cas $\omega_i = -\omega_o$ où ces deux vecteurs sont tous deux opposément alignés et tangents à la surface ne sont pas non plus mesurables. Cela correspond à la zone vers $\Phi_r = 180^\circ$, où la source de lumière devient directement visible dans l'image. La pollution lumineuse induite exclut alors toute tentative de mesure.

Un tel système suppose un matériau uniforme, il s'agit d'une hypothèse cruciale pour pouvoir exploiter correctement les mesures. En d'autres mots, la BRDF ne doit pas varier sur la surface de la sphère mesurée. Nous avons observé deux effets principaux venant perturber cette hypothèse : le *speckle en lumière blanche*, et les défauts de fabrication.

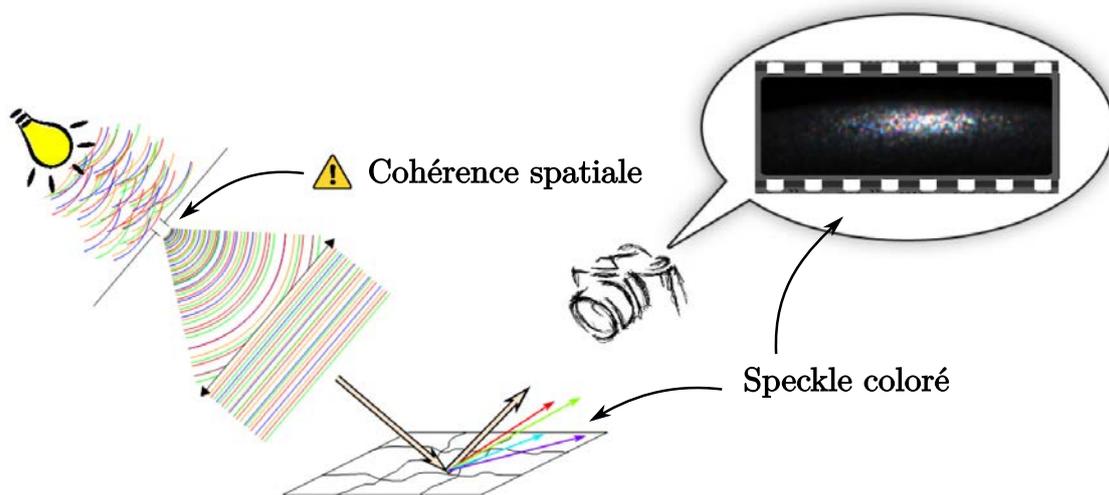


FIGURE 3.15 – Speckle en lumière blanche. La collimation de la lumière rend celle-ci spatialement cohérente. De la diffraction colorée peut alors apparaître au niveau de la surface, et se trouve alors dans les mesures.

(14). Les configurations dites de *rétro-réflexion* correspondent aux cas où les vecteurs lumière ω_i et vue ω_o sont quasiment alignés.

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

Le speckle en lumière blanche [McKechnie, 1976] (cf. Figure 3.15) est une forme de diffraction sur la surface de la sphère, qui apparaît lorsque l'éclairage est cohérent. La source de lumière est originellement incohérente, mais ensuite le diaphragme de collimation induit une cohérence spatiale. La répartition exacte de la lumière par diffraction dépend largement de la microgéométrie de la surface à l'endroit du rebond : cette propriété est donc spatialement variable. Pour palier cet effet, on peut remarquer qu'effectuer la moyenne du signal sur un grand nombre de réalisations converge vers un résultat identique au cas où la lumière serait incohérente⁽¹⁵⁾. Ainsi, nous avons choisi de répéter chaque mesure de BRDF (typiquement 3 à 5 fois⁽¹⁶⁾) en tournant légèrement l'échantillon entre chaque mesure. En faisant ainsi, chaque pixel voit une surface dont la réalisation du speckle est différente, dont l'effet disparaît par moyennage.

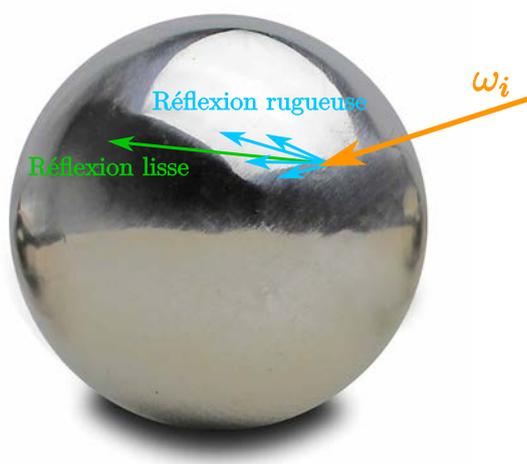


FIGURE 3.16 – Rayures et non-uniformités du matériau. La diffusion de la lumière dépend de l'endroit où celle-ci impacte l'objet, ce qui va à l'encontre des hypothèses de mesure.

Le second effet, les défauts de fabrication, apparaît lors du processus de fabrication (cf. Figure 3.16). Même si le matériau couvrant la sphère est chimiquement uniforme, la qualité de surface n'est pas toujours idéale (nous observons principalement des rayures). Parfois, l'épaisseur de la peinture n'est pas constante, ce qui crée des dégradés d'intensité de couleur visibles à l'œil nu. Si on peut espérer avoir une couche de matériau d'épaisseur uniforme, il est plus difficile de garantir un état de surface parfait. Pour les matériaux diffus, ces rayures ne modifient presque pas l'apparence⁽¹⁷⁾. Cependant, c'est l'effet inverse pour les matériaux spéculaires : une surface mal polie va avoir tendance à décaler le pic

(15). Une lumière incohérente est en fait la somme d'une infinité de lumières cohérentes.

(16). Valeurs déterminées par l'expérience, la variance devient plus faible que les incertitudes de mesure au-delà.

(17). Comme vu au premier chapitre, la BRDF de matériaux diffus dépend peu de la normale de la surface. Une rayure peu profonde ne modifie que peu cette normale, l'apparence reste alors inchangée.

spéculaire, mais aussi à engendrer les pics secondaires. Face à cette observation, la même technique de moyennage que pour le speckle peut être utilisée. La BRDF mesurée sera alors une version moyennée sur tous les défauts de surface, très similaire aux modèles de BRDF à micro-facettes [Beckmann et Spizzichino, 1987]. La largeur des pics spéculaires mesurables sera d'autant plus fine que l'état de surface est correct. Afin que la moyenne converge par cette méthode, il faut d'autant plus répéter la mesure que le matériau est spéculaire.

Ce type de système va être capable de mesurer la BRDF isotrope du matériau couvrant la sphère. Comme vu en sous-section 1.2.1, échantillonner une BRDF isotrope nécessite 3 degrés de liberté. Du point de vue de la caméra, 1 degré de liberté provient de l'angle de rotation Φ_r de la lumière autour de la sphère, et les 2 autres degrés viennent du fait que chaque pixel de la caméra voit un point différent de la surface de la sphère, et donc avec une normale différente. Pour que le raisonnement soit valide, il est donc nécessaire de supposer que le matériau est le même en tout point de la face visible de la sphère (spatialement uniforme), mais aussi que la BRDF soit effectivement isotrope. Nous verrons plus tard, dans la suite de cette section, ce qu'impliquent les défauts d'application du matériau à la surface de la sphère.

3.5.3 Calibration

Le fonctionnement assez simple de ce système ayant été établi, il est désormais question d'estimer avec précision l'ensemble de ses paramètres. Pour cela, l'étape de calibration est cruciale : elle permet d'améliorer et de quantifier les incertitudes sur toutes les quantités géométriques et radiométriques. Dans cette expérience, nous faisons le choix de définir le repère global comme étant celui de la caméra. On effectue d'abord un premier alignement approximatif : centrage de la sphère sur l'axe de rotation du moteur, centrage de la collimation sur la sphère, et alignement de la caméra avec la sphère et la lumière. puis, la procédure complète (cf. Figure 3.17, boîtes vertes arrondies) se divise en 6 étapes ordonnées :

- (0) **Caméra - radiométrie** : La linéarité de la réponse du pixel est mesurée, permettant par la même occasion de détecter les pixels morts.
- (i) **Caméra - géométrie intrinsèque** : Effectuée par la méthode de Zhang [Zhang, 2000], cette calibration permet de déterminer le modèle de caméra sténopé équivalent à notre appareil photo.
- (ii) **Sphère miroir - position** : Une sphère miroir, de précision de fabrication très élevée, est positionnée sur le porte-échantillon. Sa position est calibrée par étude de sa projection dans l'image.
- (iii) **Lumière - position** : Pour chaque rotation du bras Φ_r , le reflet de la lumière est repéré pour en déduire la direction ω_i .

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

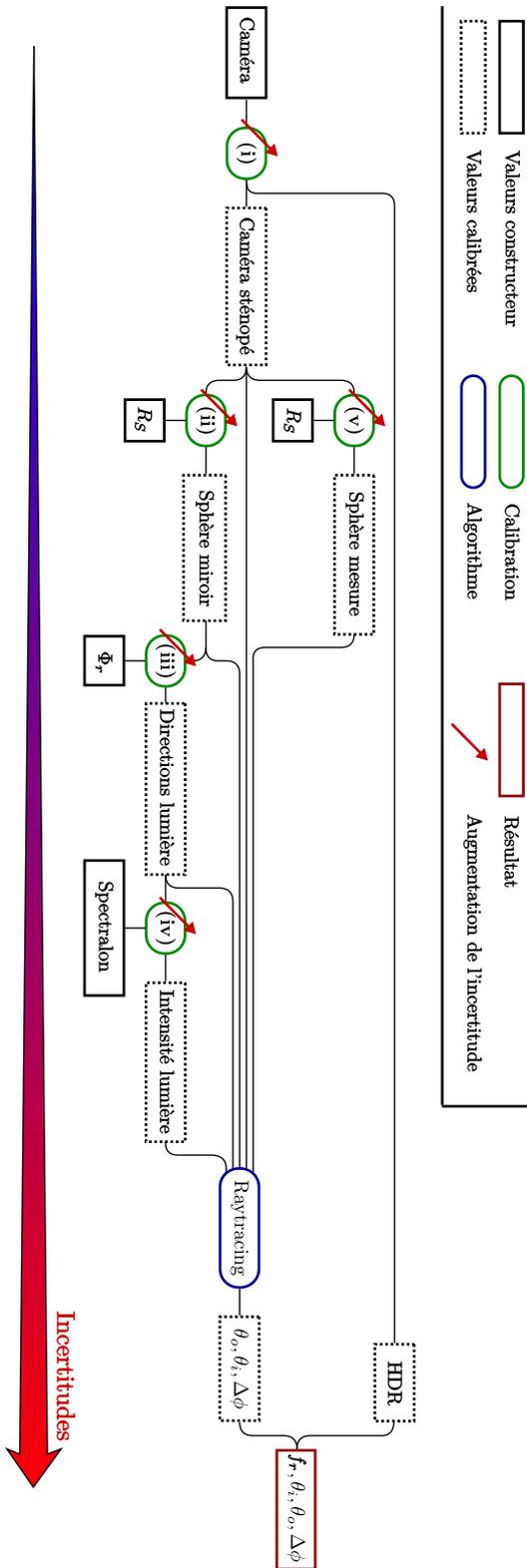


FIGURE 3.17 – Calibration et propagation des incertitudes. Qu'elles soient d'origine constructeur ou mesurées, les différentes variables du système sont connues selon un certain intervalle de confiance. Au fur et à mesure des étapes de calibration ces incertitudes se cumulent, donnant *in fine* celles sur la BRDF mesurée elle-même. On note R_S rayon de la sphère utilisée (sphère miroir et sphère mesurée).

- (iv) **Lumière - carte d'éclairement** : Les variations d'éclairement au sein du faisceau collimaté sont mesurées par projection sur un plan de Spectralon.
- (v) **Sphère - position** : La même procédure que pour la sphère miroir est utilisée pour cette fois positionner la sphère couverte du matériau à mesurer.

Durant l'ensemble de ces procédures les incertitudes sont suivies, permettant de déterminer tous les paramètres avec leurs intervalles de confiance.

Les calibrations géométriques **(i)** **(ii)** **(iii)** et **(v)** sont responsables de la détermination correcte de la configuration $(\theta_o, \theta_i, \Delta\phi)$ de mesure, alors que les calibrations radiométriques **(0)** et **(iv)** sont nécessaires pour obtenir la valeur de la BRDF elle-même. Tous les positionnements sont à entendre dans l'espace de la caméra. C'est-à-dire que la caméra définit à la fois l'origine (le centre O) et les directions canoniques (par le triplet $(\mathbf{z}_c, \mathbf{z}_c, \mathbf{z}_c)$).

Ces calibrations étant de concept très simples, nous n'en ferons qu'un bref descriptif pour la plupart. Les points clés propres à une calibration correcte de cette expérience seront quant à eux un peu plus détaillés. Quant aux erreurs propagées à travers ces étapes de calibration, nous n'en détaillerons pas leurs dérivations. Elles sont bien entendu effectivement suivies tout au long de ces étapes, estimées par dérivation des formules, différenciation ou encore répétabilité (notamment lorsqu'il y a intervention de l'expérimentateur dans les algorithmes).

(0) Caméra - radiométrie. Cette calibration a pour objectif de déterminer à la fois la fonction de réponse du pixel f_{ij} et les niveaux de sur- et sous-exposition V_{max} et V_{min} . Le détail d'une telle calibration sera abordé plus en profondeur dans l'étude du prototype principal 5.2.3. Nous allons juste en décrire les grands principes, menant au fait que ce capteur présente en fait une grande zone de linéarité.

Puisque notre configuration accueille une source de lumière stabilisée et la caméra possède un obturateur électronique qui permet un contrôle précis du temps d'exposition, nous avons choisi un moyen simple mais efficace d'acquérir la courbe de réponse. La lumière est dirigée vers l'objectif de la caméra ($\Phi_r = 180^\circ$), entre lesquels est fixée une fine feuille diffusante. À temps d'exposition fixe on effectue plusieurs fois la même image de la lumière diffusée. Puis on répète l'opération avec des temps d'exposition différents, permettant de faire varier le flux reçu par le capteur. L'énergie impactant le capteur étant directement proportionnel au temps d'exposition (cf. Équation 3.34), on obtient une courbe moyenne proportionnelle à f_{ij} pour chaque pixel, pour chaque canal de couleur. Ces données ont montré que la réponse des pixels est totalement linéaire tant que la valeur, codée sur 14 bits, est comprise dans l'intervalle $[V_{min}, V_{max}] = [300, 15800]$ (les valeurs hors de ces bornes sont donc considérées mal exposées). Dès lors, on sait que la valeur du pixel est directement proportionnelle au flux entrant. Dans l'équation générale 3.37, on choisira directement $f_{ij}^{-1} = V_{ij}$, donnant alors une valeur de luminance mesurée relative. Faisant ainsi, on ignore tout phénomène de vignettage. Mesuré séparément, nous

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

n'avons pu observer une chute d'intensité autre que celle prédite par la loi en cosinus à la puissance 4 (cf. Équation 3.37).

À ce stade, la balance des blancs n'a pas été effectuée car nous choisissons la même fonction f_{ij} pour tous les pixels. Cette balance n'est en fait pas nécessaire à ce stade, elle émergera naturellement lors de la calibration (iv).

Enfin, la répétition des images pour chaque temps d'exposition a permis, par étude de la variance, de déterminer le bruit associé aux valeurs des pixels. Sur la plage de valeurs bien exposées, l'incertitude suit la loi du bruit de photon [Born et Wolf, 2000], on connaît ainsi toute valeur V à $\pm 1,48\sqrt{V}$.

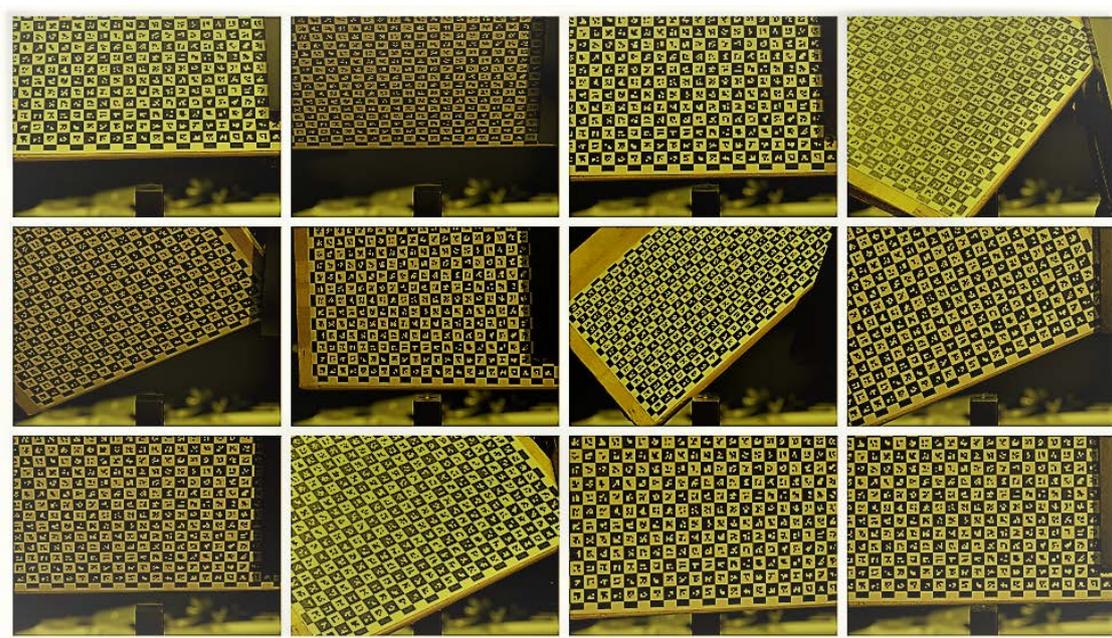


FIGURE 3.18 – Extrait de photographies pour la calibration selon la méthode de Zhang. Effectuée grâce à un damier Charuco⁽¹⁸⁾, la position des marqueurs à travers les différentes images permet de comprendre le travers des rayons pour chaque pixel.

(i) Caméra - géométrie intrinsèque. La *géométrie intrinsèque* [Hornberg et Godding, 2017] d'une caméra correspond à la connaissance de l'ensemble des rayons espace objet associés à chaque pixel. Comme dans le prototype de Matusik, avoir une caméra dont les paramètres géométriques internes (mise au point et ouverture) sont fixes permet de n'avoir à effectuer cette calibration qu'une seule fois. De plus, l'absence de variation de

(18). Un damier Charuco est un type de damier permettant une détection plus flexible. Nous reviendrons plus précisément sur celui-ci dans la section 5.2.3 équivalente consacrée à la calibration de l'expérience principale.

3.5. Application à un système de mesure imageant de BRDF isotrope sur une sphère

température dans la pièce ainsi que l'absence d'effort appliqué à la caméra renforce l'idée comme quoi cette calibration reste valide sur de longues périodes de temps. La calibration intrinsèque de la caméra est réalisée à l'aide de la bibliothèque Caltech, qui caractérise la caméra selon le modèle du sténopé, et implémente à cet effet la classique méthode de Zhang⁽¹⁹⁾ [Zhang, 2000] (cf. Figure 3.18). Ce modèle est notamment capable de prendre en compte la distorsion. Si on s'intéresse à la zone de l'image où l'objet de la mesure se positionne (c'est à dire au centre, (cf. Figure 3.14)), le processus n'a pu mettre en évidence des paramètres significatifs hormis une focale sténopé équivalente de $57,7 \pm 0,4$ mm. En particulier, aucune valeur de distorsion n'a pu être enregistrée provoquant une déviation supérieure au pixel. Le couple caméra-objectif de cette expérience semble donc tout à fait idéal, car excellemment bien approximé par les modèles simplifiés précédemment introduits.

(ii) & (iii) Lumière - position. Maintenant que l'appareil photo est bien connu, il convient de tenter d'établir la direction ω_i de la lumière pour toute rotation Φ_r de la platine. Pour se faire, nous avons opté pour une solution en deux étapes. On place une sphère miroir de haute précision (tolérance de $13 \mu\text{m}$ pour un rayon de 3 cm) en lieu et place de l'échantillon, dont nous calibrons la position. Puis pour chaque rotation Φ_r on repère la position du reflet de la lumière dans la sphère. Par simple application de lois de réflexion des rayons, on en déduit directement la direction $\omega_i(\Phi_r)$ d'où provient la lumière.

Calibration (ii) La projection perspective du contour visible d'une sphère est une ellipse, dont le grand axe est aligné avec le centre du capteur (cf. Figure 3.19). L'objectif est alors de déterminer le lien entre les paramètres de l'ellipse et le point C à calibrer.

Soit M un point du contour correspondant à un point X du capteur, on peut alors écrire l'appartenance à la sphère $\|M - C\|^2 = R_S^2$ et le fait que le rayon soit tangent à la sphère : $\langle X, M - C \rangle = 0$ avec $M = tX$, $t \in \mathfrak{R}$, et l'opérateur $\langle \cdot, \cdot \rangle$ du produit scalaire. On en déduit directement que l'ensemble des points X vérifie

$$\frac{\langle C, X \rangle^2}{\|X\|^2} = \|C\|^2 - R_S^2 \quad . \quad (3.39)$$

Pour aller plus loin dans le calcul, nous bénéficions de la symétrie radiale (autour de l'axe optique) du problème pour poser $C_y = 0$ et $\theta = 0$. En effet dans ce cas plus simple la sphère est alignée le long de l'axe x , ne reste plus qu'à déterminer C_x et C_z . Une fois déterminés, il n'y a plus qu'à appliquer la transformation $C_x \leftarrow C_x \cos \theta$ et

(19). Cette calibration sera détaillée dans la section 5.2.1 équivalente associée à l'expérience principale.

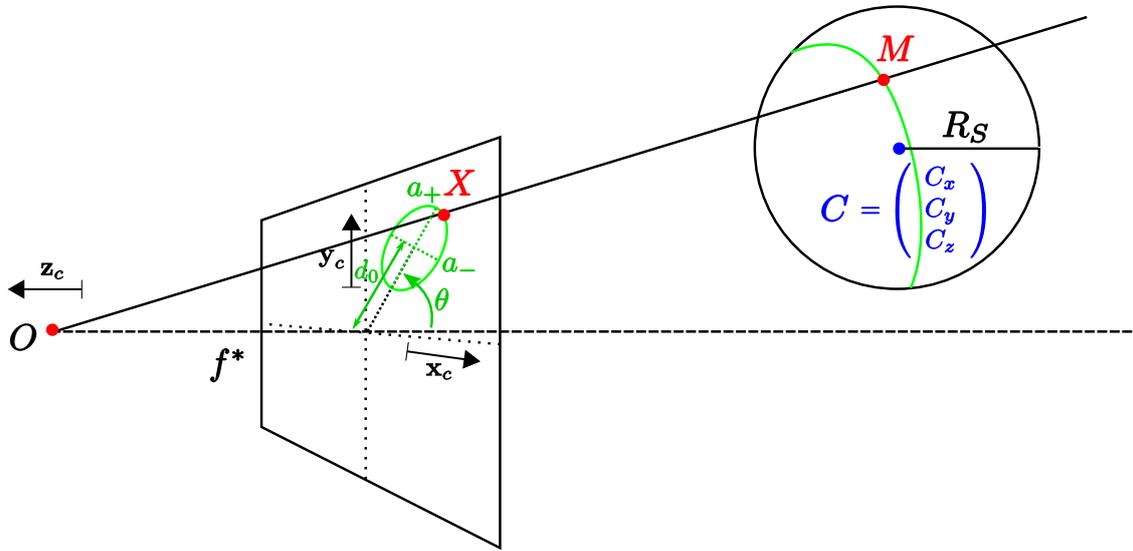


FIGURE 3.19 – Calibration de la position du centre C d'une sphère de rayon R_S par projection perspective. Le contour visible de la sphère forme une ellipse sur l'image, dont les paramètres permettent de déterminer C .

$C_y \leftarrow C_x \sin \theta$. Dans ce cas, en développant $X = \begin{pmatrix} -f^* \\ x \\ y \end{pmatrix}$, l'équation 3.39 devient

$$(xC_x - f^*C_z)^2 = (C_x^2 + C_z^2 - R_S^2)(f^{*2} + x^2 + y^2) \quad (3.40)$$

que l'on peut réécrire :

$$\left(\frac{x - d_0}{a_+}\right)^2 + \left(\frac{y}{a_-}\right)^2 = 1 \quad (3.41)$$

avec

$$\begin{cases} d_0 = -f^* \frac{C_x C_z}{C_z^2 - R_S^2} \\ a_- = f^* \frac{R_S}{\sqrt{C_z^2 - R_S^2}} \\ a_+ = a_- \sqrt{1 + \frac{C_x^2}{C_z^2 - R_S^2}} \end{cases}$$

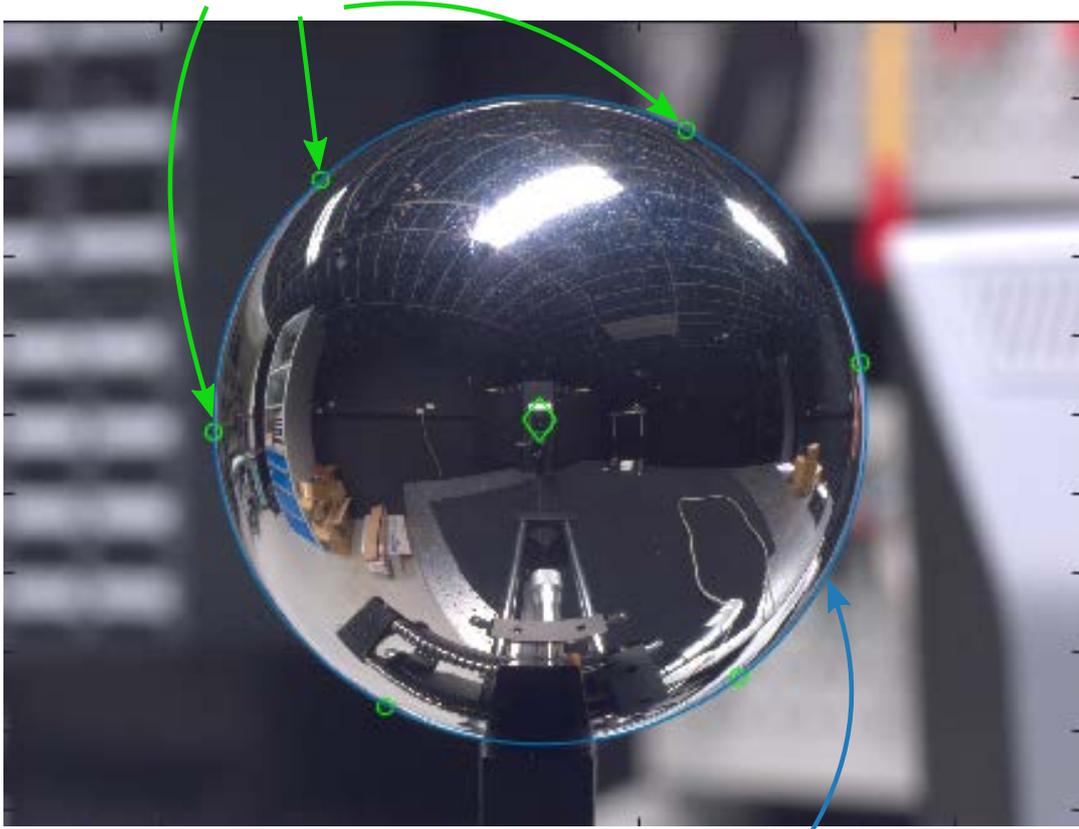
Il s'agit bien ici de l'équation d'une ellipse. On peut dès lors retrouver les paramètres C_x et C_z en inversant les équations de la manière suivante :

$$\begin{cases} C_z = -R_S \sqrt{1 + \left(\frac{f^*}{a_-}\right)^2} \\ C_x = \frac{f^*}{d_0} \left(1 - \left(\frac{a_+}{a_-}\right)^2\right) C_z \end{cases} \quad (3.42)$$

3.5. Application à un système de mesure imageant de BRDF isotrope sur une sphère

Note : Lors des calculs peuvent apparaître des ambiguïtés de signe. On ne retient alors que les solutions assurant $C_z < 0$, c'est-à-dire correspondant à une sphère devant la caméra.

Contour affiné par l'utilisateur



Ellipse approchante

FIGURE 3.20 – Une photographie de la sphère permet, après détection de son contour, d'en déterminer son centre à partir de son rayon et des paramètres géométriques de la caméra.

Pour déterminer les paramètres de cette ellipse, une photographie de la sphère est d'abord effectuée (cf. Figure 3.20). Si en général on préférera faire ces photographies sur fond noir, le matériau miroir de la sphère rend difficile dans ce cas la distinction entre le fond et les reflets noirs du contour de la sphère. Ensuite un premier algorithme (*imfindcircles* de MATLAB) détecte grossièrement un cercle correspondant à la sphère. Puis l'utilisateur est appelé à cliquer sur 6 points de l'image correspondant à la frontière exacte. Pour cela, 6 zooms successifs sont effectués du cercle détecté, successivement séparés d'un intervalle de 60° . À chaque zoom, l'utilisateur doit cliquer le plus justement

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

sur la frontière entre la sphère et le fond. L'ensemble de ces 6 points permet alors de retrouver l'ellipse en question.

En terme de précision, une telle méthode permet de déterminer le centre de la sphère avec une incertitude typique de $\Delta C/C = (1,3\% \ 1,4\% \ 0,7\%)$.

Calibration (iii) Détecter les reflets dans une sphère miroir est une méthode très classique [Schnieders, 2011], très utilisée notamment en photographie pour connaître l'éclairage. Nous ne détaillerons pas cette méthode ici, seulement les grandes lignes. Du fait de la collimation, tout point de la scène dans le faisceau est illuminé par un fin cône de lumière. Lorsque celle-ci impacte la sphère miroir, une tâche lumineuse intense apparaît à l'image à l'unique point vérifiant que ω_o et ω_i sont symétriques l'un de l'autre vis-à-vis de la normale locale n_S . Puisque la position de la sphère est connue (ii) et les directions ω_o aussi (0), on en déduit directement ω_i . Répéter l'opération pour de nombreuses rotations Φ_r du bras permet d'échantillonner autant de directions $\omega_i(\Phi_r)$ dans le repère de la caméra.

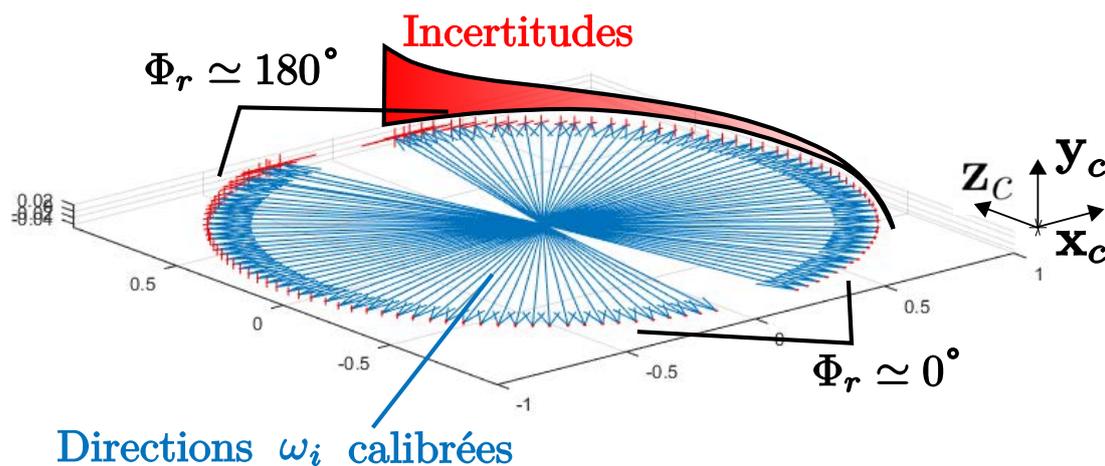


FIGURE 3.21 – Directions ω_i calibrées pour un ensemble de rotation Φ_r du bras. À cause des lois de la réflexion, on observe que l'erreur augmente nettement lorsque le reflet se situe sur les bords de la sphère (cas proches de $\Phi_r = 180^\circ$).

Comme la caméra tourne autour d'un axe, on s'attend à ce que l'ensemble des vecteurs ω_i soient de même contenus dans un plan. Deux phénomènes viennent perturber cette affirmation. Le premier est que l'assise du bras, au niveau de la table de rotation, n'est pas parfaitement plan. On observe alors que pour certaines rotations Φ_r la caméra peut être un peu trop basse, ou un peu trop haute. Ensuite, la sphère utilisée est certes de tolérance $5 \mu\text{m}$ quant à son rayon, sa surface n'est pas parfaitement lisse. Cette légère rugosité a tendance à décaler légèrement les directions de lumière. Le premier effet est basse fréquence, tandis que le second est de haute fréquence. On peut bénéficier de

cette observation pour effectuer un filtrage fenêtré : les directions ω_i aberrantes par rapport à la tendance d'évolution de leur voisinage sont supprimées. Cela rend plus robuste l'estimation de la direction de la lumière.

On conserve finalement un tableau $\{\Phi_r^k, \omega_i^k\}$, dans lequel la direction de la lumière sera calculée par interpolation géodésique dans l'espace des directions.

On atteint une précision angulaire variable, de l'ordre de 1,4 mrad pour les cas où la l'appareil photo est proche de la lumière ($\Phi_r \simeq 0^\circ$), 2,8 mrad pour $\Phi_r = 90^\circ$, et 100 mrad pour $\Phi_r = 170^\circ$. Comme on peut le voir dans la figure 3.21, ces incertitudes sont anisotropes. Cela aura pour effet de rendre inutilisables les données mesurées en réflexion spéculaire rasante, qui sont déjà les configurations les plus difficiles à mesurer.

(iv) Lumière - carte d'éclairement Malgré l'attention portée à l'uniformité du faisceau collimaté, celle-ci n'est pas exempt de variations. Le système optique de collimation (cf. Figure 3.13) montre que le faisceau sera au mieux aussi uniforme que la répartition angulaire d'intensité de la source primaire. La lumière est injectée par une fibre optique, ne permettant pas de garantir cette uniformité. Il est donc nécessaire de cartographier la répartition de l'éclairement au sein du faisceau afin de pouvoir la compenser.

À cette fin, nous disposons d'un échantillon planaire 5 cm \times 5 cm de Spectralon (certifié par Labsphere). Un tel matériau à l'avantage particulier d'être très bien approximé par un diffuseur lambertien, notamment lorsque les directions de lumière et de vue varient peu et sont proches de la normale [Durell *et al.*, 2015]. La luminance diffusée est alors directement proportionnelle à l'éclairement incident. En plaçant cet échantillon au sein du faisceau, faire une image de celui-ci correspond en fait à mesurer une quantité proportionnelle à l'éclairement reçu. Si en plus la position du plan en Spectralon est connue, on peut associer cet éclairement directement à une position dans le faisceau.

Le carré de Spectralon n'étant pas assez grand pour couvrir l'entièreté du faisceau collimaté (de l'ordre de 7 cm de diamètre), on cartographie l'éclairement (cf. Figure 3.23) en subdivisant le faisceau en 4 quadrants. Tout d'abord nous plaçons la caméra proche de la lumière ($\Phi_r \simeq 8^\circ$) pour minimiser les erreurs de projection, puis nous procédons pour chaque quadrant en deux étapes :

1. **Positionner le carré dans l'espace caméra.** L'utilisateur est requis afin de sélectionner précisément les 4 coins du Spectralon, puis, connaissant les dimensions réelles de celui-ci, un algorithme d'optimisation détermine l'unique positionnement (aux symétries de rotation de 90° près) de l'échantillon (cf. Figure 3.22, gauche). On obtient notamment la normale $\mathbf{n}_{\text{Spectralon}}$ du Spectralon, qui varie pour chaque quadrant puisque l'expérimentateur ne peut garantir le contraire.
2. **Enregistrer l'éclairement.** On effectue une photographie HDR (cf. Figure 3.22, droite) permettant de déterminer la luminance L_o provenant du Spectralon. L'éclairement E_i est alors calculé comme étant proportionnel à $L_o / \langle \omega_i, \mathbf{n}_{\text{Spectralon}} \rangle$. On enregistre ces valeurs dans une carte haute résolution, qui ne sera complète qu'une

- ① Détection des coins
- ② Optimisation
- ③ Position du Spectralon

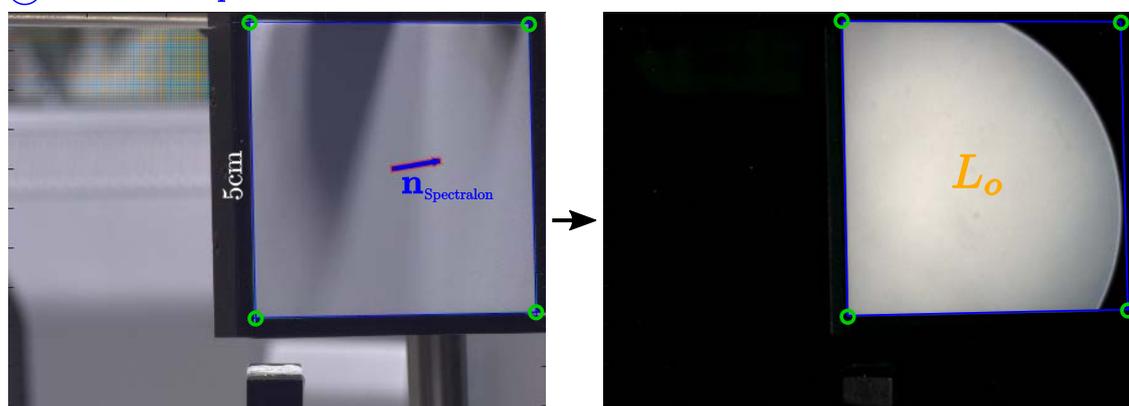


FIGURE 3.22 – Méthode de calibration de la carte d'éclairage du faisceau. On détermine d'abord le plan du Spectralon dans l'espace de la caméra, puis on effectue une photo HDR permettant de mesurer la luminance diffusée.

fois tous les quadrants effectués. S'il y a recouvrement entre deux mesures de deux positions de Spectralon, on ne conserve que la valeur maximale. Une valeur plus faible ne peut ici provenir que du fait que les bords du Spectralon peuvent être légèrement inclus dans les mesures⁽²⁰⁾, bords arrondis qui présentent une diffusion plus faible.

Dans cette méthode, il est nécessaire de pouvoir observer entièrement le carré de Spectralon afin d'en déterminer la position. Il n'est donc pas immédiatement possible de remplacer celui-ci par une version bien plus grande, au risque de ne plus pouvoir calibrer sa position.

Les variations d'éclairage étant basse fréquence, on observe que l'incertitude de calibration est principalement radiométrique, amenant à une erreur totale de l'ordre de $\Delta E_i = 1\%$.

Comme annoncé précédemment, c'est bien à ce stade que s'effectue la balance des blancs. Le Spectralon étant un réflecteur achromatique [Janecek, 2012], la carte d'éclairage contient les informations de couleur de la lumière. Lors des mesures, diviser les valeurs de luminance mesurées par l'éclairage relatif aura donc pour conséquence directe de produire une mesure dont la balance des blancs est pré-effectuée.

(v) Sphère - position Maintenant que tout le système { caméra - rotation - lumière } est calibré, il ne reste plus qu'à poser l'échantillon sphérique à mesurer, et à calibrer sa

(20). Pour garantir le fait que seuls les pixels associés au Spectralon sont utilisés, on effectue un remplissage par diffusion (*flood fill* en anglais) permettant de détecter les frontières de la surface du diffuseur.

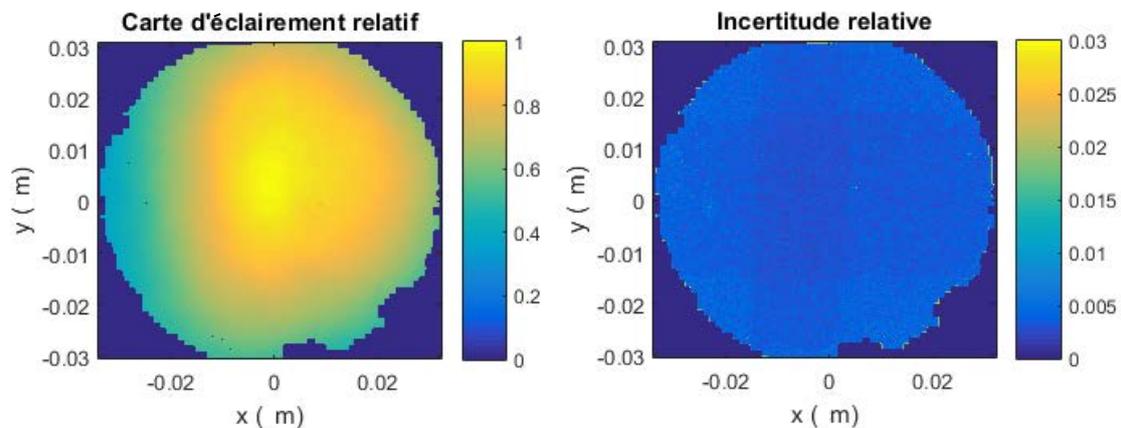


FIGURE 3.23 – Carte d’uniformité de la lumière (à gauche) et ses incertitudes relatives (à droite). Il s’agit d’une quantité relative, qui donne les variations d’éclairage au sein du faisceau. On observe un facteur 2 de variation, cette calibration est donc bien nécessaire.

position dans l’espace de la caméra. Connaissant les dimensions de la sphère, on applique directement la méthode de la calibration (ii) pour en déterminer son centre.

3.5.4 Résultats

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus en effectuant l’acquisition de 4 matériaux différents (cf. Figure 3.24), dont les propriétés optiques varient d’un matériau diffus (Spectralon) à spéculaire (acier, aspect miroir). Ces mesures sont présentées, pour plus de lisibilité, dans le plan d’incidence⁽²¹⁾. Puisque la table de rotation peut se déplacer presque continument, il est possible d’obtenir une forte densité de mesure. Cependant la quantité d’intérêt, limitant cette densité, est l’incertitude associée à chaque configuration de BRDF. Pour une mesure effectuée avec un pas de rotation de la caméra de $0,75^\circ$, 442 images sont effectuées pour un total de 120 millions points de mesures. Une telle mesure dure approximativement 3 heures⁽²²⁾.

Pour estimer une qualité générale de mesure parmi les millions d’échantillons mesurés pour chaque matériaux, nous faisons le choix d’utiliser la médiane des erreurs comme étant représentative de la mesure. En effet, il apparaît que ces valeurs particulières sont représentatives d’une large majorité des configurations, hormis quelques cas extrêmes.

(21). L’ensemble des données pourront être trouvés sur <http://alta.gforge.inria.fr/> [Belcour *et al.*, 2014a] lors de leur mise à disposition.

(22). Dans son état de développement actuel, le système d’acquisition est limité en vitesse par le traitement des données, dû à un ordinateur de contrôle peu puissant. Pour accélérer la mesure, de nombreuses optimisations côté programme sont envisageables. La seule réelle limitation est la vitesse de déplacement du bras ainsi que le temps d’arrêt nécessaire pour attendre la stabilisation des vibrations.

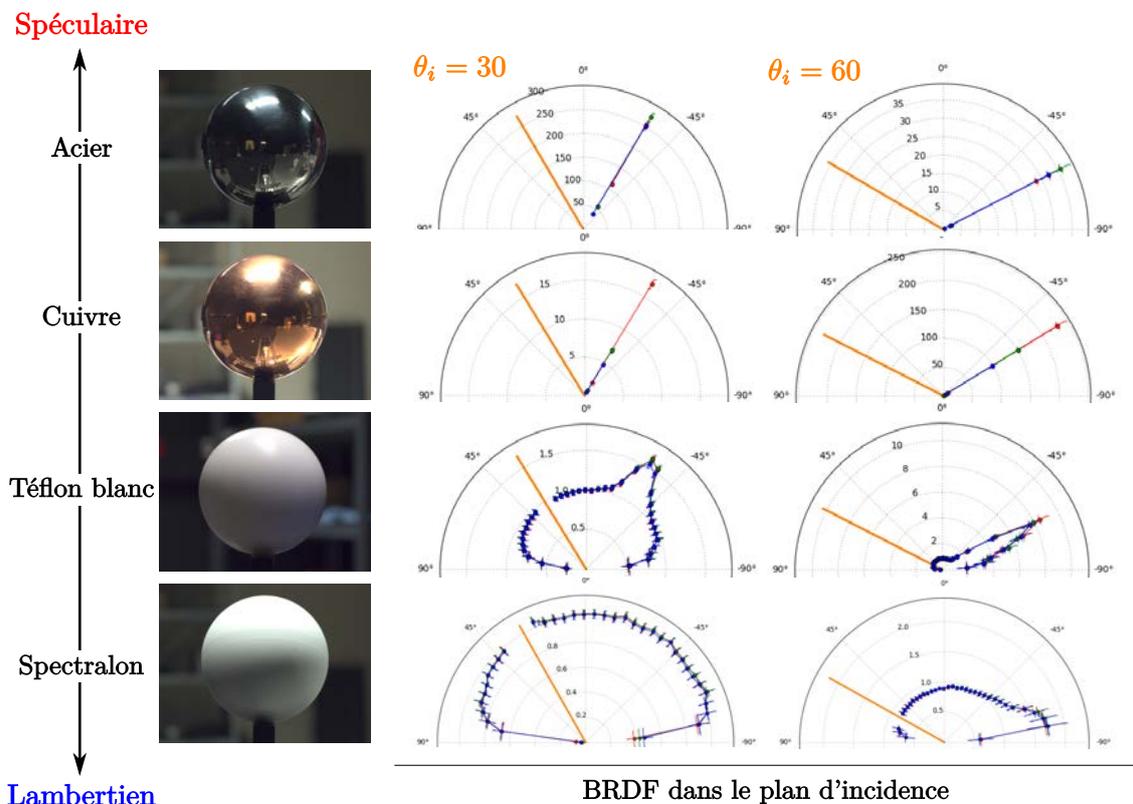


FIGURE 3.24 – Mesures de 4 matériaux différents dans le plan d’incidence, du plus diffus au plus spéculaire : Spectralon, téflon blanc, cuivre et acier. Les incertitudes radiales renseignent sur l’erreur en valeur de BRDF, les incertitudes angulaires renseignent sur l’erreur de position de l’échantillon. On observe bien qu’à angle rasant les incertitudes augmentent drastiquement.

Comme présenté dans le tableau 3.2, l’incertitude varie selon la configuration angulaire, étant généralement de l’ordre de 1.2° . Comme attendu, les angles θ_i et θ_o deviennent beaucoup moins fiables lorsqu’ils approchent les configurations rasantes. L’angle $\Delta\phi$ est quant à lui, à cause de la singularité de la paramétrisation sur la sphère, bien moins fiable lorsque ω_i ou ω_o sont proches de l’incidence normale. Quant aux valeurs de BRDF elles-mêmes, nous faisons le choix de retenir l’erreur sur $f_r \cos \theta_i$. En effet cette quantité est directement proportionnelle aux valeurs mesurées par les pixels, et n’est donc pas altérée par la singularité aux angles rasants de la division par $\cos \theta_i$. L’incertitude $\Delta(f_r \cos \theta_i)$ est en fait assez faible, car l’appareil photographique utilisé et la procédure HDR de mesure convergent vers un bruit assez faible, sous les 1%. En conséquence, l’erreur sur f_r est en fait principalement due à l’erreur sur $\Delta\theta_i$, menant à des incertitudes énormes aux angles rasants (cf. Figure 3.24, barres d’erreurs pour les angles rasants).

Vis-à-vis de la répétabilité des acquisitions, celle-ci dépend du type de matériau me-

3.5. Application à un système de mesure imageant de BRDF isotrope sur une sphère

Quantité	Diffus (Spectralon)	Spéculaire (acier)
$\Delta\theta_o$	0.01°(min) / 1°(med) / 36°(max)	
$\Delta\theta_i$	0.5° / 1.8° / ∞°	
$\Delta\Delta\phi$	0.2° / 1.7° / ∞°	
$\Delta(f_r \cos \theta_i)$	0.01% / 0.1% / 0.6%	
Répétabilité (sur 3 essais)	0.04% / 1.6% / 83%	0.01% / 5.5% / 140%
Proportion de mesures valides	90%	5.0%

TABLE 3.2 – Statistiques permettant de quantifier la précision de mesure et la répétabilité du prototype pour 2 matériaux extrêmes : diffus et spéculaire. Les erreurs sont renseignées par leur minimum, médiane, et maximum. Les mesures invalides correspondent principalement aux pixels morts et aux sous-expositions lors des mesures, inévitables malgré une dynamique du système de l'ordre de 10^7 .

suré. Elle est de l'ordre de 1,6% pour les matériaux lambertiens, et 5,5% pour les matériaux spéculaires (cf. Tableau 3.2). En particulier, comme attendu du fait du moyennage sur plusieurs réalisations pour palier les non-uniformités du matériau, plus celui-ci est spéculaire plus il faudra répéter l'expérience avant que la moyenne ait convergé. Or le nombre de répétitions est déraisonnablement élevé pour les matériaux les plus spéculaires, portant le temps de mesure à plusieurs jours voire plusieurs semaines (une mesure seule prend de 1h à 3h selon le pas de la table de rotation choisi). Pour cette raison, la répétabilité de la mesure en est quelque peu diminué.

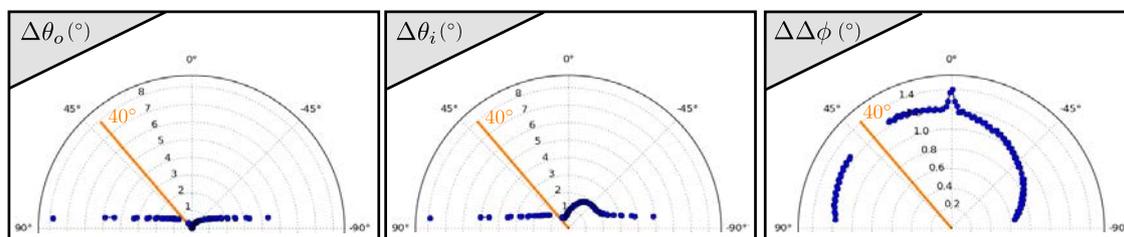


FIGURE 3.25 – Variation des incertitudes en fonction des configurations de mesure. Si l'erreur sur $\Delta\phi$ apparaît assez stable, les erreurs sur les latitudes θ_o et θ_i augmentent drastiquement avec l'inclinaison par rapport à la surface.

3. Étude de la mesure photométrique par appareil photographique

Les incertitudes angulaires dépendent bien sûr largement de la configuration angulaire de la BRDF (cf. Figure 3.25). Lorsque les rayons vue ou lumière sont proches du bord de la sphère, une petite erreur de position provoque une grande erreur sur la normale, et donc sur les latitudes θ_o et θ_i . Pour cette raison, on observe que les erreurs $\Delta\theta_o$ et $\Delta\theta_i$ tendent vers l'infini pour ces configurations rasantes. Si on observe attentivement l'évolution de l'erreur $\Delta\theta_i$ (cf. [centre]Figure 3.25), on voit une augmentation de l'incertitude supplémentaire. Celle-ci provient directement de la calibration des directions ω_i , la méthode rendant moins fiable ces directions à mesure que l'angle entre ω_i et ω_o augmente.

Origine des incertitudes. Afin de mieux comprendre la raison de l'ensemble des erreurs finales, on peut séparer chaque incertitude angulaire en 3 contributions : les erreurs dues à la caméra, à la surface, et à la lumière. Effectuer cette distinction permet de comprendre comment améliorer son système pour une mesure spécifique.

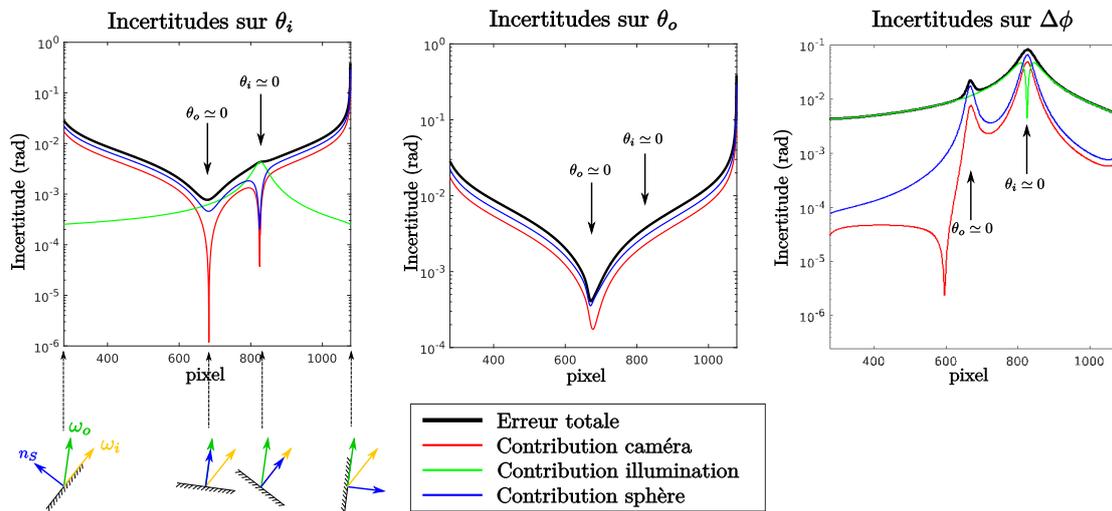


FIGURE 3.26 – Coupe des erreurs le long de l'équateur de la sphère pour la rotation $\Phi_r = 22^\circ$. Le pic central correspond au cas où $\theta_o \simeq 0$, le second pic correspond à $\theta_i \simeq 0$. Les graphiques sont limités aux endroits à la fois vus et éclairés, le bord droit du graphique correspond alors au bord de la sphère.

La figure 3.26 détaille comment se divise l'erreur, cette étude est effectuée pour une rotation $\Phi_r = 22^\circ$ particulière, mais nous avons pu observer que les conclusions à en tirer n'en dépendent pas. La première observation est que l'erreur sur la géométrie de la sphère suit quasiment toujours le profil de l'erreur sur la caméra. Tout simplement, avoir une erreur sur un rayon caméra, ou une erreur sur la position (ou le diamètre) de la sphère a la même conséquence : le point d'intersection varie autour de sa position. La sphère ayant été calibrée à l'aide de la caméra, on s'attend naturellement à observer une plus forte erreur provenant de la sphère.

On peut ensuite décomposer les contributions en fonction de la configuration de mesure (cf. Figure 3.26, détail des configurations en bas à gauche) :

- **Lumière à incidence rasante** : La lumière étant rasante, la plupart de l’incertitude sur les élévations θ_i et θ_o réside dans la position du point d’intersection lui-même, et donc dans les incertitudes caméra et géométrie. Puisque le vecteur lumière est tangent à la surface, l’angle azimutal $\Delta\phi$ est quant à lui perturbé uniquement par la direction de la lumière.
- **Vue à incidence rasante** : Au bord de la sphère, là où la vue rase la surface, une petite erreur sur le rayon ω_o ou sur la géométrie provoquent un déplacement énorme du point d’intersection. En fait l’ensemble des erreurs tendent vers $+\infty$, rendant impossible quelque mesure que ce soit.
- **Lumière à incidence normale** : Lorsque la lumière impacte orthogonalement la surface, il s’agit d’une singularité polaire, $\Delta\Phi$ est donc naturellement mal défini et incertain. Ce n’est pas un problème étant donné que cela est lié à la paramétrisation. θ_o est quant à lui toujours dominé par la position du point d’intersection. À l’inverse, θ_i est entièrement perturbé par l’incertitude sur la lumière. En effet pour cette incidence la projection de l’erreur de ω_i sur la surface est maximale. La participation de l’erreur due au point d’intersection est à l’inverse très faible. Pour cette configuration, le produit scalaire $\langle \mathbf{n}_S, \omega_i \rangle$ est très stable face aux variations de \mathbf{n}_S , une erreur sur l’intersection provoquera difficilement une erreur sur $\langle \mathbf{n}_S, \omega_i \rangle$ et donc θ_i .
- **Vue à incidence normale** : Lorsque la vue est à incidence normale, le même argument appliqué à la stabilité de $\langle \mathbf{n}_S, \omega_o \rangle$ justifie que le point d’intersection soit très fiable. Les erreurs sur θ_i et θ_o sont alors minimales. De même, le cas de singularité polaire explique la hausse soudaine d’incertitude sur l’angle $\Delta\phi$.

3.5.5 Limites et conclusions

Une importante limite à notre système persiste, dont nous n’avons fait mention jusqu’alors, et dont mention n’est non plus faite dans les systèmes équivalents originaux [Marschner *et al.*, 1999; Matusik *et al.*, 2003] : l’influence de la diffraction dans les mesures. En effet, les images sont HDR afin de garantir une grande dynamique sur les valeurs de la BRDF. Dans les zones d’extrême contraste dans les images, on observe l’apparition du motif de la PSF étudiée en section 3.2 (cf. Figure 3.27). Cet effet rend inexploitable les mesures autour des zones de forte luminosité car les valeurs mesurées sont seulement dues à la diffraction. En particulier observé pour les matériaux spéculaires, cela rend même l’expérience incapable de mesurer la plupart des valeurs hors du pic spéculaire. Même si la diffraction peut être réduite au dépens des aberrations en ouvrant le diaphragme, on observe que le problème persiste entièrement. Lorsque les aberrations apparaissent : la convolution de l’image devient non-uniforme, et il s’agirait d’un problème encore plus

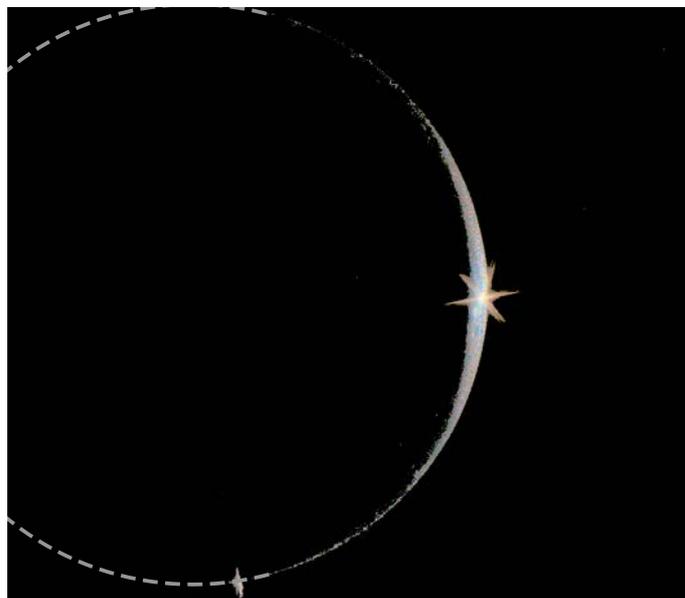


FIGURE 3.27 – Mesure HDR de la sphère en condition de lumière et vue rasantes (la sphère est continuée en trait pointillé gris). Une étoile apparaît, typiquement due à la diffraction. Les pixels de cette étoile ne peuvent être utilisés pour la mesure.

difficile à résoudre. Réduire la diffraction en augmentant les aberrations ne semble pas *in fine* la bonne approche. L'inévitable présence de la diffraction nous oblige finalement à réduire drastiquement le temps d'exposition maximal, et donc la dynamique de la BRDF mesurée. Dans les cas les plus extrêmes observés, seulement un facteur 20 entre les temps d'exposition minimum et maximum a pu être utilisé avant que la diffraction n'apparaisse. Heureusement, plus le matériau est diffus, plus ce facteur est élevé, tel que cette restriction finisse par disparaître. Pour résoudre ce problème, nous pouvons mesurer la PSF, et donc tenter d'appliquer un algorithme de déconvolution aux images mesurées. Cependant il nous serait impossible de proposer une valeur d'incertitude aux valeurs déconvoluées, ce qui n'est pas envisageable dans un système où les incertitudes demeurent un objectif. Pour palier le problème de la diffraction tout en conservant une qualité de mesure traçable, nous proposons une nouvelle méthode, qui fera l'objet du chapitre suivant.

Cette expérience nous a permis de vérifier les points théoriques développés dans l'ensemble de ce chapitre. À savoir, le point critique d'un système de mesure de BRDF par imagerie se situe dans la sensibilité du système à sa configuration géométrique. Connaître avec précision l'ensemble des rayons caméra et la géométrie de l'objet est à mettre en priorité devant la connaissance de la lumière et des grandeurs radiométriques. Si les convolutions dues au système d'acquisition (extension de la source de lumière, ouverture du diaphragme, taille du pixel...) jouent bien un rôle dans la finesse de la mesure, celle-ci est bien plus facilement perturbée par l'ensemble des incertitudes se propageant depuis

3.5. Application à un système de mesure imageant de BRDF isotrope sur une sphère

la calibration jusqu'au lancé de rayon final déterminant la configuration $(\omega_o, \omega_i, \mathbf{n}_S)$ mesurée. Le second point mis en évidence est que les hypothèses effectuées sur la mesure (ici un matériau uniforme et isotrope) peuvent en fait, au bénéfice d'un nombre de degrés de liberté réduit, demander un système plus complexe. Enfin, par définition de la BRDF, et par effet de projection des pixels et des incertitudes, un système imageant ne peut en aucun cas garantir une mesure de BRDF fiable pour les angles rasants, bien moins que des systèmes dédiés tels que les gonioréfectomètres.

Si la problématique de la diffraction sera traitée dans le chapitre suivant, quelques perspectives d'évolution de cette expérience peuvent être ici abordées. Dans notre protocole, nous répétons plusieurs fois chaque mesure pour simplement être plus proche de l'hypothèse d'uniformité du matériau, ce qui allonge considérablement le temps de mesure. D'autres approches sont ici envisageables. On peut par exemple faire tourner la sphère sur elle-même pendant la mesure pour lisser les non-uniformités. Si cela semble rapide à implémenter, il faut s'assurer de 2 choses : que dans l'idéal la sphère ait eu le temps d'effectuer un tour complet au plus petit temps d'exposition du capteur (soit 12000rpm), et que la stabilité soit parfaite (centre de gravité parfaitement situé dans l'axe du moteur pour toute sphère échantillon). Même si cela était réalisé, cela ne permettrait d'uniformiser la surface que dans la direction équatoriale. Les non-uniformités en latitude seraient cependant toujours présentes. La solution idéale serait un système permettant, durant le temps d'exposition d'une image, que toutes les rotations possibles de la sphère puissent avoir été effectuées, ce qui semble irréalisable. Enfin, vis-à-vis du speckle en lumière blanche, une solution relativement simple consiste à placer un modulateur spatial de lumière en sortie du collimateur (e.g., gamme EXULUS de chez Thorlabs). De part les modifications de phase engendrées, celui-ci aurait le pouvoir d'altérer voire briser la cohérence spatiale, et donc le speckle.

Chapitre 4

Détection et suppression des effets de la diffraction

Cette partie se concentre plus particulièrement sur le traitement d'une mesure par imagerie à *haute dynamique* (HDR, pour *High Dynamic Range*), et propose une méthode [Lucat *et al.*, 2017b] permettant de palier l'inévitable biais de mesure que représente la diffraction. Dans le contexte de la mesure, les algorithmes de déconvolution ne permettent pas d'obtenir des bornes d'incertitude sur l'image déconvoluée. La méthode de ce chapitre propose de séparer les pixels affectés par la diffraction de ceux qui en sont exempts. Ces pixels pollués peuvent alors être supprimés de la mesure, ne conservant que les pixels les plus fiables.

Dans un premier temps, nous allons rappeler ce qu'est une image HDR, et étudier comment la diffraction peut plus spécifiquement impacter ce type d'image. Nous passons en revue les méthodes de déconvolution usuelles, et montrons leurs limitations en termes de fiabilité de correction dans le contexte de la mesure. Nous détaillerons alors l'algorithme proposé, qui sera ensuite confronté à des simulations et des applications réelles [Lucat *et al.*, 2017a] [Lucat *et al.*, 2018]. Enfin, nous concluons sur l'efficacité et la validité de l'algorithme, et explorons quelques possibilités d'application à un contexte plus large que celui de la mesure.

4.1 Imagerie HDR et diffraction

4.1.1 L'Imagerie HDR

Tout appareil photo possède une limitation intrinsèque : sa *dynamique*, notée \mathcal{D}_V . Pour un paramétrage donné, chaque pixel fiable a une valeur comprise entre deux bornes, limitées par le bruit pour les plus faibles valeurs, et par la saturation pour les plus hautes. Notons $[V_{min}; V_{max}]$ cet intervalle. En fonction de leur valeur V , les pixels appartiennent alors aux 3 catégories suivantes :

1. les pixels *sous-exposés*, lorsque $V < V_{min}$;
2. les pixels *sur-exposés*, lorsque $V > V_{max}$;
3. et les pixels *bien exposés*, lorsque $V \in [V_{min}; V_{max}]$, ce sont les seuls pixels de l'image dont la valeur est utile pour la mesure.

