



HAL
open science

Métrologie de l'apparence : Etude du speckle dans les mesures de BRDF à très haute résolution angulaire.

Thomas Labardens

► **To cite this version:**

Thomas Labardens. Métrologie de l'apparence : Etude du speckle dans les mesures de BRDF à très haute résolution angulaire.. Optique [physics.optics]. HESAM Université, 2023. Français. NNT : 2023HESAC013 . tel-04205764

HAL Id: tel-04205764

<https://theses.hal.science/tel-04205764>

Submitted on 13 Sep 2023

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.

ÉCOLE DOCTORALE SMI
[Laboratoire Commun de Métrologie]

THÈSE

présentée par : **Thomas LABARDENS**

soutenue le : **11 janvier 2023**

pour obtenir le grade de : **Docteur d'HESAM Université**
préparée au : **Conservatoire national des arts et métiers**
Discipline / Spécialité : Lasers, Nanosciences et Métrologie

Métrologie de l'apparence : Étude du speckle dans les mesures de BRDF à très haute résolution angulaire

THÈSE dirigée par :

M. Gaël OBEIN, MCF, HDR, CNAM

M. Mathieu HÉBERT, MCF, HDR, IOGS & Laboratoire Hubert Curien

et **M. Lionel SIMONOT**, MCF, HDR, Institut P'

et co-encadrée par :

M. Pierre CHAVEL, Prof., IOGS

Jury

M. Philippe LALANNE , DR, HDR, LP2N	Président
Mme Myriam ZERRAD , IGR, HDR, Institut Fresnel	Rapporteuse
M. Romain PACANOWSKI , IGR, HDR, LP2N	Rapporteur
M. Pierre CHAVEL , Prof., HDR, Institut d'Optique	Examinateur
Mme Florence GARRELIE , Prof., HDR, Laboratoire Hubert Curien	Examinatrice
Mme Renée CHARRIÈRE , MCF, Mines St Etienne	Examinatrice
M. Mathieu HÉBERT , MCF, HDR, Laboratoire Hubert Curien	Directeur
M. Lionel SIMONOT , MCF, HDR, Institut P'	Directeur
M. Gaël OBEIN , MCF, HDR, CNAM	Directeur

Cette thèse est dédiée à mon père, Michel et à ma mère, Sandrine.

Remerciements

Mes premiers remerciements vont aux membres du jury, rapporteurs et examinateurs, qui me font l'honneur de bien vouloir étudier avec attention ce travail de thèse.

Je n'avais pas nécessairement le profil type pour rédiger une thèse. Orienté à l'origine vers le métier de commercial, j'ai eu la chance d'échanger par téléphone avec Mathieu Hébert, puis Gaël Obein, qui m'ont parlé de l'outil ConDOR et de leurs travaux à ce sujet. C'est donc à eux que je souhaiterais adresser ces premiers remerciements. Merci à eux pour cette opportunité, leur accompagnement, leur suivi, leurs enseignements et leur bienveillance qui ont réveillé un intérêt scientifique, jusqu'alors somnolant chez moi. Ils ont su me transmettre leur passion pour la métrologie de l'apparence et ses très nombreuses applications. En complément, je souhaiterais bien évidemment remercier Lionel Simonot, mon troisième directeur de thèse, qui m'a apporté un regard complémentaire très précieux, mais aussi un soutien très important pendant la phase de rédaction de ce manuscrit. Merci à mes 3 directeurs pour leur attention durant ces quatre années qui ont marqué une phase importante et un tournant dans ma vie.

Je souhaiterais également appuyer mes remerciements à mon encadrant le plus présent en dehors de mes directeurs, à savoir Pierre Chavel. Pierre m'a apporté un regard radicalement différent sur le speckle, mais plus largement sur l'optique, les surfaces, la polarisation, etc... et je n'aurais pas pu mener à bien cette thèse sans ses précieux conseils et son incroyable expérience scientifique. Pierre m'aura d'ailleurs beaucoup suivi sur toutes les étapes concernant les simulations, et le contenu scientifique servant de fondations à la modélisation dans cette thèse provient du savoir scientifique très important de Pierre. Merci à lui pour ces nombreux échanges et aller-retours passionnants.

Mes autres remerciements concernent toutes les personnes qui pris activement part aux travaux de cette thèse, à commencer par Guillaume Ged, Ana Rabal, Yvan Sortais, Arnaud Richard, Stéphane Aubert, Dipanjana Saha et Lou Gevaux. Merci à Guillaume pour tous ces travaux sur ConDOR qui ont servi de fondations à mes travaux de thèse, mais aussi pour mes premiers mois de thèse passés à manipuler à Trappes, mais aussi pour nos discussions sur notre passion partagée pour l'aviation. Merci infiniment à Ana pour son aide dans les manipulations de ConDOR après le départ de Guillaume et pour toutes les crises de rire autour du Gonio. Merci Yvan de m'avoir apporté ce regard extérieur, forçant à clarifier mes propos de manière claire et concise et pour ta participation à la rédaction de nos articles. Et bien sûr, merci

beaucoup Arnaud pour ton aide sur tous les sujets sur lesquels tu es intervenu. Les lister tous seraient sûrement trop long mais ton aide a été très précieuse et ça a été un vrai plaisir de travailler avec toi. Merci bien sûr Stéphane pour ton aide sur tous les sujets d'électronique et de bureautique. Dipanjana, merci pour ta présence au quotidien et cette cohabitation très agréable. Et Lou, merci pour ton soutien, en particulier sur le dernier tiers de ma thèse. Discuter avec toi sur mes derniers sujets et pendant la rédaction m'a souvent rassuré et permis de garder un cap droit. Donc merci pour ces échanges et pour la facilité de nos échanges.

Merci également aux autres membres de l'équipe au CNAM, Mai, Jeanne-Marie, Fatima, Paquerette, Aminata pour leur présence et soutien.

J'ai également une pensée pour tous les membres du consortium BxDiff, pour tous ces meetings à travers l'Europe et les sujets d'innovation abordés. Un remerciement particulier la société NCS pour la production des échantillons ainsi qu'à l'institut RISE et à Stefan Källberg pour les mesures de topographie des échantillons.

D'un ordre plus personnel, cette période de thèse aurait été très solitaire sans la présence de tous les membre de Rise-Up, puis des Odyssées Musicales. Une pensée spéciale donc pour Docteur Cyprien Poucin, Emilie, Rémi, Hélène, Carine, Victoire, Elise, Julien, Ryadh, Leïla et tous les autres pour leur présence et soutien permanent.

Je n'oublie bien sûr pas l'ensemble de ma famille : merci à tous. Pour tout. Parmi eux, j'ai cinq personnes que je souhaite en particulier remercier.

La première est ma mère, Sandrine Bègue-Gravot. Merci maman pour ton soutien sans relâche, tes nombreuses tentatives pour comprendre toujours un peu plus de quoi parle cette thèse et pour n'avoir jamais faibli dans tes encouragements.

Le second est bien sûr mon père, Michel Dehesdin-Labardens. Merci papa pour tous tes conseils, ou comme tu l'as finalement confessé après ma soutenance, toute cette esbrouffe. Grâce à elle je suis resté « tendu » sur mon objectif et n'ai jamais rien lâché, jusqu'à décrocher cette soutenance. Toutes ces discussions, ces cadrages guidés par une exigence à la fois douce et ferme et ces moments passés ensemble m'auront permis de rester sur ma route, et de tracer mon chemin.

Les troisièmes et quatrièmes personnes que je souhaite remercier avec insistance sont mes grands-parents, Marie-Thérèse et Christian Gravot. Papy, mamie, vous m'avez permis de traverser cette thèse dans des conditions qui sont inespérées pour un étudiant parisien. La

situation financière des doctorants français laisse beaucoup à désirer, mais être dans l'appartement du 13^{ème} a énormément changé la donne pour moi. Je ne vous remercierai jamais assez. Merci.

Et enfin, bien sûr, comment pourrais-je conclure ces remerciements sans remercier celle qui partage maintenant mon quotidien, Dr Déborah Aisenberg : merci pour tout. Les mots vont me manquer mais merci pour ton soutien, tes encouragements, ta présence, ton enthousiasme, ton empathie. Je n'écris pas plus, mais tu sais le reste.

Enfin, merci à toi, futur lecteur, de t'attarder sur ce travail. J'espère que ces résultats te serviront.

Résumé

La mesure quantitative de l'apparence visuelle des objets est un sujet d'importance croissante pour l'industrie dans de nombreux domaines comme l'automobile, la cosmétique, l'emballage, l'impression 3D ou la réalité virtuelle. Les techniques de mesure s'appuient désormais sur l'acquisition de la réflectance bidirectionnelle (BRDF) réalisée grâce à des équipements appelés goniospectrophotomètres. La BRDF est habituellement mesurée en lumière blanche, incohérente. Cependant, les équipements ont atteint aujourd'hui une telle résolution angulaire que même dans ces conditions, des effets d'interférence apparaissent dans les mesures, produisant un phénomène de scintillement lumineux que l'on appelle speckle. En métrologie, ce scintillement qui varie selon la zone éclairée sur une surface pourtant homogène est considéré comme une perturbation par rapport au mesurande, la BRDF, qu'on cherche à atteindre. Cette thèse s'intéresse à ce phénomène de speckle, et à la manière dont il dépend des caractéristiques du goniospectrophotomètre utilisé (en particulier l'instrument ConDOR du LNE-CNAM, très résolu angulairement) et des propriétés statistiques de la surface étudiée.

Un état de l'art sur la métrologie de l'apparence permet de comprendre les enjeux liés à la mesure des grandeurs de référence pour l'apparence. On précise alors que l'étude approfondie du brillant est à l'origine des mesures à très haute résolution angulaire qui ont fait apparaître le speckle au sein des mesures. La théorie du speckle montre alors que son comportement statistique en fonction des différentes configurations permet de le caractériser, et nous utilisons les lois de probabilité de répartition de la luminance sur le capteur pour comprendre les différents « ordres » de speckle observés. Les différents paramètres variables du système, à savoir la divergence de la source, sa largeur spectrale, le choix et la taille de la zone éclairée sur l'échantillon et l'impact de la résolution angulaire de la détection sont ensuite étudiés. Les résultats des mesures sont présentés dans le chapitre 2. La résolution angulaire du système dans le cadre de ces mesures est fixée pour ne pas dégrader les progrès réalisés par ConDOR. De ces mesures découlent la nécessité de préciser l'impact de la cohérence spatiale et temporelle. Les chapitres 3 et 4 visent à apporter une compréhension plus approfondie de l'effet de speckle au sein de mesures de BRDF. Une première emphase porte sur le phénomène de cohérence spatiale en lumière monochromatique. Des mesures en éclairage laser permettent alors de conclure sur le rôle du diamètre du faisceau : s'il augmente, les grains de speckle sont plus larges, ils se resserrent et le contraste est plus faible. La cohérence des résultats de ces mesures avec la théorie du speckle est assurée par des simulations de BRDF empiriques correspondants aux différents cas exposés. L'impact de la polarisation est également observé. La démarche en éclairage monochromatique est ensuite complétée par des mesures et des simulations en éclairage incohérent, où l'impact de la largeur spectrale de la source entre en considération. Les

figures de speckle observées voient les grains se transformer en traînées radiales. Les comparaisons entre mesures et simulations théoriques se révélant insuffisantes, une démarche de simulation basée sur les microtopographies de surface fut mise en place. Les résultats de ces simulations sont concluants. Ces dernières simulations, accompagnées de générations de surfaces fictives basées sur les mesures de microtopographies, servent alors dans le chapitre 5 de base à un moyennage théorique permettant d'approcher une fonction moyenne, qu'on pourra considérer comme la « vraie » BRDF qui caractérise toute la surface, et non seulement la zone particulière de la mesure. Une fois encore, cette moyenne est comparée à un moyennage de signaux mesurés.

Mots clefs : métrologie, apparence, brillant, radiométrie, BRDF, speckle.

Résumé en anglais

The quantitative measurement of the visual appearance of objects is a subject of increasing importance for the industry in many fields such as automotive, cosmetics, packaging, 3D printing or virtual reality. The measurement techniques are now based on the acquisition of the bidirectional reflectance (BRDF) performed with a goniospectrophotometers. BRDF is usually measured in white, incoherent light. However, instruments have now reached such an angular resolution that even in these conditions, interference effects appear in the measurements, producing a phenomenon of light flicker called speckle. In metrology, this flicker, which varies according to the illuminated area on a homogeneous surface, is considered as a disturbance with respect to the targeted measurand, the BRDF. This thesis focuses on this speckle phenomenon, and on the way it depends on the characteristics of the goniospectrophotometer used (in particular the ConDOR instrument of LNE-CNAM, very angularly resolved) and on the statistical properties of the surface studied.

A state of the art on appearance metrology allows to understand the issues related to the measurement of reference quantities for appearance. It is then specified that the thorough study of gloss is at the origin of the measurements with very high angular resolution which made appear the speckle within the measurements. The theory of speckle then shows that its statistical behavior as a function of different configurations allows to characterize it, and we use the probability laws of distribution of luminance on the sensor to understand the different "orders" of speckle observed. The different variable parameters of the system, namely the divergence of the source, its spectral width, the choice and size of the illuminated area on the sample and the impact of the angular resolution of the detection are then studied. The results of the measurements are presented in Chapter 2. The angular resolution of the system in these measurements is fixed so as not to degrade the progress made by ConDOR. From these measurements comes the need to specify the impact of spatial and temporal coherence. Chapters 3 and 4 aim to provide a deeper understanding of the speckle effect within BRDF measurements. A first emphasis is put on the spatial coherence phenomenon in monochromatic light. Measurements in laser illumination allow to conclude on the role of the beam diameter: if it increases, the speckle grains are larger, the contrast is lower. The consistency of the results of these measurements with the speckle theory is ensured by empirical BRDF simulations corresponding to the different cases presented. The impact of polarization is also observed. The approach in monochromatic illumination is then completed by measurements and simulations in incoherent illumination, where the impact of the spectral width of the source is considered. The observed speckle patterns see the grains transform into radial streaks. The comparisons between measurements and theoretical simulations proved insufficient, so a simulation

approach based on surface microtopography was implemented. The results of these simulations are conclusive. These simulations, accompanied by the generation of fictitious surfaces based on the microtopography measurements, are then used in chapter 5 as a basis for theoretical averaging to approach a mean function, which can be considered as the "true" BRDF that characterizes the entire surface, and not only the particular area measured. Once again, this average is compared to an averaging of measured signals.

Key words : metrology, appearance, gloss, radiometry, BRDF, speckle.

Table des matières

Remerciements	5
Résumé	8
Résumé en anglais	11
Table des matières	14
Liste des tableaux	18
Liste des figures	20
Introduction	28
Chapitre 1. Le point de départ : mesure de l'apparence, BRDF et speckle	32
1.1 Qu'est-ce que la mesure de l'apparence ? Origine, utilisation et bibliographie	32
1.1.1 <i>Mesure des différents attributs de l'apparence</i>	34
1.1.2 <i>Précisions sur le brillant et le pic spéculaire</i>	38
1.2 Problématique sur l'angle solide et la définition de BRDF	43
1.2.1 <i>Goniospectrophotomètre ConDOR : étude du brillant</i>	43
1.2.2 <i>Apparition d'importantes perturbations : du speckle en lumière polychromatique ?</i>	46
1.3 La théorie du speckle	48
1.3.1 <i>Qu'est-ce que le speckle ?</i>	48
1.3.2 <i>Speckle complètement développé</i>	49
1.3.3 <i>Speckle partiellement développé</i>	51
1.3.4 <i>Travaux réalisés sur le speckle – Applications générales et travaux liés à l'apparence et le rendu de la diffraction des surfaces</i>	54
Chapitre 2. Goniospectrophotomètre ConDOR : montage initial, constats expérimentaux et nouveaux objectifs	57
2.1 Système de mesure de BRDF à très haute résolution angulaire	58
2.2 Traitement des mesures	59
2.2.1 <i>Prise en compte des temps d'expositions</i>	60
2.2.2 <i>Analyse du speckle : histogrammes et lois Gamma</i>	61
2.2.3 <i>Analyse du speckle : histogrammes et lois Gamma</i>	64
2.3 Caractéristiques et fiabilité des mesures	65
2.3.1 <i>Analyse du speckle : histogrammes et lois Gamma</i>	65
2.2.1. <i>Résolution angulaire, but du système et postulats de mesures</i>	67
2.4 Paramètres d'influence du speckle et améliorations liées à l'étude	68
2.4.1 <i>Influence de la longueur d'onde</i>	68
2.4.2 <i>Influence du diamètre du faisceau</i>	71
2.4.3 <i>Influence de la largeur de bande spectrale</i>	71
2.4.4 <i>Influence de la zone de l'échantillon</i>	72
2.4.5 <i>Conclusions et limites</i>	75

Chapitre 3. Éclairage par laser : impact de la cohérence spatiale d'une source cohérente temporellement	77
3.1 Source laser	77
3.1.1 Répétabilité avec une source laser	78
3.1.2 Banc de test éphémère : mise en place d'une ligne avec laser fibré	80
3.2 Échantillons	81
3.3 Caractéristiques du banc laser	83
3.3.1 Aires d'échantillon éclairées	84
3.3.2 Temps d'exposition	86
3.3.3 Largeur de bande spectrale et résolution du capteur	86
3.4 Résultat de mesures avec le banc laser	88
3.4.1 Variation du diamètre du faisceau incident	88
3.4.2 Mesures d'aires distinctes sur l'échantillon	88
3.5 Simuler le speckle dans les mesures de BRDF réalisées en lumière cohérente	90
3.5.1 Objectifs et étapes préliminaires de la première phase de simulation	90
3.5.2 Paramètres de simulation	90
3.5.3 Plan de référence et plan du capteur	93
3.6 Simulation d'une figure de speckle complètement développé : source monochromatique ponctuelle	94
3.6.1 Définition et simulation du champ de référence	94
3.6.2 Définition d'une BRDF empirique	95
3.6.3 Présentation du modèle optique	95
3.6.4 Taille du grain de speckle — Calcul de l'autocorrélation	98
3.6.5 Statistique pour des tirages de figures de speckle complètement développé	99
3.7 Simulation d'une figure de speckle pour une source faiblement étendue (sténopé)	101
3.7.1 Prise en compte de la cohérence spatiale et impact sur la statistique	101
3.7.2 Statistiques pour des tirages de figures de speckle superposées les unes aux autres	103
3.7.3 Simulation de polarisation naturelle : figures et statistiques pour des tirages de 2 figures de speckle superposées l'une sur l'autre	104
Chapitre 4. Étude de l'impact de la cohérence temporelle de la source : mesures et simulations	109
4.1 Simulation d'une figure de speckle pour une source faiblement étendue (sténopé)	109
4.1.1 Source avec spectre large : lampe QTH et filtres	109
4.1.2 Protocole de mesure et outils d'analyse	110
4.1.3 Résultats de mesures	115
4.2 Simulation avec un spectre large : simuler l'impact de la cohérence temporelle sur une mesure de BRDF	119
4.2.1 Prendre en compte la cohérence temporelle de la source	119
4.2.2 Conserver une même répartition de phase : rééchantillonnage du plan de référence	121
4.2.3 Conserver le même nombre de points de calcul dans le plan du capteur : rééchantillonnage du plan du capteur	122
4.2.4 Résultante des deux rééchantillonnages	123
4.2.5 Résultat de simulation en spectre large	123
4.2.6 Simuler des figures de BRDF avec les spectres des sources mesurées	125
4.2.7 Comparaison entre mesures et simulations	128

4.3	Seconde phase de simulation : simuler des figures de speckle à partir de mesures de microtopographies	130
4.3.1	<i>Objectifs et étapes préliminaires de la phase 2 – Précision de la méthodologie</i>	130
4.3.2	<i>Mesures de microtopographies de surface des échantillons NCS</i>	131
4.3.3	<i>Principe de simulation à partir d'une mesure de topographie et mise en œuvre illustrée – les étapes de calcul</i>	132
4.3.4	<i>Prise en compte de la cohérence spatiale et temporelle de la source</i>	138
Chapitre 5.	Suppression du speckle : retrouver la « vraie » BRDF	142
5.1	Discussion sur la définition de la BRDF	142
5.2	Discussion sur la définition de la BRDF	144
5.2.1	<i>Déplacement de l'échantillon – surfaces éclairées indépendantes</i>	144
5.2.2	<i>Outils d'appréciation du moyennage</i>	146
5.2.3	<i>Optimisation : Impact de la largeur de bande spectrale et du diamètre du faisceau de mesure sur le moyennage</i>	148
5.3	Retrouver la vraie « BRDF » : simulation de surface et parallèles avec les mesures	149
5.3.1	<i>Simuler une nouvelle surface à partir d'une loi de probabilité et d'une densité spectrale de puissance : algorithme et incertitudes</i>	150
5.3.2	<i>Simuler une nouvelle surface à partir d'une loi de probabilité et d'une densité spectrale de puissance : algorithme et incertitudes</i>	154
5.3.3	<i>Impact du diamètre du faisceau sur le moyennage de speckle</i>	158
Conclusion	161	
Bibliographie	165	
Annexe A – Grandeurs radiométriques et photométriques	174	
Annexe B – Renseignements complémentaires sur échantillons rigides	177	
Annexe B.bis – Liste des matériaux utilisés pour la fabrication des échantillons rigides.	179	
Annexe C – Résultats de mesures et évolutions des ordres pour l'échantillon NCS 5	181	
Annexe D – Courbe de réponse spectrale du capteur de ConDOR	184	

Liste des tableaux

Tableau 1.1 – Paramètres contribuant à la résolution angulaire du conoscope ConDOR.....	46
Tableau 2.1 – Temps d’intégration sur le capteur en fonction du filtre et de l’ouverture considérée.....	60
Tableaux 2.2 – 2.3 – Moyennes et écarts-types des ordres pris par les lois Gamma. Chaque case du tableau correspond à la moyenne (tableau de gauche) et l’écart-type (tableau de droite), de l’ordre des lois Gamma décrivant au mieux la forme des histogrammes à la position donnée dans l’exemple de figure 2.9. Les moyennes et écarts-types ont été établis sur 36 zones indépendantes de l’échantillon (voir figure 2.6).....	63
Tableau 2.4 – Moyennes sur les 28 positions des écart-types minimums, maximums, médians, moyens et aux quartiles dans le cas de l’éclairage avec filtre interférentiel centré à 699 nm.....	67
Tableau 2.5 – Valeurs de contrastes et de rapports signal sur bruit dans le cas d’un faisceau incident de diamètre 10 mm pour 3 sources lumineuses différentes : la lampe QTH filtrée par un filtre rouge, puis par un filtre vert, et enfin un filtre bleu – les longueurs d’onde et largeur spectrale sont précisées.....	68
Tableau 2.6 – Valeurs de contrastes et de rapports signal sur bruit dans le cas d’un faisceau incident de diamètre 12 mm pour 3 sources longueurs différentes : la lampe QTH filtrée par un filtre rouge, puis par un filtre vert, et enfin un filtre bleu – les longueurs d’onde et largeur spectrale sont précisées.....	71
Tableau 2.7 – Valeurs de contrastes et de rapports signal sur bruit dans le cas d’un faisceau incident de diamètre 10 mm pour 2 sources de largeur spectrale différentes : la lampe QTH filtrée par un filtre $V(\lambda)$, puis par un filtre interférentiel – les longueurs d’onde et largeur spectrale sont précisées pour les deux premiers cas.....	72
Tableau 3.1– Moyennes sur les 28 positions des écart-types minimums, maximums, médians, moyens et aux quartiles dans le cas de l’éclairage laser.....	78
Tableau 3.2 – Valeurs de contrastes et de rapports signal sur bruit dans le cas d’un faisceau incident de diamètre 10 mm un éclairage laser He-Ne. La laser est considéré ici monochromatique.....	80
Tableau 3.3 – Détail des peintures, des couleurs, des revêtements et du niveau de brillant ciblé associé à chaque type d’échantillons.....	83

Tableau 3.4 – Densités neutres (DN dans le tableau) et temps d’expositions en secondes utilisées pour la mesure du 100% - ou flux direct – et pour la mesure en réflexion sur l’échantillon pour chaque diamètre de faisceau, pour l’échantillon utilisé dans ces mesures, à savoir des NCS 6 noirs brillants (75 GU) en éclairage laser.	86
Tableau 3.5 – Valeurs de contrastes et de signal sur bruit en fonction du diamètre du faisceau dans le cas d’une éclairage monochromatique laser, correspondant aux mesures de la figure 3.12.	88
Tableau 3.6– Moyennes et incertitudes sur les ordres des lois gammas, les valeurs de contrastes et de rapport signal sur bruit observées sur les mesures des pics spéculaires de différentes zones de l’échantillon NCS 6 rigide en éclairage Laser, pour la zone centrale de l’échantillon.	90
Tableau 3.7 – Valeurs de contrastes et de signal sur bruit en fonction du diamètre du faisceau dans le cas d’un éclairage monochromatique laser, correspondant aux mesures de la figure 3.17.	97
Tableau 3.8 – Valeurs de contrastes et de signal sur bruit en fonction du diamètre du faisceau dans le cas des simulations en éclairage monochromatique laser correspondant aux mesures de la figure 3.22. Les valeurs en rouge sont les valeurs moyennes du tableau 3.6, rapportées ici pour la comparaison.	102
Tableau 3.9 – Valeurs de contrastes et de signal sur bruit en fonction du diamètre du faisceau dans le cas des simulations en éclairage monochromatique laser correspondant aux mesures de la figure 3.25. Les valeurs en rouge sont les valeurs moyennes du tableau 3.6, rapportées ici pour la comparaison.	106
Tableau 4.1 – Densités neutres (DN dans le tableau) et temps d’expositions en secondes utilisées pour la mesure du 100% - ou flux direct – et pour la mesure de la réflectance de l’échantillon pour chaque diamètre de faisceau, pour les deux échantillons utilisés dans ces mesures, à savoir des NCS noirs brillants 5 (50 GU) et 6 (75 GU).	112
Tableau 4.2 – Valeurs de contrastes et de rapports signal sur bruit pour les différentes zones sélectionnées dans la figure 4.4.....	115
Tableau 5.1 – Valeurs de contraste C, rapport signal-sur-bruit SNR et coefficient de détermination R^2 en fonction de la source utilisée et du diamètre du faisceau incident. Les résultats sont donnés avec 2 chiffres significatifs.	148

Liste des figures

Figure 1.1 – Le secteur de l’automobile est le leader de l’innovation vis-à-vis de l’apparence.	33
Figure 1.2 – Mises en exergue de différents attributs de l’apparence : la couleur (a), la texture (b), l’éclat (c), la brillance (d) et le scintillement – ou sparkle	34
Figure 1.3 – Schéma présentant le phénomène du sparkle.....	36
Figure 1.4 – Géométries impliquées dans une mesure de BSSRDF.	37
Figure 1.5 – Effet de la rugosité de la surface sur le pic spéculaire.....	39
Figure 1.6 – Illustration de la non-linéarité entre la sensation visuelle de brillant et l’indice de brillant mesuré, et de la constance de brillant.	40
Figure 1.7 – Dimensions du brillant d’après Ferwerda et al et analyse en composante principale des dimensions du brillant d’après Ged et al suivant le brillant spéculaire, l’opposition entre netteté et haze et le processus d’érosion.....	42
Figure 1.8 – Comparaison de la BRDF d’échantillons similaires mesurés avec des résolutions différentes.....	45
Figure 1.9 – Définition des angles d’incidence (θ_i, φ_i) et d’observation (θ_o, φ_o) par rapport à la surface.	46
Figure 1.10 – BRDF d’un échantillon NCS très brillant ($\text{gloss}_{60^\circ} = 95 \text{ GU}$) autour de la direction spéculaire.	47
Figure 1.11 – Schéma de la source et du comportement des front d’onde pour une faible ouverture de sténopé ($100 \mu\text{m}$ dans notre cas)	47
Figure 1.12 – Comparaison de l’observation d’une même surface éclairée en lumière incohérente (à gauche) et en lumière cohérente (à droite).	49
Figure 1.13 – Schéma d’une onde plane se réfléchissant sur une surface de rugosité aléatoire, générant ainsi un speckle sur la surface d’observation.	50
Figure 1.14 – Histogramme d’une image d’un speckle complètement développé	51
Figure 1.15– Densités de probabilité pour la superposition de N motifs de speckle indépendants ($N = 1, 2, 5$ et 10), avec une même intensité moyenne.....	53
Figure 1.16 – Exemple de rendu prenant en compte les effets de diffraction en connaissance des géométries explicites des matériaux simulés.	55
Figure 1.17 – Rendu de sphères simples en (haut) argent et (bas) titane.	56

Figure 2.1 – Goniospectrophotomètre ConDOR au LNE Trappes	57
Figure 2.2 – Schéma du goniospectrophotomètre ConDOR.....	58
Figure 2.3 – Echantillon NCS 6 et 7, utilisé pour l'étude.	59
Figure 2.4 – Découpage d'une capture de BRDF (l'échantillon NCS 7) en 49 imgettes afin d'en réaliser les histogrammes.....	62
Figure 2.5 – Histogrammes des imgettes correspondant au découpage	62
Figure 2.6 – Support à échantillon conçu pour pouvoir accéder à plusieurs positions indépendantes des échantillons NCS 6 (75 GU) dans le cas d'un champ de 10 mm.	66
Figure 2.7 – Deux captures de luminance réalisées par ConDOR dans des conditions de répétabilité (utilisation d'un même filtre interférentiel pour les deux captures). 66	
Figure 2.8 – Écart-type des fluctuations relatives du signal détecté d'un coup à l'autre.....	67
Figure 2.9 – BRDF d'un échantillon NCS 7 (95 gu) éclairé par l'ensemble « QTH + Filtre Bleu », « QTH + Filtre Vert » et « QTH + Filtre Rouge ».	69
Figure 2.10 – BRDF d'un échantillon NCS 7 (95 gu) éclairé par l'ensemble « QTH + Filtre interférentiel rouge » dans le cas de champs à 4, 6, 8, 10 et 12 mm.....	70
Figure 2.11 – Comparaison de deux captures du conoscope en nombre de coups d'un échantillon NCS 6 (75 GU) par 2 éclairages différentes : l'ensemble « lampe QTH + $V(\lambda)$ » et « lampe QTH + filtre interférentiel ».	72
Figure 2.12 – Schéma et photographie du support à échantillon, et des « réglettes » sur lesquelles sont collés les échantillons permettant les translations stables	73
Figure 2.13 – Zoom sur l'apparition d'un groupe de grains de speckle de forte intensité suivant la translation de l'échantillon NCS 7 (95 GU) de zones ayant un recouvrement partiel entre elles, espacées de 2 mm.....	74
Figure 3.1 – Schéma du goniospectrophotomètre ConDOR, dans la configuration d'une source laser He-Ne.	78
Figure 3.2 – Deux répétitions de capture de luminance réalisées par ConDOR (utilisation d'un éclairage laser pour les deux captures).	79
Figure 3.3 – BRDF d'un échantillon NCS 6 (75 GU) éclairé par source laser He-Ne, à 632,8 nm.....	79
Figure 3.4 – Photo du nouveau montage de mesure de BRDF dans une configuration unique { $\theta_i = 45^\circ$, $\varphi_i = 180^\circ$, $\theta_0 = 45^\circ$, $\varphi_0 = 0^\circ$ }.....	80
Figure 3.5– Photo du laser fibré utilisé comme source.	81

Figure 3.6 – Série d'échantillons rigides produits par NCS.....	82
Figure 3.7 – Processus d'application du revêtement sur la surface d'intérêt.	83
Figure 3.8 – Photo de la translation mécanique du miroir plan (surligné en vert) servant à la mesure directe et du support d'échantillon.	84
Figure 3.9 – Schéma du faisceau éclairant l'échantillon et des mesures réalisées sur des positions indépendantes de l'échantillon	85
Figure 3.10– Schéma des mesures réalisées sur des positions corrélées de l'échantillon.....	86
Figure 3.11 – Élargissement d'une figure de speckle en fonction de la longueur d'onde et déplacements des grains de speckle associé.	87
Figure 3.12 – Variation du diamètre du faisceau en éclairage laser, avec l'utilisation des nouveaux échantillons.....	89
Figure 3.13 – Exemple de trois mesures pour trois positions indépendantes de l'échantillon, ici pour	89
Figure 3.14 – Schéma de présentation du système à simuler.....	91
Figure 3.15 – Schéma du système présentant les grandeurs intervenant dans le calcul de la simulation.....	92
Figure 3.16 – Étape préliminaire dans le calcul du champ de référence donné pour Dech = 5, 7 et 9 mm.....	95
Figure 3.17 – Simulation de speckle presque complètement développé pour Dech = 5, 7 et 9 mm.	98
Figure 3.18 – Autocorrélations pour Dech = 5, 7 et 9 mm.	99
Figure 3.19 – Histogrammes des valeurs prises par le pixel central et par le pixel aux coordonnées (102 ;102) sur 500 tirages pour Dech = 5, 7 et 9 mm.....	100
Figure 3.20 – Motifs de speckle simulés dans différentes conditions d'éclairage : source ponctuelle sur l'axe, décalé hors axe de $0,17^\circ$ dans les deux directions θ_i et φ_i et en forme de carré avec un éclairage uniforme et une diagonale de $100\ \mu\text{m}$	102
Figure 3.21 – Impact du diamètre d'ouverture sur BRDF simulée avec des paramètres similaires à ceux de ConDOR pour un éclairage monochromatique et les diamètres de champs de 4 mm, 6 mm et 8 mm.....	103
Figure 3.22 – Histogrammes des valeurs prises par le pixel central et par le pixel aux coordonnées (102 ;102) sur 500 tirages de 5 itérations superposées pour Dech = 5 mm.	104

Figure 3.23 – Exemple de simulation de figure de speckle non-polarisé vu pour Dech = 5mm.	105
Figure 3.24 – Histogrammes des valeurs prises par le pixel central et par le pixel aux coordonnées (102 ;102) sur 500 tirages non-polarisé pour Dech = 5mm.....	105
Figure 3.25 – Impact du diamètre d’ouverture sur BRDF simulée avec des paramètres similaires à ceux de ConDOR pour une source laser dépolarisée.....	107
Figure 4.1 – Photo et facteurs de transmission régulière spectrale des filtres utilisés : SFK15 et interférentiel	110
Figure 4.2 – Exemple de comparaison d’histogrammes obtenus pour deux ellipses espacées de grand axes 50 et 100 pixels sur le capteur CCD.	113
Figure 4.3 – Découpage en couronnes elliptiques, chacune correspondant à un éloignement graduel de la direction spéculaire et évolution de l’ordre de la loi gamma et de l’erreur en fonction de l’éloignement.....	114
Figure 4.4 – Zones de la mesure analysées pour la comparaison de contraste et de rapport signal sur bruit en fonction de l’éloignement.....	115
Figure 4.5 – Exemples de mesures de la BRDF mesurée autour de la direction spéculaire pour l’échantillon NCS 6 avec un éclairage par lampe QTH + filtre interférentiel, coupes dans le plan d’incidence et courbe des ordres des lois Gamma suivant les ellipses autour de la direction spéculaire	116
Figure 4.6 – Exemples de mesures de la BRDF mesurée autour de la direction spéculaire pour l’échantillon NCS 6 avec un éclairage par lampe QTH + filtre SFK15, coupes dans le plan d’incidence et courbe des ordres des lois Gamma suivant les ellipses autour de la direction spéculaire.	117
Figure 4.7 – Exemples de mesures de la BRDF mesurée autour de la direction spéculaire pour l’échantillon NCS 6 avec un éclairage par lampe QTH seule, coupes dans le plan d’incidence et courbe des ordres des lois Gamma suivant les ellipses autour de la direction spéculaire	119
Figure 4.8 – Schéma explicatif du rééchantillonnage du plan de référence de la longueur d’onde d’initialisation λ_1 vers la longueur d’onde λ_i	122
Figure 4.9 – Schéma explicatif du rééchantillonnage du plan du capteur de la longueur d’onde λ_i vers la longueur d’onde d’initialisation λ_1	123
Figure 4.10 – Simulations de figure de speckle pour 5 longueurs d’ondes différentes de $\lambda_1 = 400$ nm à gauche à $\lambda_2 = 800$ nm à droite, et zooms associés aux zones indiquées par le contour en gris.	123

- Figure 4.11 – Speckle simulé avec source spatialement et spectralement étendu dans les conditions suivantes : $D_{ech} = 5\text{mm}$, polarisation naturelle, sténopé de 50 microns, QTH seule, vu en coupe à droite. 124
- Figure 4.12 – Speckle simulé en couleurs RBG, avec source spatialement et spectralement étendu dans des conditions suivantes : $D_{ech} = 5\text{mm}$, polarisation naturelle, sténopé de 50 microns et 3 sources différentes. 124
- Figure 4.13 – Exemples de simulations de BRDF empirique autour de la direction spéculaire avec un éclairage par lampe QTH + filtre interférentiel, coupes dans le plan d'incidence et courbe des ordres des lois Gamma 126
- Figure 4.14 – Exemples de simulations de BRDF empirique autour de la direction spéculaire avec un éclairage par lampe QTH + filtre SFK15, coupes dans le plan d'incidence et courbe des ordres des lois Gamma. 127
- Figure 4.15 – Exemples de simulations de BRDF empirique autour de la direction spéculaire avec un éclairage par lampe QTH seule, coupes dans le plan d'incidence et courbe des ordres des lois Gamma..... 128
- Figure 4.16 – Exemples de BRDF mesurée (à gauche) et simulée (à droite) vus en coupe et en échelle logarithmique. Configuration pour l'exemple : source QTH + filtre SFK15. 129
- Figure 4.17 – Résultats des mesures des microtopographies des échantillons NCS 5 (gauche) et NCS 6 (droite) réalisés par l'institut RISE (haut) et par le Veeco NT110 de l'IOGS (bas)..... 132
- Figure 4.18 – Schéma détaillant les notations et différents vecteurs d'ondes utilisé dans le calcul du champ réfléchi, ainsi que la définition des différents repères et angles secondaires. 134
- Figure 4.19 – Transformée de Fourier de la fonction prenant les valeurs $f_{i,j} = rU_0 \exp(-4i\pi \cos\theta \cdot h_{i,j} / \lambda)$, où les $h_{i,j}$ représentent les hauteurs de la topographie mesurée. 136
- Figure 4.20 – Exemple de réajustement de la fenêtre pour correspondre à la taille du capteur CCD 136
- Figure 4.21 – Exemples des dernières étapes de calcul permettant la prise en compte d'une topographie de surface mesurée à une longueur d'onde donnée. 137
- Figure 4.22 – Simulations de figure de speckle à partir des microtopographies de surfaces. 138
- Figure 4.23 – Comparaison BRDF mesurées et simulées pour les 3 largeurs de bandes observées. Ici, seul le cas d'un faisceau de diamètre 7 mm est présenté. 139

- Figure 5.1 – Schéma explicatif de la méthode de recalage légers des mesures par rapport au pixel central. 145
- Figure 5.2 – Exemple de moyennage avant et après recentrage des mesures, et vues en coupe correspondantes. Ici, la configuration est : source laser à 632,8 nm, diamètre de faisceau 5 mm, moyenne effectuée sur 25 zones indépendantes. 146
- Figure 5.3 – Exemple de lissage des BRDF moyennées sur plusieurs positions indépendantes vues en coupe et leurs écarts à la spline de lissage, ici dans le cas d’une source laser. En légende des graphes du bas est présenté le coefficient de détermination R^2 147
- Figure 5.4 – Schéma explicatif des étapes la génération de surface à partir d’une topographie mesurée 152
- Figure 5.5 – Comparaison des résultats des simulations dans le cas d’une topographie mesurée et simulé 152
- Figure 5.6 – A gauche : comparaison entre l’histogramme de la surface mesurée (en bleu) et celui de la surface simulée (en tirets rouge). A droite : les valeurs moyennes sur 300 itérations des erreurs entre les moyennes des hauteurs et les écarts-types des hauteurs. 153
- Figure 5.7 – Comparaison entre la matrice des hauteurs mesurées et une matrice de hauteurs générées par l’algorithme : exemple d’une matrice de corrélation – et de sa vue en coupe – et des écarts absolus des valeurs de chaque pixel accompagné de l’histogramme de ces écarts. 154
- Figure 5.8 – Simulations de l’impact du diamètre d’ouverture sur une BRDF générée à partir d’une surface simulée. Configuration : illumination laser non polarisée et sténopé de 50 microns 155
- Figure 5.9 – Simulations de l’impact de la largeur de bande de la source sur une BRDF générée à partir d’une surface simulée. 156
- Figure 5.10 – Évolution du rapport signal sur bruit (à gauche) et du contraste (à droite) de la figure de speckle moyennée en fonction du nombre d’itérations de l’algorithme utilisées, pour les différentes sources utilisées. Le diamètre d’ouverture est conservé ici à 5 mm. 157
- Figure 5.11 – Évolution du rapport signal sur bruit et du contraste de la figure de speckle moyennée en fonction du nombre de mesures de zones indépendantes de l’échantillon utilisées, pour les différentes sources utilisées 157
- Figure 5.12 – Figures de speckle moyennées sur 150 itérations et vues en coupe associées pour toutes les sources utilisées. 158

- Figure 5.13 – Résultats du moyennage pour 3 exemples de diamètres de faisceaux différents de 5, 7 et 9 mm. La configuration reste en illumination QTH filtrée par le filtre SFK15. 158
- Figure 5.14 – Évolution du contraste et du rapport signal sur bruit de la figure moyennée en fonction du nombre d'itération et des différents diamètres de champs 159

Introduction

Emmanuel Kant a écrit “on ne s’éprend que de l’apparence, mais on aime la vérité.” L’apparence a toujours été un outil d’appréciation de la qualité. Dans le monde industriel, l’apparence doit être qualifiée, contrôlée et, par conséquent, mesurée.