La dynamique des pixels est alors définie comme le ratio des extrema des valeurs de bonne exposition, telle que

$$\mathcal{D}_V = \frac{V_{max}}{V_{min}} \quad . \quad (4.1)$$

Soit une scène à photographier dont les valeurs I de flux lumineux par pixel appartiennent à l'intervalle $[\min(I), \max(I)]$. Le rapport $\max(I)/\min(I)$ des extrema est de même appelé la *dynamique* de la scène, notée ici \mathcal{D}_I .

Avec une unique photographie, un appareil est alors capable de capturer proprement toute scène dont la dynamique est $\mathcal{D}_I \leq \mathcal{D}_V$. Dans la limite des possibilités techniques de l'appareil photo, l'utilisateur va toujours être capable, en ajustant le niveau d'exposition (ouverture, gain ou temps d'exposition), d'obtenir une image sans le moindre pixel sur-exposé ni sous-exposé. Pour se faire, on préférera modifier le temps d'exposition. En effet, on évitera de changer le gain (ISO) en le laissant au minimum car cela modifie le niveau de bruit, et l'ouverture car elle change le vignettage, la profondeur de champ et la PSF (cf. Chapitre 3).

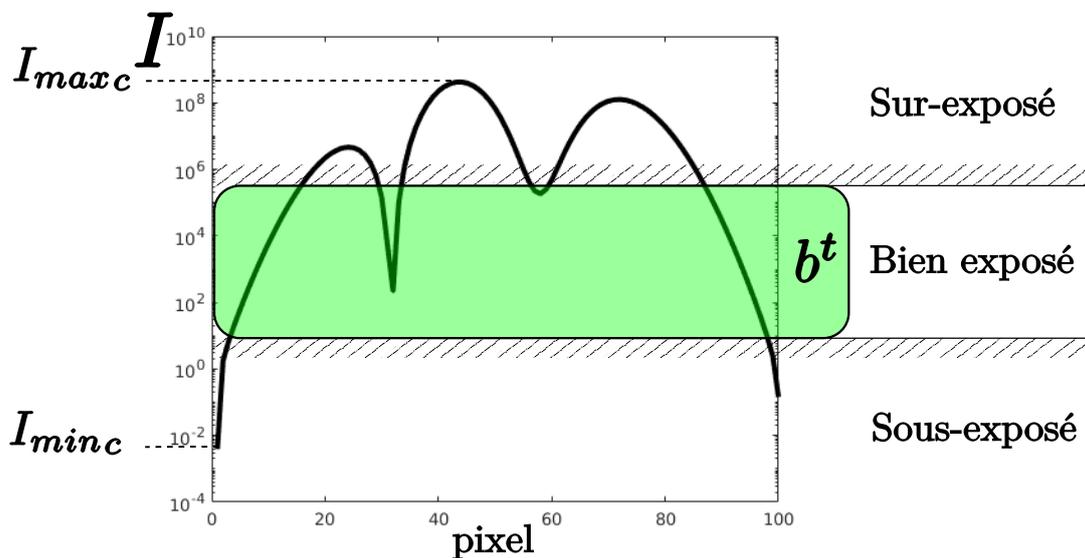


FIGURE 4.1 – Principe de la capture d'une scène ayant une dynamique plus élevée que celle de l'appareil photo. Le niveau d'exposition de l'appareil définit une bande de bonne exposition des pixels comprise dans l'intervalle de toutes les valeurs possibles de la scène. Les pixels sur-exposés et sous-exposés sont écartés de la mesure.

Cependant, la dynamique des pixels seule est bien souvent insuffisante pour couvrir la dynamique des scènes réelles (cf. Figure 4.1). On va alors inclure le niveau d'exposition comme variable afin d'augmenter les possibilités de l'appareil. Lorsque celui-ci est bien calibré, la réponse des pixels est linéaire avec le nombre de photons intégrés sur un temps d'exposition t sur le domaine $[V_{min}, V_{max}]$. Si on note α le coefficient de linéarité, on obtient que pour tout pixel bien exposé, on a

$$V = \alpha It \quad (4.2)$$

Ainsi, pour tout I , on pourra toujours trouver un temps d'exposition t tel que le pixel soit bien exposé, tant que t appartient à l'intervalle de valeurs $[t_{min}; t_{max}]$ atteignables par la caméra. On définit la dynamique du temps d'exposition $\mathcal{D}_t = t_{max}/t_{min}$, et la dynamique du pixel $\mathcal{D}_V = V_{max}/V_{min}$. Typiquement, les appareils photographiques ont un temps d'exposition allant de $100 \mu s$ à $30 s$ ($D^t \simeq 300000$, de l'ordre de 10^5); et des pixels codés sur 16 bits, dont les valeurs s'échelonnent au mieux entre 1 et 65535 ($D^p = 65535$, de l'ordre de 10^4). Nous allons alors établir la dynamique de l'appareil photo \mathcal{D}_c qui sera donnée par les extrema de flux lumineux mesurables, notés I_{min_c} et I_{max_c} . Grâce à l'équation 4.2, on peut écrire

$$I_{min_c} = \frac{V_{min}}{\alpha t_{max}} \quad \text{and} \quad I_{max_c} = \frac{V_{max}}{\alpha t_{min}} \quad (4.3)$$

Et on en déduit aisément la dynamique totale de l'appareil photo :

$$\mathcal{D}_c = \mathcal{D}_V \mathcal{D}_t \quad (4.4)$$

\mathcal{D}_c est alors de l'ordre de 10^9 , bien plus élevée que la simple dynamique du pixel.

Dès lors, la technique de l'imagerie HDR correspond à l'idée suivante. Grâce à la dynamique de l'appareil photo, il est possible de correctement exposer tout pixel impacté par un flux dans $[I_{min_c}, I_{max_c}]$. Pour une simple photographie à temps d'exposition fixe t , il est possible d'exposer correctement les valeurs comprises dans la bande $b^t = [V_{min}/\alpha t, V_{max}/\alpha t]$, plus petite que $[I_{min_c}, I_{max_c}]$. En combinant plusieurs photographies à différents temps d'exposition $t_1, t_2, \dots, t_k, \dots, t_n$, on peut alors faire en sorte que $[I_{min_c}, I_{max_c}] \in \bigcup_{k=1}^n b^{t_k}$ (cf. Figure 4.2). Notons cependant que moduler le temps d'exposition a un coût : en plus d'être un processus bien plus long, l'appareil et la scène doivent être statiques durant toute l'acquisition. Ne reste plus qu'à fusionner en postproduction les valeurs de flux I_k (V_k étant la valeur du pixel correspondante) pour chaque pixel sur toutes les images prises. Plusieurs calculs existent pour la fusion des données [Granados *et al.*, 2010], nous retiendrons ici la formulation suivante⁽¹⁾ :

$$I = \frac{\sum_{p=1}^q t_{i_p}}{\sum_{p=1}^q \frac{t_{i_p}^2}{V_{i_p}}} \quad (4.5)$$

(1). Ce calcul de fusion est retenu car il s'agit de celui à privilégier en cas de bruit de photon. Or il s'agit du premier bruit dans l'expérience décrite en section 3.5.

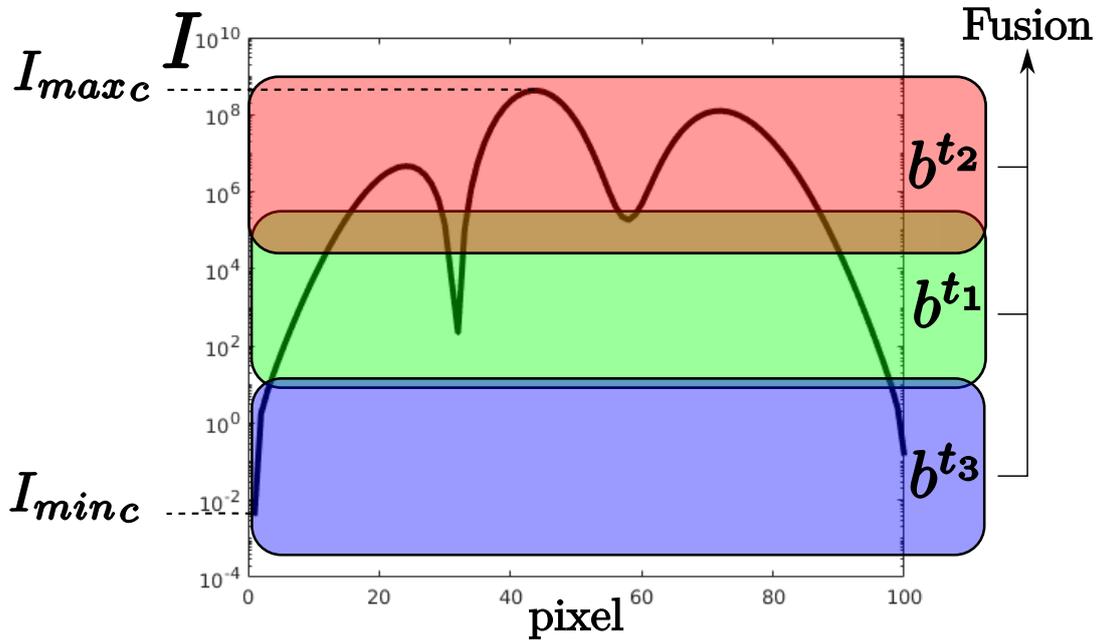


FIGURE 4.2 – Principe de l'imagerie HDR d'une scène. Afin d'augmenter la dynamique d'une simple photographie, plusieurs images peuvent être fusionnées pour couvrir l'ensemble des valeurs possibles de la scène.

avec $V_{i_1}, V_{i_2}, \dots, V_{i_p}, \dots, V_{i_q}$ la liste des pixels au temps d'exposition $t_{i_1}, t_{i_2}, \dots, t_{i_p}, \dots, t_{i_q}$ dont les valeurs sont bien exposées. L'idée derrière cette formule est d'effectuer une moyenne des I_k pondérée par la fiabilité de ces derniers, en particulier, plus une valeur de pixel est faible, plus son incertitude relative sera élevée, on privilégiera alors les pixels ayant une valeur V_k plus élevée.

Ce processus complet, appelé imagerie HDR, produit une image I_{hdr} proportionnelle (à cause du coefficient α) à l'éclairement de la scène sur le capteur, et ce sur une dynamique beaucoup plus grande que celle du capteur seul.

4.1.2 La Diffraction en imagerie HDR

L'image HDR mesurée I_{hdr} est décrite (cf. Section 3.2) par la convolution de l'image originale parfaite I_{hdr}^* avec la PSF, à laquelle est ajoutée un bruit additif \mathcal{B} , tel que

$$I_{hdr} = I_{hdr}^* \otimes PSF + \mathcal{B} \quad . \quad (4.6)$$

Nous supposons à partir de maintenant qu'aucune valeur de l'image n'est sur-exposée, en effet d'un point de vue métrologique cela serait trop problématique car on prend le risque qu'un tel pixel puisse arbitrairement polluer tout le reste de l'image, ce qui n'est pas concevable.

La PSF étant le noyau du flou de l'image, celui-ci est principalement dû à 2 phénomènes : les aberrations et la diffraction. Les aberrations présentent l'avantage d'être d'extension spatiale finie, contenues dans un certain cercle englobant. On peut alors facilement fermer le diaphragme de l'objectif jusqu'à réduire ce cercle en un point, afin que les aberrations soient négligeables. Quant à la diffraction, la théorie nous a montré qu'elle est formée par la transformée de Fourier de la fonction du diaphragme. Le diaphragme étant spatialement limité, les propriétés de la transformée de Fourier nous apprennent que la diffraction sera alors d'extension spatiale infinie. Ainsi, plus on ouvre le diaphragme, plus l'énergie de la PSF est concentrée en son centre, mais on trouvera toujours des valeurs non nulles aussi loin que l'on veut du centre. La limite spatiale de la diffraction sera alors fixée par la position de la plus petite valeur détectable, qui peut être arbitrairement loin en imagerie HDR. L'extension spatiale de la PSF (notée PSF_{radius}) peut être aussi grande que l'image complète, telle que chaque pixel peut être affecté par la valeur de n'importe quel autre via la PSF. Notons qu'en pratique, cela signifie que si l'image est de taille (n_x, n_y) , la PSF doit être décrite à travers une deuxième image de taille $(2n_x - 1, 2n_y - 1)$. Étant donné que d'une part la PSF due à la diffraction est facilement obtensible (cf. Section 3.2), et que d'autre part elle est invariante par translation dans l'image, on préférera devoir corriger les effets de la diffraction plutôt que ceux des aberrations. Techniquement, on fermera le diaphragme tel qu'on puisse considérer que la PSF est seulement due à la diffraction. À partir de maintenant, on traitera de la PSF sous le seul angle de la diffraction, l'expérimentateur devant prendre la précaution de se placer dans ces conditions.

Si l'image mesurée I_{hdr} est utilisée telle quelle en tant que mesure retenue, sans aucun traitement, on en conservera les caractéristiques suivantes :

- l'incertitude sur chaque valeur est donnée par le bruit \mathcal{B} ;
- la mesure est connue à un noyau de convolution près (de potentiellement très grand rayon) impliquant une grande perte de résolution spatiale effective.

L'équation 4.6 permet donc de décrire entièrement la qualité de la mesure de I_{hdr}^* . L'image I_{hdr} est d'autant plus affectée par la PSF que sa dynamique est élevée. Dès lors, on ne peut considérer I_{hdr} comme un estimateur fiable de I_{hdr}^* , la PSF rend les pixels trop interdépendants.

4.2 Méthodes de déconvolution

Corriger une mesure bruitée et floutée par un noyau de convolution (réponse impulsionnelle) est un problème d'un intérêt majeur car cela consiste à supprimer l'impact d'un appareil de mesure sur les données acquises. La principale difficulté est qu'il s'agit d'un problème mal posé (cf. [Tikhonov et Arsenin, 1977], p.7) : il n'y a pas unicité de la solution, ni même toujours existence, et celle-ci peut ne pas être stable. En particulier, si la solution n'est pas stable, une faible erreur dans les données peut mener à une

erreur très grande de la solution. Dans un contexte de mesure, où le bruit est toujours présent, retrouver la vraie valeur sans biais d'une mesure est mathématiquement impossible. Néanmoins, une grande variété de techniques de déconvolution ont été développées, divisibles en 4 grandes catégories : les techniques de résolution en espace de Fourier, les algorithmes itératifs sous contraintes, les méthodes de maximisation de l'entropie, et les techniques de maximisation de la vraisemblance (bayésienne ou par apprentissage).

Les techniques en espace de Fourier, telles que le filtrage inverse [Rietdorf et Gadella, 2005], le filtrage de Wiener [Wiener, 1964], CLEAN [European Southern Observatory. et A., 1969], ou encore l'algorithme d'Eldar [Eldar, 2005], pâtissent toutes par essence du manque d'*a priori* et de l'unicité de la solution [Biraud, 1976]. L'amplification du bruit est aussi un problème typique, même si certaines de ces méthodes, comme l'algorithme d'Eldar, tentent de minimiser cet aspect.

Les algorithmes itératifs sous contraintes essaient quant à eux de retrouver le signal d'origine en procédant de manière itérative tout en contraignant la solution, tels que les algorithmes de Jansson Van-Cittert [Thomas, 1981; Rietdorf et Gadella, 2005] et Gold [Rietdorf et Gadella, 2005] (positivité de la solution), ou encore celui de Combettes et Trussel [Combettes et Trussel, 1995] (bruit borné). Ceux-ci convergent vers la méthode du filtrage inverse vue précédemment, mais tout en bénéficiant d'être bien moins sensibles au problème de l'amplification du bruit. Cette catégorie inclut aussi les techniques tentant de décrire la mesure par un jeu de paramètres sous contrainte ou des fonctions de base, et de rechercher la correspondance optimale avec la mesure [Vajda *et al.*, 1988; Verotta, 1993; Pommé et Caro Marroyo, 2015]. Cependant, ces techniques mènent à des solutions instables, ce qui est un problème bien connu, en spectrométrie par exemple [García-Toraño, 2006; Pommé et Caro Marroyo, 2015].

Comparativement à toutes ces méthodes précédentes, les méthodes de maximisation de l'entropie [Skilling et Bryan, 1984; Charter et Gull, 1987] ont l'avantage d'être plus performantes vis-à-vis de la réduction du bruit présent dans la solution [Madden *et al.*, 1996].

Les techniques les plus communément utilisées [Aldrich, 1997] sont toutes les méthodes basées sur la maximisation de la vraisemblance [Aldrich, 1997], qu'elles soient bayésiennes [Richardson, 1972], ou par apprentissage [Xu *et al.*, 2014; Si-Yao *et al.*, 2018]. Elles possèdent l'avantage d'être flexibles au niveau de la définition des contraintes, et la solution est robuste au bruit, d'autant plus lorsqu'une fonction de régularisation est utilisée [Rietdorf et Gadella, 2005]. Un grand nombre de variantes existent : ICTM [Verveer et Jovin, 1997; Press *et al.*, 1992], déconvolution aveugle [Kotera *et al.*, 2013; Krishnamurthi *et al.*, 1995; Holmes, 1992], Pixon [European Southern Observatory. et A., 1969], et une grande variété d'algorithmes implémentant différentes contraintes. De surcroît, le célèbre algorithme de Richardson-Lucy [Richardson, 1972] est celui qui obtient les meilleures performances comparé aux méthodes concurrentes vis-à-vis de la minimisation de l'erreur de la solution [Van Kempen *et al.*, 1996]. Grâce à l'ajout des contraintes, ces méthodes injectent une grande variété d'informations *a priori* concernant le bruit et

la réponse impulsionnelle, menant alors à de meilleures solutions.

Aucun de ces algorithmes ne garantit de bornes d'incertitude sur les valeurs de la solution, la raison étant que celles-ci dépendent des inconnues du problème [Eldar, 2005; Richardson, 1972]. Dans son article original [Richardson, 1972], Richardson écrit à propos de la valeur ajoutée de son algorithme "it can give intelligible results in some cases where the Fourier process cannot"⁽²⁾, mettant en lumière que les techniques de déconvolution n'ont pas pour but d'assurer une valeur mesurée.

Finalement, le problème principal est que les méthodes de déconvolution ne sont pas capables de garantir une quelconque borne ni même de qualifier les pixels d'une image déconvoluée, même si la solution peut paraître visuellement satisfaisante. Or, lorsque l'on effectue des mesures en métrologie, les incertitudes sont nécessaires. Dans ce chapitre, nous proposons de résoudre ce problème sous un angle différent en prédisant et identifiant les pixels pollués par la diffraction et en les excluant de la mesure. Puisque notre technique consiste en classifier les pixels plutôt qu'en les corriger, aucune valeur ne sera altérée, et ainsi nous pourrions toujours proposer une incertitude de mesure pour les pixels valides.

4.3 Méthode de détection

Cette section décrit en profondeur l'algorithme utilisé. La première étape est de précalculer la PSF du système optique. Celle-ci repose sur la méthode de détermination de la PSF proposée en section 3.2, que nous considérons ici acquise. Ensuite, l'algorithme estime l'importance de la diffraction présente dans l'image à traiter, en prédisant incrémentalement l'influence par diffraction des pixels de plus hautes valeurs sur ceux les plus faibles. Finalement, les pixels dont la contribution de la diffraction est trop forte sont tout simplement écartés de la mesure, dont on ne conserve que les pixels les plus fiables.

4.3.1 Algorithme de détection par bande

4.3.2 Aperçu de l'algorithme

La PSF analytique obtenue grâce à la méthode décrite en section 3.2 permet de prédire les effets de la diffraction. À partir de cette connaissance, on simule une seconde diffraction sur l'image mesurée I_{hdr} (l'image parfaite est alors diffractée une première fois par le diaphragme, et une seconde fois par la simulation). Notre méthode repose alors sur les 2 idées suivantes : **(i)** si un pixel n'est pas modifié par la diffraction simulée, il ne l'était pas non plus par la diffraction due au diaphragme ; et **(ii)** la contribution de la diffraction à la valeur d'un pixel provient toujours de pixels de valeur plus élevée. Bien que ces suppositions ne sont pas vraies en général, elles le deviennent pour peu que l'on accepte qu'après traitement il reste un noyau de convolution résiduel. L'idée de ce noyau résiduel

(2). "elle peut donner des résultats intelligibles là où dans certains cas la méthode de Fourier ne le peut"

est que, dans une certaine mesure, la diffraction rend certains pixels trop interdépendants, à tel point que notre méthode devient incapable de séparer la diffraction et les valeurs d'origine.

En suivant ces considérations, notre algorithme se décompose en 3 étapes.

1. L'image HDR est re-découpée en bandes de valeurs qui ne se recouvrent pas, et de même dynamique (cf. Figure 4.3).
2. Un noyau de convolution résiduel \mathcal{K} est soustrait de la PSF (Algorithme 2).
3. La diffraction est progressivement prédite, en itérant depuis la bande de valeurs la plus élevée jusqu'à celle des plus faibles valeurs, en appliquant un tri (dont le seuil est défini par l'utilisateur) permettant de supprimer les pixels les plus affectés par la diffraction (Algorithme 1).

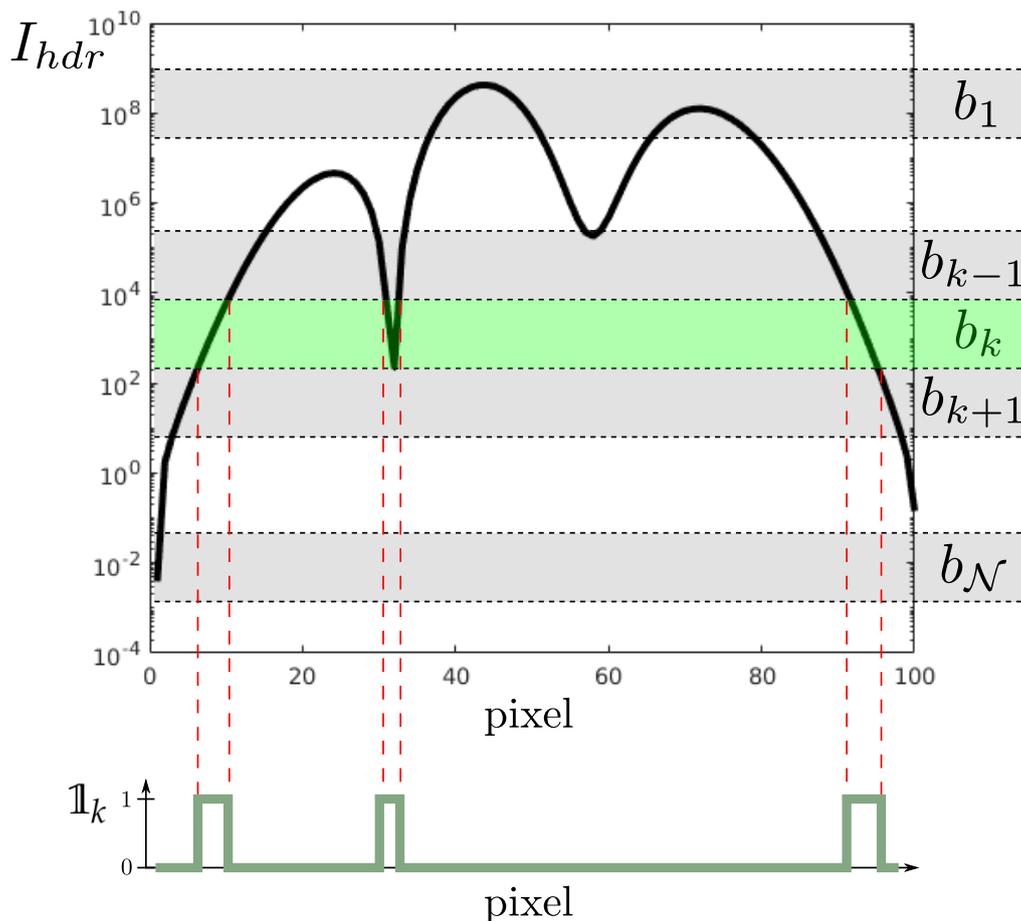


FIGURE 4.3 – Découpe d'une image HDR en bandes de valeurs b_k sans recouvrement, tel que toute la dynamique de l'image soit couverte.

Tout d'abord (cf. Figure 4.3), l'image HDR est découpée en bandes de valeurs sans recouvrement $b_1, \dots, b_k, \dots, b_{\mathcal{N}}$ ($\forall i \neq j, b_i \cap b_j = \emptyset$) de dynamique fixe notée \mathcal{D}_b . Un masque binaire $\mathbb{1}_k$ décrit le domaine sur lequel I_{hdr} a ses valeurs dans la bande b_k . On note alors chacune de ces sous-images I_k , définie par $I_k = I_{hdr} \times \mathbb{1}_k$. Pour parler de l'union de plusieurs bandes consécutives, de k_1 à k_2 , les quantités seront indicées par $k_1 \rightarrow k_2$.

L'idée centrale est que pour la plupart des objectifs, la dynamique sur laquelle la PSF est très proche d'un simple Dirac est grande, pouvant aller de 10 à 1000. Chaque sous-image I_k est alors composée de 2 contributions distinctes : sa valeur propre I_k^* sans diffraction, et un terme de diffraction provenant des bandes de valeurs plus élevées. La définition exacte et les implications de cette réécriture sera discutée en sous-section 4.3.4.

Notre algorithme (cf. Algorithme 1) consiste essentiellement en un parcours à travers ces bandes, de la plus haute (b_1) à la plus basse ($b_{\mathcal{N}}$). À chaque itération, l'image HDR partielle $I_{1 \rightarrow k-1}$ est convoluée avec la PSF, et les valeurs diffractées présentes dans le masque $\mathbb{1}_k$ sont extraites. Ces valeurs sont comparées à l'originale I_k , et un critère de seuil ρ est appliqué afin de distinguer les pixels impactés par la diffraction des autres. Cette méthode est alors itérativement appliquée jusqu'à ce que toute la dynamique de l'image ait été couverte.

Conditions sur l'image HDR. Pour que notre algorithme soit en mesure de détecter l'effet de la diffraction correctement, l'acquisition de l'image HDR doit respecter ces 2 conditions : **(i)** un recouvrement doit exister entre deux bandes consécutives (bandes à l'acquisition ici); et **(ii)** la plus haute bande ne doit pas présenter de pixels sur-exposés. À titre d'exemple, ces conditions sont satisfaites en Figure 4.2 : chaque bande montre un recouvrement avec les adjacentes, et les plus haute (rouge) contient le pixel de plus haute valeur. La condition **(i)** permet d'assurer qu'il n'y ait pas de trou dans les valeurs de l'image, ce qui pourrait mener l'oubli d'une zone lumineuse potentiellement contributrice à la diffraction dans le reste de l'image. Quant à la condition **(ii)**, les pixels les plus élevés étant principaux contributeurs à la diffraction dans l'image, connaître leur valeur est tout à fait crucial. Or un pixel sur-exposé est un pixel dont on ne connaît pas la véritable valeur, faussant toute tentative de prédiction de son influence. Pour appliquer notre algorithme, il est donc nécessaire de vérifier préalablement ces conditions.

4.3.3 Algorithme

En premier lieu, l'image HDR est découpée en bandes de valeurs sans recouvrement b^k (cf. Figure 4.3), chacune de ces bandes ayant la même dynamique \mathcal{D}_b . Sans perte en généralité, I_{hdr} peut être normalisée telle que son maximum vaille 1 (cf. Algo. 1, ligne 2). La bande ainsi découpée (cf. Algo. 1, lignes 3 & 6-9) est définie par :

$$\forall k \in [1, \mathcal{N}], \quad b_k =]\mathcal{D}_b^{-k}, \mathcal{D}_b^{1-k}] \quad \text{avec} \quad \mathcal{N} = \text{ceil} \left[\frac{\log \mathcal{D}_{hdr}}{\log \mathcal{D}_b} \right]. \quad (4.7)$$

Algorithm 1 Algorithme de détection de la diffraction

```

1: procédure DETECTDIFFRACTION( $I_{hdr}$ ,  $PSF$ ,  $\rho$ ,  $\mathcal{D}_b$ )
2:    $I_{hdr} \leftarrow I_{hdr} / \max(I_{hdr})$ 
3:    $\mathcal{N} \leftarrow \text{ceil}(\log(1 / \min(I_{hdr})) / \log(\mathcal{D}_b))$ 
4:    $\widetilde{PSF}, \mathcal{K} \leftarrow \mathcal{K\_REMOVAL}(PSF, \mathcal{D}_b)$ 
5:   for  $k \leftarrow 2, \mathcal{N}$  do
6:      $\mathbb{1}_k \leftarrow (\mathcal{D}_b^{1-k} \geq I_{hdr} > \mathcal{D}_b^{-k})$ 
7:      $\mathbb{1}_{1 \rightarrow k-1} \leftarrow (I_{hdr} > \mathcal{D}_b^{1-k})$ 
8:      $I_k \leftarrow I_{hdr} * \mathbb{1}_k$ 
9:      $I_{1 \rightarrow k-1} \leftarrow I_{hdr} * \mathbb{1}_{1 \rightarrow k-1}$ 
10:     $Simu \leftarrow I_{1 \rightarrow k-1} \otimes \widetilde{PSF}$ 
11:     $Discarded \leftarrow Discarded \text{ OR } [\mathbb{1}_k \text{ AND } (Simu > \rho I_k)]$ 
12:  end for
13:  return  $Discarded, \mathcal{K}$ 
14: end procédure

```

Comme précédemment expliqué, l'image HDR I_{hdr} présente déjà les effets de la diffraction, puisqu'il s'agit d'une image mesurée. Nous proposons alors de numériquement diffracter l'image une seconde fois, en calculant $I_{hdr} \otimes PSF$ (cf. Algo. 1, ligne 10). À partir de ce calcul, la méthode repose sur le principe suivant : si un pixel est inchangé de I_{hdr} à $I_{hdr} \otimes PSF$, alors il ne l'aura pas été de I_{hdr}^* à I_{hdr} . Ce principe est alors appliqué itérativement bande après bande, de la plus haute b_1 à la plus basse $b_{\mathcal{N}}$.

Afin de justifier ce principe et de délimiter les conditions de sa validité, dérivons l'effet de la convolution par la PSF d'une image HDR sur une bande b_k . Cette opération est plus formellement décrite comme suit :

$$\begin{aligned}
\left[I_{hdr} \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k &= \left[\left(I_{1 \rightarrow k-1} + I_k + I_{k+1 \rightarrow \mathcal{N}} \right) \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k \\
&= \left[I_{1 \rightarrow k-1} \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k + \left[I_k \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k \\
&\quad + \left[I_{k+1 \rightarrow \mathcal{N}} \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k .
\end{aligned} \tag{4.8}$$

Puisque les valeurs des plus basses bandes sont plus petites que celles de la bande courante k et que la PSF est une fonction rapidement décroissante, le troisième terme peut être négligé. En fait, cette supposition n'est pas toujours vraie, mais elle est restée vraie sous la condition de l'*influence ascendante* (cf. Sous-sous-section 4.3.4.2). L'équation 4.8 peut alors être réécrite :

$$\left[I_{hdr} \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k \simeq \left[I_{1 \rightarrow k-1} \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k + \left[I_k \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k . \tag{4.9}$$

De plus, comme décrit précédemment, si la dynamique d'une bande \mathcal{D}_b est assez petite, la PSF agit telle une fonction de Dirac. De même, cette supposition n'est pas toujours

4. Détection et suppression des effets de la diffraction

vérifiée, et est valide sous la condition de l'*influence intra-bande* (cf. Sous-sous-section 4.3.4.1). Ainsi, vis-à-vis de la diffraction de I_k , on peut négliger les termes non Dirac de la PSF, tels que

$$PSF = \underbrace{(PSF - \delta_0 \max(PSF))}_{\simeq 0} + \delta_0 \max(PSF) \stackrel{\text{norm.}}{\simeq} \delta_0 \quad (4.10)$$

et normaliser tels que l'approximation conserve l'énergie.

Dès lors, l'équation 4.9 peut être simplifiée :

$$\left[I_{hdr} \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k \simeq \left[I_{1 \rightarrow k-1} \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k + I_k \quad . \quad (4.11)$$

Enfin, à partir de l'équation 4.11, le calcul de $I_{hdr} \otimes PSF$ consiste essentiellement en la somme de deux termes : I_k , qui est la valeur intrinsèque sans convolution, et l'autre terme, qui correspond à la diffraction des bandes supérieures impactant I_k . Par conséquent, les pixels pour lesquels ce terme de diffraction est négligeable sont considérés comme exempts de diffraction. Un critère de seuil est ensuite choisi comme entrée de l'algorithme, noté ρ , qui définit que tout pixel affecté par la diffraction vérifie

$$\left[I_{1 \rightarrow k-1} \otimes PSF \right] \times \mathbb{1}_k > \rho I_k \quad . \quad (4.12)$$

Par conséquent, pour chaque bande, ce seuil détermine les pixels à ignorer de la mesure.

Pour les images couleur, l'algorithme est appliqué séparément sur chaque canal de couleur. Les PSFs doivent être recalculées pour chaque couleur en raison des différentes longueurs d'onde λ . En règle générale, le spectre d'éclairage de la scène n'est pas connu. Par conséquent, une bonne estimation de la valeur λ correspond à la sensibilité spectrale maximale par canal de l'appareil photo.

4.3.4 Noyau résiduel

L'algorithme décrit ne permet pas d'assurer que tout effet de la diffraction a été détecté. En effet, cette méthode se base sur le principe selon lequel la diffraction présente dans une image prise à un certain temps d'exposition ne dépend que du contenu des images de plus petit temps d'exposition. Or cela n'est pas vrai en général, nous allons alors voir que les pixels ayant survécus au test de détection peuvent ne pas être dénués de toute diffraction. Il conviendra alors de déterminer la diffraction résiduel, caractérisée par un noyau de convolution résiduel.

Considérons une bande de valeurs $b^k = [v_-, v_+]$ de l'image HDR I_{hdr} , où $v_+/v_- = \mathcal{D}_b$. Dans cette bande de valeurs, le principe de notre algorithme stipule que si un pixel est inchangé de I_{hdr} à $I_{hdr} \otimes PSF$, il en va de même de I_{hdr}^* à I_{hdr} . Pour que ce principe soit applicable, deux conditions sont requises : **(i)** Les effets de diffraction sont négligeables au sein de la seule bande b^k (*influence intra-bande*), et **(ii)** la bande b^k n'est pas affectée

par la diffraction provenant des bandes inférieures (*influence ascendante*). Cependant, ces hypothèses ne sont pas vraies en général, ce qui permet de quantifier dans quelle mesure l'algorithme est capable de détecter la diffraction.

Algorithm 2 Suppression du noyau résiduel

```

1: procedure  $\mathcal{K\_REMOVAL}(PSF, \mathcal{D}_b)$ 
2:    $Within \leftarrow PSF \geq \max(PSF)/\mathcal{D}_b$ 
3:    $s \leftarrow \operatorname{argmin}[\|\rho - \iint PSF * (PSF < s)\|^2]$ 
4:    $BottomUp \leftarrow PSF \geq s$ 
5:    $Mask \leftarrow Within \text{ OR } BottomUp$ 
6:    $\widetilde{PSF} \leftarrow PSF * Mask$ 
7:    $\mathcal{K} \leftarrow PSF * Mask$ 
8:   return  $\widetilde{PSF}, \mathcal{K}$ 
9: end procedure

```

Pour cela, nous devons définir un noyau \mathcal{K} (cf. Algorithme 2) qui définit le voisinage dans lequel les interdépendances entre pixels sont trop fortes, de telle sorte que notre algorithme ne puisse pas séparer la valeur intrinsèque de la contribution de la diffraction. Ce noyau provient des deux conditions décrites précédemment et est donc défini comme leur combinaison :

$$\mathcal{K}(x, y) = \begin{cases} PSF(x, y) & \text{si } \mathcal{K}_{wb}(x, y) = 1 \text{ OU } \mathcal{K}_{bu}(x, y) = 1 \\ 0 & \text{si non} \end{cases} \quad (4.13)$$

avec \mathcal{K}_{wb} et \mathcal{K}_{bu} deux fonctions binaires (4.16 et 4.19).

Puisque nous ne pouvons pas trier les pixels qui sont si fortement interdépendants lors de la prédiction de l'influence de la diffraction sur l'image I_k , il est nécessaire de supprimer \mathcal{K} de la prédiction. Concrètement, la condition de tri 4.12 devient plus flexible,

$$\left[I_{1 \rightarrow k-1} \otimes \widetilde{PSF} \right] \times \mathbb{1}_k > \rho I_k \quad (4.14)$$

avec $\widetilde{PSF} = PSF - \mathcal{K}$.

Après avoir exécuté l'algorithme, les pixels restants peuvent être caractérisés par l'incertitude due au bruit \mathcal{B} , mais aussi par un noyau de convolution résiduel donné par la fonction \mathcal{K} . Par conséquent, les pixels restants (non rejetés) I_{out} sont métrologiquement caractérisés par

$$I_{output} = I_{hdr}^* \otimes \mathcal{K} + \mathcal{B} \quad (4.15)$$

Même si la fonction \mathcal{K} peut avoir une forme quelconque, nous allons la caractériser par son extension \mathcal{K}_{radius} , qui correspond au rayon du cercle englobant centré sur l'origine. Plus \mathcal{K}_{radius} est élevé, plus le noyau résiduel est grand, et ainsi plus la diffraction résiduelle influence des pixels distants.

Notre algorithme se veut conservateur vis-à-vis de l'équation 4.15 : tout pixel qui ne satisfait pas cette équation est rejeté. Cependant, beaucoup de pixels qui la satisfont peuvent être également supprimés par notre algorithme. Le nombre total de pixels rejetés peut ainsi s'avérer élevé malgré une diffraction qui peut sembler peu intense.

4.3.4.1 Influence intra-bande

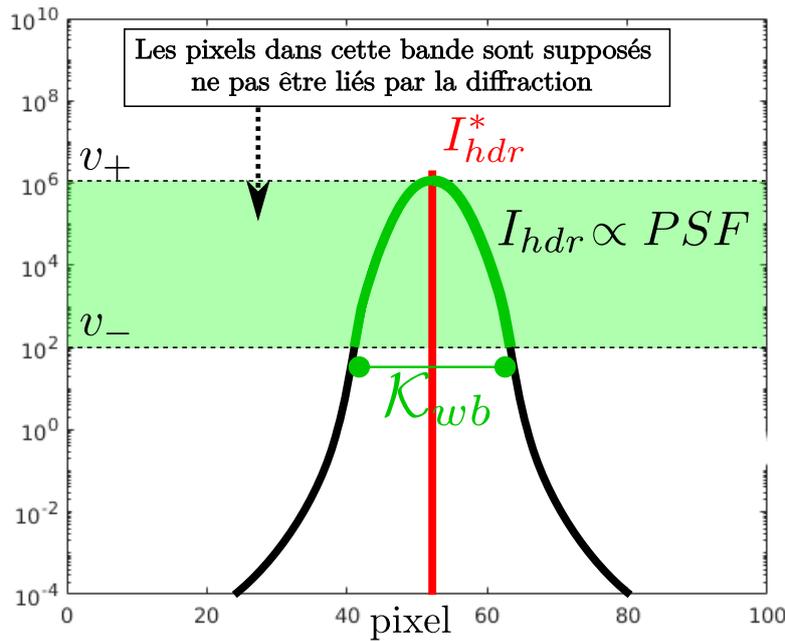


FIGURE 4.4 – Effet de l'influence intra-bande. Dans le pire des cas, les pixels d'une bande peuvent être liés par diffraction, bien que nous le négligions. De manière plus réaliste, l'effet de la diffraction peut être partiellement supprimé, reste alors un noyau de convolution résiduel \mathcal{K}_{wb} .

Considérons les deux cas extrêmes d'une image I_k vis-à-vis de la convolution : I_k est une fonction constante, et I_k est une fonction de Dirac. Dans le cas constant, la PSF étant normalisée, il est facile de conclure qu'une convolution par la PSF n'affecte pas I_k . Donc, si I_k est une constante, l'effet de diffraction est toujours négligeable. Dans le cas d'une fonction Dirac (cf. Figure 4.4), $I_k \otimes PSF$ devient la fonction de la PSF elle-même. Ainsi, ici lorsque l'on considère que la bande b^k est dénuée de diffraction, il reste tout de même un petit noyau de convolution. Ce noyau restant doit alors être retiré de la prédiction de la diffraction puisque notre méthode ne peut pas séparer des pixels si fortement liés. Ainsi, le masque binaire suivant

$$\mathcal{K}_{wb}(x, y) = \left[PSF(x, y) \geq \frac{\max(PSF)}{\mathcal{D}_b} \right] \quad (4.16)$$

définit un noyau sur lequel la diffraction ne saurait être séparée, due à cette condition que nous appelons l'*influence intra-bande*.

4.3.4.2 Influence ascendante

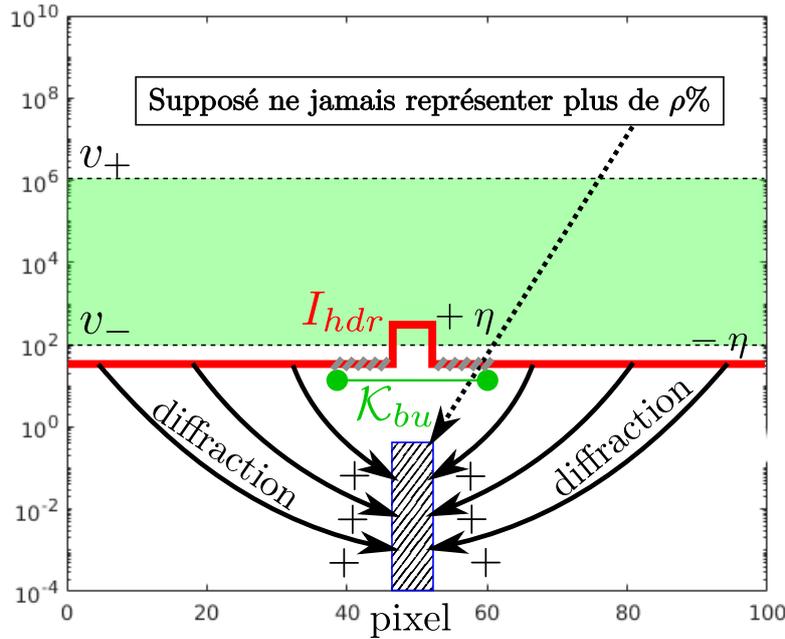


FIGURE 4.5 – Effet d'influence ascendante. Dans le pire des cas, la diffraction des pixels des bandes inférieures ne devraient jamais pouvoir représenter plus de ρ % des valeurs de la bande actuelle. Par conséquent, une bande est liée aux bandes inférieures à travers un noyau résiduel \mathcal{K}_{bu} .

Pour vérifier la validité de négliger $I_{k+1 \rightarrow \mathcal{N}} \otimes PSF$ par rapport à I_k , considérons l'image I_k dans le pire des cas (cf. Figure 4.5) : I_k est composé d'un seul pixel de valeur $v_- + \eta$ et I_{k+1} d'une image de valeur constante $v_- - \eta$ (excepté au niveau du pixel de I_k), avec $\eta > 0$ une quantité infinitésimale.

Dans la limite $\eta \rightarrow 0$, cette situation décrit une image constante de valeur v_- , où un pixel est considéré dans la bande b_k et tous les autres dans la bande b_{k-1} . Notre méthode doit supprimer un pixel si elle prédit une quantité relative de contribution de diffraction supérieure à ρ . Dans la situation ici décrite, la diffraction serait négligée 4.12 si

$$\left(\iint_{\mathbb{R}^2} PSF \right) - \max(PSF) < \rho \quad . \quad (4.17)$$

En effet, dans cette situation, étant donné que les pixels ont une intensité égale, cette condition peut ne pas toujours être satisfaite ; cet effet est appelé l'*influence ascendante*.

La solution consiste, comme pour l'*influence intra-bande*, à considérer que notre algorithme n'est pas capable de séparer l'effet de diffraction dans ce pire des cas.

De même, un noyau résiduel doit être accepté et supprimé de la prédiction de diffraction. Ce noyau est défini de telle sorte que si nous le retirions de la PSF, la condition 4.17 puisse être respectée. Parmi les multiples solutions possibles, nous avons choisi de garder celle qui minimise la surface de ce noyau résiduel. La raison est que cela ne demande pas à I_{k-1} d'avoir une structure/forme particulière. Cette méthode consiste à trouver la valeur seuil s^* de la PSF qui permet de satisfaire la condition 4.17 :

$$s^* = \operatorname{argmin}_s \left(\|\rho - \iint PSF * (PSF < s)\|^2 \right) . \quad (4.18)$$

Grâce à ce seuil optimal, le masque binaire suivant

$$\mathcal{K}_{bu}(x, y) = \left[PSF(x, y) \geq s^* \right] \quad (4.19)$$

définit le second noyau inséparable de diffraction, dû à l'influence ascendante.

4.4 Résultats et applications

Cette section présente les résultats de l'algorithme de détection des effets de la diffraction. Celui-ci est tout d'abord appliqué à des cas réels, permettant de bien en comprendre les différentes limitations. Ensuite, l'algorithme est appliqué à des images HDR simulées enfin d'analyser la qualité du résultat. En effet, dans ces cas la contribution de la diffraction est connue pour chaque pixel. Cela permettra d'évaluer l'efficacité de notre algorithme à différencier les pixels très affectés par la diffraction et de comparer l'image résultante aux techniques de déconvolution.

4.4.1 Application à des cas réels

En utilisant les mêmes objectifs d'appareil photo que ceux décrits en section 3.2, les images HDR ont été prises en laboratoire mais également dans des conditions réelles et incontrôlées (photos de nuit) (cf. Figure 4.6).

L'algorithme semble rejeter beaucoup plus de pixels que prévu, soulignant le fait que la méthode ne prétend pas ne supprimer que les pixels affectés par la diffraction, mais aussi les pixels sans diffraction. Comme l'algorithme peut être trop conservateur, le pourcentage de mesures rejetées peut réduire considérablement l'efficacité d'une mesure basée sur une image HDR. Le noyau \mathcal{K} est également beaucoup plus petit que le noyau de la PSF, avec une portée de seulement quelques pixels, ce qui garantit que l'effet de flou à longue portée de la PSF a été supprimé.

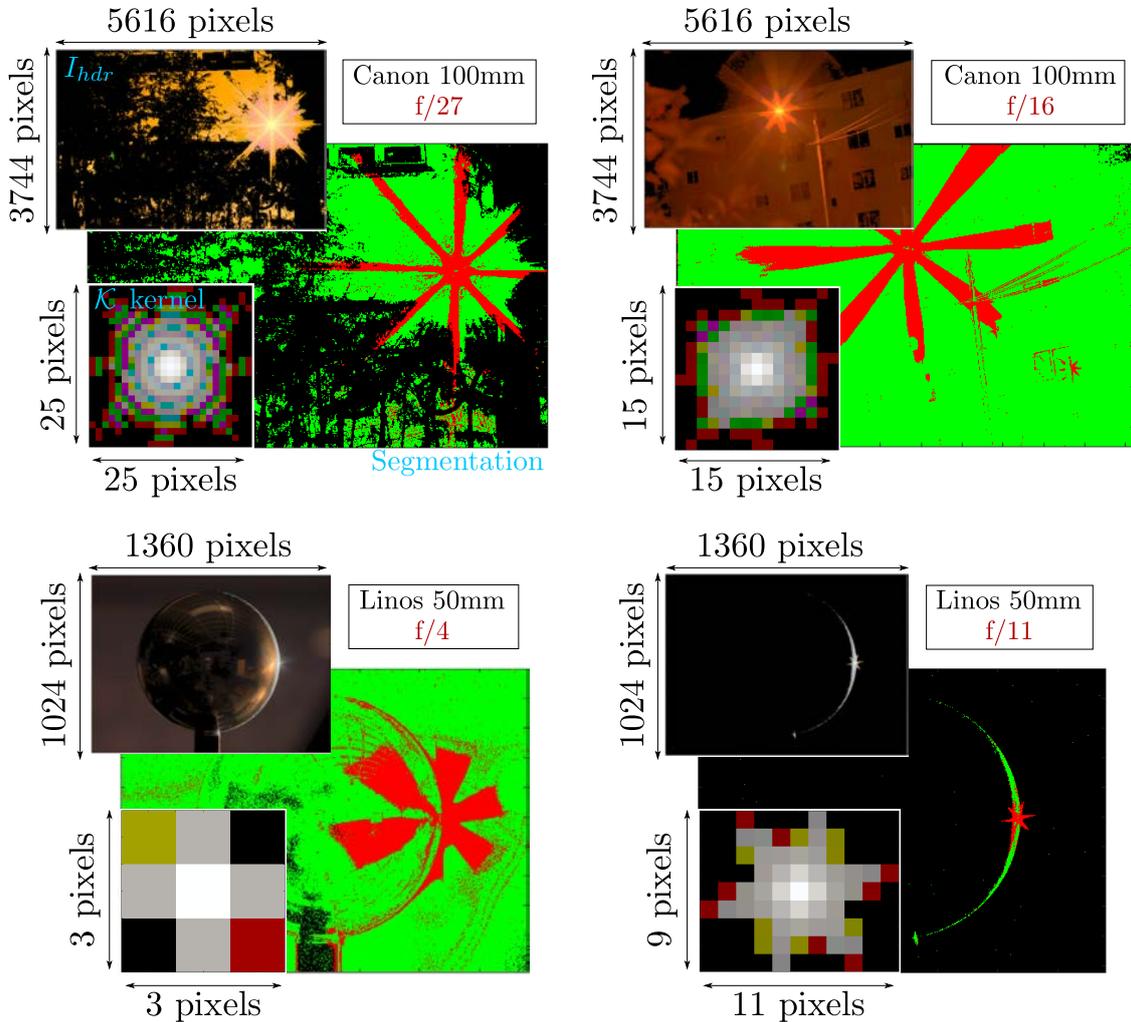


FIGURE 4.6 – Résultats de l’algorithme appliqué à de véritables images HDR (mappage tonal avec Drago et al. [Drago *et al.*, 2003]) pour diverses configurations de caméra, avec les paramètres d’entrée $\mathcal{D}_b = 10$ et $\rho = 5\%$. Les longueurs d’onde utilisées pour chaque canal de couleur sont $[\lambda_R, \lambda_V, \lambda_B] = [600 \text{ nm}, 540 \text{ nm}, 470 \text{ nm}]$. Les images colorées décrivent la segmentation : les pixels supprimés (rouge), les pixels valides (vert) et les pixels sous-exposés (noir). Si les images HDR présentent des motifs en étoile évidents, l’algorithme le détecte et ils sont finalement supprimés. Ce résultat est de nature qualitative, car il n’y a pas d’image HDR de référence sans diffraction. De fausses prédictions sont présentes dans les deux premiers cas (haut), où la prédiction de diffraction semble être inversée par rapport à la réalité. Ce problème provient d’un mauvaise description du diaphragme de la lentille, comme indiqué dans la sous-section 3.2.2.

Dans les conditions de laboratoire, où nous avons utilisé notre objectif Linos, la scène est parfaitement stable et contrôlée et la réponse de la caméra est également très stationnaire. Dans cette situation, illustrée à la figure 4.6, notre algorithme d'élimination de la diffraction supprime complètement le motif en étoile, ce qui le rend très utile pour les mesures. Dans un scénario non contrôlé (par exemple avec une imagerie extérieure), les conditions d'éclairage ne sont pas stables dans le temps, et les valeurs HDR peuvent être plus fortes ou plus faibles en raison de la variation d'intensité des lampes. De plus, comme indiqué pour notre objectif Canon (cf. Sous-section 3.2.2), l'ajustement du diaphragme peut être incorrect en raison du manque de répétabilité du réglage du diaphragme de l'objectif. Ainsi, la prédiction de la PSF peut être biaisée, de même que les pixels ignorés. Ceci est visible sur les deux cas de gauche de la figure 4.6, où les pixels supprimés semblent inclinés par rapport au motif en forme d'étoile.

4.4.2 Application à la mesure de BRDF

Puisque directement inspiré par les mesures effectuées dans notre système d'acquisition de BRDF isotrope sur échantillon sphérique, nous avons naturellement intégré cet algorithme au processus de mesure.

En synthétisant les configurations pour lesquelles notre algorithme détecte une diffraction significative, nous en déduisons (cf. Figure 4.7) que la diffraction impacte les mesures suivantes :

- **Incidences rasantes.** Dans ce cas, la surface étudiée est dans un état limite. Puisque la lumière est rasante, elle est sur le point de ne plus être éclairée. Or la BRDF est en même temps dominée par les effets de réflexion de Fresnel [Beckmann et Spizzichino, 1987] qui provoquent une forte augmentation de la BRDF à ces incidences. Cela provoque une rupture brutale d'intensité dans les images, donnant naissance à des zones de fort contraste qui sont donc sujets à la diffraction.
- **Matériaux spéculaires.** Toute BRDF qui présente un pic d'intensité bien contrasté va provoquer une diffraction autour de ce pic, qui empêchera toute mesure autour de celui-ci. Pour être plus précis, la diffraction dominera la mesure dans le cas où la BRDF décroît plus rapidement (dans l'image de mesure) que la PSF (cf. Figure 4.8).

Ainsi, à un système de mesure de BRDF par appareil photo s'adjoint toujours les problèmes de diffraction. Si une conclusion du chapitre 3 précédent était que les angles rasants sont difficiles à mesurer, notre algorithme vient encore renforcer cette affirmation en confirmant que la diffraction vient elle aussi jouer un rôle prépondérant dans ces configurations. À cela s'ajoute la conclusion selon laquelle il existe un niveau critique de spécularité des matériaux au-delà duquel la diffraction empêche toute mesure autour du pic spéculaire. Cela dépend évidemment de la finesse du pic, mais aussi de la finesse angulaire de l'éclairage utilisé sans quoi l'effet sera atténué à l'image car moyenné sur un

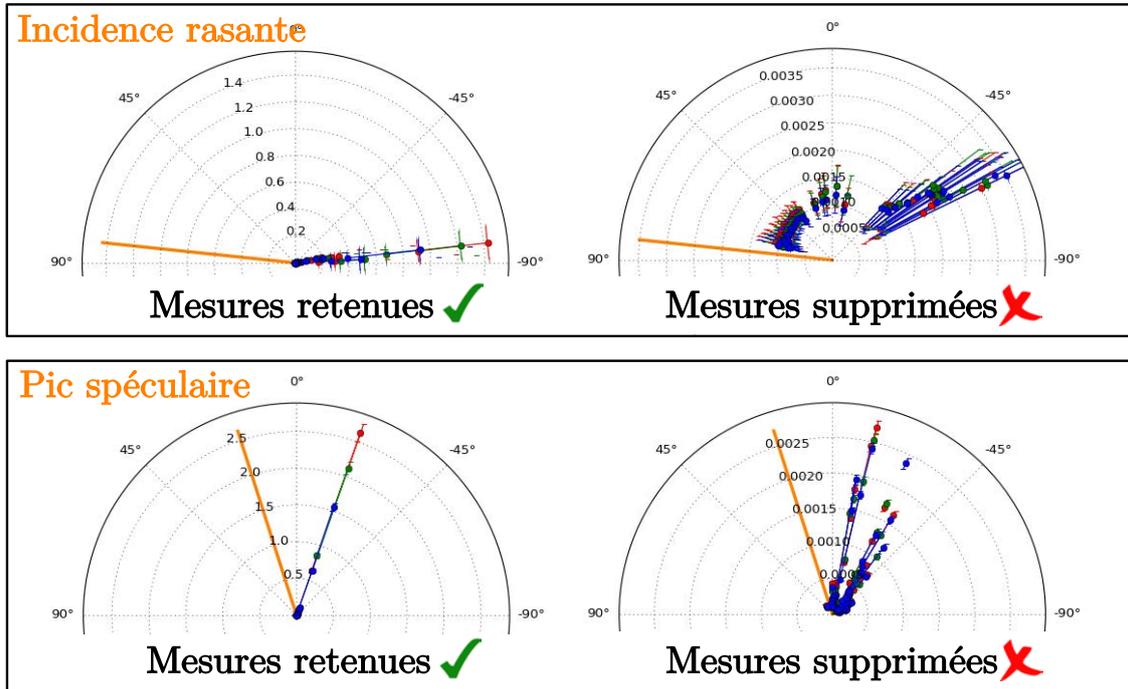


FIGURE 4.7 – Deux configurations de mesures font émerger la diffraction. L'un, systématique, apparaît lorsque la lumière rase la surface. Dans cette configuration, les effets de réflexion de Fresnel dominant la BRDF, expliquant cette tendance. L'autre, dépendant du matériau, se situe autour du pic spéculaire. Lorsqu'il est très intense, la diffraction va dégrader toutes les valeurs autour de celui-ci.

reflet plus grand.

4.4.3 Analyse de l'erreur

Un bon moyen de quantifier la qualité de la séparation entre les pixels pollués ou non par la diffraction est de tester l'algorithme sur une grande variété d'images HDR simulées. À partir d'une image parfaite I_{hdr}^* , sa "vraie" mesure est simulée en la convoluant avec la PSF et en ajoutant un bruit blanc gaussien additif. Notre algorithme est ensuite appliqué à cette image résultante.

Afin de rester aussi général que possible, les images HDR de test sont générées en fonction de leur bande passante (motif de tavelures gaussiennes), leur histogramme, et leur dynamique (\mathcal{D}_{hdr}). Avec de tel paramètres, il est possible de générer une grande variété d'images. Puisque les différentes caractéristiques et conclusions ne semblent pas être modifiées quelle que soit l'image d'entrée, par défaut, l'image de démonstration retenue sera une image HDR avec un histogramme plat, $\mathcal{D}_{hdr} = 10^{10}$ et une taille de speckle de 20 pixels.

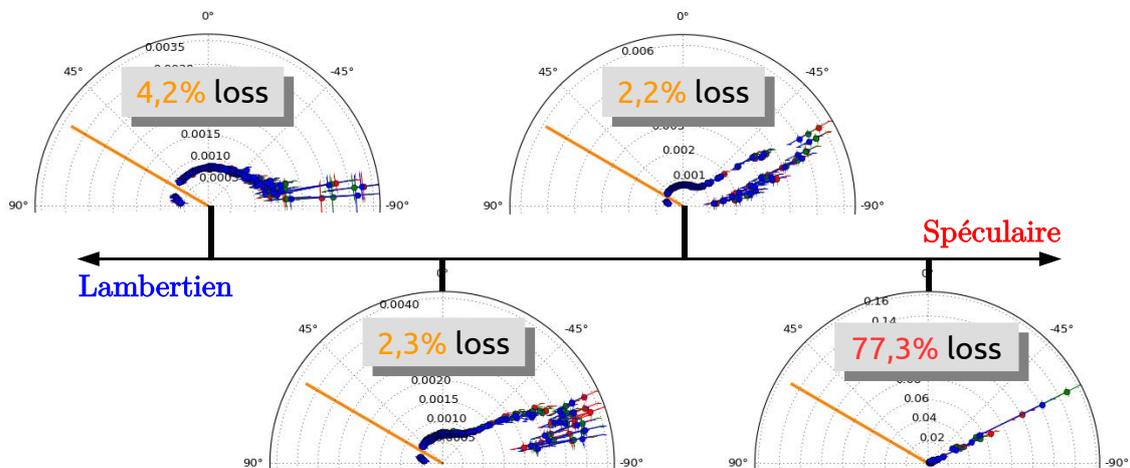


FIGURE 4.8 – Évolution de la perte de mesures à cause de la diffraction en fonction de la spécularité du matériau. En dessous d’une certaine finesse de pic spéculaire (les 3 BRDFs de gauche) seuls les angles rasants sont sujets à diffraction. Lorsque le pic spéculaire est assez fin (BRDF de droite), la BRDF décroît plus vite que la diffraction, qui devient la principale contributrice des mesures.

Puisque notre méthode est centrée sur la garantie de l’absence de pollution par diffraction sur les pixels restants, la donnée qui nous intéresse est ici l’histogramme des erreurs relatives entre l’image "vraie" et l’image "mesurée". Une mesure pertinente à utiliser est "l’erreur maximale de magnitude", notée $\mathcal{E}_{max} = \max(\mathcal{E})$, avec

$$\mathcal{E} = |\log_{10}(I_{output}) - \log_{10}(I^*)| \quad (4.20)$$

Cette métrique permet de trier les différentes méthodes, en comparant notre méthode à celles de l’état de l’art. La figure 4.9 présente des histogrammes relatifs de l’erreur \mathcal{E} correspondant à diverses valeurs de SNR. La PSF utilisée pour simuler une mesure est celle de l’objectif Linos de 50mm ouvert à f/11 et le bruit est un bruit blanc gaussien, dont la puissance est donnée par un rapport signal sur bruit (SNR).

Comme les problèmes de convolution dépendent du contenu en fréquence de l’image, l’algorithme a été testé sur différentes valeurs de SNR et images générées : histogramme centré sur des valeurs élevés, bien équilibrées, ou faible, ainsi que des tavelures de grande taille et petite taille. La conclusion ne dépend pas du contenu de l’image : l’erreur maximale \mathcal{E}_{max} à la sortie de notre algorithme (avec $D_b = 10$ et $\rho = 5\%$) est toujours meilleure que toute autre méthode de déconvolution testée (cf. Figure 4.9, courbes bleues). De plus, l’histogramme des erreurs de notre résultat (courbe rouge) correspond très bien à ce que prédit notre méthode (cf. Équation 4.15) (courbe brune). Pour les pixels qui n’ont pas été supprimés, il est équivalent de dire qu’ils ont été mesurés par un appareil dont la PSF est donnée par \mathcal{K} .

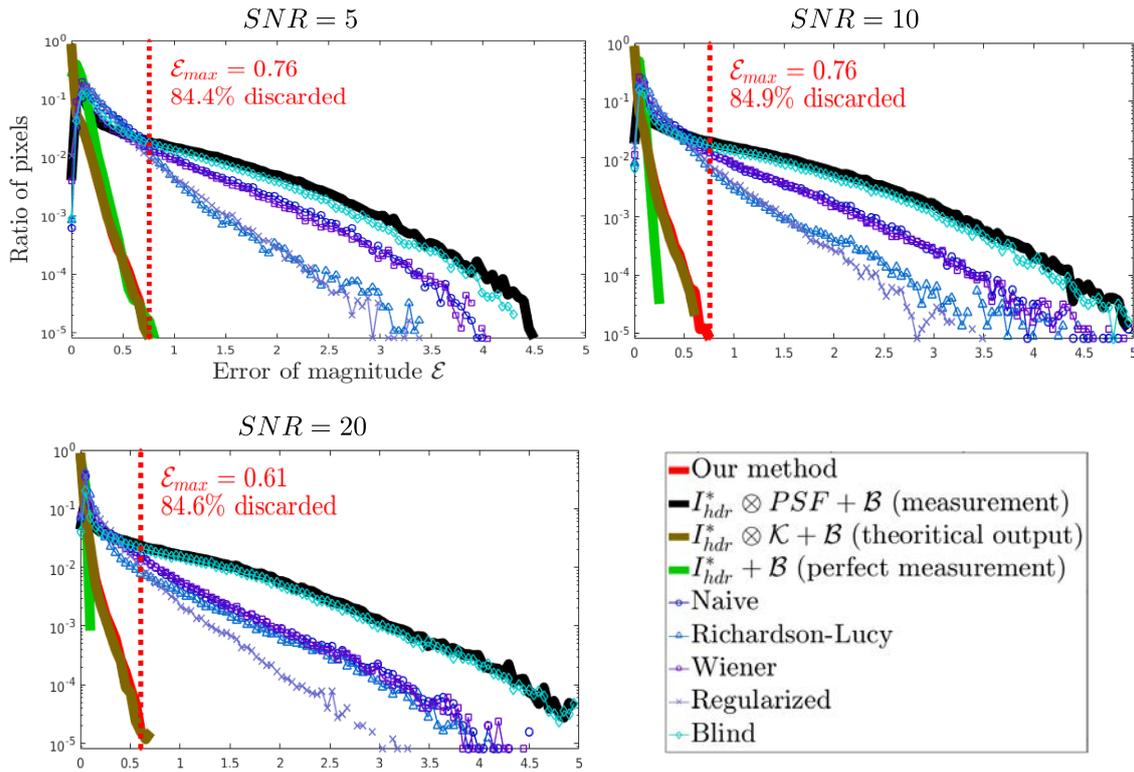


FIGURE 4.9 – Histogrammes de l’erreur de magnitude, par rapport à une image de référence virtuelle, des pixels valides restants pour diverses méthodes et trois différents SNR. La fonction PSF utilisée est donnée par notre objectif Linos 50mm ouvert à $f/11$. Le facteur \mathcal{E}_{max} mesure l’erreur maximale restante après l’application de notre méthode (courbe rouge). L’histogramme résultant est beaucoup plus concentré sur les erreurs plus petites que sur tous les algorithmes de déconvolution (courbes bleues). Bien entendu, la qualité de l’image d’une image sans diffraction (courbe verte) n’est pas atteinte en raison de la contribution résiduelle du noyau, mais notre erreur de sortie correspond très bien au résultat attendu (cf. Équation 4.15) (courbe brune).

4. Détection et suppression des effets de la diffraction

La figure 4.9 montre également que le fait de ne pas prendre en compte la diffraction peut conduire à une mesure très imprécise : la qualité d'une image exempt de diffraction (courbe verte) est très éloignée de la mesure, qui elle inclut la diffraction (courbe noire).