Alors comment obtenir la “vérité” de l’apparence ? Comment peut-on mesurer l’apparence ?

La science de la mesure, la “métrologie”, est une discipline qui permet l’établissement de références pour les grandeurs physiques : le mètre étalon pour la distance, le kilogramme étalon pour la masse, la mesure précise de la candela pour l’intensité lumineuse... Et pour l’apparence ?

La métrologie des différents attributs de l’apparence est un défi scientifique et devient un enjeu industriel. Le sujet de l’apparence occupe conjointement les métrologues et ingénieurs opticiens depuis plus d’un siècle et comporte de nombreux verrous, tant de contrôle qualité que de conception. L’apparence étant cependant rattachée à une sensation visuelle de l’Homme, elle en devient inévitablement difficile à qualifier ou à quantifier, et la mesure objective des différents attributs comme la couleur, le brillant, la translucidité, ou d’autres encore, représente un large sujet technologique et expérimental. Dans l’ensemble, les mesures des attributs de l’apparence ne suivent pour l’instant pas le même niveau de traçabilité que les autres grandeurs (longueurs, temps, température...). A l’heure actuelle, il existe des systèmes de mesures qui permettent de donner quelques références, et les travaux sur la colorimétrie depuis les années 1920 ont eu un impact notable sur l’industrie, mais il reste un large chantier de normalisation des mesures des autres grandeurs qui ne sont pas encore parfaitement maîtrisées. Ces constats poussent donc les différents instituts nationaux de métrologie à travailler sur des références de mesure pour ces différents attributs. Parmi ces derniers, on retrouve le brillant. L’étude du brillant, et plus spécifiquement du brillant spéculaire, est à l’origine de ce travail de thèse. La caractérisation précise de cet attribut nécessite d’une part des études poussées de psychophysique, mais aussi des moyens expérimentaux qui permettent de caractériser la forme du “pic spéculaire” à une très haute précision angulaire. La grandeur mesurée est dans ce cadre la fonction de distribution bidirectionnelle du coefficient de luminance, aussi appelée BRDF (Bi-directional Reflectance Distribution Function). Cette fonction permet de déterminer la répartition géométrique de la lumière dans l’espace.

Le laboratoire commun de métrologie du LNE-CNAM a conçu à cet effet ConDOR, un goniospectrophotomètre qui sera présenté en détail dans le corpus de cette thèse. Sa conception a permis une caractérisation poussée du pic spéculaire et l'approfondissement de la recherche sur l'attribut du brillant. Cependant, les mesures à très haute résolution angulaire ont mis en évidence un motif de speckle se superposant à la BRDF, jusqu'alors en grande partie masqué à plus faible résolution. Le speckle est un phénomène bien connu des opticiens car il est commun dans le cas de l'utilisation de lasers, mais il l'est beaucoup moins dans le cadre d'études photométriques, où les sources utilisées possèdent des spectres larges dans le domaine des longueurs d'onde du visible. Le speckle consiste en des interférences optiques aléatoires liées à la rugosité de la surface considérée au niveau nanométrique et au phénomène de cohérence de la lumière interagissant avec cette surface, mais qui n'avait pas encore été rencontré par les métrologues de l'apparence. Ce phénomène d'interférences optiques entraîne une fluctuation de luminance à une échelle angulaire fine, fluctuation si forte en amplitude que la forme globale du pic spéculaire se perd. Il est donc perçu comme gênant pour les métrologues qui cherchent à obtenir une information de caractérisation globale du matériau.

Les problématiques de ce travail sont multiples. On peut les articuler en trois axes. Le premier axe concerne la compréhension de l'environnement de la mesure du brillant et les éléments théoriques liés au phénomène de speckle. Le second axe vise à manipuler et approfondir l'intrication du phénomène au sein des mesures. Et le dernier a pour objectif de s'affranchir de ce phénomène pour retrouver une information caractéristique uniquement de la surface étudiée, et non de la façon dont on l'éclaire. La grandeur mesurée doit donc être indépendante de la cohérence spatiale et temporelle de la source lumineuse.

Le speckle est un phénomène dont le comportement statistique est complexe qui nécessite une introduction. Une vision complète et approfondie des techniques de mesures d'apparence est nécessaire pour cerner le point de rencontre de ces deux notions. Il est important de couvrir un éventail étendu de mesures effectuées dans différentes configurations pour obtenir une vision d'ensemble du comportement du speckle au sein des mesures de BRDF. Réaliser ces mesures et donner les éléments de compréhension du sujet est le premier objectif de cette thèse.

Le second objectif est d'approfondir les notions clés concernant l'impact de l'éclairage utilisé et du design optique de la détection sur le phénomène de speckle au sein des mesures. On y trouve les notions de cohérences temporelle et spatiale des sources utilisées et l'impact de la détection.

Enfin, l'objectif final de thèse est de chercher des solutions pour s'affranchir de ce phénomène gênant pour la métrologie. Nous aborderons des solutions purement expérimentales, ainsi que des solutions liées au traitement des informations mesurées.

Pour remplir le premier objectif, nous proposons de commencer par un panorama, un état de l'art basé sur la littérature concernant la mesure de l'apparence. Nous posons dès lors les éléments théoriques connus du speckle, puis nous dressons un exposé des différentes propositions d'applications du speckle dans la recherche ou l'industrie.

Le deuxième chapitre vise à préciser la contribution du speckle au sein des mesures de BRDF, en proposant différents cas d'utilisations du système de mesure. Nous quantifions l'impact du speckle par rapport au bruit global du système via une étude de répétabilité des mesures.

Le chapitre 3 décrit le cas d'une source monochromatique. Des mesures effectuées avec un banc expérimental dédié sont présentées et accompagnées de simulations basées sur les éléments théoriques pour valider nos hypothèses liées aux observations expérimentales. Il y sera notamment étudié l'impact de la largeur du faisceau d'éclairage de la surface ou encore l'impact de la taille du sténopé et de la polarisation de la lumière.

Le chapitre 4 étend l'étude à des spectres plus large pour lesquels le speckle a été moins souvent étudié. On s'intéresse en particulier à des sources de lumière blanche usuellement utilisées pour CONDOR. À l'issue de ces deux derniers chapitres, le deuxième objectif sera rempli.

Le dernier objectif visant à s'affranchir du phénomène de speckle dans les mesures sera abordé dans le chapitre 5. Il y sera proposé des tentatives de moyennages par la mesure et par la simulation basées sur des mesures de microtopographies des échantillons.

Nous concluons ce travail de thèse en discutant les résultats obtenus et en ouvrant les perspectives de poursuite de ces travaux.

Chapitre 1.

Le point de départ : mesure de l'apparence, BRDF et speckle

« Mesurer l'apparence ». Voilà une expression qui paraît étonnante à un non-initié. Apparence est un mot qui paraît commun et qui est pourtant difficilement définissable. La mesure d'un tel concept peut donc s'avérer assez vite controversée et soulève naturellement de nombreuses questions et problématiques : quels sont les paramètres à prendre en compte pour une telle mesure ? Quelle est la cause de telle ou telle sensation visuelle ? Quels outils utilisons-nous pour réaliser une telle mesure ? Quelle est l'« unité » de l'apparence ? Et encore bien d'autres...

La visée de ce premier chapitre est de donner une vision panoramique des travaux réalisés à ce sujet et d'apporter des éléments de réponses à ces questions. Parmi ceux-ci seront inévitablement introduits les notions de BRDF et de goniospectrophotométrie. A l'issue de cet état de l'art, le problème de la mesure à la résolution de l'œil humain émerge avec l'effet de speckle. Les concepts théoriques expliquant cet effet et les travaux réalisés à ce sujet sont également introduits au sein de ce chapitre afin d'asseoir un socle théorique pour le reste de l'étude.

1.1 Qu'est-ce que la mesure de l'apparence ? Origine, utilisation et bibliographie

Au cours des dernières décennies, l'industrie subit de profonds et complets changements aussi bien dans la définition des besoins des utilisateurs que dans les processus de conception et de contrôle de la qualité des produits. A leurs créations, les produits sont en premier lieu évalués sur les nouvelles fonctionnalités et leurs performances en comparaison aux produits concurrents. Les téléphones étaient évalués sur la qualité de la transmission, soit la qualité du micro et du haut-parleur, les voitures sur la fiabilité de leur moteur et la solidité de l'assemblage, les chaises sur leur capacité à être équilibrée... Mais depuis le 21^{ème} siècle, un nouveau paradigme apparaît : l'importance du design, de l'aspect occupe maintenant une préoccupation majeure dans l'esprit des utilisateurs. Les produits du quotidien arrivent en effet à des niveaux satisfaisants dans la plupart des cas du point de vue de la fonctionnalité : les voitures ont longue

une longue durée de vie, les téléphones ont désormais des fonctionnalités diverses et les fonctionnalités de bases de transmission ne sont mêmes plus évoquées par les constructeurs. Les fonctionnalités ont toujours et auront évidemment toujours une importance, mais les besoins essentiels étant remplis, son design gagne du terrain par rapport aux fonctionnalités. L'apparence devient donc une préoccupation centrale des industriels.

Gaël Obein explique [1] que le leader en matière d'innovation dans le domaine de l'apparence est le secteur de l'automobile. La figure 1.1 en est d'ailleurs une bonne illustration et montre que l'apparence ne s'arrête bien sûr pas simplement à la couleur : les aspects brillant, scintillant, satiné, nacré, mat, fluorescent et bien d'autres encore sont maintenant devenus des essentiels pour ce qui concerne les gammes de carrosseries de véhicules. Par ailleurs, les fabricants de cosmétiques, l'industrie du packaging, du papier ou encore de la téléphonie et de la high-tech occupent également une place importante et proposent des effets visuels toujours plus travaillés numériquement et complexes. Enfin, plus récemment, les travaux dans le domaine du digital et du jumeau, aussi nommé simulation physico-réaliste, s'appuient sur des modèles d'apparence de matériaux pour des applications de design 3D, prévisualisation de produit, réalité virtuelle et augmentée, ou encore mise en place de « metaverse ».



Figure 1.1 – Le secteur de l'automobile est le leader de l'innovation vis-à-vis de l'apparence. Les revêtements, aussi communément appelés « Car paint » étaient d'abord uniformes et brillants (a) avant de devenir métallisés dans les années 80 (b), goniochromatiques (c) et brillants (d) dans les années 90, puis plus récemment satinés (e) voir mats (f) dans certains cas. Image provenant de [1].

Avec de tels cas d'usage et de production, le contrôle de la qualité de l'apparence devient un pivot pour l'industrie. L'enjeu des métrologues spécialisés en photométrie est alors devenu de procurer des quantités mesurables ainsi que des références suffisamment fiables et précises pour les besoins industriels.

Arrive alors la question posée en introduction : comment faire pour mesurer l'apparence ? Quelle est la signification de cette expression ?

Autant mesurer une distance, un temps, une température ou une masse paraît intuitif – les grandeurs étant associées au système international des unités, elles sont relativement simples à appréhender -, autant mesurer l'apparence d'une surface s'avère être plus délicat pour deux raisons majeures :

- Premièrement, l'apparence n'est pas précisément définie : c'est une fonction multidimensionnelle dont les paramètres eux-mêmes sont parfois difficiles à énoncer. La CIE a défini l'apparence comme « une sensation visuelle par laquelle un objet est perçu comme ayant des attributs tels que la couleur, la forme, la texture, le brillant, la transparence, l'opacité, l'éclat, la fluorescence ... » [2]. La figure 1.2 affiche l'effet des différents attributs dans des cas pratiques.
- Ensuite, l'apparence n'est pas réellement « mesurable » : telle qu'elle est définie ci-dessus, l'apparence dépend de l'observateur, du matériau et de l'éclairage. Parmi ces trois paramètres, seuls deux sont réellement quantifiables. La sensation dépendra bien sûr de l'observateur, de sa sensibilité et de sa perception visuelle.



Figure 1.2 - Mises en exergue de différents attributs de l'apparence : la couleur (a), la texture (b), l'éclat (c), la brillance (d) et le scintillement - ou sparkle (e).

Ces deux sujets ont donc suscité de nombreuses études dont nous proposons une vue sommaire ci-après, suivie d'un accent porté en particulier sur le brillant.

1.1.1 *Mesure des différents attributs de l'apparence*

L'apparence dépendant de plusieurs attributs, c'est la mesure de ces attributs qui fera le sujet de plusieurs études depuis les années 1920, à commencer par la colorimétrie. Alors

qu'auparavant le contrôle de qualité de l'aspect s'effectuait par contrôle visuel par des experts via une comparaison à un échantillon de référence, la CIE s'accorde en 1931 pour définir un « observateur standard »[3], soit un individu théorique dont la perception de la couleur est le résultat d'une moyenne sur une population humaine donnée suffisamment large pour être représentative. Des capteurs et instruments dont la sensibilité imite le comportement humain dans la perception des couleurs ont alors été développés.

Cependant la caractérisation de la couleur ne suffit pas : les autres attributs de l'apparence nécessitent aussi des moyens de mesures plus précis que le contrôle visuel. Fred E. Nicodemus introduira alors en 1965 [4] la notion de fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle, plus connue sous l'acronyme anglais BRDF (Bi-directional Reflectance Distribution Function). La définition de la BRDF comme outil de description de l'apparence est reprise par la CIE comme « fonction décrivant la variation, en fonction de la direction d'éclairement \mathbf{i} et la direction d'observation \mathbf{o} , du quotient de l'élément de luminance de l'élément de surface dL_o , dans la direction d'observation donnée à la longueur d'onde donnée, par l'élément d'éclairement dE_i incident au milieu, en fonction de la direction d'irradiation à la longueur d'onde donnée. » [5]. Cette grandeur radiométrique, exprimée en stéradian inverse [sr^{-1}], permet alors de complètement caractériser la réflexion de la lumière en un point de la surface d'étude, à partir des 6 paramètres d'entrée à savoir :

- Les angles azimutaux et zénithaux des directions d'incidence et d'observation
- La longueur d'onde de la lumière incidente
- La polarisation de la lumière incidente

Les attributs d'un matériau dépendant de la réflexion de la lumière sont alors accessibles à la mesure. La couleur, provenant de la résultante de l'interaction de la lumière avec les pigments et les couches multiples, est dans la plupart des cas visible uniformément quelles que soient les directions d'incidence ou d'observation. Dans ces cas de figure, l'attribut de la couleur est appelé « diffus ». L'exception du goniochromatisme interférométrique ou diffractif ne présente que des variations qui s'avèrent lisses, et n'arrivent que sur des différences d'angles de l'ordre de la dizaine de degrés [6], [7].

Le sparkle, ou scintillement, qui se présente comme de légers points lumineux qui brillent comme des étoiles, prendra une allure de pics de luminance très fins dans différentes directions [8], [9]. La mesure du sparkle est un sujet d'actualité et des discussions sur la définition même du sparkle, qui visent entre autres à le différencier du terme « graininess » ont eu lieu dans le cadre du projet européen BiRD car cet effet n'est toujours pas correctement contrôlé. La dernière définition sur laquelle le comité technique semble s'arrêter est :

« Perception visuelle d'objets ponctuels répétés, distinguables et généralement répartis de manière aléatoire sur une surface après réflexion sous un éclairage directionnel prédominant. Ces objets ponctuels peuvent différer dans tous leurs attributs optiques du fond de la surface,

mais doivent au moins être plus brillants. En outre, ces objets ponctuels sont plus apparents lorsque les directions d'éclairage et/ou d'observation changent. »¹ [10]

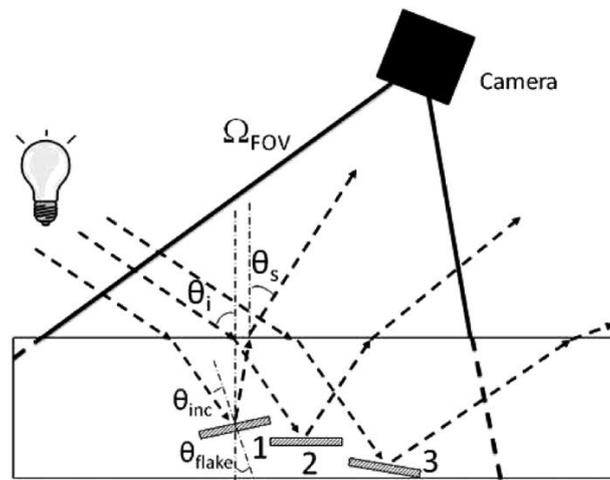


Figure 1.3 – Schéma issu de [9], présentant le phénomène du sparkle. On y retrouve différentes dispositions de micro-facettes réfléchissantes à l'intérieur d'une couche du matériau considéré. La taille des facettes de sparkle est ici d'environ $20 \mu\text{m}$.

Il existe alors dans les notions de couleur et de sparkle une certaine « ambiguïté » car les deux dépendent d'une réémission de la lumière en sortie du matériau, mais pas forcément au niveau de la zone d'entrée de la lumière du matériau. Les effets de « haze » - littéralement « brume » - qui s'observent autour d'une zone éclairée dans le cas d'un matériau présentant plusieurs couches ou encore, plus généralement, de translucidité sont également des exemples d'attributs qui nécessitent une analyse supplémentaire de la surface, et une observation sur une aire plus large que la simple zone d'entrée de la lumière. La mesure de l'apparence de la peau comme étant un matériau translucide a d'ailleurs été étudiée en profondeur par Gevaux au cours de sa thèse, et démontre l'utilité de l'imagerie hyper-spectrale pour la compréhension de l'apparence de ces surfaces [11].

D'un point de vue métrologique, de nouveaux outils sont apparus pour prendre en compte ces différents effets. D'abord, la « Spatially Varying BRDF », ou SVBRDF fut introduite pour les mesures de textures, qui proviennent des propriétés optiques dépendant de la localisation spatiale de la surface. Celle-ci est par exemple mesurée à l'aide du positionnement de plusieurs sources LED et caméras positionnées sur un dôme avec un échantillon de la surface au centre [12]. Puis, la bidirectional scattering surface reflectance distribution function, ou BSSRDF, également introduite par Nicodemus [4], emmène par ailleurs au niveau supérieur l'étude de la translucidité. Le projet européen BxDiff, qui a permis le financement de cette thèse, est aussi

¹ Traduit de l'anglais

moteur dans les avancées concernant la définition de cette grandeur [13]. Une première structure fut alors mise en place au CSIC pour la mesure de BSSRDF [14] dans le cadre des travaux de Santafé et Ferrero. La difficulté de cette mesure est alors à la fois le nombre de paramètres, qui rend compliqué la modélisation, mais également la quantité de données générées, qui, en fonction du nombre de zones considérées et du temps d'exposition de chaque zone, peut très vite poser des problèmes de stockage.

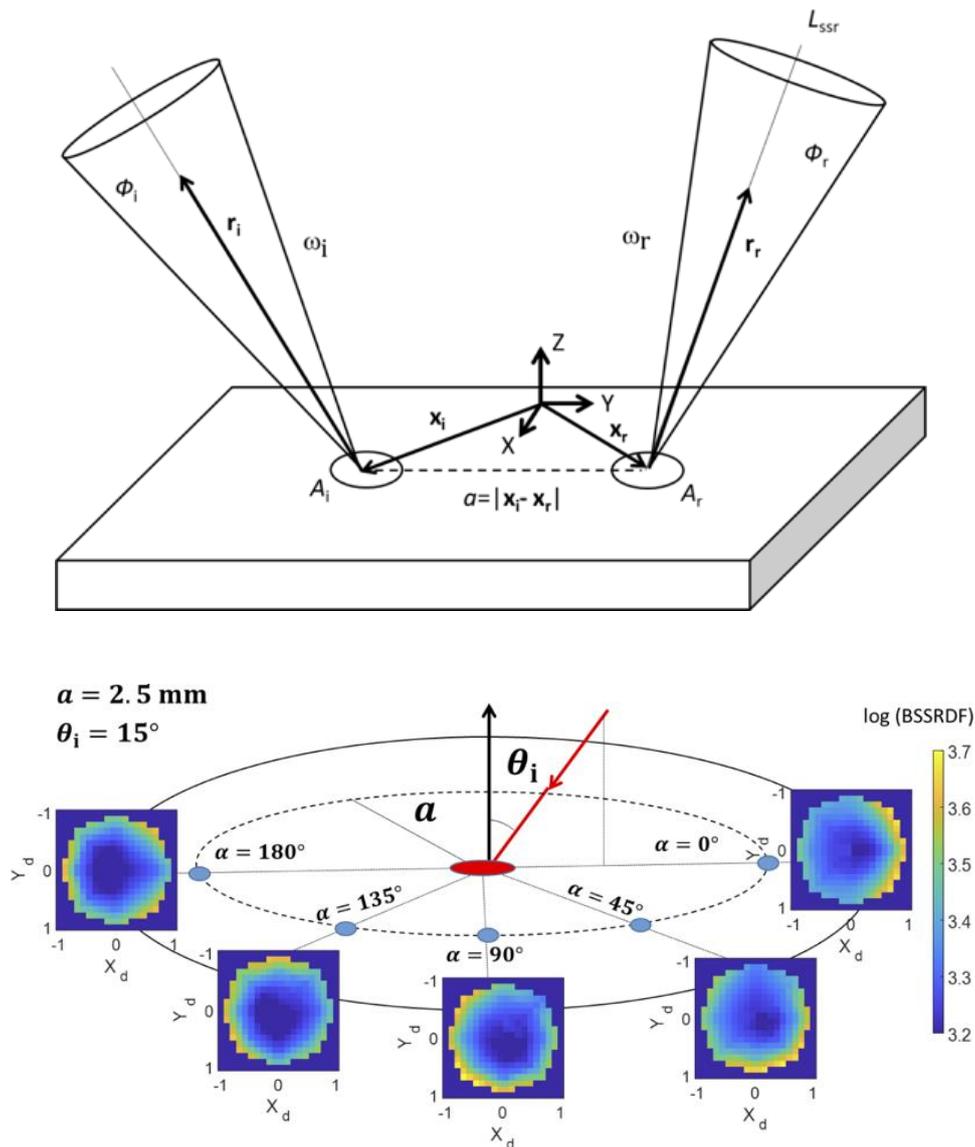


Figure 1.4 – Géométries impliquées dans une mesure de BSSRDF, accompagnés de mesures issues de [14].

Ensuite, la **transparence** est elle aussi caractérisée par une grandeur encore peu utilisée et encore moins mesurée, à savoir la Bi-directional Transmittance Distribution Function (BTDF). Bien que des travaux proposent des modèles de transmittance dans certains cas d'usage en *computer graphics* [15], la mesure de la BTDF d'une surface translucide ou transparente n'a

pas été largement explorée, bien qu'elle ait été définie et théorisée par le passé par Nicodemus, puis Bartell *et al* [14] [15]. Des travaux sont en cours au CNAM et dans d'autres instituts nationaux de métrologie, et visent à mesurer les BTDF de manière spectrale et spatiale à haute résolution.

Il est possible d'élargir encore le spectre des attributs de l'apparence en évoquant des attributs émissifs de la surface comme la fluorescence et la phosphorescence [18]. Qui suppose « émissifs » suppose « émission de photon » à diverses longueurs d'onde, en fonction des longueurs d'onde d'excitation. La fluorescence et la phosphorescence sont en effet des paramètres possédant une apparence qui peut varier en fonction de la longueur d'onde d'excitation, et qui peuvent réémettre dans l'ensemble des longueurs d'onde du visible. Pour mesurer l'apparence de ces matériaux, il est nécessaire d'exciter le matériau à une longueur d'onde donnée et de mesurer la BRDF pour toutes les longueurs d'ondes de réémission possibles. Il faut ensuite répéter ce processus pour toutes les longueurs d'ondes d'excitation, incluant toutes les longueurs d'onde du visible mais également celles des UV, le matériau pouvant réémettre dans des longueurs d'onde du visible malgré tout. Il s'avère qu'en plus ces contraintes, la mesure est nécessaire sur tout l'hémisphère pour les directions d'éclairement et d'observation, le matériau n'étant pas toujours lambertien. Malgré les difficultés, certains métrologues se sont aventurés à réaliser ces mesures, et on peut également [19], et on peut également citer les travaux d'Hullin [20], qui propose une mesure de la de BRDF bi-spectrale pour tenir compte de la fluorescence.

Nous venons de balayer rapidement plusieurs attributs visuels et leur mesure, sauf un qui a mené à la problématique principale de cette thèse : le brillant.

1.1.2 Précisions sur le brillant et le pic spéculaire

Cette section vise à reprendre certains éléments bibliographiques permettant de décrire le brillant – ou *gloss* en anglais. L'étude du brillant, et en particulier sa mesure est une étape essentielle dans la motivation de ce travail de thèse. L'approche sommaire de cette section est inspiré du travail bibliographique de thèse exhaustif de Ged concernant cet attribut visuel [21].

Comme point de départ, Hunter explique le brillant perçu comme la combinaison de six descripteurs : spéculaire, incidence rasante, contraste, voile, netteté et non-uniformité [22]. Cette première démarche de qualification de descripteurs a introduit l'importance des considérations géométriques et angulaires pour la caractérisation de cet attribut. Les classes d'Hunter ont bien servi, mais avec le temps, il est apparu que le descripteur le plus important pour les applications à la mesure industrielle est le brillant spéculaire. La mesure du brillant spéculaire consistera alors à caractériser plus précisément la forme de la partie spéculaire de la BRDF, appelée pic spéculaire. L'exploration de la forme de ce pic visera à notamment à expliquer la cause du brillant et de sa perception par l'observateur standard.

Le « pic spéculaire » est le nom donné au lobe de flux réfléchi autour de la direction spéculaire, elle-même définie par l'optique géométrique. Ce lobe résulte de la rugosité de la surface : plus la surface est rugueuse, plus le pic est large, comme le montre la figure 1.5 issue de [21]. Cette même figure montre aussi qu'un pic spéculaire étroit peut présenter une dynamique de plusieurs décades.

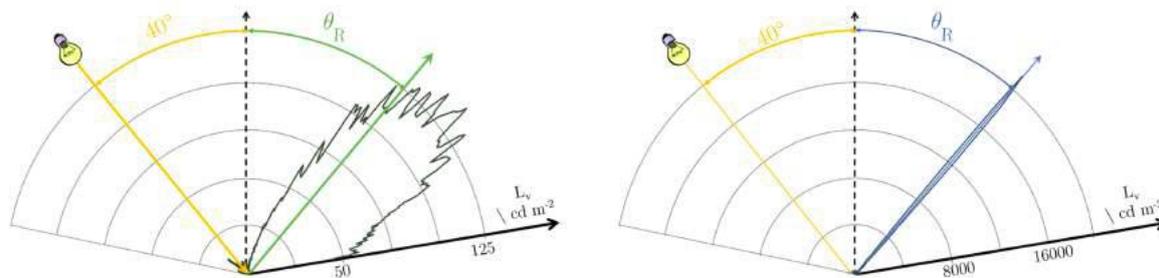


Figure 1.5 – Effet de la rugosité de la surface sur le pic spéculaire. Ces coupes de BRDF dans le plan d'incidence sont associées à deux échantillons de papier couché. Celui de gauche est rugueux et semi-mat, celui de droite est lisse et très brillant. Les différences de dynamique des deux signaux sont nettement notables. (figure empruntée à Gaël Obein et Frédéric B. Leloup, CIE tutorial on appearance fundamentals Gloss, septembre 2016).

Concernant la mesure du brillant spéculaire, l'outil principal utilisé dans l'industrie est le « glossmètre ». Le glossmètre consiste en une mesure du flux réfléchi dans la direction spéculaire pour une ouverture donnée. On compare alors cette mesure à une mesure de flux de référence. On exprime le résultat en donnant l'arrondi du rapport multiplié par 100 de ces deux flux. Cette valeur est appelée indice de brillance, et son unité est le Gloss Unit :

$$G = 100 \cdot \frac{\Phi_{sample}}{\Phi_{standard}} [G.U.]$$

Cet appareil est rapide, peu coûteux et portable. Ces caractéristiques justifient son usage fréquent sur les lignes de production industrielle. Cet instrument présente cependant d'importantes limitations pour les besoins industriels comme le nombre de géométries accessibles ou les ouvertures angulaires qui ne permettent pas la mesure des pics spéculaires les plus fins dans certains cas d'usages ou inversement les plus larges dans d'autres cas, mais surtout ne permettent pas l'analyse de la forme du pic. Le glossmètre n'est donc pas équipé pour mesurer précisément le pic spéculaire. En matière de précision, Leloup et ses collègues ont montré que deux glossmètres d'un même fabricant renvoyaient des valeurs proches, mais deux glossmètres de fabricants différents donnent des résultats non compatibles avec les incertitudes de mesure [23]. Le besoin de mesure de références commune à un niveau international s'est donc fait sentir.

Pour une bonne caractérisation de la forme du pic spéculaire, la mesure de la répartition angulaire de la luminance s'avérait alors indiquée, cette dernière devant être réalisée, dans

l'idéal, avec une résolution angulaire égale à celle du système visuel. D'autres outils de meilleures résolutions angulaires, tel que le Rhopoint IQ, sont actuellement mis au points, et plusieurs projets européens cherchent à améliorer la mesure de BRDF de matériaux brillants depuis 2007 [24]. Ces projets sont à l'origine de premières mesures de références et de comparaisons de mesures de BRDF, qui sont alors rendues possibles grâce au développement de « goniospectrophotomètres » [25]–[32]. Bien que n'étant pas en mesure de traiter des demandes industrielles ayant des contraintes temporelles importantes, la précision et la diversité des mesures que procurent ces instruments permettent justement l'instauration des mesures de références qui sont d'une qualité supérieure, pour la description du pic spéculaire notamment [33], mais aussi pour tous les autres attributs dont les comportements spatiaux ou spectraux présenteraient des besoins d'analyses. Ces outils sont actuellement aussi utilisés pour la caractérisation des fonctions plus complexes, comme la BSSRDF évoqué précédemment [14], [34]. En complément, même si la perception n'est pas l'objet de cette thèse, il faut quand même souligner que du point de vue de l'utilisateur, la relation entre l'indice du brillant, exprimé en « gloss units » (GU dans la suite), et la perception visuelle n'est pas une grandeur linéaire [22], mais suivent une constance par rapport aux directions d'observation [35], [36] comme le montre la figure 1.6.

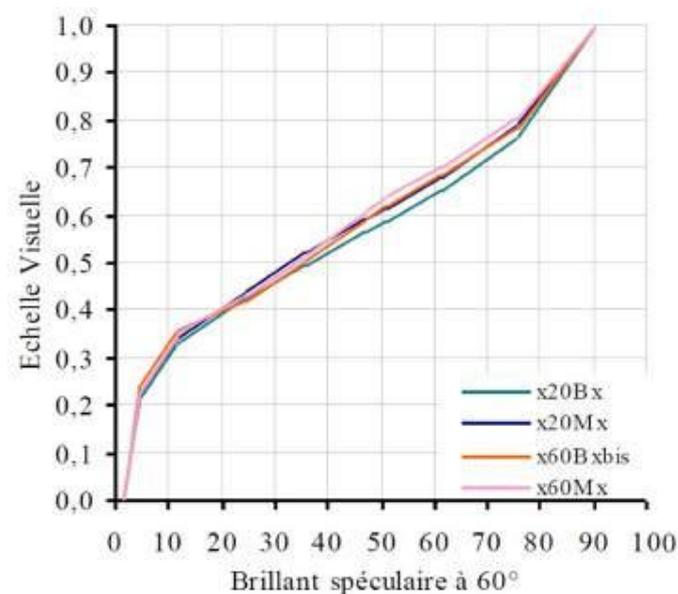


Figure 1.6 – Illustration de la non-linéarité entre la sensation visuelle de brillant et l'indice de brillant mesuré, ainsi que de la constance de brillant. Le graphe montre que les courbes psychométriques se superposent pour les deux directions d'observations considérées (extrait de [35]). Les résultats s'appuient sur un groupe de 6 observateurs émettant chacun 840 jugements visuels. Deux directions d'éclairage et d'observation dans le spéculaire sont testées, 20° et 60°. Il apparaît alors que dans les deux configurations, les observateurs reclassent les échantillons dans le même ordre et leur attribuent la même note.

Quelles que soit les mesures alors réalisées dans le cadre du brillant (ou autre attribut de l'apparence), il est toujours utile de se rappeler que confronter cette mesure à une étude psychophysique faisant appel à divers observateurs est toujours utile [37], mais la constance du brillant montre alors que cet attribut est une propriété propre au matériau. D'autres paramètres entrent tout de même en jeu dans la perception du brillant. Les composantes de l'apparence dépendent systématiquement de 3 éléments :

- L'éclairage
- L'observateur
- L'échantillon

Pour l'éclairage, des effets comme le réalisme de l'environnement d'après Fleming et al [38] ou la forme de la source d'après van Assen et al [39] entrent en compte dans les éléments de perception du brillant, par la forme et le contenu des reflets. D'après Leloup et al en 2010 [40], puis Zhang et al en 2015 [41], la constance du brillant est approfondie par l'introduction de la distribution spatiale de l'éclairage. Il est plus spécifiquement étudié comment la distribution de luminance dans la scène influence la perception du brillant.

Du côté de l'observateur, la perception du brillant peut dépendre de plusieurs paramètres et s'avère donc multi-dimensionnelle. Effectivement, suite aux travaux d'Hunter, Sève démontre un impact de la forme du pic spéculaire [42] et Ferwerda *et al* ont identifié deux dimensions liées au contraste d'une part, et à la netteté d'autre part [43]. Le CNAM a également trouvé une dimension liée à la topologie microscopique de la surface [44], soit 3 dimensions : brillant spéculaire, netteté vs haze et procédé d'érosion.

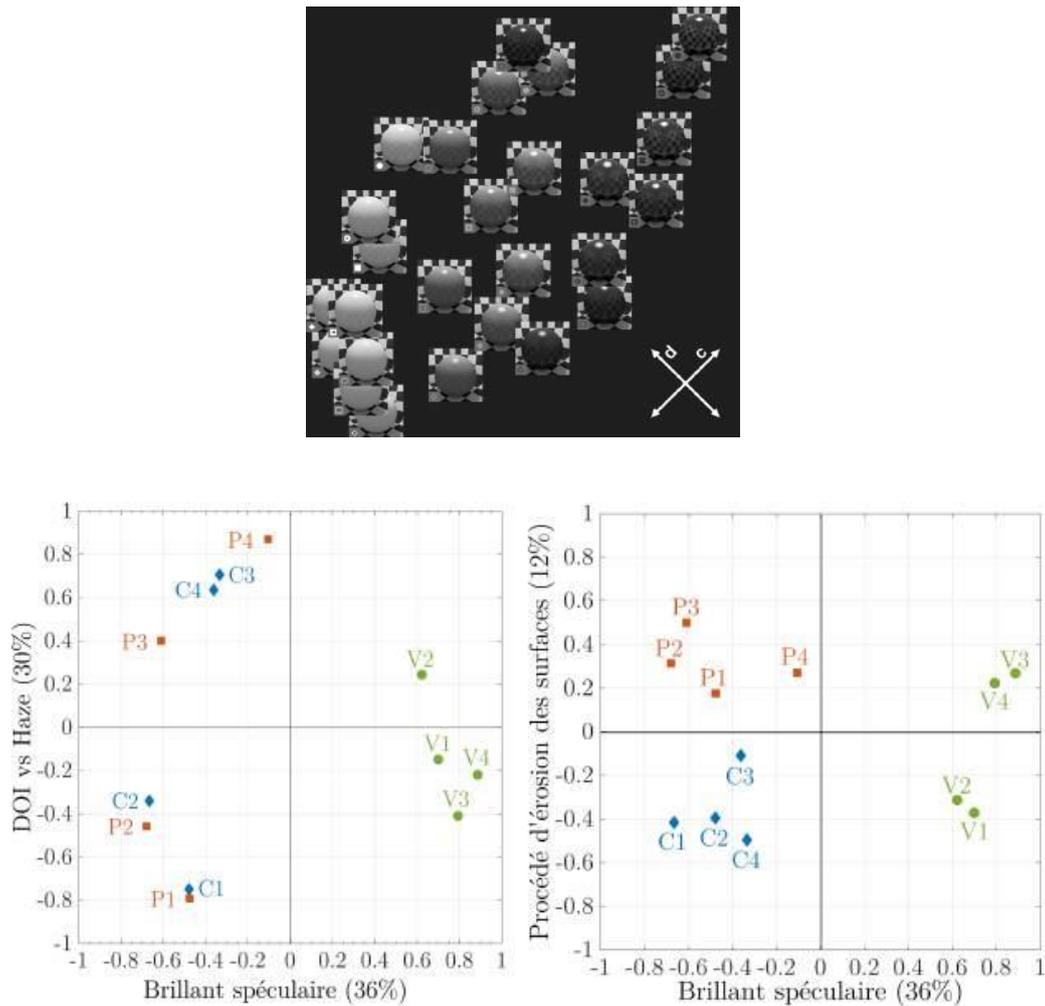


Figure 1.7 – Dimensions du brillant d’après Ferwerda et al [43], en haut. Les stimuli sont réordonnés selon les axes c pour brillant de contraste et d pour brillant de netteté d’image (DOI), et sont accompagnées de l’analyse en composantes principales des dimensions du brillant d’après Ged et al [44] suivant le brillant spéculaire, l’opposition entre netteté et haze et enfin le processus d’érosion.

De surcroît, les capacités physiques de l’observateur peuvent également entrer en jeu dans la perception du brillant : Obein *et al* ont démontré en 2004 que la vision binoculaire améliore la capacité de discrimination des différents niveaux de brillant [45] et plusieurs travaux [46]–[48] montrent que l’appréciation du brillant passe par plusieurs configurations géométriques, qui sont optimisées pour une vision binoculaire. D’autre part, le cerveau humain démontre également des capacités à dissocier son analyse du matériau et celle relative au brillant, les zones d’activation étant distinctes [49]. Il serait même possible que l’information du brillant nous permette d’orienter notre analyse du matériau, en nous aidant par exemple à déterminer si un fruit, ou une fleur, est réelle ou artificielle.

En ce qui concerne l’objet, il a été dit que la rugosité de la surface et l’indice optique du matériau influent sur la forme du pic spéculaire. La question est alors de savoir si d’autres

paramètres sont en mesure d'intervenir dans notre perception du brillant. Les trois axes qui ont été alors exploré jusqu'ici à ce sujet sont :

- La forme de l'objet, ou sa courbure : Beck et Prazdny s'aperçoivent en 1981 que la courbure d'un vase augmente le brillant perçu [50]. La perception de la forme par le brillant fut approfondie par Fleming et al en 2004 [46].
- La texture : Ho et al [51], suivi de Qi et al [52] et Kim et al [53] ont mené des études complémentaires les unes aux autres concernant l'interaction de la texture avec le comportement spéculaire d'échantillons simulés, et ce par rapport à différentes échelles de perception. L'impact des ombrages et l'impact sur la structure des champs d'orientation est le point important de ces études. Les gradients d'ombrages étant identifiables facilement par l'observateur, la discrimination des différents niveaux de brillants devient plus nette.
- L'impact de la couleur, ou de la partie « diffuse » de la BRDF, avec l'apport du mouvement : les conclusions sont notamment que le brillant perçu des zones les plus claires est réduit par rapport aux zones sombres [54] et que ces différents paramètres, mêlés au brillant permettent de déduire des informations sur la forme de la surface.

L'ensemble de ces sujets rejoint une notion importante soulignées par Ged dans sa thèse : les reflets et l'orientation de ceux-ci sont intrinsèquement lié à la sensation de brillant que perçoit l'observateur [21]. Les paramètres énoncés ci-dessus en sont tous les témoins.

A la lumière de ces éléments, de nouveaux objectifs se sont profilés pour la mesure du brillant et une nouvelle ambition s'est avérée moteur pour la construction du goniospectrophotomètre du CNAM : mesurer le pic spéculaire de façon absolue et traçable, avec une résolution angulaire égale ou supérieure à celle du système visuel humain.

1.2 Problématique sur l'angle solide et la définition de BRDF

1.2.1 Goniospectrophotomètre ConDOR : étude du brillant

ConDOR est un goniospectrophotomètre primaire. Cet instrument permet la mesure absolue de BRDF, exprimée en inverse de stéradian (sr^{-1}). Son ambition d'atteindre la résolution de l'œil humain. Dans un premier temps, prenons le temps de faire le point sur la goniospectrophotométrie.

Un goniospectrophotomètre est toujours composé de trois parties :

- l'ensemble « source » qui éclaire l'échantillon dans un environnement contrôlé ;
- l'ensemble « détection » qui collecte la lumière dans un angle solide connu ;
- l'ensemble « mécanique » qui contrôle les orientations d'éclairage ou d'observation. Cet ensemble doit prévoir un support adapté aux échantillons que nous souhaitons analyser.

Dans la conception optique d'un goniospectrophotomètre, Obein et Simonot nous décrivent l'importance du choix d'« éclairement étroite / détection large ou éclairement large / détection étroite » [55] qui définissent la zone de mesure sur l'échantillon, en précisant l'exception de la configuration spéculaire, qui concerne justement l'étude du brillant. Dans notre configuration, la surface éclairée et la surface observée ont la même section.

La résolution angulaire devient cependant le paramètre contraignant. Pour l'étude du brillant, il faut s'intéresser aux cas extrêmes. Une surface parfaitement brillante, c'est-à-dire un miroir parfait, réfléchit l'intégralité de la lumière réfléchie dans la direction spéculaire. La BRDF est donc un Dirac qui pointe dans cette direction. A l'inverse une surface parfaitement mate, c'est-à-dire un diffuseur parfait, réfléchit la lumière incidente de la même manière dans tout l'hémisphère. La BRDF est alors une constante. Entre ces deux cas, viennent tous les niveaux de brillance possibles, avec un pic spéculaire qui peut prendre des formes très variables.

Obein explique également qu'un pic aurait alors, pour une surface « brillante » ($\text{brillant}_{60^\circ} = 75 \text{ GU}$), un pic spéculaire d'une largeur à mi-hauteur d'environ $0,2^\circ$, et d'environ $0,08^\circ$ pour une surface très brillante ($\text{brillant}_{60^\circ} = 95 \text{ GU}$). Pour résoudre correctement l'allure du pic spéculaire il faut donc au moins atteindre des valeurs de résolution angulaire de $0,02^\circ$.

Ged explique alors que l'ambition du goniospectrophotomètre ConDOR va au-delà de cette ambition : l'objectif de la conception de ConDOR est alors d'égaliser la dynamique et la résolution angulaire de l'œil humain [21]. Pour imiter la dynamique de l'œil, l'objectif a été fixé à 7 décades pour ce qui est de la dynamique, soit la perception de la vision photopique estimée à 140 dB, avec la prise en compte les phénomènes d'adaptation de l'œil. L'imagerie HDR permet d'arriver à de telles dynamique.

Pour ce qui concerne la résolution angulaire de l'œil, plusieurs valeurs ont été relevée mais la plus commune retenue dans les tests ophtalmologiques est de $0,016^\circ$ en vision proximale, soit une minute d'angle, valeur posée par Snellen en 1862 [56]. Elle monte à $0,03^\circ$ en vision distale.

Dans la pratique, mesurer une BRDF à une telle résolution revient alors collecter la lumière réfléchie par la surface au travers d'un diaphragme de $400 \mu\text{m}$ de diamètre placé à plus d'un mètre de la surface. Un tel niveau de précision demande une sensibilité de capteur qui exclut la possibilité d'une mesure spectrale, mais le brillant est souvent considéré comme non spectral. Cette thèse amènera des éléments qui n'iront cependant pas dans ce sens.

La figure 1.8 montre alors une mesure de pic spéculaire réalisée avec ConDOR par Ged [21] en comparaison avec un appareil moins résolu angulairement. On peut y trouver alors au centre la direction d'alignement de ConDOR, qui correspond dans notre cas à la direction spéculaire. On observe radialement les angles zénithaux θ et angulairement les angles azimutaux φ . Chaque pixel correspond alors à une valeur de luminance dans une direction

donnée. La figure 1.9 précise les définitions des angles solides associés aux directions d'incidences et d'observation, définissant la configuration de la mesure.

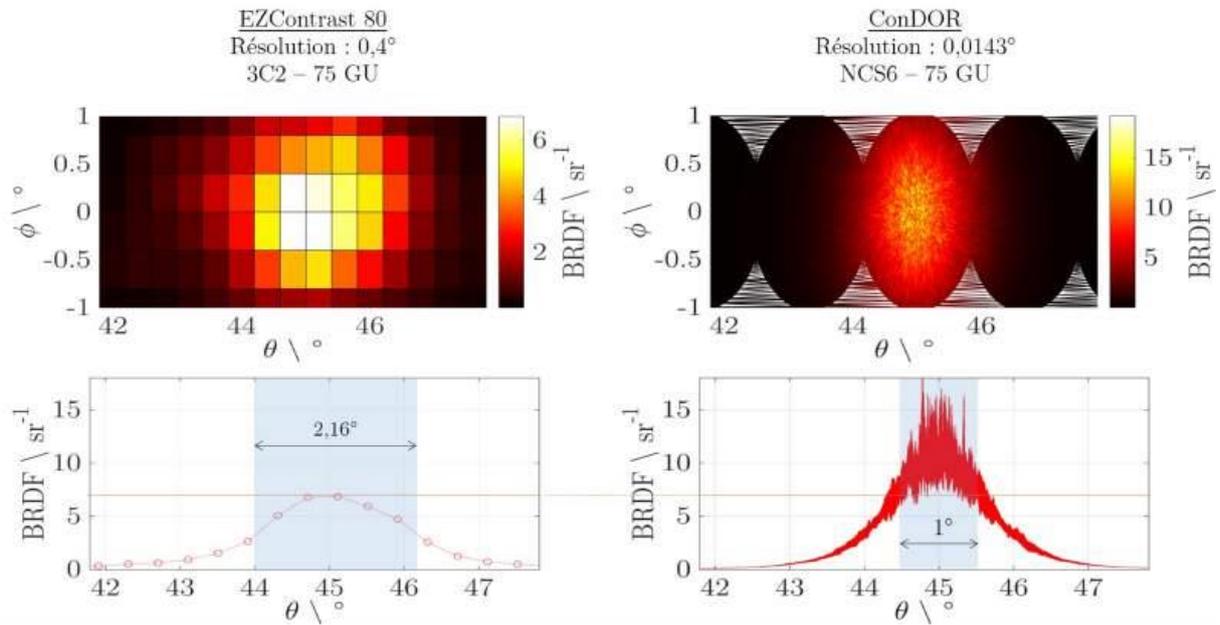


Figure 1.8 – Comparaison de la BRDF d'échantillons similaires mesurés avec des résolutions différentes, $\theta_i = 45^\circ$ issu de [21]. Les figures de gauche représentent, pour le haut un pic spéculaire d'un échantillon 3C2 très similaire au NCS 6, mesuré à l'EZContrast, et pour le bas la coupe de ce pic dans le plan d'incidence. Les figures de droite représentent un échantillon NCS 6 dans les mêmes conditions. Dans les deux cas, la source est une lampe QTH filtrée par un filtre $V(\lambda)$ – cf. annexe E.

La mesure de ConDOR présentée montre alors de très fortes fluctuations. Cette figure peut paraître étonnante au premier abord, car le pic spéculaire d'une BRDF a jusqu'ici été présenté comme étant lisse. Cette mesure est la première à montrer la présence du phénomène de tavelures, ou plus connu comme phénomène de « speckle » en anglais – terme qui sera conservé et utilisé dans toute la suite –, au sein d'une mesure de BRDF. Ce phénomène sera détaillé dans la partie 1.3, mais avant voyons comment les variations de résolutions angulaires ont fait apparaître ce phénomène de speckle.

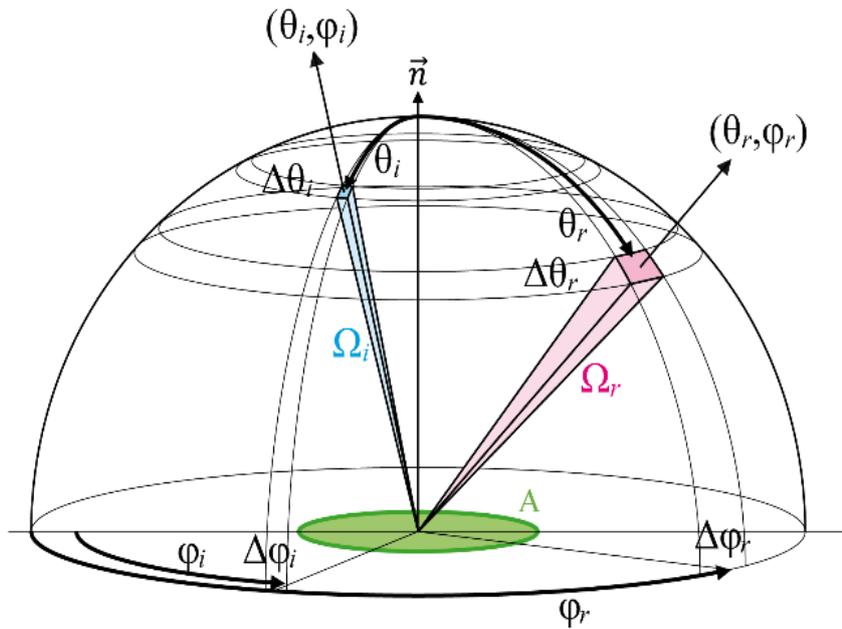


Figure 1.9 - Définition des angles d'incidence (θ_i, φ_i) et d'observation (θ_r, φ_r) par rapport à la surface, symbolisée ici par la zone A. \vec{n} est le vecteur normal à la surface A.

1.2.2 Apparition d'importantes perturbations : du speckle en lumière polychromatique ?

Le constat de l'apparition de très hautes fluctuations au sein des mesures de BRDF est apparu lors de la modification de la résolution angulaire. En effet, la résolution angulaire dépend des 3 principaux paramètres décrits dans le tableau 4.1.

Tableau 1.1 – Paramètres contribuant à la résolution angulaire du conoscope ConDOR² (schéma de fonctionnement présenté à la figure 2.2)

Paramètres	Résolution angulaire (en 10^{-3} degrés)
Pixel du CCD	4
Diffraction par l'ouverture (cas où $D = 8\text{mm}$)	5
Sténopé (ici de $100 \mu\text{m}$ de diamètre)	14

Afin d'améliorer la résolution angulaire, Ged a diminué dans une première étude [34] la taille du sténopé jusqu'à $100 \mu\text{m}$. Les résultats sont présentés en figure 1.10 : à mesure que la résolution s'améliore et tend vers celle de l'œil, une granularité apparaît.

² Concernant les mesures de ce rapport. Pour comparaison, la résolution de l'œil humain est de 17×10^{-3} degré.

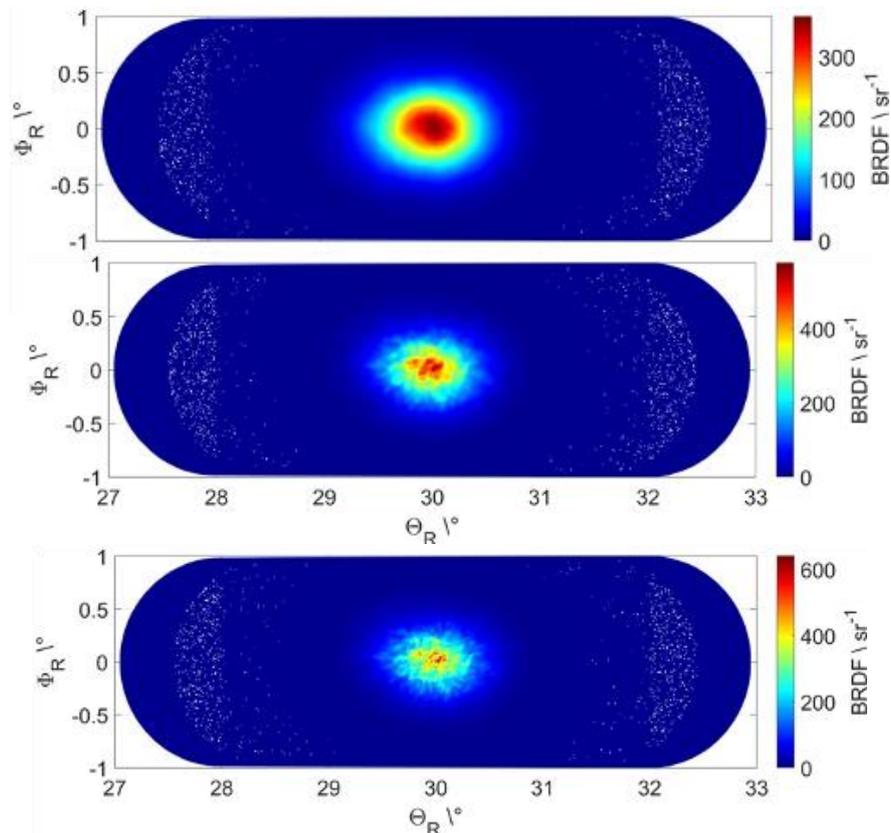


Figure 1.10 – BRDF d'un échantillon NCS très brillant ($\text{gloss}_{60^\circ} = 95 \text{ GU}$) autour de la direction spéculaire. Eclairage $\theta_1 = 30^\circ$, $\varphi_1 = 180^\circ$, largeur de bande $V(\lambda)$. Les résolutions angulaires sont respectivement 0.315° (figure 1), 0.057° (figure 2), 0.029° (figure 3).

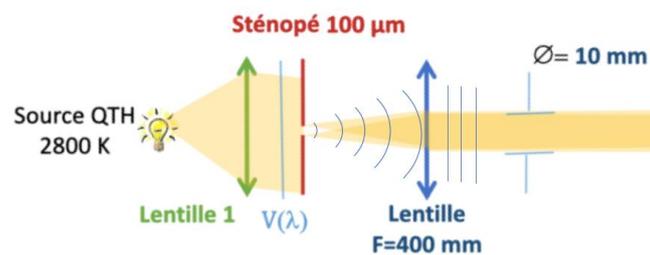


Figure 1.11 – Schéma de la source et du comportement des front d'onde pour une faible ouverture de sténopé ($100 \mu\text{m}$ dans notre cas). Ici, la source QTH signifie « Quartz-Tungstène-Halogène », appropriée dans notre cas car elles présentent des fluctuations temporelles négligeables, une fois l'équilibre en tension atteint.

Posons les hypothèses qui conviennent à la suite de ces résultats : en diminuant le diamètre du dit-sténopé, la source tend alors vers une allure ponctuelle. De cette manière, le front d'onde en sortie du sténopé tend à son tour vers un front d'onde sphérique, qui se déforme en un front d'onde plan en sortie de la lentille 1 sur le schéma de la figure 1.11, dont le sténopé occupe le

foyer objet. Ainsi, malgré l'ensemble « source QTH + $V(\lambda)$ » - voir annexe E pour graphe et définition - ayant un spectre étendu, le front d'onde conserve une allure sphérique en sortie du sténopé, puis plane en sortie de la lentille.

D'autre part, la surface éclairée de l'échantillon – dans notre cas, un échantillon NCS noir et brillant – n'est pas un miroir et présente une certaine rugosité (un exemple de mesure de rugosité est réalisée au chapitre 4), malgré leur forte brillance. Les variations de hauteurs au niveau de la surface de l'échantillon sont d'ailleurs supérieures à la longueur d'onde d'éclairage.

L'hypothèse formulée est donc la suivante : la détection du capteur conoscopique reçoit la lumière diffusée par plusieurs points de l'échantillon, ce qui induit des interférences. Les interférences étant alors aléatoires, elles induisent un format de grains répartis aléatoirement dans l'image. Cette figure d'interférence aléatoire serait alors un phénomène de speckle.

La problématique de l'origine de ces grains pose alors la question de la présence de speckle au sein de ces mesures de BRDF. Il faudra cependant écarter dans un premier temps la possibilité de bruit du système à très haute résolution angulaire, et établir l'impact des différentes géométries du matériau au sein des mesures. Ces investigations seront alors menées au chapitre 2. La dernière partie de ce premier chapitre sert à poser dans un premier temps les connaissances à jour sur le phénomène de speckle.

1.3 La théorie du speckle

Le phénomène de fluctuations observé dans les mesures de ConDOR lors de l'amélioration de la résolution du système de mesure est suspecté comme étant un phénomène de « speckle », c'est-à-dire un phénomène d'interférence aléatoire causé par la rugosité de la surface et la cohérence de la source, y compris partielle. Cette section a pour but de dresser un bilan sur les caractéristiques théoriques de ce phénomène, et de dresser un panorama des diverses applications de ce phénomène dans la littérature.

1.3.1 Qu'est-ce que le speckle ?

Le speckle est décrit par Goodman [57] comme étant « un motif granulaire à contraste élevé et à échelle fine qui apparaît quand une lumière laser est réfléchi par une surface rugueuse ». Il a été vite reconnu que l'origine de ces fluctuations sont liées, non seulement au faisceau d'éclairage, à son caractère monochromatique et mais également à la rugosité de la surface observée.

La figure 1.12 compare l'éclairage d'une même surface en lumière blanche et en lumière laser. On y constate que pour un éclairage en lumière incohérente, l'aspect de la surface apparaît lisse et uniforme. En lumière incohérente, on constate un aspect granulaire avec une

répartition aléatoire entre des zones d'extinction de la lumière et des zones plus intenses. C'est ce phénomène qu'on appelle speckle.

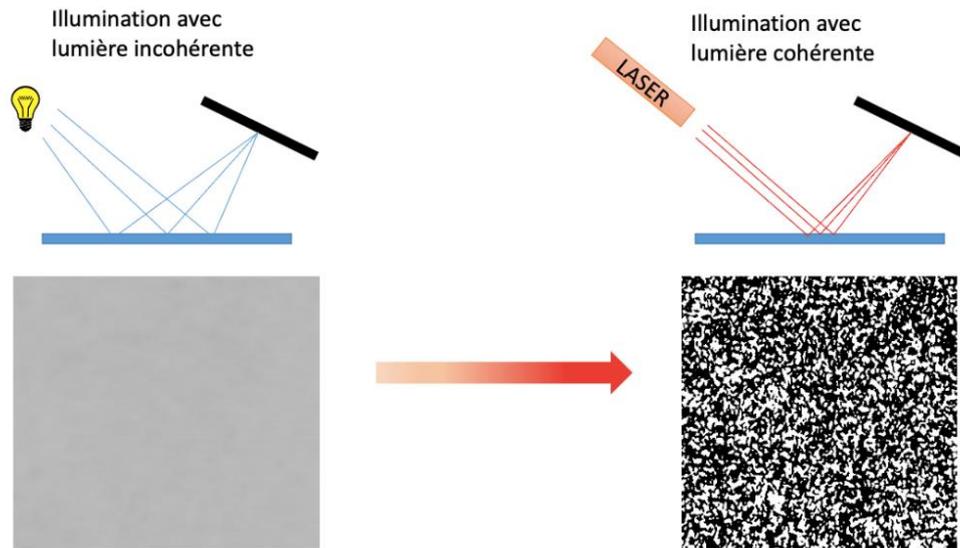


Figure 1.12 – Comparaison de l'observation d'une même surface éclairée en lumière incohérente (à gauche) et en lumière cohérente (à droite).

1.3.2 Speckle complètement développé

Le speckle peut être modélisé par la réflexion d'une onde sur une surface de topologie aléatoire (comme le montre la figure 1.13). Soit un éclairage laser, modélisée par une onde plane monochromatique $\mathbf{A}_I(t)$, d'amplitude A , de fréquence ν orientée suivant \mathbf{e} :

$$\mathbf{A}_I(t) = A e^{-2i\pi\nu t} \cdot \mathbf{e} \quad (1.1)$$

Considérons maintenant le profil d'une surface de rugosité aléatoire suivant une direction x , $h(x)$, dont les variations en hauteur sont supposées être très supérieures à la longueur d'onde λ de la lumière, soit :

$$h(x) \gg \lambda = \frac{c}{\nu} \quad (1.2)$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide.

Comme le suggère la figure 1.13, l'onde va rencontrer Q éléments de surfaces, qui vont générer Q ondes réfléchies, toutes ayant un parcours d'une longueur différente, pour ensuite atteindre le point R. Exprimons $A_q(t)$, l'onde réfléchi par l'élément de surface q de hauteur h_q :

$$A_q(t) = \frac{A}{\sqrt{Q}} \rho e^{-2i\pi\nu\left(t - \frac{d_q}{c}\right)} = \frac{A}{\sqrt{Q}} \rho e^{-2i\pi\nu t} e^{i\varphi_q} \quad (1.3)$$

avec

$$\varphi_q = 2\pi \frac{d_q}{\lambda},$$

ρ le coefficient de réflexion de la surface, d_q la distance entre l'élément de surface p et un point R de la surface d'observation.

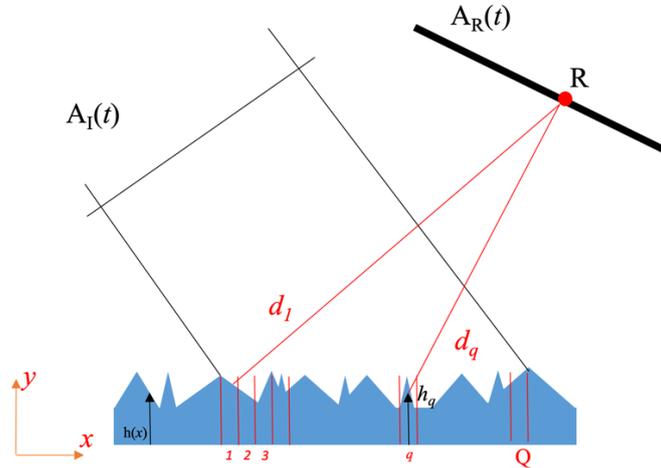


Figure 1.13 – Schéma d'une onde plane se réfléchissant sur une surface de rugosité aléatoire, générant ainsi un speckle sur la surface d'observation.

L'onde résultante au point R de la surface d'observation est :

$$A_R(t) = \sum_{q=1}^Q A_q(t) = A_R e^{-2i\pi\nu t} \quad (1.4)$$

Elle a comme amplitude complexe :

$$A_R = \rho A(X + iY) \quad (1.5)$$

avec X et Y deux variables aléatoires indépendantes relatives à la topologie de la surface.

L'hypothèse de travail suppose ici que ces deux variables aléatoires suivent une loi Normale centrée. Les variations d'éclairement observées selon la position de R sont donc dues aux différences de marche entre les différentes amplitudes d'ondes réfléchies A_q .

Cependant, les détecteurs optiques sont sensibles non pas à l'amplitude complexe de l'onde mais à son flux, donné par le module porté au carré de cette amplitude complexe, qui a donc la forme suivante :

$$I_R = |\rho A|^2 (X^2 + Y^2) \quad (1.6)$$

I_R est par conséquent une variable aléatoire qui suit une loi de probabilité exponentielle de paramètre $\langle I \rangle = |\rho A|^2$:

$$p_{I_R}(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} e^{-\frac{I}{\langle I \rangle}} \quad (1.7)$$

La notation $\langle x \rangle$ est attribué ci-dessus à la moyenne des valeurs prises par la variable aléatoire x .

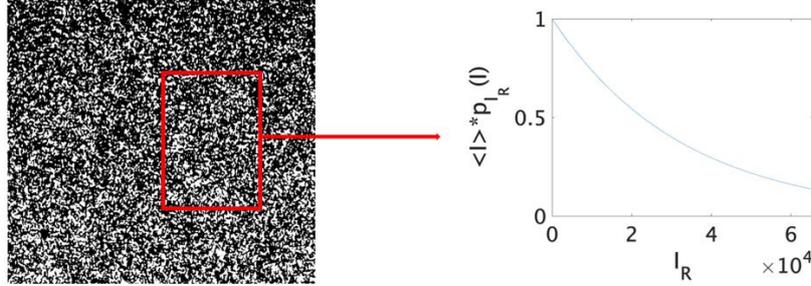


Figure 1.14 – Histogramme d'une image d'un speckle complètement développé.

Un speckle dit « complètement développé » quand le contraste du motif du speckle va jusqu'à 1. On atteint le niveau de développement uniquement dans le cas d'une onde monochromatique. La fonction caractéristique M_I des fluctuations d'intensité comme la transformée de Fourier de la loi de probabilités p_I est alors définie ainsi :

$$\begin{aligned} M_{I_R}(\nu) &= \int_0^{\infty} e^{2i\pi\nu I} \cdot p_{I_R}(I) \cdot dI = \int_0^{\infty} e^{2i\pi\nu I} \cdot \frac{1}{\langle I \rangle} e^{-\frac{I}{\langle I \rangle}} \cdot dI \quad (1.8) \\ &= \frac{1}{\langle I \rangle} \cdot \left[-\frac{\langle I \rangle}{1 - 2i\pi\nu\langle I \rangle} \cdot e^{-I\left(\frac{1-2i\pi\nu\langle I \rangle}{\langle I \rangle}\right)} \right]_0^{\infty} = -\frac{1}{1 - 2i\pi\nu\langle I \rangle} \cdot (e^{-\infty} - 1) \end{aligned}$$

D'où,

$$M_I(\nu) = \frac{1}{1 - 2i\pi\nu\langle I \rangle} \quad (1.9)$$

1.3.3 Speckle partiellement développé

Ce qui est montré dans la partie précédente est la statistique théorique de l'intensité au point R dues aux grains de speckle dans le cas d'une onde parfaitement plane et parfaitement monochromatique.

Ce qui suit est une reformulation des écrits de Goodman [57], qui est indispensable à la compréhension de la modélisation du speckle expérimental.

En effet dans la réalité, une onde n'est jamais parfaitement plane, monochromatique et de largeur infinie. La taille du détecteur, la largeur de bande choisie, les composants optiques sont autant d'éléments qui nous éloignent du cas parfait. Pour prendre cela en compte,

Goodman propose de considérer que plusieurs motifs de speckle se superposent pour former le motif que l'on observe sur le détecteur.

Il est alors question de speckle « partiellement développé » d'ordre N , N étant le nombre de motifs superposés. Quand N augmente, le speckle diminue.

Superposition de deux motifs

Supposons deux motifs indépendants d'intensités respectives I_1 et I_2 , soit :

$$I_s = I_1 + I_2 \quad (1.10)$$

où I_1 et I_2 suivent des lois exponentielles

$$p_1(I_1) = \frac{1}{\langle I_1 \rangle} e^{-\frac{I_1}{\langle I_1 \rangle}} \quad (1.11)$$

$$p_2(I_2) = \frac{1}{\langle I_2 \rangle} e^{-\frac{I_2}{\langle I_2 \rangle}} \quad (1.12)$$

Rappelons que la densité de probabilité de la somme de variables aléatoires indépendantes est la convolution des densités de probabilité des composants de cette dite somme [58].

De manière équivalente, selon le théorème de convolution, la fonction caractéristique de la somme est le produit des fonctions caractéristiques des composants de la somme. Si M_s , M_1 et M_2 représentent respectivement les fonctions caractéristiques de I_s , I_1 et I_2 , alors :

$$M_s = M_1 \cdot M_2 \quad (1.13)$$

D'après la définition de M_1 et M_2 , nous obtenons donc :

$$M_s = \frac{1}{1 - 2i\pi\nu\langle I_1 \rangle} \cdot \frac{1}{1 - 2i\pi\nu\langle I_2 \rangle} \quad (1.14)$$

Si nous réalisons la transformée de Fourier inverse, il arrive :

$$\begin{cases} p_s(I_s) = \frac{1}{\langle I_1 \rangle - \langle I_2 \rangle} \left(e^{-\frac{I_s}{\langle I_1 \rangle}} - e^{-\frac{I_s}{\langle I_2 \rangle}} \right) \text{ quand } \langle I_1 \rangle > \langle I_2 \rangle \\ p_s(I_s) = \frac{1}{\langle I \rangle^2} e^{-\frac{I_s}{\langle I \rangle}} \text{ quand } \langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle = \langle I \rangle \end{cases}$$

Superposition de N motifs

En suivant le même raisonnement que précédemment, en superposant N motifs de speckle indépendants, nous aurons :

$$I_s = \sum_{n=1}^N I_n \quad (1.15)$$

et il en suit que :

$$M_s = \prod_{n=1}^N M_n = \prod_{n=1}^N \frac{1}{1 - 2i\pi\nu\langle I_n \rangle} \quad (1.16)$$

La loi de probabilité décrivant alors l'histogramme en intensité des figures de speckle est donnée par la loi Gamma suivante :

$$p_s(I_s) = \frac{N^N}{\Gamma(N) \cdot \langle I_s \rangle^N} I_s^{N-1} \cdot e^{-N \frac{I_s}{\langle I_s \rangle}} \quad (1.17)$$

Où Γ est la fonction Gamma d'Euler.

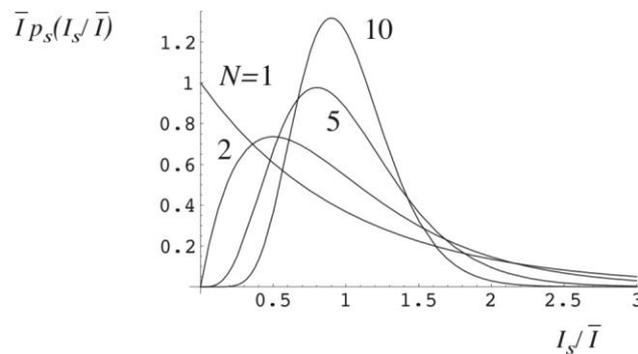


Figure 1.15– Densités de probabilité pour la superposition de N motifs de speckle indépendants (N = 1, 2, 5 et 10), avec une même intensité moyenne.

Nous pouvons remarquer que la loi Gamma d'ordre 1 correspond bien à la loi exponentielle décroissante de la partie b.

Il s'en suit donc que plus nous superposons de motifs, plus la forme de l'histogramme de l'image aura une forme gaussienne. En effet :

$$\lim_{N \rightarrow +\infty} p_s(I_s) = \mathcal{N}(\mu, \sigma^2) \quad (1.18)$$

avec

$$\mu = \frac{N-1}{N} \langle I_s \rangle$$

et

$$\sigma^2 = \frac{N-1}{N^2} \langle I_s \rangle^2.$$

Par simplicité, nous adoptons la même approximation que McKechnie [59] en supposant que la superposition de N figures de speckle indépendantes approxime la figure totale, comprenant les figures corrélées les unes aux autres.

Cette première partie avait pour objectif de redéfinir le contexte, et établir un premier socle théorique sur lequel nous baserons ensuite notre étude. En revanche, nous ne considérons que

des motifs de speckle indépendants. Or dans notre étude, nous aurons à considérer des motifs de speckle non indépendants.

1.3.4 Travaux réalisés sur le speckle – Applications générales et travaux liés à l'apparence et le rendu de la diffraction des surfaces

Le phénomène de speckle est le plus souvent observé en lumière monochromatique. Les cas où le speckle s'avère être un véritable sujet d'étude concernent son usage dans ce contexte-là. Il existe par exemple des cas d'usage le transport ou le stockage d'informations [60] en holographie. D'autres cas d'utilisations du phénomène se retrouvent dans des études de suivi de mouvement. Le speckle étant un phénomène d'interférence causé par des micro-variation de surface, le suivi des allumages et extinctions des grains permet de suivre le déplacement d'un objet à très haute précision [61]. Cette technique peut être notamment utilisée dans de l'imagerie sans directe visibilité [62] mais également dans le domaine de l'imagerie médicale pour détecter par exemple des cellules infectées par le paludisme [63] ou encore plus simplement pour l'extraction de la topographie de surface via un interféromètre par speckle [64].

En bref, le speckle est un phénomène qu'il est courant de rencontrer dans diverses applications. Cependant, le secteur de l'apparence et du rendu a jusqu'à présent évité l'emploi de ce terme, tout en s'en approchant de plus en plus depuis les dernières années, et ce notamment dans le domaine de l'informatique graphique – computer graphics en anglais. D'ailleurs, un nombre important de travaux a été consacré à la modélisation de l'interaction entre la lumière et la surface d'un matériau. En particulier, le rendu des phénomènes de diffraction – l'arc-en-ciel qui apparaît sur les surfaces huileuses, les changements de couleur sur les métaux oxydés, et les reflets iridescents des rayures ou des surfaces rugueuses ont suscité une grande attention de la part de la communauté scientifique, aussi bien dans la métrologie de l'apparence que dans le domaine de l'infographie. Sachant que le speckle est un effet directement lié à la rugosité de la surface d'un matériau, une vue d'ensemble sur les modèles de rendus actuels et les modèles de représentations de surfaces est utile.

Représenter les surfaces via des modèles définis statistiquement plutôt qu'explicitement a un attrait pratique important. De tels modèles sont largement utilisés et se sont révélés exceptionnellement utiles [65] : la pierre angulaire de la modélisation moderne des surfaces en informatique graphique est la « théorie des micro-facettes », qui postule que les surfaces sont une collection de micro-facettes et que l'orientation des facettes est décrite statistiquement. Il a été démontré que les modèles de micro-facettes reproduisent efficacement l'apparence de certaines classes de matériaux [66].

Des méthodes de Monte-Carlo ont également permises la simulation de matériaux multicouches [67], les matériaux multicouches à micro-facettes [68], [69] et aux diffusions multiples [70]. En outre, des théories de diffusion modernes physiquement plus rigoureuses ont été développées par la communauté de l'optique appliquée, et ont été utilisées dans le rendu.

Parmi les plus performantes, on retrouve le modèle modifié de Beckmann-Kirchhoff modifié [71] et le modèle généralisé de Harvey-Shack [72]. Ces modèles considèrent la densité spectrale de puissance d'une surface (c'est-à-dire la fonction d'autocorrélation dans l'espace de Fourier) pour formuler une BRDF. En revanche, la plupart des techniques actuelles qui visent à rendre les effets de diffraction nécessitent la connaissance de la géométrie explicite : par exemple, les profils de rayures analytiques 1D [73], [74] ou des champs de hauteur à haute résolution [75], [76]. Ces données doivent alors être fournies ou générées de manière procédurale à la résolution inférieure à la longueur d'onde requise pour modéliser les interactions entre les vagues et peuvent être difficiles à mesurer, à calculer et à stocker.

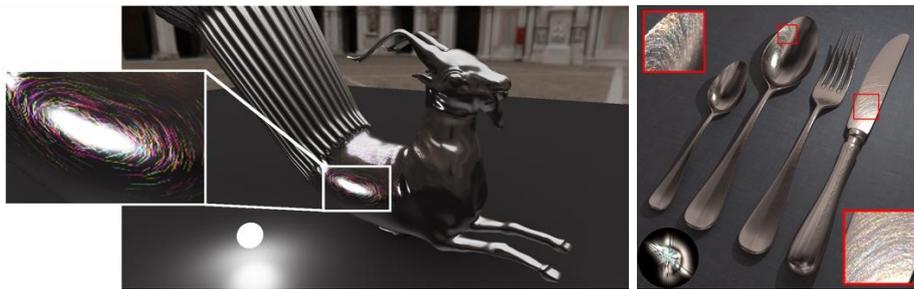


Figure 1.16 – Exemple de rendu prenant en compte les effets de diffraction en connaissance des géométries explicites des matériaux simulés, issus de [73], [76] .