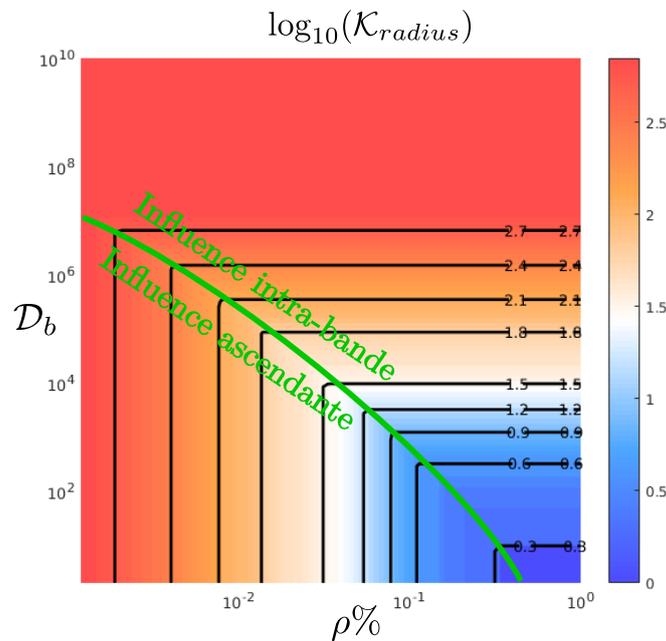


FIGURE 4.10 – Variations du rayon du noyau résiduel \mathcal{K}_{radius} (en pixel) en fonction des paramètres d'entrée. De par sa définition, le noyau est dû à deux contributions, que l'on peut aisément distinguer (courbe verte) : lorsqu'un effet est dominant, le second n'interfère pas avec celui-ci.

Le noyau résiduel \mathcal{K} représente l'incapacité de l'algorithme à séparer le lien fort qui uni certains pixels par la diffraction. Sa relation avec les paramètres d'entrée est donnée par sa définition (cf. Sous-section 4.3.4), nous observons donc les deux phénomènes suivants (cf. Figure 4.10) :

1. lorsque l'effet de l'*influence intra-bande* est prédominant, la taille de \mathcal{K} n'augmente qu'avec le paramètre d'entrée D_b ,
2. lorsque l'effet de l'*influence ascendante* est prédominant, la taille de \mathcal{K} n'augmente qu'avec le seuil ρ choisi.

Ainsi, lorsqu'un paramètre définit le noyau résiduel, le second permet d'ajuster la quantité de pixels détectés, ainsi que la qualité des pixels restants (\mathcal{E}_{max}). Cependant, la relation entre \mathcal{E}_{max} et les paramètres d'entrée n'est pas connue analytiquement. Par conséquent, du point de vue de la mesure, il existe deux manières de caractériser la sortie de l'algorithme :

1. Selon la figure 4.9, le résultat correspond bien à la prédiction analytique de l'équation 4.15. On caractérise alors la sortie de l'algorithme par : une résolution spatiale

donnée par la convolution avec \mathcal{K} , et les valeurs sont données avec une incertitude directement égale à \mathcal{B} .

2. Deuxièmement, il est également possible d'omettre le noyau résiduel et de caractériser directement les valeurs de pixels restants : l'erreur maximale, \mathcal{E}_{max} , est considérée comme l'erreur relative globale commise sur tous les pixels. Pourtant, la valeur de \mathcal{E}_{max} n'est pas connue, car l'image de référence sans diffraction est elle-même inconnue. Dans ce scénario, la seule solution proposée consiste à créer une image avec un contenu similaire afin de déterminer une bonne estimation de la valeur \mathcal{E}_{max} . Cette méthode de qualification du résultat n'est donc pas conseillée.

Malgré les bonnes caractéristiques de la sortie de l'algorithme, un problème gênant réside dans le fait que, pour une mesure, la perte en nombre de pixels peut être énorme (jusqu'à 95% de l'image entière). Le paramètre ρ est alors peut-être trop strict et supprime trop de pixels par rapport à la tolérance de l'expérimentateur. Cependant, même si nous ne pouvons pas lier mathématiquement la valeur \mathcal{E}_{max} au critère ρ , il est possible de comprendre le compromis existant entre les paramètres d'entrée (ρ et \mathcal{D}_b) et le résultat de notre algorithme (\mathcal{E}_{max} , le pourcentage de pixels supprimés et \mathcal{K}).

Les trois graphiques de la figure 4.11 cartographient l'évolution des caractéristiques de sortie de l'algorithme en fonction des paramètres d'entrées. Cette figure, générée grâce aux images génériques décrites précédemment, permettent d'observer les tendances générales présentes pour chaque configuration des paramètres d'entrée. La remarque la plus importante est d'observer la position de la zone au sein de laquelle l'erreur \mathcal{E}_{max} est minimale (cf. Figure 4.11, rectangle pointillé vert). L'existence d'une telle zone émerge naturellement de la définition du noyau résiduel :

- si ρ est trop élevé, trop de pixels ne sont pas rejetés alors qu'ils sont grandement impactés par la diffraction ;
- si ρ est trop faible, l'effet de l'influence ascendante implique un élargissement du noyau \mathcal{K} , donc les pixels considérés sains le sont à une diffraction résiduelle près de plus en plus importante ;
- lorsque la dynamique du découpage \mathcal{D}_b augmente, l'effet de l'influence intra-bande force d'algorithme à accepter de plus en plus de pixels pour cette même raison.

Au sein de cette zone d'erreur minimale, de la flexibilité est octroyée à l'utilisateur qui peut alors choisir la meilleure option, selon s'il préfère minimiser le nombre de pixels rejetés ou réduire le rayon du noyau résiduel.

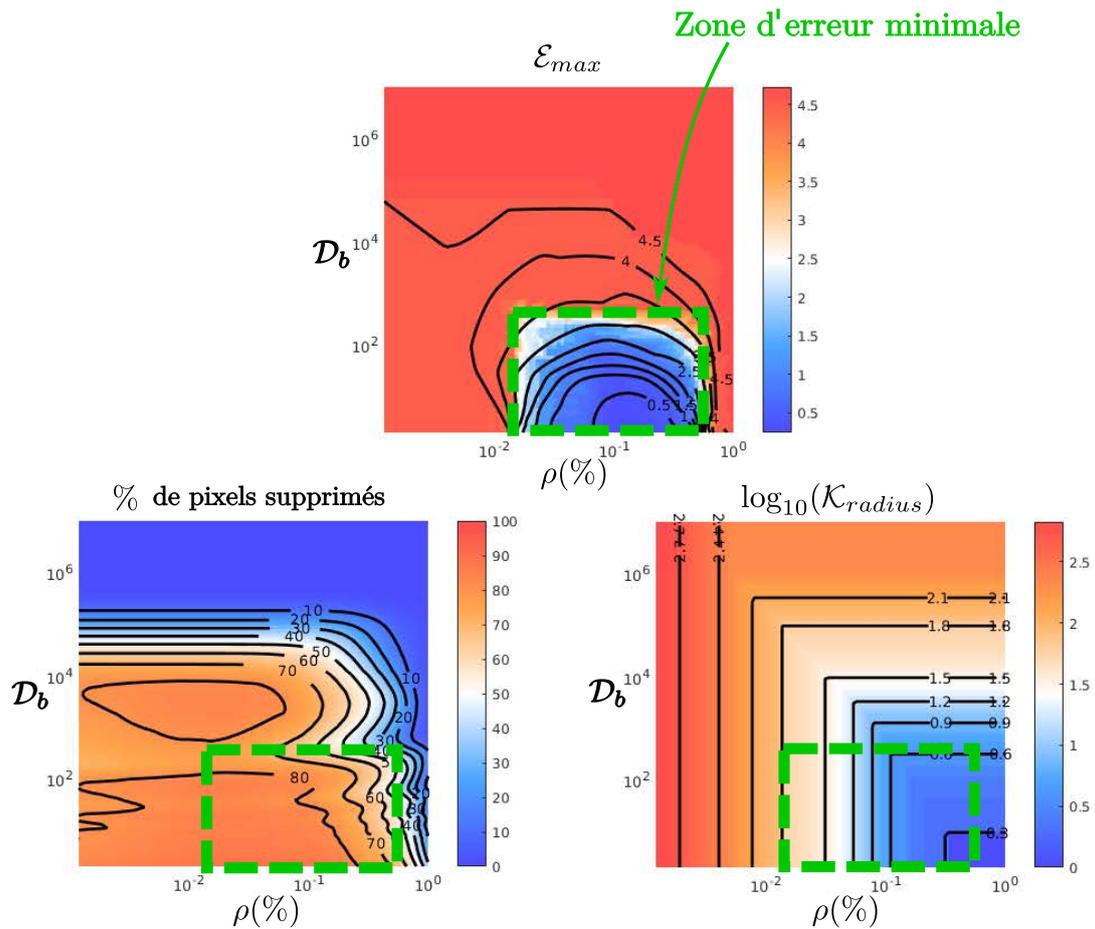


FIGURE 4.11 – Cartographies des influences des paramètres d’entrée de l’algorithme sur le résultat. L’image HDR utilisée est une image HDR bien distribuée avec une dynamique de 10^{10} et une taille de tavelure de 20 pixels. Dans la zone d’erreur maximale minimale (carré vert en pointillé), l’étendue du noyau résiduel et le pourcentage de pixels ignorés ont des tendances opposées.

4.4.4 Performances.

Nous avons pu tester les performances de notre algorithme avec une implémentation en Matlab[®], utilisant la boîte à outil *GPU* pour effectuer les convolutions, sur un ordinateur doté d'un CPU Intel[®]Core™i7-4790K @ 4.00GHz et un GPU Nvidia[®]GeForce GTX 980 Ti. Pour une image en niveaux de gris 1000×1000 , en modélisant le système optique du chapitre 3 avec les paramètres $d = f = 50\text{mm}$, $f_{\#} = 11$, pixels de taille $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}^2$, et $\lambda = 555\text{nm}$, les temps de calculs sont :

- Pré-calcul de la PSF (image 2001×2001) : 202s
- Calcul du noyau résiduel \mathcal{K} : 0.8s
- Partie itérative de l'algorithme (pour un découpe en 7 bandes) : 2.0s.

Le temps de calcul de la PSF est très long car d'une part il est nécessaire de sur-échantillonner l'image afin de respecter le critère de Shannon, et d'autre part les appels à la fonction *erfi* sont très coûteux. Le calcul de la valeur de chaque pixel étant indépendant grâce à la formulation analytique, celui-ci pourrait être plus optimisé effectuant une parallélisation sur GPU.

4.5 Conclusion et travaux futurs

La diffraction dans les mesures utilisant des images à grande dynamique (HDR) a pour effet de créer un noyau de convolution couvrant potentiellement jusqu'à l'ensemble de l'image. Les algorithmes de déconvolution classiques, généralement utilisés pour contrer tout problème lié aux convolutions, comportent de nombreuses limitations lorsqu'une valeur certifiée est nécessaire : le flou résiduel est inconnu, et la connaissance du bruit est perdue, ils ne sont pas traçable par le processus de déconvolution. Ainsi, puisqu'il est impossible de qualifier une mesure après un tel processus, notre algorithme se concentre plutôt sur le tri des valeurs des pixels de l'image elle-même, séparant les pixels pollués par la diffraction de ceux qui en sont dénués.

La méthode décrite dans ce chapitre exploite le fait que la diffraction provoque principalement la pollution des faibles valeurs de pixels par ceux de plus forte intensité. Après application de notre algorithme, les pixels détectés "sans diffraction" ne sont naturellement pas modifiés : d'une part leurs incertitudes sont celles données par une calibration directe, et d'autre part le noyau de convolution qui caractérise leur mesure est également considérablement réduit (et ainsi la résolution spatiale effective de l'image). L'algorithme assure donc une meilleure qualité de la mesure. Cependant, malgré des indices sur leurs tendances, les relations entre les paramètres d'entrée et les caractéristiques de l'image de sortie ne sont pas aujourd'hui directement déterminables.

Dans de futurs travaux, il sera nécessaire de se concentrer sur l'analyse précise de l'impact de l'image traitée et des paramètres d'entrée sur les caractéristiques (erreur maximale, nombre de pixels rejetés, ...) du résultat. L'histogramme, le contenu fréquentiel et

4. Détection et suppression des effets de la diffraction

la cohérence spatiale de l'image HDR sont des pistes qui devraient permettre de mieux comprendre comment bien prédire l'erreur résultante de toute mesure. À l'heure actuelle, la technique consiste à déduire ces caractéristiques à partir d'une image simulée, conçue très proche de l'image mesurée.

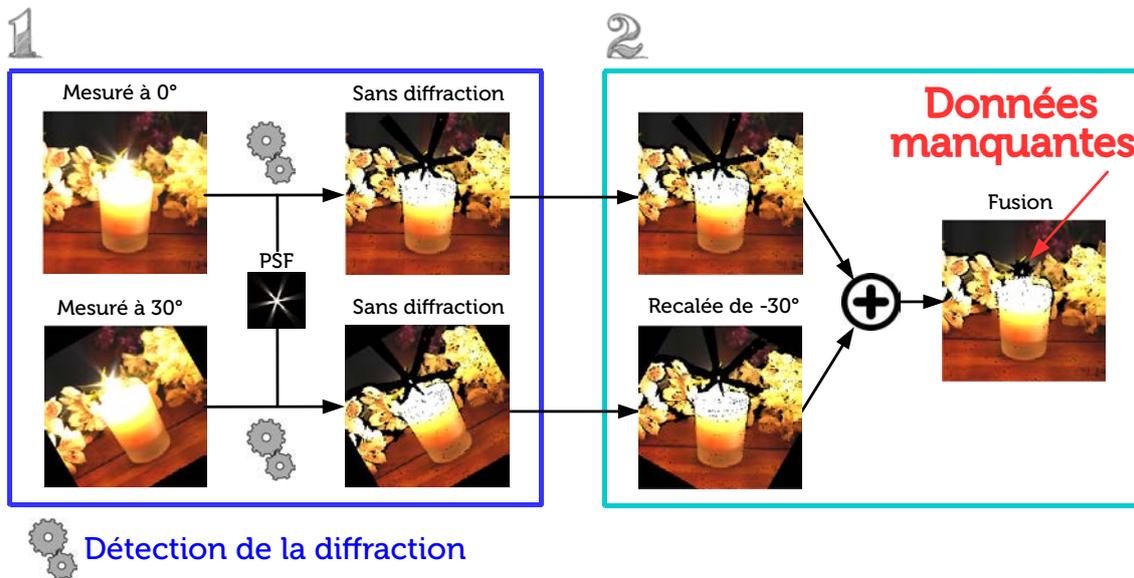


FIGURE 4.12 – Algorithme de photographie computationnelle proposé comme prolongement de notre méthode de détection de la diffraction. Tirant parti de la directionalité de la diffraction, plusieurs images tournées entre elles peuvent être traitées par notre méthode (étape 1) puis recombinaées pour former un résultat dans lequel le nombre de pixels supprimé est amoindri (étape 2).

Une piste d'étude future émerge en observant les masques donnant les pixels supprimés à cause de la diffraction : la PSF étant étoilée, on constate que la diffraction se concentre le long de directions bien précises autour des sources lumineuses. Par exemple dans la figure 4.12, avec un diaphragme à 6 lames la PSF est alors une étoile à 6 branches. Si on effectue une seconde photographie en tournant l'appareil photo de 30° autour de son axe optique, on obtiendrait un double de la première image, mais dans laquelle l'étoile de diffraction est tournée de 30°. Si on applique notre algorithme à ces deux images (étape 1 dans la figure), puis que l'on recombine les pixels valides après recalage (étape 2), alors on peut retrouver une partie de l'information perdue sous les branches de l'étoile. En fait et de manière contre-intuitive, c'est méthode permet (à ouverture du diaphragme égale) de diminuer la diffraction d'autant plus que les branches de la PSF sont marquées. Pour un diaphragme circulaire, la diffraction est certes de portée minimale, mais tourner l'appareil photographique n'a aucun effet. Dans le cas des diaphragmes à lames, plus la diffraction répartit l'énergie dans les branches, plus la méthode permettra de retrouver un maximum de pixels. L'intérêt est palpable dans un processus de mesure, mais s'étend difficilement à

une utilisation plus large à cause des pixels manquants dans l'image finale. Pour cette raison, nous avons expérimenté avec des algorithmes d'apprentissage automatique supervisé (*deep learning*) permettant de restituer une image finale complète. Malgré nos différents tests, en faisant varier les données d'apprentissage et les architectures neuronales, nous n'avons pu aboutir à des résultats satisfaisants. La méthode décrite demande de connaître la PSF du système optique. Dans le cadre d'une application grand public, une approche permettant de contourner cette nécessité serait de proposer une méthode par déconvolution aveugle, qui permet de retrouver la PSF à partir des images d'entrée.

Chapitre 5

Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope

Jusqu'à présent, le travail s'est concentré sur l'acquisition de BRDF, isotropes et uniformes. Cela nous a permis de mieux comprendre les avantages (vitesse d'acquisition, flexibilité) et les limitations (précision géométrique requise) des systèmes basés appareils photographiques. À présent, nous détaillons le développement d'un instrument de mesure capable de répondre aux besoins du projet ANR Material⁽¹⁾ : numériser l'apparence d'objets patrimoniaux.

Dans ce chapitre, nous précisons d'abord le cahier des charges, effectué en collaboration avec les responsables du Musée d'Ethnographie de Bordeaux (MEB), suivant les normes en vigueur, et à la lumière de notre expertise d'opticiens. Ce cahier des charges permet de tracer les grandes lignes du prototype développé, et de guider le choix du matériel. Nous détaillerons ensuite la conception même de l'appareil, en nous concentrant sur les principaux choix matériels retenus, leurs avantages, leurs limitations, et leur implémentation. Une section est ensuite dédiée à la procédure complète de calibration, géométrique et radiométrique, étape nécessaire pour atteindre la précision nominale. Puis nous présentons les résultats obtenus au jour de la rédaction de ce manuscrit, donnant un premier aperçu des capacités de l'instrument. Nous concluons en revenant sur les objectifs actuellement atteints et les possibilités offertes par l'instrument. Le prototype ayant été développé pour satisfaire le calendrier de l'exposition au MEB, nous aborderons finalement les différentes perspectives d'évolution des techniques de mesure, de calibration, et d'exploitation des données, en donnant des pistes pour les travaux futurs à réaliser.

(1). <https://anr.fr/Projet-ANR-15-CE38-0005>

5.1 Conception de l'appareil

5.1.1 Objectifs et cahier des charges

Notre objectif, tel que spécifié dans le projet ANR, peut être résumé par la phrase suivante : "numériser l'apparence de textiles anciens". On peut découper ce besoin primaire en deux parties :

1. **Numériser l'apparence.** Comme nous avons pu le développer lors du chapitre 1, l'apparence est une notion large, complexe et protéiforme. Il sera important de déterminer quels aspects de l'apparence doivent être numérisés, en faisant converger les demandes muséologiques et sa faisabilité technique, tant en terme de ressources humaines, financières, et temporelles.
2. **Les contraintes de conservation.** Le fait de devoir numériser des pièces de collection, parfois très anciennes, très détériorées, voire simplement fragiles, nous soumet à un grand nombre de contraintes. Ces contraintes peuvent être à la fois issues de normes spécifiques, mais aussi de demandes directes. La liberté de conception s'en voit alors largement diminuée.

Ces deux besoins sont interdépendants : capturer toute la complexité de l'apparence nécessite une grande liberté d'action, limitée par les exigences et contraintes de conservation.

Du point de vue du MEB, les objectifs de la numérisation sont doubles : valorisation et conservation du patrimoine. La conservation signifie ici la capacité de garder la trace la plus complète possible sur l'objet numérisé. De nombreux incidents, comme l'incendie du musée national du Brésil du 2 septembre 2018, nous rappellent tristement l'importance de la pérennisation des œuvres. Avec la reproduction, la numérisation est une des solutions les plus prometteuses pour permettre de conserver à long terme le patrimoine. Le second objectif est la valorisation, qui consiste essentiellement en rendre accessible les modèles numériques aux chercheurs ainsi qu'au grand public. Le MEB héberge dans ses réserves des collections d'horizons lointains, principalement d'Océanie et d'Asie du Sud-Est. Si un ethnologue néo-zélandais fait la demande de pouvoir examiner une pièce de la collection, celui-ci doit soit se déplacer, soit la pièce doit lui être envoyée. La problématique est la même pour un musée qui souhaiterait proposer une exposition thématique sur l'Asie et emprunter une pièce de la collection du MEB. La sécurité et de transport à assurer pour de tels événements sont une charge lourde qui freine considérablement l'accessibilité du patrimoine. Envoyer une version numérique, à notre ère, est une solution bien plus pratique et sécurisée. Enfin, pour le grand public, il s'agit de pouvoir exposer virtuellement des objets dont la fragilité ne permet plus de les sortir des réserves, comme par exemple le papyrus de Westcar vieux de plus de 3800 ans, conservé dans les réserves du musée égyptien de Berlin.

Besoins optiques. Ces requêtes, qualitatives, nous ont permis de converger vers l'unique besoin suivant : *la numérisation doit être en mesure de restituer la richesse des détails du regard.* L'objectif est donc de mesurer ce qui peut se voir à l'œil. Pour développer, on entend ici un observateur ayant une bonne vue, pouvant se déplacer librement autour de l'objet, est capable d'éclairer celui-ci comme il le souhaite. Il a été retenu que l'objet doit être observé sans interaction physique. La fragilité ne permettant pas toujours de manipuler l'objet, nous avons retenu que l'objet doit pouvoir être observé dans une version figée. Une multitude d'objets, comme les statues, les pierres, les maquettes en bois, les sabots... sont rigides, cette contraintes n'interférant pas avec l'observation. Pour les matériaux souples, comme les vêtements, les papiers ou les tapis, cela signifie qu'il doivent être numérisés dans une position particulière. L'appareil de numérisation n'a donc pas l'obligation de proposer la restitution de la physique des matériaux.

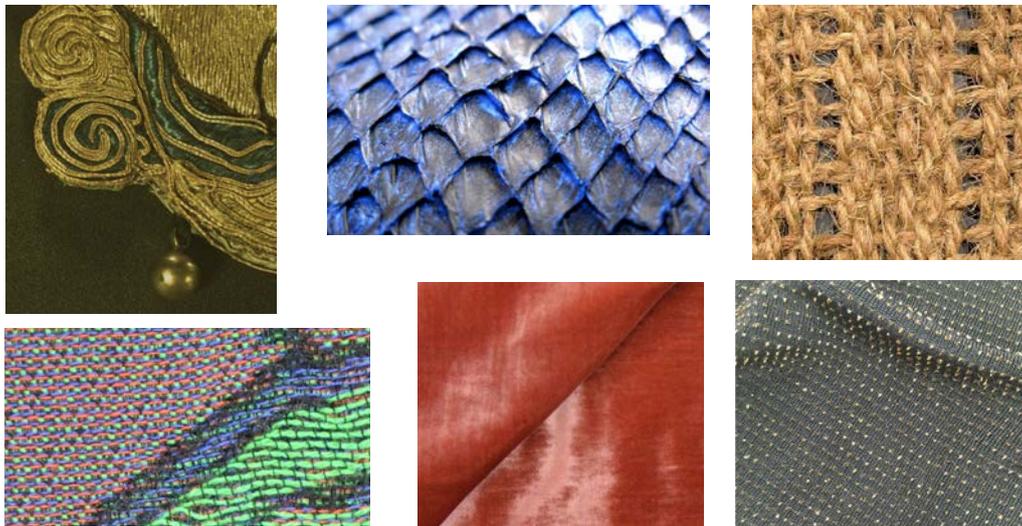


FIGURE 5.1 – Extrait de la variété d'effets que l'on peut rencontrer sur les textiles. Dans le sens de la lecture : fil doré et objets métalliques, écailles de poisson, fibre de coco, trame multicolore, soie rouge, trame avec fil doré.

Les effets optiques que l'on peut observer sur les textiles sont très variés (cf. Figure 5.1) : des reflets métalliques, de l'anisotropie des reflets sur certains tissages, des variations de trame, des fils dorés, etc... La technique de numérisation la plus utilisée et aujourd'hui bien connue des métiers de l'art est la photogrammétrie [Förstner et Wrobel, 2016]. La technique consiste essentiellement en prendre une multitude de photographies d'un objet depuis plusieurs points de vue différents, sous un éclairage le plus lambertien possible, et d'en reconstruire la géométrie ainsi que la couleur de la surface. Une telle méthode ne constitue pas une mesure absolue à proprement parler, et les aspects de BRDF ne sont pas pris en compte. Il sera question donc de développer une méthode plus complète permettant de capturer finement l'apparence. Si on reprend les définitions de étudiées au

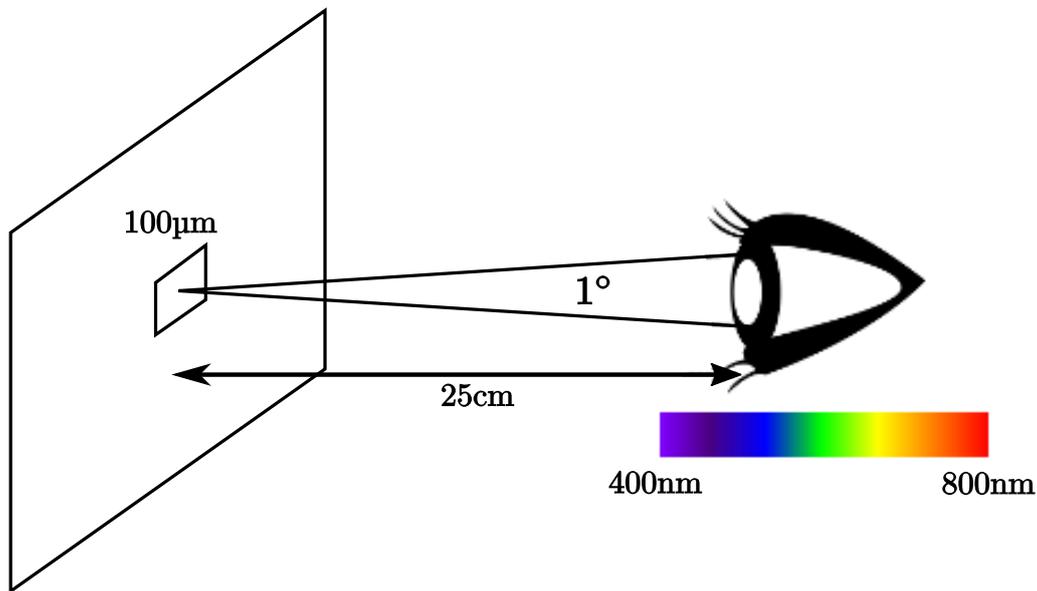


FIGURE 5.2 – Conditions d’observation au *punctum proximum*. À cette distance de 25 cm, les motifs visibles sont de l’ordre de 100 μm , et la captation de la lumière se fait sur un angle de 1 $^\circ$.

chapitre 1, il s’agit en fait de mesurer la BRDF apparente sur l’objet entier, où la qualité du résultat, tant en résolution angulaire pour les reflets qu’en résolution spatiale pour les motifs, est définie par le pouvoir de résolution de l’œil. Cet objectif peut être résumé plus techniquement par les points suivants (cf. Figure 5.2) :

- **Résolution spatiale de 100 μm .** Le point de regard le plus proche, appelé *punctum proximum* et d’une valeur de 25 cm, permet de fixer la distance œil-objet à laquelle les détails observés sont les plus fins. En dessous de cette distance, l’œil n’est plus capable d’accommoder correctement, la vue devient floue. À cette distance, on estime [Grenon, 2009] qu’une personne ayant une bonne vue n’est généralement pas capable de distinguer plus de 5 points ou 5 lignes par mm à une distance minimale d’observation de 25 cm. Autrement dit, la taille du plus petit détail observable à l’œil nu est de 100 μm . Si ce niveau de détail est atteignable avec un bon objectif, le problème majeur est la densité de points par mètre carré : 100 millions. Les vêtements de la collection du MEB peuvent eux atteindre jusqu’à une surface de 3m² pour les plus grands.
- **Résolution angulaire de 1 $^\circ$.** Si on fixe la distance d’observation à 25 cm, on peut dès lors en déduire la résolution angulaire de la BRDF nécessaire. Il s’agit, depuis un point à 25 cm, de l’angle sous lequel est vue la pupille irienne de l’observateur, équivalente au diaphragme en photographie. Tous les rayons émis par la surface dans ce cône vont entrer dans l’œil et converger en un point unique. Deux

muscles antagonistes, le sphincter pupillaire et le dilatateur pupillaire, ont pour rôle de contrôler la taille de l'iris. Le contrôle du diamètre de la pupille permet d'adapter l'œil à la luminosité de la scène, mais peut aussi être modifié par des facteurs plus psychologiques (émotions, larmes). Le diamètre de la pupille varie entre 2mm (constriction maximale, ou *myosis*) et 8 mm (dilatation maximale, ou *mydriase*). Nous retiendrons un diamètre de 4 mm, définissant une ouverture de 1°. À titre de comparaison en photographie, cela correspond, pour une même distance d'observation, à un objectif 50 mm ouvert à f/11.

Le choix de ces limites est pragmatique : la résolution spatiale atteint un maximum à 25 cm, puis diminue linéairement avec la distance, alors que la résolution angulaire est minimale à 25 cm et augmente linéairement avec la distance. Théoriquement, pour un observateur situé à l'infini, il faudrait une résolution angulaire infinie de la BRDF. Par exemple, lorsque l'on observe de nuit une étoile située à 10 années-lumière, on observe en fait son émission lumineuse dans un cône de $2 \times 10^{-23}^\circ$. Le choix de retenir la distance de 25 cm a donc été fait à l'image des conditions réelles d'observation des pièces de la collection. Une seconde difficulté est que le nombre de configurations nécessaires à la mesure complète d'une BRDF croît comme la puissance quatrième de la résolution angulaire. Pour 1°, il faut compter de l'ordre de 700 millions points de mesure.

Pour une mesure dense, où toutes les configurations sont mesurées, cela correspond à une densité totale de **70 millions de milliards de mesures par mètre carré** de surface numérisée. Cela pose évidemment des problèmes de temps de mesure, de stockage, et de capacités de calcul sur lesquels nous reviendrons.

Concernant le domaine de longueurs d'onde, l'œil est sensible par définition au domaine du visible (400 à 800 nm) selon un tri-stimulus rouge-vert-bleu⁽²⁾. Le système d'acquisition doit donc proposer une mesure tri-coloré *a minima*, ce qui est par exemple le cas de la plupart des appareils photographiques.

Contraintes de conservation. Pour comprendre la marge de manœuvre accordée à la réalisation du prototype, il faut d'abord détailler l'ensemble des contraintes auxquelles nous faisons face. Nous avons déjà établi les grandes lignes de ces contraintes au chapitre d'introduction de cette thèse, que nous développons ici.

Du point de vue du patrimoine, l'objectif est limpide : le procédure d'acquisition, depuis le moment où l'objet quitte son rangement au moment où il y revient, doit avoir un impact minimal. Cela peut sembler sans réelles conséquences, mais se développe en réalité en une multitude d'interdictions. L'état de conservation de l'objet peut varier d'un bon général à une fragilité extrême. Dans le cas des textiles du MEB, on peut trouver de nombreux cas, comme par exemple :

(2). La sensibilité spectrale de l'œil est définie en vision photopique par 3 courbes de sensibilité. Ce sont ces réponses que nous appelons par abus de langage "rouge", "vert" et "bleu".

Neutralité chimique	Les matériaux amenés à être en contact avec l'objet doivent être chimiquement neutres.
Immobilité	L'objet doit rester dans une position inaltérée, statique lors de la mesure.
Absence de contraintes mécaniques systémiques	L'objet ne doit être soumis à aucun effort mécanique.
Environnement climatique contrôlé	La continuité des conditions de stabilité de l'humidité, pression et température doit être assurée.
Environnement lumineux contrôlé	Les ultraviolets et infrarouges sont interdits. La lumière visible a une dose d'exposition limitée.
Autonomie	L'appareil doit pouvoir être utilisé par un non-spécialiste formé.

TABLE 5.1 – Résumé des contraintes auxquelles la conception du prototype est soumis. L'objectif est de minimiser tout impact de la mesure sur l'objet.

- une capote de pluie en fibre de coco, datée de la fin du XIX^e siècle en Asie, dont les fibres sont très cassantes,
- un gilet de mariée, arrivé au musée en 1900 et d'origine incertaine, en bon état car restauré en 2015,
- un tablier de général chinois, apporté à la fin du XIX^e siècle, effilé par endroit, dont la trame se désagrège,
- un manteau en peau de poisson Aïnou, dont la raideur le rend cassant.

Le point commun entre la plupart des objets de la collection du MEB est qu'il s'agit de fibres et de pigments naturels. Les variations d'humidité rendent cassants les matériaux, la lumière (notamment les UVs) brise les liants et les molécules pigmentaires, les plis cassent les fibres, les mites trouent les textiles, la chaleur favorise les moisissures... Si on veut permettre un cadre applicatif large, il nous faut considérer l'objet le plus fragile possible, et donc contraindre notre prototype en fonction.

Les contraintes élémentaires sont résumées dans le tableau 5.1. Dont nous détaillons chacun des points :

Neutralité chimique : L'instrument de mesure ne doit pas interagir chimiquement avec l'objet mesuré. En particulier, cela signifie que le support de l'objet doit être dans un matériau chimiquement neutre. Par exemple, il n'est possible d'utiliser du bois ou du

MDF, qui ont la propriété de dégager de faibles quantités de gaz. Plusieurs matières ayant ces propriétés sont conseillées par le MEB, comme l'aluminium anodisé ou encore des tissus au charbon actif.

Immobilité : L'objet doit être numérisé selon une pose choisie par l'utilisateur, cette pose doit rester fixe tout au long de la numérisation. Les textiles étant des objets déformables, cela implique notamment qu'il est exclu de pouvoir pencher l'objet d'une quelconque façon, ceci pouvant provoquer des mouvements du textile. Les seuls mouvements autorisés, en garantissant une très faible accélération, sont donc les translations et la rotation selon l'axe vertical uniquement. De plus, le système de mesure ne peut entrer en contact avec l'objet. Seule une pièce de support est autorisée. Cela exclut donc toute technique qui nécessiterait soit un contact direct (système par palpation), soit la pose de marqueurs sur l'objet.

Absence de contraintes mécaniques systémiques : La conception de l'appareil ne doit être aucun cas obliger l'objet à être soumis à des efforts (hormis la gravité). Il est ainsi exclu, notamment pour les textiles, de devoir les accrocher à des cintres ou tout autre système qui nécessiterait un effort d'étirement, de compression ou de cisaillement.

Environnement climatique contrôlé : L'objet doit être dans la même état de conservation tout au long de la numérisation. En particulier, l'objet ne doit pas être soumis à un changement de température, de pression, ni d'humidité. La chaleur émise, notamment provenant des lumières incandescentes et solaire, dessèche les matériaux organiques, favorise le développement de moisissures, et accélère le vieillissement. Si l'objet est en enceinte close, celle-ci doit pouvoir assurer le suivi des conditions climatiques.

Environnement lumineux contrôlé : Concernant la préservation à la lumière, les seuls travaux de normalisation connus ont été effectués par le Centre de Conservation du Québec. Leurs préconisations [Naud et Bergeron, 2011] concernent les ultraviolets (UV), les infrarouges (IR), la lumière visible ainsi que les lasers rouges.

Pour l'utilisation de lasers, le Centre de Conservation du Québec ne note pas de contre-indication à l'emploi de pointeurs laser. Les tests de dégradation se sont montrés non concluant.

La présence d'UV, contenue dans la lumière naturelle et certains éclairages, doit être minimisée. En effet de tels rayonnements sont très énergétiques et endommagent les objets. Le taux d'UV doit être maintenu sous $70 \mu\text{W}/\text{lumen}$, ce qui peut être le cas assez rapidement même sous un éclairage de faible intensité. Comme préconisé par le Centre de Conservation, l'utilisation de LED élimine tout risque de présence d'UV, et est donc largement plébiscité. Un second avantage des LEDs est aussi de ne pas émettre de rayonnement infrarouge, ce qui est de même conseillé.

Concernant la lumière visible, le niveau d'éclairement cumulé, en lux.s (la dépendance en longueur d'onde n'est pas précisée), affecte la dégradation et la décoloration des objets. Extrait de l'article "Polluants dans les musées et les archives, évaluation des risques, stratégies de contrôle et gestion de la préservation" [Tetreault, 2004], ils préconisent le suivi du tableau 5.2. Le Centre de Conservation explique alors que c'est bien

Catégorie	Objectifs de préservation		
	1000 ans	100 ans	10 ans
de grande sensibilité	50 lux pour 20 h/an	50 lux pour 25 jours/an	50 lux pour 250 jours/an
		500 lux pour 25 h/an	500 lux pour 25 jours/an
de moyenne sensibilité	50 lux pour 25 jours/an	50 lux pour 250 jours/an	340 lux pour 365 jours/an
	500 lux pour 20 h/an	500 lux pour 25 jours/an	500 lux pour 250 jours/an
de faible sensibilité	100 lux pour 365 jours/an	1000 lux pour 365 jours/an	-
	500 lux pour 75 jours/an	500 lux pour 365 jours/an (objectif de 200ans)	

TABLE 5.2 – Tableau de l'énergie lumineuse acceptable par an en fonction de la sensibilité de l'objet et de l'objectif de conservation. [Tetreault, 2004]

l'énergie totale reçue par an qui doit être comptabilisée, et non l'éclairement. Cela explique notamment la proportionnalité qui existe entre les choix d'éclairement et de temps d'exposition. L'objectif de préservation fixé par le MEB nous a été le plus drastique : les objets sont considérés de grande sensibilité avec pour objectif de les préserver 1000 ans. Cela signifie qu'il nous est seulement possible d'éclairer l'objet au maximum 20 h avec 50 lux (ou 10 h avec 100 lux, ou encore 40 h avec 25 lux), puis qu'il devra être rangé dans les réserves pendant un an par la suite.

Autonomie : L'objet doit pouvoir n'être manipulé que par une main experte, dans notre cas un(e) responsable de collection ou encore un(e) ethnologue. C'est-à-dire que le technicien responsable de la numérisation ne doit être dans l'obligation d'intervenir. L'insertion de l'objet dans l'appareil doit alors pouvoir se faire de manière pratique et autonome. Dans la mesure du possible, la formation à l'utilisation de l'instrument doit être très simple. En d'autres termes, l'interface de contrôle ainsi que l'ensemble des manipulations doivent être ergonomiques, pratiques, simples et peu nombreuses. On cherchera

5. Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope

alors à automatiser un maximum de procédure, en minimisant le nombre d'interventions humaines requises.

Si l'on veut satisfaire au mieux les conditions climatiques, et de minimiser les sollicitations du vêtement, l'accord trouvé a été d'installer directement l'appareil dans les sous-sols du musée. Un espace de surface carré $4\text{ m} \times 4\text{ m}$ et de hauteur sous plafond $2,40\text{ m}$ nous a été réservé dans une salle dédiée. De plus, cette salle n'est pas directement accessible par l'extérieur, il faut penser aux différentes portes et couloirs qui y mènent. Dans la conception mécanique de l'appareil, une dernière contrainte est alors la capacité de l'instrument à être transporté (avec ou sans désassemblage) jusqu'à cette salle.

Enfin, concernant les données à stocker, la demande est de conserver toutes les données d'origine : les photographies et l'état courant du matériel pour chacune d'entre elle. L'objectif est de pouvoir reconstituer fidèlement tout le processus de mesure, de façon non-biaisée.

5.1.2 Réalisation



FIGURE 5.3 – Photographie de l'intérieur de l'expérience. On peut voir le dôme couvert de LED, le robot, le scanner et sa mire, la table support, et un objet à numériser.

Au regard du cahier des charges, des degrés de libertés requis pour mesurer une SV-

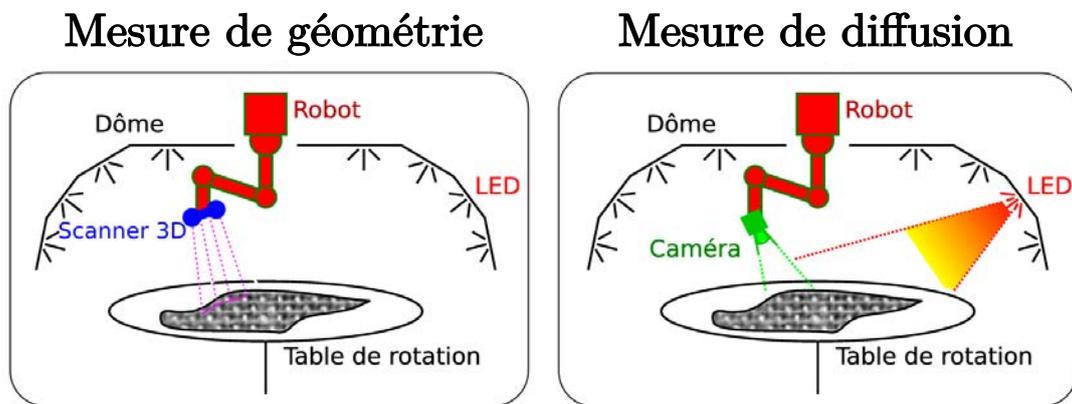


FIGURE 5.4 – Schéma de l'expérience. Elle se divise en 5 ensembles : le dôme de LED, le robot, l'appareil photographique, le scanner 3D, et la table de rotation. La mesure se découpe en 2 étapes : la mesure de géométrie (à gauche), puis la mesure des propriétés de diffusion (à droite).

BRDF apparente⁽³⁾, du budget qui nous est alloué, et des préconisations émanant des chapitres précédents, nous avons établi de concevoir notre prototype. Plusieurs mois de recherche, avec l'aide de collaborateurs internes et industriels, ont permis d'aboutir au prototype suivant (cf. Figure 5.4, et 5.3), qui peut être divisé en ses 5 grands ensembles :

- **Un dôme de LED.** Un ensemble de 1080 LED blanches sont réparties uniformément sur un dôme. L'allumage d'une LED permet le choix de la direction d'éclairage.
- **Un appareil photographique.** Doté d'un capteur couleur 12 mégapixels, cet appareil photo est capable de capturer de l'ordre de 100 images par secondes (notée *fps*, *frames per second*) et donc permet une grande cadence de mesure. Il vient avec un objectif 35mm. Ensemble, à la distance minimale de mise au point, cet appareil peut résoudre des détails de l'ordre de 50 μ m. Positionner l'appareil photo permet de contrôler la direction de vue.
- **Un scanner 3D.** D'une précision théorique constructeur de 30 μ m, celui-ci fonctionne par balayage laser. Il permet d'obtenir une mesure de la surface, indépendante des effets de réflexion.
- **Un robot 6 axes.** D'envergure 1,1 m, il permet de positionner n'importe quel matériel dans l'enceinte du dôme avec une très grande précision constructeur annoncée de 100 μ m. Il a pour rôle de déplacer la caméra et le scanner 3D.
- **Une table de rotation porte-échantillon.** Elle supporte l'objet, et permet une rotation dans le plan horizontal, apportant un degré de liberté supplémentaire.

(3). Une BRDF apparente (ABRDF) spatialement variable.

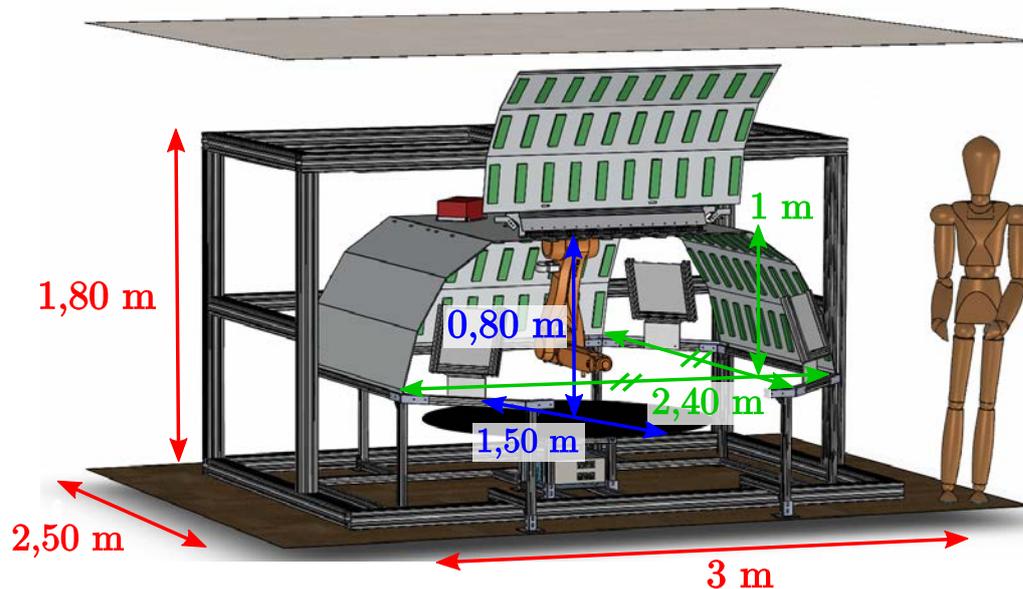


FIGURE 5.5 – Principales dimensions de l'expérience.

Les dimensions de l'expérience (cf. Figure 5.5) vont de paire avec celles des plus grands tissus de la collection du MEB. Le plateau support est un disque de 1,50 m de diamètre, le dôme de LED qui le recouvre propose un volume de travail en conséquence, de dimensions 2,40 m \times 2,40 m \times 1 m. Le dôme est inséré dans une structure plus grande soutenant le robot, de dimensions 3 m \times 2,50 m \times 1,80 m. Les 1080 LED couvrant ce dôme permettent d'avoir une procédure d'acquisition rapide : pour une position de la caméra donnée, on allume successivement toutes les LED en synchronisant la prise d'images par déclenchement externe (*triggering mecanism*). L'appareil photo est donc choisi de manière à pouvoir avoir une cadence élevée d'image, tout en conservant une grande résolution. Avoir un unique appareil photo déplacé par un robot nous permet d'avoir un matériel de qualité là où un système multi-caméra nécessiterait des appareils moins qualitatifs. De plus, il est grâce au robot possible d'atteindre une variété de points de vue presque infinie. Nous faisons ainsi le choix de prendre du temps pour déplacer la caméra entre différentes positions, en échange de quoi nos images sont de bonne qualité et l'ensemble des positions possibles de la caméra est quasiment infini. Avoir un robot permet de même d'y fixer le scanner 3D. Le robot peut alors scanner l'objet à numériser de manière autonome, là où l'expérimentateur pourrait y consacrer un temps long et fastidieux. Ensuite, pour des raisons pratiques de conception, l'hémisphère n'est pas entièrement couvert de LEDs. La solution pour démultiplier les possibilités d'éclairage a été de munir le support d'une platine de rotation. Cette rotation supplémentaire est équivalente à faire tourner le dôme sur lui-même dans un plan horizontal, ce qui permet alors de diversifier grandement les directions d'éclairage possible. Enfin, un système d'éclai-

rage secondaire constitué de panneaux de LEDs permet de proposer un éclairage diffus. Cet éclairage trouve son application dans les procédures de calibration, mais aussi dans certains types de mesures plus rapides et plus simples, comme la mesure par photogrammétrie ou encore la mesure d'albédo directionnel.

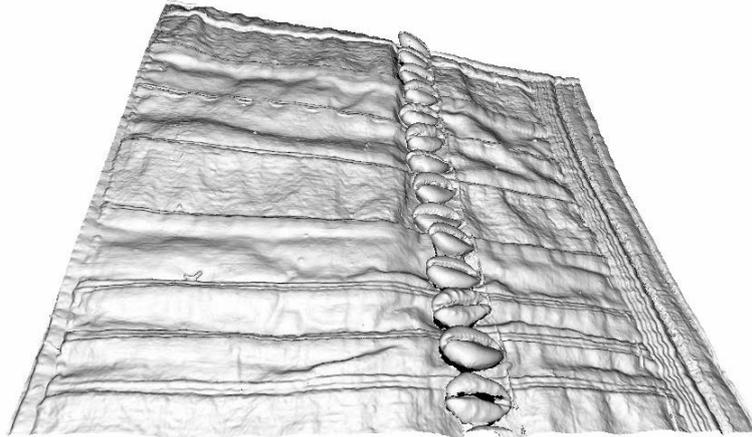


FIGURE 5.6 – Exemple de géométrie obtenue grâce au scanner 3D, appliqué au *tablier aux coquillages*.

Aperçu du fonctionnement de l'expérience. La mesure complète s'effectue en deux temps (cf. Figure 5.4). Tout d'abord le scanner 3D est monté sur le robot, l'utilisateur programme la trajectoire de scan, puis le robot déplace le scanner qui numérise la surface de l'objet. Cela permet d'obtenir un modèle 3D de la surface (cf. Figure 5.6), au format *ply* [Turk, 1994]. Ce fichier renseigne ainsi la surface de l'objectif, mais aucune information lumineuse n'est encore présente. Ensuite, le scanner est remplacé par l'appareil photographique. Pour une capture de la SVBRDF, la table de rotation tourne, le robot place l'appareil au dessus de la surface, puis les LED s'allument successivement. Pour chaque LED allumée une image est capturée, et 3 données sont sauvegardées par photographie (cf. Figure 5.7) :

- 1 fichier image, contenant les données brutes du capteur, stocké dans un format *dat* personnalisé.
- 1 fichier masque dans le même format *dat*, permettant de connaître les pixels dans l'ombre (due au robot, à la caméra, ou à l'objet lui-même) au moment de la mesure. Ce calcul d'ombre est effectué par lancer de rayon (accéléré par carte graphique), il permet d'éviter de devoir stocker la géométrie complète du prototype à chaque séquence, ce qui serait extrêmement lourd en mémoire et à l'exploitation.
- 1 fichier *txt* au format XML permettant de connaître l'état du matériel au moment de la photographie. Il renseigne tout le paramétrage de l'expérience : positionnements

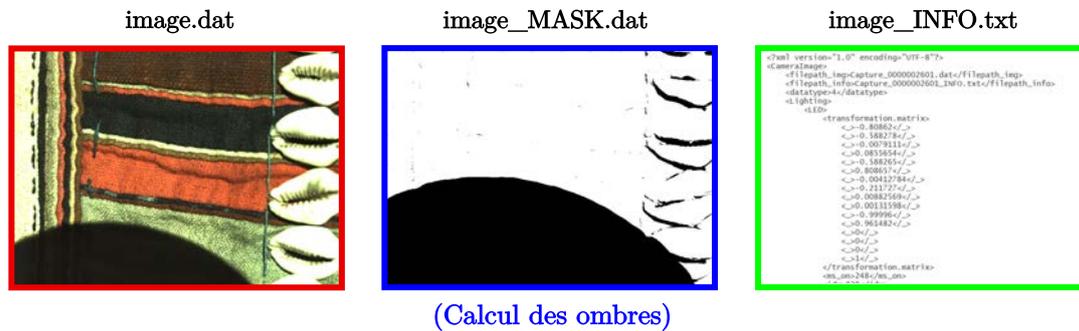


FIGURE 5.7 – Format de stockage des données numérisées lors d'une mesure. On sauvegarde l'image capturée, un fichier de configuration de l'expérience, et un masque donnant les pixels actuellement dans l'ombre. Le fichier texte contient tout le paramétrage de l'expérience au moment de la capture : positionnements du matériel, temps d'exposition, gain, ouverture, temps d'allumage de la LED, etc... et permet de pouvoir re-simuler l'expérience *a posteriori*. Les ombres sont exagérées (par dilatation des surfaces occultantes) afin de garantir d'être conservateur.

du matériel, temps d'exposition, gain, ouverture, en-tête des fichiers *dat* associés, temps d'allumage de la LED, etc...

Chaque sauvegarde d'image prend un espace de stockage de 36,8 Mo, ce qui s'accumule très rapidement. Pour une séquence du total des 1080 LED, à point de vue fixe, le poids en mémoire est de 39,4 Go. L'ensemble de ces données permet de re-simuler *a posteriori* l'expérience, et de n'interpréter les données que dans un second temps. De cette manière, un maximum de ressources de calcul peuvent rester allouées au programme de pilotage de l'expérience.

Une fois la séquence de LED terminée et les données sauvegardées, un nouveau point de vue pour l'appareil photographique est choisi. Le robot et la table de rotation se mettent en mouvement, et l'opération d'allumage des LED est répété. Cette succession d'évènement est répétée jusqu'à complétion de la mesure. La mesure est considérée terminée lorsque les objectifs fixés par l'utilisateur sont remplis ou qu'il n'y a plus de place mémoire pour stocker les données.

Le *continuum* de positionnement par le robot, le grand nombre de LED, la rotation de la table, l'autonomie, et la reprogrammation facile, font de cet appareil une plateforme de développement dont le champ d'application peut devenir à terme extrêmement large. Nous reviendrons en section 5.3 sur les différents types de mesure que l'on peut actuellement effectuer grâce à cet appareil.

Nous allons désormais détailler chacun des matériels composant l'expérience. L'objectif est de comprendre quelles caractéristiques techniques ont guidé leur choix. Nous détaillons quels sont leurs rôles, leur fonctionnement, ainsi que les solutions d'implémentation qu'il nous a fallu développer. Enfin, nous ferons un bilan sur l'ensemble du

système.

5.1.3 La table de rotation

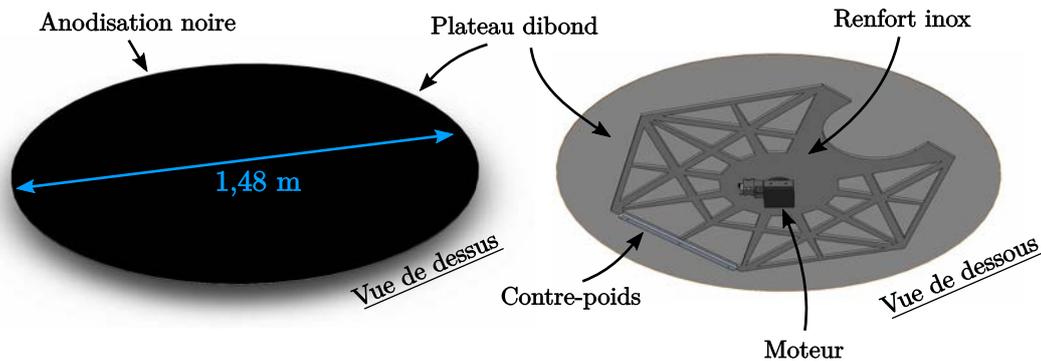


FIGURE 5.8 – Schéma de la table de rotation. Une moteur fait tourner un disque de 1,48 m en aluminium Dibond anodisé noir. Pour permettre un grande rigidité, un support intermédiaire en inox fait la jonction entre le moteur et le plateau.

Pour rappel, le cahier des charges demande de pouvoir numériser les plus grands vêtements de la collection du MEB. Un accord a été trouvé sur la dimensions de 1,50 m. La conception de la table de rotation (cf. Figure 5.8) a donc suivi cette recommandation. Elle peut être divisée en 3 éléments permettant d’obtenir un support rotation de grande précision.

Un grand plateau circulaire de diamètre 1,48 m⁽⁴⁾ définit le support de l’objet. Il est anodisé en finition noir mat afin d’une part de minimiser les réflexions parasites, mais l’anodisation permet aussi de garantir que le support ne présente pas de risque de polluer chimiquement l’objet. Afin d’allier taille, poids et rigidité, le plateau est en Dibond d’épaisseur 4 mm. Le Dibond consiste en 2 tôles de parement en d’aluminium emprisonnant une épaisseur de polyéthylène. Cela permet de produire de grandes surfaces rigides, d’une densité 2 fois plus faible que l’aluminium seul. Ce plateau pèse alors 8 kg. Il ne peut cependant être fixé directement à une platine de rotation car le plateau fléchirait sous son propre poids.

Pour ajouter encore de la rigidité à ce plateau, nous avons conçu un renfort (cf. Figure 5.8, droite) qui se fixe sous le plateau. Ce renfort est en acier inoxydable (inox) d’épaisseur 8 mm. Il s’agit de l’alliage métallique commun ayant le plus fort module d’Young⁽⁵⁾, fixé au plateau, ils forment ensemble un tout très rigide. Malheureusement, l’inox est un

(4). La taille du plateau n’est pas de 1,50 m pour des questions de limites de fabrication par le prestataire.

(5). Un matériau dont le module de Young est très élevé est dit rigide. L’acier, l’iridium, le diamant, sont des matériaux très rigides, l’aluminium et le plomb le sont moins. Les matières plastiques et organiques, ou encore les mousses, sont généralement peu rigides, on dit qu’elles sont souples, élastiques ou flexibles (pour un effort de flexion).

matériau très dense, 4 fois supérieur à l'aluminium. C'est ce qui explique sa forme hexagonale de diamètre 1,20 m et ajourée, permettant de minimiser son poids sans pour autant trop altérer sa résistance. Le poids du renfort en inox est de 35 kg. Un enlèvement de matière est prévu sur un des côtés du renfort. Il permet un meilleur accès par les scanners 3D fixés sur bras articulé, rendant la conception plus flexible vis-à-vis de futures évolutions. Le renfort ayant déjà été réalisé, cette asymétrie subsiste donc dans le prototype final. On peut remarquer que cet ancien design pose la question de l'équilibrage de la pièce. Les calculs et l'expérience montrent qu'il est nécessaire d'ajouter un poids de 1 kg sur le bord opposé à l'enlèvement de matière pour recentrer le centre de gravité de la pièce.

Pour faire tourner cet ensemble renfort + plateau, nous avons retenu une platine de rotation motorisée, la NanoRotator de chez Thorlabs. Elle est capable de faire tourner jusqu'à 50 kg de charge, incluant alors le renfort, le plateau, et l'objet à numériser qui peut donc aller jusqu'à 7 kg. La répétabilité de la platine est de 10 arcsec, soit une répétabilité en positionnement de la surface égale à 35 μm en bord de plateau, ce qui entre bien dans nos tolérances de 100 μm . Cette platine vient avec son contrôleur Stepper Motor Controller de chez Thorlabs, placé dans l'expérience sous la table de rotation.

Le contrôleur du moteur est livré avec une API⁽⁶⁾ en C++. On peut donc facilement programmer les mouvements de la table de rotation (position, vitesse, accélération), mais aussi obtenir la position courante.

La table de rotation, et donc le degré de liberté surnuméraire qu'elle offre, permet de jouer 4 rôles différents dans l'expérience :

- Supporter l'objet à numériser. Celui-ci peut être de grande taille, jusqu'à 1,48 m de diamètre, et peser jusqu'à 7 kg. L'accélération du moteur peut être réglée très faible pour assurer que l'objet ne subisse pas d'effort et puisse rester parfaitement statique.
- Augmenter le potentiel d'accessibilité du robot. Comme nous le verrons par la suite, le robot doit pouvoir garantir des trajectoires sans collision. Si l'endroit de la surface que l'on souhaite viser avec l'appareil photo ou le scanner 3D n'est pas atteignable, on peut faire tourner le plateau pour rendre accessible une configuration qui ne l'était pas.
- Balayer la surface. Il est bien plus pratique de faire tourner un objet sur le plateau plutôt que d'avoir plusieurs copies de celui-ci réparties sur ce même plateau. Nous verrons que certaines calibrations nécessitent d'obtenir des informations à plusieurs endroits de la surface. Le "capteur"⁽⁷⁾ peut être unique et plus qualitatif, la platine de rotation se chargeant de le déplacer.
- Rotation virtuelle du dôme de LED. Du point de vue de l'objet à numériser, faire tourner le plateau est équivalent à faire tourner le dôme de LED au dessus de celui-

(6). *Application Programming Interface*, c'est-à-dire une interface de programmation permettant d'interagir avec le matériel.

(7). Au sens large, comme acquéreur d'information.

ci. Ainsi, cela permet de démultiplier les possibilités de directions de la lumière. Cela nous offre en plus la flexibilité de pouvoir limiter la densité de LED, puisque la rotation l'augmentera virtuellement.

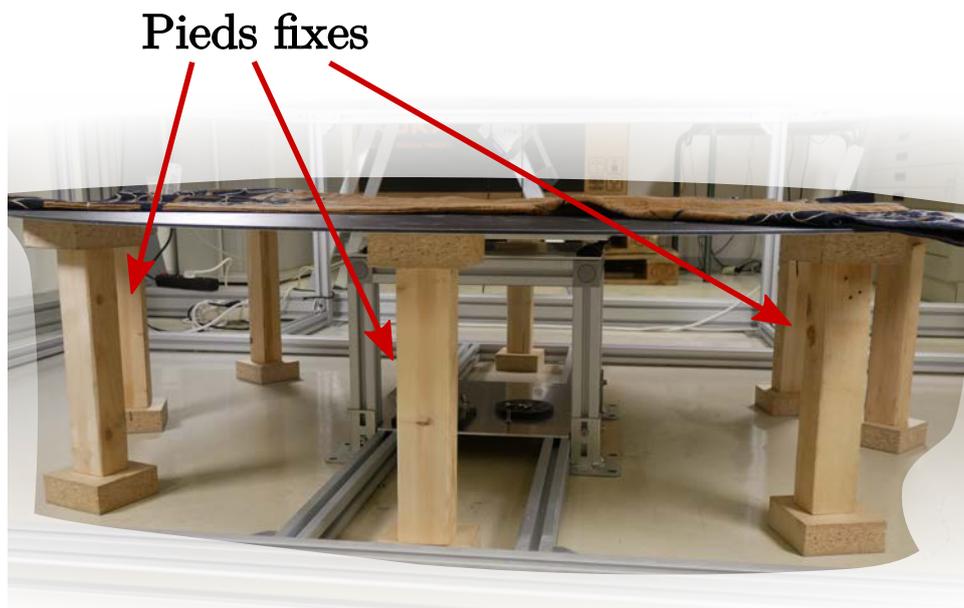


FIGURE 5.9 – Table de rotation après le dysfonctionnement. Le moteur est absent, le plateau est désormais fixe par rapport au sol.

Dysfonctionnement L'expérience a d'abord été montée dans les locaux de l'Institut Optique d'Aquitaine (IOA), pour être ensuite déménagée en avril 2019 dans les sous-sols du MEB. Lors de ce déménagement, un incident a provoqué un grave dysfonctionnement de la platine de rotation. De nombreux tests, effectués par nos équipes mais aussi le SAV Thorlabs, ont montré que le moteur pas-à-pas qui effectue le mouvement s'est irrémédiablement endommagé. Le matériel n'étant plus vendu par Thorlabs, et la garantie de 3 ans expirée depuis quelques mois, les procédures menant au remplacement du matériel semblaient devoir s'étaler sur plusieurs mois. Pour le bon déroulement de l'exposition qui devait débuter en octobre 2019, décision a été prise de continuer le développement sans la possibilité de cette rotation (cf. Figure 5.9). Cela a malheureusement eu la conséquence de devoir ajourner la mise en place de certaines procédures de calibration.

5.1.4 Le dôme de LED

La conception du dôme de LED part de l'idée suivante : il faut être capable d'éclairer la surface depuis n'importe quelle direction, rapidement, avec une bonne luminosité, tout

5. Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope

en permettant au robot et à l'utilisateur de pouvoir agir librement. Pour cela, une structure en dôme sur lequel sont fixées de multiples LED vient entourer l'objet à mesurer. Sont prévus un trou au plafond pour laisser passer le robot, ainsi qu'une porte pour permettre à l'utilisateur d'accéder à l'échantillon.

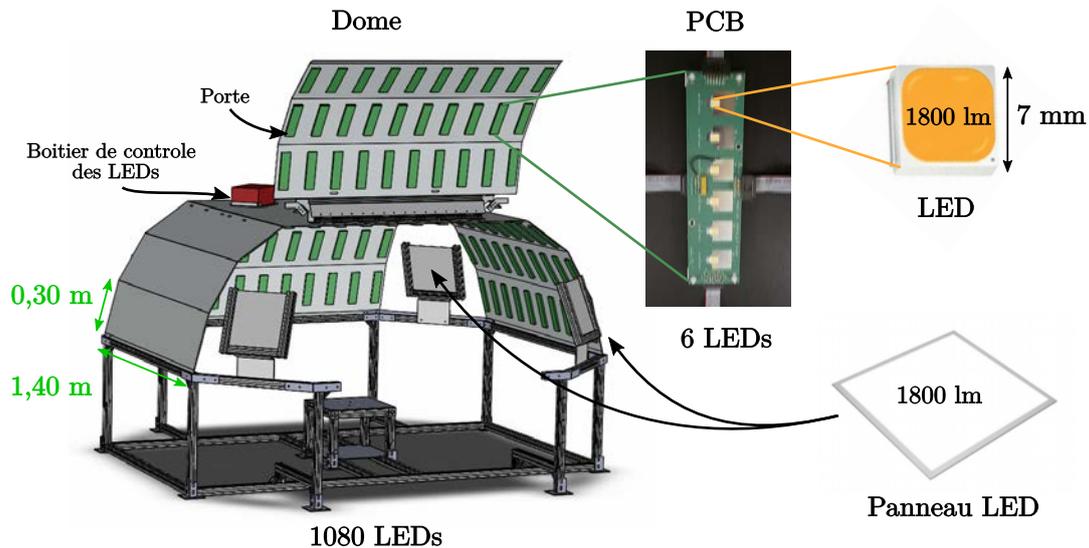


FIGURE 5.10 – Dôme de LED et sa structure. Le dôme, peint d'une couleur noire mate, est un pliage de tôles d'aluminium, dont le carré central fait $1,40\text{ m} \times 1,40\text{ m}$, chacun des 12 pans extérieurs fait $0,30\text{ m} \times 1,40\text{ m}$. Le plafond est troué en son centre d'un diamètre de $0,35\text{ m}$ afin de laisser passer le robot. Ce dôme est paré de 180 PCBs possédant chacun 6 LED de 1800 lm . La structure accueille aussi 4 panneaux de LED de 1800 lm chacun permettant de proposer un éclairage diffus.