Les travaux où seuls les statistiques du milieu ou de la surface sont utilisés s'avèrent plus rares. Stam [77] présente l'un des premiers travaux à considérer la diffraction à partir d'une surface aléatoire avec anisotropie, tandis que celle de He et al. n'en montrait pas. Jakob et al. [78] décrivent une variante discrète du modèle de micro-facettes dans le but d'obtenir un rendu multi-échelle des reflets non diffractifs. Les méthodes multi-échelles pour le rendu de matériaux granulaires composés de grandes collections homogènes de grains orientés de manière aléatoire sont abordées par Meng et al. [79]. Elles seront ensuite généralisées aux assemblages dynamiques de grains hétérogènes dont la concentration et la taille varient dans l'espace [80]. Holzschuch et Pacanowski [81] proposent en 2017 une approche à double échelle du modèle des micro-facettes reposant sur le modèle de Cook-Torrance pour les micro-géométries et le modèle de diffraction d'Harvey-Shack pour les macro-géométries. Tandis que Raymond et al. (2016) présentent un cadre pour le rendu multi-échelle de rayures définies statistiquement [82].

Finalement, les travaux les plus récents réalisés à ce sujet datent de la proposition de simulation de speckle de Steinberg et Yan [83] en 2022. Ces derniers présentent alors une approche qui considère uniquement les propriétés statistiques de la surface, plus précisément, la densité spectrale de puissance de la surface, pour rendre les modèles de diffraction. Pour ce faire, leur point de départ reste un formalisme optiquement précis qui relie les statistiques de l'intensité diffusée à la densité spectrale de puissance de la surface et la statistique de la surface de diffusion, en tenant compte des propriétés statistiques du rayonnement incident, c'est-à-dire

sa cohérence optique et les paramètres du système d'imagerie utilisé (par exemple, l'œil ou la caméra). Ils procèdent alors au rendu de l'intensité diffusée en « dessinant » un motif conforme aux statistiques requises. Le rendu est effectué via un processus de Monte Carlo inspiré de Bar et al. [84] et le motif rendu correspond à la diffusion produite par une réalisation donnée des statistiques de la surface. Néanmoins, tout au long du processus, ils ne génèrent ni ne considèrent aucune géométrie explicite. La motivation pour ce travail était alors la reproduction précise des surfaces sous un éclairage naturel, en ciblant les applications qui visent un rendu photoréaliste.

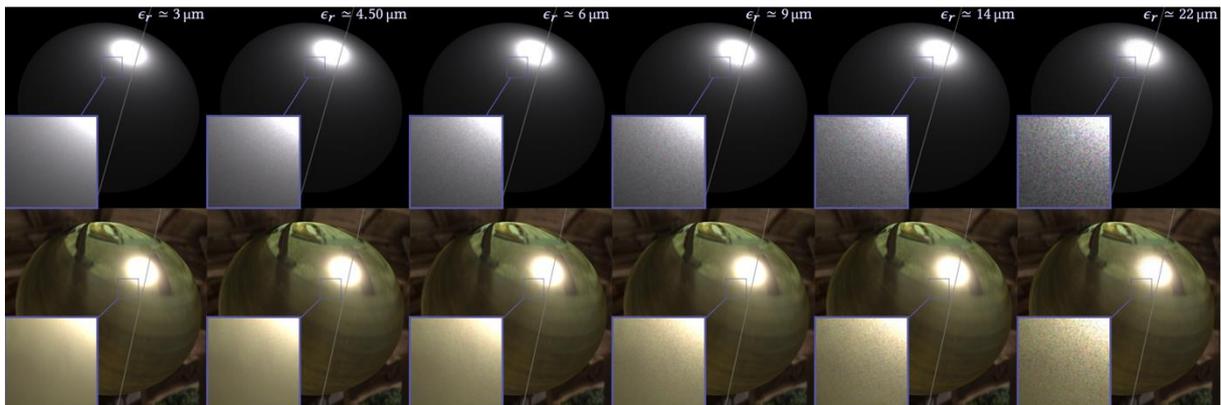


Figure 1.17 – Sphères simples en (haut) argent et (bas) titane rendus à l'aide de la méthode issue de [83]. Les sphères sont éclairées par une source de lumière du jour blanche standard (en haut) CIE D65 et (en bas) CIE D50, et les sources admettent des zones de cohérence spatiale croissantes (de gauche à droite). Toutes les figures sont rendues avec $M = 2048$ échantillons Monte-Carlo et la partie droite de chaque figure (à droite de la ligne grise) est rendue sans speckle (seulement le champ moyen) pour comparaison.

Chapitre 2.

Goniospectrophotomètre ConDOR : montage initial, constats expérimentaux et nouveaux objectifs

Dans cette deuxième partie, des précisions seront apportées sur le système de mesure ainsi que sur les conditions dans lesquelles les premiers éléments de speckle ont été observés. En effet, les premiers travaux menés par Shiraz Ouaretz, Guillaume Ged, Ana Rabal et Gaël Obein sur le goniospectrophotomètre ConDOR [85], montré sur l'image de la figure 2.1, ont amené les résultats présentés aux figures 1.8 et 1.9, qui ont posé les premières hypothèses permettant d'expliquer les phénomènes observés.

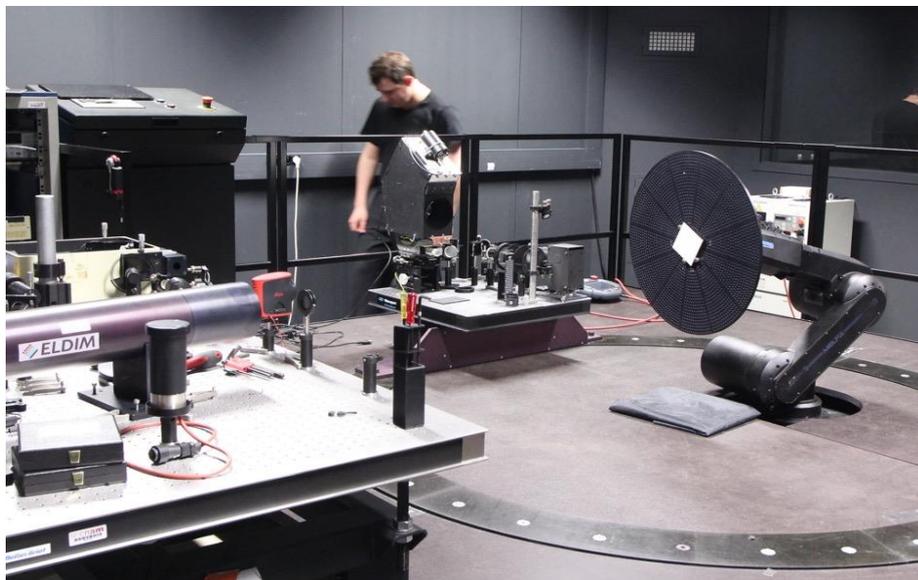


Figure 2.1 – Goniospectrophotomètre ConDOR au LNE Trappes.

Seront alors exposées le cadre de l'étude, avec les contraintes fixées en préambule de l'étude globale. Enfin viendront les premières observations liées à la variation de différents paramètres d'influence du speckle : la longueur d'onde, le diamètre d'ouverture du système, la

zone observée de l'échantillon et le spectre de la source. L'orientation et la résolution angulaire n'étant pas des paramètres d'influence d'intérêts ici, ils seront fixés dans ce chapitre.

Les outils de caractérisation d'une figure de speckle sont également introduits au cours de cette partie, à savoir l'histogramme des valeurs prises par les différents pixels, le contraste ou encore le rapport signal sur bruit.

2.1 Système de mesure de BRDF à très haute résolution angulaire

Le système de mesure, montré sous forme d'image dans la figure 2.1 et de schéma dans la figure 2.2, est le goniospectrophotomètre ConDOR. Il est composé de 3 ensembles principaux :

- Le système d'éclairage
- Le bras de robot, possédant 6 rotations, soit 6 degrés de liberté
- Le système de détection : le conoscope ConDOR

Une description exhaustive du système a été proposée dans la thèse de Guillaume Ged [21], dont l'essentiel concernant la source et la détection est repris ci-après.

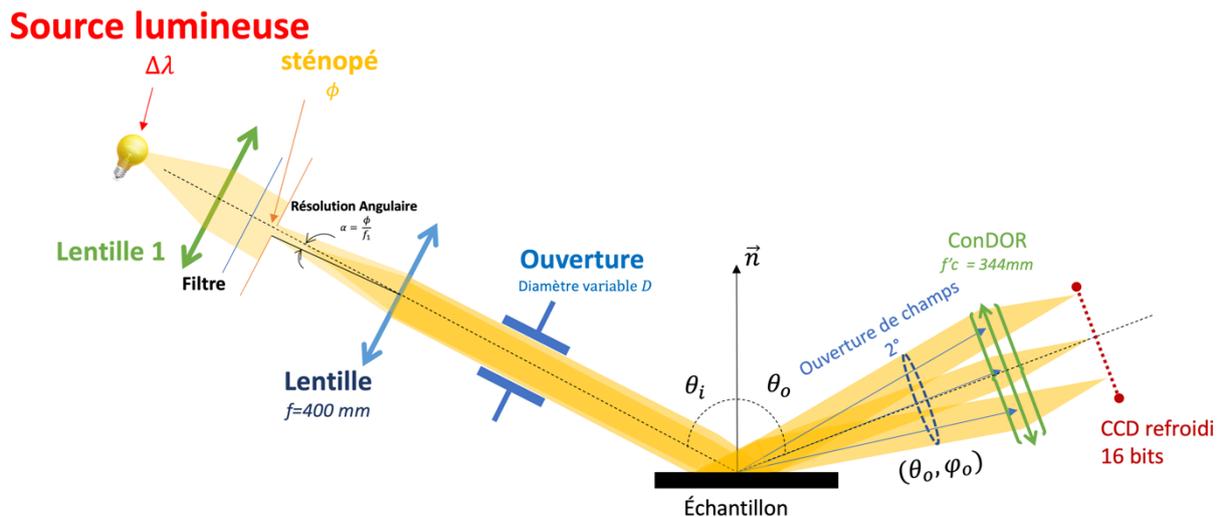


Figure 2.2 – Schéma du goniospectrophotomètre ConDOR. Côté source, le filtre permet la sélection spectrale : $(V(\lambda))$ ou interférentiel centré sur 699 nm, de largeur spectrale $\Delta\lambda = 15$ nm). La taille du sténopé définit la résolution angulaire (de $0,0143^\circ$ pour un diamètre de $100 \mu\text{m}$) et le diaphragme de champs définit l'ouverture du faisceau.

La source d'origine est composée d'une lampe QTH (Quartz-Tungstène-Halogène) imagée par une lentille sur un sténopé de diamètre $d_{\text{sténopé}} = 100 \mu\text{m}$, lui-même disposé au foyer d'un doublet de focale $f = 400 \text{ mm}$. La lampe QTH est filtrée par un filtre $V(\lambda)$. La divergence, notée α , est donnée par :

$$\alpha = \arctan\left(\frac{d_{\text{sténopé}}}{f}\right) = 0,014^\circ. \quad (2.1)$$

Cette divergence permet de respecter la résolution angulaire minimale recherchée de $0,03^\circ$, correspondant à l'acuité visuelle d'un être humain normal. Le sujet principal de l'étude étant le speckle, des filtres alternatifs interférentiels de bande passante centrée sur 404, 503 et 699 nm ont été installés dans un premier temps pour observer le comportement de la mesure sous des bandes spectrales plus restreintes que le filtre $V(\lambda)$, avec différents domaines de longueurs d'ondes.

Les échantillons utilisés sont des échantillons de feuilles cartonnées peints en noirs NCS. Le brillant de ces échantillons mesuré au glossmètre dans la configuration 60° est de 76 GU pour l'échantillon noté NCS 6, et de 91 GU pour l'échantillon noté NCS 7.



Figure 2.3 - Echantillon NCS 6 (76 GU, à gauche) et 7 (91 GU, à droite), utilisé pour l'étude.

La détection de ConDOR se comporte comme une lentille de Fourier. L'optique collecte la lumière dans un cône de 2° et possède un champ de $1,35^\circ$. Elle est positionnée à 1700 mm de l'échantillon. La surface observée est donc de 40 mm de diamètre au niveau de celui-ci. Le capteur CCD utilisé est un modèle Hamamatsu permettant une mesure de flux lumineux sur 16 bits, soit 65536 niveaux de gris. Ce dernier est refroidi à -68°C par un élément Peltier. Le capteur est organisé en matrice carrée de 512 par 512 pixels carrés de $24\ \mu\text{m}$ de côté, pour un côté de capteur de 12,29 mm. L'objectif limite cependant la capture à un disque de 512 pixels de diamètre. L'efficacité quantique du CCD est optimisée pour le domaine du visible et propose une efficacité au-delà de 80% pour des longueurs d'ondes entre 500 nm et 800 nm.

La figure proposée en annexe D présente les courbes de réponses spectrales du capteur, qui sont données dans la thèse de Guillaume Ged [21].

2.2 Traitement des mesures

ConDOR est système conçu de façon à mesurer une BRDF, donc un rapport de luminance réfléchi par une surface L sur l'éclairement E qu'elle reçoit (voir annexe A pour les définitions de la luminance et de l'éclairement):

$$f_e(\theta_i, \varphi_i, \theta_o, \varphi_o, \lambda, \sigma) = \frac{dL_{e,R}(\theta_i, \varphi_i, \theta_o, \varphi_o, \lambda, \sigma)}{dE_{e,I}(\theta_i, \varphi_i, \lambda, \sigma)}$$

Dans notre étude la BRDF dépend des six paramètres suivants :

- Deux angles décrivant la direction d'éclairage : un zénith θ_i et un azimut φ_i
- Deux angles décrivant la direction d'observation : un zénith θ_o et un azimut φ_o
- La longueur d'onde du faisceau incident λ
- La polarisation du faisceau incident σ

Dans cette étude, nous mesurons principalement la BRDF de ces échantillons dans la configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$. La polarisation est supposée non polarisée et la polarisation partielle par réflexion n'est pas prise en compte. La longueur d'onde ainsi que la largeur de bande seront précisées à chaque début d'étude.

La capture faite par le conoscope se fait dans le plan focal de l'optique du conoscope, ou espace de Fourier.

2.2.1 Prise en compte des temps d'expositions

Pour l'étude des temps d'expositions, trois filtres interférentiels de largeurs spectrales $\Delta\lambda = 15$ nm ont été envisagés. Ces trois filtres sont centrés sur les longueurs d'onde 404 nm, 503 nm et 699 nm.

Pour les mesures, les temps d'exposition en fonction des longueurs d'onde sont très différents, la lampe QTH ayant une dominante dans les plus grandes longueurs d'onde du spectre visible.

Nous notons D_{100} la mesure du flux direct, dite « mesure du 100% ». Cette mesure brute est atténuée par des densités afin de ne pas atteindre la saturation du capteur. Chaque densité possède un facteur de transmission associé noté $\text{Fact}_{\text{att_dir}}$:

- Une densité de 2 pour le bleu, ayant un facteur de transmission $\text{Fact}_{\text{att_dir}} = 1,1 \cdot 10^{-2}$
- Une densité de 3 pour le vert, ayant un facteur de transmission $\text{Fact}_{\text{att_dir}} = 8,1 \cdot 10^{-4}$
- Une densité de 5,5 pour le rouge, ayant un facteur de transmission $\text{Fact}_{\text{att_dir}} = 1,1 \cdot 10^{-5}$

Le tableau 2.1 donne les temps d'intégration considérés pour chaque filtre spectral et pour chaque diamètre de faisceau.

Tableau 2.1 – Temps d'intégration sur le capteur en fonction du filtre et de l'ouverture considérée.

Filtres	Bleu ($\lambda = 404$ nm)	Vert ($\lambda = 503$ nm)	Rouge ($\lambda = 699$ nm)
Temps d'intégration (champs de 10 mm)	10,8 s	1,83 s	2,7 s
Temps d'intégration (champs de 12 mm)	7,4 s	1,5 s	2,5 s

Remarque : ces valeurs de facteurs de transmission ont été mesurées pour l'ensemble « Lampe QTH + filtre $V(\lambda)$ + Densité X ». Les densité X sont des densité « neutres ». Les valeurs du facteur de transmission sont considérées proches pour les configurations « Lampe QTH + filtre interférentiel Rouge/ Vert/ Bleu + Densité X ». Il faudrait en toute rigueur remesurer les densités neutres dans chaque configuration d'éclairage, mais les valeurs étant valables pour le filtre $V(\lambda)$, elles devraient l'être aussi pour le domaine du visible.

Pour le calcul de la BRDF, nous notons le temps d'exposition de la mesure du 100%, t_D . Le signal du 100% atténué, noté M_{Dir} , est tel que :

$$M_{Dir} = \frac{D_{100}}{t_D \cdot Fact_{att_dir}}$$

Nous calculons alors le flux direct Φ_{dir} en sommant toutes les valeurs des pixels du capteur :

$$\Phi_{dir} = \sum_{i,j} M_{Dir}(i,j)$$

Ensuite, nous notons S le signal après réflexion sur l'échantillon, $Fact_{att_refl}$ le facteur d'atténuation en réflexion (dans nos cas, toujours égal à 1) et t_s le temps d'exposition.

Pour le signal en réflexion, nous calculons M_{refl} , soit le flux réfléchi :

$$M_{refl} = \frac{S}{t_s \cdot Fact_{att_refl}} = \frac{S}{t_s}$$

Enfin, pour le calcul de la BRDF f , on obtient :

$$f = \frac{1}{\Phi_{dir} \cdot \Omega \cdot \cos(\theta_0)} \cdot M_{refl}$$

avec $\theta_0 = 45^\circ$, $\Omega = 4.8667 \times 10^{-9}$ sr.

2.2.2 Analyse du speckle : histogrammes et lois Gamma

Afin d'analyser quantitativement les mesures, la mise en place de certains outils introduits par Goodman en rapport avec la théorie du speckle s'avère utile.

En sélectionnant des zones du pic spéculaire où les statistiques d'intensité des figures de speckle sont comparables, nous pouvons arriver à une estimation de la statistique des valeurs prises par un pixel de cette zone. Cependant comparer – par exemple – des zones centrées sur l'axe optique et des zones hors d'axe revient à comparer le comportement du sommet du pic spéculaire avec le comportement des pieds du pic.

Pour l'exemple, l'une des captures faites précédemment servira de support pour découper le signal en 49 « imassettes » et réaliser l'historgramme des valeurs prises par les pixels de

chacune de ces imageries. La figure 2.4 illustre la façon de procéder, et la figure 2.5 présente les 49 histogrammes obtenus.

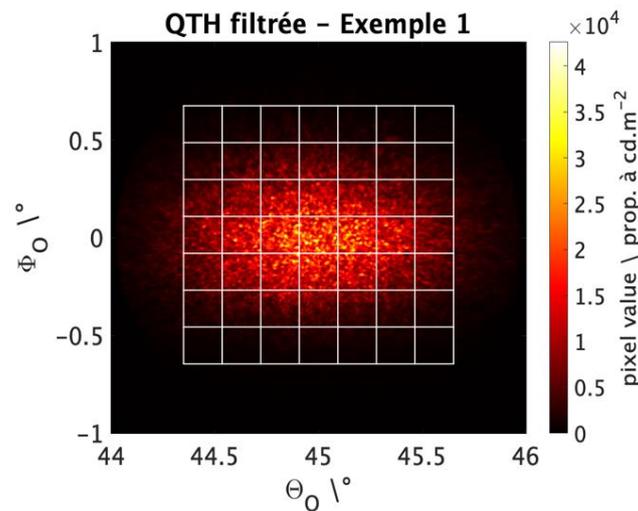


Figure 2.4 – Découpage d’une capture de BRDF (l’échantillon NCS 7) en 49 imageries afin d’en réaliser les histogrammes. Dans ce cadre, la mesure en vue (θ, φ) est une mesure dans la configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$, dans le cas d’un échantillon NCS 7 (91 GU) et d’un éclairage QTH filtrée par filtre interférentiel centré à 699 nm et un sténopé de $100 \mu\text{m}$ et un diamètre de faisceau de 12mm.

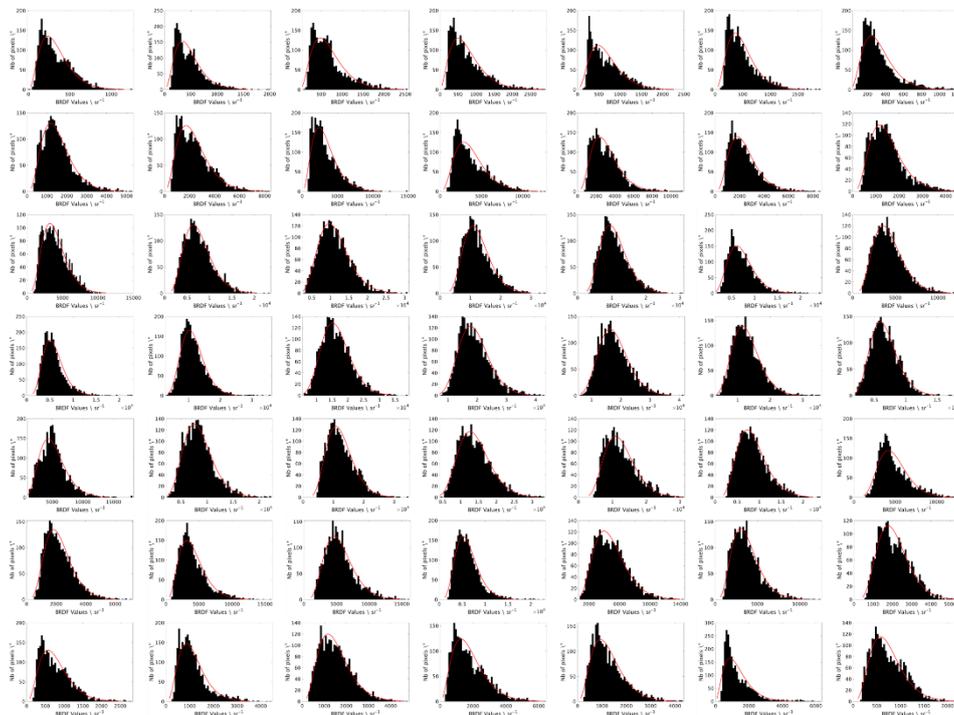


Figure 2.5 – Histogrammes des imageries correspondant au découpage décrit en figure 2.4.

Cette statistique se confirme en comparant les résultats des captures des surfaces indépendantes issues du même échantillon isotrope. Il a été établi au chapitre 1 que la loi de probabilité que suit la variable aléatoire de l'éclairement pour une figure de speckle est une loi gamma d'ordre N , N étant le nombre de figures de speckle superposées au niveau du capteur :

$$p_s(I_s) = \frac{N^N}{\Gamma(N) \cdot \langle I_s \rangle^N} I_s^{N-1} \cdot e^{-N \frac{I_s}{\langle I_s \rangle}}.$$

Les valeurs des ordres des lois Gamma observées dans les histogrammes de la figure 2.5 prennent des valeurs proches les unes des autres, comme en témoigne les tableaux 2.2 et 2.3. L'écart-type moyen observé sur les ordres est de 0,85. Le fit des histogrammes par les lois gammas est réalisé par un fonction Matlab préprogrammé intitulée gamfit, basée sur [86].

Pour cet exemple, l'éclairage considéré possédait une bande passante de 15 nm et les zones étaient assez proches de l'axe optique, mais le chapitre 4 explicite les comportements du pic spéculaire plus en périphérie de la mesure. D'autres considérations en lien avec la cohérence (ou l'incohérence) temporelle seront alors considérées.

Tableaux 2.2 – 2.3 – Moyennes et écarts-types des ordres pris par les lois Gamma. Chaque case du tableau correspond à la moyenne (tableau de gauche) et l'écart-type (tableau de droite), de l'ordre des lois Gamma décrivant au mieux la forme des histogrammes à la position donnée dans l'exemple de figure 2.9. Les moyennes et écarts-types ont été établis sur 36 zones indépendantes de l'échantillon (voir figure 2.6).

Ordres des lois Gamma – Moyenne sur 36 zones de l'échantillon						
4,0	3,8	3,7	3,7	3,8	3,3	3,7
4,8	4,8	4,6	4,9	5,1	4,7	4,6
6,4	6,6	7,6	7,8	8,0	7,9	7,0
6,8	9,3	11,5	12,3	11,5	10,7	8,8
6,2	7,6	7,9	7,9	7,9	7,9	7,1
4,4	4,3	4,5	4,7	4,7	5,0	5,1
3,4	3,4	3,5	3,4	3,4	3,4	3,5

Ordres des lois Gamma – Écarts-types						
0,67	0,64	0,60	0,73	0,49	0,41	0,58
0,69	1,00	1,30	1,13	1,21	0,78	0,80
0,97	0,68	0,80	0,83	1,49	1,79	1,50
0,51	0,65	1,23	1,33	1,13	1,04	0,85
1,01	1,82	0,89	1,00	0,87	0,91	1,40
0,59	0,61	0,75	0,69	0,42	0,69	0,84
0,48	0,36	0,67	0,29	0,35	0,46	0,61

En conclusion, les résultats sont a priori en accord avec la théorie du speckle. Les histogrammes prennent bien des allures de fonctions Gamma, ce qui était attendu étant donné la nature de la surface et celle de l'éclairement. Il est important de noter que les ordres des lois Gamma observées décroissent et l'allure de l'histogramme tend vers une exponentielle décroissante à mesure que nous nous éloignons du centre de l'image. Les chapitres suivants – notamment le chapitre 4 – apporteront des explications à ces variations d'ordres.

Les ordres élevés des lois Gamma observées, associés au resserrement des grains au centre de l'image, peuvent s'expliquer par plusieurs éléments.

Premièrement, le diamètre du faisceau incident et la résolution de ConDOR. Le diamètre a d'un grain de speckle s'exprime :

$$a = \frac{\lambda f'_{\text{conoscope}}}{D}$$

avec la longueur d'onde $\lambda = 699 \text{ nm}$, $f'_{\text{conoscope}} = 344 \text{ mm}$ la focale du conoscope, $D = 10 \text{ mm}$ le diamètre du faisceau incident.

Le diamètre a est donc de $24 \mu\text{m}$, soit exactement la taille d'un pixel du CCD. Ce paramètre suggère qu'il est possible d'observer plusieurs grains au sein d'un même pixel, contribuant ainsi à un ordre plus élevé.

Deuxièmement, la largeur spectrale de la source. Le calcul ci-dessus est valable dans le cas d'un speckle réalisé à partir d'une source monochromatique. Cependant, dans le cas d'une source avec spectre large, comme c'est le cas pour les images montrées dans les figures 2.4 et 2.5, les grains de speckle ont une forme différente. Davantage d'informations seront donné dans la suite, mais la taille du grain et la taille de la figure étant dépendants de la longueur d'onde, il est déjà intuitif de voir que la largeur spectrale permet aux grains de s'étaler sur plusieurs pixels et de se superposer les uns aux autres, contribuant ainsi à des ordres plus élevés.

Troisièmement, la polarisation. Un speckle complètement développé aura comme origine une source monochromatique. Ainsi, si la source n'est pas polarisée, l'éclairement du capteur se verra affectée par les deux composantes du champs incident, affectant également l'ordre de la loi Gamma.

Ces différents paramètres étant ceux qui semblent pouvoir intervenir sur l'ordre observé au sein des lois Gamma des histogrammes, ce sont ces paramètres que nous allons étudier dans la suite.

2.2.3 Analyse du speckle : histogrammes et lois Gamma

Des outils quantitatifs supplémentaires sont nécessaires pour commenter l'allure globale des figures de speckle. Les quantités introduites, régulièrement utilisées en traitement du signal, mais également dans le contexte du speckle [57], sont le contraste C et le rapport signal sur bruit SNR , ainsi définis par Goodman :

$$C = \frac{\sigma_I}{\bar{I}} \quad \text{et} \quad SNR = \frac{1}{C} = \frac{\bar{I}}{\sigma_I}.$$

Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons donc les outils d'analyse introduits dans cette partie afin de caractériser les paramètres du speckle.

2.3 Caractéristiques et fiabilité des mesures

Dans le cadre d'une première approche consistant à confirmer l'origine ondulatoire des fluctuations angulaires observées dans les mesures de BRDF, on cherche à valider qu'il s'agit bien d'un phénomène de speckle. Il s'agit d'abord d'écartier la possibilité d'un bruit lié au goniospectrophotomètre, et de dresser une première comparaison avec la théorie de l'apparition du speckle.

2.3.1 Analyse du speckle : histogrammes et lois Gamma

La première hypothèse qu'il nous fallait vérifier est que les fluctuations angulaires observées ne sont pas liées au bruit du système. Cette première étude de répétabilité est menée sur des captures de luminance, dans la configuration « QTH + Filtre interférentiel », centré sur 699 nm et de largeur spectrale 15 nm.

Cette configuration a été choisie car le capteur CCD présente une efficacité maximale dans les grandes longueurs d'onde (« rouge »), soit autour de 600 nm. Il est donc intéressant d'étudier le bruit dans cette gamme spectrale.

Un support à échantillon spécial permet l'observation de 28 portions de surface indépendantes, sans recouvrement entre elles (cf. Figure 2.6). Nous avons regardé la statistique sur les valeurs prises par les pixels du capteur en chacune de ces 28 vignettes.

Le protocole de l'étude de répétabilité consistait alors à régler et stabiliser l'intensité de la source QTH pour obtenir un éclaircissement constant, puis positionner le système dans une configuration unique $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$. Nous réalisons ensuite 100 mesures consécutives de luminance dans des conditions de répétabilité, c'est-à-dire sans changer le système de position ni de paramètres optiques et angulaires. Ce protocole est appliqué séquentiellement sur les 28 zones de l'échantillon.

La figure 2.7 présente des captures qui permettent de caractériser qualitativement les « grains », ou les pixels d'intensité plus élevée dans les images fournies par le capteur. Pour une même zone de l'échantillon, les valeurs des pixels ne varient que très peu d'une capture à l'autre. Il est déjà conjecturable à ce stade que les figures sont très semblables visuellement et que le bruit du système influence peu les valeurs de chaque répétition.

Pour appuyer l'observation qualitative, regardons les valeurs prises par chaque pixel de l'image, et leurs répartitions statistiques.

Pour une zone donnée d'un échantillon, l'accès aux 100 répétitions donne accès aux écarts-types relatif de la luminance sur chacun des 205 783 pixels utiles de ConDOR. Il est ensuite possible de déterminer le minimum, le maximum, la médiane, et les quartiles 1 et 3 sur ces écarts-types relatifs. Le tableau 2.4 présente la moyenne de ces valeurs sur les 28 zones

indépendantes. Celle-ci démontre des valeurs d'écart-types relatifs très faibles, aux environs de 2%.

La moyenne des écart-types relatif maximum est élevée : 16,29%. Cette valeur est surprenante. Il s'agit cependant de cas exceptionnels isolés. Il arrive que, sur 100 captures, une légère instabilité de la source lumineuse, ou bien un léger déplacement de l'échantillon, par exemple lié à des effets de température, crée un déplacement d'un ou deux points d'intensité élevée, ce qui crée un pic isolé au sein de la matrice des écarts-types relatifs. Un exemple de ce phénomène est présenté en figure 2.8.

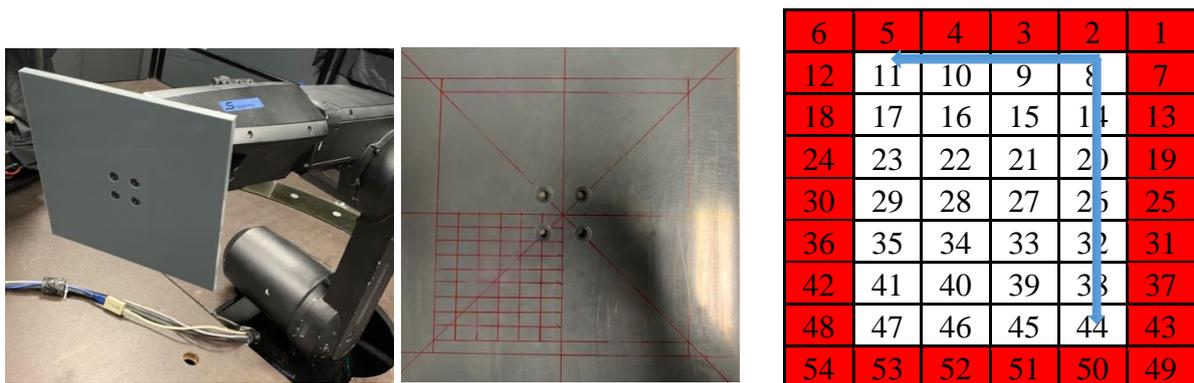


Figure 2.6 – Support à échantillon conçu pour pouvoir accéder à plusieurs positions indépendantes des échantillons NCS 6 (75 GU) dans le cas d'un champ de 10 mm. A gauche, on observe le support sur le bras de robot, au milieu le support vu de près, et à droite les possibilités de déplacements de l'échantillon sur différentes zones indépendantes. (N.B : l'objectif initial était de prendre l'intégralité des 54 positions indépendantes possibles sur l'échantillon. Mais les échantillons réalisés sur papier tendent à se déformer sur les bords. Le collage de ceux-ci sur une surface plane n'a pas suffi à pallier ce souci. D'où les zones en rouge non considérées pour la mesure).

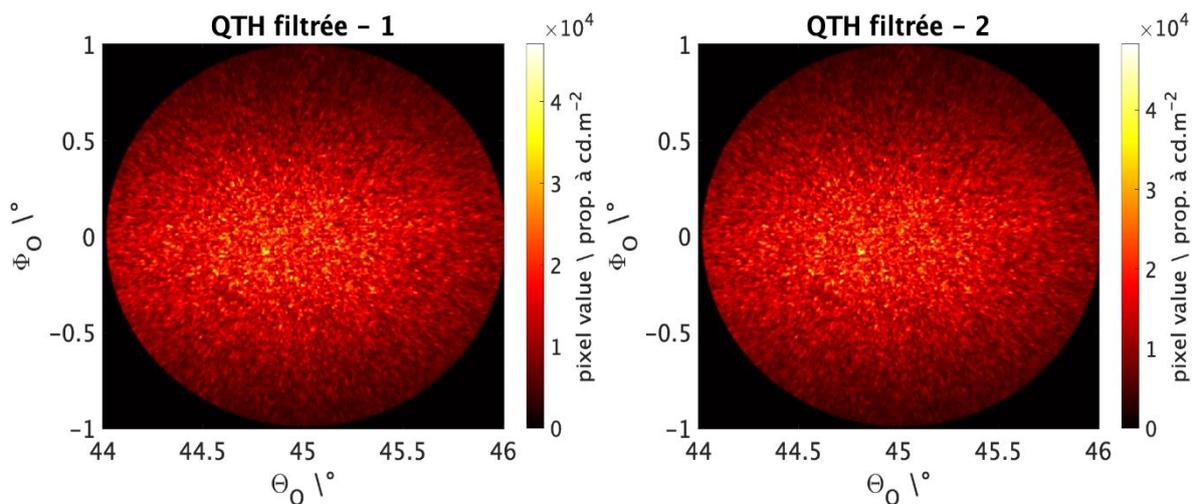


Figure 2.7 – Deux captures de luminance réalisées par ConDOR dans des conditions de répétabilité (utilisation d'un même filtre interférentiel pour les deux captures).

Tableau 2.4 – Moyennes sur les 28 positions des écart-types minimums, maximums, médians, moyens et aux quartiles dans le cas de l'éclairage avec filtre interférentiel centré à 699 nm.

Statistiques concernant l'écart-type relative des pixels des mesures en éclairage QTH filtré						
	Min	Max	Mediane	Moyenne	Q1	Q3
Moyennes	0,29%	16,29%	1,80%	2,06%	1,30%	2,55%

En comparaison, l'écart-type relatif des valeurs prise par l'ensemble des pixels prends des valeurs indiscutablement plus élevées : 67% pour une mesure sous éclairage laser, et 59% en éclairage QTH filtré.

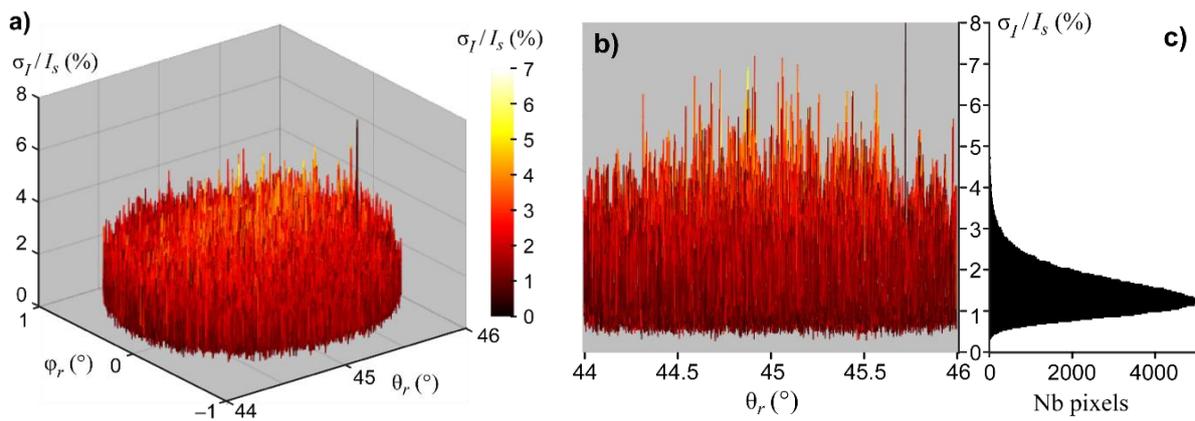


Figure 2.8 – Écart-type des fluctuations relatives du signal détecté d'un coup à l'autre. A) Vue 3D et b) vue latérale montrant les valeurs de l'écart-type obtenues sur chaque pixel du détecteur, calculées à partir de 100 images. C) Histogramme des valeurs des écart-types relatifs.

En définitive, à l'issue de cette étude de répétabilité, l'apparition des grains au sein des mesures de BRDF n'est manifestement pas liée à un bruit du système, et repose bel et bien sur un effet optique lié à la rugosité de la surface. L'étude des paramètres d'influence du speckle devrait alors nous éclairer sur l'impact de ce dernier.

2.3.2. Résolution angulaire, but du système et postulats de mesures

Comme présenté au chapitre 1, la haute résolution angulaire est le paramètre qui nous a permis de voir apparaître les fluctuations de speckle. L'objectif des études qui vont suivre est de rester à une résolution qui soit proche de celle l'œil humain standard. Le trou du sténopé doit alors satisfaire à la règle suivante pour qu'il ne soit pas un facteur de dégradation de la résolution angulaire des mesures. Son diamètre doit satisfaire la condition :

$$\alpha = \arctan\left(\frac{d_{\text{sténopé}}}{f}\right) < 0,017^\circ,$$

soit,

$$d_{\text{sténopé}} < 116 \mu\text{m}.$$

Dans la suite, seuls des sténopés de diamètre 50 et 100 μm sont donc utilisés.

2.4 Paramètres d'influence du speckle et améliorations liées à l'étude

La taille du grain de speckle dans le plan de Fourier est définie par la relation suivante :

$$a = \frac{\lambda f'_{\text{conoscope}}}{D}$$

avec a le diamètre d'un grain de speckle, λ la longueur d'onde, $f'_{\text{conoscope}}$ la focale du conoscope, D le diamètre du faisceau incident.