Le dôme (cf. Figure 5.10) est formé d'un pliage de tôles d'aluminium d'épaisseur 4 mm . Le carré central (plafond) est de taille $1,40\text{ m} \times 1,40\text{ m}$, troué en son centre d'un cercle de diamètre $0,35\text{ m}$ permettant de laisser passer le robot. Depuis 3 bords de ce carré se développent successivement 3 pans de $0,30\text{ m} \times 1,40\text{ m}$, formant 3 "murs". Le dernier pan, la porte, est de géométrie identique, mais solidaire via un assemblage de charnières avec amortissement⁽⁸⁾ pour permettre l'ouverture et la fermeture du dôme.

Développées par l'atelier électronique de l'IOA, les 1080 LED couvrant le dôme sont regroupés en 6 quadrillages différents : 1 pour chaque mur, 1 pour la porte, et 2 pour le plafond. Chaque quadrillage est un réseau de 3×10 PCBs⁽⁹⁾, chaque PCB contenant 6 LED. Un boîtier de contrôle permet de contrôler chacun de ces 6 réseaux, et d'allumer n'importe quelle LED pendant un temps allant de 1 ms (temps de montée du courant) à 2

(8). L'amortissement des charnières permet de faciliter l'ouverture de la porte, tout en freinant la fermeture.

(9). PCB signifie ici carte électronique.

s (surchauffe au-delà). Ce même boîtier émet un signal 5 V de synchronisation externe à destination du déclenchement de l'appareil photographique. Le pilotage du contrôleur se fait depuis l'ordinateur central via des requêtes HTTP. Concernant les LED elles-mêmes, elles ont été choisies pour leur rapport puissance/prix. Il s'agit de la LED de puissance référencée GW P7LP32.EM-RSRU-XX52-1 de chez OSRAM Opto, avec une puissance variable⁽¹⁰⁾ pouvant atteindre jusqu'à 1800 lm, pour un prix de 1,50€ pièce. Une telle puissance lumineuse permet d'assurer que des matériaux d'albédo standards reflètent assez de lumière pour générer une image correctement exposée pour des temps d'exposition de l'ordre de la dizaine à la centaine de millisecondes. Ces LED sont alimentés par un courant continu, assurant une luminosité constante, sans phénomène de scintillement. Chacune des LED nécessite une puissance électrique de 12 W. Pour cette raison, il est uniquement possible de les allumer une à une, sans quoi le système électrique aurait dû être beaucoup plus puissant. Les LED sont de formes carré, de côté 7 mm. Depuis la surface, chaque LED est vue sous un angle variant de 0,2 à 0,6°, ce qui satisfait le critère de finesse angulaire de 1° défini dans le cahier des charges.

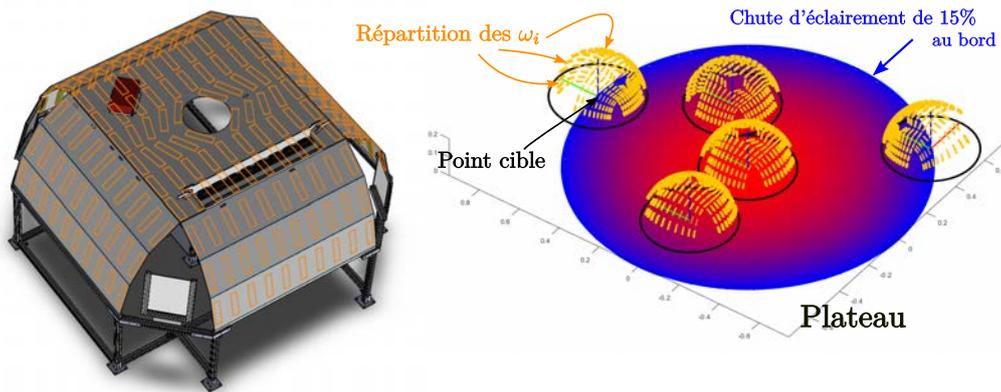


FIGURE 5.11 – Positions PCB de 6 LED sur le dôme (à gauche). Leur répartition permet d'assurer un éclairage moyen (à droite, disque coloré) presque uniforme sur toute la surface, ainsi que dans l'espace des directions de lumière ω_i (à droite, hémisphères centrés sur différents points).

Les angles exacts entre les différents pans du dôme ont été déterminés par un processus d'optimisation. Comme le montre la figure 5.11, l'objectif est d'à la fois maximiser l'uniformité de l'éclairage reçu en tout point de la surface, mais aussi d'uniformiser les directions de lumière ω_i .

Proposer un éclairage diffus est difficilement réalisable seulement avec les LED. En effet, si nous voulions simuler un tel éclairage, il faudrait effectuer une photographie dont le temps d'exposition intègre l'allumage successif d'un grand nombre de LED. Cette so-

(10). La puissance des LED n'est pas considérée constante sur le lot acheté, la valeur de 1800 lm n'est donc qu'à titre indicatif.

lution semble à la fois peu pratique, et peu souhaitable vis-à-vis de la durée de vie des LED (20 000 h). Cependant, avoir un éclairage général, diffus, permet de diminuer les effets de reflets, et donc est plus approprié pour les algorithmes de détection d'image. Ceux-ci seront largement utilisés lors de la calibration. Aussi, c'est donc pour cette raison que l'éclairage du dôme est muni de 4 panneaux de LED (cf. Figure 5.10) : ces panneaux, fabriqués par Airis, sont de forme carrée 30 cm × 30 cm, de luminosité 1800 lm. Ils sont alimentés, à travers un ballast, par le réseau électrique 220V à 50Hz. Les ballasts jouent plusieurs rôles, dont notamment celui de devoir transformer le courant alternatif d'alimentation en courant continu permettant d'assurer une luminosité sans variation temporelle. Malheureusement, nous observons un léger scintillement (*flickering*) de fréquence 100 Hz. En effet, si le courant alternatif est de fréquence 50 Hz, la puissance, elle, varie donc à une fréquence 2 fois plus élevée, soit 100 Hz. Si on note \mathcal{E} l'énergie lumineuse émise par un panneau, celle-ci varie selon une loi

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0[1 + C \cos(2\pi f_{100}t)] \quad , \quad (5.1)$$

avec \mathcal{E}_0 l'énergie moyenne, C le contraste du scintillement, $f_{100} = 100$ Hz la fréquence du scintillement, et t la variable temporelle (en seconde).

5.1.5 L'appareil photographique



FIGURE 5.12 – Ensemble photographique, constitué d'un objectif (à droite) 35mm de chez Sigma, et d'un boîtier caméra (à gauche) CMOS RGB 12 mégapixels de chez Ximea.

Le choix des LED nous porte sur un temps d'exposition de l'ordre de 10 à 100 ms. On cherche alors un boîtier photo qui permette de suivre une cadence d'image de 100 fps. En règle général, la cadence d'un boîtier dépendant beaucoup de sa définition : faire des photographie à 30 fps en définition 1200 × 800 permet aussi de réaliser 120 fps à 600 × 400. Pour avoir un grand nombre de mesures, nous avons besoin d'une grande définition,

même à cette cadence de 100 fps. Nous avons retenu le boîtier "haute définition - haute vitesse" CB120CG-CM de chez XIMEA (cf. Figure 5.12, à gauche). Son capteur CMOS RGB de modèle CMOSIS CMV12000 au format APS-C atteint une définition de 4096×3072 pixels. Les pixels sont de taille $5,5 \mu\text{m}$, ce qui est relativement gros et a donc l'avantage de proposer un rapport signal sur bruit assez élevé de 41,3 dB (correspond à $\simeq 1 \%$ d'erreur). Ce boîtier permet, à pleine résolution et en effectuant des images de profondeur maximale 10 bits, de garantir une cadence de 100 images par secondes. Les temps d'exposition s'étendent de $30 \mu\text{s}$ à plusieurs secondes. Par technique HDR, la dynamique totale de l'appareil peut donc atteindre de l'ordre de 10^7 . Le boîtier est relié au PC de contrôle par une connectique PCI Express x4, de débit 20 Go.s^{-1} , qui permet de transférer très rapidement les données vers une carte d'acquisition dédiée, puis à la RAM de l'ordinateur de contrôle.

Ce boîtier, de monture EF, vient avec un objectif de chez Sigma, le 35mm F1.4 DG HSM Art (cf. Figure 5.12, à droite). Cet objectif a été retenu pour plusieurs aspects : il est pilotable électroniquement depuis le boîtier via les connecteurs de la bague EF, il est compatible APS-C, et à sa distance minimale de mise au point de 30 cm il permet d'imager des détails de $47 \mu\text{m}$. Plusieurs éléments composant l'objectif aident à la correction des défauts de l'image. C'est le cas des éléments en verre FLD ("F" Low Dispersion), SLD (Special Low Dispersion) et ELD (Extraordinary Low Dispersion) qui réduisent les aberrations chromatiques que l'on retrouve souvent chez les objectifs grand angle. Les éléments asphériques permettent une réduction de la distorsion. Un traitement spécifique permet de réduire les images fantômes et les reflets. L'ouverture de l'objectif varie de $f/1,4$ à $f/16$, la collection de la lumière se fait donc sur un angle inférieur à 1° pour toute ouverture supérieure à $f/8$, respectant le cahier des charges.

L'ensemble boîtier + objectif (cf. Figure 5.12) permet communément de photographier au plus détaillé une surface de $14,5 \text{ cm} \times 19,3 \text{ cm}$, où chaque pixel représente un carré de $47 \mu\text{m}$ de côté. Le matériel est piloté à travers une API C++ fournie par XIMEA, qui permet de contrôler l'ensemble des paramètres internes (gain, format des images, définition, mise au point, ouverture, etc...).

Photographie en lumière scintillante. Comme nous l'avons vu dans la description du dôme de LED, celui-ci propose aussi un éclairage diffus. Les panneaux de LED qui servent cet objectif ont la particularité de présenter du scintillement. Ainsi, pour une photographie effectuée sur un temps d'exposition très court, la luminosité de la scène sera variable. Il faudra alors moyenniser plusieurs photographies pour simuler une image prise avec éclairage sans scintillement. Il nous faut donc savoir, pour un temps d'exposition Δt donné, quel est le nombre minimal d'image à effectuer afin que leur moyenne soit correcte, à une certaine tolérance près. Si on reprend la loi temporelle du scintillement de la lumière (cf. Équation 5.1), on va vouloir connaître quel est le nombre n de fenêtrage de durée Δt du signal \mathcal{E} (de contraste \mathcal{C}) à moyenniser pour obtenir une estimation de la moyenne $\langle \mathcal{E} \rangle_n = \mathcal{E}_0 \pm 1\%$ dans 95 % des cas. Pour cela, un peu de statistique nous permet

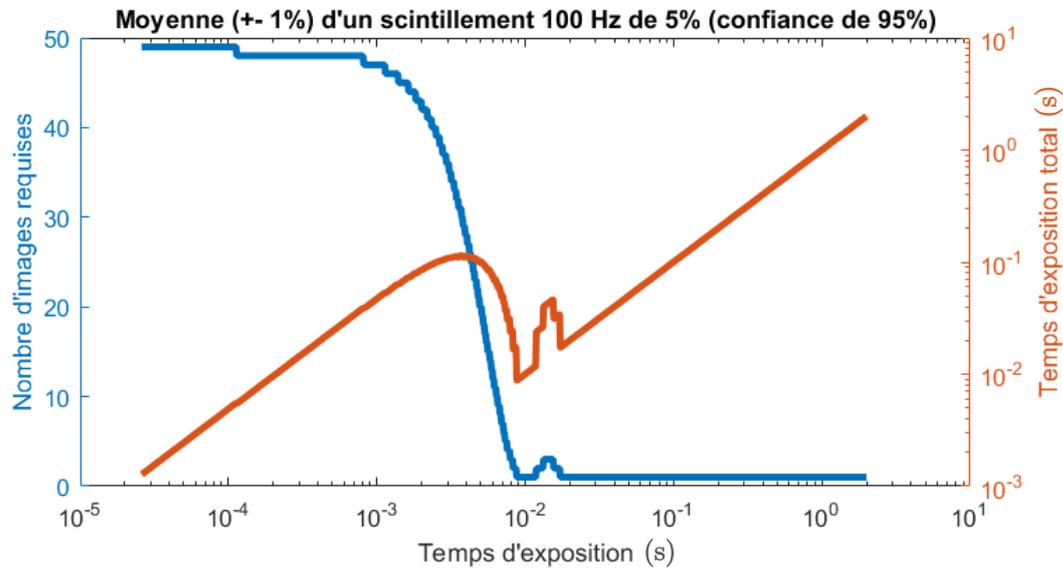


FIGURE 5.13 – Courbe bleue : nombre d'images nécessaires pour supprimer un scintillement de 5 % ($C = 0,05$) en autorisant 1 % d'erreur dans 95 % des cas. Courbe orange : temps d'exposition réellement effectué.

d'établir n :

$$n = \frac{2C^2}{(1\%)^2} \text{sinc}^2(\pi f_{100} \Delta t) \quad . \quad (5.2)$$

Le terme C a pu être mesuré de l'ordre de 5 %. La figure 5.13 montre alors le nombre d'images à moyenner pour chaque temps d'exposition. Cela allonge le temps de mesure (courbe orange), mais de manière assez faible car n devient grand seulement pour des temps très courts. Par la suite, nous ne ferons plus mention de ce phénomène, il faudra cependant garder à l'esprit que les images sont bien effectuées avec ce moyennage temporel lorsque des grandeurs radiométriques avec les panneaux de LED sont nécessaires.

5.1.6 Le scanner 3D

Les deux critères importants pour la numérisation de la surface sont les suivants :

- une précision inférieure à 100 μm : la surface doit avoir un niveau de détail plus petit que ceux visibles à l'œil nu ;
- la capacité d'automatiser le processus par le robot : la scan doit pouvoir être effectué par le robot, la surface à scanner peut être grande, ce qui nécessiterait une fastidieuse intervention de l'expérimentateur ;
- une vitesse d'acquisition inférieure à l'heure ;

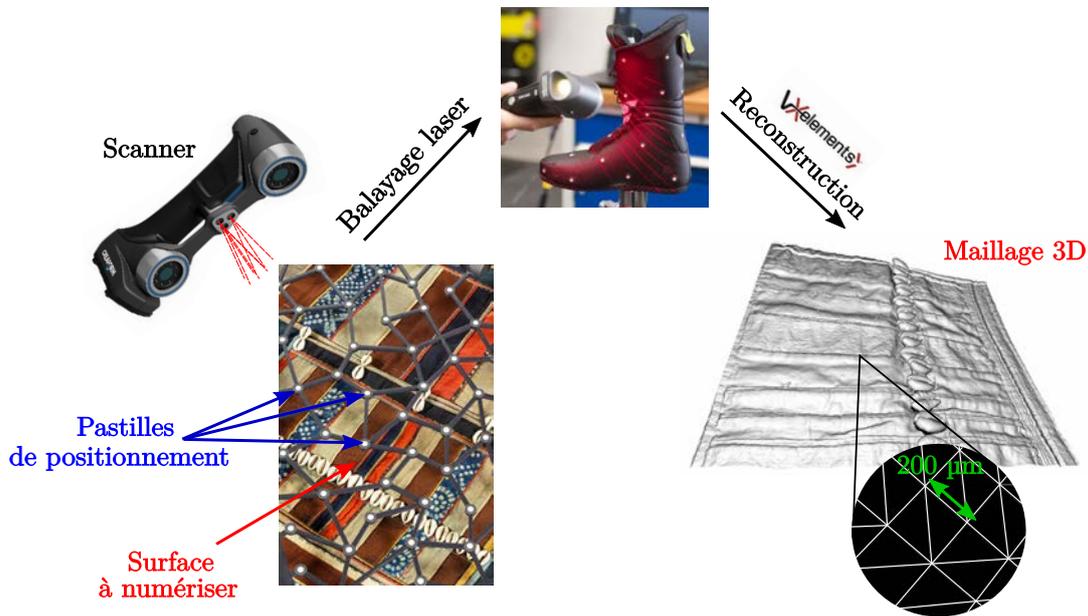


FIGURE 5.14 – Scanner 3D, HandySCAN 700 de chez Creaform, permettant de numériser les surfaces. Le scan peut être effectué à la main ou par un robot. Il projette une grille laser sur la surface tout en se repérant par rapport à des pastilles rétro-réfléchissantes. La surface est traitée par le logiciel VXelements de chez Creaform, qui permet d’effectuer quelques traitements (e.g, corrections topologiques, bouchage de trous) et d’obtenir un fichier du modèle 3D dans les formats standards (ply, stl, step, obj...).

- l’indépendance vis-à-vis des caractéristiques optiques de réflexion de la surface : la surface numérisée doit être d’une qualité indépendante de ses propriétés optiques, l’objectif étant d’obtenir une mesure de surface décorrélée de l’apparence.

Nous avons ainsi retenu la solution HandySCAN 700 de chez Creaform. Il s’agit d’un scanner 3D préhensible, proposant une précision jusqu’à $30\ \mu\text{m}$ (précision de positionnement des points), avec une résolution maximale annoncée constructeur de $50\ \mu\text{m}$ (distance entre 2 points). Sa vitesse maximale de capture est de 480 000 mesures par secondes, dans une surface de scan 3D de $275\ \text{mm} \times 250\ \text{mm}$. Avec une telle vitesse d’acquisition, il est théoriquement possible de scanner entièrement une surface d’un mètre carré à une résolution de $50\ \mu\text{m}$ en seulement 15 minutes.

Ce scanner 3D est basé sur la technologie de scan 3D laser. Ce modèle, haut de gamme du fournisseur, est équipé d’un laser de classe 2M. Cette classe de laser entre dans le cadre des pointeurs lasers selon la législation française. Ce type d’illuminant est donc tout à fait adapté à nos contraintes de numérisation. Le HandySCAN 700 est doté de 7 croix laser, ce qui le rend à la fois rapide et précis. Chaque ligne laser (en fait un rayon laser qui se déplace très rapidement) est projeté sur la surface de l’objet à numériser en 3D. La topologie de l’objet réfléchit alors le rayon laser en le déviant. Cette déviation est captée

5. Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope

par les deux caméras qui équipent le scanner 3D, qui en déduit les propriétés de la surface, et donc la forme exacte de l'objet. Pour une qualité de scan optimal, le scanner doit être situé à une distance d'approximativement 30 cm de la surface.

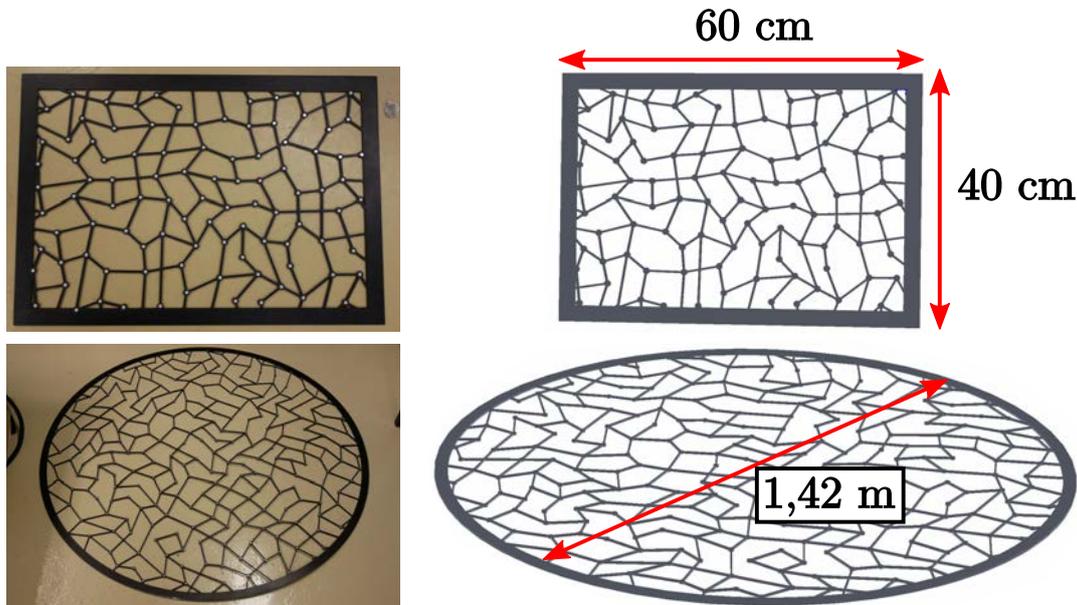


FIGURE 5.15 – Grilles de pastilles utilisées pour le positionnement interne du scanner 3D. L'une (haut) est rectangulaire de dimension 40 cm × 60 cm pour les petites surfaces, l'autre (bas) est un disque de 1,42 m de diamètre qui peut couvrir tout le plateau porte-échantillon. La répartition des pastilles en bruit bleu modifié permet de générer des motifs locaux uniques, et de minimiser l'occultation de la surface sous-jacente.

À tout moment, le scanner a besoin de connaître sa position par rapport à l'objet afin de savoir où se positionnent chaque point mesuré dans un repère commun. Pour se faire, le scanner se repère grâce à des pastilles rétro-réfléchissantes situées autour de l'objet. Pour un positionnement correct, il est conseillé de toujours pouvoir observer un minimum de 7 pastilles pour toute position du scanner. Si dans la plupart des applications ces pastilles peuvent être collées sur la surface, cela nous est prohibé car le prototype ne doit pas entrer en contact avec l'objet. À cette fin, nous avons conçu spécialement deux grilles elles-mêmes pastillées (cf. Figure 5.15). La première est rectangulaire de dimension 40 cm × 60 cm pour les petites surfaces, la seconde est un disque de 1,42 m de diamètre qui peut couvrir tout le plateau porte-échantillon. Ces deux grilles sont posées au-dessus des objets, sans contact, surélevées par des plots de taille variable. La répartition des pastilles et la conception de ces grilles se doit de vérifier les 3 contraintes suivantes :

- le scanner doit toujours voir au moins 7 pastilles à une distance de 30 cm,
- la grille doit occulter l'objet au minimum pour faciliter le scan,

— le motif décrit par l'ensemble des pastilles observée doit être à tout instant unique. Ce troisième point interdit par exemple de répartir les pastilles selon une grille régulière. En effet, si le scanner voit un sous-ensemble de ces pastilles, il y aura ambiguïté sur sa position.

La solution que nous proposons, validée par l'industriel, est de répartir les pastilles selon un motif de bruit bleu [Hiller *et al.*, 2001]. La contrainte que nous ajoutons est que chaque pastille ne doit pas avoir de voisin plus proche que 4 cm, et il doit exister au moins un voisin dans un rayon de 6 cm. Un tel motif est généré par le protocole suivant. Un premier point est d'abord tiré au hasard. Ensuite, itérativement, on tire n nouveaux points, et on ne conserve que le point le plus éloigné de tous les autres déjà présents. Si ce nouveau point est plus proche que 4 cm d'un des points déjà présents, il est rejeté et n nouveaux points sont tirés. Sinon, ce nouveau point est ajouté, puis on répète l'opération avec n nouveaux points. La procédure s'arrête lorsque tous les points ont au moins un voisin dans un rayon de 6 cm⁽¹¹⁾. Nous obtenons alors des pastilles bien réparties, donc minimisant l'occultation de l'objet à numériser, et dont chaque motif est localement aléatoirement unique. L'expérience nous a permis ensuite de valider le concept, le scanner n'a aucun problème pour se positionner et scanner la surface sous-jacente. Pour la réalisation de la grille circulaire, les distances entre les pastilles ont été augmentées de 50%. En effet, nous avons finalement pu observer avec la grille rectangulaire que le choix des limites de 4 et 6 cm provoquait une densité de pastilles inutilement élevée.

Lorsque la procédure de scan est terminée, les données capturées sont synthétisées dans le logiciel VXelements de Creaform. Celui-ci s'occupe du calcul et de la génération du maillage 3D de l'objet. De plus, le logiciel permet de nettoyer les résidus du scan tels que les triangles isolés, les singularités topologiques, ou encore les surfaces extérieures comme la grille de pastilles ou le plateau support. Enfin, le modèle 3D peut être sauvegardé dans les formats standards (ply, stl, step, obj...), ainsi qu'un fichier texte renseignant la position de chaque pastille par rapport au modèle 3D.

Malheureusement, de nombreux tests nous ont permis de conclure qu'une résolution inférieure à 200 μm ne permet pas de garantir une restitution fidèle de surface (cf. Figure 5.16). Même si cela a pu être observé plus largement, cette perte de qualité est due à plusieurs effets. Nos textiles ne sont pas des surfaces idéales au regard de la technologie laser. L'interface air-matière sera bien une "surface" vis-à-vis du laser seulement si cette interface est une véritable barrière bi-dimensionnelle à la lumière. Par exemple, du point de vue de la résolution du scanner, les fibres et poils sortant du tissage sont topologiquement des objets unidimensionnels, et non des surfaces. Le scanner aura alors beaucoup de mal à déterminer la position exacte de la surface lorsque celle-ci est recouverte de fins poils. Aussi, lorsque la maille du textile est aérée ou très fine, la lumière du laser peut alors pénétrer dans la maillage, son reflet devenant plus étalé. Cela a pour conséquence

(11). En fonction des réalisations, l'algorithme peut se retrouver bloqué : plus aucun point n'est insérable permettant de satisfaire les conditions de distances. Dans ce cas, la solution courant est effacée et l'algorithme est repris depuis le début.

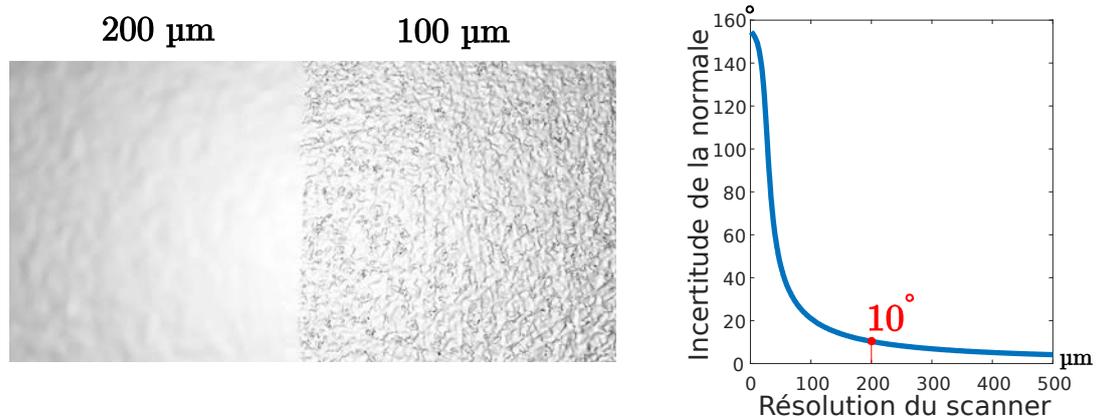


FIGURE 5.16 – Exemple de numérisation d'une surface peinte unie, dont la partie gauche est mesurée avec une résolution de 200 μm , et 100 μm pour la partie droite. Les maillages résolus sous 200 μm présentent un bruit qui ne permet pas de garantir la fiabilité de la mesure de surface. Le graphique permet d'observer qu'une des origines du phénomène est que plus la distance entre deux points est grande, plus la valeur de la normale est certaine. À l'inverse, si l'échantillonnage devient plus dense, les incertitudes sur la position des points de la surface rendent les normales inexploitable.

d'épaissir les lignes laser, et donc de diminuer la précision du scanner. Une autre raison est l'incertitude même du scanner : plus deux points sont proches, plus leur normale sera incertaine (cf. Figure 5.16, droite). Une résolution trop forte par rapport à l'incertitude aura donc tendance à rendre les normales inexploitable, et donc la surface très bruitée. À 200 μm de résolution, on peut s'attendre à une erreur sur la normale de 10°. La géométrie sera donc mesurée à une résolution de 200 μm , mais l'appareil photographique sera quant à lui toujours capable de mesurer l'apparence sous une résolution de 50 μm comme spécifié dans le cahier des charges (< 100 μm). Théoriquement, pour obtenir une résolution 3D de 50 μm avec une incertitude sur la normale de 0,1°, il faudrait un scanner capable de mesurer des points avec une incertitude inférieure à 8 nm.

5.1.7 Le robot 6 axes

Le robot utilisé est le Agilus R1100 Sixx, de chez Kuka (cf. Figure 5.17). Conseillé par les différentes équipes techniques attenantes au projet, il s'agit d'un bras articulé programmable 6 axes, conçu à l'origine pour le milieu industriel. Sa charge utile maximale est de 10 kg. Conçu pour des applications nécessitant des temps de cycle extrêmement courts sans sacrifier la précision, il offre une vitesse maximale de 2 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et une répétabilité de 30 μm . En terme de précision pure, la calibration constructeur nous permet d'atteindre un positionnement absolu jusqu'à 100 μm . La précision angulaire n'est pas indiqué, mais l'entreprise nous garantit une erreur inférieure à 0,1°. Pour pouvoir at-

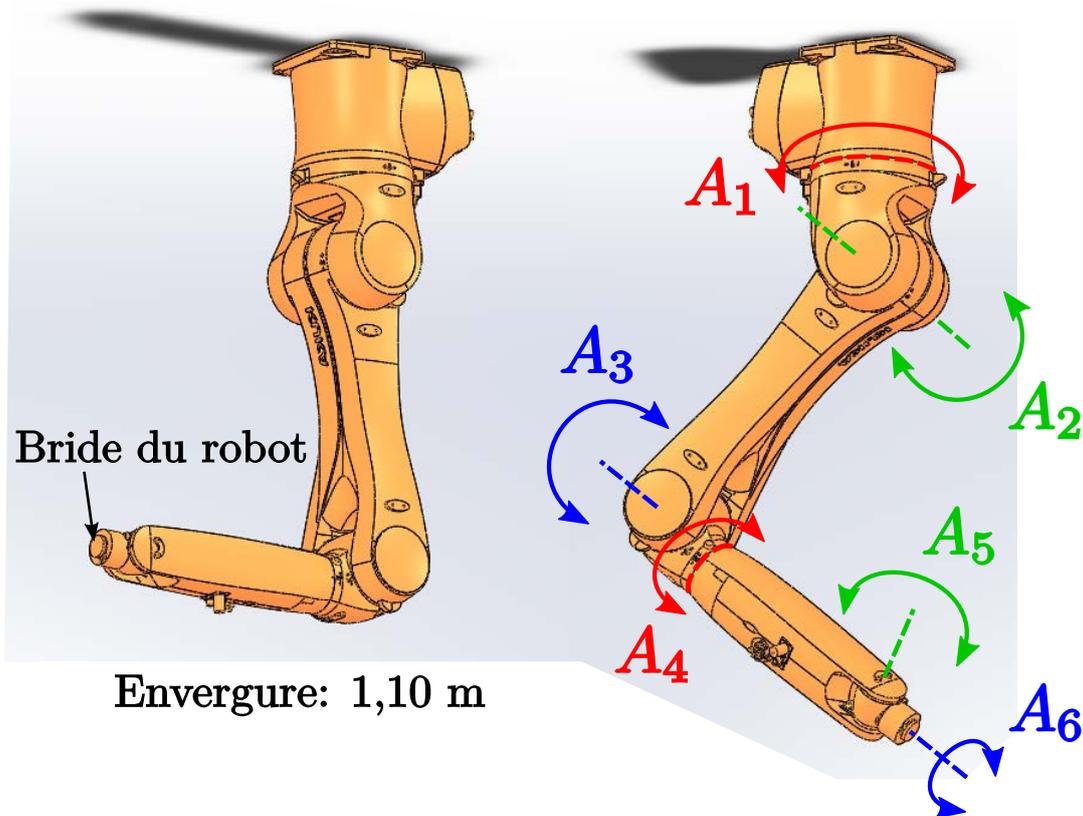


FIGURE 5.17 – Modèle du robot, Agilus R1100 Sixx de marque Kuka, utilisé dans l'expérience. Il s'agit d'un robot 6 axes (A_1 jusqu'à A_6), d'envergure 1,10 m et pèse 70 kg. Les 6 degrés de liberté offerts par le robot permettent de démultiplier les possibilités de positionnement.

teindre ces précisions, il est important de ne pas utiliser le robot à pleine vitesse. Réduire la vitesse et les accélérations permet aussi de réduire les couples moteurs, et donc les vibrations mécaniques, qui auraient pour conséquence de faire "trembler" l'appareil photographique.

Ce robot a pour objectifs de pouvoir déplacer programmatiquement l'appareil photographique ainsi que le scanner 3D (cf. Figure 5.18), fixés à l'extrémité du robot (appelée aussi *bride* du robot, ou encore *bride d'axe 6*). Il permet ainsi d'automatiser et de rendre autonome la capture d'apparence ainsi que le scan géométrique de la surface.

L'objet à numériser devant être posé sur un plan horizontal, deux possibilités d'accès au volume au dessus de l'objet s'offrent à nous :

- Accès par un bord du plateau : le robot est positionné à côté du plateau support. Dans cette configuration, le bras doit avoir un envergure de 2 m. En plus d'être plus chers, l'ensemble des robots de cette taille que nous avons pu trouver possèdent un

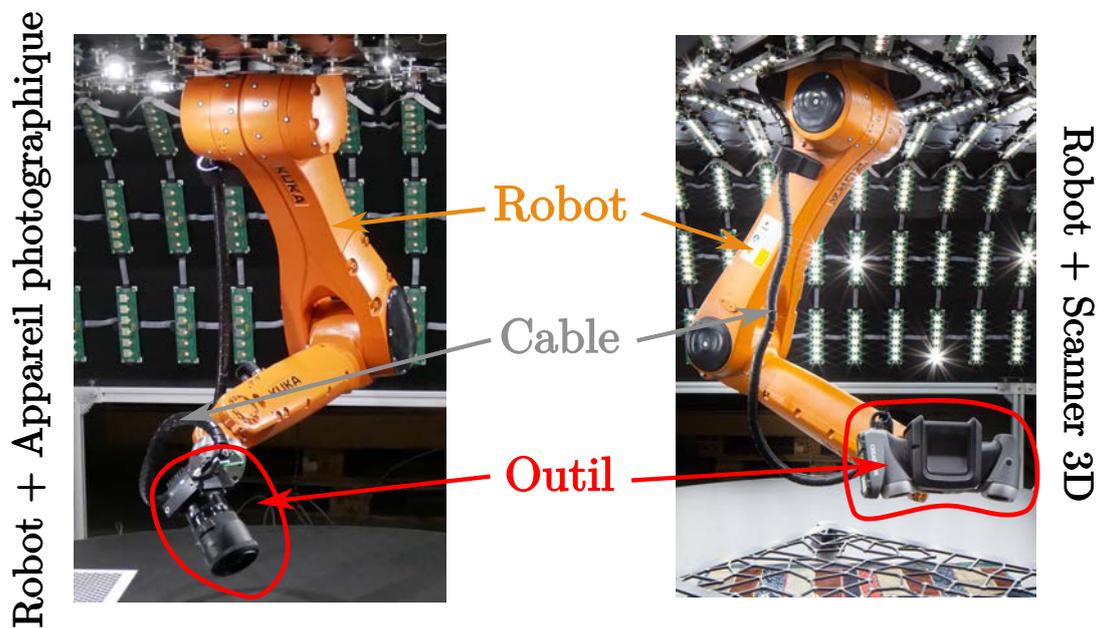


FIGURE 5.18 – Le robot est inséré dans le dôme par une ouverture prévue à cet effet. Il permet de déplacer du matériel, en particulier le scanner 3D (à gauche), et l'appareil photographique (à droite). Un câble relie ce matériel à l'ordinateur de contrôle.

corps massif : les bras et l'embase sont bien sont très larges. Cela pose le problème de l'ombre projetée sur l'objet, qui sera d'autant plus grande. Aussi, un robot imposant nécessite beaucoup de place à côté de l'expérience, interdisant de pouvoir y placer des LED. Il ne serait pas possible d'avoir un dôme de LED de la géométrie actuelle. Un avantage est que ce robot peut être facilement fixé à un socle solidaire du sol, ne demandant pas de structure dédiée.

- Accès par le plafond : le robot est positionné, tête à l'envers, au dessus de l'objet. Cette configuration a l'avantage de ne demander qu'une envergure de 1 m, réduisant l'ensemble des problèmes sus-mentionnés. À l'inverse, s'il n'est pas possible de le rincer au plafond de la salle (faux plafond, trop haut, ou peu solide), il nécessitera une structure porteuse d'envergure permettant de supporter son poids et de réduire les vibrations mécaniques qu'il engendre. Un autre avantage est qu'en règle générale, la petite taille d'un robot va de paire avec sa précision.

Ces possibilités nous ont naturellement fait prendre la décision d'une configuration "plafond". La structure porteuse, que nous appelons la *potence*, a donc été conçue en conséquence (cf. Figure 5.19). Développée en partenariat avec le service mécanique du Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux-Gradignan (CENBG), cette potence est constituée d'un assemblage de profilés aluminium de section 10 cm × 10 cm renforcé en chaque jonction par d'épaisse équerres. Cette structure entoure, sans contact direct, le dôme de LED et la table de rotation, permettant de ne pas transmettre les vibrations du robot au reste



FIGURE 5.19 – Potence du robot. Réalisée d'un ensemble de profilés aluminium 10 cm \times 10 cm, et renforcés par des équerres aux jonctions (non représenté), l'ensemble de la structure pèse près de 500 kg. La structure remplit 2 objectifs : être mécaniquement isolé du reste de l'expérience, et réduire au maximum les vibrations engendrées par le mouvement du robot. Deux grandes plaques en aluminium couvrent la potence, apportant en solidité, et sert aussi de plage d'accueil pour l'ensemble du matériel (ordinateur, contrôleurs, alimentations et câblages).

de l'expérience (seulement par le sol). Un câble électrique relie cependant les deux ensembles pour effectuer une masse commune, et éviter ainsi tout incident électrique (par accumulation de charges statiques). La potence est surmontée de deux grandes plaques d'aluminium qui permettent à la fois d'augmenter la rigidité de la structure, mais aussi de servir de plateforme d'accueil pour l'ensemble du matériel (ordinateur, contrôleurs, alimentations et câblages). Le poids total de cette potence est d'environ 500 kg. Le choix de surdimensionner a été fait pour annuler tout risque de dégradation dans le temps. De plus, cela a l'avantage de pouvoir effectuer des opérations de maintenance en toute sécurité. Enfin, cette potence étant en surplomb du dôme de LED, un système d'attache est prévu afin de pouvoir maintenir la porte ouverte.

Contrôle du robot. Le robot est fourni avec un contrôleur KR C4 Compact de chez Kuka, qui gère le pilotage du robot. Cependant, il ne permet que d'exécuter des programmes pré-déterminés, rendant impossible la programmation de trajectoires à la volée. Il est possible de se connecter en liaison ethernet à ce contrôleur pour en modifier les

programmes depuis notre ordinateur de contrôle, mais ces modifications ne sont prises en compte que par un redémarrage du contrôleur (les programmes sont chargés en RAM lors du démarrage, et ne peuvent être modifiés qu'à la main depuis une console fournie avec le contrôleur). Il n'est donc pas possible de piloter directement en temps réel le robot depuis un ordinateur externe. Pour palier cette contrainte, un logiciel tiers, RoboDK, permet d'installer un environnement client-serveur entre le contrôleur et l'ordinateur maître. Grâce à cela, il est possible d'échanger des variables directement en RAM, et donc modifier le comportement du robot mais aussi en récupérer des données (comme la position courante). Lors de son fonctionnement, le contrôleur du robot joue un programme statique dont les fonctions sont régies par un ensemble de variables qu'il est possible de mettre à jour depuis notre ordinateur de contrôle général. RoboDK fournit alors une API en Python 3 permettant d'effectuer un panel divers de requêtes : déplacement, modification de vitesse, style de trajectoire, changement d'outil, ... Contrairement à l'appareil photographique, RoboDK ne propose pas à ce jour d'API en C++.

Simulation de collision et trajectoires. À ce stade, le robot peut être piloté depuis notre ordinateur principal, mais aucune sécurité ne permet d'assurer l'absence de collision entre le robot, l'outil qu'il manipule, et l'environnement de travail (objet à numériser, dôme de LED, plateau). Étonnamment, l'entreprise Kuka ne fournit pas aujourd'hui de solution permettant la génération de trajectoire sans collision. Ainsi, pour ce calcul de collision ainsi que la programmation générale de trajectoire, nous avons retenu la solution KUKAIPRC. Il s'agit d'une extension au module Grasshopper du logiciel de modélisation Rhino3D. Le module Grasshopper fournit un environnement de programmation graphique. KUKAIPRC est un outil parfaitement adapté aux simulations des robots Kuka, il permet une simulation précise, intègre tous les paramètres du robot, analyse les trajectoires, et ce en un temps très rapide.

Sans entrer dans les détails d'implémentation, la méthode de détermination d'une trajectoire sans collision peut être résumée ainsi (cf. Figure 5.20) :

1. Entrée du programme : position de la caméra et point à viser ;
2. Génération d'une grande variété de trajectoires (différents points de passages, différentes orientations des axes du robot, différentes rotations de la caméra autour de son axe optique) ;
3. Suppression des trajectoires impliquant une position finale avec collision ;
4. Raffinement des trajectoires tous les 1 cm, et suppression de celles impliquant au moins une position intermédiaire avec collision ;
5. Répéter l'étape 4 avec raffinement de 1 mm ;
6. Parmi les trajectoires restantes, ne conserver que la plus rapide ;
7. Sortie du programme : si une trajectoire a atteint l'étape 6, elle est sauvegardée et la requête de mouvement est validée.

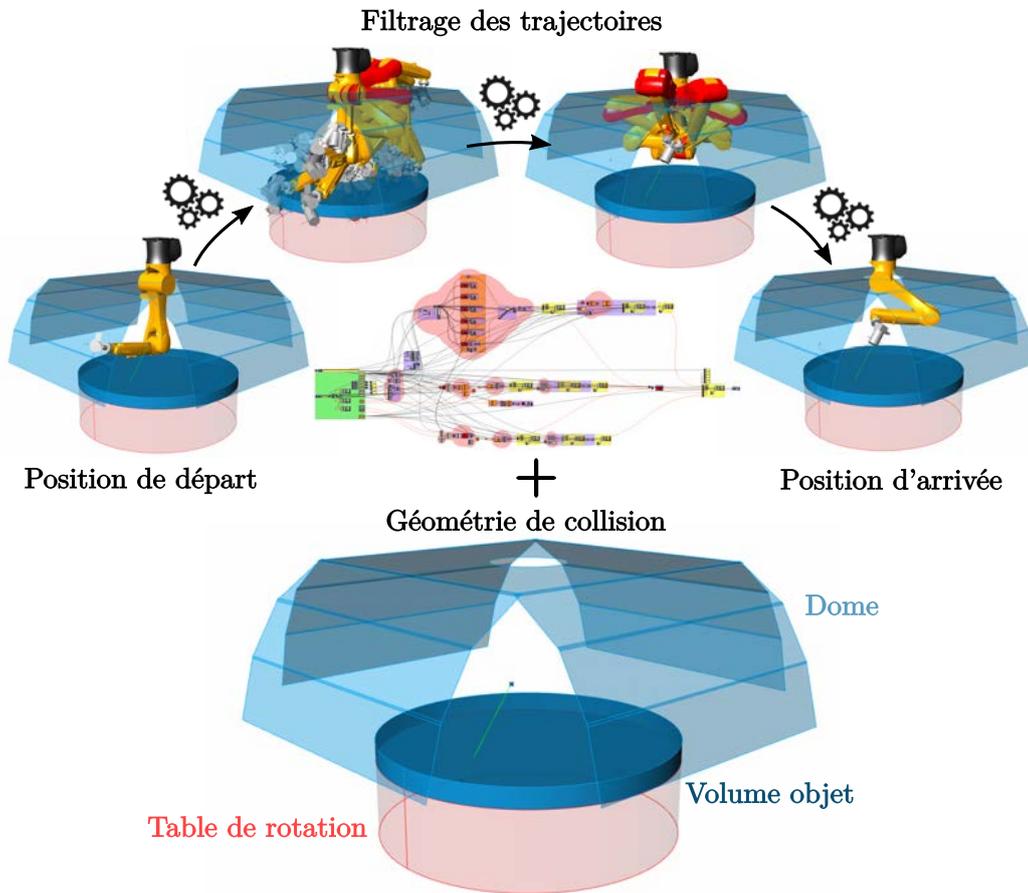


FIGURE 5.20 – Calcul des trajectoires sans collision. La géométrie de collision est renseignée au programme graphique Rhino3D + Grasshopper + KUKAIPRC. Parmi un grand ensemble de trajectoires possibles, celui-ci filtre celles présentant des collisions, puis ne conserve que la plus rapide.

La géométrie de collision utilisée est une simplification de la représentation du prototype afin d'optimiser les temps de calcul. Pour plus de sécurité, cette version simplifiée est éloignée de plusieurs centimètres de la surface réelle, contraignant encore plus l'espace de travail du robot. La méthode décrite est appliquée avec comme outil l'appareil photographique, elle se généralise bien sûr aux autres outils.

Pour maximiser nos chances de rendre la trajectoire faisable, nous bénéficions d'un grand nombre de degrés de liberté à exploiter. Tout d'abord, pour une position cible, le robot ayant 6 axes il possède donc au maximum 8 configurations différentes de ses articulations⁽¹²⁾ permettant d'atteindre cette position de manière équivalente. Ensuite, l'appareil

(12). Les différentes configurations des articulations sont appelées *status* (8 possibilités) et *turn* (64 possibilités). En général, pour une valeur de *status* fixé, il n'existe qu'un *turn* optimal pour lequel le robot ne s'auto-intersecte pas. On ne retient alors que le *status* comme degré de liberté.

photographique peut tourner autour de son axe optique sans que cela ne modifie le point visé (que nous découpons en 8 possibilités, tous les 45°). Puis, si cela n'est pas suffisant, on peut proposer des points de passages intermédiaires le long de la trajectoire, permettant d'éviter un obstacle. Enfin, si la position s'avérait réellement inatteignable, on peut tourner la table de rotation pour tenter de rendre celle-ci plus accessible⁽¹³⁾. Si après toutes ces étapes le point n'est toujours pas accessible, le simulateur renvoie une réponse négative au logiciel de pilotage général, qui devra alors trouver une autre position.

Lorsque la trajectoire est déterminée, le programme répond positivement à la requête de déplacement. Il génère ensuite un code dans le langage du robot, qui peut être interprété en Python puis transmis à travers RoboDK pour être effectué. Un modèle 3D du robot dans sa position d'arrivée est aussi généré, qui sert notamment pour le calcul de la projection de l'ombre du robot sur la surface de l'objet.

Enfin, nous fixons une position de référence du robot, appelée classiquement HOME, qui permet d'accéder à toute l'enceinte du dôme avec facilité. Si on note $P_1, P_2, P_3 \dots$ la suite de positions du robot à effectuer, nous faisons le choix de nous limiter aux trajets suivants : HOME $\rightarrow P_1 \rightarrow$ HOME $\rightarrow P_2 \rightarrow$ HOME $\rightarrow P_3 \rightarrow \dots$. Il est vrai que cela fait perdre un temps de déplacement précieux, et n'est pas optimal comparé au trajet HOME $\rightarrow P_1 \rightarrow P_2 \rightarrow P_3 \rightarrow \dots$. Cependant, et contre-intuitivement, nous économisons du temps en passant par HOME entre chaque déplacement : du temps de calcul, suffisamment pour compenser le temps de déplacement mécanique. En effet, il s'avère que lorsque le robot a réussi à atteindre une position difficile P_1 , il faut parfois explorer énormément de possibilités avant de trouver une solution pour atteindre P_2 . Or, dans ce cas, nous savons que retourner à HOME est valide. Coincé en position P_1 , il sera donc plus rapide de retourner à HOME puis de chercher à atteindre P_2 plutôt que d'essayer d'atteindre P_2 directement. Le deuxième avantage de cette méthode est qu'il permet de ne pas accumuler les erreurs de positionnement au fur et à mesure du trajet. Puisque le robot est très répétable, on sait que de revenir à cette position HOME permet de réinitialiser le cumul des erreurs.

5.1.8 Programme de contrôle

Le prototype complet est piloté par un programme maître. Long de plus de 30000 lignes de code, il est développé en C++ et utilise massivement le *multithreading* CPU pour l'utilisation simultanée du matériel, ainsi que la carte graphique (GPU) pour le calcul des ombres. Il propose une interface graphique créée à partir de la bibliothèque Qt, qui permet de contrôler en profondeur le matériel, de manière simple. Une visualisation 3D de l'état de l'expérience, grâce au moteur de rendu G3D [McGuire *et al.*, 2017], est proposée afin de pouvoir visualiser en temps-réel ce qu'il se passe dans l'enceinte du dôme, même lorsque celui-ci est fermé. Cela permet aussi de suivre à distance le bon déroulement de l'expérience. Ce programme central est interfacé avec tout le matériel soit à travers les

(13). Cela n'a pas été implémenté pour cause du dysfonctionnement de la platine de rotation précédemment mentionné.

APIs en C++, soit par des protocoles de communications spécifiques pour les autres langages de programmation. Chaque classe C++ responsable d'un matériel particulier hérite d'une interface virtuelle pure générique. Si un matériel venait à être remplacé, il suffirait de créer une classe implémentant ce nouveau matériel qui hérite de l'interface virtuelle pure, qui elle se charge d'assurer l'intégration dans tout le reste du programme. Enfin, une seconde classe interface permet d'insérer facilement de nouvelles séquences d'actions et stratégies de mesure, rendant l'exploitation de l'expérience très flexible, facilement reprogrammable pour les développements futurs.

5.2 Calibration

L'expérience, une fois montée, est loin d'opérer dans des conditions nominales. Le positionnement et la géométrie de toutes les pièces ne sont pas exactement ceux des modèles CAO⁽¹⁴⁾ de conception, et les grandeurs radiométriques ne sont pas connues. En étant aussi consciencieux qu'humainement possible lors du montage, en n'utilisant que les modèles CAO et les données constructeurs à notre disposition, nous serions seulement capable d'estimer les positions à quelques centimètres près, et les grandeurs radiométriques à plusieurs dizaines de pourcents. C'est bien entendu inacceptable au regard du cahier des charges, mais aussi du point de vue de la résolution du matériel. Pour comparaison, à ce stade c'est comme si l'on souhaitait photographier une étoile particulière avec un télescope sans même savoir où l'on regarde dans le ciel. La calibration est l'étape nécessaire et essentielle qui va permettre de caractériser précisément l'état et la réponse du matériel, et ce dans toute sa gamme d'utilisation. On peut diviser le matériel en 6 ensembles à calibrer :

- le robot ;
- l'appareil photographique ;
- la table de rotation ;
- l'ensemble des LED ;
- le scanner 3D ;
- l'objet scanné.

La procédure mise en place dans cette expérience est ordonnée comme décrit dans la figure 5.21. Cette section a pour objectif de détailler les points importants de cette procédure, étape par étape.

Tout d'abord, le robot et le scanner sont deux outils essentiels de notre expérience et possèdent leurs propres méthodes de calibration, spécifiques aux constructeurs. Le robot reçoit 6 commandes angulaires, une pour chaque axe, le constructeur assurant un positionnement à 100 μm et une répétabilité de 30 μm . Il serait théoriquement possible

(14). CAO = Conception Assistée par Ordinateur

5. Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope

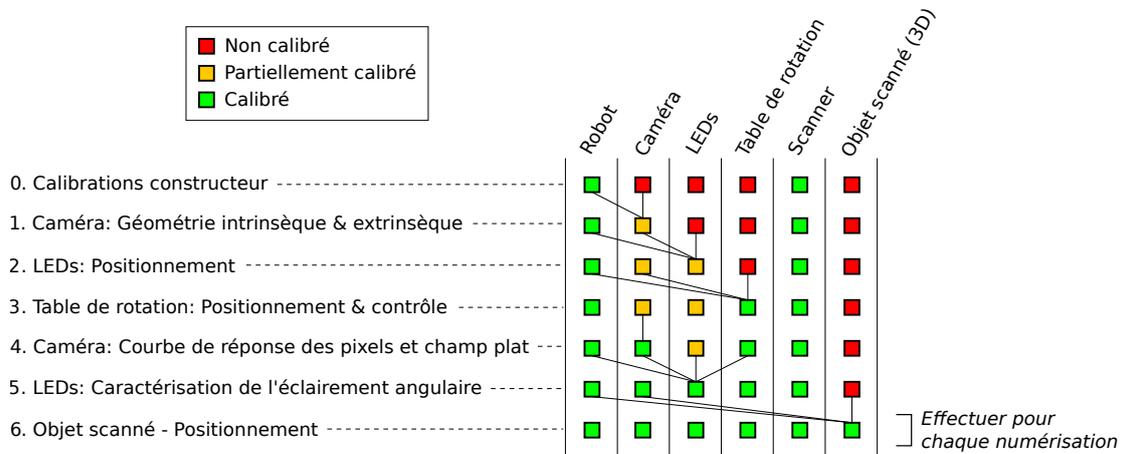


FIGURE 5.21 – Procédure de calibration du prototype. La caméra est finement calibrée, puis sert d'outil de calibration au reste du matériel.

d'améliorer la calibration afin d'atteindre une précision de $30 \mu\text{m}$, mais cela demanderait d'échantillonner absurdement finement l'espace à 6 dimensions des axes, en étant capable de mesurer l'orientation finale de la bride du robot pour chaque point d'un volume de 3 m^3 avec une précision inférieure à $30 \mu\text{m}$. Plutôt que de tenter l'irréalisable, nous avons fait le choix de nous baser sur la calibration constructeur. Pour la même raison, nous conservons la calibration constructeur du scanner, qui nous assure déjà de scanner des surfaces 3D avec une précision de $30 \mu\text{m}$ près. En pratique, nous observons que le bruit, variable en fonction des matériaux, rend généralement inexploitable les détails sous une résolution effective de $200 \mu\text{m}$.

Dans cette section, nous allons d'abord nous attarder sur les calibrations géométriques, qui correspondent à celles permettant de connaître le positionnement précis de tout le matériel.

La première étape (cf. Sous-section 5.2.1) de notre calibration consistera à déterminer l'ensemble des défauts optiques géométriques de la caméra, et de mesurer précisément la transformation qui relie le centre optique de la caméra à la bride du robot. Celle-ci sera classiquement faite en imageant un damier de typer Charuco. Cette calibration a pour résultat de pouvoir fidèlement associer à chaque pixel un rayon en espace objet pour toute position de l'appareil photo, étape cruciale pour l'ensemble des calibrations suivantes.

La seconde (cf. Sous-section 5.2.2) a pour sujet la détermination de la position et de l'orientation des LED dans l'espace. Cette étape, réalisée par triangulation, permet alors de connaître précisément la direction de l'éclairage pour tout point de l'objet à scanner.

La calibration de la table de rotation ne sera pas abordée ici du fait de sa mise hors-service⁽¹⁵⁾. Très succinctement, l'idée retenue fut de repérer une mire Charuco pour de

(15). Voir la section matériel 5.1.3 correspondante.

multiples rotations de la table. Ce faisant, on peut en déduire l'axe de rotation, la position du plan de la table (centre et normale), et obtenir la courbe de calibration donnant l'angle de rotation réel en fonction de l'angle de rotation demandé.

S'en suivra alors les deux calibrations radiométriques, permettant de caractériser l'émission de la source de lumière par les LED, ainsi que la réponse radiométrique de l'appareil photographique.

La caméra est d'abord calibrée, l'objectif étant de comprendre le lien reliant la valeur d'un pixel au flux impactant celui-ci. Pour ce faire, un grand nombre de photographies est pris à différents temps d'expositions, permettant d'observer comment varie la valeur d'un pixel en fonction du flux de photons entrant.

Enfin, pour caractériser l'émission des LED, nous verrons en quoi l'image d'un diffuseur lambertien permet facilement de caractériser l'émissivité de chaque LED. Sujette au bon fonctionnement de la table de rotation, cette calibration ne pourra malheureusement être mise en œuvre. Nous nous replions finalement sur les données constructeurs pour cette calibration.

Toutes ces calibrations sont indépendantes de l'objet à numériser, et vont être effectuées en amont. Cependant pour chaque numérisation, le modèle 3D de l'objet scanné existe dans un repère propre au scanner, qu'il nous faut encore déterminer. La calibration de son positionnement dans le repère du laboratoire se fera en repérant les mires de scan positionnées autour de l'objet. Celles-ci sont facilement détectables, la mesure de leur position 3D nous renseigne directement sur la position du maillage scanné.

5.2.1 Caméra - Géométrie intrinsèque et extrinsèque

Cette partie a pour objectif de détailler la procédure de calibration géométrique de l'appareil photographique. Celle-ci est découpée en 3 étapes successives. La première des calibrations à effectuer est d'associer un modèle de caméra sténopé à l'appareil photo (calibration intrinsèque), puis d'estimer quelle transformation relie le repère outil du robot au centre du modèle de caméra (calibration extrinsèque). Enfin, le modèle de la caméra sténopé ne permettant pas de rendre compte de la distance de mise au point, celle-ci sera finalement calibrée dans un troisième temps.

Calibration intrinsèque

Comme présenté en section (cf. Section 3.1), l'appareil photographique est modélisé comme une caméra sténopé avec distorsion. La calibration intrinsèque permettant de paramétrer un tel modèle est effectuée par la méthode de Zhang [Zhang, 2000], dont nous utiliserons dans cette expérience l'implémentation proposée par la librairie OpenCV. En pratique, appliquer cette méthode c'est avant tout photographier une mire de géométrie connue, dotée de points de repère facilement détectables. Il suffit alors de déterminer par optimisation non-linéaire les paramètres du modèle qui expliquent au mieux la position

apparente de ces points de repères dans un jeu de photographies prises depuis différents points de vue. Une fois effectué, on peut en déduire d'une part tous les paramètres du modèle équivalent de la caméra (focale et distorsion en particulier), mais aussi l'ensemble des positions de celle-ci, exprimées dans le repère de la mire, pour chaque photo.

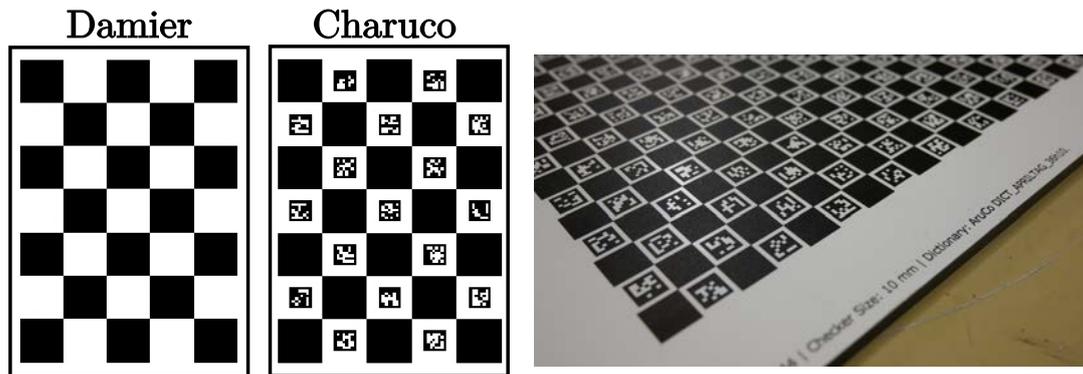


FIGURE 5.22 – Mires utilisée pour la calibration géométrique de la caméra. À gauche un damier classique, au centre une mire Charuco, et à droite une photographie de la mire Charuco retenue et réalisée. Grâce aux codes présents dans le damier Charuco, il est possible d'identifier chaque carré de manière unique.

Étudions en premier lieu les qualités de la mire elle-même. Tout d'abord, la méthode de Zhang suppose que la mire soit un objet dont les points de repère sont disposés dans un plan unique. Ensuite, dans la méthode originale, un damier noir et blanc est utilisé (cf. Figure 5.22, gauche), les coins de chaque carré servant alors de points de repère. La densité de points étant bien évidemment réglable en choisissant la taille d'un côté du carré, un problème persiste : le damier doit être entièrement vu dans chaque image. Cette contrainte vient du fait que si la caméra ne voit qu'une sous-partie du damier, la position de la caméra par rapport au damier ne sera déterminable qu'à une translation près. En effet, toutes les sous-parties du damier se ressemblent, obtenir la position de la caméra devient un problème mal posé. Dans notre procédure de calibration, satisfaire cette contrainte pose trois problèmes majeurs :

- les bords de l'image sont souvent exempts de points de repère,
- la mire ne couvre correctement l'image qu'à distance fixe entre celle-ci et l'appareil photo,
- il est nécessaire de fournir une bonne estimation initiale de la position de la mire afin que celle-ci soit au mieux centrée dans chaque image.

Cela nous limite donc à une bonne calibration seulement au centre du capteur, pour une faible variété de distances de mise au point, et cela demande plus d'effort à l'utilisateur car il doit faire attention à positionner la mire à un endroit très précis du plateau. Une seconde catégorie de mire permet facilement de palier tous ces problèmes d'un seul coup :

les mires Charuco. Contraction de *checker-board* et *Aruco*, une telle mire (cf. Figure 5.22, centre) est en fait un simple damier noir et blanc auquel est adjoint un marqueur Aruco dans chaque carré blanc. Grâce aux marqueurs Aruco, il est possible d'associer un identifiant à chaque point de repère, et donc d'éviter la contrainte de devoir photographier la mire complète. Dès lors, l'ensemble des contraintes précédentes disparaissent, et la calibration devient beaucoup plus flexible.

Pour qu'une telle calibration soit aussi précise que possible, il faut avant tout se doter d'une mire de calibration de bonne facture. Nous avons ici retenu le constructeur Calib.io, qui a pu nous fournir une telle mire de précision 100 μm (cf. Figure 5.22, droite). Il s'agit d'une mire constituée de 44×33 carrés de 10,0 mm de côté chacun. Notons qu'en réalité, la précision de calibration peut être bien meilleure encore que 100 μm . En effet, les modèles de caméra sont basses fréquences : les rayons associés à des pixels voisins sont très similaires, même en présence de distorsion. En particulier, l'erreur finale du modèle n'est pas directement l'erreur de positionnement des points de repère eux-mêmes, mais l'erreur de recalage de leur ensemble. Si l'erreur de positionnement Δx de ces points est centrée, alors on peut s'attendre dans l'idéal à erreur totale de $\Delta x / \sqrt{n}$ avec n le nombre de points de repères (soit 3 μm).

La mire ayant été retenue, il convient alors d'adopter une stratégie de calibration, c'est-à-dire une stratégie du choix du paramétrage et des positionnements de l'appareil photographique. Le premier point à noter est que l'imagerie change pour chaque distance de mise au point (cf. Section 3.1). Calibrer l'appareil, c'est donc le calibrer à mise au point fixe, puis de répéter autant de fois la calibration que de mises au point possibles. À ce stade, la distance de mise au point n'est pas calibrée, et la seule donnée pilotable par l'expérience est le nombre de pas moteur duquel on peut déplacer la mise au point de l'objectif. Dans le modèle de la lentille mince, déplacer la lentille correspond à changer la distance de mise au point, on peut alors proposer une loi reliant le nombre de pas moteur Δs à une distance de mise au point d (distance le long de l'axe optique entre le plan de mise au point et le centre de la caméra). Sachant que la mise au point à l'infini correspond à $\Delta s = \Delta s_{max}$ (5000 ici) et que la plus proche d_{min} (20 cm⁽¹⁶⁾) correspond à $\Delta s = 0$, quelques calculs d'optique géométrique permettent d'établir la relation suivante :

$$d = \frac{f}{1 - \frac{1}{\frac{1}{1 - \frac{f}{d_{min}}} \left(1 - \frac{\Delta s}{\Delta s_{max}}\right) + \frac{\Delta s}{\Delta s_{max}}}} \quad . \quad (5.3)$$

Cette première estimation ne garantit pas d'être bien au point sur un objet à distance d , par contre elle en fournit une bonne approximation (qui s'avèrera être bonne au centimètre près). Pour s'assurer de proposer des images nettes, permettant de facilement détecter les

(16). Le constructeur annonce une distance minimale de mise au point de 30 cm. Nous observons que cette distance est en fait bien plus proche de 20 cm.

détails de la mire de calibration, le diaphragme est fermé au maximum (à $f/16$). Ensuite, comme rien n'est encore calibré, la transformation entre la bride du robot et la caméra n'est estimée qu'à partir des fichiers de conception CAO. Toutes ces approximations nous suffisent alors à positionner la caméra et faire la mise au point "à peu près" où l'on souhaite.