La focale du conoscope étant constante, on en déduit que la taille des grains peut varier en fonction de λ et de D . Les paramètres d'influence à observer sont donc la longueur d'onde, le diamètre du faisceau et la largeur spectrale. La rugosité étant à l'origine de la structure aléatoire de l'échantillon, le dernier paramètre d'influence concerne la zone de l'échantillon servant à la mesure, et la comparaison entre les différentes zones, qu'elles soient corrélées ou indépendantes.

2.4.1 Influence de la longueur d'onde

Pour étudier l'influence de la longueur d'onde λ sur les mesures de BRDF, trois filtres interférentiels de bande spectrales différentes sont utilisés ici. Ils possèdent des largeurs de bandes de 15 nm à mi-hauteur, centrées à 503 nm pour le vert, 404 nm pour le bleu et 699 nm pour le rouge.

On garde un champ assez ouvert pour garantir un temps d'exposition raisonnable. Le diamètre de champ utilisé est de $D = 10$ mm.

Le tableau 2.5 et la figure 2.9 montrent les résultats pour un champ de 10 mm, et une nette variation entre les figures de speckle mesurées d'une longueur d'onde à l'autre : les valeurs de contraste augmentent fortement quand la longueur d'onde augmente et les ordres des lois Gamma observées voient leurs valeurs chuter. D'un point de vue qualitatif, les grains sont aussi de plus en plus résolus avec l'augmentation de la longueur d'onde.

Tableau 2.5 – Valeurs de contrastes et de rapports signal sur bruit dans le cas d'un faisceau incident de diamètre 10 mm pour 3 sources lumineuses différentes : la lampe QTH filtrée par un filtre rouge, puis par un filtre vert, et enfin un filtre bleu – les longueurs d'onde et largeur spectrale sont précisées.

Sources et largeur spectrale	Filtre Bleu ($\lambda = 404$ nm ; $\Delta\lambda = 15$ nm)	Lampe Vert ($\lambda = 503$ nm ; $\Delta\lambda = 15$ nm)	Filtre Rouge ($\lambda = 699$ nm ; $\Delta\lambda = 15$ nm)
Contraste	0.18	0.22	0.31
Rapport signal sur bruit	5.50	4.53	3.19

Les résultats présentés étaient attendus dans la mesure où l'augmentation de la longueur d'onde dilate la figure de speckle globale, ce qui entraîne une densité de grains moins importante et des grains plus gros. Ils comportent l'hypothèse que les fluctuations sont bien une figure de speckle, puisque la théorie du speckle permet d'expliquer les tendances observées.

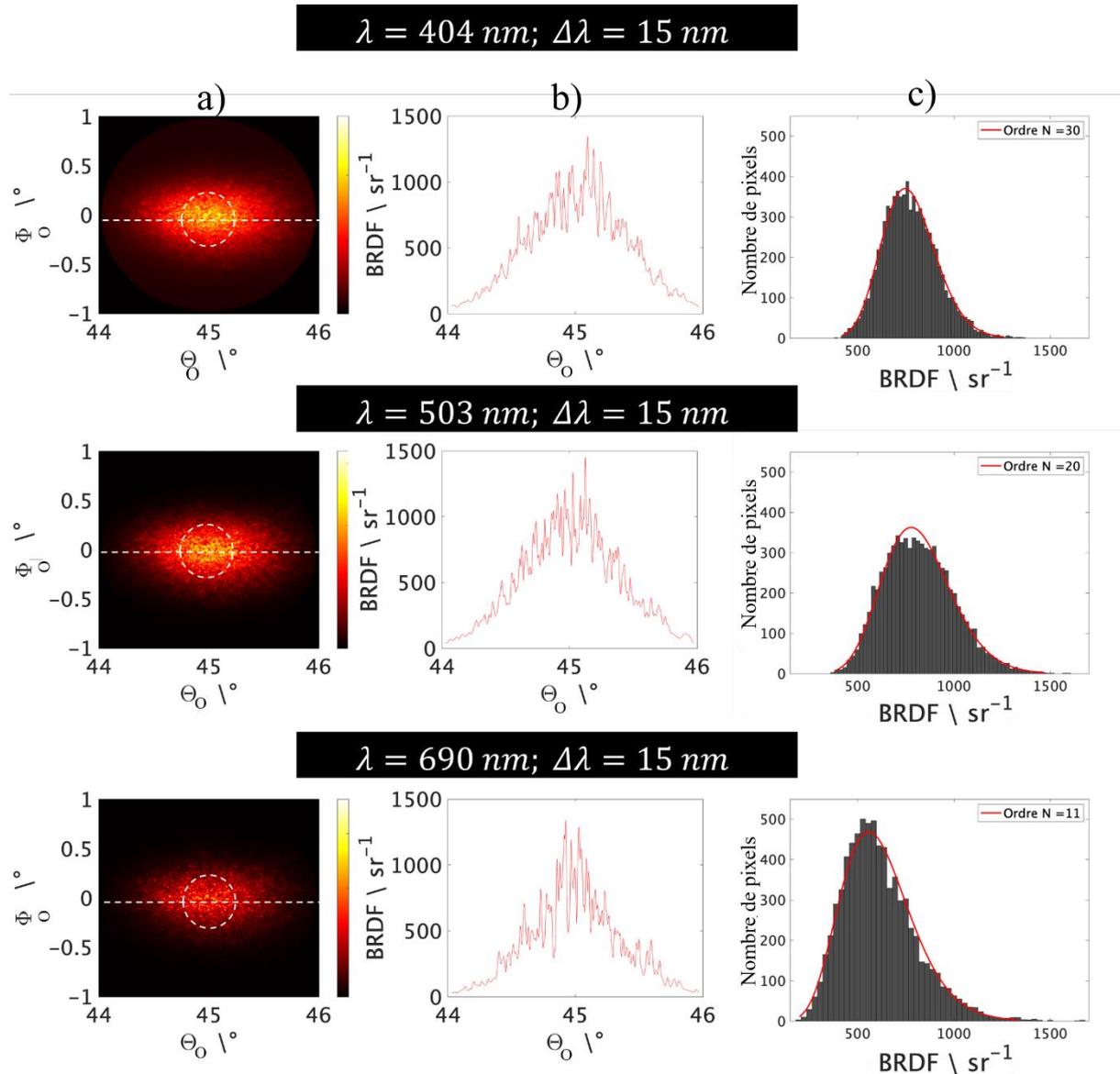


Figure 2.9– a) Vues en θ , φ et b) vues en coupe (suivant la ligne en pointillé blanc) des BRDF d'un échantillon NCS 7 (95 GU) éclairé par l'ensemble « QTH + Filtre Bleu » (figures du haut), « QTH + Filtre Vert » (figures du milieu), « QTH + Filtre Rouge » (figures du bas) accompagnées de c) l'histogramme des valeurs prises par les pixels dans un rayon de 50 pixels par rapport au centre (disque indiqué par le cercle en pointillé blanc), dans le cas d'un diamètre de faisceau incident de 10 mm. La courbe rouge est la loi Gamma décrivant le mieux l'histogramme. L'ordre de celle-ci est indiqué en légende.

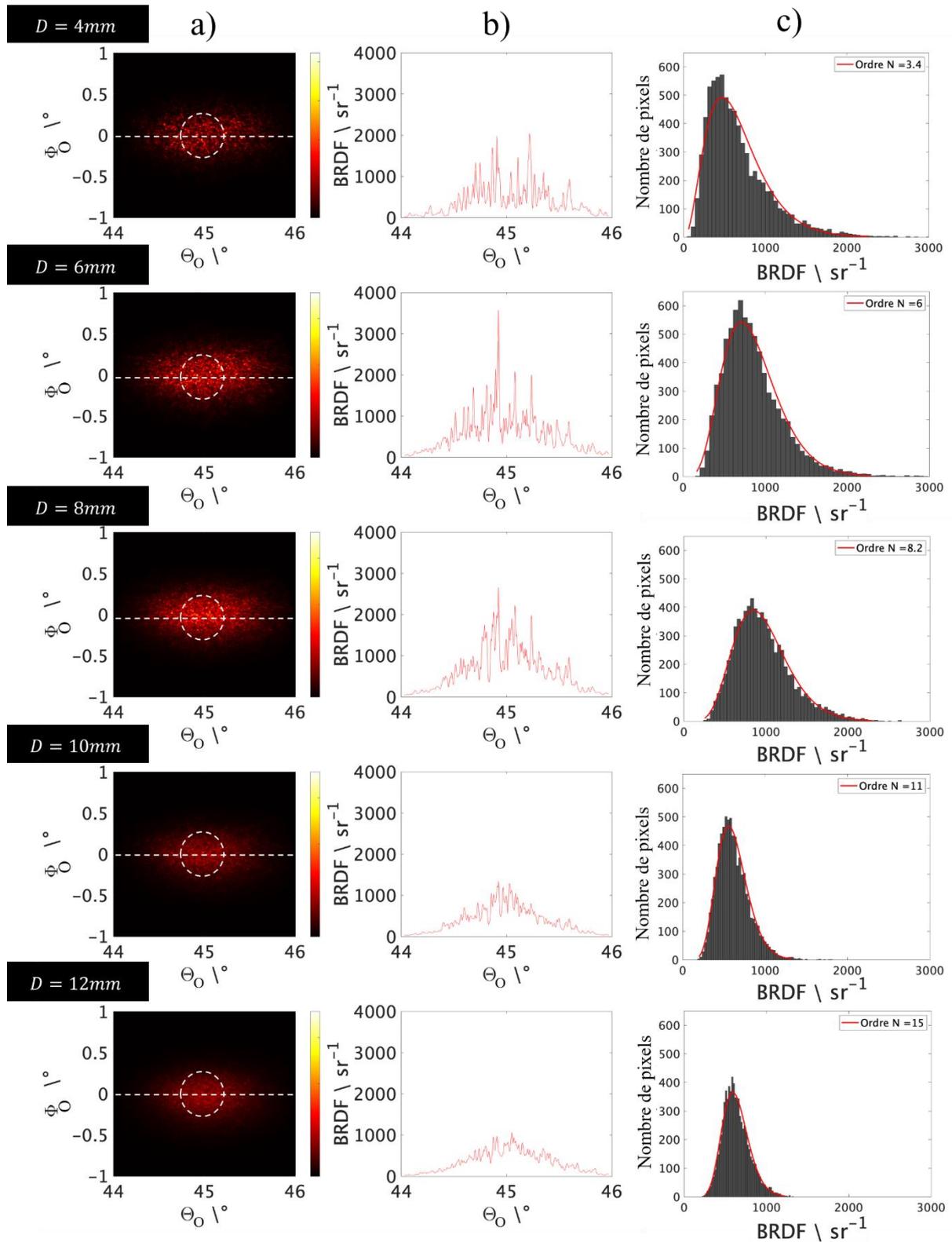


Figure 2.10 – Vue en (θ, φ) et b) en coupe (suivant la ligne en pointillé blanc) de la BRDF d'un échantillon NCS 7 (95 GU) éclairé par l'ensemble « QTH + Filtre interférentiel rouge ». c) Histogramme des valeurs prises par les pixels dans un rayon de 50 pixels par rapport au centre (dans le disque délimité par le cercle en pointillé blanc), dans le cas de champs à 4, 6, 8, 10 et 12 mm (de haut en bas).

2.4.2 Influence du diamètre du faisceau

Selon la théorie du speckle, une réduction du diamètre du faisceau incident doit entraîner un meilleur contraste entre les points de speckle. On devrait observer des pics de plus en plus marqués à mesure qu'on réduit ce diamètre de champ. Dans cette partie, nous conservons la configuration avec la lampe QTH et le filtre interférentiel rouge centré à 699 nm. Seul le diamètre du diaphragme de champ est modifié et prend les valeurs de 4, 6, 8, 10 et 12 mm.

D'un point de vue quantitatif, les vues en coupe de la figure 2.10 dans la colonne du milieu, dessinent une enveloppe similaire qui correspond à l'allure du pic spéculaire avoisinant les 1000 sr⁻¹. Mais des pics d'intensité allant jusqu'à près de 4000 sr⁻¹ sont présents dans la figure associée au diamètre 4 mm. Les valeurs de contraste diminuent également avec un diamètre de faisceau plus grand.

Tableau 2.6 – Valeurs de contraste et de rapports signal sur bruit dans le cas d'un faisceau incident de diamètre variant de 4 à 12 mm pour une source QTH filtrée par un filtre rouge centré à 699 nm de largeur spectrale 15 nm.

Diamètre du faisceau	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	12 mm
Contraste	0.59	0.43	0.36	0.31	0.26
Rapport signal sur bruit	1.73	2.30	2.80	3.19	3.89

Les ordres des lois Gamma observés, respectivement les contrastes présentés dans le tableau 2.6, sont en croissance, respectivement en décroissance manifeste avec l'augmentation du diamètre du faisceau incident. Les grains sont plus resserrés. Le diamètre du champ a donc bien un impact sur la figure observée, et les résultats sont bien en accord avec ce que nous avons dit sur la théorie du speckle.

2.4.3 Influence de la largeur de bande spectrale

Le phénomène de speckle est bien connu et très visible dans le cas d'un éclairage laser. Il est souvent plus discret, voir indiscernable en lumière blanche avec spectre large. La démarche expérimentale suivante permet de comparer les mesures en changeant le spectre de la source.

Les résultats sont présentés dans le tableau 2.7 et la figure 2.11. Les valeurs de rapport signal sur bruit augmentent fortement avec la largeur spectrale, ce que l'on peut constater à travers les allures des figures vues en (θ, φ) et en coupe dans les colonnes a) et b) de la figure 2.11.

Dans le cas d'un filtre $V(\lambda)$, nous mesurons les luminances en cd.m⁻², à la précision de la sensibilité du CCD près (voir annexe D la courbe de sensibilité du capteur utilisé). En revanche pour un filtre interférentiel, la valeur sur le capteur est plus incertaine du point de vue de la photométrie. Dans notre cas, ça n'impacte pas notre démarche, qui consiste à effectuer des comparaisons. On raisonne donc en « nombre de coups ». La largeur spectrale est directement

liée à la cohérence temporelle du faisceau incident. Les chapitres suivants détailleront plus en détail l'impact de la cohérence temporelle sur la mesure.

Tableau 2.7 – Valeurs de contraste et de rapports signal sur bruit dans le cas d'un faisceau incident de diamètre 10 mm pour 2 sources de largeur spectrale différentes : la lampe QTH filtrée par un filtre $V(\lambda)$, puis par un filtre interférentiel – les longueurs d'onde et largeurs spectrales sont précisées pour les deux premiers cas.

Sources et largeur spectrale	Lampe QTH + filtre $V(\lambda)$ ($\lambda = 550 \text{ nm}$; $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$)	Lampe QTH + filtre interférentiel ($\lambda = 699 \text{ nm}$; $\Delta\lambda = 15 \text{ nm}$)
Contraste	0.10	0.25
Rapport signal sur bruit	9.87	4,00

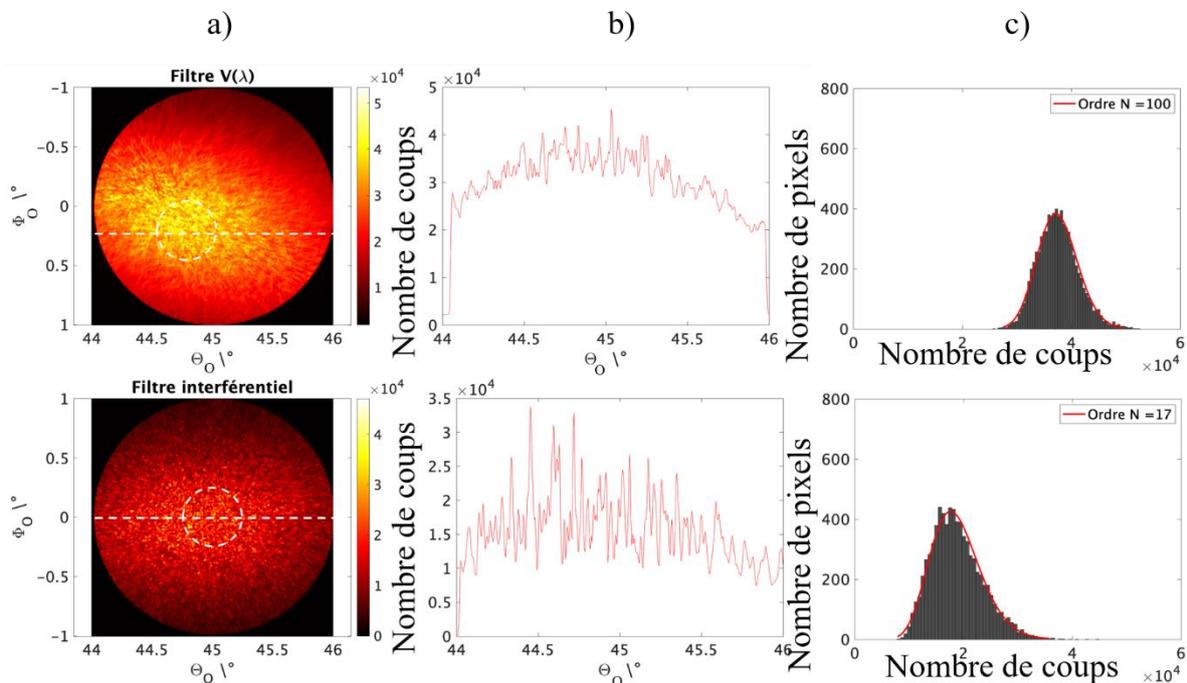


Figure 2.11– Comparaison de deux captures du conoscope en nombre de coups a) en θ , φ et b) en coupe (suivant la ligne en pointillé blanc – le signal étant excentré dans le premier cas, nous avons pris $\varphi = 0,25^\circ$ pour le filtre $V(\lambda)$ et $\varphi = 0^\circ$ pour le filtre interférentiel) d'un échantillon NCS 6 (75 GU) par 2 éclairages différents : l'ensemble « lampe QTH + $V(\lambda)$ » et « lampe QTH + filtre interférentiel ». c) Les histogrammes sont réalisés à partir du disque de pixels indiqué par le cercle en pointillé blanc. La courbe rouge indique la loi Gamma décrivant le mieux l'histogramme. L'ordre de celle-ci est indiqué en légende.

2.4.4 Influence de la zone de l'échantillon

Comme nous le précisons au chapitre 1, la figure de speckle est liée à l'interaction entre un front d'onde plan et des éléments de surface répartis aléatoirement. Nous pouvons donc nous

attendre à ce que la mesure de la BRDF d'un échantillon sur une zone spécifique corresponde à des points de speckle spécifiques. En déplaçant l'échantillon de la taille de la zone éclairée sur l'échantillon, la topologie de surface observée sera progressivement décorrélée de celle de l'aire initiale. Il sera ainsi possible de suivre l'apparition et la disparition des grains de speckle dans les mesures de BRDF.

La zone d'éclairage dans notre système d'étude étant de 10 mm, en déplaçant l'échantillon, les grains de speckle seront plus — respectivement moins — intense si on éclaire — ou éteint — une contribution supplémentaire. Par ailleurs, en théorie, la figure de speckle change intégralement pour chaque déplacement de 10 mm, c'est-à-dire pour chaque nouvelle aire sans recouvrement avec les précédentes, en supposant la rugosité de celui-ci comme parfaitement uniforme.

Pour mettre en évidence ce phénomène, il est nécessaire de très bien maîtriser les déplacements de l'échantillon. Nous avons décidé de réaliser un autre support à échantillon qui nous permet de déplacer ce dernier, sans avoir à déplacer le robot ou le faisceau incident. En effet, l'incertitude sur les déplacements angulaires du robot est trop importante pour garantir la stabilité des angles dans ce genre d'expérience basée sur la translation de l'échantillon.

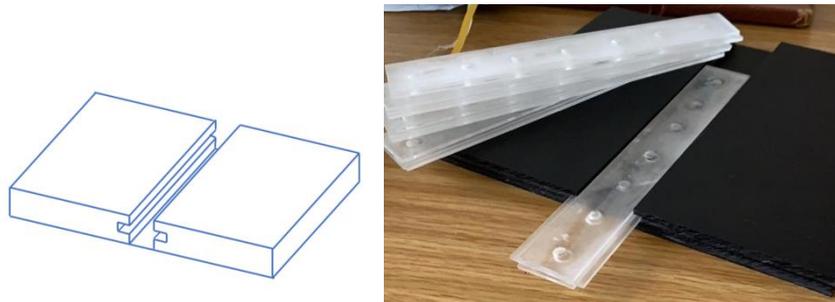


Figure 2.12 – Schéma et photographie du support à échantillon, ainsi que des « réglettes » sur lesquelles sont collés les échantillons permettant les translations stables.

Ce support permet des translations millimétriques de l'échantillon dans son plan, permettant ainsi des mesures sur des zones contrôlées de l'échantillon dans le champ du capteur. Le suivi des apparitions et disparitions des grains de speckle, comme le démontre la figure 2.13, est alors possible. Les vignettes centrales permettent de suivre l'évolution d'un grain particulier à mesure que le faisceau incident se déplace. Un échantillon plus brillant, NCS7 (95 GU), permet alors de voir l'intégralité du pic spéculaire pour cette étude.

Nous avons cherché à réaliser plusieurs déplacements sur plusieurs zones spatialement indépendantes. Il s'est cependant avéré qu'en déplaçant l'échantillon, nous observons quand

même une « dérive » de la position du pic spéculaire³ dans la mesure. Nous supposons que la dérive de ce pic spéculaire est liée au support papier et à son collage sur son support. Dans la suite, des échantillons rigides nous permettent de nous affranchir de ce souci.

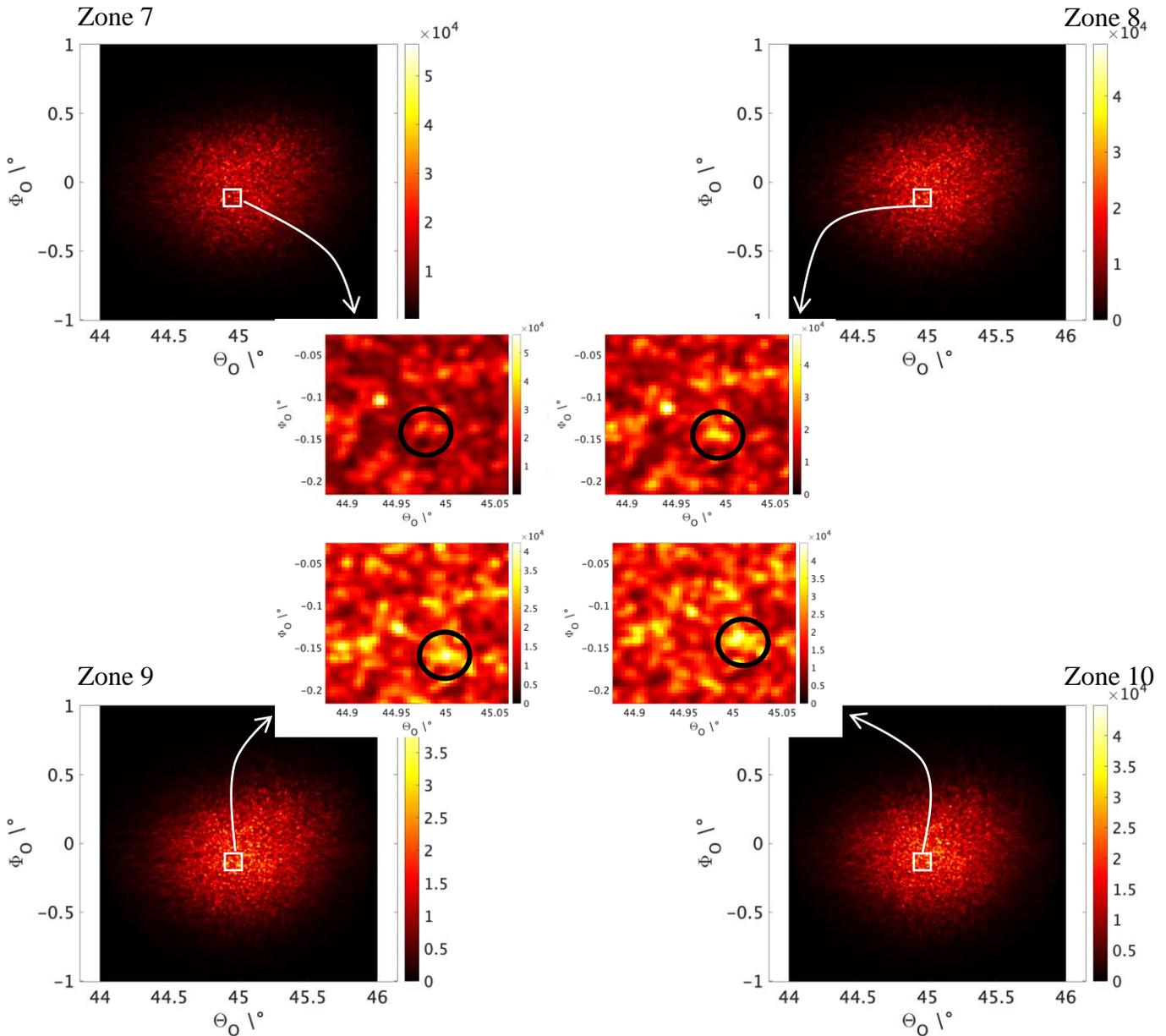


Figure 2.13 – Zoom sur l'apparition d'un groupe de grains de speckle de forte intensité suivant la translation de l'échantillon NCS 7 (95 GU) des zones 7 à 10, zones ayant un recouvrement partiel entre elles, espacées de 2 mm. Configuration : source QTH et filtre interférentiel, diamètre de faisceau de 10 mm.

³ Je rappelle ici que lorsqu'on mentionne le « pic spéculaire », nous l'utilisons au sens des métrologues, ce qui comprend l'enveloppe globale autour de la direction spéculaire.

En première conclusion de cette partie, nous pouvons être assurés du fait que les grains de speckle se comportent comme la théorie le prévoit au niveau de l'apparition et la disparition des grains en fonction du déplacement de l'échantillon, et les motifs de speckle sont bien indépendants pour chaque surface indépendante observée. Nous conservons cependant une allure commune de la moyenne du pic spéculaire qui garde une taille et une forme similaire quelle que soit la zone d'étude sur l'échantillon.

2.4.5 Conclusions et limites

Nous pouvons écarter la contribution du bruit du système, qui est mineure par rapport aux fluctuations observées dans les mesures de BRDF. On peut avancer sans peine que le phénomène observé au sein des mesures relève bien du speckle. Les variations de largeur de bande montrent son impact sur le contraste et nous donnent une première référence de mesure avec éclairage laser. Les changements de positions sur l'échantillon montrent des motifs de speckle différents pour des surfaces éclairées indépendantes, et l'apparition et à la disparition de grains de speckle correspondant aux passages d'une zone indépendante à une autre est possible. L'analyse des ordres des histogrammes indique un accord avec la théorie des statistiques du premier ordre en lien avec le speckle. La variation de la longueur d'onde, à largeur de bande constante nous permet également d'observer un phénomène de concentration/dispersion des grains de speckle en fonction de la longueur d'onde, ce qui renforce l'hypothèse selon laquelle le phénomène à l'origine des figures aléatoires observées est d'origine ondulatoire. En effet, un phénomène d'origine géométrique n'engendrerait pas de différence suivant la longueur d'onde. Enfin, la réduction du diamètre du diaphragme de champ nous permet d'observer très nettement l'apparition de grains de speckle de plus en plus isolés, et donc de plus en plus contrastés dans les images acquises.

À la suite de cette première phase de mesure sur ConDOR, nous avons réalisé un second montage permettant de consolider les résultats montrés jusqu'à présent.

Chapitre 3.

Éclairage par laser : impact de la cohérence spatiale d'une source cohérente temporellement

Les premières mesures constatées sur ConDOR nous ont montré une mesure de BRDF d'allure chaotique et complexe, avec ce qu'on pourrait qualifier d'une allure en forme d'étoile, comme à la figure 2.11. Ici, nous continuons la démarche entamée au chapitre 2 en allant plus en détail dans l'analyse des ordres des lois gammas observés en commençant avec un éclairage monochromatique, cohérent temporellement.

Nous allons présenter des mesures réalisées avec un éclairage laser, d'abord sur le système d'origine, puis sur un banc éphémère réalisé spécifiquement pour la mesure dans ces conditions. Le but recherché dans cette partie est d'observer des mesures de BRDF en revenant aux fondamentaux du speckle complètement développé en lumière monochromatique. L'étape suivante est la simulation du système de mesure grâce à la théorie du speckle, afin de confronter les résultats expérimentaux à la théorie appliquée au laser. De plus, nous considérerons dès cette partie l'impact de la cohérence spatiale, liée à la taille du sténopé.

En préambule, rappelons les notions de cohérence spatiale et temporelle. La cohérence spatiale représente la capacité de chacun des points du front d'onde à interférer avec n'importe quel autre point, tandis que la cohérence temporelle est liée à la largeur spectrale de la source. L'inverse de cette largeur spectrale définit un temps de cohérence, qui représente les valeurs prises par une même onde à deux instants différents. Nous verrons donc dans les prochains chapitres l'impact de la taille de la source, impactant la cohérence spatiale, mais aussi l'impact de la largeur spectrale, impactant ainsi la cohérence temporelle.

3.1 Source laser

La mise en place d'une source d'éclairage laser peut sembler anodine mais dans le cas de la détection ConDOR, qui présente un capteur particulièrement sensible, l'utilisation d'une telle source a présenté plusieurs défis : la stabilité du faisceau, les interférences liées aux différents

éléments optiques du systèmes (lentille convergente vers le sténopé, doublet, permettant de collimater le faisceau).

3.1.1 Répétabilité avec une source laser

La mesure de la répétabilité en lumière laser a été réalisée directement sur le montage du goniospectrophotomètre, avec un laser commercial He-Ne, centré à 632,8 nm. Le schéma de la figure 3.1 explique le montage : le laser positionné sur la table d'éclairage est diffusé par un verre dépoli avant d'éclairer le sténopé. Ce verre dépoli sera lui-même source d'ajout de speckle, mais le but recherché étant de tester la répétabilité de la mesure du côté du capteur, les sources d'ajout de speckle ne nous importent pas dans ce premier temps.

NB : Il est cependant important de garder en mémoire ce point dans l'analyse des résultats. Nous observons la superposition de 2 figures de speckle indépendantes, l'une provenant du verre dépoli, et l'autre provenant de l'échantillon. Cela impactera donc les valeurs de contraste, de rapport signal-sur-bruit et l'ordre de la loi Gamma observée, mais n'empêche pas de conclure sur la répétabilité.

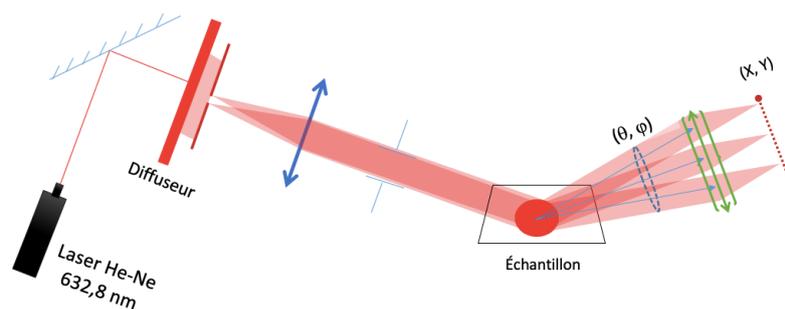


Figure 3.1 – Schéma du goniospectrophotomètre ConDOR, dans la configuration d'une source laser He-Ne. La résolution angulaire est de $0,0143^\circ$ et le champ de 10 mm.

L'expérience de répétabilité en lumière laser est semblable en tout point à l'étude décrite dans la section 2.3.1. Pour le protocole, il suffit de se référer à la partie 2.3.1. La figures 3.2 et le tableau 3.1 rassemblent les résultats de la répétabilité en lumière laser.

Tableau 3.1– Moyennes sur les 28 positions des écart-types minimums, maximums, médians, moyens et aux quartiles dans le cas de l'éclairage laser.

Statistiques décrivant l'écart-type dans le cas de la mesure Laser						
	Min	Max	Mediane	Moyenne	Q1	Q3
Moyennes	0,39%	27,41%	4,29%	4,81%	2,94 %	6,20%

En comparaison à l'étude de la section 2.3.1 avec l'éclairage QTH filtrée, il est indéniable que le laser donne des écart-type relatifs plus élevés que le filtre interférentiel. L'hypothèse, qui reste encore à vérifier, est alors liée à la stabilité de la source laser, comparée à celle de la lampe QTH située en amont du filtre. Les valeurs d'écart-types médians restant inférieures à 5% dans les deux configurations, ces écarts n'invalident pas le reste de l'étude.

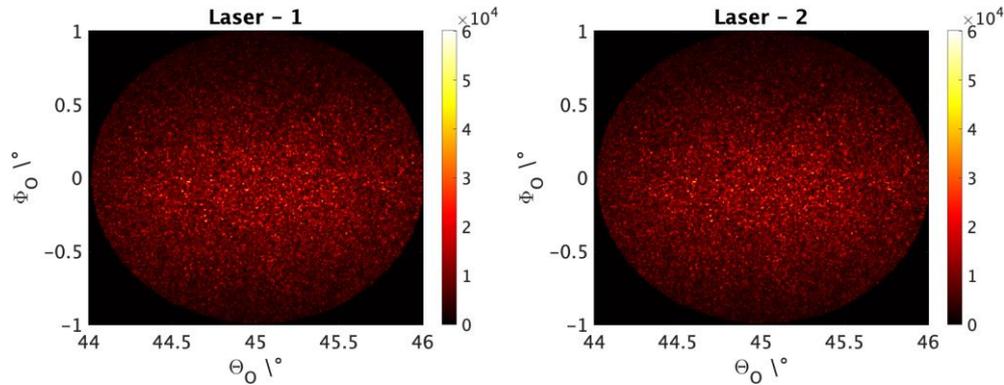


Figure 3.2 – Deux répétitions de capture de luminance réalisées par ConDOR (utilisation d'un éclairage laser pour les deux captures).

Le banc de mesure décrit utilise un laser commercial sans possibilité de modulation d'intensité. La mesure directe sature le capteur et n'a pas pu être mesurée, y compris avec l'usage des densités neutres que nous avons à notre disposition. Le calcul de la BRDF n'est pas accessible. Cependant, il n'est pas utile : l'information proportionnelle à la luminance suffit à ce stade. Une autre source est mise en place dans la suite pour palier à ce problème de saturation et obtenir des valeurs de BRDF. La figure 3.3 nous montre que l'ordre de la loi gamma est de 4. Cette valeur est très inférieure que celles de la figure 2.11. Rappelons que nous avons trouvé $N = 99$ pour la lampe QTH filtrée par $V(\lambda)$ et $N = 17$ pour la lampe filtrée par le filtre interférentiel.

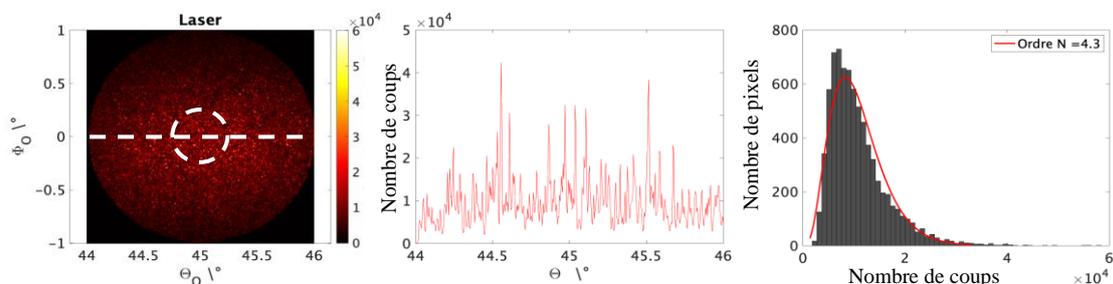


Figure 3.3– Mesure a) en (θ, φ) et b) en coupe (suivant la ligne en pointillés blanc) d'une BRDF d'un échantillon NCS 6 (75 GU) éclairé par source laser He-Ne, à 632,8 nm. C) Les histogrammes sont réalisés à partir du disque indiqué par le cercle en pointillés.

La vue en coupe est très bruitée et laisse difficilement apparaître l'allure moyenne du signal. Le tableau 3.2 montre que la valeur de contraste est plus élevée que lors de l'utilisation de la lumière incohérente.

Sources et largeur spectrale	Laser He-Ne ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$)
Contraste	0.53
Rapport signal sur bruit	1.89

Tableau 3.2 – Valeurs de contrastes et de rapports signal sur bruit dans le cas d'un faisceau incident de diamètre 10 mm et un éclairage laser He-Ne. Le laser est considéré ici monochromatique.

Ces premières mesures en éclairage laser permettent de conclure que la source laser utilisée est plus instable en intensité que la lampe QTH. Cependant, elle permet tout de même une analyse répétable. L'écart-type médian sur la valeur des pixels est de 4,29% avec le laser, contre 1,80% avec la QTH. L'ordre de grandeur est respecté. Les mesures de BRDF ne sont pas possibles car le signal direct sature la détection. Aussi, un banc de mesure éphémère a alors été mis en place pour s'affranchir de ces problèmes de saturation et de superposition du speckle apporté par le verre dépoli.

3.1.2 Banc de test éphémère : mise en place d'une ligne avec laser fibré

Le besoin de nouvelles mesures évoqué ci-dessus ne pouvant être réalisé sur le montage d'origine, un banc expérimental dédié à l'étude des paramètres d'influence du speckle, présenté par la figure 3.4, a été conçu.

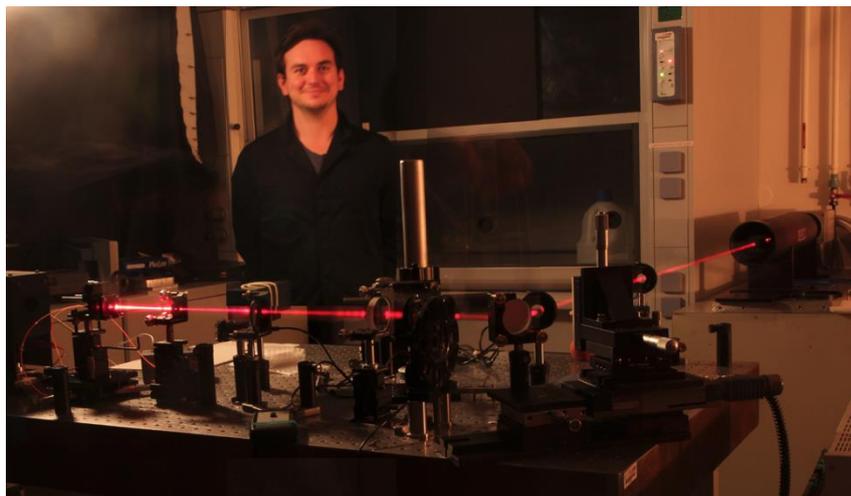


Figure 3.4 – Photo du nouveau montage de mesure de BRDF dans une configuration unique $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$.