La première mise au point pour laquelle sera calibrée la caméra sera $d_0 = d_{min}$, puis le processus sera itéré en suivant la loi arithmético-géométrique $d_{k+1} = (1 + 2/100)d_k + 1$ cm. Cette loi imite l'équation 5.3, qui montre qu'un pas moteur représente un déplacement de la mise au point de plus en plus grand à mesure que celui-ci s'éloigne de la caméra.

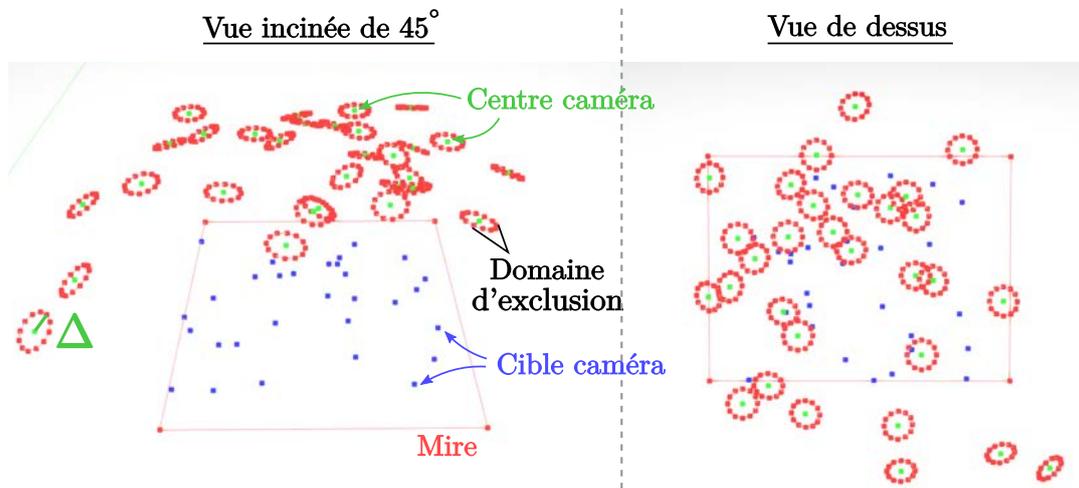


FIGURE 5.23 – Ensembles des positions de l'appareil photographique pour une calibration intrinsèque à distance de mise au point fixée. Les positions sont choisies afin de maximiser la variété d'angles d'observation. La valeur Δ fixe le rayon d'un volume sphérique (cercles rouge dans le schéma, orientés selon chaque axe optique) exclusif pour chaque position, permettant d'assurer l'espacement des différents points de vue.

Choisissons alors une distance d_k fixe, et posons-nous la question de comment placer l'appareil photographique afin de proposer le meilleur résultat de calibration possible. D'après Zhang [Zhang, 2000], la calibration sera d'autant meilleure que les points de vue sont nombreux et variés. L'expérience montre qu'au delà de $n = 30$ images, la qualité de la calibration n'augmente plus, nous conservons donc ce nombre de 30 images à effectuer. Concernant la variété de points de vue, nous définissons une distance minimale Δ de séparation entre les différentes positions de caméra. Nous proposons alors le schéma suivant (cf. Figure 5.23) pour la position $i \in [1, n]$:

1. choisir aléatoirement un point sur la mire, il s'agira du point visé par la caméra ;
2. tirer aléatoirement un point de l'espace distant de d_k de ce premier point, répéter

l'opération jusqu'à ce que le point tiré soit distant d'au moins Δ des positions $i' < i$ précédentes.

Si la trajectoire robot est validée, la caméra est positionnée et la photographie prise avec exposition automatique. Dans le cas contraire, un nouveau point sur la surface est tiré, et on réitère l'opération. Afin de s'assurer que cette procédure ne mène pas à une impasse logique, il faut choisir correctement Δ telle qu'il ne soit pas possible de saturer l'espace au dessus de la mire en n positionnements. On assurera que cela ne puisse être le cas lorsque

$$\Delta = \frac{d_k}{2\sqrt{n}} \quad , \quad (5.4)$$

ce qui donne typiquement 1,8 cm pour la distance de mise au point la plus courte. Cette formule s'obtient en considérant que l'on veut que $4n$ disques de rayon Δ doivent avoir une surface équivalente à un hémisphère de rayon d_k . Cette méthode n'assure pas une parfaite homogénéité des prises de vue (cf. Figure 5.23). Cependant, elle est un bon compromis : il est très rare d'avoir beaucoup de vues semblables, et on laisse au robot un maximum de possibilités de trajectoires. En effet, n'oublions pas que contraindre le positionnement de la caméra, c'est diminuer d'autant la proportion de positions atteignables par le robot.

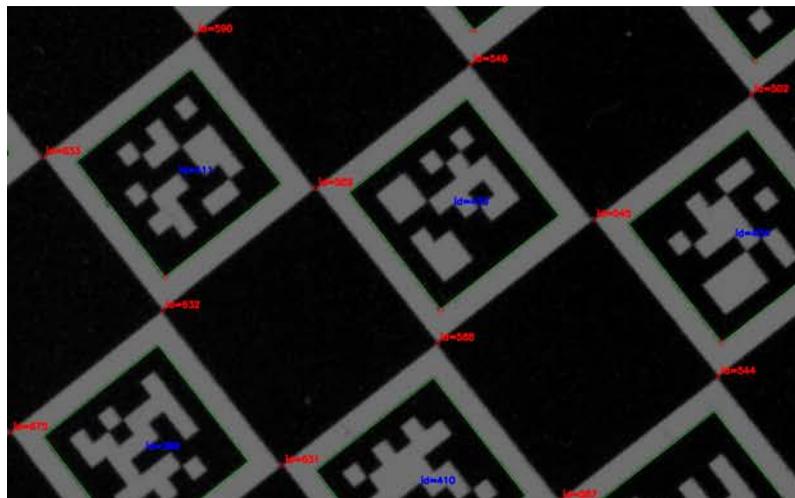


FIGURE 5.24 – Exemple de la détection de la mire Charuco pour une image extraite de la procédure de calibration. Les marqueurs sont détectés (vert) et identifiés de manière unique (ID en bleu), ce qui permet de détecter les coins du damier (rouge) en leur associant de même un unique identifiant.

À ce stade, nous obtenons une collection de n photographies de la mire Charuco, pour une mise au point d_k fixe. Nous utilisons alors l'implémentation OpenCV (C++) de la méthode de Zhang : la mire est détectée dans chaque image (cf. Figure 5.24), puis

5. Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope

les paramètres du modèle de caméra sont optimisés. Le choix du paramétrage d'un tel algorithme a été une longue itération avec la qualité des résultats, qui a pu mener aux conclusions suivantes :

- la focale est isotrope (ratio d'aspect de 1),
- le centre de la distorsion est le centre de l'image,
- le modèle de distorsion utilise 3 coefficients radiaux et 2 tangentiels.

Les modèles plus généraux de l'implémentation OpenCV ont pu être testés, et ceux-ci ont montré que la qualité de la reprojection n'est pas améliorée, voire même qu'ils introduisent des artefacts (par exemple, présence de pôles dans le cas de la distorsion avec polynôme rationnel). Pour donner un ordre de grandeur, à $d_k = d_0 = d_{min}$, la qualité de reprojection des points de repère de la mire est de 0,65 pixels RMS. Attention, cela ne signifie pas que la distorsion peut être corrigée à 0,65 pixels près dans toutes l'image, seulement que c'est ce que l'on peut en attendre en moyenne.

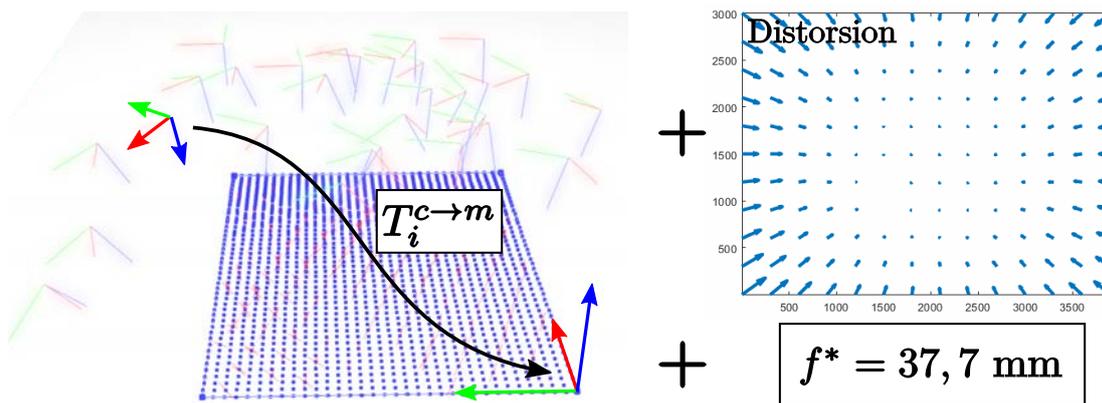


FIGURE 5.25 – Résultats d'une calibration par la méthode de Zhang pour la distance de mise au point minimale ($\simeq 20$ cm). On obtient les positions $T_i^{c \to m}$ des différentes prises de vues par rapport à la mire, la focale de la caméra sténopé équivalente (f^*), ainsi que la carte de distorsion de l'image (l'effet de la distorsion est ici 10 fois exagéré).

Une fois cette calibration effectuée, nous obtenons 3 données importantes (cf. Figure 5.25) :

1. la focale équivalente du modèle sténopé, notée f^* ,
2. une carte de distorsion, permettant de connaître la bijection $(i_p, j_p) \leftrightarrow (i_d, j_d)$ entre les pixels (i_d, j_d) de l'image distordue (celle mesurée) et ceux (i_p, j_p) du capteur équivalent exempt de distorsion,
3. une liste de matrices de transformation $T_i^{c \to m}$ caractérisant, pour chaque capture i , la position de la caméra par rapport à la mire de calibration.

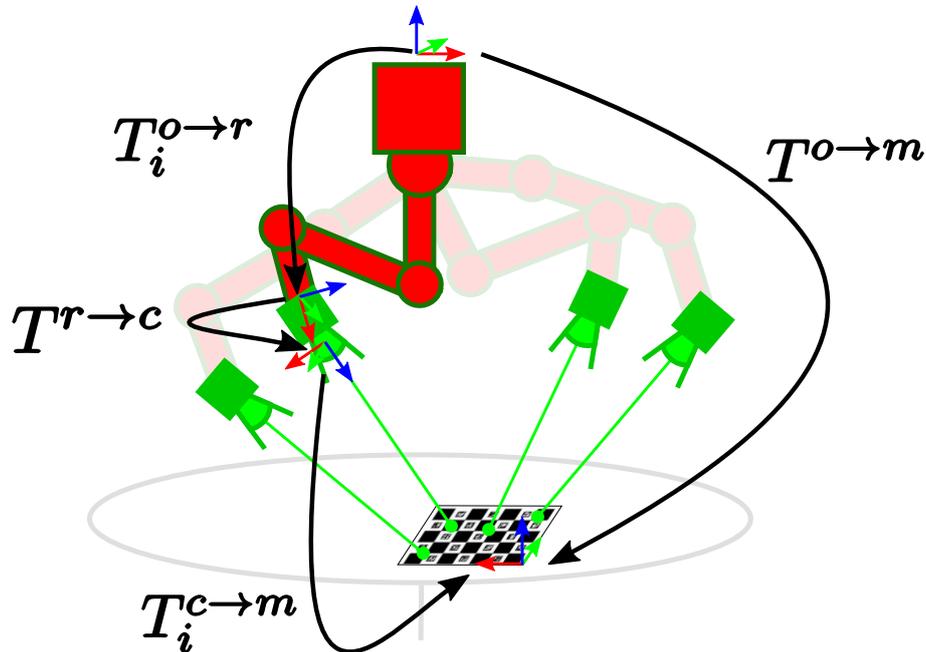


FIGURE 5.26 – Positionnement du matériel lors d’une photographie pour la calibration. $T_i^{o \rightarrow r}$ est donnée par construction, $T_i^{c \rightarrow m}$ à travers la calibration. Il faut alors déterminer $T^{r \rightarrow c}$ (et donc $T^{o \rightarrow m}$) à partir de plusieurs photographies i .

Calibration extrinsèque

Cherchons maintenant à estimer, toujours à mise au point d_k fixée, la transformation $T^{r \rightarrow c}$ reliant la bride du robot à la caméra (cf. Figure 5.26). On sait que, pour toute photographie i , on a

$$T^{o \rightarrow m} = T_i^{o \rightarrow r} T^{r \rightarrow c} T_i^{c \rightarrow m} \quad (5.5)$$

avec, en plus des transformations précédemment définies :

- $T_i^{o \rightarrow r}$ la transformation entre le repère d’origine et la bride du robot, donnée connue puisqu’il s’agit de la commande directement envoyée au robot ;
- $T^{o \rightarrow m}$ la transformation exprimant la position de la mire de calibration dans le repère d’origine.

Dans l’équation 5.5, les 2 inconnues sont les matrices $T^{o \rightarrow m}$ et $T^{r \rightarrow c}$. Toutes les matrices T sont bien sûr par définition des matrices de transformation rigide, c’est-à-dire que l’on peut toujours les écrire sous la forme

$$T = \begin{bmatrix} R & \mathbf{t} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

avec R une matrice de rotation ($\det(R) = 1$ et $R^{-1} = R^t$), et \mathbf{t} un vecteur de translation.

Cela permet de réécrire l'équation 5.5 sous la forme d'un système :

$$\begin{cases} R^{o \rightarrow m} = R_i^{o \rightarrow r} R^{r \rightarrow c} R_i^{c \rightarrow m} \\ \mathbf{t}^{o \rightarrow m} = R_i^{o \rightarrow r} (R^{r \rightarrow c} \mathbf{t}^{c \rightarrow m} + \mathbf{t}^{r \rightarrow c}) + \mathbf{t}^{o \rightarrow r} \end{cases} \quad (5.7)$$

Plusieurs méthodes existent pour résoudre un tel problème, comme une méthode par résolution de quaternions [Zhuang *et al.*, 1994] ou encore par optimisation linéaire ou non-linéaire contrainte [Dornaika et Horaud, 1998]. Nous retenons ici la résolution par système linéaire établit par un procédé géométrique [Lenz, 1989; Hallenberg, 2007]. Cette méthode est tout à fait intéressante car elle propose une résolution algébrique à un problème sur des matrices de transformation, en effectuant la plupart des calculs dans le domaine géométrique (via la formule de Rodrigues). Cette méthode présente l'avantage de nous renseigner facilement sur les conditions permettant une bonne estimation des transformations $T^{o \rightarrow m}$ et $T^{r \rightarrow c}$.

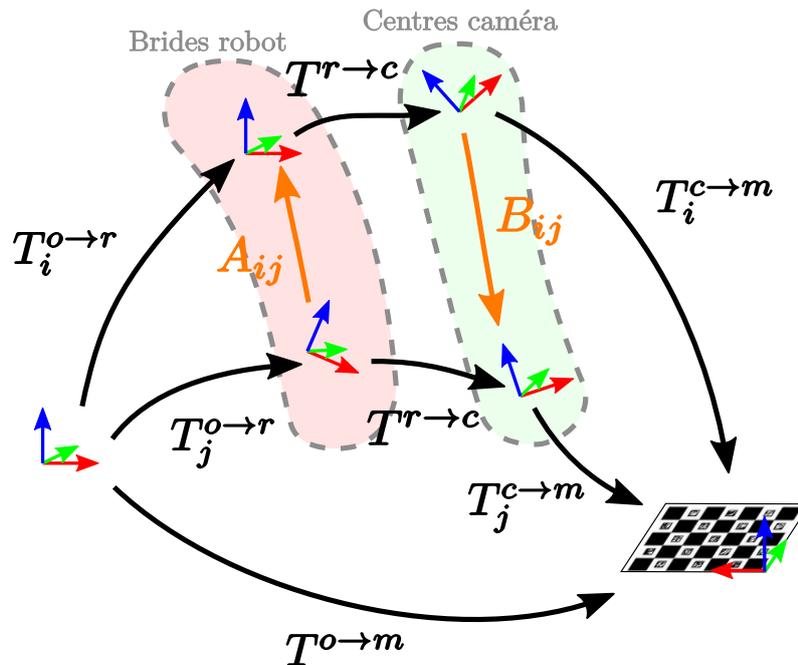


FIGURE 5.27 – Paramétrisation du problème de la détermination de $T^{r \rightarrow c}$ et $T_i^{o \rightarrow m}$ à partir de plusieurs positions de caméra. La résolution de fait par paire de positions (i, j) , l'ensemble des systèmes est concaténé pour être finalement résolu par la méthode des moindres carrés.

Tout d'abord notons que le problème est doté de 12 inconnues (2 rotations + 2 translations), or le système 5.5 est de taille 4. Il faudra au moins un système de 3 équations de ce type afin d'espérer déterminer une solution, c'est-à-dire qu'il faudra au minimum 3 positions de caméra différentes. La méthode implémentée s'intéresse d'abord à chaque paires

de positions (cf. Figure 5.27), notons-les respectivement $(T_i^{o \rightarrow r}, T_i^{c \rightarrow m})$ et $(T_j^{o \rightarrow r}, T_j^{c \rightarrow m})$ avec $i \neq j$. On écrit alors

$$\begin{cases} T^{o \rightarrow m} = T_i^{o \rightarrow r} T^{r \rightarrow c} T_i^{c \rightarrow m} \\ T^{o \rightarrow m} = T_j^{o \rightarrow r} T^{r \rightarrow c} T_j^{c \rightarrow m} \end{cases} \quad (5.8)$$

et par suite, plus classiquement,

$$\begin{cases} A_{ij} T^{r \rightarrow c} = T^{r \rightarrow c} B_{ij} \\ T^{o \rightarrow m} = T_j^{o \rightarrow r} T^{r \rightarrow c} T_j^{c \rightarrow m} \end{cases} \quad (5.9)$$

où $A_{ij} = (T_j^{o \rightarrow r})^{-1} T_i^{o \rightarrow r}$ et $B_{ij} = T_j^{c \rightarrow m} (T_i^{c \rightarrow m})^{-1}$ sont connues. La méthode consiste d'abord en résoudre $T^{r \rightarrow c}$ dans la première ligne du système 5.9, puis d'en déduire $T^{o \rightarrow m}$ grâce à la seconde.

Tout d'abord, quelques notions mathématiques. Soit une matrice de transformation, grâce à la *formule de Rodrigues modifiée*, il est possible d'établir une bijection entre sa matrice de rotation R , et un vecteur, noté \mathbf{P}_R . \mathbf{P}_R est défini de la manière suivante :

$$\mathbf{P}_R = 2 \sin \frac{\theta}{2} \mathbf{a} \quad (5.10)$$

avec \mathbf{a} un vecteur normalisé définissant l'axe de rotation de R (soit dit $\|\mathbf{a}\| = 1$ et $R\mathbf{a} = \mathbf{a}$), et θ l'angle de rotation autour de \mathbf{a} ⁽¹⁷⁾. On peut alors aisément déterminer \mathbf{P}_R en analysant vecteurs propres et valeurs propres de la matrice R . La transformation inverse a l'avantage d'être une fonction simple ne requérant aucune trigonométrie :

$$R = \left(1 - \frac{\|\mathbf{P}_R\|^2}{2}\right) I + \frac{1}{2} (\mathbf{P}_R \mathbf{P}_R^t + \sqrt{4 - \|\mathbf{P}_R\|^2} \text{Skew}(\mathbf{P}_R)) \quad (5.11)$$

avec I la matrice identité (3×3), et Skew la fonction permettant d'effectuer les produits vectoriels en terme matriciel, définie par

$$\forall \mathbf{u} \in \mathbb{R}^3, \text{Skew}(\mathbf{u}) = \begin{bmatrix} 0 & -u_x & u_y \\ u_z & 0 & -u_x \\ -u_y & u_x & 0 \end{bmatrix} \quad (5.12)$$

telle que pour deux vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{v} nous avons $\mathbf{u} \times \mathbf{v} = \text{Skew}(\mathbf{u})\mathbf{v}$. Ensuite, introduisons \mathbf{P}'_R , variante de \mathbf{P}_R définie par :

$$\mathbf{P}'_R = \frac{1}{\sqrt{4 - \|\mathbf{P}_R\|^2}} \mathbf{P}_R \iff \mathbf{P}_R = \frac{2}{\sqrt{1 + \|\mathbf{P}'_R\|^2}} \mathbf{P}'_R \quad (5.13)$$

La méthode complète permettant de résoudre la première ligne du système 5.9 étant très bien expliquée dans l'article original [Lenz, 1989], nous ne la décrivons que très

(17). La *formule de Rodrigues* originale ne propose pas un préfacteur $2 \sin \frac{\theta}{2}$, mais simplement θ .

rapidement ici. Soit X la transformation à résoudre dans le système $AX = XB$ (on omet temporairement les indices i et j , et $X = T^{r \rightarrow c}$ ici), alors séparons tout d'abord les parties rotation et translation :

$$\begin{cases} R_A R_X &= R_X R_B \\ R_A \mathbf{t}_X + \mathbf{t}_A &= R_X \mathbf{t}_B + \mathbf{t}_X \end{cases} \quad (5.14)$$

Par un calcul que nous ne détaillons pas ici, on peut en déduire le double système linéaire équivalent

$$\begin{cases} \text{Skew}(\mathbf{P}_{R_A} + \mathbf{P}_{R_B}) \mathbf{P}'_{R_X} &= \mathbf{P}_{R_B} - \mathbf{P}_{R_A} \\ (R_A - I) \mathbf{t}_X &= R_X \mathbf{t}_B + \mathbf{t}_A \end{cases} \quad (5.15)$$

On procédera donc à résoudre \mathbf{P}'_{R_X} , en déduire R_X grâce à 5.13 et 5.11, puis de résoudre \mathbf{t}_X . Cependant, $\text{Skew}(\mathbf{P}_{R_A} + \mathbf{P}_{R_B})$ et $(R_A - I)$ sont toutes deux des matrices de rang 2, et donc non-inversibles. On bénéficie alors du fait que ce système est vrai pour toute paire (i, j) de positions de caméra. On résout alors le système suivant au sens des moindres carrés :

$$\begin{cases} \mathcal{A}_R \mathbf{P}'_{R_X} &= b_R \\ \mathcal{A}_t \mathbf{t}_X &= b_t \end{cases} \quad (5.16)$$

avec

$$\mathcal{A}_R = \begin{bmatrix} \dots \\ \text{Skew}(\mathbf{P}_{R_{A_{ij}}} + \mathbf{P}_{R_{B_{ij}}}) \\ \dots \end{bmatrix}_{\forall i > j \in [1, n]^2} \quad (5.17)$$

$$b_R = \begin{bmatrix} \dots \\ \mathbf{P}_{R_{B_{ij}}} - \mathbf{P}_{R_{A_{ij}}} \\ \dots \end{bmatrix}_{\forall i > j \in [1, n]^2} \quad (5.18)$$

$$\mathcal{A}_t = \begin{bmatrix} \dots \\ R_{A_{ij}} - I \\ \dots \end{bmatrix}_{\forall i > j \in [1, n]^2} \quad (5.19)$$

$$b_t = \begin{bmatrix} \dots \\ R_X \mathbf{t}_{B_{ij}} + \mathbf{t}_{A_{ij}} \\ \dots \end{bmatrix}_{\forall i > j \in [1, n]^2} \quad (5.20)$$

\mathcal{A}_R et \mathcal{A}_t sont de taille $n(n-1)/2 \times 3$, b_R et b_t de taille $n(n-1)/2 \times 1$. On ne considère que les paires (i, j) telles que $i > j$ pour éviter de répéter les paires $(i, j) = (j, i)$. On en déduit finalement la transformation reliant la caméra à la bride du robot $T^{r \rightarrow c}$ ($= X$).

Pour minimiser la propagation des erreurs lors de la pseudo-inversion des matrices \mathcal{A} , Lenz [Lenz, 1989] nous apprend qui faut maximiser à la fois les angles entre les paires de positions de la caméra, mais aussi maximiser les angles de rotation existants entre toutes les orientations de caméra. Du fait de l'inaptitude du robot à atteindre systématiquement des positions uniques, nous bénéficions du fait que nous avons 40 positions de

caméra différentes, aléatoirement réparties dans l'espace. Cette répartition nous assure qu'il existe toujours un sous-ensemble de configurations assurant une bonne proximité avec ces conditions optimales.

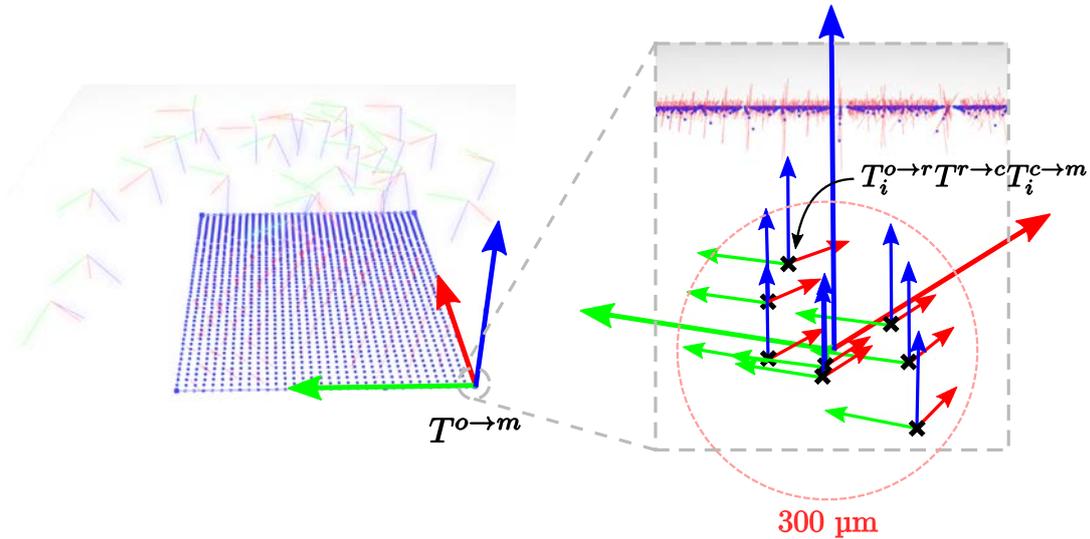


FIGURE 5.28 – Moyenne des repères de la mire estimés par le calcul $T_i^{o \to r} T^{r \to c} T_i^{c \to m}$. Dans le cas où de la mise au point la plus proche, nous obtenons finalement une erreur moyenne de positionnement de 300 μm RMS.

Ensuite, on peut directement déduire la transformation $T^{o \to m}$ donnant le positionnement de la mire de calibration dans l'espace à partir de n'importe quelle position i par $T^{o \to m} = T_i^{o \to r} T^{r \to c} T_i^{c \to m}$. Cela peut être une source d'erreur, si la position i retenue s'avère peu précise, l'estimation de $T^{o \to m}$ le sera aussi. C'est pour cette raison que nous préférons calculer $T^{o \to m}$ comme étant la transformation moyenne⁽¹⁸⁾ pour toutes les réalisations $T_i^{o \to r} T^{r \to c} T_i^{c \to m}$ (cf. Figure 5.28). Cette méthode permet de mieux distribuer les erreurs d'estimation, équitablement sur l'ensemble des positions de caméra. L'erreur de positionnement extrinsèque est, pour $d_k = d_0 = d_{min}$, de l'ordre de 300 μm RMS.

Une fois cette seconde calibration, extrinsèque, effectuée il faut garder en tête que celle-ci n'a été faite qu'à d_k fixe. Il faudra répéter l'opération entière autant de fois que d'échantillons de distances de mise au point retenus. En particulier, on bénéficiera du fait qu'à la première distance de mise au point calibrée, d_o , on obtient déjà la position de la mire $T^{o \to m}$ dans l'espace. Si l'endroit visé lors de cette première calibration n'est qu'approximatif (à 10cm près typiquement pour notre mire Charuco, car positionnée à la main

(18). Pour calculer la moyenne T de n transformations T_i , il ne suffit pas de moyenniser les matrices tel que $T = \sum T_i/n$. Si la partie translation de T est bien définie, $\sum R_{T_i}/n$ ne donne pas une matrice de rotation, et donc T n'est pas directement une matrice de transformation rigide. Pour parvenir à un tel résultat, il suffit d'en extraire la rotation grâce à une décomposition en valeurs singulières (SVD).

5. Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope

dans la zone prévue à cet effet), son placement sera beaucoup plus précis lors des itérations suivantes $k > 0$. Le fait de correctement imaginer la mire sera d'autant plus assuré, et donc le nombre de points de repère dans les images associées tout à fait optimisé.

Enfin, la calibration s'arrête lorsque l'un des deux critères suivants est rempli :

- le robot n'est plus en mesure d'accéder à n positions de caméra pour la mise au point courante, ce qui arrive lorsque d_k correspond à peu près à la distance entre la mire et le dôme ;
- la mire ne peut plus couvrir entièrement les images prises à une distance d_k , ici nous retenons que la diagonale de la mire doit pouvoir couvrir la diagonale de l'image même avec une inclinaison de 45° .

Dans notre expérience, ces critères impliquent généralement que la calibration peut être effectuée pour d variant de 20 cm à 50 cm.

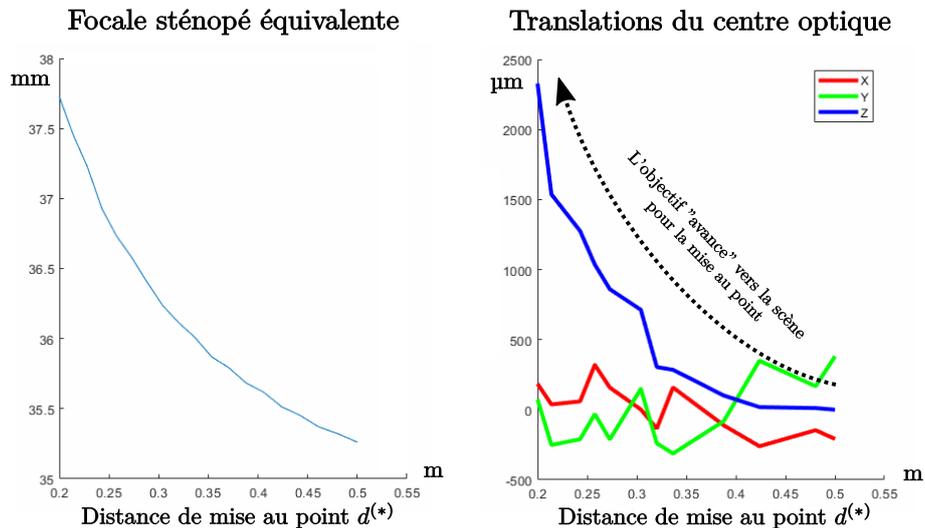


FIGURE 5.29 – Évolution de la calibration intrinsèque et extrinsèque de la caméra en fonction de la distance de mise au point estimée^(*) (équation 5.3). À gauche, comme le prévoit la relation de conjugaison, on observe que la focale sténopé équivalente augmente quand la distance de mise au point diminue. Cela est corroboré par le déplacement du centre optique (à droite) selon l'axe optique (Z) : pour effectuer la mise au point plus proche, les lentilles de l'objectif s'éloignent du capteur.

Si les résultats de la calibration ont été donnés pour la distance de mise au point minimale $d_0 = d_{min}$, intéressons-nous à l'évolution des paramètres en fonction de d . Le capteur de l'appareil photographique étant immobile, c'est un moteur dans l'objectif 35 mm qui s'occupe de déplacer les lentilles qui le composent pour effectuer la mise au point. Si on transfère cette propriété au modèle équivalent de la caméra sténopé, on doit pouvoir observer deux phénomènes lorsque d diminue :

- la distance capteur - lentille doit augmenter, et donc la focale sténopé équivalente aussi,
- dans le modèle de la lentille mince, l'objectif doit s'éloigner du capteur. Pour le modèle caméra sténopé, cela correspond alors à un éloignement du centre optique vers l'avant de l'appareil.

La figure 5.29 montre que ce phénomène apparaît bel et bien. La focale sténopé équivalente change de plus de 2 mm, exactement comme la translation du centre optique de l'appareil.

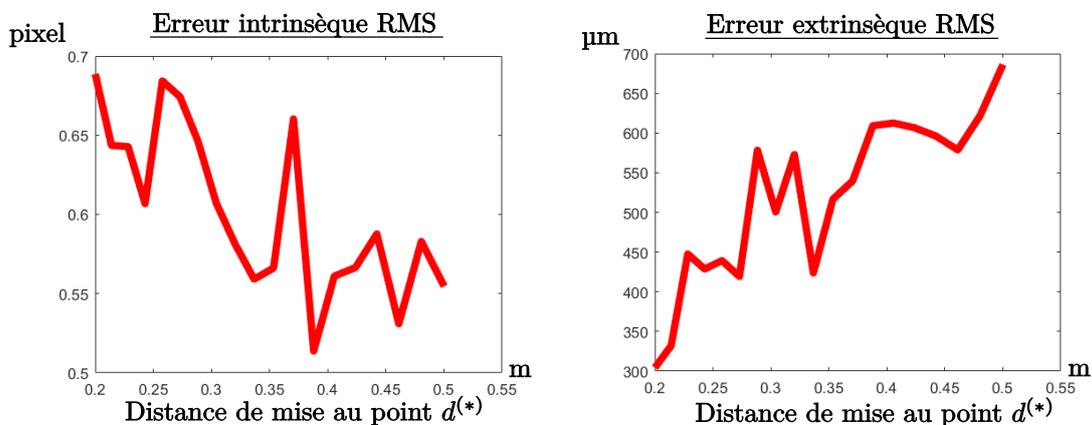


FIGURE 5.30 – Graphiques de l'évolution des erreurs RMS intrinsèque (à gauche) et extrinsèque (à droite) en fonction de la distance de mise au point estimée^(*) (équation 5.3).

En terme de précision, on peut s'attendre à ce que les erreurs de reprojection pour la calibration intrinsèque soient relativement constantes (il s'agit de détection d'image), et qu'elles augmentent avec d pour la calibration extrinsèque (plus d est grand, plus un pixel représente une grande surface espace objet). La figure 5.30 permet d'observer qu'en effet la calibration extrinsèque donne des résultats moins précis en augmentant la distance de mise au point. À l'inverse, les erreurs de reprojection semblent décroître avec d .

À l'utilisation, les données calibrées s'avèrent suffisamment finement échantillonnées en d_k tel que l'ensemble des valeurs calibrées (focale équivalentes, cartes de distorsion et $T_k^{r \rightarrow c}$) puissent être considérées varier linéairement entre deux valeurs d_k et d_{k+1} . Cela permet d'utiliser l'interpolation linéaire comme méthode déterminant la calibration pour des mises au points intermédiaires. En pratique, on cherche l'indice k telle que la distance de mise au point courante $d \in [d_k, d_{k+1}]$, on calcule α tel que $d = \alpha d_k + (1 - \alpha) d_{k+1}$, tout attribut a recherché sera alors interpolé par $a = \alpha a_k + (1 - \alpha) a_{k+1}$ avec a_k et a_{k+1} les attributs provenant des calibrations k et $k + 1$. Cela peut être un peu long à effectuer, on pensera donc à prendre de soin d'éviter de modifier la mise au point autant que possible à l'utilisation.

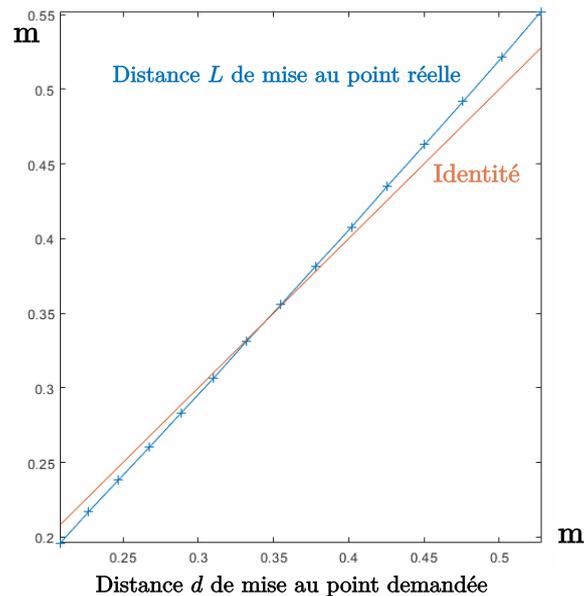


FIGURE 5.31 – Calibration de la mise au point. L'estimation (courbe orange) provenant des calculs théoriques était une bonne approximation de la véritable fonction de mise au point (courbe bleue).

Distance de mise au point

Puisque l'on a calibré le positionnement de l'appareil photographique (par la transformation $T^{r \rightarrow c}$), nous sommes désormais capables de déterminer des distances. Le seul autre objet que nous savons précisément positionner à ce stade est la mire Charuco. La dernière calibration à mettre en place est celle donnant, pour une distance de mise au point d , la distance de mise au point réelle L . Pour se faire, on commence par ouvrir au maximum le diaphragme de l'objectif pour minimiser la profondeur de champ. Ensuite, on place alors l'appareil photographique face à la mire Charuco, à une distance connue L . Puis, on cherche d par mise au point automatique telle que l'image de la mire soit la plus nette possible. On note cette distance d pour laquelle la netteté est optimale d^{net} . En répétant l'opération pour un grand nombre de distance L , cela permet d'obtenir la fonction de calibration $d^{net}(L)$ (cf. figure 5.31). À partir de ce moment, nous appellerons d la distance de mise au point calibrée, qui ne sera plus l'approximation précédente.

Néanmoins, cette calibration ne peut être qu'aussi précise que la profondeur de champ Δd . Pour la calculer, on peut fixer la taille maximale du bokeh à la taille Δ_p d'un pixel ($\Delta_p = 5,5 \mu\text{m}$). Si on reprend les formules 3.6 des *premier et dernier plan net* établies au chapitre 3, on obtient que la profondeur de champ provoque une incertitude de l'ordre de 0,1 % sur la calibration de la mise au point, soit 2 mm pour $d = 20$ cm. Notons que les erreurs sur la calibration des distances de mise au point n'a qu'un rôle très moindre. En effet, le besoin de résolution angulaire de la BRDF nous demande d'ouvrir le diaphragme

à $f/8$ au maximum. Nous sommes donc peu sensible à la détermination du plan exact de mise au point.

Pour faire le bilan de l'ensemble de cette procédure, appliquée à notre matériel, la calibration géométrique de l'appareil photographique a permis d'atteindre la précision maximale suivante :

Quantité	Précision (maximale)
Positionnement de la caméra	300 μm
Projection du pixel	0,65 pixel
Mise au point	2 mm
Temps	5 h

TABLE 5.3 – Tableau des résultats de la calibration géométrique de l'appareil photographique

En terme de pérennité, nous avons observé que cette calibration reste valable quelques jours tout au plus. L'origine exacte de cette déviation au cours du temps n'est pas connue, mais nous supposons qu'elle est principalement due aux nombreux mouvements du robot, qui, à force d'efforts répétés appliqués à la caméra, peuvent légèrement désaxer les différentes jonctions mécaniques. Au-delà de cette période, nous conseillons de lancer à nouveau la procédure afin de récupérer la précision nominale. La procédure totale, échantillonnant la distance de mise de point tous les 1 cm, dure approximativement 5 heures notamment à cause du grand nombre de trajectoires robot à calculer et réaliser.

5.2.2 LED - Positionnement

Les calibrations intrinsèques et extrinsèques de la caméra ayant été effectuées, il est à ce stade possible d'associer à chaque pixel de l'appareil photo son rayon correspondant dans l'espace monde. Nous allons alors utiliser cet aspect pour déterminer la position de chacune des LED par triangulation.

Nous posons ainsi le problème suivant : pour toute LED i , déterminer son centre C_i et sa normale \mathbf{n}_i . Rappelons que, matériellement, chaque LED est très bien approximée par un plan carré de côté 7 mm (surface notée $S_i = 49 \text{ mm}^2$). Si C_i et \mathbf{n}_i ne nous permettent de déterminer pleinement son positionnement qu'à une rotation près autour de \mathbf{n}_i , rappelons que cette donnée ne nous sera d'aucune utilité dans cette expérience. En effet, l'important

5. Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope

est de connaître l'angle solide $\Omega_i(P)$ sous lequel est vue la LED i depuis tout point P . Les dimensions même de l'expérience suffisent à justifier que $\forall P, \|P - C_i\| \gg 7$ mm, permettant que toujours approximer l'angle solide d'éclairément par

$$\Omega_i(P) = \frac{\langle P - C_i, \mathbf{n}_i \rangle S_i}{\|P - C_i\|^3} . \quad (5.21)$$

Grâce au modèle CAO, il est aisé d'avoir une bonne estimation de C_i , notée \tilde{C}_i , à quelques centimètres près. Dès lors, si nous plaçons l'appareil photo tel que \tilde{C}_i soit au centre du champ et que la mise au point soit faite sur \tilde{C}_i , nous avons la garantie d'avoir le véritable point C_i aussi dans le champ. Pour s'en assurer d'autant plus, l'ouverture est réglée au minimum afin de garantir une profondeur de champ maximale, permettant d'obtenir des images les plus nettes possibles de la LED. Grâce à cette procédure, nous garantissons alors que nous pouvons placer l'appareil photo de telle sorte que la LED puisse être visible et correctement imagée.

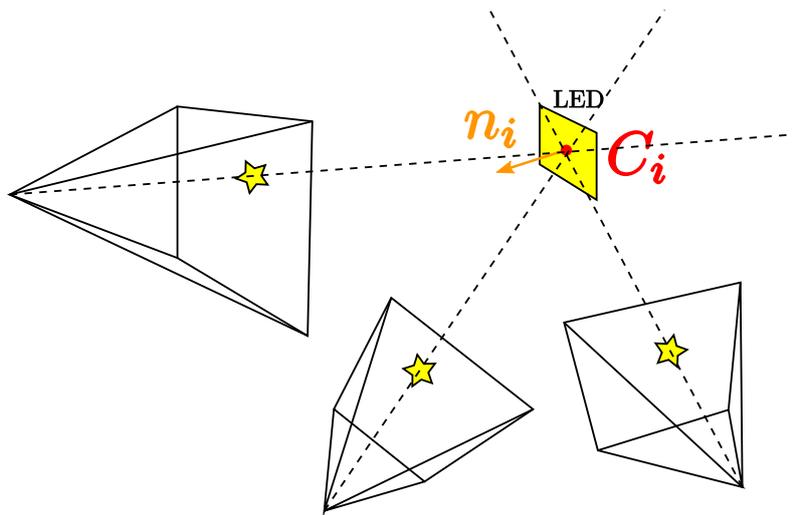


FIGURE 5.32 – Méthode de calibration du positionnement des LED. Plusieurs images sont prises de chaque LED dans lesquelles on détecte la position de la LED. L'ensemble des rayons associés se croisent au centre de la LED, permettant ainsi d'en déterminer sa position.

La détermination de C_i par triangulation consiste alors en la procédure suivante (cf. Figure 5.32) :

1. placer s fois la caméra autour de la LED i tel qu'elle soit dans le champ, et enregistrer une image de la LED allumée,
2. pour chaque image, détecter le centre de la LED, et enregistrer le rayon $[O_k, \mathbf{D}_k]$ associé,

3. déterminer C_i comme étant le meilleur point au croisement de l'ensemble des rayons.

La ligne directrice d'une telle méthode est d'obtenir la meilleure estimation de chaque rayon $[O_k, \mathbf{D}_k]$. Pour avoir la plus grande précision, il faut donc faire en sorte que l'image de la LED soit la plus grande possible dans chaque photographie, impliquant dès lors une distance fixe entre le centre de l'appareil photo et le point \tilde{C}_i correspondant à la plus petite distance de mise au point. On garde alors la liberté de positionner la caméra où on le souhaite sur cette sphère, le logiciel calculant les trajectoires du robot s'assurant de proposer une position valide de la caméra. Afin de maximiser la qualité de la triangulation, il sera préférable d'échantillonner cette sphère de telle sorte que les différentes positions de caméra soient à une distance maximale les unes des autres.

Maintenant que nous savons positionner l'appareil photo, il s'agit de faire une image de la LED i et d'en détecter son pixel central. Pour cela, la méthode la plus efficace est d'allumer la LED pendant un bref instant, et de faire une photo au plus petit temps d'exposition. En effet, la LED étant tellement lumineuse, une telle image est alors complètement noire hormis la LED, qui sature localement les pixels. Il convient alors simplement de calculer le barycentre de l'image, pré-filtrée par un seuil à 95% de la valeur de saturation (cela permet de ne pas prendre en compte l'effet de halo autour de la LED). En faisant appel à la calibration de la caméra, on est déduit pour chaque position k un unique rayon $[O_k, \mathbf{D}_k]$ que l'on sait passer par le centre de la LED. Attention toutefois au cas particulier où la LED toucherait les bords de l'image. Dans ce cas, le pixel central ne sera pas le centre de la LED, l'image est donc rejetée par précaution.

Après avoir détecté un nombre s de rayons (fixé à 5 dans l'expérience), il convient alors d'estimer C_i . Pour cela, revenons d'abord sur le cas le plus simple où $s = 2$ (cf. Figure 5.33), nous étudierons ensuite le cas où plus général $s \geq 2$.

Soit deux rayons $[O_1, \mathbf{D}_1]$ et $[O_2, \mathbf{D}_2]$, malgré toutes les précautions de mesure, ces deux rayons ne se croisent a priori pas dans l'espace. On ne peut donc pas se contenter de résoudre (α_1, α_2) dans l'équation d'intersection $O_1 + \alpha_1 \mathbf{D}_1 = O_2 + \alpha_2 \mathbf{D}_2$. Pour résoudre ce problème, la littérature [Hartley et Sturm, 1997; Triggs *et al.*, 2000; Kahl et Hartley, 2006; Byröd *et al.*, 2007; Zisserman et Hartley, 2013] renseigne bon nombre de méthodes : minimiser l'erreur de reprojection, minimiser l'erreur euclidienne, assurer des solutions invariantes par projection ou encore par transformation affine. Ces méthodes ont chacune leurs avantages, mais ont le point commun d'être très similaires dans le cas de mesures nombreuses et précises. Par exemple, dans le pire des cas de l'utilisation de seulement 2 rayons pour la triangulation, il n'existe qu'un facteur 2 sur la précision de positionnement entre les méthodes les plus et moins précises. Nous avons ainsi retenu le choix d'implémenter la version dite du *point moyen* (*mid-point*), notamment du fait de l'existence d'une solution analytique, de sa vitesse de calcul, de la possibilité de traiter le cas à un nombre de rayons arbitraire (≥ 2), et du fait de la flexibilité offerte par le robot vis-à-vis des positions de la caméra, permettant d'optimiser la précision des calculs.

La méthode consiste à chercher le moment où ces deux rayons sont les plus proches

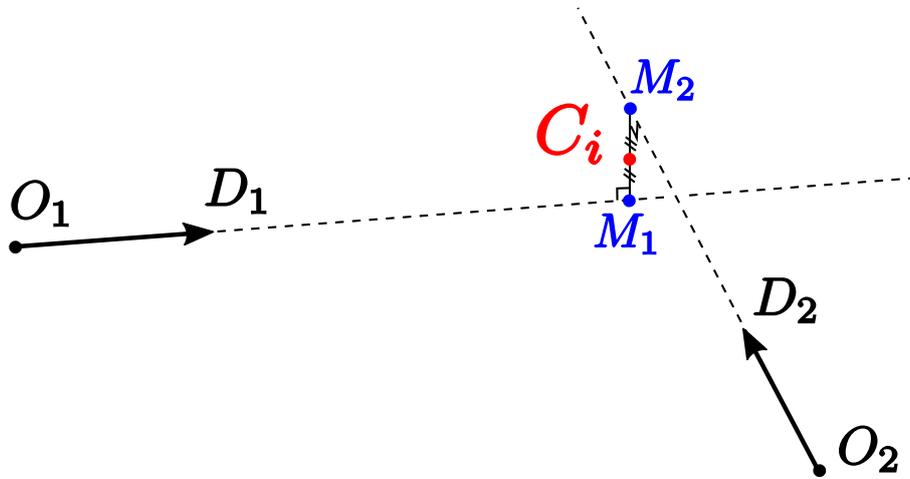


FIGURE 5.33 – Méthode de la triangulation à 2 rayons. Le point estimé est celui au centre du segment minimisant la distance entre les 2 rayons. Il s'avère de plus que le segment $[M_1M_2]$ est orthogonal aux 2 rayons.

l'un de l'autre, c'est-à-dire déterminer les deux points $M_1 = O_1 + \alpha_1 \mathbf{D}_1$ et $M_2 = O_2 + \alpha_2 \mathbf{D}_2$ tels que la distance $\|M_2 - M_1\|$ soit minimale. Plus formellement, cherchons à annuler le gradient de $\|M_2 - M_1\|^2$ selon les variables (α_1, α_2) :

$$\begin{aligned} & \text{grad}(\|M_2 - M_1\|^2)_{(\alpha_1, \alpha_2)} \\ &= \text{grad}(\|O_2 - O_1 + \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}\|^2)_{(\alpha_1, \alpha_2)} \\ &= 2 \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \end{bmatrix}^t (O_2 - O_1 + \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}) \end{aligned} \quad (5.22)$$

Si \mathbf{D}_1 et \mathbf{D}_2 ne sont pas colinéaires, le gradient est nul lorsque

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} &= \left(\begin{bmatrix} -\mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \end{bmatrix}^t \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \end{bmatrix} \right)^{-1} \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \end{bmatrix}^t (O_1 - O_2) \\ &= \frac{1}{1 - \langle \mathbf{D}_2, \mathbf{D}_1 \rangle^2} \begin{bmatrix} 1 & \langle \mathbf{D}_2, \mathbf{D}_1 \rangle \\ \langle \mathbf{D}_2, \mathbf{D}_1 \rangle & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \end{bmatrix}^t (O_1 - O_2) \end{aligned} \quad (5.23)$$

permettant ainsi d'obtenir les deux points M_1 et M_2 . C_i est alors simplement estimé comme le point milieu du segment $[M_1, M_2]$.

Une telle définition ne peut pas être simplement généralisée à un nombre plus grand de rayons, c'est pourquoi nous allons montrer qu'une définition équivalente permet de mener au même résultat; cette seconde définition étant elle valide pour $s \geq 2$. Cherchons le point X qui minimise la somme quadratique des distance orthogonales aux deux rayons (cf. Figure 5.34). Cette définition et la méthode qui suit sont classiquement décrites dans la littérature [Slabaugh *et al.*, 2001; Zisserman et Hartley, 2013]; ayant pu proposer une

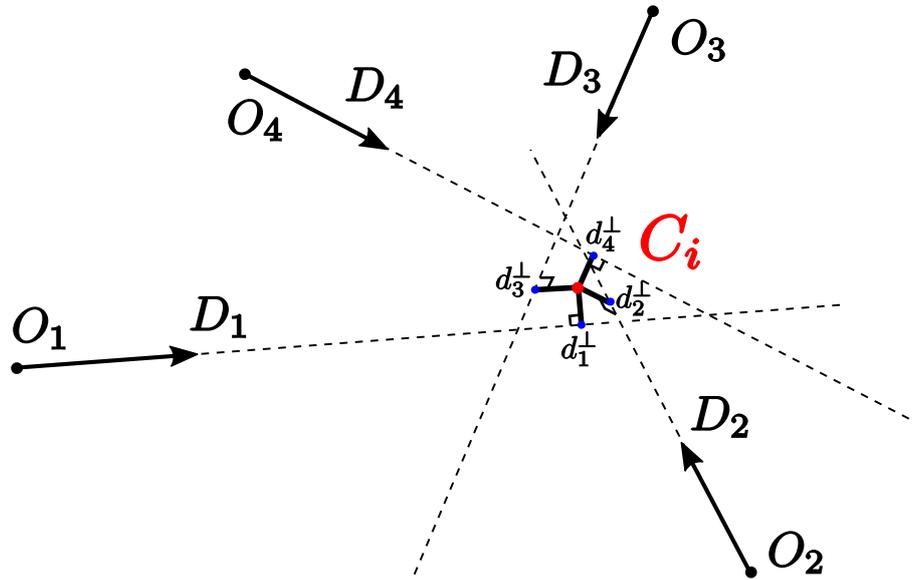


FIGURE 5.34 – Méthode de la triangulation à s rayons (ici 4). Le point estimé est celui au centre du segment minimisant la somme quadratique des distances orthogonales d^{perp} à chacun des rayons.

nouvelle manière de dériver et résoudre mathématiquement le problème, nous nous permettons d'en re-dériver la solution. Pour cela, notons que les distances orthogonales d_1^\perp et d_2^\perp aux rayons 1 et 2 se calculent par la formule suivante :

$$\begin{aligned} d_1^\perp(X) &= \|X - O_1 - \langle X - O_1, \mathbf{D}_1 \rangle \mathbf{D}_1\| \\ &= \|(I - \mathbf{D}_1 \mathbf{D}_1^t)(X - O_1)\| \end{aligned} \quad (5.24)$$

et respectivement pour $d_2^\perp(X)$. Alors nous cherchons X qui minimise $d_1^{\perp 2} + d_2^{\perp 2}$, autrement dit tel que le gradient s'annule :

$$\mathbf{grad}(d_1^{\perp 2} + d_2^{\perp 2})_X = \mathbf{0} \quad (5.25)$$

Analysons la solution 5.23 précédente (cf. Figure 5.33) afin de démontrer qu'elle satisfait la nouvelle définition. Pour cela, montrons d'abord que $\langle D_1, M_2 - M_1 \rangle = \langle D_2, M_2 - M_1 \rangle = 0$. En effet, on peut écrire $M_2 - M_1$ en y injectant la solution 5.23

$$\begin{aligned} M_2 - M_1 &= O_2 - O_1 + \begin{bmatrix} -\mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{1 - \langle \mathbf{D}_2, \mathbf{D}_1 \rangle^2} \mathcal{M}(O_2 - O_1) \end{aligned} \quad (5.26)$$

avec

$$\mathcal{M} = (1 - \langle \mathbf{D}_2, \mathbf{D}_1 \rangle^2)I - (\mathbf{D}_1 \mathbf{D}_1^t + \mathbf{D}_2 \mathbf{D}_2^t) + \langle \mathbf{D}_2, \mathbf{D}_1 \rangle (\mathbf{D}_2 \mathbf{D}_1^t + \mathbf{D}_1 \mathbf{D}_2^t) \quad (5.27)$$

Dès lors, on observe que $D_1^t \mathcal{M} = D_2^t \mathcal{M} = [0]$, et donc directement $\langle D_1, M_2 - M_1 \rangle = \langle D_2, M_2 - M_1 \rangle = 0$ grâce à l'équation 5.26. On prouve ainsi que tout point du segment $[M_1, M_2]$ a bien pour projeté orthogonal les points M_1 et M_2 . Pour satisfaire la nouvelle définition, il faut de plus que le point retenu minimise $d_1^{\perp 2} + d_2^{\perp 2}$. De manière évidente, il s'agit du point milieu du segment $[M_1, M_2]$. La solution précédente est alors bien solution du nouveau problème.

Étendons alors au problème à s rayons : on cherche le point X qui minimise la somme quadratique des projetés orthogonaux sur chacun des s rayons. On cherche donc à minimiser la quantité $\sum_{k=1}^s d_k^{\perp 2}$. Pour se faire, dérivons-en le gradient selon X :

$$\begin{aligned} \mathbf{grad}(\sum_{k=1}^s d_k^{\perp 2})_X &= \sum_{k=1}^s \mathbf{grad}(d_k^{\perp 2})_X \\ &= 2 \sum_{k=1}^s (I - \mathbf{D}_k \mathbf{D}_k^t)^t (I - \mathbf{D}_k \mathbf{D}_k^t) (X - O_k) \\ &= 2 \sum_{k=1}^s (I - \mathbf{D}_k \mathbf{D}_k^t) (X - O_k) \\ &= 2 \left(\sum_{k=1}^s (I - \mathbf{D}_k \mathbf{D}_k^t) \right) X - 2 \sum_{k=1}^s (I - \mathbf{D}_k \mathbf{D}_k^t) O_k \quad . \end{aligned} \quad (5.28)$$

X est donc solution lorsque

$$X = \left(\sum_{k=1}^s (I - \mathbf{D}_k \mathbf{D}_k^t) \right)^{-1} \sum_{k=1}^s (I - \mathbf{D}_k \mathbf{D}_k^t) O_k \quad . \quad (5.29)$$

Appliquée à la détection de chacune des 1080 LED, on peut alors trianguler toutes les positions C_i . Le fait de connaître les résidus d_k^{\perp} permet aussi d'estimer la précision de la triangulation. Celle-ci varie de 0,4 à 0,7 mm, et est donc bien inférieure aux dimensions de la LED (7 mm \times 7 mm).

Reste enfin à déterminer la normale \mathbf{n}_i chaque LED, puisque la technique précédente ne permet de mesurer qu'un point de l'espace. Pour ce faire, il faudrait détecter les bords de la LED, et les trianguler à leur tour pour définir une orientation. Cette méthode serait cependant très peu fiable puisqu'il faudrait un moyen robuste de détecter les bords, or ceux-ci sont rapidement altérés par l'effet de halo autour des LED, ou encore le flou dû à la profondeur de champ. Nous préférons alors utiliser le fait que les LED sont groupées par panneaux (cf. Figure 5.35), et que ces panneaux sont très rigides. Ainsi, en observant les positions des LED voisines appartenant au même panneau que la LED i , la normale du plan moyen passant par l'ensemble de ces positions est toujours une très bonne approximation de la normale à la LED i . En effet, la rigidité du panneau assure que les variations de normale sont très douces, et qu'un voisinage de quelques dizaines de centimètres est très bien approximé par son plan tangent. En pratique, le voisinage sur lequel est considéré ce plan moyen est de rayon 25cm, regroupant de l'ordre d'une quinzaine de LED pour définir \mathbf{n}_i . Cela permet de rendre compte de l'écart existant entre les modèles de conception et la réalité. On peut observer en particulier que le plafond du dôme s'affaisse de quelques centimètres (cf. Figure 5.35, affaissement), et que les murs sont repoussés d'autant vers l'extérieur.

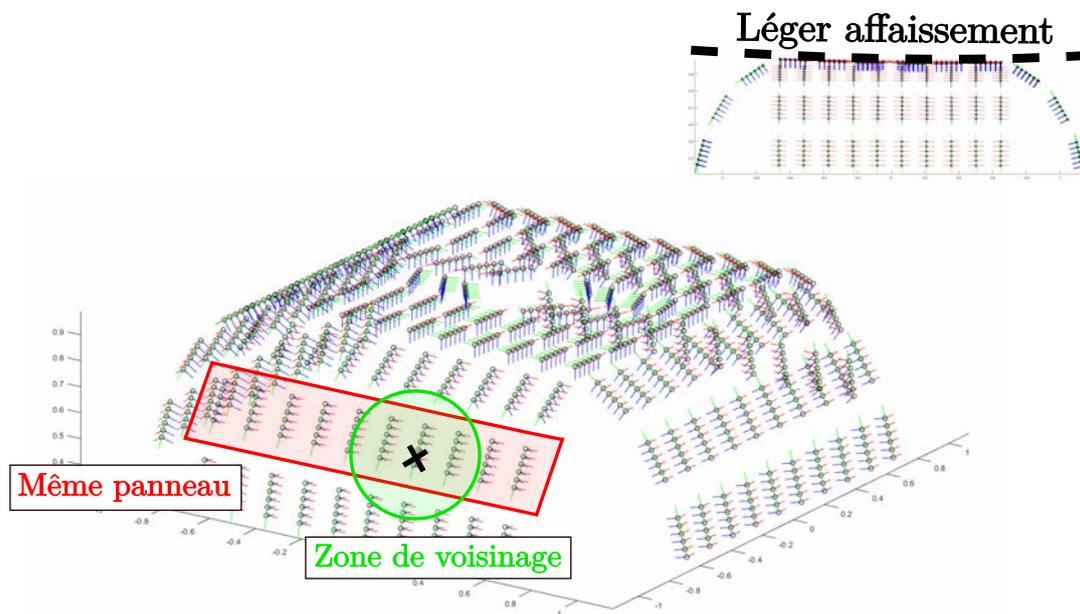


FIGURE 5.35 – Technique de détermination des normales des LED. On sait que la courbure de l’aluminium sur un même panneau de LED (cadre rouge) est faible. Parmi celui-ci, on peut donc considérer un voisinage de quelques LED (cercle vert) permettant de déterminer la normale locale. Cela permet d’intégrer des effets comme le fléchissement du dôme du dôme sous son propre poids (en haut à droite).

Ajoutons un dernier point concernant le parcours des LED lors de la calibration. Déplacer le robot est très coûteux en temps, il faudrait positionner $1080 \times s$ fois la caméra afin d’obtenir l’ensemble des photographies. En comptant de l’ordre de 10 s par point de vue (aller-retour du robot), il faudrait environ 15 heures à l’appareil pour calibrer la position des LED. Pour réduire ce temps au maximum, on bénéficie du fait que lorsque l’on centre la caméra sur une LED particulière, quelques LED voisines peuvent être présentes dans le champ. On en profite dès lors pour capturer des images associées à ces LED voisines, permettant d’éviter autant de déplacement du robot. En pratique, il s’avère que ce procédé permet d’économiser près de 4 déplacements sur 5, réduisant le temps de calibration à moins de 3 heures.

Cette calibration de la position des LED a l’avantage de ne pas nécessiter une précision sub-millimétrique, et est donc plus résiliente face à la décalibration naturelle (changements de température, humidité, à-coups, vibrations,...). On pourra alors ne pas répéter cette opération à chaque mesure, mais seulement tous les mois, ou encore en cas de choc inhabituel.

5.2.3 Caméra - Courbe de réponse des pixels et champ plat

Le capteur d'un appareil photo est doté de milliers de pixels, qui chacun permettent de transformer un signal lumineux en valeur quantifiée. Chaque pixel (indexé x) accumule un certain nombre de photons durant le temps d'exposition Δt du capteur. Notons $\Phi_{p,x}$ le flux reçu par le pixel et V_x la valeur lue ($V_x \in [0, 2^{n_b} - 1]$ avec n_b le nombre de bit sur lequel la valeur est codée). Alors il existe une fonction f_x appelée *courbe de réponse*, qui relie le flux reçu à la valeur V_x lue, telle que

$$V_x = f_x(\Phi_{p,x}\Delta t) \quad . \quad (5.30)$$

Ce même flux $\Phi_{p,x}$ impactant le capteur correspond à un flux Φ_x pénétrant l'objectif par sa pupille d'entrée régie par l'ouverture \mathcal{N} du diaphragme. Entre les deux, le flux n'est pas conservé, notamment à cause de l'absorption des lentilles mais surtout du phénomène de vignettage. Notons alors $g_{\mathcal{N},x}$ cette fonction, définissant la relation

$$\Phi_{p,x} = g_{\mathcal{N},x}\Phi_x \quad . \quad (5.31)$$

Cette fonction $g_{\mathcal{N},x}$ est appelée le *champ plat*. Pour un appareil photographique donné, il en existe autant que d'ouvertures possibles (et, dans une moindre mesure, de mises au point possibles).

On voit alors que pour lier la valeur V_x lue dans l'image au flux Φ_x impactant la pupille d'entrée du système et convergeant vers le pixel courant, il faut en fait déterminer les fonctions f_x et $g_{\mathcal{N},x}$ pour chaque pixel. Pour plus de clarté, on cherche à déterminer les fonctions f_x et g_x dans

$$V_x = f_x(\Phi_x g_{\mathcal{N},x}\Delta t) \quad . \quad (5.32)$$

Pour se faire, la solution classique [Debevec et Malik, 1997] consiste à échantillonner les temps d'exposition $\Delta t_i \in \{\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_n\}$ et de mesurer les valeurs $V_{x,i} \in \{V_{x,1}, V_{x,2}, \dots, V_{x,n}\}$ associées, puis de réécrire 5.32 avec $F_x = \ln f_x$ pour tout i :

$$F_x^{-1}(\ln g_{\mathcal{N},x} + \ln \Phi_x + \ln \Delta t_i) = V_{x,i} \quad . \quad (5.33)$$

On obtient alors une collection de courbes de réponse (cf. Figure 5.36). F_x^{-1} et f_x sont reliées par une simple transformation logarithmique des abscisses. Pour chaque pixel, on ne mesure la courbe F_x^{-1} qu'à une translation des abscisses près, or $g_{\mathcal{N},x}$ et Φ_x sont à ce stade encore inconnus. On ne peut donc à la fois recouvrer la courbe de réponse et le champ plat avec ces seules informations.