Sur cette nouvelle installation, nous utilisons une diode laser fibrée multimode, modulable en puissance. Cette dernière est montrée dans la figure 3.5. La modulation permet de réguler le flux en sortie de la source, et d'éviter le problème de saturation du capteur en mesure directe, et par conséquent, le calcul de la BRDF est possible.

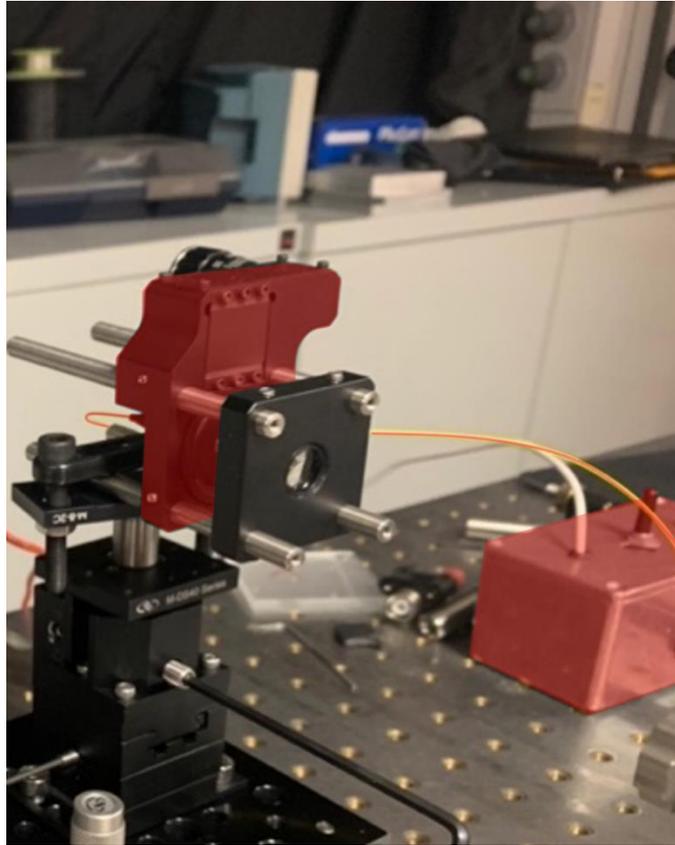


Figure 3.5– Photo du laser fibré utilisé comme source. L'orientation de l'éclairage et l'alignement du sténopé se fait grâce au plateau d'inclinaison et aux vis micrométriques.

Afin de favoriser la mise en évidence du speckle sur ce banc dédié, nous choisissons un sténopé d'autant plus petit, de 50 μm de diamètre, la résolution angulaire théorique du système devient $0,0072^\circ$. Ce montage permet également la translation de l'échantillon afin de réaliser des mesures sur des zones indépendantes.

3.2 Échantillons

Pour l'étude statistique du speckle, il était nécessaire de pouvoir éclairer différentes zones de l'échantillon indépendamment du reste du système.

Lors de l'étude précédente, nous avons fait face à deux problèmes. D'une part, les échantillons réalisés en papier n'étaient pas plats. D'autre part, la translation du bras de robot

n'était pas suffisamment précise. Dès lors, nous ne pouvions conserver les mêmes paramètres angulaires d'éclairage et d'observation lors des déplacements de l'échantillon. Pour pallier ce problème, nous avons fait réaliser de nouveaux échantillons sur verre et implémenté un système de translation de l'échantillon plus simple et plus précis que le bras de robot du goniophotomètre.

A notre demande, la société NCS, partenaire du projet BxDiff, a produit 2 séries de 24 échantillons. Chaque série est composée de :

- 4 échantillons blancs satinés
- 4 échantillons noirs semi-satinés
- 4 échantillons noirs brillants
- 12 échantillons noirs très brillants.

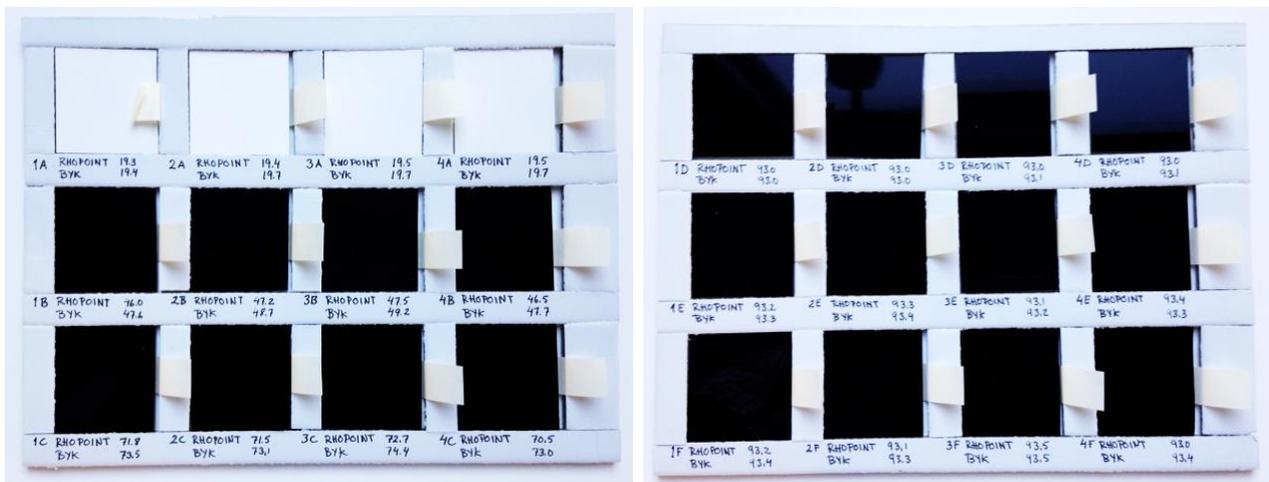


Figure 3.6 – Série d'échantillons rigides produits par NCS (nommés de A à F : les valeurs de gloss mesurées avec 2 glossmètres à 60° sont précisés en dessous de chaque échantillons).

Le procédé de fabrication de ces échantillons a consisté à appliquer les peintures précisées ci-après sur le substrat en verre en une ou deux couches. Pour certains niveaux de brillance, un primaire (« primer » en anglais, ou sous-couche) a également été utilisé pour obtenir l'adhérence nécessaire au revêtement. L'apprêt a été appliqué par pulvérisation. Les couches de revêtement sont des films de peinture humide de 200 μm .

Le revêtement est appliqué manuellement, comme l'illustrent les photos ci-dessous (ici sur papier). Le tableau 3.3 précise la couleur, le brillant et le revêtement utilisé pour chaque catégorie. Davantage d'informations sur les échantillons et les matériaux utilisés sont apportés en annexes B et Bbis.

Tableau 3.3 – Détail des peintures, des couleurs, des revêtements et du niveau de brillant ciblé associé à chaque type d'échantillons.

Sample	Colour	GU 60	Paint	Primer	Hardener	Layers
A	White	20	Acrylic	X		1
B	Black	40	Nitrocellulose	X	X	1
C	Black	70-75	Nitrocellulose	X	X	1
D	Black	93	Nitrocellulose		X	2
E	Black	93	Nitrocellulose		X	1
F	Black	93	Nitrocellulose	X	X	1

La valeur de brillant de tous les échantillons a été remesurée à l'aide de deux glossmètres commerciaux, le IQ de Rhopoint, et le micro-TRI-gloss de BYK dans un angle de 60 degrés, conformément à la norme ISO 2813.



Figure 3.7 – Processus d'application du revêtement sur la surface d'intérêt (ici sur un support papier, mais le processus est le même pour les substrats en verre – images fournies par NCS).

Bien que des mesures aient été réalisées sur l'ensemble des échantillons, et que l'ensemble des résultats observés soient cohérents avec les résultats qui vont suivre, seuls les résultats concernant un échantillon de catégorie C seront présentés. Pour plus de clarté et de cohérence avec les notations précédentes, nous reprendrons l'appellation « NCS 6 », correspondant à un niveau de GU équivalent – aux alentours de 72.

3.3 Caractéristiques du banc laser

Comme on le voit sur la photo du montage à la figure 3.4, le nouveau banc de mesure ne tourne pas et ne possède pas les degrés de liberté offerts par le robot et la couronne du goniospectrophotomètre.

La configuration angulaire est unique : $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_0 = 45^\circ, \varphi_0 = 0^\circ\}$. La mesure du flux incident n'est pas accessible directement. Mais comme nous sommes en configuration « spéculaire », le flux incident peut être mesuré en plaçant un miroir à la place de l'échantillon.

L'échantillon, le support d'échantillon et miroir plan sont montés sur une platine de translation mécanique motorisée, ayant une précision sur le repositionnement micrométrique.

La translation s'effectue le long du plan de l'échantillon. Le support d'échantillon et le miroir sont montés sur des platines de rotation à 2 angles permettant l'alignement de θ_i et θ_o .

Nous avons également placé le support d'échantillon sur une platine micrométrique manuelle qui permet son déplacement selon l'axe y, comme on peut le voir sur la figure 3.8.

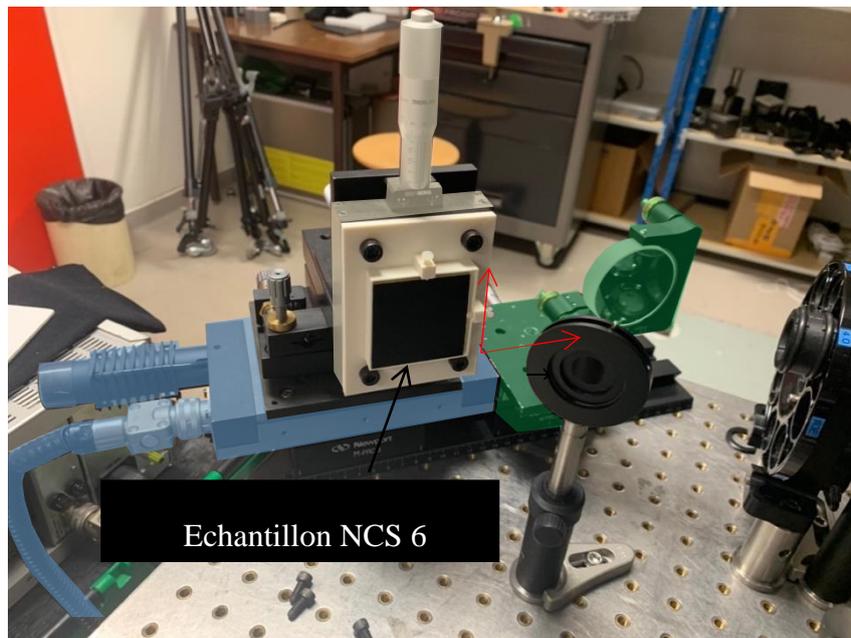


Figure 3.8 – Photo de la translation mécanique du miroir plan (surligné en vert) servant à la mesure directe et du support d'échantillon lui-même composée de deux translations micrométriques : l'une automatique suivant x (en bleu), et l'autre manuelle suivant y (en jaune).

Ces translations couplées au procédé de fabrication des nouveaux échantillons permettent l'accès à différentes positions indépendantes de l'échantillon. Le programme de mesures s'est articulé ainsi :

- faire varier le diamètre du faisceau avec 3 valeurs, à savoir 5, 7 et 9 mm,
- déplacer l'échantillon pour éclairer des zones indépendantes,
- déplacer l'échantillon pour éclairer des zones corrélées entre elles.

3.3.1 Aires d'échantillon éclairées

La surface accessible sur l'échantillon, grâce au montage et au support était de 50 mm en largeur – limitée par la taille de l'échantillon – par 25 mm en hauteur – limitée cette fois par la course de la translation verticale. Ainsi, la taille de la surface et le diamètre du faisceau choisi limitent le nombre de mesures indépendantes réalisables. Il est aussi utile de rappeler, comme on peut le voir sur la figure 3.8, que le faisceau éclaire la surface avec un angle d'incidence de

45°. La forme de la surface éclairée n'est donc pas un cercle mais une ellipse dont le grand axe est de la longueur suivante :

$$L_{\text{grand-axe}} = D_{\text{faisceau}} / \cos(\theta_i) \approx 1,4 \cdot D_{\text{faisceau}}$$

Le schéma de la figure 3.9 explique qu'il a été possible de mesurer 25 positions indépendantes pour $D_{\text{faisceau}} = 5$ mm, 12 positions indépendantes pour $D_{\text{faisceau}} = 7$ mm et 9 positions indépendantes pour $D_{\text{faisceau}} = 9$ mm.

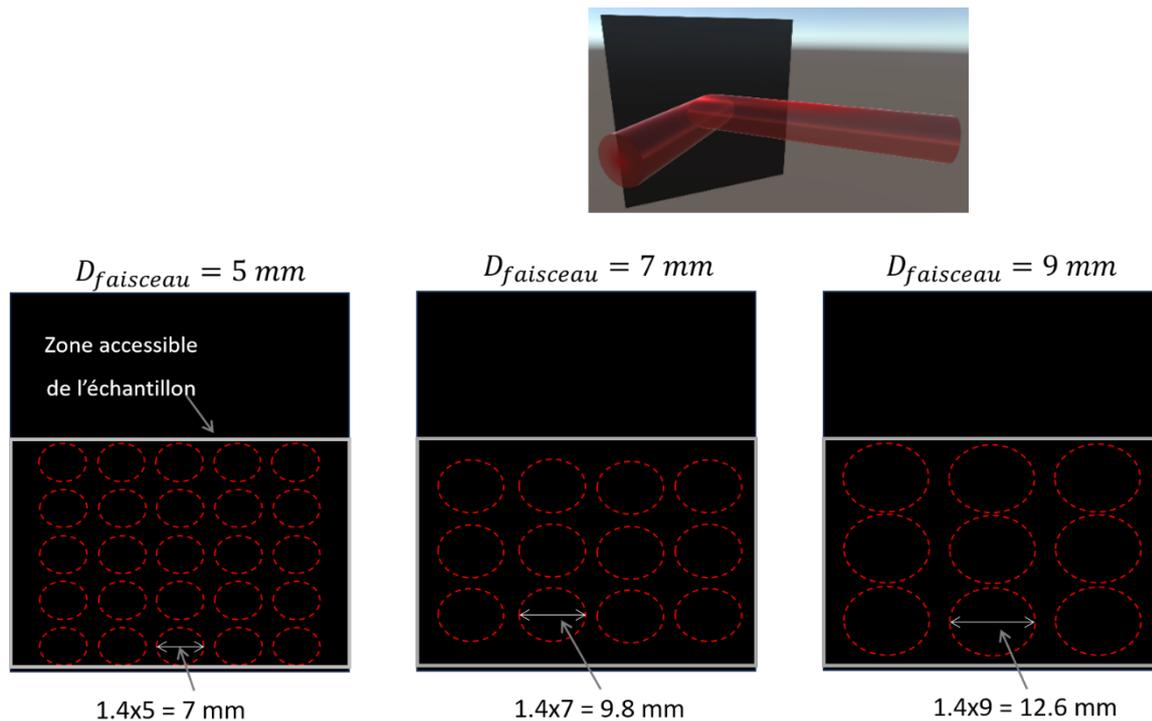


Figure 3.9 – Schéma du faisceau éclairant l'échantillon en haut et des mesures réalisées sur des positions indépendantes de l'échantillon.

Pour le cas des mesures d'aires corrélées, comme le montre la figure 3.10, seul le diamètre le plus grand (9 mm) est conservé pour effectuer 17 déplacements de 2 mm sur une seule ligne de l'échantillon. Nous réalisons 5 mesures à chaque fois. L'écart-type moyen est d'environ 4,5% d'après le tableau 3.1. Ainsi, l'incertitude de type A – liée à la répétition d'une même mesure – sur la valeur de chaque pixel est de l'ordre de $\frac{4,5\%}{\sqrt{5}} \approx 2\%$.

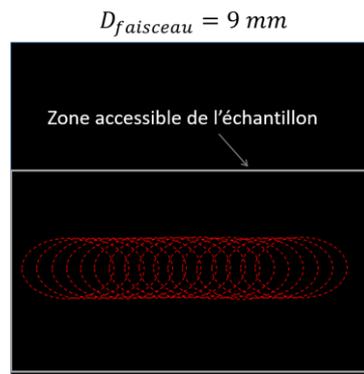


Figure 3.10– Schéma des mesures réalisées sur des positions corrélées de l'échantillon.

3.3.2 Temps d'exposition

Pour la mesure dite du « 100% », ou du flux direct, nous utilisons pour toutes les mesures un filtre de densité neutre de 5,5. Le facteur de transmission $Fact_{att_dir}$ a été mesurée sur le spectrophotomètre primaire du laboratoire pour un spectre $V(\lambda)$.

La valeur de ce facteur de transmission est de $1,08 \cdot 10^{-5}$. La valeur du facteur de transmission varie sûrement de 1% ou 2% à $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Néanmoins, la connaissance au plus haut niveau d'exactitude de la valeur absolue de la BRDF n'est pas cruciale pour ce travail. Aussi, nous décidons d'utiliser cette mesure de $Fact_{att_dir}$, qui satisfait notre besoin. Le tableau 3.4 donne alors l'ensemble des temps d'expositions nécessaires à ces mesures.

Tableau 3.4 – Densités neutres (DN dans le tableau) et temps d'expositions en secondes utilisés pour la mesure du 100% - ou flux direct – et pour la mesure en réflexion sur l'échantillon pour chaque diamètre de faisceau, pour les échantillons utilisés dans ces mesures, à savoir des NCS 6 noirs brillants (75 GU) en éclairage laser.

Échantillon	Filtres	Diamètre faisceau					
		5 mm		7 mm		9 mm	
		100%	Réflexion	100%	Réflexion	100%	Réflexion
NCS 6	DN	5,5	0	5,5	0,5	5,5	0,5
	Laser	Temps d'exposition (en s)	8	10	3,2	5	1,4

3.3.3 Largeur de bande spectrale et résolution du capteur

Dans le cas d'un laser, la largeur de la bande spectrale est inférieure au dixième de nanomètre. Nous démontrons ici que, la largeur spectrale d'émission n'influe pas sur nos mesures.

Supposons un grain de speckle au sein d'une figure de speckle dans le cas d'une onde monochromatique, générée à λ_1 . On lui attribue alors les coordonnées $X = (x, y)$ dans le plan du capteur. Supposons désormais que ce même grain de speckle, toujours au sein de la même figure de speckle, excepté que l'onde monochromatique est maintenant générée avec une longueur d'onde $\lambda_2 > \lambda_1$.

Ce grain de speckle a désormais pour coordonnées

$$(x', y') = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} x, \frac{\lambda_2}{\lambda_1} y \right) \quad (3.1)$$

Le grain de speckle s'est traduit. Cependant, pour détecter la translation d'un quelconque grain au sein de la figure, il faut que cette translation respecte la condition suivante :

$$\sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2} \geq \frac{pas_{CCD}}{2} \quad (3.2)$$

avec :

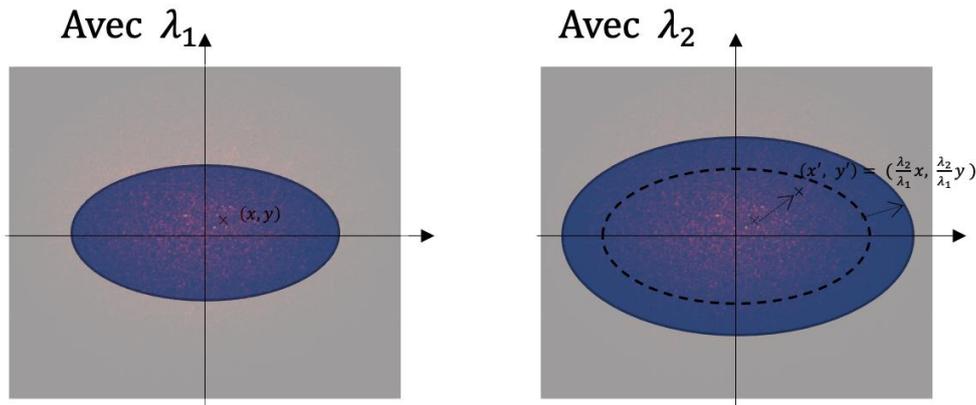


Figure 3.11 – Élargissement d'une figure de speckle en fonction de la longueur d'onde et déplacements des grains de speckle associé.

$$x' - x = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} x \quad \text{et} \quad y' - y = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} y \quad (3.3)$$

et pas_{CCD} correspond à la taille d'un pixel.

On obtient

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_1} |X| \geq \frac{pas_{CCD}}{2}, \quad (3.4)$$

soit

$$\Delta\lambda \geq \frac{pas_{CCD}}{2 \cdot |X|} \cdot \lambda_1 \quad (3.5)$$

Afin de déterminer quelle est la largeur spectrale minimale détectable par CONDOR, il nous faut considérer les paramètres les moins favorables :

- $|X|$ comme étant la norme égale à la moitié de la taille du capteur CCD, à savoir la plus grande distance accessible par rapport au centre, soit $12,28/2 = 6,14$ mm.
- λ_1 comme la plus petite longueur d'onde dans le visible, à savoir 380 nm.

Pour détecter une différence, il faut donc que la source possède une largeur spectrale supérieure à 0,74 nm. Le laser utilisé possède, d'après ses spécifications, une largeur de bande bien inférieure. Si on considère $\lambda_1 = 633$ nm, à savoir la longueur d'onde du laser, cette largeur spectrale minimale monte à 1,24 nm.

3.4 Résultat de mesures avec le banc laser

Les spécifications du banc de mesure ayant été présentées, les paragraphes qui suivent présentent les résultats des différentes mesures réalisées.

3.4.1 Variation du diamètre du faisceau incident

La figure 3.12 montre que, lorsque le diamètre du faisceau incident varie, l'ordre de la loi gamma, que nous déterminons par ajustement en suivant au mieux la forme de l'histogramme, augmente avec le diamètre du faisceau, comme nous l'avons déjà observé dans le chapitre 2, section 2.3.3. Les ordres sont moins élevés qu'avec l'éclairage QTH — filtrée par $V(\lambda)$ ou filtre interférentiel —. De plus le tableau 3.5 montre des valeurs de contraste plus élevées. Le contraste augmente quand le diamètre de faisceau diminue.

Tableau 3.5 – Valeurs de contraste et de signal sur bruit en fonction du diamètre du faisceau dans le cas d'un éclairage monochromatique laser, correspondant aux mesures de la figure 3.12.

Diamètre du faisceau	$D = 5\text{mm}$	$D = 7\text{mm}$	$D = 9\text{mm}$
Contraste	0.70	0.60	0.53
Rapport signal sur bruit	1.42	1.67	1.90

Il reste alors à vérifier que les résultats des mesures de différentes zones d'un même échantillon renvoient des statistiques similaires.

3.4.2 Mesures d'aires distinctes sur l'échantillon

Comme précisé plus haut, chaque configuration a été testée sur le nombre maximum de zones indépendantes de l'échantillon. La figure 3.13 en montre un exemple. Ces mesures indépendantes permettent d'obtenir les ordres des lois gammas telles qu'elles sont obtenues dans la figure 3.12, mais également les valeurs de contrastes et de rapport signal sur bruit.

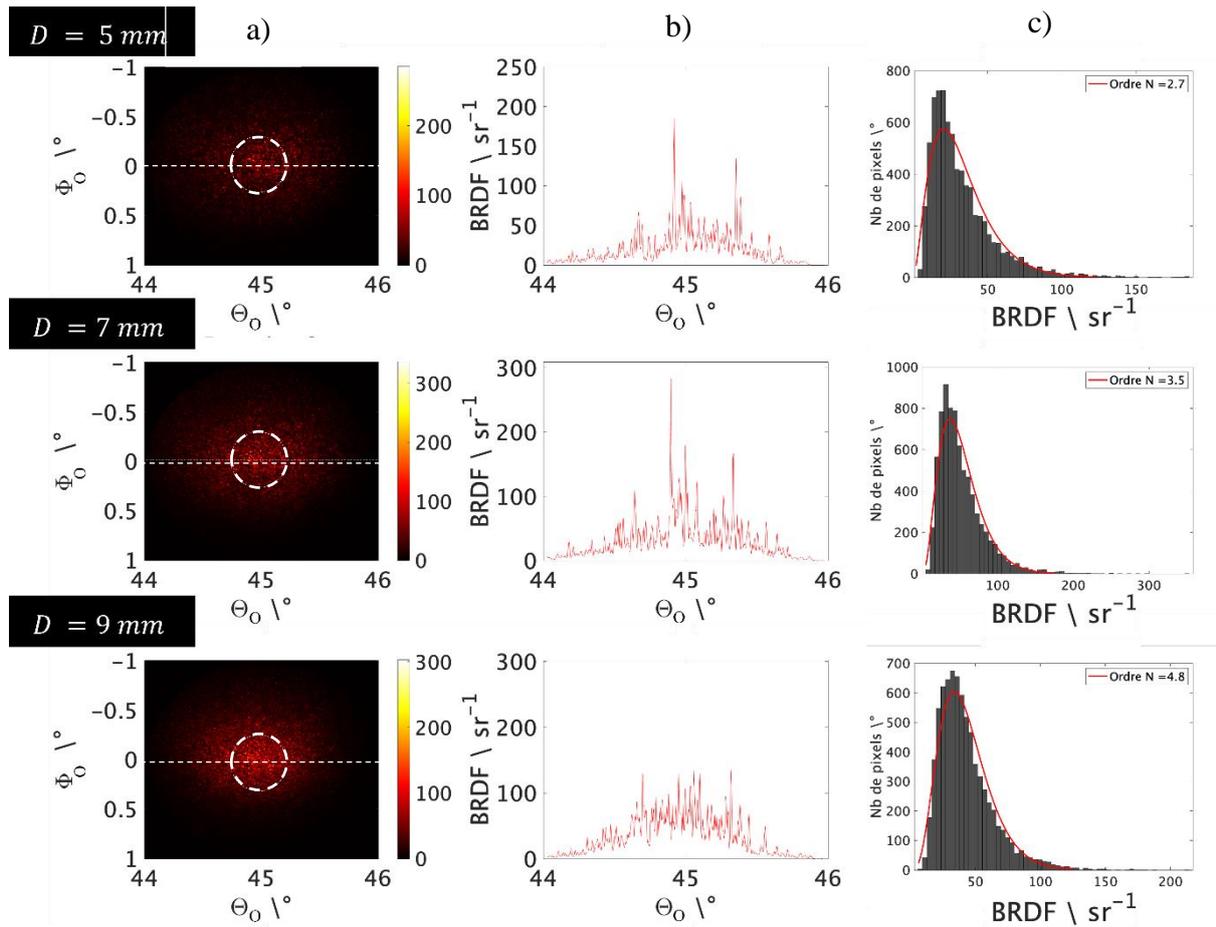


Figure 3.12 – Variation du diamètre du faisceau en éclairage laser, avec l'utilisation des nouveaux échantillons : a) mesure du pic spéculaire d'un échantillon NC6, la droite en pointillé symbolisant b) la coupe et le cercle en pointillé délimitant une zone dont le comportement statistique des pixels est sensiblement comparable afin de pouvoir en obtenir c) l'histogramme. On aura fait correspondre un fit de loi gamma et affiché l'ordre correspondant.

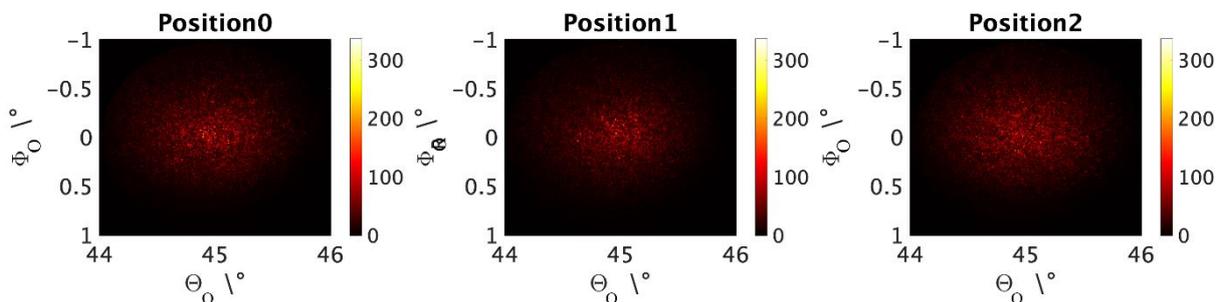


Figure 3.13 – Exemple de trois mesures pour trois positions indépendantes de l'échantillon, ici pour $D_{faisceau} = 7 \text{ mm}$ et l'échantillon NCS 6.

Le tableau 3.6 donne alors les valeurs moyennes et les écarts-types associées des grandeurs statistiques telles qu'elles sont observées en figure 3.12, et calculées sur l'ensemble des zones indépendantes de l'échantillon. Nous observons que les valeurs moyennes sur les différentes zones de l'ordre, du contraste et du rapport signal sur bruit sont stables et ne dépendent pas de la position de l'échantillon. En inversant le raisonnement, nous pouvons aussi attester que les échantillons fournis par NCS sont très homogènes spatialement.

Tableau 3.6– Moyennes et incertitudes sur les ordres des lois gammas, les valeurs de contrastes et de rapport signal sur bruit observées sur les mesures des pics spéculaires de différentes zones de l'échantillon NCS 6 rigide en éclairage Laser, pour la zone centrale de l'échantillon.

D_{faisceau}	5 mm (25 mesures)	7 mm (12 mesures)	9 mm (9 mesures)
Ordre N	2.84 ± 0.031	3.75 ± 0.087	4.57 ± 0.088
Contraste	0.665 ± 0.0043	0.572 ± 0.0077	0.508 ± 0.0054
Rapport signal sur bruit	1.50 ± 0.01	1.75 ± 0.024	1.97 ± 0.021

3.5 Simuler le speckle dans les mesures de BRDF réalisées en lumière cohérente

Après quatre sections dédiées à la mesure en éclairage laser, par nature très cohérent temporellement, nous proposons de passer maintenant à la simulation.

La visée des paragraphes dédiés à la simulation est de comprendre comment se forment ces figures de speckle dans le cadre des mesures de BRDF. Ce manuscrit propose une démarche à plusieurs étapes, dont les premières sont présentées dans cette partie : dans la section 3.6, nous considérons dans un premier temps une source polarisée cohérente temporellement et spatialement, puis nous complexifierons dans la section 3.7 le système en ajoutant la taille du sténopé et la polarisation qui dégrade alors la cohérence spatiale. Au préalable nous abordons, dans cette section 3.5, les principaux paramètres de simulation.

3.5.1 Objectifs et étapes préliminaires de la première phase de simulation

La première étape de la simulation est de mettre en place les éléments qui nous permettront de passer du front d'onde en sortie d'échantillon au front d'onde arrivant sur le capteur.

3.5.2 Paramètres de simulation

Les grandeurs fixées dans le calcul sont les suivantes (voir figure 3.14) :

- Le nombre de pixels sur un côté du capteur $N_{\text{capteur}} = 512$
- Le pas du capteur, ou la taille des pixels du capteur $pas_{\text{capteur}} = 24 \mu\text{m}$
- La longueur d'onde $\lambda = 632,8 \text{ nm}$

- La focale du conoscope $f_p = 344 \text{ mm}$.

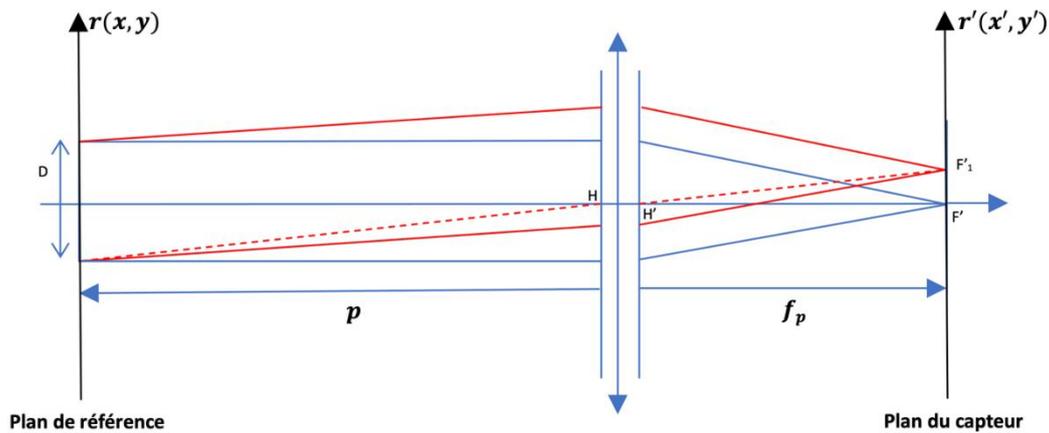


Figure 3.14 – Schéma de présentation du système à simuler, le système optique représenté par la lentille et les plans principaux objet H et image H' étant le conoscope.

Deux notions pratiques introduites à la figure 3.14 sont régulièrement utilisées dans la suite, à savoir la notion de « plan de référence » et « plan du capteur » :

- Le « plan de référence au niveau de l'échantillon », ou de façon plus concise le « **plan de référence** », est un plan perpendiculaire à l'axe du conoscope (et donc parallèle au capteur CCD) situé au voisinage immédiat de l'échantillon. Ce n'est cependant pas le « plan de l'échantillon » puisqu'ils ne sont pas parallèles, sauf si l'échantillon est observé en incidence normale. Le plan de référence se situe donc dans l'espace de l'échantillon, soit en amont de la lentille de Fourier qu'est le conoscope ConDOR : typiquement, ce pourrait être le plan passant par le centre de l'échantillon et perpendiculaire à l'axe du conoscope.
- Le « plan **du capteur** » ou du « plan de Fourier » utilisé est le plan focal image de la lentille de Fourier. C'est dans ce plan qu'est positionné le capteur CCD du conoscope ConDOR.

Nous nommons D_{ech} , en mm, le diamètre du faisceau incident ou « **champ de référence** ». Il est utile de rappeler que d'après ce qui précède, la surface éclairée de l'échantillon n'est pas un disque de ce diamètre.

Pour choisir la durée du temps de calcul, il est utile de fixer le nombre de points de calcul N_{calcul} . Puis, l'autre choix logique se porte sur $L_{calc_capt} = N_{capteur} \cdot pas_{capteur}$, afin d'observer immédiatement un résultat qui soit cohérent avec les mesures. Les relations suivantes servent alors à calculer les autres paramètres :

$$pas_{calc_capt} = \frac{L_{calc_capt}}{N_{calcul}} \quad (3.6)$$

$$L_{calc_ech} = \frac{\lambda f_p}{pas_{calc_capt}} \quad (3.7)$$

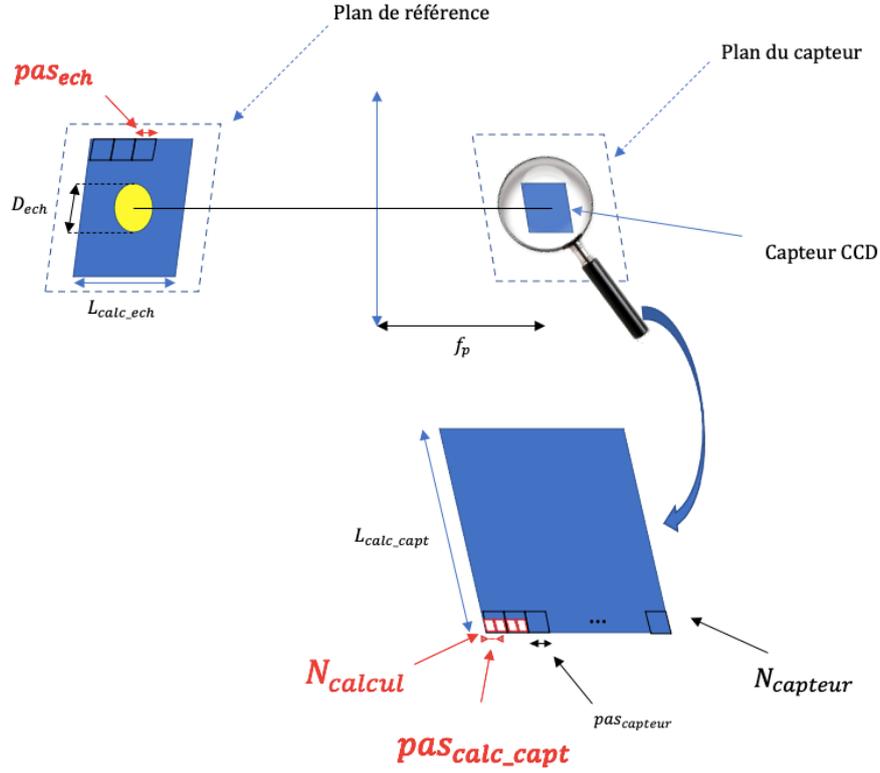


Figure 3.15 – Schéma du système présentant les grandeurs intervenant dans le calcul de la simulation.

$$\mathbf{facteur}_{entourage} = \frac{L_{calc_ech}}{D_{ech}} \quad (3.8)$$

$$pas_{ech} = \frac{L_{calc_ech}}{N_{calcul}} \quad (3.9)$$

Ces grandeurs permettent aussi de retrouver la taille théorique d'un grain de speckle $L_{grain_speckle}$. En effet, la largeur théorique d'un grain de speckle est donnée par :

$$L_{grain_speckle} = \frac{\lambda f_p}{D_{ech}}$$

$$\mathbf{facteur}_{entourage} = \frac{L_{calc_ech}}{D_{ech}} = \frac{\frac{\lambda f_p}{D_{ech}}}{\frac{\lambda f_p}{D_{calcul}}} = \frac{L_{grain_speckle}}{pas_{calcul}} \quad (3.10)$$

Il en résulte la relation suivante :

$$L_{grain_speckle} = \mathbf{facteur}_{entourage} \cdot pas_{calcul} \quad (3.11)$$

Enfin, pour que la simulation reste fidèle, nous devons poser plusieurs conditions :

1. La largeur de calcul dans le plan du capteur doit être supérieure ou égale au capteur :

$$L_{calc_capt} \geq N_{capteur} \cdot pas_{capteur} \quad (3.12)$$

Nous avons vu qu'un cas simple consiste à imposer l'égalité.

2. Le pas de calcul dans le plan du capteur doit être inférieur ou égal au pas réel du capteur (taille des pixels) :

$$pas_{\text{capteur}} \geq pas_{\text{calc}_{\text{capt}}} \quad (3.13)$$

3. Le grain de speckle doit être plus grand qu'un pixel si nous souhaitons résoudre le grain dans l'image :

$$L_{\text{grain}_{\text{speckle}}} > pas_{\text{capteur}} \quad (3.14)$$

Cette condition pourra s'avérer très limitante et il a fallu s'en affranchir pour faire tourner le code pour des diamètres de champ de référence supérieurs à 8 mm.

La mise en application consiste dans cette partie à simplement écrire toutes ces équations dans le bon ordre et poser toutes les conditions, sans lesquelles la suite du calcul ne se fera pas.

⁴ Certaines configurations ne remplissent pas les trois conditions énoncées. Il convient alors de trouver des conditions de simulation proches de la réalité du système.

3.5.3 Plan de référence et plan du capteur

Maintenant que les grandeurs physiques qui définissent le système ont été définies, l'enjeu est de matérialiser les deux plans principaux qui servent au calcul dans la simulation. Pour cela, nous devons définir deux grilles de points qui auront le même nombre de points de calcul. En effet, les correspondances entre le plan de référence et le plan du capteur en seront considérablement simplifiés.

D'autre part, pour plus de lisibilité, nous souhaitons centrer les axes sur zéro.

Nous définissons alors les vecteurs j dans le plan de référence et m dans le plan du capteur à l'identique de la façon suivante :

$$j = m = \left(-\frac{N_{\text{calcul}}}{2}, \dots, \frac{N_{\text{calcul}}}{2} - 1 \right) \quad (3.15)$$

Nous utilisons dans le plan de référence, respectivement dans le plan du capteur, le pas associé au plan et nous obtenons l'échelle des axes de chaque plan exprimé en mm.

Cependant, nous souhaitons avoir dans le plan du capteur des axes exprimés en degrés, afin de reproduire les angles azimutaux et zénithaux. La relation entre la position d'un point dans le plan de Fourier est les angles θ_0 , φ_0 dans le référentiel du laboratoire n'est pas direct

⁴ NB : le code contient aussi l'alternative de fixer le facteur d'entourage à la place de la largeur de calcul dans le plan du capteur, mais la simulation est alors moins directement liée à un paramètre expérimental identifiable.

[85]. Cependant, autour de la direction $\theta_{centre} = 45^\circ$, et pour des variations angulaires contenues dans 1° , les équations se simplifient et on peut écrire :

$$\alpha_x = \arctan\left(\frac{x_p}{f_p}\right); \alpha_y = \arctan\left(\frac{y_p}{f_p}\right) \quad (3.16)$$

Avec α_x , respectivement α_y , représentant l'angle par rapport à la direction spéculaire dans le plan d'incidence selon x , respectivement dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence selon y ; (x_p, y_p) les coordonnées d'un pixel dans le plan du capteur; f_p la focale du conoscope.

3.6 Simulation d'une figure de speckle complètement développée : source monochromatique ponctuelle

Dans cette section, l'objectif est de supposer que le sténopé est assimilé à un point source et que le laser est parfaitement monochromatique et polarisé.

3.6.1 Définition et simulation du champ de référence

L'objectif de cette partie est de créer un champ E d'amplitude fixe dont la phase serait aléatoire et répartie sur l'intervalle $[0, 2\pi]$ dans le plan de référence. Ici, ce choix est arbitraire de façon à tester un certain nombre de calculs qui sont d'importance centrale dans la caractérisation du speckle en présence de cohérence partielle.

Afin de créer ce champ, nous nous proposons de créer une « matrice de phase » carrée de dimension $N_{calcul} * N_{calcul}$ dont l'ensemble des valeurs seraient des nombres aléatoires variant entre 0 et 2π . Une matrice carrée M de dimension $N_{calcul} * N_{calcul}$ remplie de nombres aléatoires **indépendants** entre 0 et 1 est alors générée, puis est multipliée par 2π .

Il suffit ensuite d'utiliser la fonction $\exp(j*2\pi*M)$ et multiplier par l'amplitude du champ et un champ E est créé. Les premiers exemples de la figure 3.16 montrent les modules de champs d'une amplitude de 10 V.m^{-1} arbitrairement.

D'autre part, une forme circulaire est donnée au champ pour correspondre au diaphragme d'ouverture du système en remplaçant le contenu de la matrice M par des zéros lorsque le point n'appartient pas au disque centré au pixel central et de rayon R .

Nous présenterons les résultats de plusieurs diamètres du champ de référence d'étude pour comparer les effets sur les figures de speckle. Nous choisissons ici 3 diamètres de champ de référence : 5, 7 et 9 mm.

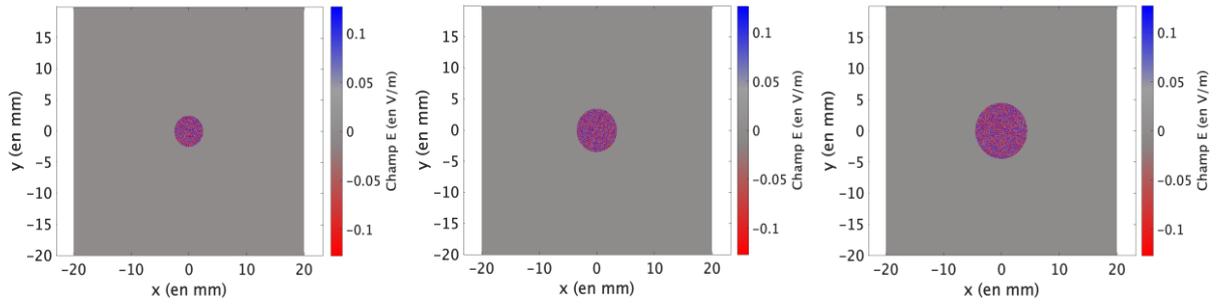


Figure 3.16 – Étape préliminaire dans le calcul du champ de référence donné pour $D_{ech} = 5$ (à gauche), 7 (au milieu) et 9 mm (à droite).

3.6.2 Définition d'une BRDF empirique

La BRDF est une fonction qui répond à la rugosité d'une surface. L'allure du signal moyen y est alors généralement soumise. Cette étape de simulation se fait cependant dans un cadre « idéal ». La forme de la BRDF est donc générée ci-après de façon empirique, mais de façon à tout de même approcher l'allure observée sur les mesures.

Pour simuler cette BRDF, une forme gaussienne avec une largeur moyenne quadratique (rms) qui soit approximativement compatible avec la moyenne du signal mesuré par ConDOR est alors donnée par la relation :

$$BRDF(\lambda, x', y') = \frac{1}{2\pi\sigma} \exp\left(-\frac{x_p^2}{2\sigma^2} - \frac{y_p^2}{2(\sigma \cdot \cos\theta_i)^2}\right) \quad (3.17)$$

où θ_i est l'angle d'incidence, x_p et y_p sont les coordonnées cartésiennes dans le plan focal image du conoscope, référencées à la direction spéculaire, et σ est l'écart-type du signal de BRDF dans le plan d'incidence. Le terme cosinus explique le rétrécissement de la BRDF dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence et qui contient la direction spéculaire. Ce rétrécissement est observé expérimentalement lorsque l'angle d'incidence augmente et est expliqué géométriquement par la théorie des micro-facettes [87], [88].

Les notations du calcul qui va suivre sont celles introduites dans la figure 3.14. Nous notons que p est une grandeur négative, ici plus grande en valeur absolue que la focale. Les symboles minuscules en caractères gras comme \mathbf{r} désignent des vecteurs bidimensionnels, ici (x, y) . A l'occasion, pour alléger lorsqu'il n'y aura pas d'ambiguïté, nous utiliserons des notations comme $\frac{\mathbf{r}}{a}$ pour désigner non pas le quotient de deux vecteurs mais $\left(\frac{r_x}{a_x}, \frac{r_y}{a_y}\right)$.

3.6.3 Présentation du modèle optique

Ce premier calcul est effectué en considérant une source cohérente, monochromatique, ponctuelle, collimatée et polarisée et nous considérons une polarisation rectiligne parallèle soit

à x soit à y ce qui n'a de sens que pour un faisceau très peu ouvert sinon il y a forcément une composante z .

L'amplitude complexe sera notée E pour cette polarisation, ce qui indique que nous considérons la seule composante non nulle du champ \mathbf{E} . Nous appellerons z_{ref} et z_{CCD} les cotes des plans de référence et du capteur, respectivement.

L'optique de Fourier classique affirme que par diffraction de Fresnel du plan de référence au plan principal objet de l'objectif de Fourier, ici le conoscope, l'imagerie étant supposée stigmatique du plan principal objet au plan principal image, avec prise en compte de la phase sphérique apportée (dans l'approximation de Fresnel) par la lentille et diffraction du plan principal image au plan du capteur, le résultat est une diffraction de Fraunhofer, c'est-à-dire s'exprimant par une transformée de Fourier du champ sur les deux composantes de \mathbf{r} , entre le plan de référence et le plan du capteur :

$$\begin{aligned} E(\mathbf{r}', z_{CCD}) &= \frac{-i}{\lambda f_p} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \left((-p + f_p) + \frac{r'^2 p}{2f_p} \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{f_p} \right) \right)\right) \\ &\times \iint E(\mathbf{r}, z_{ref}) \exp\left(-2i\pi \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}'}{\lambda f_p}\right) d^2\mathbf{r} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Comme l'échantillon est à support borné, l'intégrale est en fait limitée à ce support. Nous arrivons alors à la transformée de Fourier du champ.

L'éclairement $\mathcal{E}(\mathbf{r}')$ sur le capteur est donnée par le module au carré du champ complexe :

$$\frac{\mathcal{E}(\mathbf{r}')}{\varepsilon_0 c} = \left| \frac{\tilde{E}\left(\frac{\mathbf{r}'}{\lambda f_p}, z_{ref}\right)}{\lambda f_p} \right|^2. \quad (3.19)$$

Nous remarquons que la distance p n'apparaît pas directement. Elle apparaît dans l'expression de la phase du champ $E(\mathbf{r}', z_{CCD})$ dans l'équation 3.18. Elle n'intervient donc pas dans le calcul de ce résultat préliminaire. Le chapitre 4 reviendra sur son impact dans l'étape prenant en considération la topographie de la surface.

Afin de simuler l'éclairement du capteur lié à une figure de speckle, il faut donc utiliser la transformée de Fourier (TF). Comme la simulation porte sur des données discrétisées et est réalisée en calcul matriciel (MatlabTM), on réalise ces opérations avec une transformée de Fourier discrète. Par ailleurs, comme on cherche à simuler l'éclairement du capteur par suite d'un phénomène de diffusion de surface, caractérisé par la BRDF, on s'attend à ce que l'éclairement du capteur indépendamment du speckle ne soit pas homogène, mais plutôt plus élevé au centre du pic spéculaire et moins élevé autour (allure en cloche visible sur la figure

3.18 si on considère l'enveloppe des courbes très fluctuantes). Pour tenir compte, de manière empirique pour l'instant de cette « enveloppe », nous proposons de multiplier l'éclairement par une gaussienne ou, ce qui revient au même, de multiplier le champ \tilde{E} par la racine de cette gaussienne :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}') \propto \left| \tilde{E}\left(\frac{\mathbf{r}'}{\lambda f'}, z_{ref}\right) \cdot \sqrt{BRDF\left(\frac{\mathbf{r}'}{\lambda f'}\right)} \right|^2 \quad (3.20)$$

La figure 3.17 ci-après montre des figures de speckle, leurs profils et leurs histogrammes, issus du modèle et présentés sous la même forme que les mesures (voir figure 2.11, 3.3, 3.12, etc.). Le fait de multiplier par une gaussienne visait justement à rendre les simulations et les mesures directement comparables. Nous obtenons des ordres de lois gammas très faibles, très proches de 1. La résolution du capteur ne permet pas d'observer la loi exponentielle décroissante de façon parfaite, c'est-à-dire avec un speckle complètement développé d'ordre égal à 1, mais les résultats montrent que la variation du diamètre du faisceau, faisant varier l'ordre suivant une variation cohérente avec les mesures, est bien à l'origine de la variation de l'ordre ici, les autres paramètres n'intervenant pas encore. L'observation d'un speckle d'ordre égal à 1 strictement serait possible avec un capteur d'une résolution encore plus fine.

Le tableau 3.7 nous montre également que les valeurs de contraste sont bien supérieures, et les valeurs de rapport signal sur bruit inférieures aux valeurs mesurées montrées dans le tableau 3.6. Il en va de même des valeurs des ordres de la loi Gamma : elles sont bien inférieures. Cela provient du fait que les mesures n'ont pas été réalisées avec la source monochromatique, ponctuelle et polarisée de ce premier modèle, lequel sera étendu dans la section suivante.

Tableau 3.7 – Valeurs de contrastes et de signal sur bruit en fonction du diamètre du faisceau dans le cas d'un éclairage monochromatique laser, correspondant aux simulations de la figure 3.17.

Diamètre D du faisceau	5 mm	7 mm	9 mm
Contraste	0.83	0.73	0.65
Rapport signal sur bruit	1.20	1.35	1.55

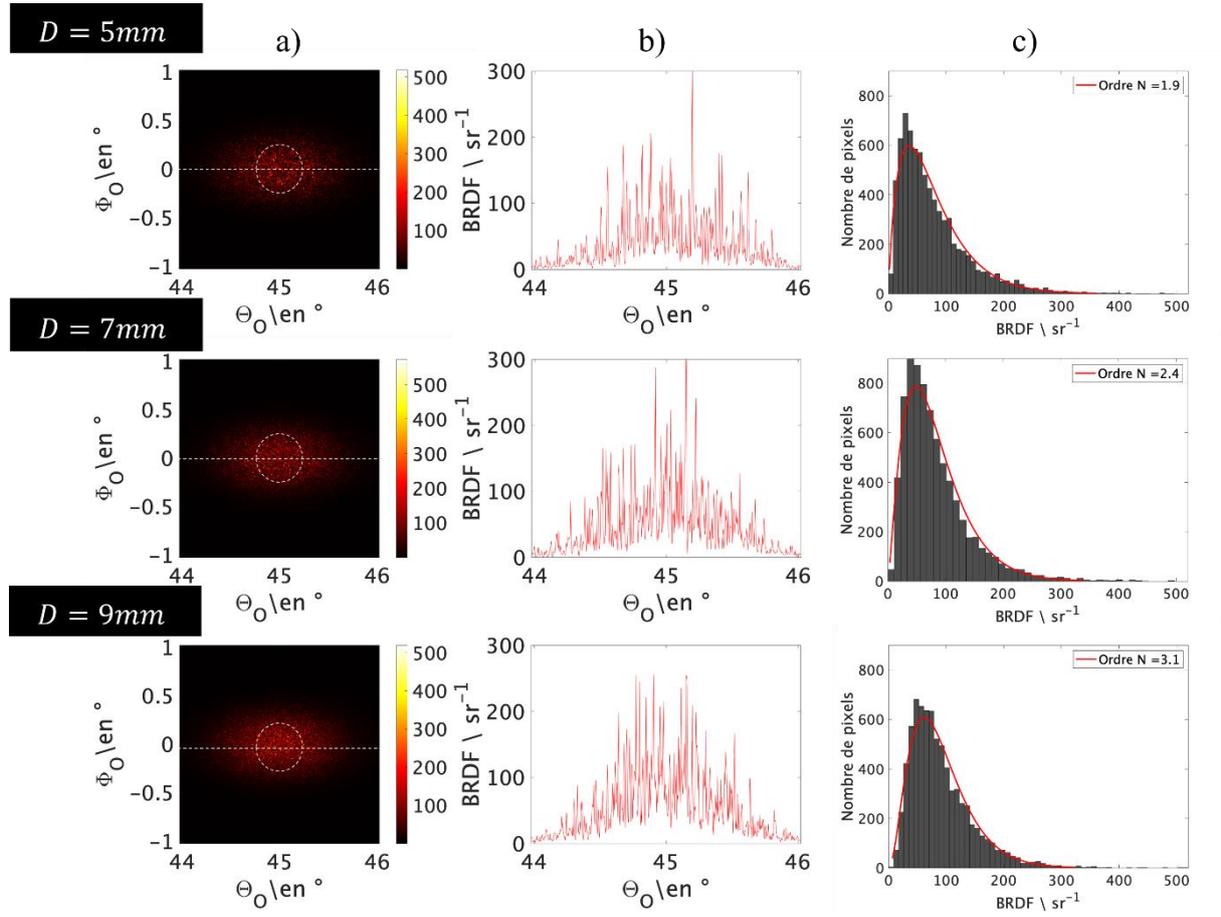


Figure 3.17 – Simulation de speckle presque complètement développé pour $D_{ech} = 5, 7$ et 9 mm vu en a) (θ, φ) et b) en coupe suivant la droite en pointillés blancs. C) L’histogramme correspond aux valeurs au sein de la zone délimitée par le cercle en pointillé blanc. La configuration géométrique est $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$ et la largeur de BRDF simulée correspond à celle d’un échantillon NCS 6 (75 GU).

3.6.4 Taille du grain de speckle — Calcul de l’autocorrélation

Afin d’obtenir la taille d’un grain de speckle, il faut calculer la fonction d’autocorrélation de la figure de speckle, soit :

$$A\left(\frac{\mathbf{r}'}{\lambda f'}, \mathbf{z}_{ref}\right) = (\tilde{\mathbf{E}} \otimes \tilde{\mathbf{E}})\left(\frac{\mathbf{r}'}{\lambda f'}, \mathbf{z}_{ref}\right) \quad (3.21)$$

où la notation \otimes représente ici le produit de convolution.⁵

⁵ Remarque : il n’est pas nécessaire ici de faire intervenir la forme de la BRDF, car nous regardons la taille des grains. La forme de la gaussienne n’intervient pas dans le calcul.

En effet, la largeur quadratique de l'autocorrélation du motif obtenu sur le capteur CCD est également la largeur d'un grain de speckle.

Pour rappel, la propriété découlant d'un corollaire du théorème de Parseval énonce la relation suivante :

$$TF((f \otimes f)(t)) = |\tilde{f}(\mathbf{v})|^2 \quad (3.22)$$

On obtient alors :

$$A = (\tilde{E} \otimes \tilde{E}) \left(\frac{\mathbf{r}'}{\lambda f'}, z_{ref} \right) = TF^{-1} \left(\left| TF \left(\tilde{E} \left(\frac{\mathbf{r}'}{\lambda f'}, z_{ref} \right) \right) \right|^2 \right) \quad (3.23)$$

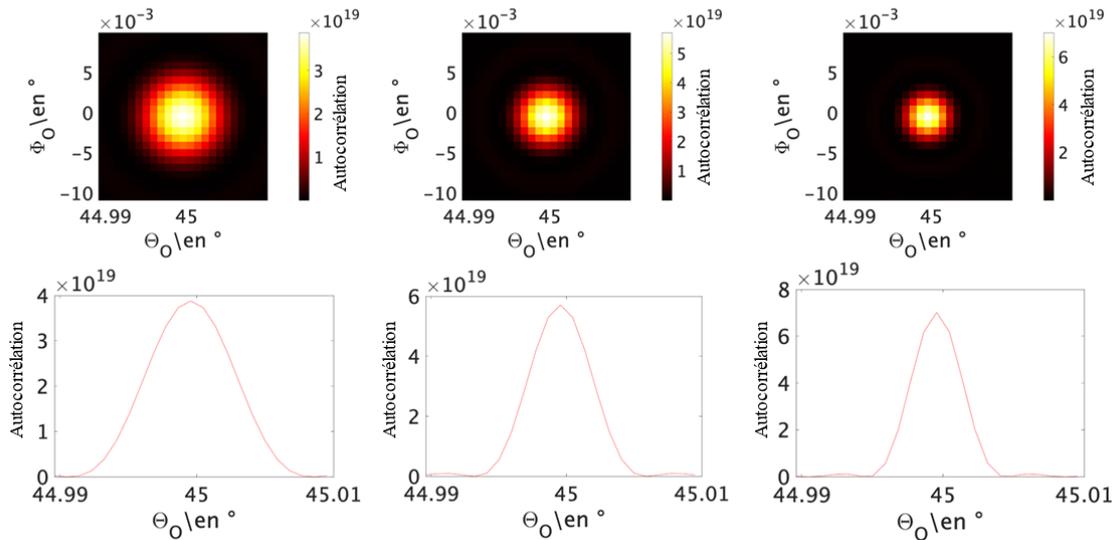


Figure 3.18 – Autocorrélation des images prise en figure 3.18 pour $D_{ech} = 5, 7$ et 9 mm (de gauche à droite).

Les autocorrélations dans les 3 cas considérés à la figure 3.18 sont bien l'illustration de l'impact du diamètre d'éclairage sur la taille du grain de speckle : la largeur de la fonction d'autocorrélation correspond à la largeur moyenne d'un grain de speckle. Il est donc attendu d'observer la croissance des ordres observée à la figure 3.17.

3.6.5 Statistique pour des tirages de figures de speckle complètement développées

On cherche ici à observer si la figure de speckle suit bien une loi Gamma comme le veut la théorie du speckle. La méthode employée consiste à générer plusieurs figures de speckle, qu'on appellera « tirages » dans la suite, puis à collecter dans chaque tirage les valeurs prises

par le pixel central ainsi qu'un pixel hors d'axe pour en dresser les histogrammes et les comparer à des lois Gamma d'ordre à déterminer.

Plusieurs tirages (500 tirages dans le cadre de ce rapport) de la matrice de phase sont réalisées – suivant le même principe qu'au 3.6.1. – en conservant les autres paramètres inchangés. Il apparaît ici que les ordres des lois gammas décrivant le mieux les histogrammes présentés en figure 3.19 ne sont encore pas ici égaux à 1, mais varient entre approximativement 2 et 4.

La largeur de bande, la taille du point source et la polarisation n'interviennent pas encore dans la simulation. Les paramètres influant l'ordre des valeurs observées sont donc la résolution du capteur et la taille du grain comparé au pixel ou le nombre de tirages considérés – dans notre cas au nombre de 500.

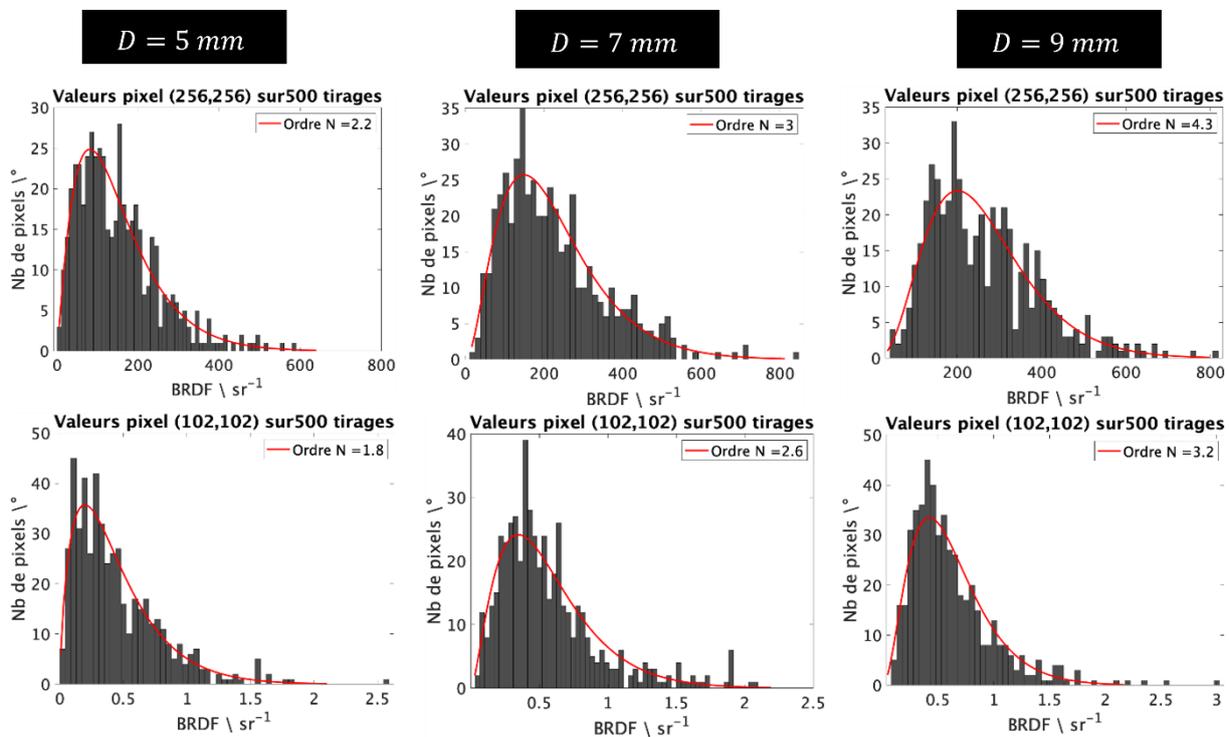


Figure 3.19 – Histogrammes des valeurs prises par le pixel central (les images de la première ligne) et par le pixel aux coordonnées (102 ;102) (les images suivantes) sur 500 tirages des images prise en figure 3.18 pour $D_{ech} = 5$ (à gauche), 7 (au milieu) et 9 mm (à droite).

On observe que la valeur de l'ordre double pratiquement pour un diamètre de faisceau variant de 5 à 9 mm. Il est donc logique d'en déduire que le paramètre d'influence est bien la taille du grain par rapport au pixel du CCD, et par extension le diamètre du faisceau : plus ce dernier augmente, plus la taille du grain diminue jusqu'à devenir plus petit qu'un pixel, et plus l'ordre augmente. Ce résultat est cohérent avec le résultat observé dans la sous-section

précédente, et les ordres observés dans l'histogramme de la figure 3.18 sont très proches de ceux de la figure 3.19.

En comparaison aux mesures réalisées à la section 3.4 et aux ordres obtenus dans le tableau 3.6, les ordres des lois Gamma observées dans le cas d'une figure de speckle simulée à partir d'une source idéale — monochromatique, ponctuelle et polarisée — sont notablement inférieurs. Ce résultat était attendu : la source dans l'expérience n'est pas ponctuelle, et le laser n'est pas parfait.

3.7 Simulation d'une figure de speckle pour une source faiblement étendue (sténopé)

Cette section permet d'approcher la réalité du système de façon à obtenir des résultats statistiques comparables aux mesures. La taille du sténopé sera alors prise en compte, et nous envisagerons l'impact de la polarisation sur la simulation. La source sera cependant tout de même conservée monochromatique dans toute cette section.

3.7.1 Prise en compte de la cohérence spatiale et impact sur la statistique

L'objectif de cette partie est de tenir compte de la largeur du sténopé, qui est, comme cela est précisé au chapitre 1, le paramètre limitant de la résolution.

Pour tenir compte de la taille finie du sténopé et du fait que deux sources ponctuelles quelconques au sein du sténopé sont spatialement incohérentes, le motif d'intensité du speckle est convolué par l'image géométrique du sténopé dans le plan du détecteur.

Cette opération est réalisée en discrétisant la zone du sténopé. Le sténopé est alors considéré comme une petite surface de plusieurs points sources de même phase. Les motifs de speckle associés à deux points sources ponctuels quelconques de la source sont supposés être exactement identiques mais pour une translation dans le plan du capteur (cf. figure 3.20).

Cette opération de déplacement correspond analytiquement à la multiplication de l'amplitude complexe du plan de référence par

$$\exp(2i\pi \frac{\alpha x + \beta y}{\lambda}),$$

α et β étant les coordonnées angulaire d'une direction appartenant au sténopé.

Ce modèle est réaliste étant donnée la petite taille du sténopé. Le résultat obtenu sur le capteur virtuel à partir d'un faisceau provenant d'une telle source faiblement étendue éclairant uniformément l'échantillon est obtenu en additionnant tous les motifs de speckle avec des poids égaux, comme le montre le résultat de la figure 3.20.

Par soucis de simplicité de calcul, le sténopé est ici modélisé par un carré avec une diagonale de $100\ \mu\text{m}$, et non un sténopé circulaire, mais cette approximation a un effet très marginal sur l'image simulée. Le faisceau incident est considéré monochromatique.

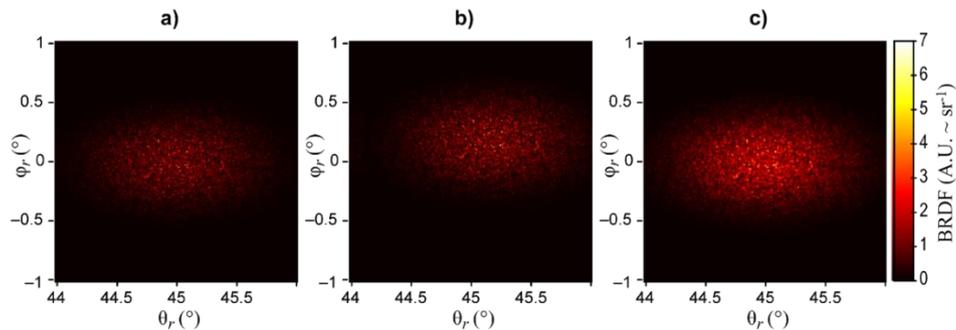


Figure 3.20 – Motifs de speckle simulés dans différentes conditions d'éclairage : (a) la source de lumière est un point sur l'axe, conduisant à une image centrée sur le détecteur CCD ; (b) la source de lumière est un point décalé hors axe de $0,17^\circ$ dans les deux directions θ_i et ϕ_i , conduisant exactement au même motif de moucheture mais incliné de la même valeur angulaire. (c) la source lumineuse est un carré avec un éclairage uniforme et une diagonale de $100\ \mu\text{m}$, équivalente à $0,014^\circ$ en dimension angulaire.

Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure 3.21 pour les valeurs de D de 5, 7 et 9 mm. Les fluctuations d'intensité relative diminuent clairement avec les valeurs croissantes du diamètre du faisceau. L'accord quantitatif entre les données simulées et expérimentales est remarquable, comme le montre le tableau 3.8. Des valeurs très similaires sont observées pour le paramètre d'ordre N , et l'écart maximal observé entre les valeurs de contrastes et de rapport signal sur bruit entre les mesures et les simulations est de 0.05, la plupart des valeurs étant égales ou presque. La comparaison des figures 3.12 et 3.21 en est également l'illustration.

Il est manifeste que la simulation d'une source faiblement étendue spatialement suffit à obtenir des résultats convaincants. Cependant, la source utilisée est une diode laser fibrée. Elle ne se comporte pas comme une source monochromatique. Dans la section suivante, nous enrichissons la simulation pour prendre en compte cet aspect.

Tableau 3.8 – Valeurs de contraste et de signal sur bruit en fonction du diamètre du faisceau dans le cas des simulations en éclairage monochromatique laser correspondant aux résultats de la figure 3.21. Les valeurs en rouge sont les valeurs moyennes du tableau 3.6, rapportées ici pour la comparaison.

Diamètre du faisceau	D = 5 mm	D = 7 mm	D = 9 mm
Ordre N	2.3 vs 2.84	3.6 vs 3.75	4.9 vs 4.57
Contraste	0.75 vs 0.66	0.63 vs 0.57	0.53 vs 0.51
Rapport signal sur bruit	1.33 vs 1.50	1.60 vs 1.75	1.88 vs 1.97

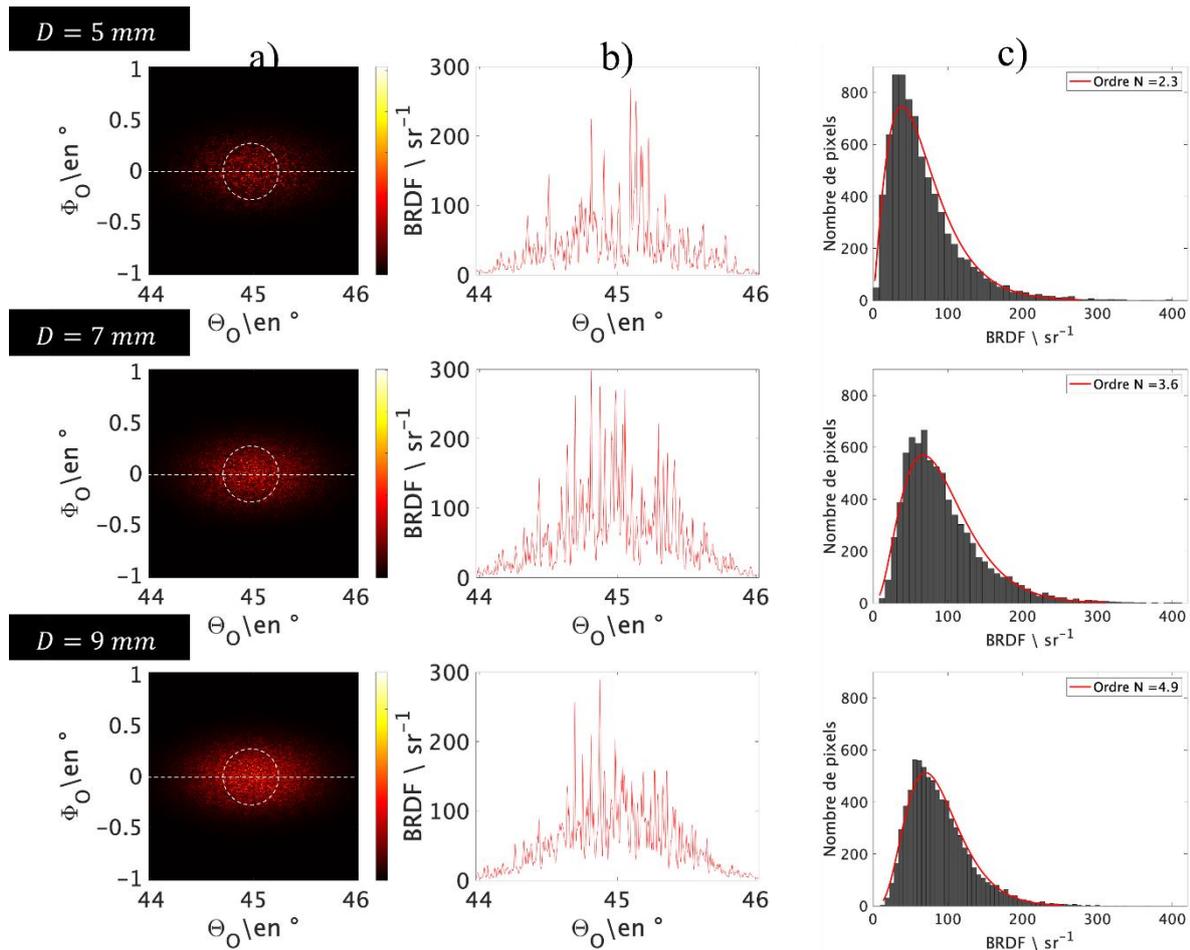


Figure 3.21 – Impact du diamètre d’ouverture sur BRDF simulée avec des paramètres similaires à ceux de ConDOR pour un éclairage monochromatique. A) images de prise de vue unique de la mesure de BRDF, b) coupes transversales (le long de la ligne blanche en pointillés montrée sur les images à gauche) et c) histogrammes des valeurs d’intensité enregistrées dans une zone circulaire de 100 pixels de diamètre au centre de l’image (ligne pointillée blanche circulaire). De haut en bas, les diamètres de champs sont respectivement de 5 mm, 7 mm et 9 mm. Les lignes sur les histogrammes sont des distributions gamma (voir texte) : nous indiquons le meilleur ajustement et indiquons l’ordre N (trait plein rouge). La configuration géométrique est $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$ et l’échantillon approché est le NCS 6 (75 GU).

3.7.2 Statistiques pour des tirages de figures de speckle superposées les unes aux autres

De manière similaire à la sous-section 3.6.5, nous avons cherché à réaliser plusieurs tirages, mais cette fois-ci dans un cas plus complexe : plusieurs figures de speckle superposées les unes aux autres, ou sommées les unes aux autres. La répartition aléatoire des grains provenant de chaque figure de speckle impactera donc la statistique finale observée.

Le diamètre d’étude conservé pour cette simulation est de 5mm et un tirage correspond à 5 figures de speckle superposés les unes aux autres.

La comparaison entre la colonne de gauche de la figure 3.19 et la figure 3.22 illustre que les valeurs d'ordre ont été approximativement multipliées par 5. Nous y voyons des figures indépendantes présentant des lois Gamma superposées les unes aux autres, ce qui résulte en une figure dont l'ordre serait la somme de ceux-ci.

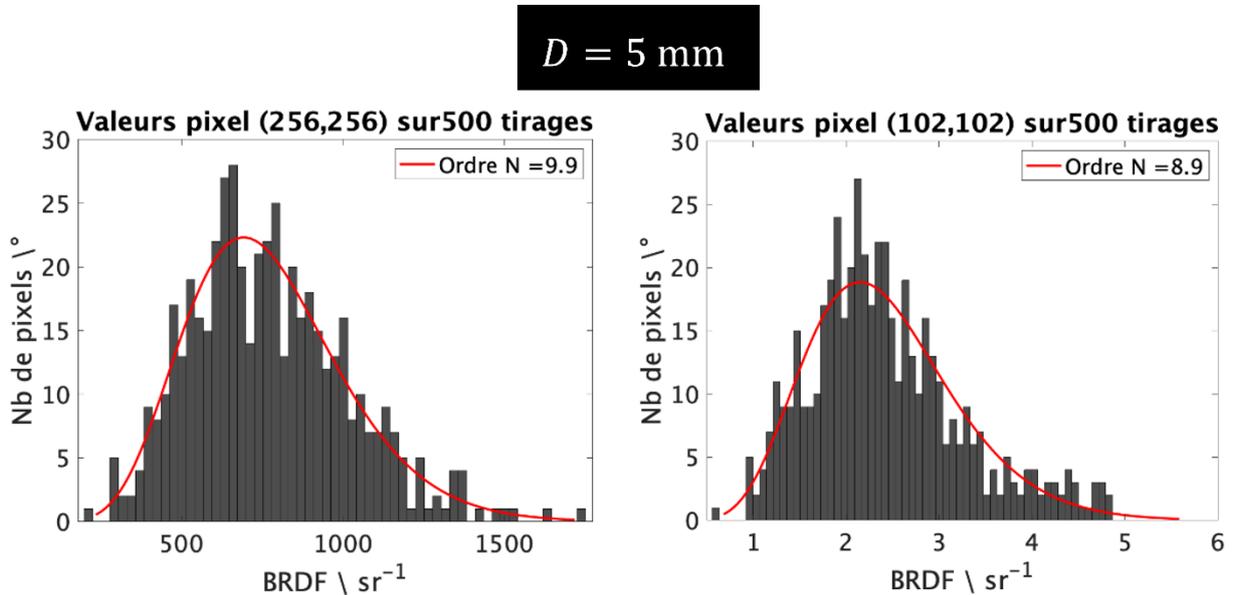


Figure 3.22 – Histogrammes des valeurs prises par le pixel central (les images de la première ligne) et par le pixel aux coordonnées (102 ;102) (les images suivantes) sur 500 tirages de 5 itérations superposées des images prise en figure 3.18 pour $D_{ech} = 5 \text{ mm}$.

3.7.3 Simulation de polarisation naturelle : figures et statistiques pour des tirages de 2 figures de speckle superposées l'une sur l'autre

Les travaux de la partie précédente permettent d'envisager la simulation d'une figure de speckle qui provient d'une source n'ayant aucune direction privilégiée de polarisation. Une source non polarisée peut en effet être vue comme la somme (ou la succession très rapide, ce qui, pour l'éclairage produit sur le capteur, revient au même) de figures de speckle nombreuses et indépendantes associées aux divers états de polarisation de la source.