Pour aller plus loin, il est courant de poser des hypothèses. Ces hypothèses sont typiquement utilisées en fusion d'images HDR, où on suppose soit une fonction $f_x = f$ uniforme sur tout le capteur [Debevec et Malik, 1997; Grossberg et Nayar, 2003], soit encore un modèle affine [Granados *et al.*, 2010]. Par ailleurs, la littérature ne semble pas proposer d'algorithmes permettant d'estimer parallèlement g_x . De manière simplifiée, ces méthodes permettent en fait d'estimer à la fois f et $\Phi_{p,x} = \Phi_x g_{\mathcal{N},x}$ en supposant

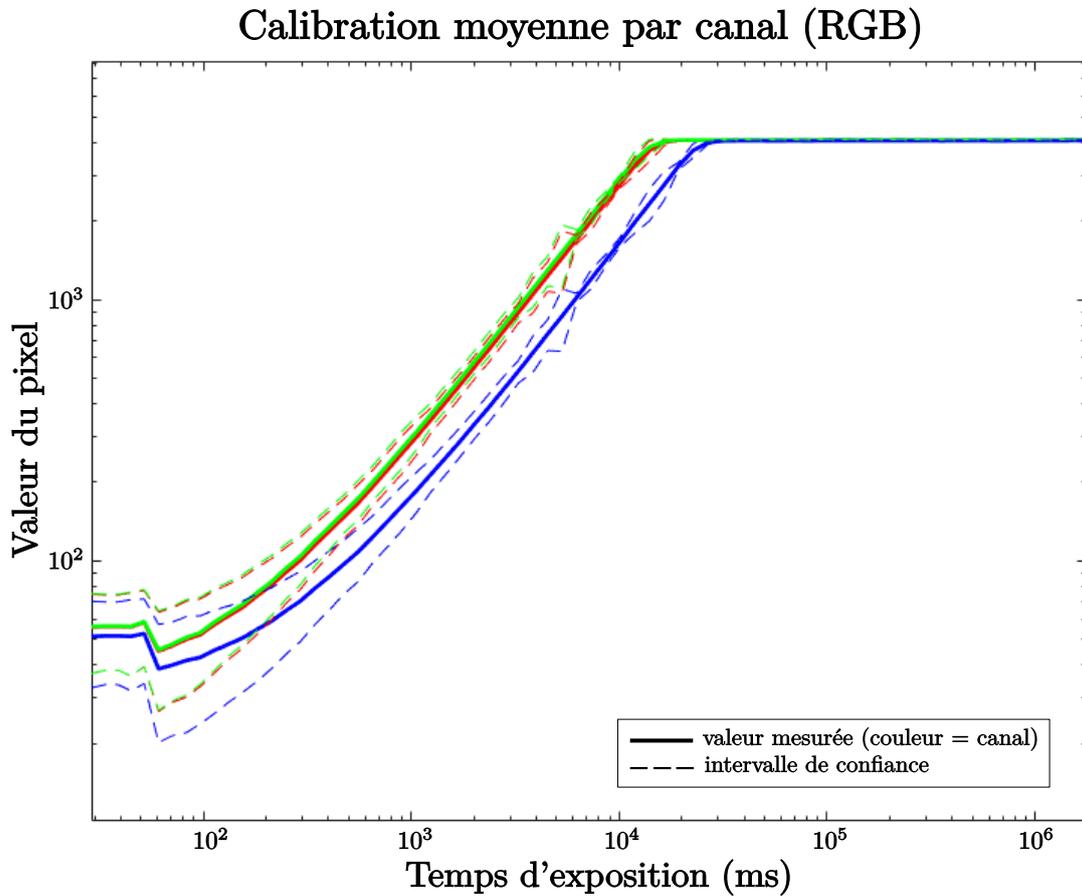


FIGURE 5.36 – Mesure directe de courbes de réponse moyennes (par canal) en fonction du temps d'exposition Δt , avec intervalle de confiance à 3σ . L'affichage en coordonnées logarithmiques montre bien que les couleurs sont similaires, à une translation horizontale près.

qu'il existe un transport (effectué par f) entre les histogrammes des images aux différents temps d'exposition Δt_i . Dans notre méthode de calibration, nous nous refusons ces hypothèses fortes sur les fonctions f_x , et donc ne pouvons appliquer ces méthodes.

Nous proposons tout d'abord de proposer une imagerie en condition de champ plat, c'est à dire $\forall x, \Phi_x = \Phi^*$. Pour effectuer une telle image, il existe 3 grandes méthodes. La première, issue de l'astronomie, consiste en apposer un cache translucide devant l'objectif. Cela permet de diffuser la lumière dans toutes les directions au sein de l'optique. La seconde consiste à faire l'image d'une source (primaire ou secondaire) spatialement uniforme et lambertienne, par exemple grâce à l'émission d'un corps noir [Okumura et Klaas, 2016]. De ce fait, l'ensemble des rayons entrant dans le système optique portent une énergie équivalente, et ce dans toutes les directions. La dernière est une variante de la seconde, où on image l'intérieur d'une sphère intégrante, permettant d'obtenir les bonnes

propriétés recherchées.

Pratiquement, nous n'avons pas de sphère intégrante à notre disposition, la place au sein du dôme venant de plus à manquer. Nous préférons alors tirer parti des panneaux de LED positionnés aux 4 coins de l'expérience. Ces panneaux 30 cm × 30 cm possèdent les bonnes propriétés suivantes :

- l'émission est lambertienne,
- l'éclairement est uniforme, notamment du fait d'une plaque diffusante couvrant les sources de lumière sous-jacentes,
- et le panneau est suffisamment grand pour couvrir entièrement le champ de vue de l'appareil photographique.

Afin d'éviter toute granularité dans l'image de champ plat, la caméra est placée proche de la source de lumière, en faisant la mise au point à l'infini. Le flou ainsi provoqué permet de supprimer efficacement toute éventuelle haute fréquence résiduelle.

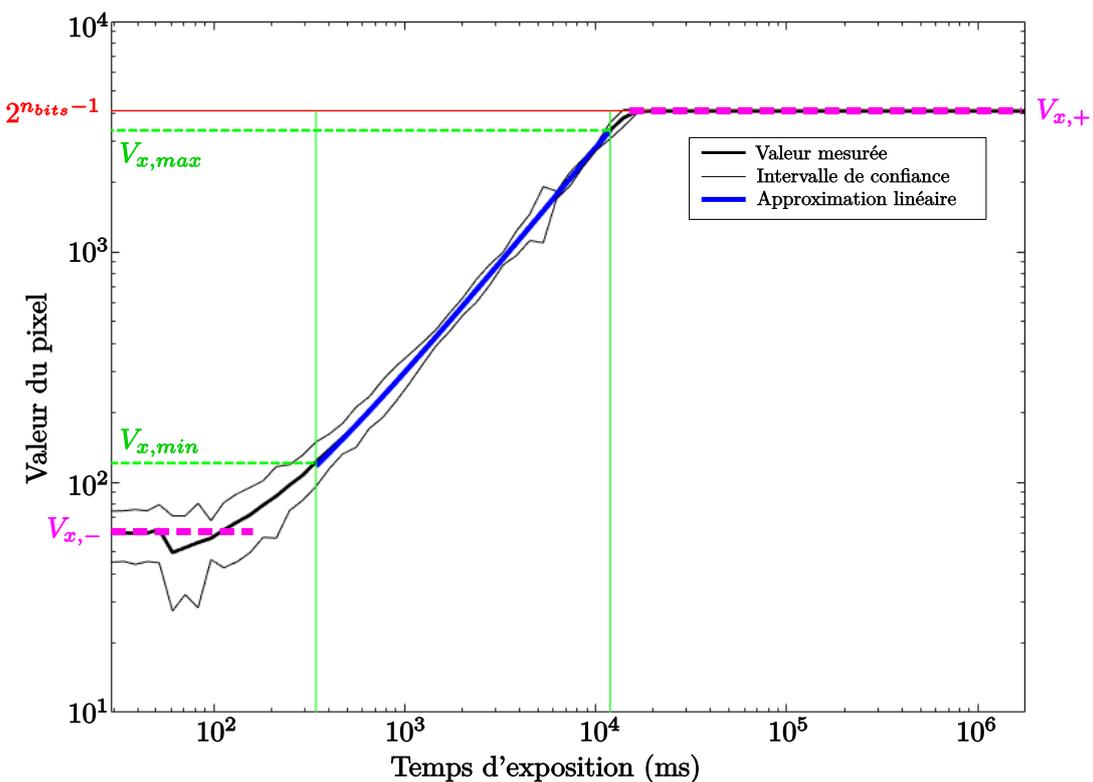


FIGURE 5.37 – Analyse d'une courbe de calibration r_x . On cherche à définir les limites de sur- et sous-exposition ($V_{x,min}$ et $V_{x,max}$) permettant d'établir un domaine de bonne bijectivité de r_x . Pour cela, on estime les niveaux de saturation bas $V_{x,-}$ et haut $V_{x,+}$, puis on réduit l'intervalle jusqu'à ce qu'une approximation linéaire (bleu) soit correcte, avec moins de 10% d'erreur.

La procédure de calibration consiste à échantillonner pour chaque pixel une fonction $V_x = r_x(\Delta t)$ (cf. Figure 5.36), dans les conditions de champ plat ($\Phi_x = \Phi^*$). Pour chaque courbe r_x , on définit $V_{x,min}$ et $V_{x,max}$ comme étant les niveaux limites de sous-exposition et de sur-exposition. Ces points sont calculés de la manière suivante (cf. Figure 5.37) :

1. Grâce à un grand nombre de mesures on estime r_x comme étant la courbe moyenne, et σ_{r_x} la courbe de déviation standard [Ma *et al.*, 2016].
2. On mesure $\sigma_{x,sur-exp}$ et $\sigma_{x,sous-exp}$ les déviations standards moyennes sur les parties constantes de r_x (correspondant aux zones de sur- et sous-expositions).
3. On mesure de la même manière les niveaux $V_{x,+}$ et $V_{x,-}$ correspondant aux parties constantes de r_x .
4. On définit alors $V_{x,min} = V_{x,-} + 5\sigma_{x,sous-exp}$ et $V_{x,max} = V_{x,+} - 5\sigma_{x,sur-exp}$.
5. Puis on réduit l'intervalle jusqu'à ce qu'une approximation linéaire soit correcte avec moins de 10% d'erreur maximale.

On choisit alors de ne conserver de r_x que le domaine $[r_x^{-1}(V_{x,min}), r_x^{-1}(V_{x,max})]$ afin d'assurer une bijectivité correcte. Cette bijectivité n'existe cependant que si r_x (et donc f_x) est strictement monotone sur ce domaine, ce qui est le cas sur la très grande majorité des capteurs [Debevec et Malik, 1997], d'autant plus que r_x est naturellement lissée par l'échantillonnage.

On enregistre alors toute ces courbes r_x , qui servent alors à corriger les photographies de la manière suivante. Soit une valeur mesurée V_x pendant un temps d'exposition Δt , on sait que le flux correspondant ϕ_x que l'on cherche à estimer suit la loi $V_x = f_x(\Phi_x g_{N,x} \Delta t)$. Or on sait que cette valeur V_x a aussi été mesurée lors de la calibration. Si V_x est bien exposée ($V_x \in [V_{x,min}, V_{x,max}]$), on peut alors dériver

$$\begin{aligned} V_x &= f_x(\Phi_x g_{N,x} \Delta t) = f_x(\Phi^* g_{N,x} r_x^{-1}(V_x)) \\ &\quad \text{par bijectivité de } f_x \\ &\quad \Leftrightarrow \\ \Phi_x g_{N,x} \Delta t &= \Phi^* g_{N,x} r_x^{-1}(V_x) \\ &\quad \Leftrightarrow \\ \Phi_x &= \Phi^* \frac{r_x^{-1}(V_x)}{\Delta t} . \end{aligned}$$

Les informations de f_x et $g_{N,x}$ étant incluses dans la réponse calibrée r_x , il n'est alors pas nécessaire de les déterminer séparément, ce qui est le grand avantage de cette méthode. La valeur de flux mesuré ϕ_x en chaque pixel est donc proportionnelle à la valeur Φ^* du champ plat utilisé. Nous effectuons une mesure relative dans cette expérience, nous choisissons alors arbitrairement $\Phi^* = 1$.

Cette calibration étant effectuée avec des images brutes (non débayerisées), cette méthode présente naturellement l'avantage d'effectuer la balance des blancs sur la lumière utilisée pour la calibration.

Comportement dysfonctionnel du capteur. La procédure décrite ci-avant suppose implicitement que la valeur d'un pixel ne dépend pas des valeurs des autres pixels. Malheureusement, il s'avère que cette supposition n'est pas vérifiée pour notre caméra XIMEA. En effet, nous observons un étrange phénomène : les pixels peuvent se mettre à saturer à flux incident fixe, puis ne plus saturer en augmentant ce flux. Ce phénomène se produit notamment en fonction des valeurs des autres pixels de l'image, il peut être altéré ou non par la présence de lumière ailleurs sur le capteur. Nous avons tenté d'expliquer cet étrange comportement de plusieurs manières : existence d'un temps d'exposition maximal, bruit thermique, ou encore déplétion des puits de potentiel. Mais aucune combinaison de nos hypothèses n'a su expliquer nos observations. Nous avons contacté le constructeur, qui n'a su nous éclairer sur le sujet. Face à ce problème, et jusqu'à l'heure de sa résolution future, nous avons fait le choix d'altérer la procédure de calibration précédente.

Ne pouvant plus assurer de capturer une fonction r_x fiable, nous faisons l'hypothèse temporaire qu'il existe un domaine sur lequel f_x est affine : $f_x = \alpha_x \Phi^* g_{N,x} \Delta t + \beta_x$. En reprenant les équations précédentes, on peut en déduire que pour toute mesure V_x pendant un temps d'exposition Δt , on aura

$$\Phi_x = \frac{V_x - \beta_x}{\alpha_x g_{N,x} \Delta t} \quad (5.34)$$

Cela ne suffit pas à résoudre le problème, car $g_{N,x}$, α_x et β_x sont toujours inconnus. Pour les déterminer, nous effectuons deux photographies bien exposées du champ plat. Concrètement, il faut déterminer (par auto-exposition) le temps Δt^{cp} tel que l'ensemble des valeurs V_x^{cp} soient bien centrées dans l'image (autour de 2^{n_b-1} , avec n_b le nombre de bit du pixel). On s'assure d'être le plus éloigné possible des sur- et sous-expositions, et donc de leurs non-linéarités. On prend alors deux mesures V_x^{cp1} et V_x^{cp2} à Δt^{cp1} et Δt^{cp2} pris autour de Δt^{cp} tels que l'on soit encore dans le domaine supposé de linéarité. Ces images sont moyennées sur un grand nombre de réalisations (une centaine ici) afin de moyennner tout bruit. On en déduit alors

$$\begin{cases} \alpha_x g_{N,x} = \frac{1}{\Phi^*} A_x = \frac{1}{\Phi^*} \frac{V_x^{cp2} - V_x^{cp1}}{\Delta t^{cp2} - \Delta t^{cp1}} \\ \beta_x = \frac{V_x^{cp1} \Delta t^{cp2} - V_x^{cp2} \Delta t^{cp1}}{\Delta t^{cp2} - \Delta t^{cp1}} \end{cases} \quad (5.35)$$

On peut alors calibrer nos mesures grâce à la relation

$$\Phi_x = \Phi^* \frac{V_x - \beta_x}{A_x \Delta t} \quad (5.36)$$

où A_x et β_x sont issus des images de champ plat lors de la calibration (cf. Équation 5.35). On obtient bien une mesure qui conserve les propriétés précédentes (relative à Φ^* , champ plat corrigé, courbe de réponse estimée). Nous conservons donc cette méthode pour la suite de cette thèse, jusqu'à ce qu'une solution au dysfonctionnement soit trouvé,

auquel cas il sera fortement conseillé de procéder à la calibration plus générale. Pour le moment, nous effectuons notre calibration dans l'approximation affine, comme le propose Granados [Granados *et al.*, 2010], qui sera une approximation correcte pour peu que l'on durcisse les niveaux limites $V_{x,max}$ et $V_{x,min}$ de sur- et sous-exposition.

Métrologiquement, cette calibration permet de déterminer que les pixels sont valides dans l'intervalle $[2, 5\%, 80\%]$ de la valeur maximale du pixel, définissant une dynamique capteur de $80/2,5 = 32$. Du fait de cette faible valeur, l'utilisation de la photographie HDR devient inéluctable et sera bien sûr la norme lors des mesures. Il est aussi possible de déterminer le niveau moyen du bruit des pixels directement à partir de la calibration⁽¹⁹⁾. Les valeurs de pixels ont une incertitude relative moyenne de 4%.

5.2.4 LED - Caractérisation de l'éclairement angulaire

Soit une LED particulière k , positionnée au point P_k , de normale \mathbf{n}_k et de surface S . L'objectif de cette calibration est de caractériser en tout point M de l'espace l'éclairement angulaire $\frac{dE_{i,k}(P_S, \boldsymbol{\omega}_i)}{d\boldsymbol{\omega}_i}$ avec $\boldsymbol{\omega}_i = \frac{M - P_k}{\|M - P_k\|}$.

Les calculs radiométriques montrent que, si on connaît la fonction d'intensité $I_k(\boldsymbol{\omega}_i)$ d'émission de la LED, alors on en déduit l'éclairement angulaire par

$$\frac{dE_{i,k}(M, \boldsymbol{\omega}_i)}{d\boldsymbol{\omega}_i} = \frac{I_k(\boldsymbol{\omega}_i)}{\langle \boldsymbol{\omega}_i, \mathbf{n}_k \rangle S} \quad (5.37)$$

Si on imagine un rayon partant de P_k dans la direction $\boldsymbol{\omega}_i$, on observe en particulier que l'éclairement angulaire se conserve le long du trajet.

Côté données constructeur, on peut obtenir une première approximation. En effet nous avons la donnée du diagramme (cf. Figure 5.38), qui nous permet en première approximation de proposer une émission lambertienne

$$I_k(\boldsymbol{\omega}_i) = I_k^* \max(0, \langle \boldsymbol{\omega}_i, \mathbf{n}_k \rangle) \quad (5.38)$$

On peut alors en conclure qu'en tout point de l'espace devant la LED, l'éclairement angulaire est bien estimé par

$$\frac{dE_{i,k}(M, \boldsymbol{\omega}_i)}{d\boldsymbol{\omega}_i} = \frac{I_k^*}{S} \quad (5.39)$$

et il est nul si le point M est situé derrière la LED.

Si on ajoute que $I_k^* = I^*$, c'est à dire que la puissance des LEDs est la même pour chacune d'entre elles. Alors l'éclairement angulaire est constant dans toute l'enceinte de l'expérience, indépendamment de la LED qui éclaire. Cette hypothèse est aussi réaliste car les LEDs sont toutes les mêmes, et il y a des chances que les composants soient issus

(19). Dans la méthode générale, les courbes σ_{r_x} sont directement calibrées et donc disponibles. Pour l'approximation affine, on conserve uniquement la déviation standard maximale observée.

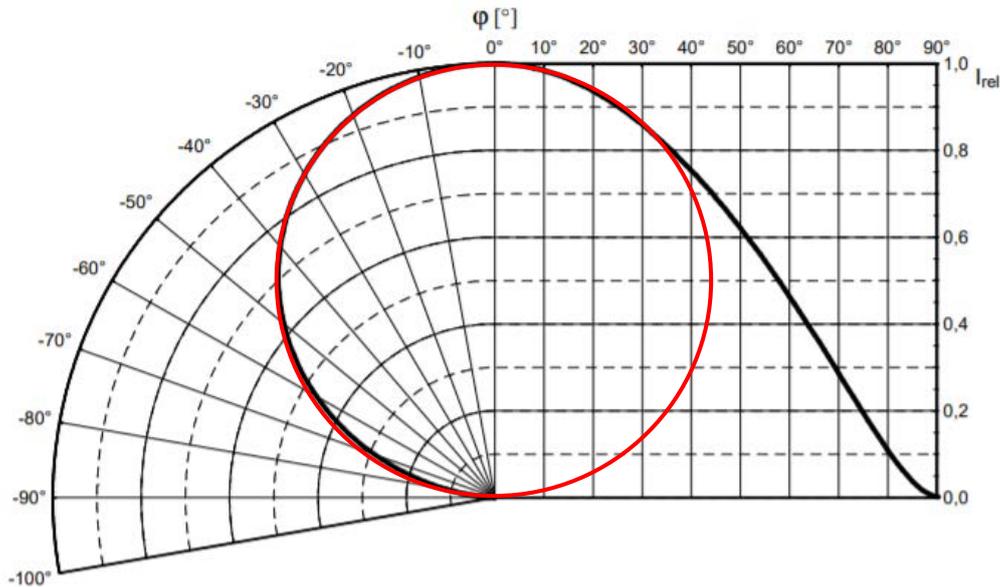


FIGURE 5.38 – Diagramme d'émission en intensité des LEDs. La courbe constructeur (noire), en coordonnées polaires (à gauche), est très bien approximée en premier lieu par la fonction $\max(0, \langle \omega_i, \mathbf{n}_k \rangle)$ (rouge).

d'un lot homogène, au moins partiel ⁽²⁰⁾. À ce stade du développement du prototype, nous choisissons de ne pas proposer de solution pour mesurer la variabilité relatives des intensités I_k . En effet, lorsque la table de rotation sera de nouveau opérationnelle, la procédure originellement prévue, bien plus complète et décrite ci-après, permettra de s'affranchir de cette hypothèse.

Aperçu de la méthode métrologique. Afin d'être métrologiquement plus rigoureux, nous avons prévu une méthode qui n'a pu, à l'heure de la rédaction de cette thèse, être implémentée. La raison est que le moteur de la platine de rotation est devenu hors-service, et le temps d'en obtenir un nouveau fut rédhibitoire pour l'aboutissement du projet. Nous avons préféré nous passer de toute mobilité du plateau support, éliminant de ce fait la procédure de calibration plus générale décrite ci-après. Puisqu'elle n'a pu être implémentée, nous n'en faisons qu'une brève description permettant de donner les grandes lignes pour une future mise en place.

L'idée principale est de mesurer pour chaque LED k l'éclairement angulaire dans un

(20). "Un lot homogène de composants est caractérisé par un ensemble de pièces qui, à partir d'un lot homogène de matières et sous-ensembles, a suivi au même moment les mêmes étapes d'un procédé de fabrication et de traitement haute fiabilité. Un degré d'homogénéité est défini par le fabricant lorsque les pièces constituant un lot livrable répondent partiellement à la définition de la première phrase. Les documents d'accompagnement des pièces du lot doivent refléter ce degré d'homogénéité."

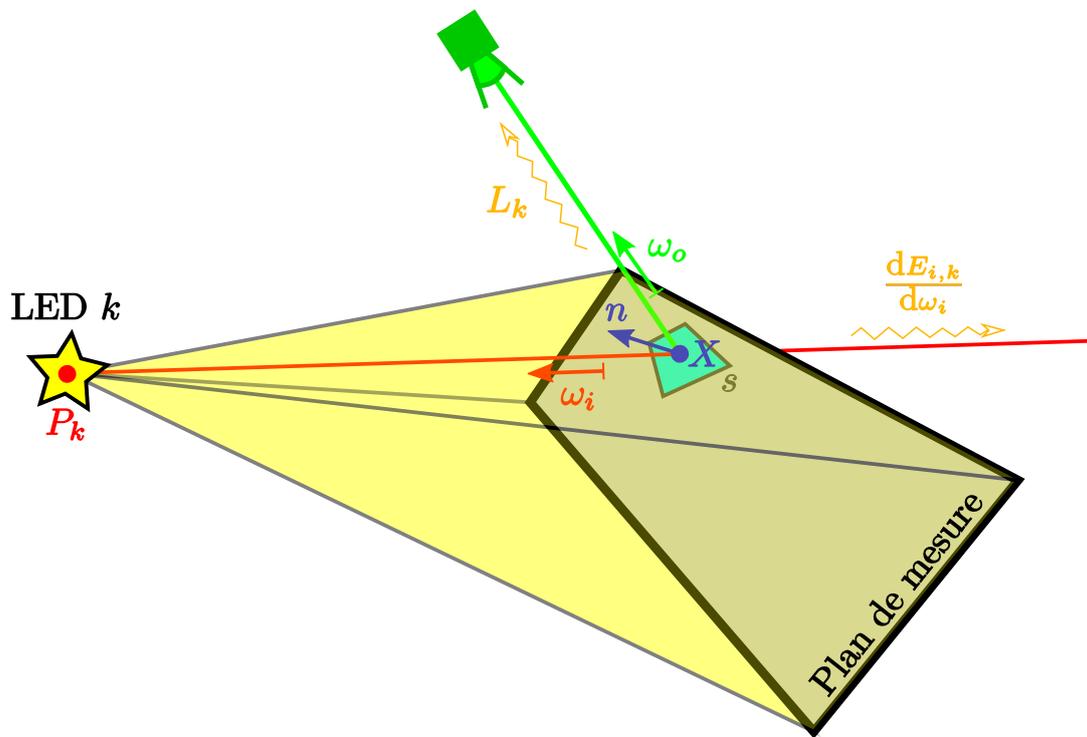


FIGURE 5.39 – Principe de la calibration radiométrique d’une LED k . On mesure l’éclairement angulaire dans un plan spécifique (en gris), qui permet d’extrapoler celui-ci dans un grand volume (jaune) donné par l’extrusion de la surface mesurée vers le centre P_k de la LED.

plan spécifique (cf. Figure 5.39). Dès lors, en notant X un point du plan mesuré et grâce à l’équation 5.37, on sait que tout point le long de la demi-droite $[P_k, X)$ observe le même éclairement angulaire. Cela permet de caractériser d’un seul coup la lumière dans un volume décrit par l’extrusion projective (depuis P_k) du plan mesuré (cf. Figure 5.39, volume jaune).

Le matériel prévu à cet effet est le suivant :

- une plaque en Spectralon étalonnée (10 cm \times 75 cm, de chez Labsphere), dont la BRDF est connue (constructeur/mesurée) et proche d’un modèle lambertien,
- l’appareil photo (calibré à ce stade), pour mesurer la luminance provenant du plan,
- et chaque LED k à mesurer.

Dans l’idéal, on veut connaître $\frac{dE_{i,k}}{d\omega_i}$ avec la résolution de l’appareil photo (50 μm) dans le plan de la table. Par propriété projective, il faudrait impérativement que (i) le plan de mesure soit le plan de la table, et (ii) la caméra mesure la luminance à incidence normale de ce plan. Nous ne pouvons assurer aucune de ces deux conditions, en effet

5. Réalisation d'un système de mesure imageant de BRDF anisotrope

d'une part la plaque en Spectralon a une certaine épaisseur (1,5 cm), et d'autre part on ne peut garantir que le robot puisse placer l'appareil photo à incidence normale partout au dessus de la surface (problème d'accessibilité). De plus, une plaque en Spectralon qui recouvrirait entièrement la table serait très lourde (70 kg), mais aussi très onéreuse (plus de 30000€). Nous bénéficions alors du fait que la table puisse tourner sur elle-même pour faire décrire à la plaque l'ensemble du plan de la table (cf. Figure 5.40).

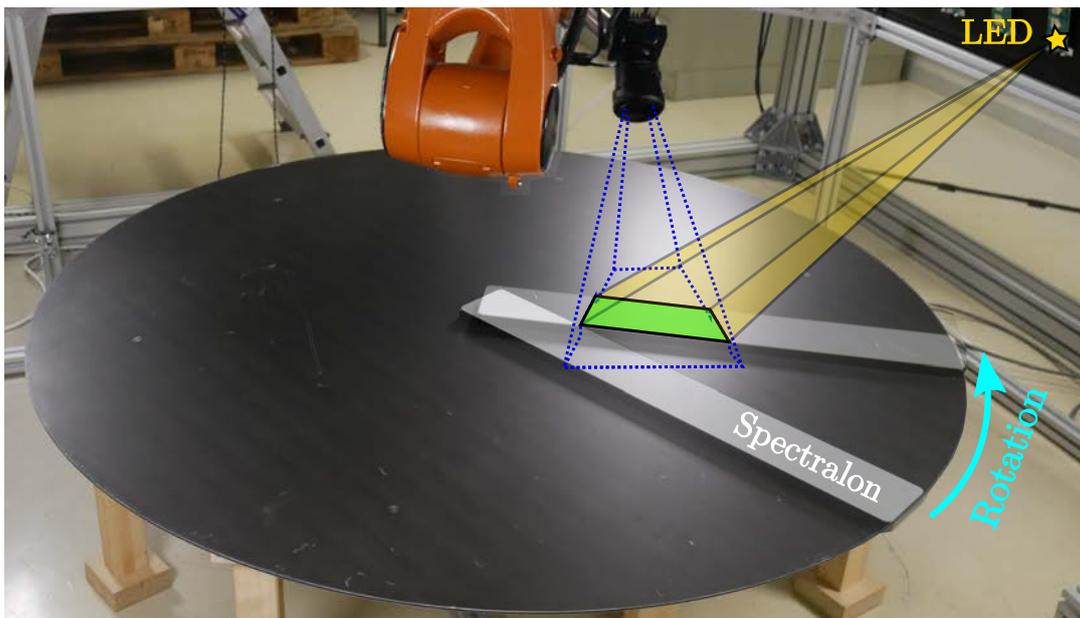


FIGURE 5.40 – Déplacements successifs du Spectralon et acquisition de l'éclairage angulaire pour une LED donnée. Une fois le tour complet effectué, nous pouvons obtenir une valeur d'éclairage angulaire partout sur le plan du plateau support.

La procédure de calibration est alors la suivante :

1. Photographier, à incidence normale autant que possible, la plaque de Spectralon autant de fois que nécessaire pour obtenir une valeur de luminance partout pour chaque LED. Dans chaque photo, rejeter les pixels qui sont dans l'ombre du robot, ainsi que ceux qui ne correspondent pas au Spectralon. Pour savoir si un pixel correspond au Spectralon (cf. Figure 5.40, zone verte), il suffit de ne retenir que les grandes zones connexes de grande intensité, le reste (table + cadre du Spectralon) étant noir.
2. Enregistrer en tout point de mesure X la luminance L_k reçue pour chaque LED k , la surface projetée s du pixel sur la plaque, et \mathbf{n} la normale de la plaque de Spectralon (il s'agit de la normale du plan de la table). Puis calculer l'éclairage angulaire en

chacun de ces points via la réflexion par une BRDF lambertienne⁽²¹⁾ selon

$$\frac{dE_{i,k}}{d\omega_i} = \frac{\|X - P_k\|^2 L_k}{\langle \omega_i, \mathbf{n} \rangle \rho_0 S} . \quad (5.40)$$

Puisque L_k est calibré de manière relative, on a bien affaire une fois encore à une mesure relative.

3. Stocker la liste des quadruplets $\{(X, s, \mathbf{n}, \frac{dE_{i,k}}{d\omega_i})\}$ ainsi mesurés.
4. Faire tourner la table (d'un angle maximal de $7,5^\circ$, ce qui permet de couvrir entièrement la table en minimum 48 rotations), puis recommencer la procédure jusqu'à ce qu'un tour complet ait été effectué (cf. Figure 5.40, flèche cyan).

Cette procédure permet d'obtenir pour chaque LED k une liste $\{(X, s, \mathbf{n}, \frac{dE_{i,k}}{d\omega_i})\}$, qui peut alors être stockée.

À l'utilisation, il est possible de procéder de différentes manières, la solution basique étant la suivante. Soit un point M en lequel l'utilisateur veut estimer l'éclairement angulaire issu d'une certaine LED k (pour la mesure de BRDF par exemple). On définit d'abord la direction $\omega_i^M = (M - P_k) / \|M - P_k\|$. On cherche ensuite parmi les points mesurés X correspondant à cette LED le point X^* tel que sa direction $\omega_i^{X^*} = (X^* - P_k) / \|X^* - P_k\|$ soit la plus proche de ω_i^M . La valeur d'éclairement angulaire associée à ce point X^* sera alors celle retenue pour le point M .

Nous préconisons cependant une amélioration de cette solution. Le problème est que retenir uniquement le point le plus proche peut provoquer beaucoup de bruit. En effet, la surface du Spectralon n'est pas parfaitement uniforme du fait d'une subtile rugosité, et les valeurs de surfaces projetées s ne sont pas uniformes car dépendent de l'inclinaison de la caméra au moment de chaque photo. On définit alors κ un rayon de lissage de la rugosité du Spectralon (par exemple 5 mm), puis l'idée est de pondérer les contributions au sein de ce rayon de lissage. Pour se faire, on isole d'abord le sous-ensemble des quadruplets $\{X, s, \mathbf{n}, \frac{dE_{i,k}}{d\omega_i}\}$ tels que

$$\langle \omega_i^M, \omega_i^X \rangle \geq \cos\left(\frac{\langle \mathbf{n}, \omega_i^X \rangle}{2\|X - P_k\|}\right) . \quad (5.41)$$

Il s'agit des points pour lesquels la demi-droite $[P_k, M)$ intersecte le disque de rayon κ autour de chaque point X . Puis on effectue une moyenne pondérée par le poids w_X suivant :

$$w_X = \frac{\|X - P_k\|^2}{s} . \quad (5.42)$$

(21). La BRDF du Spectralon peut être en première approche supposée parfaitement lambertienne. Mais pour plus de précision, il sera préférable d'utiliser des valeurs mesurées tabulées provenant d'un second appareil de mesure.

Ce poids permet de préférer les mesures qui minimisent l'angle solide sous lequel est vue la surface s depuis la LED, tout en estimant que la confiance en la BRDF du Spectralon décroît selon une loi en $\langle \mathbf{n}, \boldsymbol{\omega}_i^X \rangle$ (notamment à cause de la rugosité).

Cette méthode réduit le bruit dû à la calibration, au détriment de la perte des hautes fréquences spatiales de la fonction d'éclairage angulaire. Il semblerait que cela ne soit que peu dommageable au regard de la régularité du diagramme d'émission fourni par le constructeur (cf. Figure 5.38).

5.2.5 Objet scanné - Positionnement

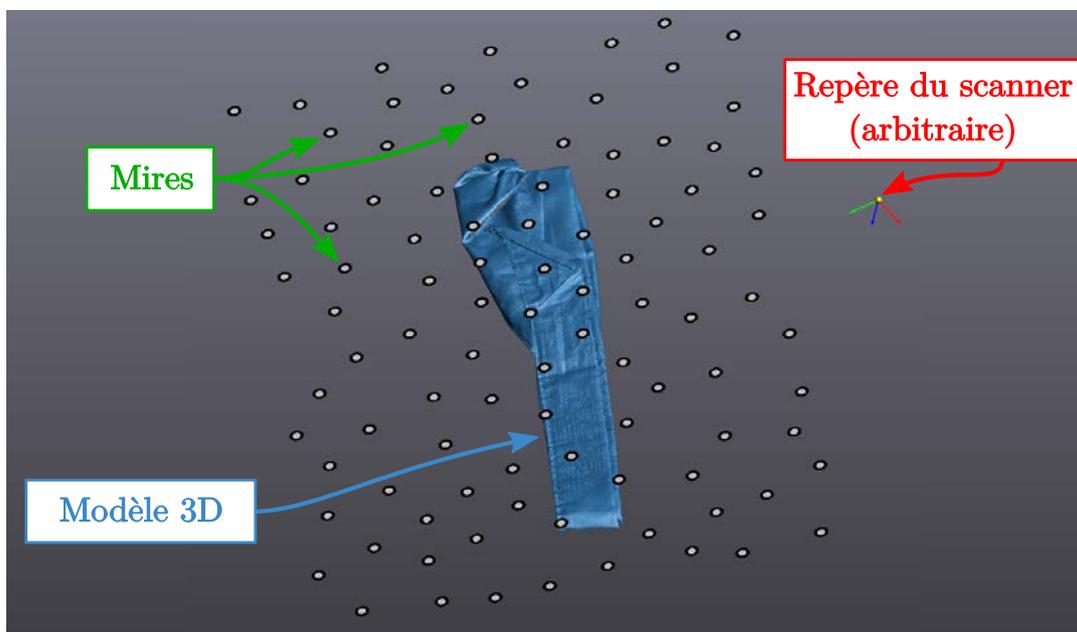


FIGURE 5.41 – Résultat d'une session de scan, on obtient un modèle 3D ainsi qu'un jeu de position des mires. L'objectif est alors de trouver où sont ces mires dans le repère de l'expérience, ce qui permettra de déterminer la transformation à appliquer au modèle 3D afin que sa position soit correctement calibrée.

La géométrie 3D a été scannée par un scanner se repérant par rapport à des mires (que l'on nomme aussi *pastilles* ou encore *marqueurs*). Le résultat d'une session de scan est donc constitué de 2 jeux de données (cf. Figure 5.41) :

1. un modèle 3D créé à partir du nuage de points V_i^s mesuré (typiquement un fichier STL), dont les coordonnées sont exprimées en millimètres,
2. un jeu de positions P_k^s donnant le centre de chacune des pastilles.

L'exposant s représentera les positions scannées, et o sera utilisée pour décrire les positions dans le repère de l'expérience (*observées* ou *mesurées*). L'objectif de cette procédure

de calibration est alors de déterminer la transformation rigide T reliant ces deux repères, telle que

$$\forall i, \forall k, \quad \begin{pmatrix} V_i^o \\ 1 \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} V_i^s \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} P_k^o \\ 1 \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} P_k^s \\ 1 \end{pmatrix} . \quad (5.43)$$

La procédure de calibration consistant à déterminer T est à effectuer à nouveau pour chaque objet scanné. En effet, le repère utilisé par le scanner est tout à fait arbitraire. Il dépend notamment de la position et de l'orientation exacte du scanner au moment où celui-ci a repéré ses premières mires. Ce repère du scanner changera alors à chaque fois que l'on procèdera à un nouveau scan, d'où la nécessité de déterminer la transformation T pour chaque objet.

Afin d'estimer cette transformation, deux possibilités s'offrent à nous : soit estimer T à partir de la mesure dans le repère de l'expérience de certains points V_i^o du maillage, soit à partir de certaines pastilles P_k^o . Dans les deux cas de figures, il existe de nombreuses méthodes.

Le premier type de méthode consiste à mesurer quelques représentants du maillage V_i^o , par mesure par palpation ou encore de profondeur [Saval-Calvo *et al.*, 2015]. Cela demande un système secondaire qu'il faudrait lui-même calibrer, nous rejetons donc ce type de solution.

Une autre famille de méthodes, appelées *recalage image-maillage (image-mesh registration)* en anglais) consiste à estimer le repère de la caméra par rapport au modèle 3D scanné grâce à une série de photographies. Le problème majeur de ces méthodes est qu'elles dépendent directement de l'apparence de l'objet numériser. La réflectance de l'objet influera *a fortiori* sur la capacité de l'algorithme à correctement estimer le repère de la caméra, ce qui n'est pas souhaitable car il s'agit d'une grandeur que nous voulons mesurer de manière calibrée. Les données à numériser ne devant pas influencer sur la procédure de calibration en amont, nous écartons dès lors ce type de solution.

Pour cette même raison, nous ne pouvons retenir les solutions proposant d'estimer la position du maillage par photogrammétrie. Ces méthodes proposent un scan 3D par photogrammétrie, qui sert de référence pour recalibrer le maillage préalablement scanné. Plusieurs tests effectués lors du développement du prototype nous ont prouvé que la photogrammétrie ne constitue pas une méthode fiable, elle est en particulier bien moins précise que le scanner 3D. Ainsi, tenter de recalibrer les modèles 3D ensemble induira une erreur aussi grande que celle de la photogrammétrie, c'est-à-dire une erreur inacceptable au regard de la précision recherchée. Si la précision eut été meilleure, un simple recalage de nuage de points (par exemple méthode itérative du point le plus proche [Besl et McKay, 1992]) aurait permis de correctement estimer T .

Pour palier les problèmes de la photogrammétrie, nous proposons une méthode alternative (cf. Figure 5.42) qui ne se réfère pas au maillage, mais plutôt aux mires. La procédure générale peut être décomposée comme suit :

1. Photographier les mires depuis différents points de vues ;

2. Détecter les mires dans chaque image et leur associer un rayon provenant de la caméra (correspondant au centre de la mire) ;
3. Grouper les rayons s'intersectant en un unique point ;
4. Trianguler la position des mires pour chaque groupe de rayons ;
5. Étiquetage des triplets : pour chaque triplet de mires mesurées, déterminer la meilleure correspondance avec les triplets de mires scannées ;
6. Filtrer les correspondances en ne conservant que les meilleurs candidats ;
7. Étiquetage des points : En déduire les correspondances entre mires mesurées et scannées ;
8. Résoudre T par la méthode de [Sorkine et Rabinovich, 2009] utilisant la SVD.

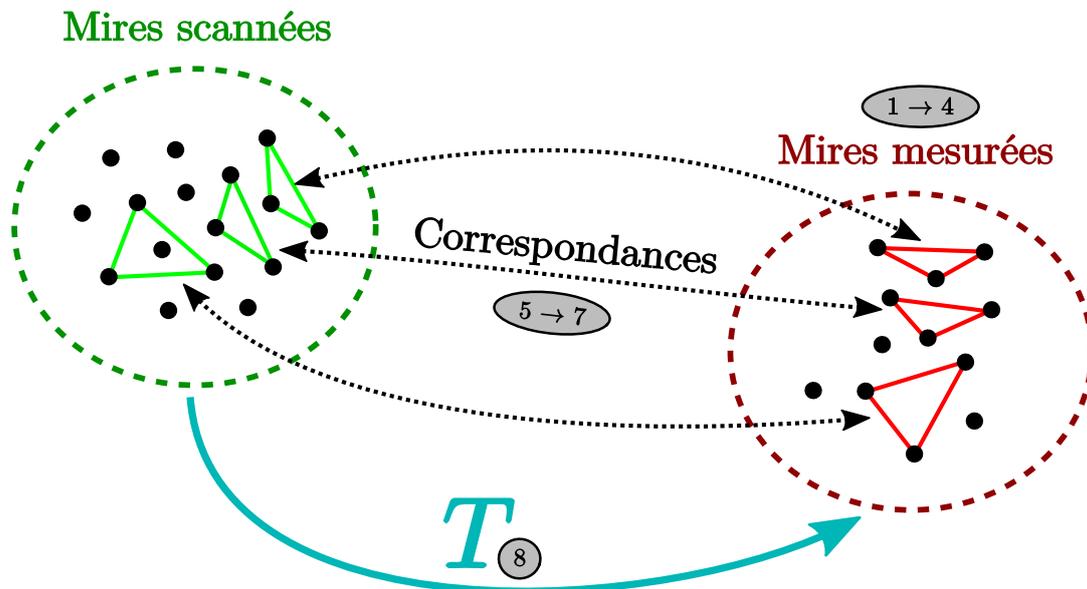


FIGURE 5.42 – Procédure de calibration de la géométrie (la numérotation correspond à celle des étapes décrites dans le corps du document). La position des mires est triangulée, puis chaque mire mesurée est mise en correspondance avec une mire scannée. Enfin, la transformation reliant toutes les paires de mires est estimée par la méthode de [Sorkine et Rabinovich, 2009] utilisant la SVD.

Effectuer cette calibration revient donc principalement à tenter d'inverser la procédure suivante.

Soit n^s points *scannés* notés P_k^s (avec $k \in [1, n^s]$), ceux-ci sont d'abord transformés par application de T , selon $P_k^o = TP_k^s$ (cf. Équation 5.43). Ensuite, la correspondance entre chaque paire de points est perdue : les points P_k^o sont ré-indexés $P_{k'}^o$ sans connaître la fonction de ré-indexation (désétiquetage des points). Puis, on supprime certains points

(détection incomplète), le nombre de points de type o devenant $n^o \leq n^s$. Enfin, le seul moyen de mesurer chacun de ces points $P_{k'}^o$ se fait par analyse d'image et triangulation, impliquant erreurs de mesure et faux-positifs.

Avec pour seule connaissance les points P_k^s , on cherchera donc à mesurer quelques points $P_{k'}^o$, puis à inverser ce processus afin d'estimer correctement la transformation T recherchée.

Photographie et détection des mires. Intéressons-nous en premier lieu au problème de la détection des mires. Il existe plusieurs *a priori* qui vont nous être utiles :

- chaque mire est un disque blanc très réfléchissant de rayon 3,2 mm, centré dans un second disque noir mat de rayon 5,7 mm,
- la grille de mires est toujours positionnée parallèlement à la table de support de l'échantillon, dans un plan $z = z^o$ connu correspondant à la hauteur des pieds de support utilisés (5, 10, 15, 20 ou 25 cm, renseigné lors du scan).

On peut en déduire deux conséquences très utiles : on sait que l'on cherche la projection de petits disques dans chaque image, que ces disques sont discriminables par la couleur qui les compose, et que l'on sait déjà dans quel plan les chercher (le plan $z = z^o$). Ajoutons que dans ce plan z^o , le programme a un bon *a priori* des coordonnées (x^o, y^o) du centre de l'objet : le centroïde des trajectoires du scanner 3D (à défaut, l'utilisateur peut aussi le renseigner).

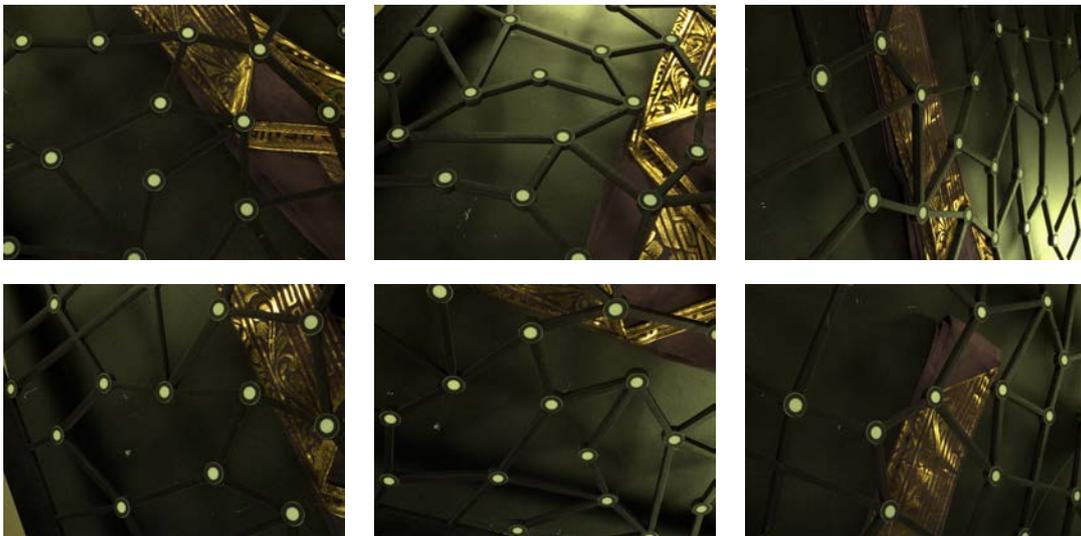


FIGURE 5.43 – Exemple de 6 photographies de mires. Les points de vue sont variés, les mires nettes, et le temps d'exposition est ajusté afin d'obtenir une bonne exposition des mires. La balance des blancs n'étant à ce stade pas effectuée car facultative, les images apparaissent légèrement vertes.

La stratégie de positionnement de la caméra retenue est ici exactement la même que celle utilisée pour photographier la mire Charuco, mais appliquée cette fois-ci à un carré de côté 40 cm dans le plan z^o , centré sur le point $[x^o, y^o, z^o]$. Brièvement, il s'agit d'échantillonner à l'aide d'un bruit bleu les positions sur ce carré, tout en garantissant des points de vue caméra variés. La taille de 40 cm a été retenue car elle permet à terme de mesurer plus d'une dizaine de marqueurs en un temps raisonnable (inférieur à 1 h) sur une distance couvrant la quasi-entièreté de la plaque 40 cm \times 60 cm de scan 3D sur laquelle sont les mires. Dans le cas de l'utilisation d'une plaque de plus grande envergure, il est bien entendu conseillé d'agrandir cette zone en conséquence et de démultiplier le nombre de photographies à effectuer ⁽²²⁾.

En terme de photographie (cf. Figure 5.43), le diaphragme est fermé au maximum afin de garantir une profondeur de champ maximale (en dépit d'un temps d'exposition nécessairement plus long). Le temps d'exposition est quant à lui choisi par auto-exposition tel que le niveau moyen de chaque photographie soit à peu près centré par rapport au niveau moyen des pixels. Plus précisément, les mires étant d'un blanc très peu absorbant, il s'avère que l'algorithme de détection des mires donnera des résultats stables et de bonne qualité lorsque le niveau moyen des pixels vaut $80\% \times 2^{b-1}$ avec b le nombre de bits par pixel (ici, $b = 8$), c'est-à-dire 80% de leur valeur maximale.

Enfin, concernant la densité de photographies, plus le nombre d'images par mire est élevé, plus l'algorithme sera robuste, au détriment du temps de calibration. Le nombre de photographies à effectuer est cependant laissé libre à l'utilisateur. Dans cette expérience, nous photographions jusqu'à avoir de l'ordre de 10 détections par mire, que l'expérience nous montre être suffisant pour atteindre *in fine* une précision de calibration suffisante. Notons par la suite N le nombre de photographies effectuées.

Pour chaque photographie, on doit désormais détecter les mires, en particulier en déterminer la position du centre. Nous bénéficions des 2 atouts suivants : la connaissance de la géométrie et de la couleur des mires à chercher dans chaque image. Cependant, il faut prendre en compte qu'en plus des mires est présent l'objet à scanner lui-même. Un algorithme pas assez robuste aura tendance à "voir" des marqueurs sur l'objet, provoquant des faux-positifs qui, s'ils sont trop nombreux, seront très difficiles à filtrer par la suite. On tâchera donc de chercher une solution très spécialisée qui détectera spécifiquement les mires. Pour être un peu plus spécifique, notons qu'étant donné l'objectif utilisé et les distances mises en jeu, les mires se projettent sous forme d'ellipses dans chaque image. La distorsion peut être négligée pour caractériser cette projection, car la taille des ellipses reste au maximum de l'ordre de 150 pixels, alors que la distorsion ne varie significativement qu'à partir d'une distance de l'ordre de 1000 pixels (cf. Sous-section 5.2.1).

Pour détecter des ellipses dans les images, la littérature scientifique propose 3 grandes classes d'algorithmes : la détection par forme, la détection par couleur, ainsi que les approches combinant les deux.

(22). Le nombre de photographies doit croître avec la **surface**. Une plaque de côtés 2 fois plus grands nécessitera un nombre de photographies 4 fois plus élevé.

Détection de forme. Il s'agit d'algorithmes [Cui *et al.*, 2014; Lu *et al.*, 2019] cherchant l'ensemble de toutes les ellipses contenues dans une image par analyse de contours. Ces méthodes ont été testées pour détecter les mires, sans grand succès. Le problème principal est que soit les contraintes sont trop strictes et l'on manque un nombre conséquent de mires, soit elles sont trop lâches et l'on obtient de nombreux faux-positifs qui ne correspondent pas à des mires. Un juste milieu, s'il existait, ne serait que circonstanciel et en aucun cas ne permettrait de satisfaire une bonne détection parmi l'énorme variété de cas de figures spécifiques qu'il est possible de rencontrer.

Détection de couleur. Ces techniques [Kadouf et Mustafah, 2013] très directes tentent de caractériser la signature colorimétrique de l'objet, puis cherchent les signatures similaires présentes dans l'image. Ces méthodes sont bien évidemment à discriminer, car dès lors qu'un objet dans l'image apparaît de la même couleur que les mires, celui-ci provoquera un faux-positif. Un autre facteur à prendre en compte est que la couleur des mires peut varier en fonction de plusieurs facteurs, comme les reflets colorés ou encore les changements d'éclairage. Déterminer "la" bonne couleur à détecter ne se fera qu'au prix du relâchement des contraintes de couleur, et donc de l'augmentation conséquente du nombre de faux-positifs.

Détection de couleur et de forme. Il s'agit de méthodes [Gode et Khobragade, 2016] qui sont plus spécifiques à notre problème car elles sont basées sur la données d'un objet exemple. Elles combinent habilement les avantages des détections par forme et par couleur. Cependant, il n'existe pas à notre connaissance de variante permettant de rendre le processus insensible aux variations de couleurs de l'objet à détecter lui-même.

Détection par apprentissage automatique. Face à notre problème très spécifique, la détection par apprentissage [Jin *et al.*, 2019] (par réseaux de neurones) semble être une solution prometteuse. Elle est malheureusement pratiquement irréalisable, le jeu de données à fournir à ce type d'algorithme doit pouvoir être aussi grand que la diversité de situations que l'on peut rencontrer. Techniquement, cela nécessiterait quelques milliers de photographies avec les mires et des objets variés, et autant de détections manuelles⁽²³⁾, ce qui serait bien trop chronophage.

Aucun des algorithmes proposés dans la littérature ne nous a semblé ni suffisamment robuste ni pratiquement réalisable. Les cas de faux-positifs sont potentiellement trop nombreux, et le choix des paramètres est difficilement conciliable avec la grande variété d'images rencontrables. Notre problème étant très précis, et les mires à identifier très spécifiques, nous préférons proposer une approche plus spécialisée et robuste qui se décompose en 4 étapes (cf. Figure 5.44) :

1. Détection d'ellipses par forme : l'objectif est de trouver un maximum de mires, malgré les faux-positifs.
2. Identification de la composante colorée majoritaire : on détermine la couleur exacte qui définit les mires dans l'espace HSV, H étant le principal critère discriminant.

(23). Ou automatique, mais vérifiées une à une à la main.

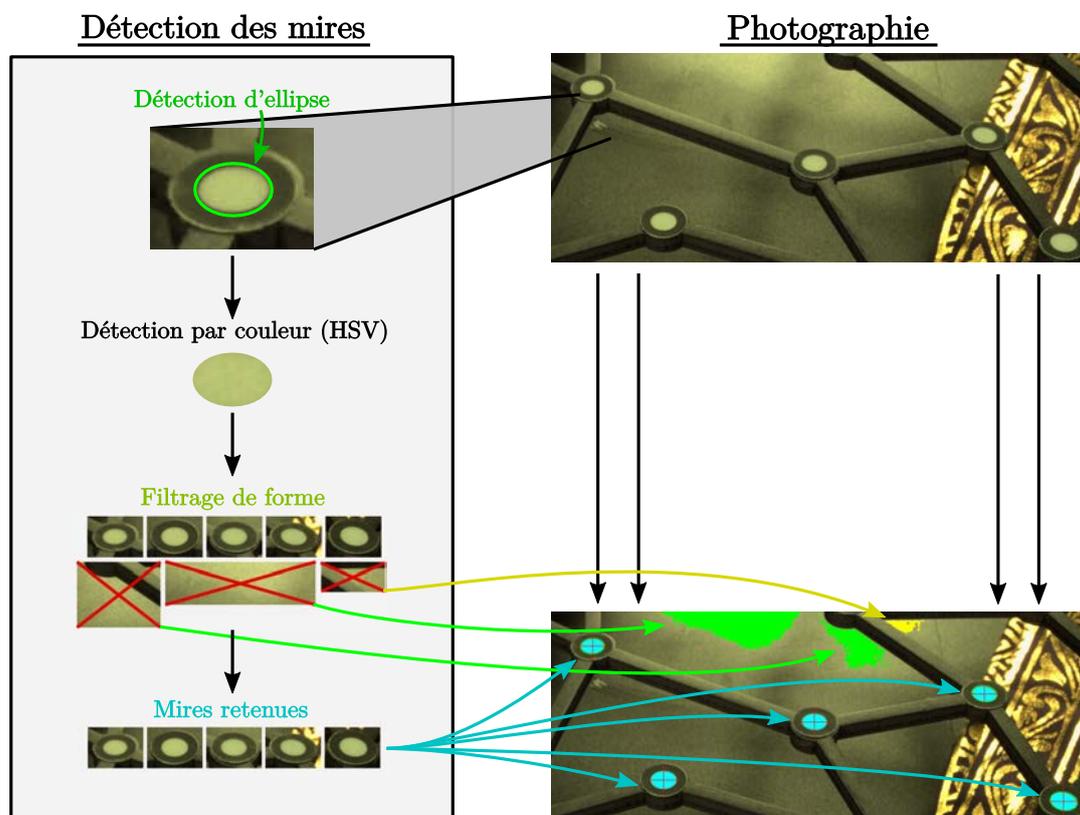


FIGURE 5.44 – Exemple du traitement d'une photographie pour la détection des marqueurs. Une première passe détecte les ellipses dans l'image en analysant les formes, une seconde s'occupe de proposer une détection par couleur, et enfin une dernière filtre les zones de l'image détectée pour n'en conserver que les marqueurs probables.

3. Détection utilisant la couleur précédente : on ne conserve que la sous-partie de l'image qui correspond à cette couleur.
4. Filtrage par forme : on cherche les ensembles de pixels restants formant des ellipses.

En faisant cette triple passe "forme → couleur → forme", on assure une très grande certitude sur la détection des mires, les faux-positifs des sous-méthodes s'annulant successivement.

Étape 1. Tout d'abord, nous appliquons l'algorithme de Fornaciari de détection d'ellipse par forme [Fornaciari *et al.*, 2014] (cf. Figure 5.44, détection d'ellipse). Les paramètres utilisés forcent cette méthode à ne retenir que des ellipses de grande qualité⁽²⁴⁾. On filtre ensuite ces ellipses par taille pour ne conserver que celles dont les dimensions (petit

(24). L'algorithme utilisé [Fornaciari *et al.*, 2014] binarise l'image, puis extrait les arcs présents dans les contours. La "qualité" d'une ellipse augmente avec la longueur des arcs qui la compose, la netteté des bords, le recouvrement des arcs, et le fait que leurs pôles de chaque arc soient co-localisés.

et grand axes) sont proches de celles attendues. L'objectif est ici de s'assurer que la majorité des ellipses détectées correspondent bien à des mires. Soit a le grand-axe apparent en pixel d'un marqueur dans le plan de mise au point (110 pixels dans notre cas), alors on ne conserve que les ellipses dont le grand axe est dans un intervalle de 20% autour de a . On ne peut être trop strict car a n'est qu'indicatif, toutes les mires ne sont pas garanties d'être effectivement dans le plan de mise au point. Aussi, l'algorithme [Fornaciari *et al.*, 2014] a tendance à dédoubler les ellipses qu'il détecte ; par exemple, s'il trouve 2 demi-ellipses et ne considère pas bon de les fusionner en une seule. Nous ajoutons ainsi un second filtrage. On trie d'abord les ellipses par qualité décroissante. Puis, itérativement, on ne conserve une ellipse que si son centre est au moins distant de $2a$ des centres précédents. La valeur $2a$ provient du fait que, par construction, il ne peut y avoir intersection dans l'image entre deux mires (et donc deux ellipses).

Étapes 2. Une fois cette première détection effectuée, on cherche à déterminer (cf. Figure 5.44, détection par couleur) la couleur représentative du centre des mires : la couleur du "blanc". Pour se faire, on liste la couleur de chaque pixel se trouvant dans chaque ellipse. Pour plus de robustesse, et notamment palier le fait que l'on ait pu détecter le bord externe (noir) des mires au lieu du centre blanc, on ne conserve pour chaque ellipse que les pixels contenus dans une ellipse deux fois plus petite. On passe ces pixels en espace HSV, et on en calcule la moyenne m_{hsv} et la déviation standard σ_{hsv} . On binarise enfin l'image en ne conservant que les pixels se trouvant dans l'intervalle HSV $m_{hsv} \pm 3\sigma_{hsv}$.

Étapes 3. À ce stade, puisque les mires sont entourées de noir, ce filtrage fait apparaître des composantes connexes elliptiques au niveau du centre des mires, ainsi que des patches amorphes ailleurs dans l'image. Afin de filtrer les éventuels bruits et discontinuités, nous appliquons une séquence d'érosion-dilatations circulaires finale : une érosion-dilatation de rayon 1 pour filtrer le bruit de pixel, puis une dilatation-érosion de rayon 5 pour boucher les trous au sein des composantes.

Étapes 4. Enfin, il convient de trier les composantes connexes et de n'en conserver que les elliptiques (cf. Figure 5.44, filtrages de forme). Pour cela, nous effectuons l'algorithme de tri suivant pour chaque composante :

1. Calculer le périmètre p , et continuer seulement si $\frac{1}{4} \leq \frac{p}{\pi a} \leq 2$. Cette condition est peu contraignante car l'inclinaison du marqueur peut être forte, et donc le périmètre apparent très altéré.
2. Calculer le barycentre de la composante.
3. Appliquer un algorithme de remplissage par diffusion (*flood fill*) sur l'image d'origine, avec pour point de départ le barycentre précédent. L'image d'origine est pré-filtrée en ne conservant que les valeurs dans $m_{hsv} \pm 4\sigma_{hsv}$. Ceci tire parti du fait qu'il existe une frontière abrupte entre le centre blanc et le pourtour noir des mires. La composante courante est alors mise à jour avec le résultat de ce remplissage.
4. Extraire le contour extérieur, et le remplir à nouveau avec une seconde passe de remplissage par diffusion. L'objectif est ici de combler les trous potentiels au sein

de la composante connexe.

5. Vérifier que la composante n'est pas en contact avec le bord de l'image. En effet, il s'agirait d'une ellipse tronquée, cas que l'on choisit de rejeter par soucis de simplicité.
6. Calculer le périmètre p et l'aire S de la composante.
7. Vérifier le critère de circularité : $\frac{4\pi S}{p^2} > \frac{1}{2}$
8. Vérifier le critère du périmètre : $0.2 \leq \frac{p}{\pi a} \leq 1.3$
9. Vérifier le critère de la surface : $0.1 \leq \frac{4S}{\pi a^2} \leq 1.5$

Lorsqu'une composante a passé l'ensemble de ces tests, on sait alors qu'il s'agit très probablement d'une des mires. Le barycentre de chaque composante sera alors l'estimation retenue du centre de l'ellipse. On obtient finalement un rayon par mire détecté.

Afin d'assurer la pérennité de la suite de l'algorithme, on ne conserve le résultat d'une image que si au moins 3 mires ont été détectées.

De manière générale, on observe que la méthode développée ne génère que très exceptionnellement des faux positifs (mire détectée là où il n'y en a pas), mais plus communément des faux-négatifs (non-détection alors qu'une mire est présente). Ces faux-négatifs (cf. Figure 5.45) proviennent pour la grande majorité de deux effets conjoints. D'abord le flou dû à la profondeur de champ, celui-ci détériore la netteté des bords des mires, le filtrage par forme rejette alors ces candidats. Cela a pour second effet de modifier la répartition des couleurs au sein de la mire (le bord noir "bave" sur l'intérieur blanc), impliquant que le filtrage par couleur ne conservent pas ces mires. Enfin, lorsqu'une mire s'éloigne du plan de mise au point, sa taille apparente varie. Les critères de taille des composantes connexes suppriment alors ces candidats. On peut ainsi observer que notre algorithme spécifique est conservatif par construction, formant une base solide pour la suite de notre procédure de calibration.

Groupement des rayons par mire et triangulation. À la suite de la détection des mires, pour chaque position de caméra $i \in [1, N]$, nous obtenons un jeu de rayons $\{[O_{ij}, \mathbf{D}_{ij}]\}$, avec $j \in [3, N_i]$ et N_i le nombre de rayons associés aux mires détectées dans l'image i . On ne peut cependant pas directement trianguler la position des mires puisqu'on ne sait pas si deux rayons de deux images différentes correspondent à une même mire ou non. Ainsi, le but est d'abord de déterminer tous les sous-ensembles de rayons qui correspondent à une unique mire (cf. Figure 5.46), puis de procéder à la triangulation.

Trois critères principaux permettent de résoudre un tel problème :

- 2 rayons d'une même image ne peuvent correspondre à une même mire ;
- 2 rayons d'une même mire doivent nécessairement se croiser, ou passer très proches l'un de l'autre (dû aux incertitudes) ;

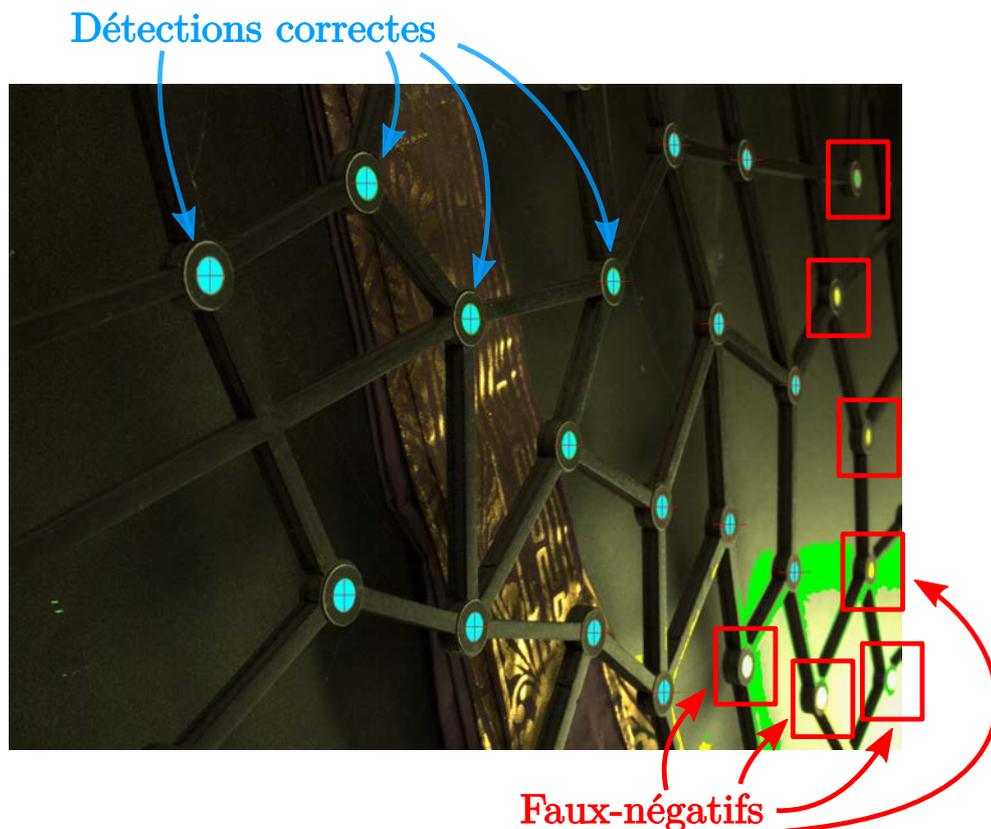


FIGURE 5.45 – Exemple de faux-négatifs lors de la détection. Les principaux facteurs de ces mauvaises détections sont d’une part le flou dû à la profondeur de champ, et d’autre part la taille apparente des mires qui s’éloigne de l’attente théorique dans le plan de mise au point.

- un grand nombre de rayons se croisent au niveau des mires (lorsque ce nombre est faible, il peut s’agir d’une simple coïncidence).

Comme schématisé dans la figure 5.47, pour chaque paire de rayons (verts et fins) provenant de deux images différentes, on vérifie s’ils se croisent à une distance plus petite que $r = 3,2$ mm (le rayon du blanc des mires). Si tel est le cas, on cherche alors l’ensemble des rayons (bleus) issus des autres images qui passent à une distance inférieure à r du point milieu de la paire de rayons. On obtient alors un ensemble de rayons qui se croisent tous dans une sphère de rayon r . Si cet ensemble est au moins de taille $\max(3, N/6)$ (l’expérience montre qu’il s’agit d’une valeur robuste), alors on triangule la position de la mire (P_m). En procédant ainsi, on ne conserve que les rayons qui se croisent nombreuses fois en un point précis de l’espace. Cela garantit fortement qu’il s’agisse d’un objet réel, et non d’une hasardeuse corrélation. Les cas de faux-positifs et faux-négatifs

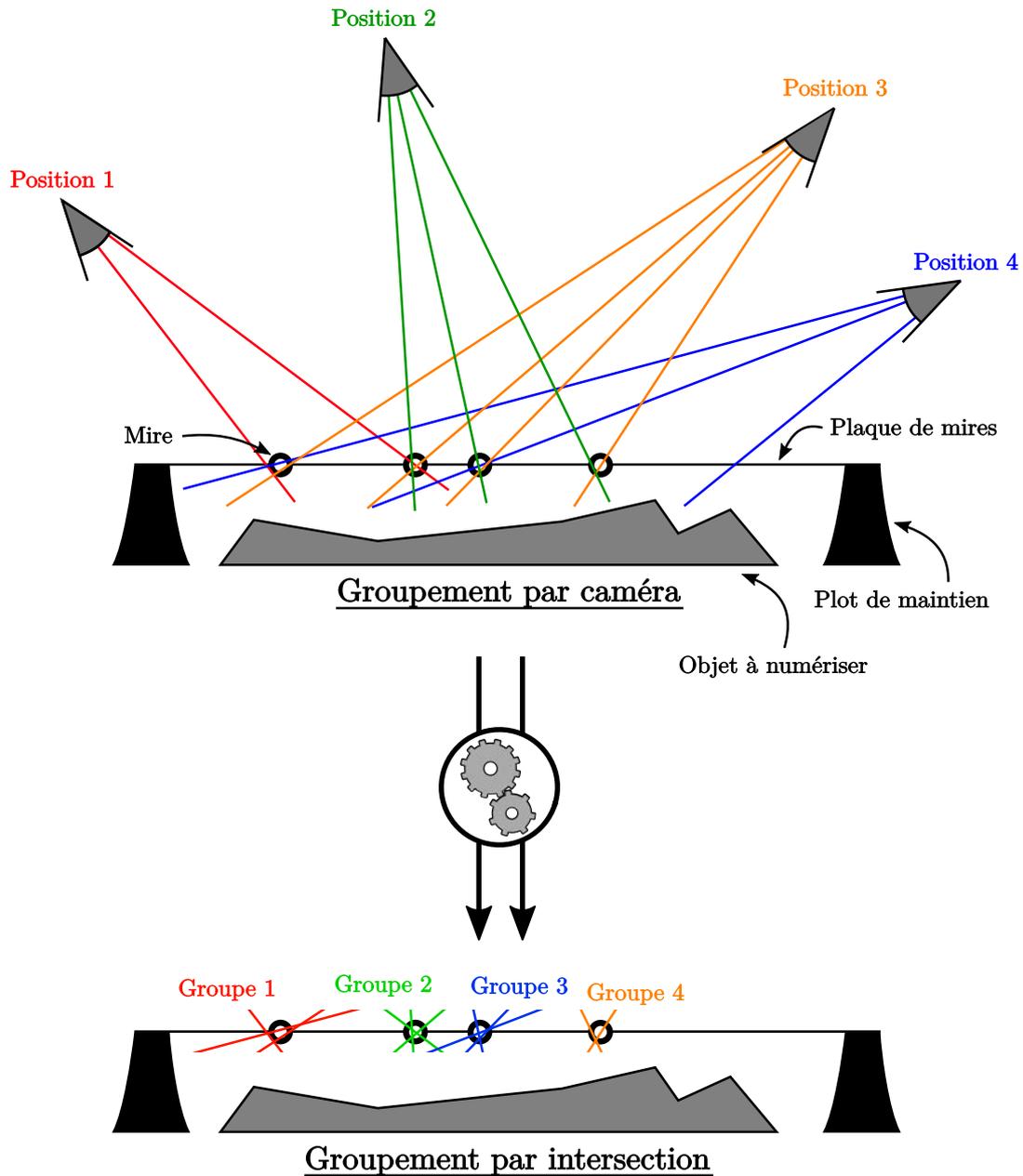


FIGURE 5.46 – Problème du groupement des rayons. On mesure d'abord pour chaque point de vue un ensemble de rayons. Il devient ensuite nécessaire d'identifier les rayons qui correspondent à une même mire détectée à travers plusieurs images. Chaque mire pourra finalement être triangulée à partir de chacun des groupes de rayons.

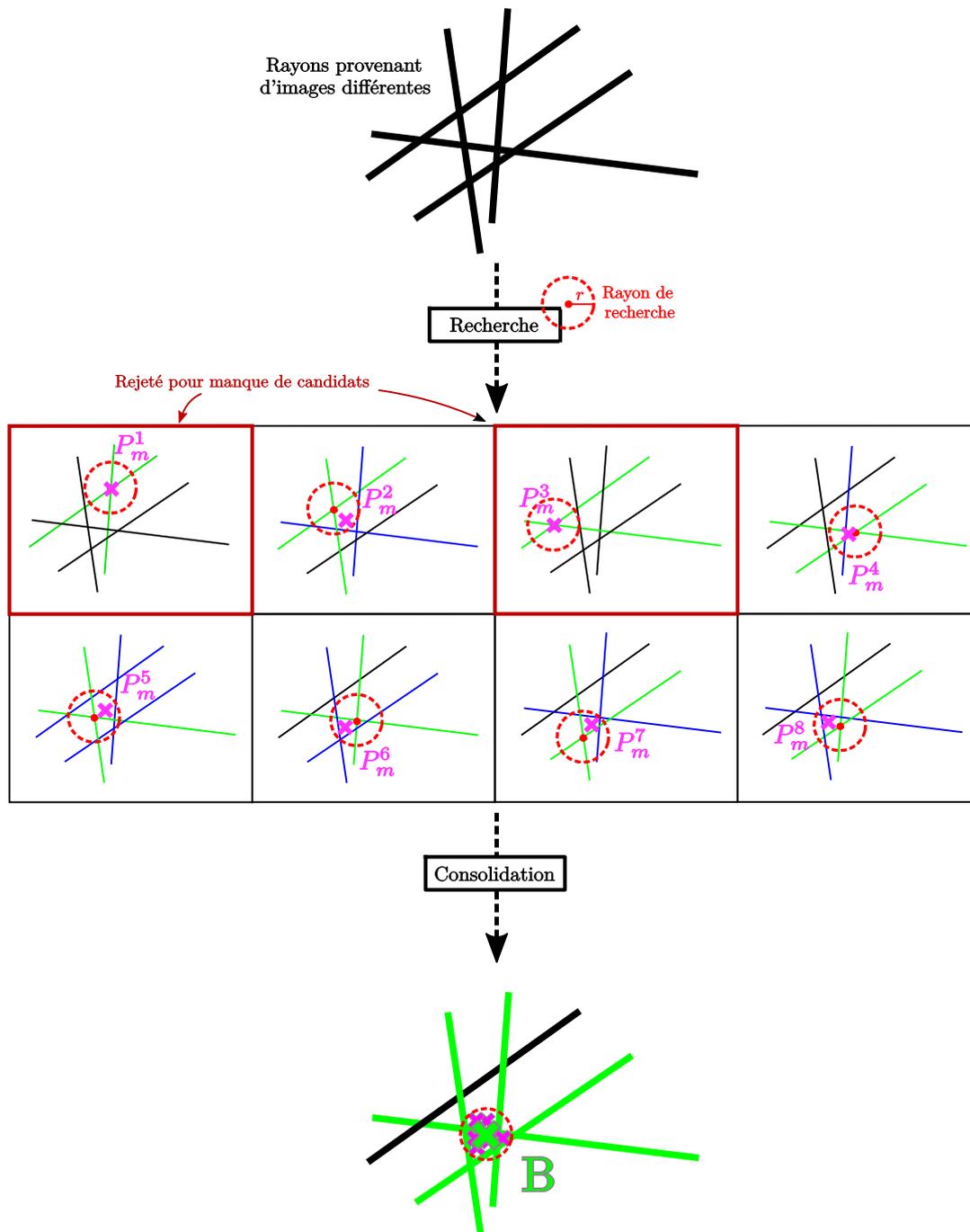


FIGURE 5.47 – Méthode de détermination d'un groupe de rayons. Pour chaque paire de rayons (vert), on cherche tous les autres rayons (bleus) passant à une distance inférieure à r de l'intersection de la paire. Chaque ensemble de rayons (bleus et verts) permet de définir une première triangulation P_m (en violet). Si suffisamment de rayons déterminent P_m (cas non rejetés), ce point est conservé. On fusionne finalement par K-moyenne la collection de tous ces points P_m , définissant une intersection robuste B . Ce nouveau point B permet alors de grouper les rayons entre eux de manière fiable (rayons verts gras).

lors de la détection d'image à l'étape précédente se retrouvent ici filtrés.

Ce procédé fait alors naître un certain nombre de points P_m , tous issus de la triangulation d'un bon nombre de rayons très proches. Le problème est que l'algorithme génère presque autant de points qu'il y a de paires de rayons. On comprend alors que les P_m forment des amas de points : ils se regroupent en nuages denses (cf. Figure 5.47, croix violettes) éloignés les uns des autres. On aurait bien entendu pu éliminer les rayons au fur et à mesure qu'ils formaient des ensembles triangulables, mais on biaise alors énormément le résultat en faveur de la première paire rencontrée. C'est pour cette raison qu'il a été retenu de conserver tous les rayons à chaque passe, menant à ces nuages de points P_m qui sont eux en moyenne non biaisés. La procédure est alors simple : on estime par K-moyenne barycentrique [Forgy, 1965] à la fois le sous-ensemble de P_m faisant parti d'un même nuage, et le barycentre B de celui-ci, unique pour chaque amas de points.

Ce point B ne peut suffire à estimer correctement le centre d'une mire, en effet il est calculé par méthode barycentrique, or chacun des points P_m peut être issu de la triangulation de nombreux rayons communs. Cela signifie que B peut être facilement biaisé si le hasard des positions de caméra fait qu'une majorité de rayons se croisent d'un côté de l'amas et non de l'autre. En plus, la K-moyenne barycentrique peut potentiellement représenter un amas qui intègre des points P_m aberrants très proches. Pour palier l'ensemble de ces problèmes, on cherche à nouveau pour chaque amas l'ensemble des rayons passant dans une sphère de rayon r et centrée sur B (cf. Figure 5.47, rayons verts gras). Cet ensemble, si sa taille dépasse $\max(3, N/6)$, est re-triangulé pour en déduire la position notée $P_{k'}^o$ de la mire. Notons le rayon de recherche r , il permet de filtrer les amas de points trop éparses pour lesquels le barycentre peut se retrouver isolé des points P_m (par coïncidence ou excès d'erreur de mesure).

Mise en correspondance et recalage des mires : résolution de T . L'étape précédente a permis d'obtenir la position $P_{k'}^o$ dans l'espace d'un certain nombre n^o de mires. Nous sommes désormais face à la problématique suivante : estimer la correspondance entre ces mires $P_{k'}^o$ et ceux P_k^s provenant du scan 3D (cf. Figure 5.48). Ajoutons à la difficulté que certains points détectés peuvent être des faux-positifs, et qu'il existe une certaine incertitude de positionnement. La seule information *a priori* est que, pour les mires correctement détectées, il existe une transformation rigide unique et inconnue T permettant des les recalculer sur certains points P_k^s . On ne connaît ni la transformation T , ni l'appariage $k \leftrightarrow k'$ entre les mires détectées et scannées, ni même si un tel appariage existe pour tout point $P_{k'}^o$ (notamment à cause des faux-positifs).

Il s'agit du problème bien connu du *recalage géométrique* (*geometric registration* en anglais), récurrent dans l'alignement de nuages de points et de maillages. La littérature scientifique sur le sujet propose principalement 3 types d'approches : la décomposition en valeurs singulières (SVD) [Marden et Guivant, 2012], l'analyse en composantes principales (PCA), et l'ICP (*Iterative Closest Point*) [Besl et McKay, 1992]. La méthode par SVD suppose la connaissance de la correspondance 2 à 2 entre les points à recalculer, et

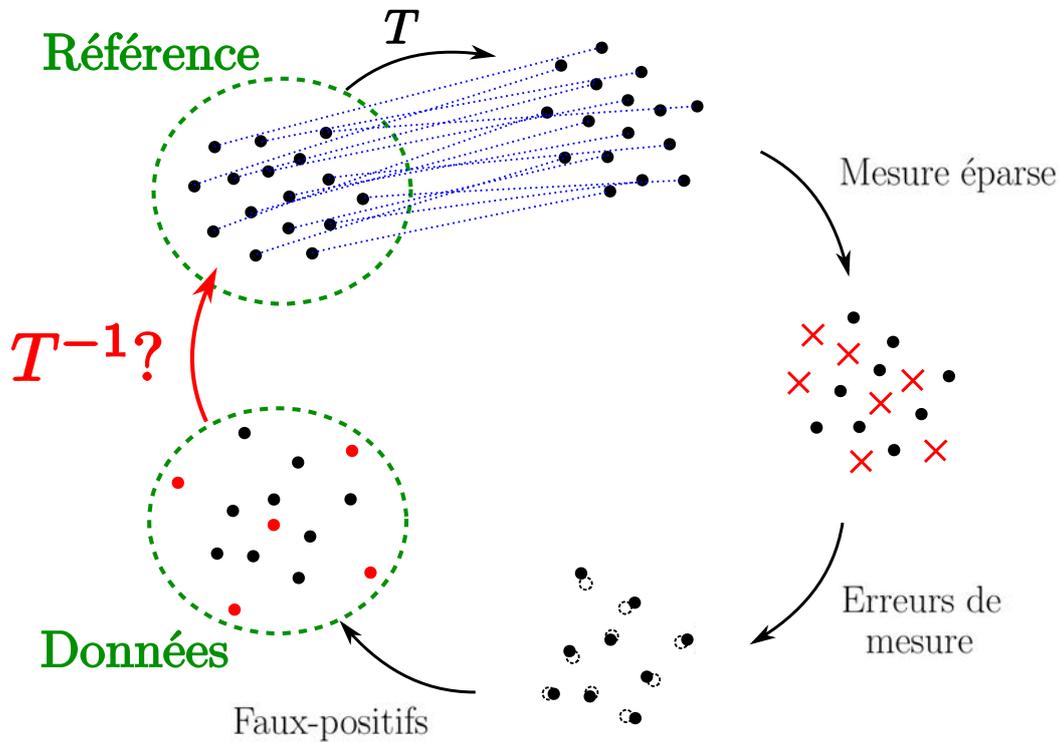


FIGURE 5.48 – Problème du recalage entre les mire. Il existe une transformation T permettant de recaler les deux nuages de points (scanné vs. mesuré), dont l'un est une représentation éparsée, bruitée et non-injective (avec points aberrants) de l'autre.

n'est donc pas directement applicable. La méthode par PCA n'est quant à elle précise que lorsque qu'il ne s'agit que d'un problème de bruit de mesure des points, elle ne peut gérer le cas de l'absence de points. L'ICP est ici la méthode la plus prometteuse, largement plébiscitée dans notre application. Il en existe plusieurs variantes en fonction des données à recaler, nous décrivons alors succinctement la méthode qui nous intéresse ici : la variante "point-point" [Bellekens *et al.*, 2014; Pomerleau *et al.*, 2015]. La méthode, par récurrence, est très simple. On estime une première transformation T^0 , on transforme ainsi les points $P_{k'}^o \rightarrow T^0 P_{k'}^o$. Puis, on appaire chaque $T^0 P_{k'}^o$ avec le point le plus proche (en norme euclidienne) des P_k^s . Cet appairage permet de donner une première correspondance entre les deux nuages de points, qui sert à estimer T^1 par SVD. Le processus est itéré jusqu'à ce que la transformation converge. Cette méthode souffre de nombreux problèmes : la solution finale dépend beaucoup de l'initialisation T^0 , est sensible aux valeurs aberrantes, et dépend largement du recouvrement existant entre les nuages de points [Pomerleau *et al.*, 2015]. Pour palier ces problèmes, différentes méthodes existent : filtrer les données d'entrées [Pomerleau *et al.*, 2015], disposer d'un système de mesure extérieur pour estimer T^0 [Diebel *et al.*, 2004; Hara *et al.*, 2006], filtrer l'appairage [Zinser *et al.*,

2003; Pomerleau *et al.*, 2010], associer des descripteurs non-géométriques aux points [Pomerleau *et al.*, 2015; Hana *et al.*, 2018; Shi *et al.*, 2019], ou encore résoudre le problème par apprentissage automatique [Latulippe *et al.*, 2013].

Par rapport à notre calibration, nous n'avons pas de bonne estimation préalable de la transformation T , nous serions d'office sujet à tomber dans un minimum local. Ensuite, l'organisation des mires est planaire, ce qui ne permet pas d'obtenir de descripteurs locaux intéressants. Notre problème diffère cependant en deux points cruciaux :

- le motif de répartition des mires est issu d'un bruit bleu modifié, qui assure que la répartition des voisins d'une mire est toujours spécifique,
- les nuages de points $P_{k'}^o$ et P_k^s sont des mesures de nuages de points, et non des échantillonnages de surfaces comme dans la littérature.

Cela signifie qu'à tout point correctement mesuré indexé k' on peut associer de manière exacte un point k scanné, et que pour cette paire de points la géométrie locale de leurs voisinages respectifs doit être organisée de la même manière.

Spécifiquement quant à l'étude du voisinage, la génération de la distribution des mires nous assure pour tout point P_k^s les propriétés suivantes :

- **Distance maximale** : il existe toujours au moins un voisin dans un rayon de 6 cm.
- **Distance minimale** : il n'existe aucun voisin dans un rayon de 4 cm.
- **Saturation** : Dans le référentiel de la plaque de mires, aucun point ne peut être ajouté satisfaisant les deux propriétés précédentes. Cela a pour effet d'assurer que les mires ne sont pas groupées par amas. En particulier, qu'il existe toujours au moins 3 voisins dans un rayon de 6 cm, et que ces voisins sont toujours répartis de manière localement isotrope.

On observe ainsi qu'il sera beaucoup plus intéressant de créer des triangles à partir des nuages de points, et de tenter d'appairer ces triangles deux à deux. Cette méthode a notamment été proposée par [Oyamada *et al.*, 2012]. Dans cet article, il est proposé d'utiliser les ratios des surfaces entre chaque paire de triangles voisins, mais il semble que cela génère de nombreux faux-positifs qu'il faut alors raffiner.

Pour pouvoir comparer deux triangles indépendamment de la transformation rigide T les reliant, il nous faut une mesure qui prenne en compte uniquement des descripteurs intrinsèques. Pour chaque triangle ABC constitué des points A , B et C , les descripteurs classiques suivants sont utilisés (cf. Figure 5.49) :

- la liste des longueurs des côtés $[d_{AB}, d_{BC}, d_{CA}]$,
- la liste des angles $[\widehat{A}, \widehat{B}, \widehat{C}]$,
- la surface S (qui peut être recalculée depuis les descripteurs précédents).

Soit deux triangles $\Delta_1 = A_1B_1C_1$ et $\Delta_2 = A_2B_2C_2$, la métrique de distance S est alors

$$S(\Delta_1, \Delta_2) = \min(S_p(\Delta_1, \Delta_2^p) \mid \Delta_2^p \in \mathcal{P}(\Delta_2)) \quad (5.44)$$

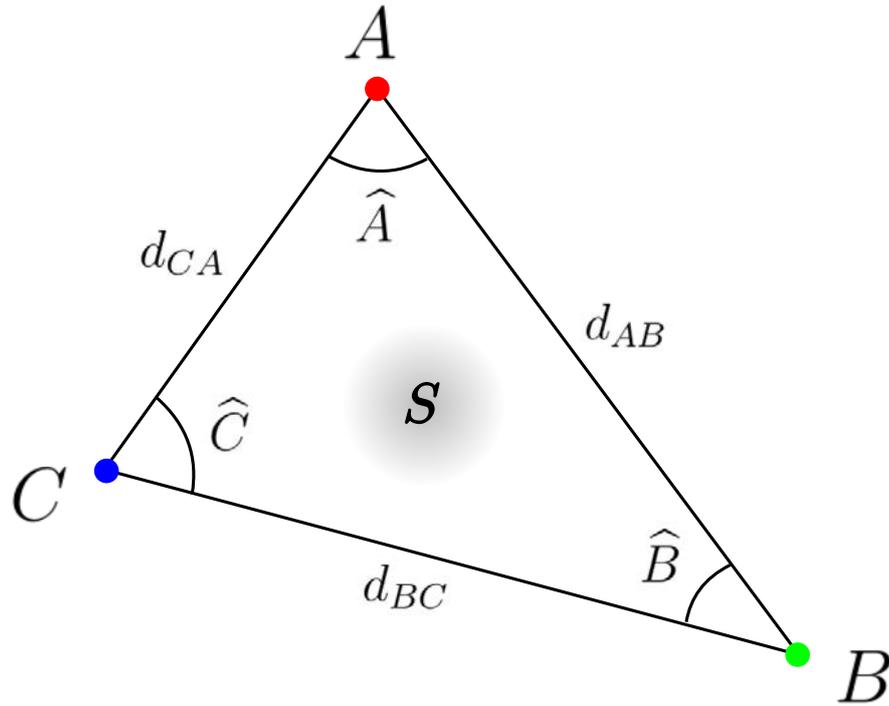


FIGURE 5.49 – Descripteurs intrinsèques d'un triangle. Les longueurs, angles, et surfaces ne sont pas modifiés par application d'une transformation rigide.

avec $\mathcal{P}(\Delta)$ l'ensemble des permutations d'un triangle

$$\mathcal{P}(\cdot) = \{ABC, BCA, CAB, ACB, CBA, BAC\} \quad (5.45)$$

et S_p la fonction de distance d'une permutation particulière

$$\begin{aligned} S_p(\Delta_1, \Delta_2) = & \left(36 \frac{(d_{AB1} - d_{AB2})^2 + (d_{BC1} - d_{BC2})^2 + (d_{CA1} - d_{CA2})^2}{(d_{AB1} + d_{AB2} + d_{BC1} + d_{BC2} + d_{CA1} + d_{CA2})^2} \right) \\ & + \left(36 \frac{(\hat{A}_1 - \hat{A}_2)^2 + (\hat{B}_1 - \hat{B}_2)^2 + (\hat{C}_1 - \hat{C}_2)^2}{(\hat{A}_1 + \hat{A}_2 + \hat{B}_1 + \hat{B}_2 + \hat{C}_1 + \hat{C}_2)^2} \right) \\ & + \left(4 \frac{(S_1 - S_2)^2}{(S_1 + S_2)^2} \right) \end{aligned} \quad , \quad (5.46)$$

très similaire à une métrique SMAPE euclidienne. Du fait des dénominateurs, cette métrique est normalisée et permet ainsi d'ordonner des paires de triangles. En particulier, notons que si $S(\Delta_1, \Delta_2) = 0$, alors il existe une permutation $\Delta_2^p \in \mathcal{P}(\Delta_2)$ telle qu'une

unique⁽²⁵⁾ transformation rigide T transforme Δ_1 en Δ_1^p .

L'algorithme d'appariage par triangle se déroule alors selon les étapes suivantes (cf. Figure 5.50) :

1. Pour chaque nuage de points $P_{k'}^o$ et P_k^s , on génère tous les triangles ("détectés" et "scannés") ayant un angle minimal d'au moins 30° , et des côtés inclus dans [2 cm, 15 cm]⁽²⁶⁾.
2. Pour chaque triangle issu des points mesurés, on cherche le triangle scanné ayant les propriétés intrinsèques les plus proches (minimisant la métrique S). On ne conserve que les paires de triangles ayant une distance S inférieure à la médiane. Puis tous les triangles scannés sont remplacés par leur permutation qui minimise la distance S de la paire à laquelle ils sont attachés.
3. On extrait les sommets des triangles pour former une liste de paires de points $(A_1^o, A_1^s), (B_1^o, B_1^s), (C_1^o, C_1^s), (A_2^o, A_2^s), \dots$. Pour chaque paire (que l'on peut indexer par i), on compte le nombre d'autres paires ($\neq i$) identiques n_i et différentes n_d . Puis l'ensemble des paires vérifiant $n_i < 5$ (pas assez de correspondances) ou $n_d > (n_i + n_d)/3$ (plus de 30% des paires sont différentes) sont supprimées.
4. L'ensemble des paires uniques est conservé, et la transformation rigide est estimée par SVD.

Cette procédure est très robuste dans notre cas d'application. La métrique S assure d'appairer quasi-systématiquement correctement les triangles entre eux. Chaque sommet appartenant à plusieurs triangles, on s'assure à l'étape 3 que si des triangles mesurés partagent un sommet, alors les triangles scannés partagent aussi un même sommet. Cette étape 3 est tout à fait cruciale, elle permet une fois encore d'augmenter la robustesse de la méthode en supprimant à la fois d'éventuels faux-positifs dans l'appariage des triangles, mais aussi de supprimer des mires faussement détectées qui auraient pu avoir passé les filtres de la triangulation. Finalement, il ne reste plus que des paires de points "(détecté,scanné)", dont on calcule la transformation rigide qui les lie par la méthode de [Sorkine et Rabinovich, 2009] utilisant la SVD.

Résultat et bilan. La méthode de calibration proposée, implémentée en C++ et intégrée au programme de contrôle, se caractérise par deux aspects : elle est spécialisée quant à

(25). L'unicité est garantie uniquement pour les triangles strictement quelconques, c'est-à-dire sans symétrie particulière (isocèle notamment). Par construction, les cas non quelconques sont exclus du schéma de répartition des mires.

(26). Ce filtrage permet de réduire drastiquement le nombre de paires de triangles à comparer. En effet, pour deux nuages de points contenant respectivement n et m éléments, il existe exactement $n(n-1)(n-2)/6$ triangles dans le premier et $m(m-1)(m-2)/6$ dans le second. Le nombre de paires de triangles à tester serait alors de $n(n-1)(n-2)m(m-1)(m-2)/36$ paires. Pour une calibration détectant une quinzaine de mires parmi 100, cela nécessiterait de traiter plus de 70 millions de paires différentes, nécessitant des temps de calcul de l'ordre de plusieurs heures avec notre matériel.

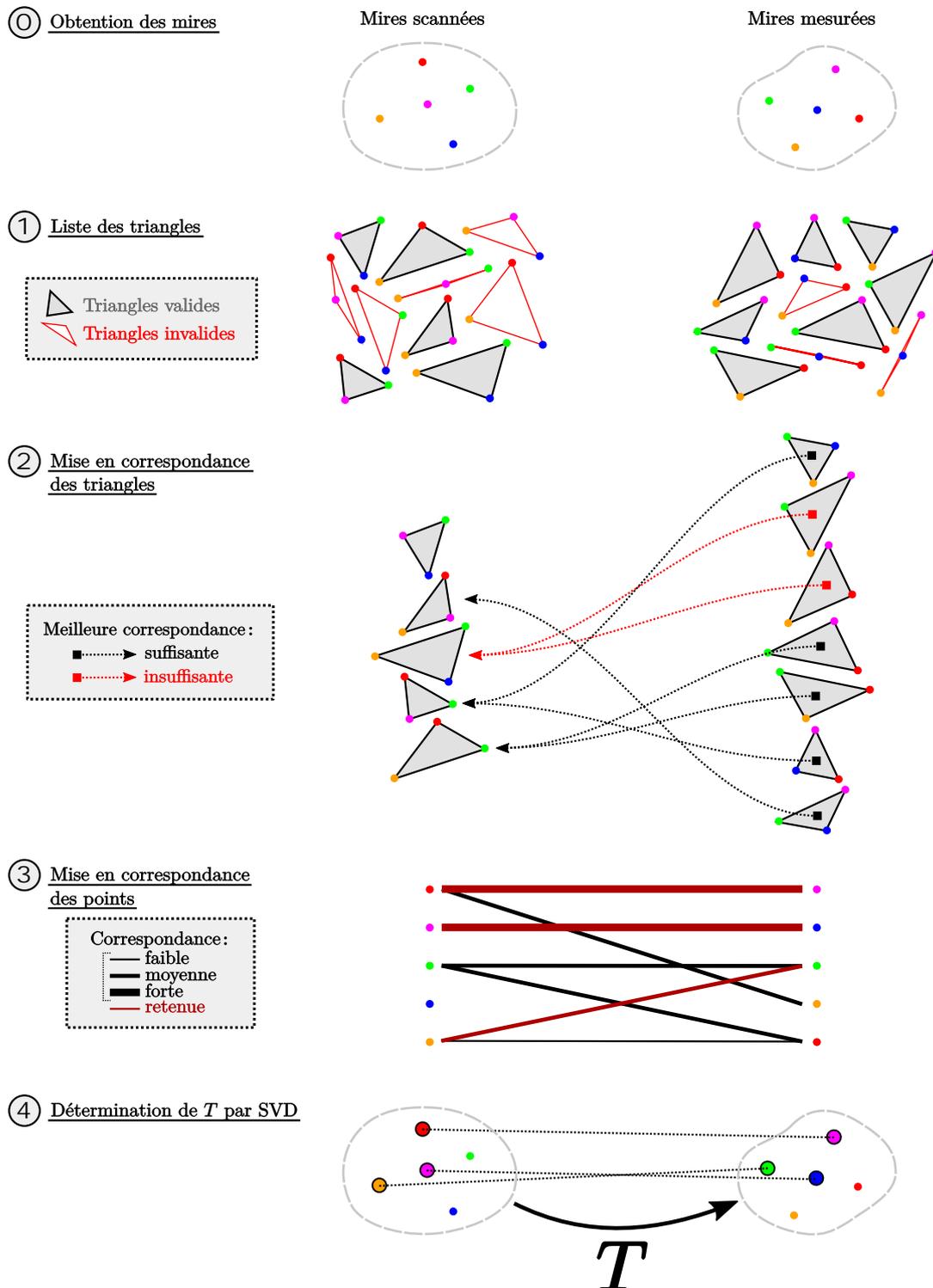


FIGURE 5.50 – Algorithme d’identification des correspondances entre les deux nuages de points. La méthode se base sur la décomposition en triangle et leur appairage pour l’identification des correspondances entre les deux nuages de points.

la détection des mires (par imagerie), puis très générale quant au recalage des nuages de points dont l'appairage est absent. Ici, nous avons utilisé une plaque de mires planaire, mais la méthode ne se limite pas par essence à ce cas de figure. Si l'évolution future de l'expérience devait nécessiter l'utilisation de plaques non-planaires, il suffira de proposer une nouvelle stratégie de positionnement (cf. Paragraphe *Photographie et détection des mires*), plus générale. Passé cette étape, toute la méthode pourra être reprise telle quelle.

En étudiant les divergences entre les nuages scannés et détectés, on montre expérimentalement que cette méthode permet d'atteindre une incertitude de calibration du modèle 3D inférieure à 100 μm . Pour valider et mettre à l'épreuve cette méthode, de nombreuses simulations ont été réalisées grâce au logiciel MATLAB[®], faisant varier le nombre de mires, les niveaux de bruits de mesure, la disposition des mires, le taux de faux-positifs et de faux-négatifs. La conclusion est sans appel : la procédure est très robuste à l'ensemble des perturbations, et plus le nombre de mires est élevé, plus l'estimation de T sera précise (dans la limite du bruit de mesure). En effet, si l'erreur de positionnement est la même pour chaque mire, le positionnement de toute la plaque sera aussi qualitatif que la distance qui sépare les deux mires les plus éloignées est grande. Ainsi, pour gagner en précision, il sera conseillé d'agrandir autant que possible la zone de recherche des mires. Cela se fera alors au détriment du temps de calibration et de la complexité des calculs. En pratique, nous détectons fidèlement de l'ordre de 10 à 15 mires sur une surface de 40 cm \times 40 cm, permettant de garantir un temps de calibration raisonnable inférieur à 1 heure.

5.3 Résultats et applications

Le prototype développé ainsi que la procédure de calibration attenante ont eu pour objectif de proposer une numérisation et une restitution de qualité. En faisant le bilan des incertitudes de calibration, on peut en déduire les caractéristiques techniques suivantes :

Quantité (optimale)	Objectif	Atteint
Résolution spatiale	100 μm	50 μm (réflectance) 200 μm (géométrie)
Résolution angulaire	1 $^\circ$	0,7 $^\circ$ (lumière-vue) [3 $^\circ$ lumière azimuthal]
Incertitude spatiale	50 μm	300 μm (réflectance) 30 μm (géométrie)
Incertitude angulaire	0,5 $^\circ$	0,1 $^\circ$ (lumière-vue) 10 $^\circ$ (normale géométrique)

TABLE 5.4 – Résolutions et incertitudes optimales angulaires et spatiales du prototype. Les objectifs sont atteints dans plus de 50 % des cas. La résolution spatiale de la géométrie est limitée à 200 μm par le scanner 3D. L'incertitude spatiale de la réflectance est limitée à 300 μm par la calibration géométrie extrinsèque de l'appareil photographique. Et les normales de la surface ne sont connues qu'à 10 $^\circ$ au mieux (lié à l'acquisition par le scanner, cf. Sous-section 5.1.2), ce qui a un faible impact puisque l'on sait ne mesurer qu'une SVBRDF apparente.

Ces quantités sont considérées dans leur configuration "optimale", c'est-à-dire qui favorise leur valeur. Par exemple, si une photographie est prise depuis une distance de 40 cm de la surface, la résolution des détails sera naturellement 2 fois plus faible qu'à une distance de 20cm. Cette configuration optimale représente alors en fait le cas où l'appareil photographique regarde la surface selon une direction orthogonale à celle-ci, à la distance minimale de 20 cm, et à ouverture minimale f/16.

Lorsque l'on s'intéresse à la "précision", il est possible de distinguer deux quantités qui ont chacune leur importance :

- **la résolution** : il s'agit du minimum entre la distance entre deux configurations de mesure et la taille du domaine d'intégration. La résolution est en général fixée par le matériel, comme la taille des pixels, la surface des LED, l'ouverture de l'objectif, les pas de déplacements mécaniques...
- **l'incertitude** : il s'agit plus simplement de la précision avec laquelle une quantité est mesurée.

La différence fondamentale est qu'une précision plus faible que la résolution n'empêche pas de rendre exploitable une mesure lorsqu'elle est structurée. Par exemple, dans notre application, la position de l'appareil photographique peut être légèrement fautive, décalée de 300 μm . Lorsque l'on reprojette une image acquise lors de l'expérience, toutes les couleurs de la surface seront décalées, mais toutes dans la même direction. Si la projection d'un pixel est de 50 μm , on peut observer des motifs de la surface de cette taille. Par contre, la position exacte de ces motifs n'est connue qu'aux mieux à 200 μm près.

Enfin, nous retenons ici l'objectif d'une incertitude deux fois meilleure que la résolution (100 μm de résolution \rightarrow 50 μm d'incertitude). En effet, on souhaite que l'incertitude soit assez faible afin que deux échantillons voisins ne soient pas susceptibles d'avoir été interchangés.

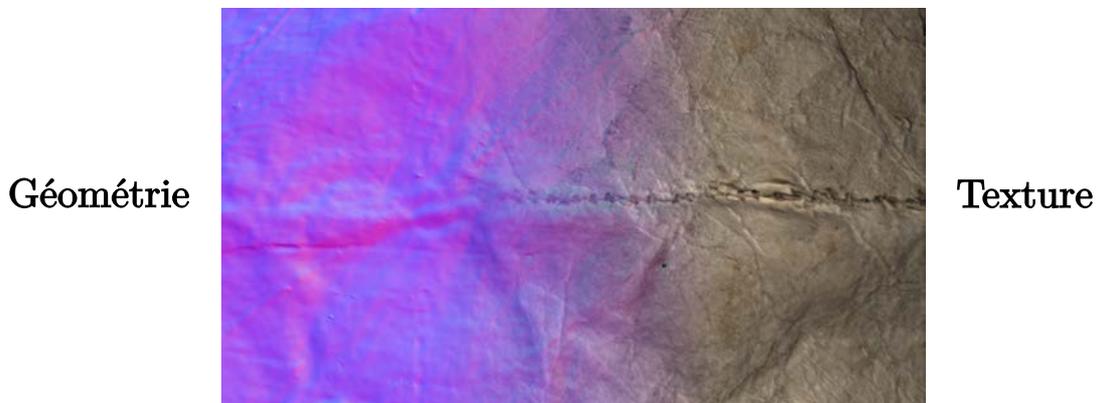


FIGURE 5.51 – Exemple de superposition entre la géométrie scannée (à gauche, normales en fausses couleurs) et les couleurs capturées lors d'une image (à droite). À cause des imprécisions, des décalages peuvent apparaître entre les motifs géométriques et colorés. Extrait de la numérisation du manteau en peau de poisson.

À la lumière de ces remarques, revenons sur les résultats du tableau 5.4 :

- **Résolution spatiale de la réflectance de 50 μm** : il s'agit de la taille de la projection à incidence normale d'un pixel sur la surface, à la distance minimale d'observation de 20 cm. Pour affiner plus en profondeur ce résultat, il faudra à l'avenir effectuer une mesure de la *fonction de transfert de modulation* (MTF). Cette mesure permettra de connaître la qualité de restitution du contraste des motifs de la surface en fonction de leur taille.
- **Résolution spatiale de la géométrie de 200 μm** : cette valeur est fixée par le scanner. Comme expliqué dans la sous-section 5.1.6, demander une résolution plus faible au scanner augmente considérablement le bruit apparent de la surface, menant à la quasi-absence de fidélité sur la valeur de la normale. Se limiter à cette taille de motifs géométriques n'interdit pas d'observer radiométriquement des détails plus

petits, il suffit pour cela de tesseler⁽²⁷⁾ au moins 2 fois le modèle 3D pour obtenir une échantillonnage de 50 μm (cf. Figure 5.52).

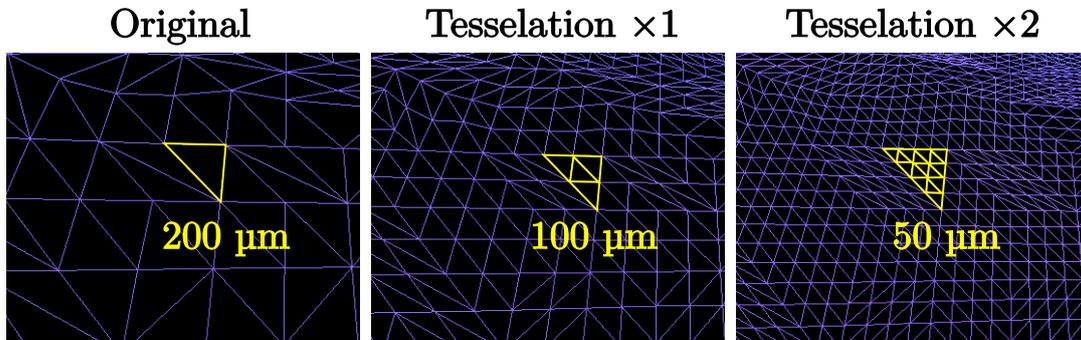


FIGURE 5.52 – Tessellations progressives d’un maillage. La taille d’une arête est d’abord de 200 μm , divisée par 2 à chaque itération pour finalement atteindre 50 μm .

- **Résolution angulaire de 0,7°** : depuis chaque point de la surface, le diaphragme de l’appareil photographique est vu sous un angle de 0,6° pour une ouverture de $f/16$. L’angle sous lequel sont vues les LED est lui de l’ordre de 0,4°. En les combinant ensemble, on en déduit une résolution angulaire synthétique de $\sqrt{0,6^2 + 0,4^2} \simeq 0,7^\circ$. Le robot pouvant placer l’appareil photographique quasi-continûment dans l’espace, les angles accessibles côtés vue ne sont pas limités (autre que par l’accessibilité du robot). Pour les directions de la lumière, la table de rotation permet elle aussi un continuum dans le plan équatorial, mais pas azimutal. La distance azimutal séparant deux LED est de 5 cm, pour une distance moyenne à la surface de 1 m, ce qui limite la résolution angulaire dans cette direction à un peu moins de 3°.
- **Incertitude spatiale de la réflectance de 300 μm** : limitée par calibration, il s’agit de l’incertitude de positionnement de l’appareil photographique par le robot. L’erreur de calibration de la position de la géométrie 3D scannée n’entre ici pas en compte car ne contribue que très peu à l’incertitude finale. Cela signifie que lorsque l’on projette une photographie sur le modèle 3D (cf. Figure 5.51), il est possible de s’attendre à un décalage de 300 μm entre les motifs géométriques et ceux de réflectance.
- **Incertitude spatiale de la géométrie de 30 μm** : cette précision est directement la donnée constructeur, il s’agit de l’incertitude de positionnement des points de la surface scannés par le scanner 3D.
- **Incertitude angulaire des directions lumière et vue de 0,1°** : il s’agit de la qualité avec laquelle nous pouvons certifier les directions ω_i et ω_o . Celle-ci est limitée par

(27). Un niveau de tessellation correspond à subdiviser chaque triangle en 4 sous-triangles. La résolution du maillage est donc divisée par 2 à chaque niveau.

la précision de positionnement de l'appareil photographique et de la calibration de la position des LED.

- **Incertitude angulaire des normales de la surface de 10°** : comme étudié en sous-section 5.1.6, le rapport "résolution"/"précision" fixe la qualité d'estimation de la normale pour la résolution en question. Nous avons établi que cela correspond, pour une résolution du maillage de $200\ \mu\text{m}$ et avec notre matériel, à une incertitude de 10° sur la direction de la normale.

Pour la numérisation des textiles du MEB, dans le cadre de la préparation de l'exposition débutant le 1^{er} octobre 2019, nous avons procédé à la mesure de 8 textiles ou parties de textile différents, présentés en figure 5.53. Chaque vêtement a été mesuré deux fois : une fois en utilisant les LED pour l'éclairage, une autre fois en allumant les 4 panneaux de LED pour simuler un éclairage ambiant.

Les textiles retenus ont des tailles variables, de $10\ \text{cm} \times 10\ \text{cm}$ pour la partie du gilet de mariée scannée, jusqu'à $1\ \text{m} \times 1,50\ \text{m}$ pour le manteau Aïnou. La quantité de donnée générée ainsi que le temps de mesure fut donc en conséquence. Tout d'abord, le scan 3D a permis de générer des modèles 3D à la résolution de $200\ \mu\text{m}$ allant de quelques millions de triangles à plus de 45 millions. Une fois tessellés deux fois pour atteindre $50\ \mu\text{m}$ de résolution (comme les images), ceux-ci atteignent alors jusqu'à 720 millions de triangles. La procédure totale de scan, incluant le balayage laser et le temps de traitement logiciel, dure approximativement de 1 à 3 heures.

Par la suite, la mesure utilisant les panneaux de LED est la plus rapide. En effet, à chaque position de l'appareil photographique, seule une séquence de 3 à 7 photographies est prise pour capturer toute la dynamique du textile. Ce faisant, en 20 heures d'acquisition, entre 10000 et 20000 images sont générées et sauvegardées. La place mémoire occupée par de telles mesures oscille entre 300 Go et 2 To de données brutes. Pour minimiser les problèmes de vibration, et donc ne pas générer d'imprécisions supplémentaires, le robot voit sa vitesse maximale possible réduite de 90 %. Ainsi, dans cette procédure, plus de 75 % du temps est en fait passé à se déplacer le long des trajectoires.

Pour le bon déroulé de l'exposition, nous avons concentré nos efforts sur l'élaboration d'un logiciel de visualisation de ces données en lumière ambiante, dont les images en figures 5.53 et 5.54 sont tirées. L'algorithme permettant de transformer la collection d'images et le modèle 3D en représentation virtuelle est une technique très similaire à celle développée par Corsini et al. [Corsini *et al.*, 2009]. Pour un même point de vue, les images sont fusionnées en une unique image HDR. S'ils passent certains critères de qualité (mise au point, distorsion, incidence rasante...), les pixels sont alors projetés sur la surface, et leur valeur est accumulée dans chaque triangle intersecté. Afin de conserver la qualité de détail à $50\ \mu\text{m}$ des photographies, l'algorithme force la coloration du maillage à être sous forme de patchwork d'images reprojétées. Cette première méthode permet d'aboutir à une visualisation simple, sans effet lumineux complexe, mais qui permet déjà de rendre compte des capacités atteintes par le prototype. Le logiciel de visualisation est interactif et proposé au public dans l'exposition, dont quelques extraits de la fonction



FIGURE 5.53 – Résultats de numérisations des textiles pour l'exposition "Textile 3D" du MEB. Dans le sens de la lecture : gilet de mariée, tablier avec coquillages, robe violette, veste violette, manteau en peau de poisson, tablier d'un général chinois, manteau Aïnou en fibre d'orme, et chemise prophylactique. Ils représentent un vaste panel de challenges, par leurs dimensions, volume, finesse de détails ou encore la profondeur des couleurs.

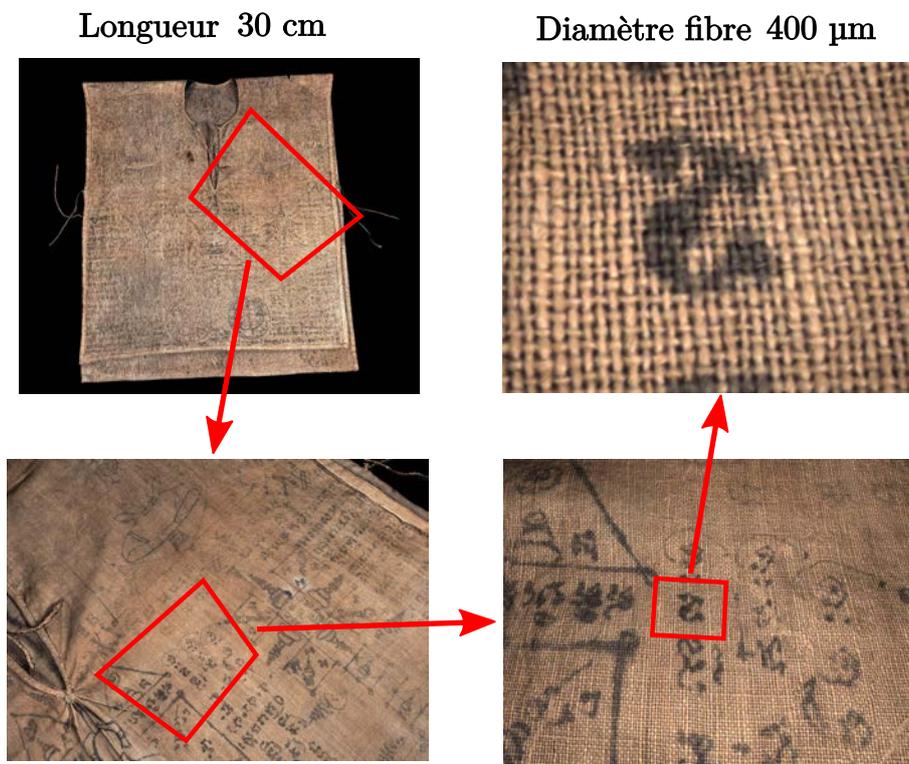


FIGURE 5.54 – Zoom progressif sur le textile "chemise prophylactique". Il s'agit d'un modèle 3D de plus de 150 millions de triangles. 37000 images ont permis ensemble la reconstruction numérique, permettant de visualiser un aperçu global du textile ainsi que très détaillé des fibres.

zoom sont en figure 5.54.

Le second type de mesure est celui utilisant les LED. À chaque position de l'appareil photographique, un nombre pré-déterminé de LED s'allument, générant autant de photographies (cf. Figure 5.55). Dans cette mesure, deux processus ralentissent considérablement la vitesse d'acquisition. Si 1080 photographies sont prises en presque 10 s, leur sauvegarde sur disque peut prendre jusqu'à 3 minutes (sur HDD étant donné la quantité de donnée). Ensuite, le calcul des ombres projetées sur le textile et la sauvegarde des masques binaires associés est aussi très chronophage. Pour 1080 LED, malgré l'accélération GPU, celui-ci dure près de 20 minutes. Dans l'état d'optimisation actuel, le programme est capable de générer en 20h près de 50000 images. Si on admet qu'une solution sera à l'avenir trouvée pour accélérer le calcul des ombres et la sauvegarde des fichiers, on peut facilement imaginer pouvoir générer dans ce même temps près de 500000 images. Un logiciel de traitement de ces données est aujourd'hui en cours de développement. Il repose sur le même principe de reprojection qu'avec la mesure en lumière ambiante, sauf qu'au lieu de stocker une couleur par triangle, ce sont des échantillons de BRDF qui sont stockés. Outre

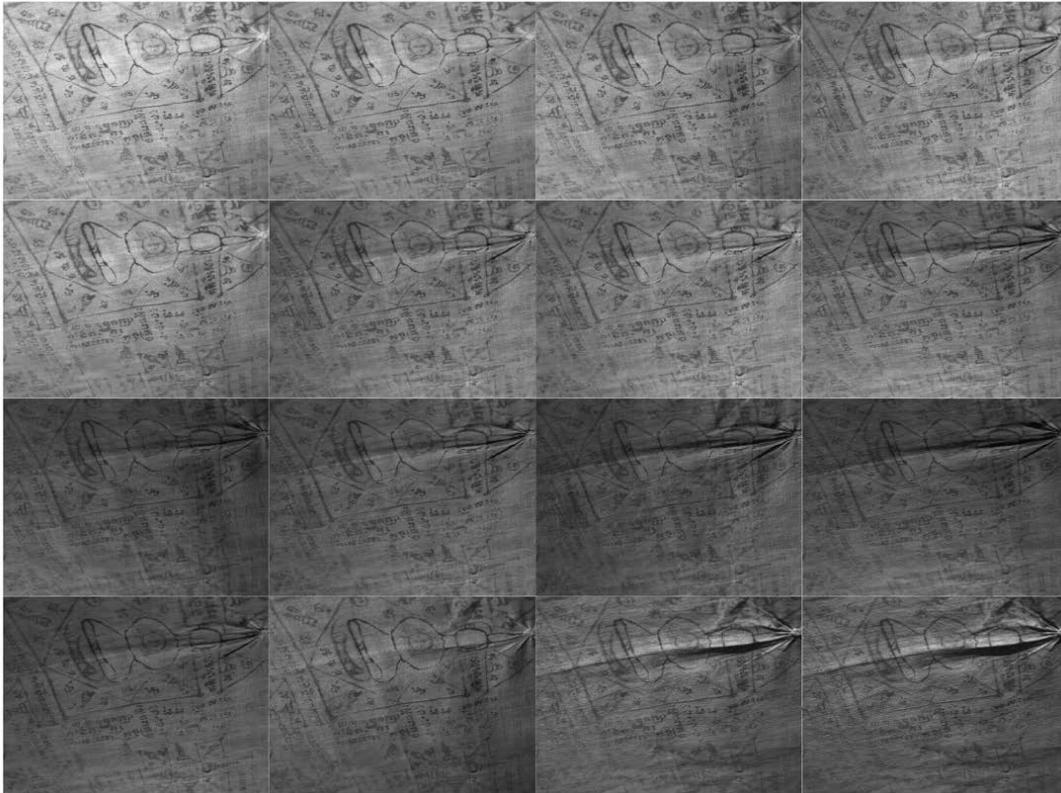


FIGURE 5.55 – Exemples de photographies effectuées lors de la mesure de SVBRDF, ici à point de vue fixe. Pour chaque position de l'appareil photographique, un grand nombre de LEDs sont allumées. Un signal de synchronisation permet d'effectuer une photographie pour chaque LED allumée. Les photographies sont stockées au format RAW, sans traitement, afin de maximiser la vitesse d'acquisition tout en permettant de conserver la véritable mesure d'origine.

le fait de pouvoir proposer une visualisation photoréaliste incluant des effets de réflexion, cet algorithme devrait pouvoir être en mesure de raffiner l'estimation des normales, et donc affiner la géométrie sous la résolution de $200\ \mu\text{m}$ du scanner.

5.4 Conclusions et perspectives

Le prototype réalisé dans le cadre de ce travail de thèse aura été développé sur une période de 2 ans et demi depuis ses premières ébauches de conception jusqu'à sa première exploitation fonctionnelle sur site. Il est issu pour partie de la collaboration de plusieurs partenaires, internes et industriels, menée par l'équipe MANAO. Le budget final de cette réalisation atteint de l'ordre de 150000 €, permettant au laboratoire d'accueil et à l'équipe

de recherche de se doter d'un nouvel instrument d'envergure. Composé schématiquement d'un robot 6 axes, d'un appareil photographique, d'un dôme de LED, d'un scanner 3D laser et d'un support rotatif, son objectif est de mesurer au plus fidèlement l'apparence des objets à numériser, et ce sous les contraintes fortes imposées par la muséologie. Malgré ses dimensions conséquentes, de près de 14 m³ pour un poids total approchant les 800 kg, le prototype est conçu pour être transportable. Deux personnes sur 3 jours sont *a minima* nécessaire pour assurer le bon désassemblage, transport, et réassemblage de l'expérience, auquel il faut ajouter un jour supplémentaire de recalibration. Nous démontrons ainsi la faisabilité de pouvoir amener l'appareil directement là où se situe les pièces patrimoniales à numériser.

À l'utilisation, le prototype présente l'avantage d'être d'une très grande autonomie, tant au moment de la calibration que de la mesure. Il peut être manipulé par une seule personne, qui a besoin d'être physiquement présente seulement lors de 2 moments-clés : pour le scan 3D, et pour la fin de la calibration. En effet, la présence d'un robot 6 axes ainsi qu'une programmation stable et adéquate ont permis de procurer une très grande autonomie à l'expérience, qui peut enchaîner seule les protocoles expérimentaux des heures durant sans nécessiter d'intervention humaine. Le protocole expérimental à effectuer par l'utilisateur a donc pu être simplifié au maximum, rendant l'exploitation de l'appareil accessible à des non spécialistes formés. En particulier, l'interaction avec le matériel s'effectue entièrement à travers une interface graphique, et en seulement quelques clics. Le prototype final présente de surcroît l'avantage de ne nécessiter qu'un très faible entretien une fois mis en place. Les méthodes de calibration et de mesure, à l'heure de la rédaction de ce manuscrit, ont su montrer leur fiabilité, donnant toujours des résultats consistants, cohérents et répétables.

La vitesse d'acquisition à ce jour atteinte, pour la mesure de SVBRDF (utilisant les LED), est de 78 milliards de mesures par heure⁽²⁸⁾, générant alors 230 Go de données par heure. Nous reviendrons sur les différents facteurs pouvant encore accélérer une telle mesure. En effet, nous estimons qu'à terme le prototype sera capable d'atteindre une vitesse 1500 milliards de mesures par heure, correspondant à 4,6 To de données générées par heure.

Vis-à-vis des objectifs et contraintes de mesure, nous pouvons déjà assurer un fonctionnement nominal pour la majorité des critères (résolutions et précisions angulaires et spatiales), auquel nous ajoutons que l'ensemble des contraintes imposées par le MEB sont effectivement vérifiées. Métrologiquement, l'objectif est d'atteindre le pouvoir de résolution de l'œil en condition d'observation au *punctum proximum*, définissant un détail angulaire de 1 ° et spatial de 100 μm. Si le détail complet peut être trouvé dans le tableau 5.4, nous en proposons une rapide synthèse. Angulairement, l'instrument observe une précision de 0,7 °, qui satisfait nos objectifs. À noter cependant que s'il est question de BRDF dans l'interprétation des mesures, les normales de la surface entrent en

(28). Calculé pour 1080 LED allumées par séquence de 10 minutes.

considération. L'incertitude qui leur est associée est elle de 10 °, nécessitant une grande précaution lors de l'exploitation des données. Quant à la finesse des détails spatiaux, si le niveau de détail de la géométrie et de la réflectance sont connues à mieux que 100 µm, on observe encore des biais de positionnement ne nous permettant pas d'accéder à une incertitude totale inférieure à 300 µm. Même si ce deuxième objectif métrologique n'est pas encore abouti, le prototype permet déjà de proposer des données d'une grande fidélité visuelle. Les deux éléments aujourd'hui à l'origine de ces limitations sont le scanner 3D et la calibration du positionnement de l'appareil photographique, éléments sur lesquels les travaux futurs devront se concentrer.

Par soucis de pérennisation et pour faciliter les développements à venir, le code du programme de contrôle comporte de nombreux verrous de sécurité pour prévenir une mauvaise utilisation du matériel, tout en proposant la possibilité d'ajouter de nouvelles fonctionnalités (nouvelles séquences de mesure, changement de format de sortie, changement de matériel...). L'instrument constitue ainsi une plateforme de développement privilégiée pour divers axes de recherche : Quelle stratégie de mesure adopter ? Comment équilibrer rapidité et densité de l'acquisition ? Comment améliorer les calibrations ? Peut-on utiliser l'appareil pour effectuer de la photogrammétrie et de la stéréo-photométrie de manière automatisée et optimale ? Développer de nouvelles méthodes en robotique ? En acquisition 3D ? Tous les outils sont présents pour approfondir ces thématiques, le prototype peut alors servir de plateforme d'expérimentation pour des champs de recherche plus larges que l'optique instrumentale, pour laquelle il est initialement conçu.



FIGURE 5.56 – Premier succès en impression 2,5D. L'essai a été réalisé sur un morceau du *gilet de mariée*, échantillon d'une taille 15 cm × 15 cm, et montre une concordance encourageante. Les couleurs ne sont pas comparables car les conditions d'éclairage sont très éloignées.

Le 1^{er} octobre 2019 a vu l'inauguration de l'exposition "Textile 3D", synthèse de la collaboration entre les différentes équipes du projet ANR Materials. Cette exposition a été pour nous l'occasion d'une campagne d'acquisition d'une dizaine de textiles, générant un contenu total de près de 90 To. Si tous les outils de visualisation ne sont pas encore

finalisés, les premiers résultats ont su être convaincants. Un très bon accueil du public ainsi que d'ethnologues, spécialistes en textile, ont permis de justifier que la qualité de numérisation atteinte. Celle-ci est déjà suffisante pour permettre la recherche en sciences humaines, en étudiant par exemple certaines subtilités dans les techniques de fabrication des tissus directement à partir des numérisations. Les premières tentatives d'impression en 2,5D (cf. Figure 5.56) ont pu être mises en place, ouvrant encore un nouvel axe de recherche. Les données acquises lors de cette campagne furent aussi l'occasion de générer une importante base de donnée, matière première essentielle pour les travaux scientifiques futurs au sujet de leur compression et de leur visualisation.

5.4.1 Améliorations du système d'acquisition

Par bien des aspects le prototype dans son état actuel est la première étape, la pierre angulaire, d'une série de développements et améliorations futurs. Tant au niveau du matériel utilisé que de son exploitation, nous proposons de nombreuses pistes d'améliorations permettant à terme de gagner en précision, rapidité, praticité, autonomie et dimensionnalité de la mesure.

Incertitudes. Du point de vue du matériel lui-même, le scanner 3D n'offre qu'une résolution de 200 μm pour un objectif recherché de 100 μm , et l'incertitude de 10° sur la normale est bien loin des $0,5^\circ$. Il sera nécessaire de suivre l'évolution du marché dans ce domaine afin de trouver un système d'acquisition 3D permettant de remplir nos objectifs. Ensuite, la confiance accordée dans la calibration constructeur du robot semble surestimée par rapport à la réalité. En effet, la calibration extrinsèque de l'appareil photographique ne nous permet d'atteindre qu'une précision de positionnement de 300 μm là où nous devrions pouvoir approcher celle de 100 μm du robot. Nous avons exploré de nombreuses pistes permettant d'expliquer cet écart, qui convergent toutes vers la conclusion suivante : l'incertitude de positionnement par le robot est le facteur limitant. Il nous faudra donc proposer une méthode de calibration du robot. Un premier test a permis de vérifier que l'erreur de positionnement ne provient pas d'un décalage systématique au niveau des angles de chacun des 6 axes. Des procédures plus complexes peuvent alors être mises en œuvre, comme celle proposée par RoboDK [RoboDK], annonçant un gain de précision allant jusqu'à un facteur 10. Si cela s'avérait encore insuffisant, il serait bon de s'intéresser à améliorer la procédure de calibration intrinsèque de l'appareil photographique. Par exemple en utilisant des mires fractales [Schilling *et al.*, 2017] pour compenser le manque de points à petite distance de mise au point, ou encore utiliser des modèles de distorsion plus complets [Tang *et al.*, 2012; Rudakova, 2014]. Enfin, une fois la réparation effectuée, l'utilisation d'une platine de rotation située sous le centre du plateau porte-échantillon pourra poser des problèmes de stabilité à l'avenir. Un objet pesant posé au bord du plateau aura tendance à faire pencher le support, forçant sur les fixations du moteur par effet de levier. Deuxièmement, la calibration de la position de l'objet scanné,

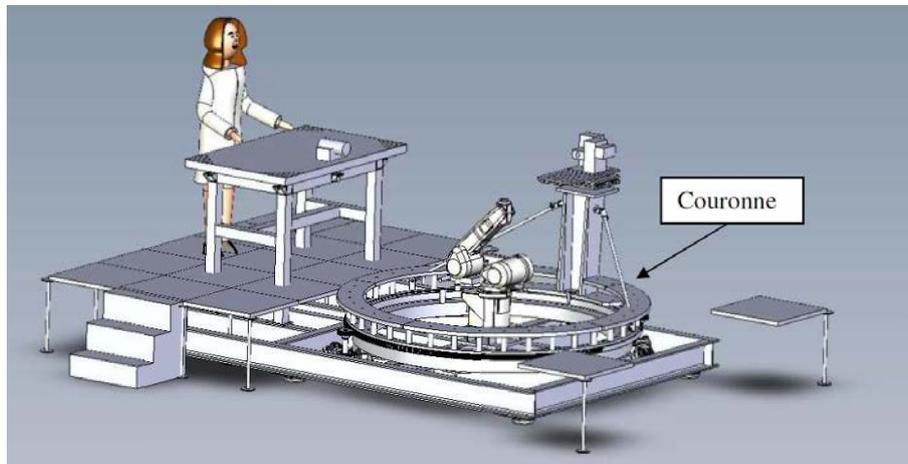


FIGURE 5.57 – Exemple du système de rotation annulaire du gonioréfectomètre développé par Ouarets et al. [Ouarets, 2015].

précédant la mesure de SVBRDF, peut se voir faussée. En effet, entre ces deux étapes, la mire de pastilles du scanner est ôtée, ce qui allège la charge supportée par la table, et donc peut avoir tendance à faire remonter le niveau de celle-ci de plusieurs dixièmes de millimètres. Ainsi, lors de la capture de SVBRDF, la géométrie se trouvera en réalité un peu sur-élevée, faussant toute tentative de reprojection des images sur la surface 3D. Pour résoudre cette problématique, la meilleure option semble être de remplacer la platine de rotation par un grand cadre circulaire rotatif, comme implémenté dans l'instrument développé par Ouarets et al. [Ouarets, 2015] (cf. Figure 5.57). Une fois la table étant à nouveau capable de tourner, il sera primordial de s'atteler à l'implémentation des méthodes de calibration qui ont dû rester en suspens.

Détection du câble de l'appareil photographique. Le câblage reliant l'ordinateur de contrôle à l'appareil photographique nous pose aussi un problème conséquent à l'heure actuelle : nous ne connaissons pas en temps-réel sa position dans l'espace, et donc ne pouvons prévoir l'ombre qu'il projette à la surface de l'objet à numériser. Pour résoudre ce problème, 4 options s'offrent à nous. Tout d'abord on peut imaginer guider le câble dans une gaine fixe, de géométrie connue. Le problème est que les câbles en question sont trop rigides et n'acceptent que peu d'efforts mécaniques avant leur rupture. De multiples tentatives dans ce sens ont échouées, menant à la défaillance de plusieurs câbles, montrant que cette voie ne semble pas être la bonne. Ensuite, il est possible d'imaginer une simulation physique permettant d'estimer la position du câble. Si l'on en mesure quelques propriétés mécaniques (torsion, raideur, répartition sectionnelle de la masse) et les contraintes de fixation, on peut tenter de simuler sa position. Cela demande une coûteuse simulation dynamique, car il faut l'effectuer au fur et à mesure du mouvement du robot. De plus, les conditions initiales de la simulation sont très sujettes à la manière dont l'utilisateur a

branché le câble : si le câble observe une torsion initiale de 360° alors que la simulation ne le prévoit pas, tout sera faux. Cette procédure semble bien trop incertaine, et nous ne la préconisons pas. Une autre option serait alors de tenter de détecter dans les images de mesure de la SVBRDF la présence de l'ombre du câble. Si cela semble tentant, c'est oublier qu'il nous serait fondamentalement impossible de faire la différence entre une ombre et un matériau qui diffuse peu la lumière dans la configuration de la mesure. La solution envisagée qui nous semble finalement la plus prometteuse est de doter le dôme de plusieurs appareils photographiques (situés dans les 4 coins par exemple) dont l'objectif serait de suivre la position 3D du câble, lui-même doté de marqueurs. Cela permet d'obtenir une ligne 3D décrivant où se situe le câble. En lui associant un rayon grossièrement surévalué pour palier toute incertitude, on obtient un modèle 3D du câble dont l'ombre projetée peut être facilement calculée.

Vitesse d'acquisition. Concernant la rapidité de l'acquisition, nous sommes aujourd'hui principalement limités par 3 aspects :

- le temps de trajet du robot,
- le temps de calcul des ombres portées,
- et le temps de sauvegarde des données.

La vitesse de déplacement et l'accélération du robot sont volontairement limitées, donnant un temps de trajet de l'ordre de la dizaine de seconde. L'unique objectif est de minimiser les vibrations de celui-ci : se déplacer plus vite implique de devoir attendre l'arrêt des vibrations, faisant perdre le temps gagné lors du mouvement. Améliorer la situation nécessiterait de devoir repenser la structure qui soutient le robot, ce qui ne semble envisageable qu'à trop long terme. Même si cela permettrait de gagner un facteur 2 sur le temps de mesure, nous ne conseillons pas de prioriser une telle optimisation. Le calcul des ombres portées et la sauvegarde des données sur disque sont malheureusement bien plus long, pour un total de plusieurs minutes par point de vue mesuré. Traiter en quelques secondes plusieurs dizaines de gigaoctets n'est pas chose aisée. Le facteur limitant de ces opérations est aujourd'hui le temps de transfert entre les différentes mémoires de l'ordinateur : RAM, disque dur et carte graphique (GPU). Il sera nécessaire de repenser l'organisation des données à sauvegarder, ainsi que de se plonger dans les optimisations possibles au niveau du GPU. À terme, nous pensons qu'il est raisonnable d'estimer qu'il sera possible de diviser le temps de mesure par 15.

Radiométrie. L'algorithme de détection de la diffraction développé au chapitre 4 n'est pas aujourd'hui intégré à cet instrument à cause du temps de traitement qu'il demande. Traiter 1080 nécessite presque 1 heure de calcul, ce qui est bien trop rédhibitoire. Un axe futur pourra être de mettre l'accent sur l'optimisation de ce calcul, jusqu'à gagner un facteur 100 pour que son intégration à l'expérience devienne envisageable.

La calibration radiométrique de l'appareil photographique a dû être mise en attente à cause d'un problème de valeurs de pixel que nous comprenons encore mal à ce jour. Il sera nécessaire, notamment en collaboration avec le constructeur, de lever le voile sur ce mystère, et d'en corriger les effets. La calibration radiométrique prévue pourra alors être sereinement implémentée, permettant d'assurer une bien meilleure fiabilité dans les grandeurs radiométriques mesurées.

Diversification de la mesure. Si l'on désire diversifier les capacités de notre instrument, plusieurs pistes peuvent être envisagées. Au niveau matériel, l'appareil photographique peut être remplacé par un appareil hyperspectral, permettant l'obtention de données spectrales de BRDF, en dépit d'un temps de mesure accru. De la même manière, il est envisageable de placer divers filtres polarisants devant l'objectif de l'appareil photographique ainsi que les LED afin de permettre une mesure de SVBRDF polarisée.

Programme de contrôle. Du point de vue logiciel, une refonte du programme de calcul des trajectoires du robot sans collision est à prévoir. En effet, l'environnement Rhino3D + Grasshopper + KukaPRC est facile et efficace à programmer, mais il souffre d'une bien faible rapidité d'exécution. Cette lenteur nous oblige à n'explorer qu'un "petit" ensemble de trajectoires, limitant drastiquement le potentiel qu'à notre robot d'accéder à certaines positions compliquées. En fait, plus la géométrie de l'objet à numériser sera encombrante, moins la solution actuelle sera viable. Pour améliorer ce calcul de trajectoire, la librairie C++ *Robotics library* [Rickert et Gaschler, 2017] semble être une excellente option. Elle permet de déterminer des trajectoires complexes d'évitement d'obstacles en moins d'une seconde, et puisqu'elle est codée en C++ elle ne demande pas de créer des protocoles de communication entre différents langages de programmation. Lorsque la séquence de points de passage est déterminée, RoboDK peut toujours être utilisé afin de transmettre les commandes de déplacement au robot. Une fois implémenté, cela débloquera la possibilité de générer des trajectoires de scan 3D automatiquement. Pour le moment, le passage du scanner laser balayant la surface est paramétré par l'utilisateur. Si la génération de trajectoires robot est assez rapide, cette tâche pourra être déléguée à un algorithme d'optimisation ayant pour but de déterminer seul la meilleure trajectoire de balayage de la surface.

Stratégies de mesure. Enfin, un dernier axe à explorer sera le développement de nouvelles stratégies de mesure, dont l'objectif sera d'accélérer la vitesse d'acquisition. Pour le moment, la position de l'appareil photographique est choisie de telle sorte que l'espace de la SVBRDF puisse être uniformément exploré selon un schéma en bruit bleu. Même s'il s'agit d'une amélioration par rapport à un schéma naïf aléatoire uniforme, de nombreuses optimisations sont possibles. Ces stratégies permettent une mesure dense de l'apparence, qui sont malheureusement intrinsèquement longues. On peut alors chercher à explorer des

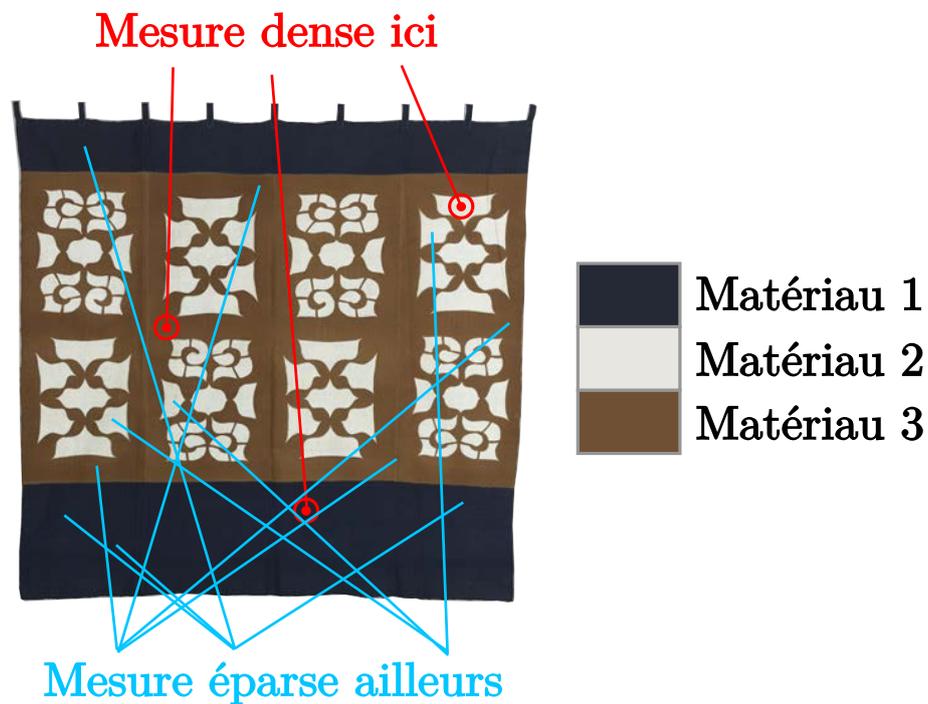


FIGURE 5.58 – Exemple de stratégie de mesure. Une première segmentation définit 3 matériaux de base. Trois points de l'objet (points rouges) sont mesurés finement. Puis le reste de l'objet est mesuré de manière plus éparses, comblé par extrapolation. [Géométrie, de Samiro Yunoki]

méthodes qui tentent de mesurer la SVBRDF de manière plus parcimonieuse. La mesure est moins dense, donc plus rapide, mais se doit d'être tout aussi représentative des données. La plus prometteuse est inspirée de la technique du *manifold bootstrapping* [Dong *et al.*, 2010]. L'idée (cf. Figure 5.58) est de rapidement définir un petit ensemble de matériaux sur l'objet qui seraient représentatifs de tous les autres. Par exemple, si l'on imagine un textile composé d'un patchwork de 10 tissus unis, on peut imaginer 10 matériaux représentatifs. Au bout de quelques milliers de photographies, il est possible de proposer une première segmentation par albédo (par exemple) pour déterminer cet ensemble de matériaux. La deuxième étape consiste alors à mesurer très finement la BRDF pour chacun de ces matériaux, et d'en déduire des directions de mesure caractéristiques (par SVD par exemple). Ensuite, il convient de mesurer le reste de l'objet dans ces configurations caractéristiques, menant à deux possibilités :

- la BRDF faiblement échantillonnée est en accord (au sens de la vraisemblance en statistique bayésienne) avec un des matériaux représentatifs, un échantillonnage dense pourra être fidèlement obtenu par extrapolation ;
- ou elle ne correspond pas, et on définit un nouveau matériau, qu'il faut échantillon-

ner finement à son tour.

Se faisant, il est possible de mesurer bien plus rapidement, et à coût de stockage mémoire moindre, de grands aplats décrits par un même matériau et n'observant qu'une faible variabilité. Prenons l'exemple simple d'un plan uniformément couvert d'un même matériau, dont seul l'albédo varie spatialement. Cette méthode consiste alors à mesurer densément la BRDF à un endroit pris au hasard, puis à répéter cette mesure partout sur la surface. Une mesure rapide et éparse ailleurs sur l'objet mettra en évidence qu'une simple mise à l'échelle de la BRDF est nécessaire, permettant de retrouver la variation surfacique de l'albédo.

Conclusion

La sauvegarde du patrimoine est un vaste sujet, abordé ici sous le jour de la numérisation de l'apparence dans le cadre du projet ANR Materials. Au cours de ce travail, nous avons voulu explorer les différentes problématiques que pose la métrologie de matières textiles soumises aux lourdes contraintes de conservation. Ce travail se décompose naturellement en 2 aspects : l'étude de la métrologie de l'apparence (surface et réflectance), et la conception d'un prototype de numérisation remplissant le cahier des charges imposé par notre partenaire, le musée d'ethnographie de Bordeaux (MEB).

Dans un premier temps, nous avons étudié les enjeux théoriques et pratiques de la mesure de BRDF par appareil photographique. L'augmentation considérable de la vitesse d'acquisition se fait au prix du sacrifice des conditions d'observation et d'éclairage lorsque lumière est rasante à la surface étudiée. La connaissance de l'état de la surface est aussi une étape cruciale, pouvant être à l'origine de la perte de propriétés fondamentales de la BRDF : réciprocité et conservation de l'énergie. Si l'on souhaite caractériser précisément la mesure de BRDF réalisée, une très bonne modélisation du système d'acquisition "lumière - objet - vue" est requise. Dans ce cadre, nous avons pu notamment proposer un nouveau modèle de diaphragme, qui facilite la modélisation théorique de son impact à travers la diffraction sur toute mesure réalisée. Nous avons finalement vérifié ces conclusions par la mise en œuvre d'un système d'acquisition simple, mesurant la BRDF isotrope d'une sphère couverte d'un matériau uniforme. Cette réalisation pratique a permis de mettre en évidence une grande difficulté de ce type d'acquisition : les conditions idéales de mesure de la BRDF sont extrêmement difficiles à réaliser, prétendre les atteindre pour un objet de forme quelconque requiert des moyens techniques disproportionnés. En particulier, plus un matériau est spéculaire, plus il sera difficile d'en faire une acquisition correcte de BRDF par un système imageant.

Dans un deuxième temps, nous avons concentré notre attention sur un biais de mesure inévitable lors de l'acquisition de BRDF de grande dynamique : la diffraction. Modélisée par la forme du diaphragme, la PSF de l'appareil photographique peut avoir des conséquences désastreuses sur l'acquisition, notamment du fait de l'apparition d'étoiles de diffraction dans les images. Les algorithmes de déconvolution, classiquement utilisés pour régler ce type de problème, ne sont pas viables dans un contexte métrologique. Pour cette raison, nous avons proposé un algorithme innovant de détection de la diffraction dans les images. La méthode développée permet de ne conserver que les pixels exempts

de diffraction, sans dégrader l'incertitude de mesure. Appliquée à la mesure de BRDF, cet algorithme a permis de mettre évidence que la diffraction rend encore plus difficile la mesure de BRDF aux conditions d'incidences rasantes ainsi que la mesure de matériaux spéculaires. Des efforts seront cependant nécessaires pour augmenter la vitesse d'exécution de notre algorithme, dans le but de faciliter son intégration qui reste aujourd'hui limitée à cause d'un temps de calcul réhibitoire.

Enfin, l'ensemble de ces travaux préliminaires ont permis de guider la conception du prototype de numérisation du patrimoine. Composé pour l'essentiel d'un robot 6 axes, d'un appareil photographique, d'un dôme de LED, d'un scanner 3D laser et d'un support rotatif, sa réalisation complète a demandé un investissement de plus de deux ans et demi de travail. Cet instrument permet l'acquisition de l'apparence en deux étapes successives, mesurant la géométrie puis capturant la réflectance. L'accent a été particulièrement mis sur la flexibilité et la rapidité d'acquisition, rendant le prototype capable de générer des centaines de milliards d'échantillons de mesure. Les premiers résultats obtenus à l'heure de la rédaction de ce manuscrit montrent que le cahier des charges, en terme de précision et de contraintes muséologiques, est presque entièrement complété. Une amélioration des étapes de calibration reste à envisager afin d'atteindre la précision nominale recherchée, dont nous sommes déjà très proches. Nous avons ainsi pu numériser avec succès une dizaine de pièces de la collection du MEB dans le cadre de l'exposition "Textiles 3D", qui synthétise et clôture le projet ANR. Les premiers outils de visualisation développés ont déjà permis de confirmer que la qualité de la numérisation est très satisfaisante, en particulier au regard des ethnologues associés au projet.

L'entièreté de ce travail ne forme cependant que le socle de nombreux développements à venir, visant à améliorer et exploiter l'instrument. Tout d'abord, il conviendra de mettre l'accent sur l'amélioration des techniques de calibration. En particulier, il faudra effectuer une calibration fine du robot, que nous pensons être à l'origine de la limite de précision actuelle. Ensuite, une option à envisager sera de trouver une alternative au scanner 3D pour l'acquisition de la géométrie, permettant d'obtenir une mesure plus fiable des normales géométriques de la surface. Cette nouvelle méthode d'acquisition 3D devra aussi s'attacher à diversifier encore le type de surfaces mesurables, comme les fourrures ou les matériaux translucides, qui sont aujourd'hui inaccessibles. Du point de vue de l'optimisation de l'appareil, il sera aussi essentiel de rendre le prototype plus rapide, pour permettre la numérisation d'objets plus grand en un temps raisonnable. Si aujourd'hui la quantité de mesure est encore gérable du point de vue du stockage (quelques dizaines de téraoctets), l'amélioration de la précision et de la vitesse d'acquisition vont rendre nécessaire le développement de solutions intelligentes de compression et d'exploitation des mesures. En particulier, il sera nécessaire de développer des outils visant à synthétiser la grande quantité de données afin de permettre une visualisation sur ordinateur en temps-réel, incluant tous les effets de BRDF. Les données de BRDF pourront aussi être utilisées pour obtenir des caractéristiques autres que celles de la pure diffusion. Par exemple, on peut intuitivement que la variation d'albédo renseigne sur la dégradation, les variations de couleur indiquent

Conclusion

le type de pigment, que l'enchevêtrement du tramage des fibres caractérise l'anisotropie, ou encore que la rugosité des surfaces métalliques joue sur la largeur des pics spéculaires. Ce type d'application à long terme peut être d'un intérêt formidable en sciences humaines, permettant d'effectuer des analyses non-invasives qui donnent des informations très variées et complètes.

Ainsi, les limites rencontrées dans le cadre du projet ANR Materials et les diverses perspectives d'applications constituent autant de défis scientifiques et de verrous technologiques à relever lors des programmes de recherche à venir.

Bibliographie

- AGUERREBERE, Cecilia, DELON, Julie, GOUSSEAU, Yann et MUSÉ, Pablo, 2014. Best algorithms for HDR image generation. A study of performance bounds. Rapport technique 1. doi :10.1137/120891952.
URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00733853v1>
- AIRY, George Biddell, 1834. On the Diffraction of an Object-glass with a Circular Aperture. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 5 :283–291.
URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1835TCaPS...5..283A>
- AITTALA, Miika, WEYRICH, Tim et LEHTINEN, Jaakko, 2013. Practical SVBRDF capture in the frequency domain. Rapport technique 4. doi :10.1145/2461912.2461978.
- ALDRICH, John, 1997. R. A. Fisher and the making of maximum likelihood 1912 - 1922. *Statistical Science*, 12(3) :162–176. doi :10.1214/ss/1030037906.
URL <http://projecteuclid.org:80/Dienst/getRecord?id=euclid.ss/1030037906/>
- ARONS, A. B. et PEPPARD, M. B., 1965. Einstein's Proposal of the Photon Concept—a Translation of the Annalen der Physik Paper of 1905. *American Journal of Physics*, 33(5) :367–374. doi :10.1119/1.1971542.
- ASHIKHMIN, M., PREMOŽE, S. et SHIRLEY, P., 2000. A microfacet-based BRDF generator. Rapport technique. doi :10.1145/344779.344814.
URL www.cs.utah.edu
- BARIBEAU, Réjean, NEIL, William S. et CÔTÉ, Éric, 2009. Development of a robot-based gonioreflectometer for spectral BRDF measurement. *Journal of Modern Optics*, 56(13) :1497–1503. doi :10.1080/09500340903045702.
- BECKMANN, Petr et SPIZZICHINO, Andre, 1987. The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces.
- BELCOUR, Laurent, BARLA, Pascal et PACANOWSKI, Romain, 2014a. ALTA : A BRDF analysis library. *EGSR Workshop on Material Appearance Modeling*.
URL <http://hal.inria.fr/hal-01016531>

- BELCOUR, Laurent, PACANOWSKI, Romain, DELAHAIE, Marion, LAVILLE-GEAY, Aude, EUPHERTE, Laure et EUPHERTE BRDF, Laure, 2014b. Measurements and Analysis of Retroreflective Materials. *Journal of the Optical Society of America*, 31(12) :2561–2572. doi :10.1364/XX.99.099999.
- BELLEKENS, Ben, SPRUYT, Vincent et WEYN, Maarten, 2014. A Survey of Rigid 3D Pointcloud Registration Algorithms.
- BEN-EZRA, Moshe, WANG, Jiaping, WILBURN, Bennett, LI, Xiaoyang et MA, Le, 2008. An LED-only BRDF measurement device. Rapport technique. doi :10.1109/CVPR.2008.4587766.
- BESL, Paul J. et MCKAY, Neil D., 1992. A Method for Registration of 3-D Shapes. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 14(2) :239–256. doi : 10.1109/34.121791.
- BIRAUD, Y.G., 1976. Les méthodes de déconvolution et leurs limitations fondamentales. *Revue de Physique Appliquée*, 11(2) :203–214. doi : 10.1051/rphysap:01976001102020300.
URL <http://www.edpsciences.org/10.1051/rphysap:01976001102020300>
- BORN, Max et WOLF, Emil, 2000. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. ISBN 0521784492.
- BYRÖD, Martin, JOSEPHSON, Klas et ÅSTRÖM, Kalle, 2007. Fast optimal three view triangulation. Rapport technique PART 2. doi :10.1007/978-3-540-76390-1_54.
- CHARTER, M. K. et GULL, S. F., 1987. Maximum entropy and its application to the calculation of drug absorption rates. *Journal of Pharmacokinetics and Biopharmaceutics*, 15(6) :645–655. doi :10.1007/BF01068418.
URL <http://link.springer.com/10.1007/BF01068418>
- CHOE, Gyeongmin, NARASIMHAN, Srinivasa G. et KWEON, In So, 2016. Simultaneous Estimation of Near IR BRDF and Fine-Scale Surface Geometry. Dans *Proceedings of the IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, tome 2016-Decem, pages 2452–2460. IEEE Computer Society. ISBN 9781467388504. doi :10.1109/CVPR.2016.269.
- CHOI, Junho, LEE, Yong Yi, LEE, Kwan H. et KO, Kwanghee, 2019. Adaptive view and illumination planning for SVBRDF measurement of complicated three-dimensional objects. *Journal of Electronic Imaging*, 28(04) :1. doi :10.1117/1.jei.28.4.043029.

BIBLIOGRAPHIE

- CHOU, Tzern Ru et CHANG, Shih Kai, 2008. Color calibration of recovering high dynamic range images. Dans *Proceedings - International Conference on Computer Science and Software Engineering, CSSE 2008*, tome 6, pages 286–289. ISBN 9780769533360. doi :10.1109/CSSE.2008.1350.
- CHUNNILALL, C J, DEADMAN, A J, CRANE, L et USADI, E, 2003. NPL scales for radiance factor and total diffuse reflectance. *Metrologia*, 40(1) :S192–S195. doi : 10.1088/0026-1394/40/1/344.
- CLAXTON, Christopher D. et STAUNTON, Richard C., 2008. Measurement of the point-spread function of a noisy imaging system. Rapport technique 1. doi :10.1364/josaa.25.000159.
- COMBETTES, Patrick L. et TRUSSELL, H. Joel, 1995. Deconvolution with bounded uncertainty. *International Journal of Adaptive Control and Signal Processing*, 9(1) :3–17. doi :10.1002/acs.4480090103.
URL <http://doi.wiley.com/10.1002/acs.4480090103>
- CORSINI, Massimiliano, DELLEPIANE, Matteo, PONCHIO, Federico et SCOPIGNO, Roberto, 2009. Image-to-geometry registration : A Mutual Information method exploiting illumination-related geometric properties. *Computer Graphics Forum*, 28(7) :1755–1764. doi :10.1111/j.1467-8659.2009.01552.x.
URL <http://doi.wiley.com/10.1111/j.1467-8659.2009.01552.x>
- CUI, Jiashan, HUO, Ju et YANG, Ming, 2014. The high precision positioning algorithm of circular landmark center in visual measurement. *Optik*, 125(21) :6570–6575. doi : 10.1016/j.ijleo.2014.08.042.
- DANA, K. J., 2001. BRDF/BTF measurement device. Dans *Proceedings of the IEEE International Conference on Computer Vision*, tome 2, pages 460–466. doi :10.1109/iccv.2001.937661.
- DANA, Kristin J., VAN GINNEKEN, Bram, NAYAR, Shree K. et KOENDERINK, Jan J., 1999. Reflectance and texture of real-world surfaces. *ACM Transactions on Graphics*, 18(1) :1–34. doi :10.1145/300776.300778.
URL <http://portal.acm.org/citation.cfm?doid=300776.300778>
- DE BIÈVRE, Paul, 2012. The 2012 International Vocabulary of Metrology : "VIM". doi : 10.1007/s00769-012-0885-3.
- DEBEVEC, P., HAWKINS, T., TCHOU, C., DUIKER, H. P., SAROKIN, W. et SAGAR, M., 2000. Acquiring the reflectance field of a human face. Rapport technique. doi :10.1145/344779.344855.
URL <http://www.debevec.org/>

-
- DEBEVEC, Paul E. et MALIK, Jitendra, 1997. Recovering high dynamic range radiance maps from photographs. Rapport technique. doi :10.1145/258734.258884.
URL <http://www.cs.berkeley.edu/>
- DELBRACIO, Mauricio, 2013. Two problems of digital image formation : recovering the camera point spread function and boosting stochastic renderers by auto-similarity filtering. Rapport technique March.
URL <http://hal.archives-ouvertes.fr/tel-00907900/>
- DIEBEL, J., REUTERSWÄRD, K., THRUN, S., DAVIS, J. et GUPTA, R., 2004. Simultaneous localization and mapping with active stereo vision. Dans *2004 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems (IROS)*, tome 4, pages 3436–3443. ISBN 0780384636. doi :10.1109/iros.2004.1389948.
- DONG, Yue, WANG, Jiaping, TONG, Xin, SNYDER, John, LAN, Yanxiang, BEN-EZRA, Moshe et GUO, Baining, 2010. Manifold bootstrapping for SVBRDF capture. Rapport technique. doi :10.1145/1778765.1778835.
- DORNAIKA, Fadi et HORAUD, Radu, 1998. Simultaneous robot-world and hand-eye calibration. *IEEE Transactions on Robotics and Automation*, 14(4) :617–622. doi : 10.1109/70.704233.
- DRAGO, F., MYSZKOWSKI, K., ANNEN, T. et CHIBA, N., 2003. Adaptive Logarithmic Mapping for Displaying High Contrast Scenes. Rapport technique 3. doi :10.1111/1467-8659.00689.
- DUBOIS, Christophe, LEBLOND, Laurent, POU, Jean Michel et FERRERO, Alessandro, 2016. Covariance evaluation by means of uncertainty assessment. *IEEE Instrumentation and Measurement Magazine*, 19(6) :12–18. doi :10.1109/MIM.2016.7777646.
- DUPUY, Jonathan et JAKOB, Wenzel, 2018. An adaptive parameterization for efficient material acquisition and rendering. *SIGGRAPH Asia 2018 Technical Papers, SIGGRAPH Asia 2018*, 37(1) :14. doi :10.1145/3272127.3275059.
URL <https://doi.org/10.1145/3272127.3275059>
- DURELL, Christopher, SCHARPF, Dan, MCKEE, Greg, L'HEUREUX, Michelle, GEORGIEV, Georgi, OBEIN, Gael et COOKSEY, Catherine, 2015. Creation and validation of Spectralon PTFE BRDF targets and standards. Dans *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XIX*, tome 9639, page 96391D. SPIE. ISBN 9781628418491. doi :10.1117/12.2195503.
- DURGIN, G.D., 2009. The Practical Behavior of Various Edge-Diffraction Formulas. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 51(3) :24–35. doi :10.1109/MAP.2009.5251189.
URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/5251189/>

BIBLIOGRAPHIE

- ELDAR, Yonina C., 2005. Robust deconvolution of deterministic and random signals. *IEEE Transactions on Information Theory*, 51(8) :2921–2929. doi :10.1109/TIT.2005.851730.
URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/1468313/>
- ERSOY, Okan K., 2006. *Diffraction, Fourier Optics and Imaging*. ISBN 9780470085004. doi :10.1002/0470085002.
- EUROPEAN SOUTHERN OBSERVATORY., J. A. et A., J., 1969. *Astronomy and astrophysics.*, tome 15. EDP Sciences [etc.].
URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1974A%26AS...15..417H>
- FARRANCE, Ian et FRENKEL, Robert, 2012. Uncertainty of measurement : A review of the rules for calculating Uncertainty components through functional relationships.
- FORGY, Edward W., 1965. Cluster analysis of multivariate data : efficiency versus interpretability of classifications. *Biometrics*, 21 :768–769.
- FORNACIARI, Michele, PRATI, Andrea et CUCCHIARA, Rita, 2014. A fast and effective ellipse detector for embedded vision applications. *Pattern Recognition*, 47(11) :3693–3708. doi :10.1016/j.patcog.2014.05.012.
- FÖRSTNER, Wolfgang et WROBEL, Bernhard P., 2016. *Photogrammetric Computer Vision*, tome 11 de *Geometry and Computing*. Springer International Publishing, Cham. ISBN 978-3-319-11549-8. doi :10.1007/978-3-319-11550-4.
URL <http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-11550-4>
- GARCÍA-TORAÑO, Eduardo, 2006. Current status of alpha-particle spectrometry. *Applied Radiation and Isotopes*, 64(10-11) :1273–1280. doi :10.1016/j.apradiso.2006.02.034.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804306000819>
- GED, Guillaume, 2017. *Métrie du brillant : développement et caractérisation psychophysique d'échelles de brillants*. Thèse de doctorat.
- GERMER, Thomas A., 2017. Full four-dimensional and reciprocal Mueller matrix bidirectional reflectance distribution function of sintered polytetrafluoroethylene. *Applied Optics*, 56(33) :9333. doi :10.1364/ao.56.009333.
- GERSHUN, A., 1939. The Light Field. *Journal of Mathematics and Physics*, 18(1-4) :51–151. doi :10.1002/sapm193918151.
- GHOSH, Abhijeet, HEIDRICH, Wolfgang, ACHUTHA, Shruthi et O'TOOLE, Matthew, 2010. A basis illumination approach to BRDF measurement. *International Journal of Computer Vision*, 90(2) :183–197. doi :10.1007/s11263-008-0151-7.

GODE, Chetan S. et KHOBRAGADE, Atish S., 2016. Object detection using color clue and shape feature. Dans *Proceedings of the 2016 IEEE International Conference on Wireless Communications, Signal Processing and Networking, WiSPNET 2016*, pages 464–468. Presses Polytechniques Et Universitaires Romandes. ISBN 9781467393379. doi :10.1109/WiSPNET.2016.7566177.

GRANADOS, Miguel, AJDIN, Boris, WAND, Michael, THEOBALT, Christian, SEIDEL, Hans Peter et LENSCH, Hendrik P.A., 2010. Optimal HDR reconstruction with linear digital cameras. Dans *Proceedings of the IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, pages 215–222. ISBN 9781424469840. doi :10.1109/CVPR.2010.5540208.

GRENON, Eugène, 2009. Observer l'extrêmement petit : au microscope, c'est possible.

URL <https://docplayer.fr/23753756-Ca-s-explique-n-lter-observer-l-ext.html>

GROSSBERG, Michael D. et NAYAR, Shree K., 2003. Determining the camera response from images : What is knowable ? *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 25(11) :1455–1467. doi :10.1109/TPAMI.2003.1240119.

GUARNERA, D., GUARNERA, G. C., GHOSH, A., DENK, C. et GLENCROSS, M., 2016. BRDF representation and acquisition. *Computer Graphics Forum*, 35(2) :625–650. doi :10.1111/cgf.12867.

URL <http://doi.wiley.com/10.1111/cgf.12867>

GUM, 1997. BIPM - GUM.

URL <https://www.bipm.org/fr/publications/guides/gum.html>

HALLENBERG, Johan, 2007. Robot Tool Center Point Calibration using Computer Vision Master ' s Thesis in Computer Vision by. (February).

HAMED, A. M., 2017. Improvement of point spread function (PSF) using linear- quadratic aperture. *Optik*, 131 :838–849. doi :10.1016/j.ijleo.2016.11.201.

HANA, Xian-Feng, JIN, Jesse S., XIE, Juan, WANG, Ming-Jie et JIANG, Wei, 2018. A comprehensive review of 3D point cloud descriptors.

URL <http://arxiv.org/abs/1802.02297>

HARA, Yoshitaka, KAWATA, Hirohiko, OHYA, Akihisa et YUTA, Shi N.Ichi, 2006. Mobile robot localization and mapping by scan matching using laser reflection intensity of the SOKUIKI sensor. Dans *IECON Proceedings (Industrial Electronics Conference)*, pages 3018–3023. ISBN 1424401364. doi :10.1109/IECON.2006.347701.

HARTLEY, Richard I et STURM, Peter, 1997. Triangulation. Rapport technique.

BIBLIOGRAPHIE

- HAVRAN, Vlastimil, HOŠEK, Jan, NĚMCOVÁ, Šárka, ČÁP, Jiří et BITTNER, Jiří, 2017. Lightdrum—Portable light stage for accurate BTF measurement on site. *Sensors (Switzerland)*, 17(3). doi :10.3390/s17030423.
- HEGEDUS, Ramon, LUCAT, Antoine, REDON, Justine et PACANOWSKI, Romain, 2016. Isotropic BRDF Measurements with Quantified Uncertainties. Rapport technique. URL <https://hal.inria.fr/hal-01342568>
- HILLER, Stefan, DEUSSEN, Oliver et KELLER, Alexander, 2001. Tiled Blue Noise Samples. Rapport technique. URL <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:bsz:352-opus-24782>
- HOLMES, Timothy J., 1992. Blind deconvolution of quantum-limited incoherent imagery : maximum-likelihood approach. *Journal of the Optical Society of America A*, 9(7) :1052. doi :10.1364/josaa.9.001052. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josaa-9-7-1052>
- HOLROYD, Michael, LAWRENCE, Jason et ZICKLER, Todd, 2010. A coaxial optical scanner for synchronous acquisition of 3D geometry and surface reflectance. *ACM SIGGRAPH 2010 Papers, SIGGRAPH 2010*, 29(4) :1. doi :10.1145/1778765.1778836. URL <http://portal.acm.org/citation.cfm?doid=1778765.1778836>
- HOLZSCHUCH, Nicolas, PACANOWSKI, Romain, HOLZSCHUCH, N et PACANOWSKI, R, 2017. The Effects of Digital Cameras Optics and Electronics for Material Acquisition. Rapport technique. URL <https://hal.inria.fr/hal-01576742>
- HÖPE, A., ATAMAS, T., HNERHOFF, D., TEICHERT, S. et HAUER, K. O., 2012. ARGon 3 : 3D appearance robot-based gonioreflectometer at PTB. doi :10.1063/1.3692755.
- HÖPE, Andreas, HÜNERHOFF, Dirk et HAUER, Kai-Olaf, 2006. Robot-based Gonioreflectometer. Rapport technique. URL www.intechopen.com
- HORNBERG, Alexander et GODDING, Robert, 2017. Camera Calibration. Dans *Handbook of Machine and Computer Vision*, pages 291–316. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany. doi :10.1002/9783527413409.ch5. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/9783527413409.ch5>
- HÜNERHOFF, D., GRUSEMANN, U. et HÖPE, A., 2006. New robot-based gonioreflectometer for measuring spectral diffuse reflection. Dans *Metrologia*, tome 43. doi : 10.1088/0026-1394/43/2/S03.

IHRKE, Ivo, RESHETOUSKI, Ilya, MANAKOV, Alkhazur, TEVS, Art, WAND, Michael et SEIDEL, Hans Peter, 2012. A kaleidoscopic approach to surround geometry and reflectance acquisition. Dans *IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition Workshops*, pages 29–36. ISBN 9781467316118. doi :10.1109/CVPRW.2012.6239347.

JANECEK, Martin, 2012. Reflectivity spectra for commonly used reflectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 59(3 PART 1) :490–497. doi :10.1109/TNS.2012.2183385.

JIN, Ren, OWAIS, Hafiz Muhammad, LIN, Defu, SONG, Tao et YUAN, Yifang, 2019. Ellipse proposal and convolutional neural network discriminant for autonomous landing marker detection. *Journal of Field Robotics*, 36(1) :6–16. doi :10.1002/rob.21814.
URL <http://doi.wiley.com/10.1002/rob.21814>

KADOUF, Hani Hunud A. et MUSTAFAH, Yasir Mohd, 2013. Colour-based object detection and tracking for autonomous Quadrotor UAV. Dans *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, tome 53. doi :10.1088/1757-899X/53/1/012086.

KAHL, Fredrik et HARTLEY, Richard, 2006. Multiple View Geometry Under the L infinity-norm. Rapport technique.

KAO, Wen Chung, WANG, Sheng Hong, KAO, Chih Chung, HUANG, Chi Wu et LIN, Sheng Yuan, 2006. Color reproduction for digital imaging systems. Dans *Proceedings - IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, pages 4599–4602. ISBN 0780393902. doi :10.1109/iscas.2006.1693654.

KENJI HATA AND SILVIO SAVARESE, 2017. CS 231 A Course Notes 1 : Camera Models. Rapport technique.

KIM, Duck Bong, 2009. High-dynamic-range camera-based bidirectional reflectance distribution function measurement system for isotropic materials. *Optical Engineering*, 48(9) :093601. doi :10.1117/1.3223247.
URL <http://opticalengineering.spiedigitallibrary.org/article.aspx?doi=10.1117/1.3223247>

KIYO TOMIYASU, 1988. Relationship Between and Measurement of Differential Scattering Coefficient (θ') and Bidirectional Reflectance Distribution Function (BRDF). 26(5) :8–11. doi :10.1155/2013/793671.
URL https://en.wikipedia.org/wiki/Bidirectional{}_reflectance{}_distrib

KOHLER, Johannes, NOLL, Tobias, REIS, Gerd et STRICKER, Didier, 2013. A full-spherical device for simultaneous geometry and reflectance acquisition. Dans *Proceedings of IEEE Workshop on Applications of Computer Vision*, pages 355–362. ISBN 9781467350532. doi :10.1109/WACV.2013.6475040.

BIBLIOGRAPHIE

- KOTERA, Jan, ŠROUBEK, Filip et MILANFAR, Peyman, 2013. Blind deconvolution using alternating maximum a posteriori estimation with heavy-tailed priors. Dans *Lecture Notes in Computer Science (including subseries Lecture Notes in Artificial Intelligence and Lecture Notes in Bioinformatics)*, tome 8048 LNCS, pages 59–66. Springer, Berlin, Heidelberg. ISBN 9783642402456. doi :10.1007/978-3-642-40246-3_8.
URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-40246-3_{_}8
- KRISHNAMURTHI, Vijaykumar, LIU, Yi-Hwa, BHATTACHARYYA, Santosh, TURNER, James N. et HOLMES, Timothy J., 1995. Blind deconvolution of fluorescence micrographs by maximum-likelihood estimation. *Applied Optics*, 34(29) :6633. doi :10.1364/ao.34.006633.
URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-34-29-6633>
- LATULIPPE, Maxime, DROUIN, Alexandre, GIGUÈRE, Philippe et LAVIOLETTE, François, 2013. Accelerated robust point cloud registration in natural environments through positive and unlabeled learning. Rapport technique.
URL <http://graphics.stanford.edu/data/3Dscanrep/>.
- LAWRENCE, Jason, BEN-ARTZI, Aner, DECORO, Christopher, MATUSIK, Wojciech, PFISTER, Hanspeter, RAMAMOORTHY, Ravi et RUSINKIEWICZ, Szymon, 2006. Inverse shade trees for non-parametric material representation and editing. Dans *ACM SIGGRAPH 2006 Papers, SIGGRAPH '06*, tome 25, pages 735–745. ACM Press, New York, New York, USA. ISBN 1595933646. doi :10.1145/1179352.1141949.
URL <http://portal.acm.org/citation.cfm?doid=1179352.1141949>
- LEE, Shung Wu et MITTRA, Raj, 1983. Fourier Transform of a Polygonal Shape Function and its Application in Electromagnetics. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 31(1) :99–103. doi :10.1109/TAP.1983.1142981.
URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/1142981/>
- LENSCH, Hendrik P.A., KAUTZ, Jan, GOESELE, Michael, HEIDRICH, Wolfgang et SEIDEL, Hans Peter, 2003. Image-based reconstruction of spatial appearance and geometric detail. *ACM Transactions on Graphics*, 22(2) :234–257. doi :10.1145/636886.636891.
- LENZ, Reimar K., 1989. A New Technique for Fully Autonomous and Efficient 3D Robotics Hand/Eye Calibration. *IEEE Transactions on Robotics and Automation*, 5(3) :345–358. doi :10.1109/70.34770.

-
- LI, Hongsong, FOO, Sing C., TORRANCE, Kenneth E. et WESTIN, Stephen H., 2005. Automated three-axis gonioreflectometer for computer graphics applications. *Advanced Characterization Techniques for Optics, Semiconductors, and Nanotechnologies II*, 5878 :58780S. doi :10.1117/12.617589.
- LÓPEZ MARTÍNEZ, Marcos et HARTMANN, Tim, 2018. Multispectral gonioreflectometer facility for directional reflectance measurements and its use on materials and paints. page 32. ISBN 9781510621718. doi :10.1117/12.2325711.
- LU, Changsheng, XIA, Siyu, SHAO, Ming et FU, Yun, 2019. Arc-Support Line Segments Revisited : An Efficient High-Quality Ellipse Detection. *IEEE Transactions on Image Processing*, 29 :768–781. doi :10.1109/tip.2019.2934352.
- LUCAT, A., HEGEDUS, R. et PACANOWSKI, R., 2017a. Diffraction effects detection for HDR image-based measurements. *Optics Express*. doi :10.1364/oe.25.027146.
- LUCAT, Antoine, HEGEDUS, Ramon et PACANOWSKI, Romain, 2017b. Diffraction Prediction in HDR measurements. Rapport technique.
URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01586466>
- LUCAT, Antoine, HEGEDUS, Ramon et PACANOWSKI, Romain, 2018. Diffraction Removal in an Image-based BRDF Measurement Setup. Rapport technique.
URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01739276>
- LYNGBY, Rasmus Ahrenkiel, MATTHIASSEN, Jannik Boll, FRISVAD, Jeppe Revall, DAHL, Anders Bjorholm et AANÆS, Henrik, 2019. Using a Robotic Arm for Measuring BRDFs. Dans *Lecture Notes in Computer Science (including subseries Lecture Notes in Artificial Intelligence and Lecture Notes in Bioinformatics)*, tome 11482 LNCS, pages 184–196. ISBN 9783030202040. doi :10.1007/978-3-030-20205-7_16.
- MA, Ning, MEN, Yubo, MEN, Chaoguang et LI, Xiang, 2016. Accurate Dense Stereo Matching Based on Image Segmentation Using an Adaptive Multi-Cost Approach. *Symmetry*, 8(12) :159. doi :10.3390/sym8120159.
URL <http://www.mdpi.com/2073-8994/8/12/159>
- MADDEN, Francis N., GODFREY, Keith R., CHAPPELL, Michael J., HOVORKA, Roman et BATES, Ronald A., 1996. A comparison of six deconvolution techniques. *Journal of Pharmacokinetics and Biopharmaceutics*, 24(3) :283–299. doi :10.1007/BF02353672.
URL <http://link.springer.com/10.1007/BF02353672>
- MARDEN, Sam et GUIVANT, Jose, 2012. Improving the performance of ICP for real-time applications using an approximate nearest neighbour search. Rapport technique.
- MARSCHNER, Stephen R, 1998. *Inverse rendering for computer graphics*. Thèse de doctorat.

BIBLIOGRAPHIE

- MARSCHNER, Stephen R., WESTIN, Stephen H., LAFORTUNE, Eric P. F. et TORRANCE, Kenneth E., 2000. Image-based bidirectional reflectance distribution function measurement. *Applied Optics*, 39(16) :2592. doi :10.1364/ao.39.002592.
- MARSCHNER, Stephen R., WESTIN, Stephen H., LAFORTUNE, Eric P. F., TORRANCE, Kenneth E. et GREENBERG, Donald P., 1999. Image-Based BRDF Measurement Including Human Skin. pages 131–144. doi :10.1007/978-3-7091-6809-7_13.
- MATUSIK, Wojciech, PFISTER, Hanspeter, BRAND, Matthew et MCMILLAN, Leonard, 2003. Efficient isotropic BRDF measurement. Rapport technique 2.
URL <http://dl.acm.org/citation.cfm?id=882404.882439>
- MCALLISTER, David K., 2002. *A generalized surface appearance representation for computer graphics*. Thèse de doctorat.
URL <http://scholar.google.com/scholar?hl=en{%&}btnG=Search{%&}q=intitle:A+generalized+surface+appearance+representation+for+computer+graphics{%#}0>
- MCGUIRE, Morgan, MARA, Michael et MAJERCIK, Zander, 2017. The G3D Innovation Engine.
URL <https://casual-effects.com/g3d>
- MCKECHNIE, T. S., 1976. Image-plane speckle in partially coherent illumination. *Optical and Quantum Electronics*, 8(1) :61–67. doi :10.1007/BF00620441.
- MUKAIGAWA, Yasuhiro, SUMINO, Kohei et YAGI, Yasushi, 2009. Rapid BRDF measurement using an ellipsoidal mirror and a projector. Rapport technique. doi : 10.2197/ipsjtva.1.21.
- MÜLLER, G., MESETH, J., SATTLER, M., SARLETTE, R. et KLEIN, R., 2005. Acquisition, synthesis, and rendering of bidirectional texture functions. *Computer Graphics Forum*, 24(1) :83–109. doi :10.1111/j.1467-8659.2005.00830.x.
- MURRAY-COLEMAN, J. F. et SMITH, A. M., 1990. The automated measurement of brdfs and their application to luminaire modeling. *Journal of the Illuminating Engineering Society*, 19(1) :87–99. doi :10.1080/00994480.1990.10747944.
- NADAL, Maria E., BOUSQUET, Robert R. et OBEIN, Gael, 2005. NIST Reference Colorimeter.
- NAKASHIMA, P. N.H. et JOHNSON, A. W.S., 2003. Measuring the PSF from aperture images of arbitrary shape - An algorithm. *Ultramicroscopy*, 94(2) :135–148. doi : 10.1016/S0304-3991(02)00250-4.

-
- NAUD, Colette et BERGERON, André, 2011. La lumière et l'éclairage.
URL <https://www.ccq.gouv.qc.ca/index.php?id=170>
- NEVAS, Saulius, MANOCHERI, Farshid et IKONEN, Erkki, 2004. Gonioreflectometer for measuring spectral diffuse reflectance. *Applied Optics*, 43(35) :6391–6399. doi : 10.1364/AO.43.006391.
- NGAN, Addy, DURAND, Frédo et MATUSIK, Wojciech, 2005. Experimental Analysis of BRDF Models. *Proceedings of the Eurographics Symposium on Rendering*, 2 :117–126. doi :10.2312/EGWR/EGSR05/117-126.
URL <http://dl.acm.org/citation.cfm?id=2383654.2383671>
- NICODEMUS, Fe, RICHMOND, JC et HSIA, JJ, 1977. Geometrical considerations and nomenclature for reflectance. *Science And Technology*, 60(October) :1–52. doi : 10.1109/LPT.2009.2020494.
URL <http://graphics.stanford.edu/courses/cs448-05-winter/papers/nicodemus-brdf-nist.pdf>
- NICODEMUS, Fred E., 1965. Directional Reflectance and Emissivity of an Opaque Surface. *Applied Optics*, 4(7) :767. doi :10.1364/ao.4.000767.
URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-4-7-767>
- OBEIN, Gael, BOUSQUET, Robert et NADAL, Maria E., 2005. New NIST reference goniospectrometer. Dans *Optical Diagnostics*, tome 5880, page 58800T. doi : 10.1117/12.621516.
- OBEIN, Gaël, OUARETS, Shiraz et GED, Guillaume, 2014. Evaluation of the shape of the specular peak for high glossy surfaces. Dans Maria V. Ortiz Segovia, Philipp Urban et Jan P. Allebach, rédacteurs, *Measuring, Modeling, and Reproducing Material Appearance*, tome 9018, page 901805. International Society for Optics and Photonics. ISBN 9780819499356. doi :10.1117/12.2040350.
URL <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.2040350>
- OKUMURA, K et KLAAS, U, 2016. PACS Herschel PACS Photometer flat-field measurement PACS Photometer flat-field measurement. Rapport technique.
- OUARETS, Shiraz, 2015. Conception de la détection d'un gonioreflectomètre métrologique pour mesurer la BRDF des surfaces. Rapport technique.
URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01292622>
- OYAMADA, Yuji, FALLAVOLLITA, Pascal et NAVAB, Nassir, 2012. Single Camera Calibration using partially visible calibration objects based on Random Dots Marker Tracking Algorithm. Rapport technique.

BIBLIOGRAPHIE

- POMERLEAU, Francois, COLAS, Francis, FERLAND, Francois et MICHAUD, Francois, 2010. Relative Motion Threshold for Rejection in ICP Registration. *Springer Tracts in Advanced Robotics*, 62 :229–238. doi :10.1007/978-3-642-13408-1_21.
- POMERLEAU, Francois, COLAS, Francis et SIEGWART, Roland, 2015. A Review of Point Cloud Registration Algorithms for Mobile Robotics. *Foundations and Trends in Robotics*, 4(1) :1–104. doi :10.1561/23000000035.
URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01178661>
- POMMÉ, S. et CARO MARROYO, B., 2015. Improved peak shape fitting in alpha spectra. *Applied Radiation and Isotopes*, 96 :148–153. doi :10.1016/j.apradiso.2014.11.023.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804314004175>
- POTTMANN, Helmut, LEOPOLDSER, Stefan et HOFER, Michael, 2002. Simultaneous Registration of Multiple Views of a 3D Object. Rapport technique. doi :10.1.1.6.5569.
URL <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/summary?doi=10.1.1.6.5569>
- PRESS, William H., TEUKOLSKY, Saul A., VETTERLING, William T. et FLANNERY, Brian P., 1992. *Numerical recipes in C : the art of scientific computing*. Cambridge University Press. ISBN 0521431085.
URL <http://dl.acm.org/citation.cfm?id=148286>
- PROCTOR, James E. et BARNES, P. Yvonne, 1996. NIST high accuracy reference reflectometer-spectrophotometer. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 101(5) :619–627. doi :10.6028/jres.101.061.
- RABAL, A. M., FERRERO, A., CAMPOS, J., FONTECHA, J. L., PONS, A., RUBÍO, A. M. et CORRÓNS, A., 2012. Automatic gonio-spectrophotometer for the absolute measurement of the spectral BRDF at in- and out-of-plane and retroreflection geometries. *Metrologia*, 49(3) :213–223. doi :10.1088/0026-1394/49/3/213.
- RADLOFF, Judith, 2004. Obtaining the Bidirectional Texture Reflectance of Real-World Surfaces by means of a Kaleidoscope. Rapport technique November.
- REINHARD, Erik, 2010. *High dynamic range imaging : acquisition, display, and image-based lighting*. Morgan Kaufmann/Elsevier. ISBN 9780080957111.
- REINHARD, Erik, KHAN, Erum Arif, OGUZ AKYUZ, Ahmet et JOHNSON, Garrett, 2008. *Color Imaging*. A K Peters/CRC Press. doi :10.1201/b10637.
- REN, Peiran, WANG, Jiaping, SNYDER, John, TONG, Xin et GUO, Baining, 2011. Pocket Reflectometry. *ACM Transactions on Graphics*, 30(4) :1. doi : 10.1145/2010324.1964940.

-
- URL <http://portal.acm.org/citation.cfm?doid=2010324.1964940>
- REUTER, Alexander, SEIDEL, Hans Peter et IHRKE, Ivo, 2012. BlurTags : Spatially varying PSF estimation with out-of-focus patterns. Rapport technique PART 2.
URL <https://hal.inria.fr/hal-00876507>
- RICHARDSON, William Hadley, 1972. Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration. *Journal of the Optical Society of America*, 62(1) :55. doi : 10.1364/josa.62.000055.
URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-62-1-55>
- RICKERT, Markus et GASCHLER, Andre, 2017. Robotics library : An object-oriented approach to robot applications. Dans *IEEE International Conference on Intelligent Robots and Systems*. ISBN 9781538626825. doi :10.1109/IROS.2017.8202232.
- RIETDORF, Jens. et GADELLA, T. W. J. (Theodorus W. J.), 2005. *Microscopy techniques*. Springer. ISBN 3540236988.
URL <https://books.google.fr/books?id=h9F{ }RGrIoicC{&}pg=PA201{&}lpg=PA201{&}dq=Jansson+Van-Cittert+Algorithm{&}source=bl{&}ots=ukVdvRjItA{&}sig=5s3-B00Az4-gZGJuYhmGaSQ5nhE{&}hl=fr{&}sa=X{&}ved=0ahUKEwjL6cKAN8TTAhVDyoMKHXRCgQQ6AEIazAH{#}v=onepage{&}q=JanssonVan-CittertAlgorithm{&}f>
- ROBODK,???? Étalonage robot - RoboDK.
URL <https://robodk.com/fr/robot-calibration>
- RUDAKOVA, Victoria, 2014. Towards high precision internal camera calibration. Rapport technique.
URL <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01133601>
- RUITERS, Roland et KLEIN, Reinhard, 2009. Heightfield and spatially varying BRDF reconstruction for materials with interreflections. *Computer Graphics Forum*, 28(2) :513–522. doi :10.1111/j.1467-8659.2009.01390.x.
URL <http://cg.cs.uni-bonn.de/aigaion2root/attachments/EG2009-heightfield-homepage.pdf>
- RUSINKIEWICZ, Szymon M., 1998. A New Change of Variables for Efficient BRDF Representation. pages 11–22. Springer, Vienna. doi :10.1007/978-3-7091-6453-2_2.
URL <http://www.springerlink.com/index/10.1007/978-3-7091-6453-2{ }2>

BIBLIOGRAPHIE

- SATTLER, Mirko, SARLETTE, Ralf et KLEIN, Reinhard, 2003. Efficient and Realistic Visualization of Cloth. Rapport technique.
- SAVAL-CALVO, Marcelo, AZORIN-LOPEZ, Jorge, FUSTER-GUILLO, Andrés et MORA-MORA, Higinio, 2015. μ -MAR : Multiplane 3D Marker based Registration for depth-sensing cameras. *Expert Systems with Applications*, 42(23) :9353–9365. doi :10.1016/j.eswa.2015.08.011.
URL <http://arxiv.org/abs/1708.01405><http://dx.doi.org/10.1016/j.eswa.2015.08.011>
- SCHECHNER, Yoav Y., NAYAR, Shree K. et BELHUMEUR, Peter N., 2007. Multiplexing for optimal lighting. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 29(8) :1339–1354. doi :10.1109/TPAMI.2007.1151.
- SCHILLING, Hendrik, DIEBOLD, Maximilian, GUTSCHE, Marcel et JÄHNE, Bernd, 2017. On the design of a fractal calibration pattern for improved camera calibration. *Technisches Messen*, 84(7-8) :440–451. doi :10.1515/teme-2017-0013.
- SCHNIEDERS, Dirk, 2011. Light Source Estimation from Spherical Reflections by. Rapport technique March.
- SCHWARTZ, Christopher, SARLETTE, Ralf, WEINMANN, Michael et KLEIN, Reinhard, 2013. DOME II : a parallelized BTF acquisition system. *Workshop on Material Appearance Modeling (2013)*, pages 25–31. doi :10.2312/MAM.MAM2013.025-031.
URL <http://dl.acm.org/citation.cfm?id=2600281.2600288>
- SCHWARTZ, Christopher, WEINMANN, Michael, RUITERS, Roland et KLEIN, Reinhard, 2011. Integrated High-Quality Acquisition of Geometry and Appearance for Cultural Heritage. Rapport technique. doi :10.2312/VAST/VAST11/025-032.
URL <http://diglib.eg.org/EG/DL/WS/VAST/VAST11/025-032.pdf>
- SERROT, Gerard, BODILIS, Madeleine, BRIOTTET, Xavier et COSNEFROY, Helene, 1998. Presentation of a new BRDF measurement device. Dans Adam D. Devir, Anton Kohle, Ulrich Schreiber et Christian Werner, rédacteurs, *Atmospheric Propagation, Adaptive Systems, and Lidar Techniques for Remote Sensing II*, tome 3494, pages 34–40. doi :10.1117/12.332431.
URL <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=963688>
- SERROT, Gerard, BODILIS, Madeleine, BRIOTTET, Xavier et COSNEFROY, Helene, 2004. Presentation of a new BRDF measurement device. Dans *Atmospheric Propagation, Adaptive Systems, and Lidar Techniques for Remote Sensing II*, tome 3494, pages 34–40. doi :10.1117/12.332431.

- SHI, Xiuying, PENG, Jianjun, LI, Jiping, YAN, Pitao et GONG, Hangyu, 2019. The Iterative Closest Point Registration Algorithm Based on the Normal Distribution Transformation. Dans *Procedia Computer Science*, tome 147, pages 181–190. Elsevier B.V. doi :10.1016/j.procs.2019.01.219.
- SI-YAO, Li, REN, Dongwei, ZHAO, Furong, HU, Zijian, LI, Junfeng et YIN, Qian, 2018. Iterative Residual Image Deconvolution. Rapport technique.
URL <http://arxiv.org/abs/1804.06042>
- SKILLING, J. et BRYAN, R. K., 1984. Maximum entropy image reconstruction : general algorithm. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 211(1) :111–124. doi : 10.1093/mnras/211.1.111.
URL <https://academic.oup.com/mnras/article-lookup/doi/10.1093/mnras/211.1.111>
- SLABAUGH, Greg, SCHAFFER, Ron et LIVINGSTON, Mark, 2001. Optimal Ray Intersection For Computing 3D Points From N-View Correspondences. Rapport technique.
- SORKINE, Olga et RABINOVICH, Michael, 2009. Least-squares rigid motion using svd. Rapport technique February.
URL <http://www.igl.ethz.ch/projects/ARAP/svd{ }rot.pdf>
- TAM, Gary K.L., CHENG, Zhi Quan, LAI, Yu Kun, LANGBEIN, Frank C., LIU, Yonghuai, MARSHALL, David, MARTIN, Ralph R., SUN, Xian Fang et ROSIN, Paul L., 2013. Registration of 3d point clouds and meshes : A survey from rigid to Nonrigid. doi : 10.1109/TVCG.2012.310.
- TANG, Zhongwei, GROMPONE VON GIOI, Rafael, MONASSE, Pascal et MOREL, Jean-Michel, 2012. High-precision camera distortion measurements with a “calibration harp”. *Journal of the Optical Society of America A*, 29(10) :2134. doi :10.1364/josaa.29.002134.
URL <http://arxiv.org/abs/1212.5656><http://dx.doi.org/10.1364/JOSAA.29.002134>
- TAUZIA, Emmanuelle, 2016. Étude de l’apparence physique de surfaces opaques, analyse photométrique et reconstruction 3D. <http://www.theses.fr>.
- TETREAULT, Jean, 2004. *Polluants dans les musées et archives : évaluation des risques, stratégies de contrôle et gestion de la préservation*. Institut canadien de conservation. ISBN 0-662-88907-X.
- THOMAS, G., 1981. Improvement of the Van-Cittert’s Method. Dans *ICASSP, IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing - Proceedings*, tome 1, pages 47–49. Institute of Electrical and Electronics Engineers. doi :10.1109/

BIBLIOGRAPHIE

- icassp.1981.1171297.
URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/1171297/>
- TIKHONOV, A. N. (Andreii Nikolaevich) et ARSENIN, V. I. (Vasilii Ikovlevich), 1977. *Solutions of ill-posed problems*. Winston. ISBN 0470991240.
URL https://books.google.fr/books/about/Solutions_of_ill-posed_problems.html?id=ECrvAAAAMAAJ
- TRIGGS, Bill, MCLAUCHLAN, Philip, HARTLEY, Richard, FITZGIBBON, Andrew et MCLAUCHLAN, Philip, 2000. International Workshop on Vision Algorithms, 1999. *Lecture Notes in Computer Science (including subseries Lecture Notes in Artificial Intelligence and Lecture Notes in Bioinformatics)*, 1883 :1–382. doi :10.1007/3-540-44480-7_21
- TURK, Greg, 1994. The PLY Polygon File Format. Rapport technique.
- VAJDA, Sandor, GODFREY, Keith R. et VALKO, Peter, 1988. Numerical deconvolution using system identification methods. *Journal of Pharmacokinetics and Biopharmaceutics*, 16(1) :85–107. doi :10.1007/BF01061863.
URL <http://link.springer.com/10.1007/BF01061863>
- VAN KEMPEN, G. M.P., VAN VLIET, L. J., VERVEER, P. J. et VAN DER VOORT, H. T.M., 1997. A quantitative comparison of image restoration methods for confocal microscopy. *Journal of Microscopy*, 185(3) :354–365. doi : 10.1046/j.1365-2818.1997.d01-629.x.
URL <http://doi.wiley.com/10.1046/j.1365-2818.1997.d01-629.x>
- VAN KEMPEN, Geert M.P., VAN DER VOORT, Hans T.M., BAUMAN, Jan G.J. et STRASTERS, Karel C., 1996. Comparing maximum likelihood estimation and constrained tikhonov-Miller restoration : As applied to confocal microscopy. *IEEE Engineering in Medicine and Biology Magazine*, 15(1) :76–83. doi :10.1109/51.482846.
URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/482846/>
- VEROTTA, Davide, 1993. Two constrained deconvolution methods using spline functions. *Journal of Pharmacokinetics and Biopharmaceutics*, 21(5) :609–636. doi :10.1007/BF01059117.
URL <http://link.springer.com/10.1007/BF01059117>
- VERVEER, P. J. et JOVIN, T. M., 1997. Acceleration of the ICTM image restoration algorithm. *Journal of Microscopy*, 188(3) :191–195. doi : 10.1046/j.1365-2818.1997.2810827.x.

URL <http://doi.wiley.com/10.1046/j.1365-2818.1997.2810827.x>

WANG, Ting Chun, CHANDRAKER, Manmohan, EFROS, Alexei A. et RAMAMOORTHI, Ravi, 2016. SVBRDF-invariant shape and reflectance estimation from light-field cameras. Dans *Proceedings of the IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, tome 2016-Decem, pages 5451–5459. IEEE Computer Society. ISBN 9781467388504. doi :10.1109/CVPR.2016.588.

WARD, Gregory J., 1992. Measuring and modeling anisotropic reflection. Rapport technique 2. doi :10.1145/142920.134078.

WEINMANN, Michael et KLEINY, Reinhard, 2015. Advances in geometry and reflectance acquisition (Course Notes). Dans *SIGGRAPH Asia 2015 Courses, SA 2015*. Association for Computing Machinery, Inc. ISBN 9781450339247. doi :10.1145/2818143.2818165.

WEYRICH, Tim, MATUSIK, Wojciech, PFISTER, Hanspeter, BICKEL, Bernd, DONNER, Craig, TU, Chien, MCANDLESS, Janet, LEE, Jinho, NGAN, Addy, JENSEN, Henrik Wann et GROSS, Markus, 2006. Analysis of human faces using a measurement-based skin reflectance model. Dans *ACM SIGGRAPH 2006 Papers, SIGGRAPH '06*, pages 1013–1024. ISBN 1595933646. doi :10.1145/1179352.1141987.
URL <http://www.caip.rutgers.edu/rutgershttp://portal.acm.org/citation.cfm?doid=1179352.1141987>

WHITE, D. Rod, SAUNDERS, Peter, BONSEY, Stuart J., VAN DE VEN, John et EDGAR, Hamish, 1998. Reflectometer for measuring the bidirectional reflectance of rough surfaces. *Applied Optics*, 37(16) :3450. doi :10.1364/ao.37.003450.

WIENER, Norbert, 1964. *Extrapolation, interpolation, and smoothing of stationary time series with engineering applications*. Technology Press of the Massachusetts Institute of Technology. ISBN 9780262730051.

WILLEMS, Geert, VERBIEST, Frank, MOREAU, Wim, HAMEEUW, Hendrik, LERBERGHE, Karel Van et GOOL, Luc Van, 2005. Easy and cost-effective cuneiform digitizing. *The 6th International Symposium on Virtual Reality Archaeology and Cultural Heritage VAST2005*, pages 73–80.
URL <http://homes.esat.kuleuven.be/~}gwillems/v2/publications/VAST05.pdf>

WYANT, James C et CREATH, Katherine, 1992. Basic Wavefront Aberration Theory for Optical Metrology. Rapport technique.

BIBLIOGRAPHIE

- XU, Li, REN, Jimmy S.J., LIU, Ce et JIA, Jiaya, 2014. Deep convolutional neural network for image deconvolution. Rapport technique January.
URL <http://www.lxu.me/projects/dcn/>.
- ZHANG, Zhengyou, 2000. A flexible new technique for camera calibration. Rapport technique 11. doi :10.1109/34.888718.
URL <http://research.microsoft.com/~zhang><http://research.microsoft.com/~zhang>
- ZHENG, Yunda, HUANG, Wei, PAN, Yun et XU, Mingfei, 2018. Optimal PSF estimation for simple optical system using a wide-band sensor based on psf measurement. *Sensors (Switzerland)*, 18(10). doi :10.3390/s18103552.
- ZHUANG, Hanqi, ROTH, Zvi S. et SUDHAKAR, R., 1994. Simultaneous Robot/World and Tool/Flange Calibration by Solving Homogeneous Transformation Equations of the Form $AX = YB$. *IEEE Transactions on Robotics and Automation*, 10(4) :549–554. doi :10.1109/70.313105.
- ZINSER, Timo, SCHMIDT, Jochen et NIEMANN, Heinrich, 2003. A refined ICP algorithm for robust 3-D correspondence estimation. Dans *IEEE International Conference on Image Processing*, tome 2, pages 695–698. doi :10.1109/icip.2003.1246775.
- ZISSERMAN, Andrew et HARTLEY, Richard, 2013. MULTIPLE VIEW GEOMETRY IN COMPUTER VISION. 23(02) :271–273. doi :10.1017/S0263574705211621.