Considérons un champ E qui possède deux composantes E_x et E_y , correspondants aux transverses électrique et magnétique. Ce champ aboutit en sortie à une figure de speckle équivalente à la somme de deux figures « simple ». Ainsi, pour tenir compte de la nature non polarisée de la lumière, les motifs de speckle identiques associés aux polarisations orthogonales sont additionnés de manière incohérente avec des poids égaux à 1 et 10,9 respectivement, rendant ainsi compte des réflectances angulaires de Fresnel à un angle d'incidence de 45° pour les polarisations TE et TM avec un indice de réfraction de 1,5 similaire à celui d'un échantillon NCS (ceux-ci n'ayant pas été mesurés).

A noter que si chaque composante apportait une contribution équivalente, la statistique attendue correspondrait à une loi gamma dont l'ordre serait environ le double des ordres de la figure 3.19. Cependant, les composantes ne se comportent pas ainsi : les facteurs de Fresnel n'étant pas les mêmes pour chaque composante, l'ordre de la loi gamma finalement observé en sortie s'en trouve réduit. La figure 3.23 nous montre alors un résultat de simulation d'une figure dans le cas d'un faisceau non-polarisé, et la figure 3.24 présente les statistiques suivant la méthode itérative présentée précédemment, où un tirage est alors une figure de speckle non-polarisé. Les ordres constatés sont supérieurs à ceux de la figure 3.19, mais n'ont effectivement pas doublé.

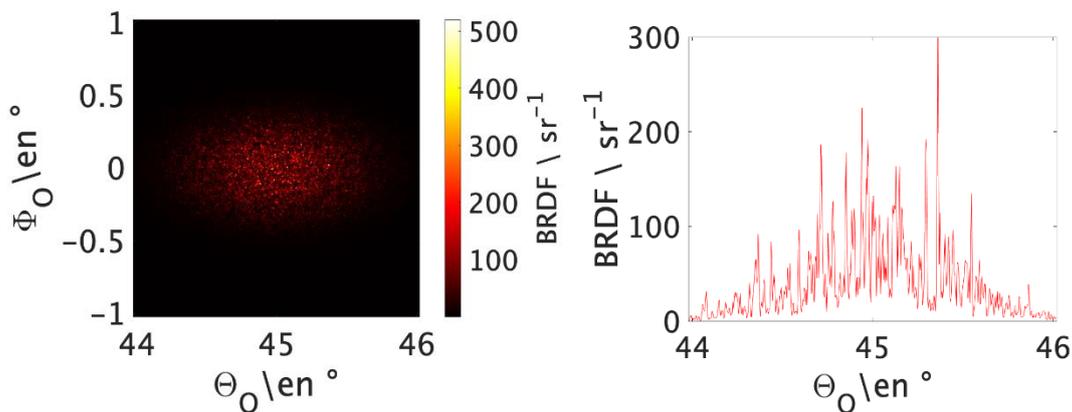


Figure 3.23 – Exemple de simulation de figure de speckle non-polarisé vu en θ , φ et en coupe pour $D_{ech} = 5\text{mm}$.

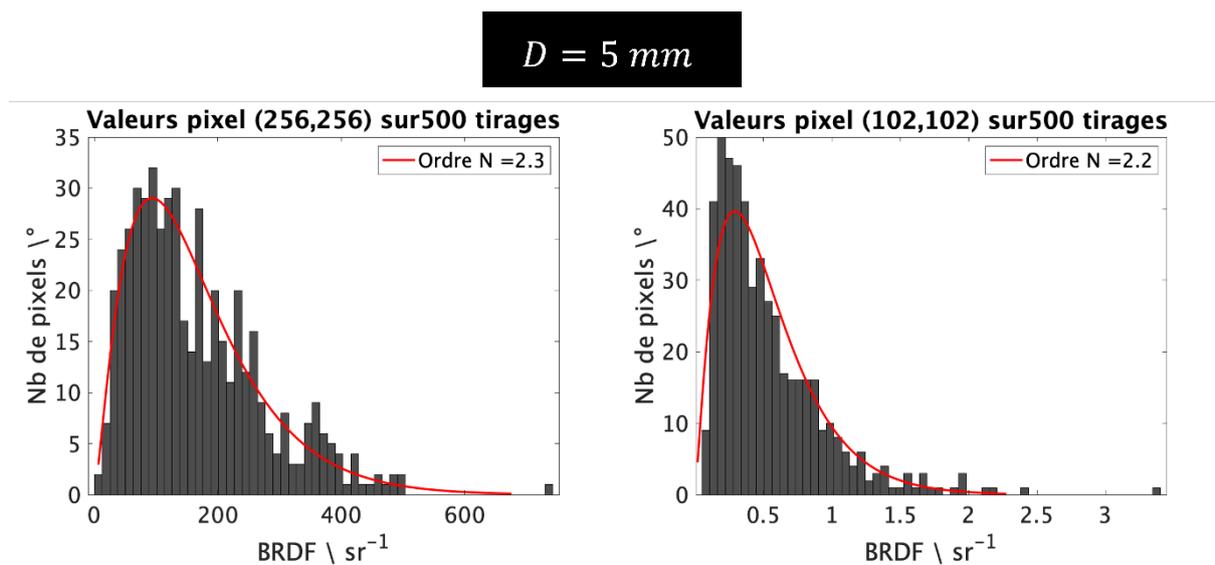


Figure 3.24 – Histogrammes des valeurs prises par le pixel central (l'image de gauche) et par le pixel aux coordonnées (102 ; 102) (l'image de droite) sur 500 tirages des images prise en figure 3.23 pour $D_{ech} = 5\text{ mm}$.

Le figure 3.25 et le tableau 3.9 donnent les résultats de simulation dans le cas de la polarisation naturelle. On remarque que l'écart dans les valeurs d'ordres et de contraste s'est réduit pour le cas du diamètre le plus faible, mais a augmenté pour le diamètre le plus grand. Théoriquement, l'impact de la polarisation est limité par le fait que l'angle d'incidence du faisceau est proche de l'angle de Brewster. On doit donc pouvoir retrouver une légère composante dans la figure se speckle et l'impact de celle-ci est manifestement plus visible dans les mesures dans le cas d'une figure où les grains sont plus larges.

En conclusion, les deux modèles proposent des résultats intéressants. Les résultats étant proches dans les deux cas – avec et sans prise en compte de la polarisation – et la configuration limitant l'impact de la polarisation, la source sera considérée polarisée dans les chapitres suivants, par soucis de simplicité. Nous avons cependant vu que dans certains cas, la polarisation impacte aussi la répartition du speckle au sein du pic spéculaire.

Tableau 3.9 – Valeurs de contraste et de signal sur bruit en fonction du diamètre du faisceau dans le cas des simulations en éclairage monochromatique laser correspondant aux résultats de la figure 3.25. Les valeurs en rouge sont les valeurs moyennes du tableau 3.6, rapportées ici pour la comparaison.

Diamètre du faisceau	D = 5mm	D = 7mm	D = 9mm
Ordre N	2.9 vs 2.84	4.4 vs 3.75	5.6 vs 4.57
Contraste	0.69 vs 0.66	0.57 vs 0.57	0.50 vs 0.51
Rapport signal sur bruit	1.45 vs 1.50	1.74 vs 1.75	2.01 vs 1.97

En conclusion de ce chapitre, l'ensemble des mesures et des simulations ont donc permis de comprendre en détail l'impact sur le speckle des paramètres tels que le diamètre du faisceau, la polarisation et la résolution angulaire, ou taille du sténopé.

Les simulations reposent sur un modèle basé sur la théorie de Fourier. Le modèle le plus simple considère une source parfaitement ponctuelle, monochromatique et polarisée. D'autres types de sources peuvent être considérés par sommation de figures de speckle associées à plusieurs de ces sources ponctuelles monochromatiques et polarisées, ayant des positions variées pour une source partiellement ou non polarisée. En effet le champ électrique associé à ces sources résulte de la somme de ces sources ponctuelles monochromatiques polarisées indépendantes les unes aux autres. Nous avons déjà considéré ici une source monochromatique étendue. Le prochain chapitre s'intéresse au cas de sources à large bande spectrale.

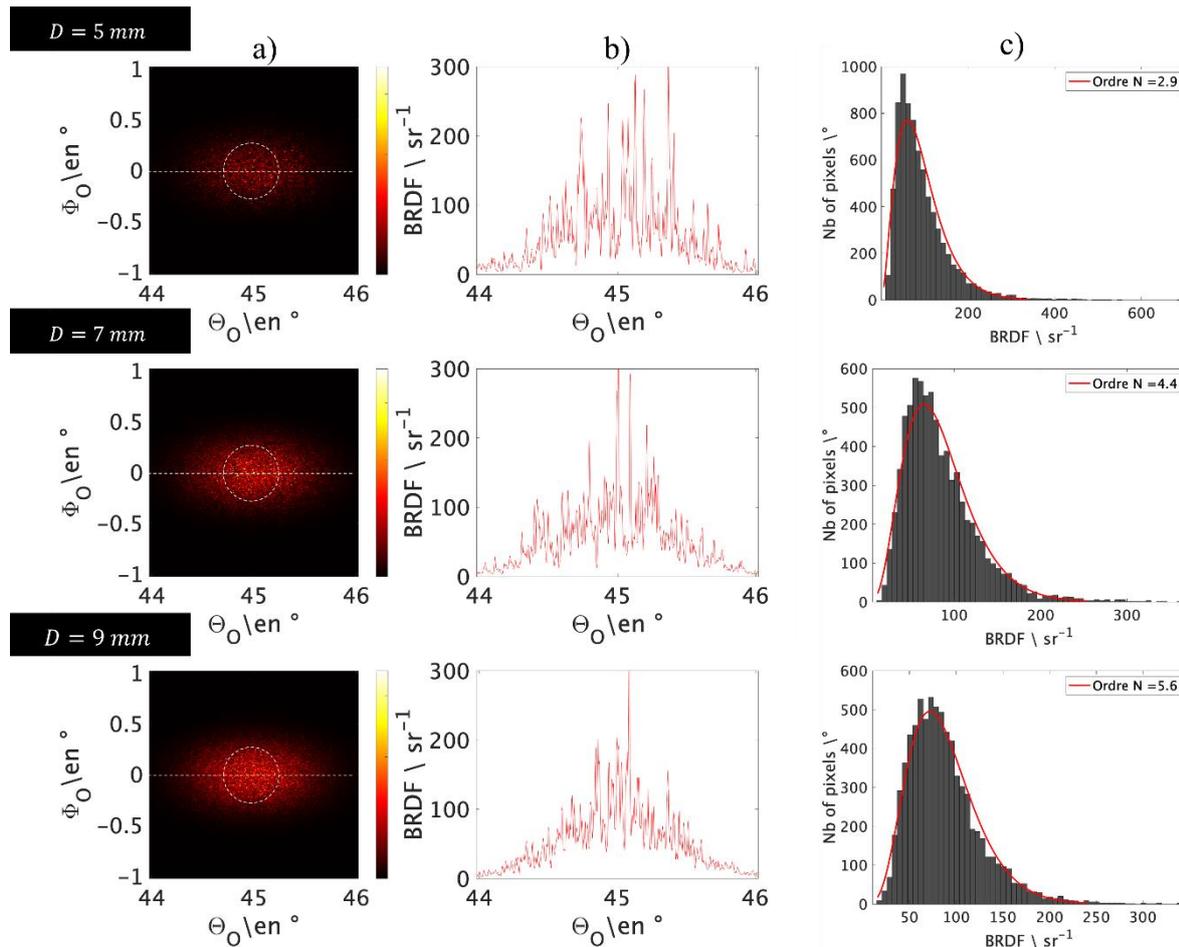


Figure 3.25 – Impact du diamètre d’ouverture sur BRDF simulée avec des paramètres similaires à ceux de CONDOR pour une source laser dépolarisée. A) images de prise de vue unique de la mesure BRDF, b) coupes transversales (le long de la ligne blanche en pointillés montrée sur les images à gauche) et c) histogrammes des valeurs d’intensité enregistrées dans une zone circulaire de 100 pixels de diamètre au centre de l’image (ligne pointillée blanche circulaire). De haut en bas, les diamètres de champ sont respectivement de 5 mm, 7 mm et 9 mm. Les lignes sur les histogrammes sont des distributions gamma (voir texte) : nous indiquons le meilleur ajustement et indiquons le paramètre d’ordre N (trait plein rouge). La configuration géométrique est $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$ et l’échantillon est NCS 6 (75 GU).

Chapitre 4.

Étude de l'impact de la cohérence temporelle de la source : mesures et simulations

Dans le chapitre précédent, nous avons montré dans le cas d'une source monochromatique l'impact du diamètre du faisceau, de la taille du sténopé et de la polarisation sur la BRDF mesurée avec ConDOR. Une première phase de simulation a permis de modéliser l'influence de la cohérence – ou de l'incohérence – spatiale de la source.

En métrologie de l'apparence, il est cependant rare que l'éclairage soit monochromatique. Ce chapitre présente donc des mesures avec les mêmes caractéristiques que précédemment mais avec des sources au spectre plus large. Des simulations associées à ces sources permettront de modéliser l'incohérence temporelle de la source lumineuse.

4.1 Simulation d'une figure de speckle pour une source faiblement étendue (sténopé)

Suivant le même schéma que le chapitre précédent, les travaux rapportés dans cette première section concernent les résultats de mesures avec des spectres larges. Le chapitre 2 en présentait déjà certaines. La visée de ce chapitre est d'étoffer notre compréhension des mesures, à la lumière des éléments apportés par le chapitre 3. Le banc présenté dans la section 3.1.2 a servi de base à cette étude. Les modifications apportées au banc, les filtres utilisés et les outils d'analyse pour réaliser et comprendre ces mesures sont présentées ci-après.

4.1.1 Source avec spectre large : lampe QTH et filtres

La nouvelle installation utilise une source QTH qui constitue la source de flux lumineux, et deux filtres spectraux, « SFK15 » et « interférentiel ». La photographie et les facteurs de transmission régulière spectrale sont présentées en figure 4.1. Ces composants permettent de proposer 3 sources d'éclairage :

- La lampe QTH seule, dont le spectre, dans le visible, s'apparente à celui d'un corps noir à 2800 K couvre l'intégralité du spectre du visible [89].

- La lampe QTH filtrée par le filtre SFK15 permettant un éclairage avec une largeur spectrale à mi-hauteur de $\Delta\lambda = 55$ nm centrée sur la longueur d'onde $\lambda = 650$ nm
- La lampe QTH filtrée par le filtre interférentiel permettant un éclairage avec une largeur spectrale à mi-hauteur de $\Delta\lambda = 15$ nm centré sur la longueur d'onde $\lambda = 699$ nm.

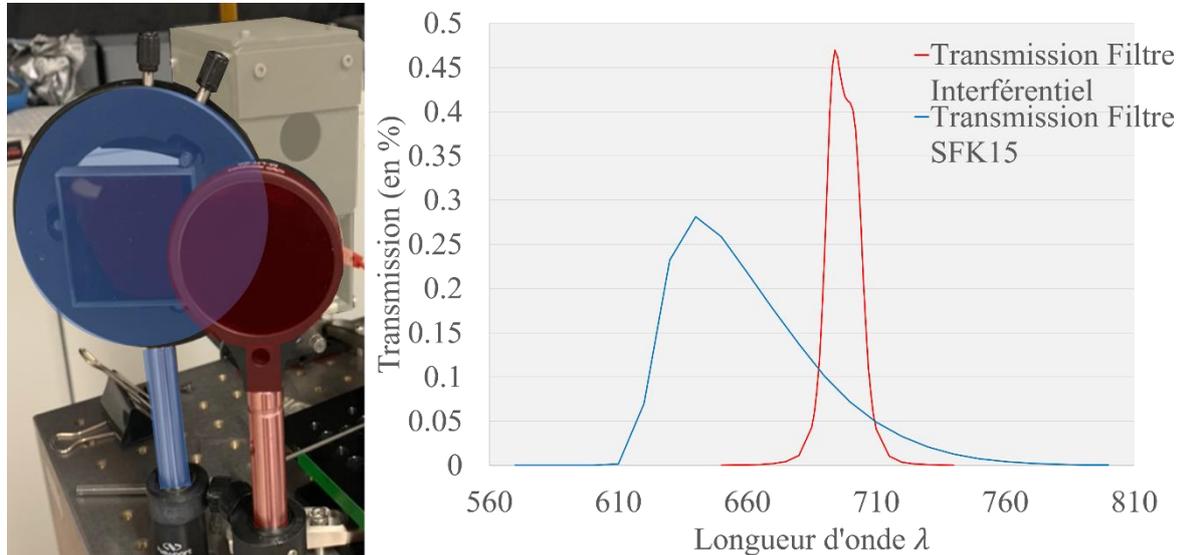


Figure 4.1 – Photo et facteurs de transmission régulière spectrale des filtres utilisés : SFK15 (à gauche de la photo, en bleu) et interférentiel (à droite sur la photo, surligné en rouge). On aperçoit la lampe QTH sur la photo, dans le boîtier noir surligné en jaune, derrière les filtres.

Les facteurs de transmission de ces filtres ont été mesurés avec le spectrophotomètre du CNAM et les incertitudes sur ces transmissions sont inférieures au millième de la valeur du facteur de transmission.

4.1.2 Protocole de mesure et outils d'analyse

Nous suivons ici le même protocole que dans le chapitre 3 pour la lumière monochromatique, en faisant varier les paramètres suivants :

- diamètre du faisceau : 5, 7 et 9 mm,
- déplacements de l'échantillon pour éclairer des zones indépendantes, i.e. ne se recoupant pas mutuellement, 25 zones pour le diamètre de faisceau 5 mm, 12 pour le diamètre de faisceau de 7 mm et 9 zones pour le diamètre de faisceau de 9 mm,
- déplacements de l'échantillon pour éclairer des zones corrélées entre elles (18 positions pour chaque diamètre de faisceau).

Nous nous assurons que les configurations de mesures sont identiques pour les 3 types d'éclairage. Comme les filtres ont des facteurs de transmissions inférieurs à 1, et comme la lampe QTH ne délivre pas la même intensité que le laser, les valeurs des densités neutres

permettant d'optimiser l'exposition du CCD tout en évitant la saturation sont ajustées pour chaque mesure. Les valeurs retenues sont reportées dans le tableau 4.1.

On note, à densité égale, une augmentation du temps d'exposition quand le matériau est moins brillant ou quand on diminue la largeur spectrale du filtre utilisé, ou encore quand on réduit la surface éclairée sur l'échantillon

Nous précisons ici que chaque mesure est la moyenne de 5 répétitions afin de réduire l'incertitude portant sur la répétabilité. L'acquisition de la BRDF sur l'ensemble des zones décrites dans le chapitre 3 peut prendre beaucoup de temps. Par exemple, les intervalles entre chaque capture et la mesure directe, la mesure des 25 positions dans le cas du filtre interférentiel sur l'échantillon NCS 5 prend à elle-seule 3 heures 45 minutes. Dans les faits, elle prend environ 5 heures si on prend en compte le temps d'installation et d'alignement, les mesures tests et l'acquisition du 100% en début et fin de journée.

Dans le cas du laser, nous avons vu que la largeur spectrale est si faible qu'on peut assimiler la source à un rayonnement monochromatique et le capteur enregistrera les mêmes propriétés statistiques. En revanche, dès que la largeur spectrale de la source dépasse quelques nanomètres, nous devons considérer que celle-ci a un impact notable et va modifier la statistique du speckle. Nous sommes dans ce cas-là pour toutes ces mesures avec les trois sources étendues utilisées. Le résultat s'exprimant dans le domaine de Fourier, afin d'obtenir des résultats fiables vis-à-vis de l'ordre des lois gammas, il ne convient plus de prendre la zone au centre de la mesure et d'en déduire l'histogramme.

Ainsi, dans l'analyse de nos mesures, comme nous ne pouvons plus considérer que les valeurs prises par les pixels au centre de notre mesure sont équivalent d'un point de vue statistique, nous allons considérer – en négligeant ici l'impact de la taille des pixels – que les valeurs des pixels situés sur l'ellipse centrée sur le sommet du pic spéculaire suivent la même loi gamma de répartition si l'ellipse respecte la relation suivante quant à la taille l de ses axes :

$$l_{\text{petit-axe}} = l_{\text{grand-axe}} \cdot \cos(\theta_i) \quad (4.1)$$

Afin de déterminer le centre de l'ellipse, il nous faut considérer que le pic spéculaire ne sera pas parfaitement symétrique autour de la direction spéculaire et que le point le plus lumineux ne coïncide pas forcément avec le sommet du pic.

La méthode qui permet de positionner le mieux possible les ellipses est de prendre comme point central le barycentre des points « les plus lumineux » de l'image, soit les pixels où les valeurs exprimées en sr^{-1} sont les plus élevées. Nous considérons alors que les points « les plus lumineux » sont ceux dont la valeur de BRDF dépasse la moitié de la valeur maximale de la figure. Ainsi, à partir des points de coordonnées (x_i, y_j) ainsi définis, les coordonnées du barycentre seront définies par :

$$(x_c, y_c) = \left(\frac{\sum_{i=1}^N x_i \cdot f(x_i, y_i)}{\sum_{i=1}^N f(x_i, y_i)}, \frac{\sum_{j=1}^N y_j \cdot f(x_j, y_j)}{\sum_{j=1}^N f(x_j, y_j)} \right) \quad (4.2)$$

Tableau 4.1 – Densités neutres (DN dans le tableau) et temps d'expositions en secondes utilisées pour la mesure du 100% - ou flux direct – et pour la mesure de la réflectance de l'échantillon pour chaque diamètre de faisceau, pour les deux échantillons utilisés dans ces mesures, à savoir des NCS noirs brillants 5 (50 GU) et 6 (75 GU).

Échantillon	Filtres		Diamètre faisceau					
			5 mm		7 mm		9 mm	
			100%	Réflectance	100%	Réflectance	100%	Réflectance
NCS 6	Aucun	DN	5,5	0	5,5 + 1	0,5	5,5 + 1	0,5
		Temps d'exp. (s)	2,3	3,8	8	15,3	4,3	4,1
	SFK15	DN	3 + 1	0	3 + 1	0	3 + 1	0
		Temps d'exp. (s)	9	100	4,2	63	3,2	31
	Interférentiel	DN	3	0	3 + 1	0	3 + 1	0
		Temps d'exp. (s)	1,5	160	5,3	72	3,2	67
NCS 5	Aucun	DN	5,5	0	5,5 + 1	0	5,5 + 1	0
		Temps d'exp. (s)	2,3	20	8	10,5	4,3	8,5
	SFK15	DN	3 + 1	0	3 + 1	0	3 + 1	0
		Temps d'exp. (s)	9	480	4,2	300	3,2	210
	Interférentiel	DN	3	0	3 + 1	0	3 + 1	0
		Temps d'exp. (s)	1,5	540	5,3	380	3,2	300

Il arrive cependant que certaines figures soient trop bruitées. Dans ces cas-ci, il a été préférable de sélectionner les coordonnées du pixel central de façon arbitraire, par rapport à l'allure de la figure et des traînées radiales. On verra dans la suite que les observations n'en souffrent pas.

Ainsi, dans notre analyse, nous étudions la distribution des valeurs des pixels prises suivant l'ellipse pour établir l'histogramme des valeurs. Cet histogramme comporte inévitablement

moins de valeurs que les histogrammes des parties précédentes qui considéraient des surfaces d'un rayon de 80 pixels – soit environ 20 000 pixels – tandis que les pixels suivants les ellipses ne représentent qu'entre 200 et 800 pixels de mesure environ.

Néanmoins, il est démontré au chapitre 2 que les écarts de longueur d'onde, étant à l'origine de changements de la figure de speckle, impactent en premier le speckle le plus éloigné de la direction spéculaire au sein de la mesure. On voit d'ailleurs sur la figure 4.2 que les ordres sont plus élevés à mesure que nous nous éloignons du sommet du pic spéculaire et que nous nous approchons des pieds du pic.

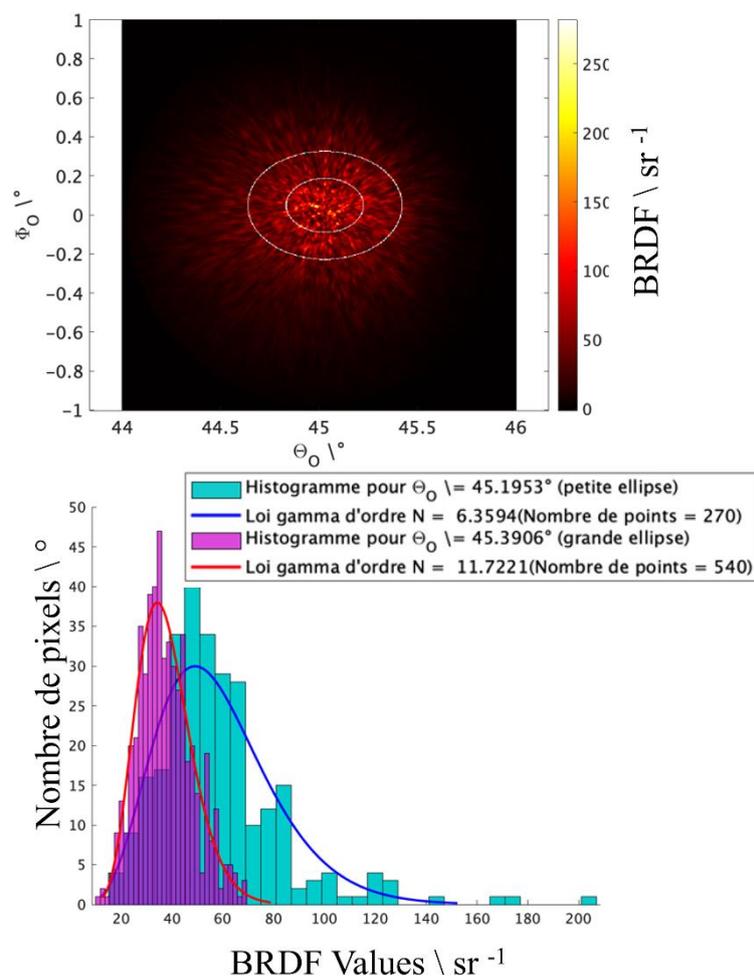


Figure 4.2 – Exemple de comparaison d’histogrammes obtenus pour deux ellipses espacées de grand axes 50 et 100 pixels sur le capteur CCD, qui correspondent à un espacement de 0.19° , respectivement de 0.39° suivant la direction azimutale. Les ellipses considérées ont été mises en évidence dans la figure haute (la partie violette n’est que l’intersection des deux histogrammes).

Par conséquent, l’évolution des ordres des lois gamma décrivant la statistique des pixels d’une même ellipse à mesure que nous nous éloignons du centre de la mesure sera le paramètre

d'intérêt pour caractériser l'impact de la largeur spectrale. Comme le montre l'exemple de la figure 4.3, si la figure de speckle contenu au sein du pic spéculaire est affectée par l'élargissement du spectre de la source, l'ordre de la loi gamma se verra augmenter. Il est cependant important de souligner que le nombre de points considérés dans la distribution augmente avec la taille de l'ellipse, ce qui donne un pourcentage d'erreur entre l'histogramme et le modèle de distribution très élevé pour les plus petites ellipses.

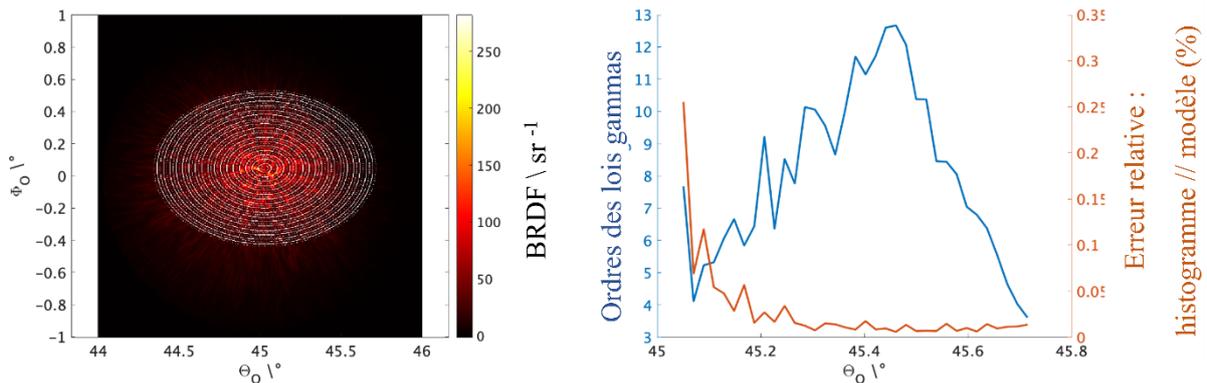


Figure 4.3 – A gauche : découpage de la zone angulaire mesurée en couronnes elliptiques, chacune correspondant à un éloignement graduel de la direction spéculaire. La direction spéculaire est repérée par $(\theta_0 = 45^\circ, \varphi_0 = 0^\circ)$, les éloignements par l'angle maximal de chaque couronne. A droite : évolution de l'ordre de la loi gamma et de l'erreur en fonction de l'éloignement.

La courbe des ordres de la figure 4.3 décroît à partir d'environ $\theta_0 = 45.5^\circ$. Ces mesures ne rendent pas compte de l'intégralité du pic spéculaire, mais seulement du sommet. Les ordres « chutent » donc très près et très « loin » de la direction spéculaire. Un moyen d'expliquer la décroissance observée provient de la dynamique du signal mesuré et de considérer les valeurs de contrastes pour différentes zones de l'image, telles que celles présentées en figure 4.4. Comme le démontre le tableau 4.2, les « grains » (ou « traînées ») ont des valeurs de contraste plus élevées dans la zone où les ordres sont plus faibles.

D'un point de vue qualitatif, si la figure permettait d'observer l'intégralité du pic spéculaire, le pic étant particulièrement étroit, la zone entre 45.4° et 46° se rapproche des pieds, et donc de la contribution diffuse de la BRDF. Dans le diffus, le speckle est de plus en plus atténué, le rapport signal sur bruit devrait davantage augmenter. Dans notre cas, le contraste réaugmente car la base du pic est absente de la mesure.

Tableau 4.2 – Valeurs de contraste et de rapport signal sur bruit pour les différentes zones sélectionnées dans la figure 4.4.

Zones observées	$\theta_0 \in [45^\circ, 45, 2^\circ]$	$\theta_0 \in [45, 2^\circ, 45, 4^\circ]$	$\theta_0 \in [45, 4^\circ, 45, 6^\circ]$	$\theta_0 \in [45, 6^\circ, 45, 8^\circ]$	$\theta_0 \in [45, 8^\circ, 46^\circ]$
Contrastes	0.37	0.32	0.39	0.51	0.93
Rapport signal/bruit	2.69	3.16	2.54	1.98	1.07

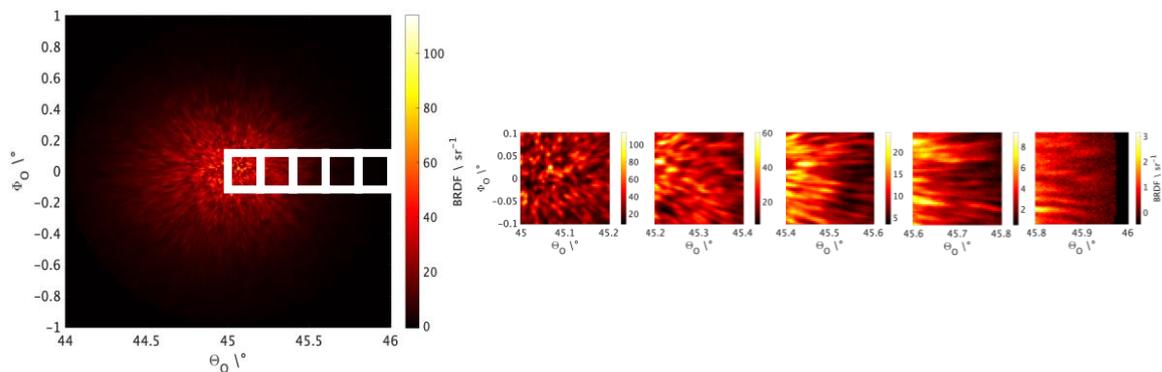


Figure 4.4– Zones de la mesure analysées pour la comparaison de contraste et de rapport signal sur bruit en fonction de l'éloignement par rapport au centre des ellipses de la figure 4.3. Les échelles de niveaux de gris sont ajustées pour chaque imagerie afin de voir l'aspect des grains locaux.

4.1.3 Résultats de mesures

Pour tous les résultats présentés ici, on découpe la plage angulaire de mesure (ou l'image mesurée) en couronnes elliptiques correspondant à un écart angulaire de plus en plus grand par rapport à la direction spéculaire, centre de l'image. Les résultats venant des 3 sources de spectres larges seront analysées dans le cas d'un seul échantillon brillant, le NCS 6 (70 G.U.). L'ensemble des conclusions observées sont aussi valables pour le NCS 5, dont les résultats de mesures sont présentés en annexe C.

Lampe QTH + filtre interférentiel

La lampe QTH filtrée avec le filtre interférentiel a une largeur spectrale $\Delta\lambda = 15$ nm, et l'effet de l'incohérence temporelle est peu marqué. Les mesures sont présentées dans la figure 4.5. Quelques points en bordure de la figure de speckle semblent plus allongés, mais la figure de speckle globale a une allure très proche de celle qu'on pouvait observer avec le laser (voir figure 3.12, p. 89).

À mesure que la zone étudiée s'éloigne du centre de l'image (direction spéculaire à 45°), l'ordre de la loi gamma calculée sur cette zone apparaît quasiment constant, voire décroît légèrement. La pente de cette décroissance est plus prononcée quand le diamètre du faisceau augmente. La constance des ordres pour θ_0 compris entre 45.0° et 45.3° s'explique par le fait

que la largeur spectrale n'a pas suffisamment d'impact dans cette zone-ci pour cette largeur spectrale de 15 nm. Les ordres affichés devraient théoriquement augmenter avec l'éloignement par rapport à la direction spéculaire, mais ils restent presque constants pour les éloignements encore trop proches de la direction spéculaire comme on pourrait l'observer pour une lumière monochromatique. La décroissance à partir d'un éloignement de 0.3° s'explique par la perte du signal, celui-ci devenant trop faible, la mesure n'étant pas mesurée en HDR. Pour les cas des diamètres de 7 mm et 9 mm, on observe que les courbes sont complètement décroissantes en moyenne et ne présente pas de pic. Cela s'explique par le fait que les grains des speckle sont mieux définis et plus indépendants les uns des autres si on s'éloigne du centre de l'image. La dynamique de chaque grain est très forte, mais n'est pas relevée par le capteur qui n'est pas en fonctionnement HDR, étant donnée la petite taille des grains. Les « vallées » du signal mesuré sont alors plus faibles, le contraste des grains est plus fort, et l'ordre de la loi Gamma diminue, alors qu'il devrait augmenter.

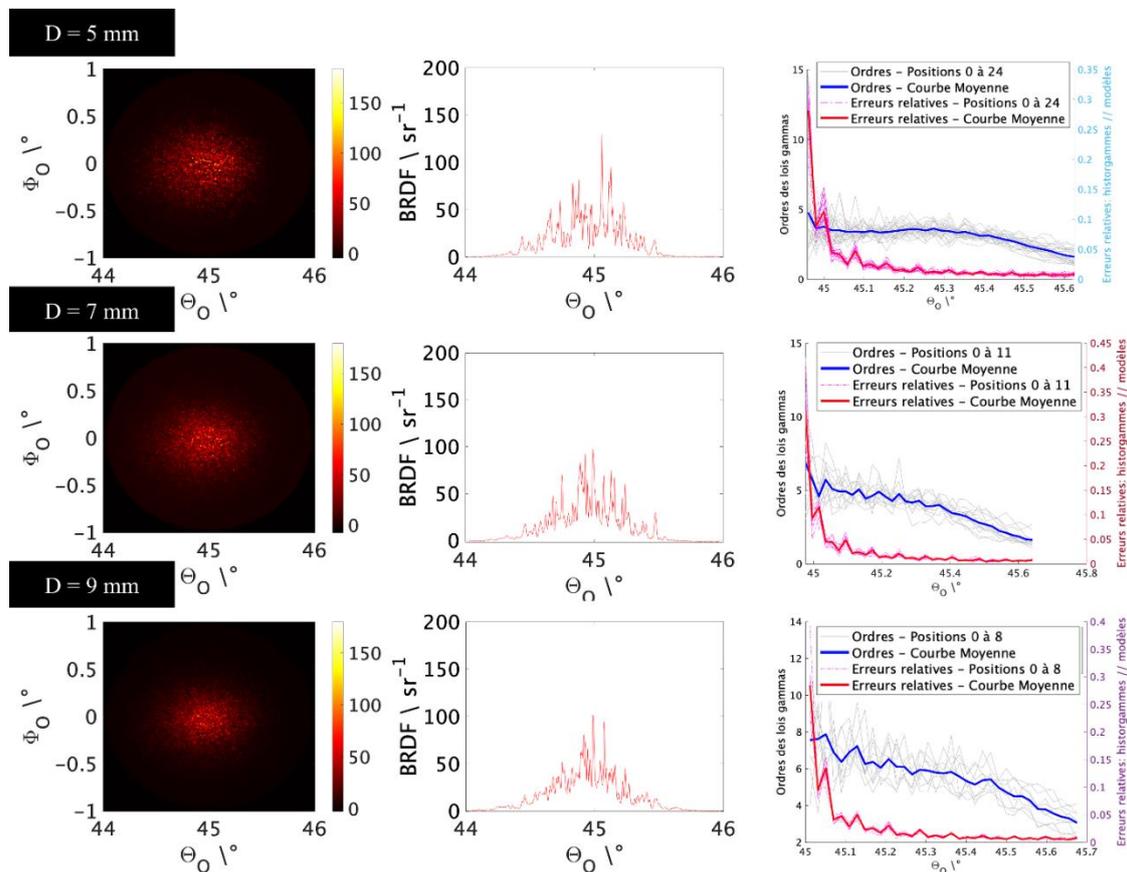


Figure 4.5 – Exemples de BRDF mesurées autour de la direction spéculaire pour l'échantillon NCS 6 avec un éclairage par lampe QTH + filtre interférentiel ($\Delta\lambda = 15$ nm), dans la configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$, pour les diamètres de faisceau 5 mm (haut), 7 mm (milieu) et 9 mm (bas). Colonne de gauche : BRDF en θ, φ . Colonne du milieu : coupe dans le plan d'incidence. Colonne de droite : courbe des ordres des lois Gamma suivant les ellipses définies à la figure 4.3 autour de la direction spéculaire, en fonction de l'éloignement par rapport à la direction spéculaire marquée par $\theta_o = 45^\circ$. En

bleu, la courbe moyenne, en gris, cette courbe pour chaque mesure, en violet la courbe des erreurs relatives par rapport au nombre de valeurs considérées et en rouge la courbe moyenne des erreurs relatives.

Nous notons également que les courbes des erreurs relatives ont la même allure dans toutes les situations. Elles dépendent principalement du nombre de points considérés : plus le nombre de points est élevé, plus la loi gamma s'approche de l'histogramme des valeurs prises par les pixels.

Lampe QTH + filtre SFK15

Avec le filtre SFK15, la source lumineuse a une largeur spectrale plus grande, $\Delta\lambda = 55$ nm. Ce filtre a été choisi à la fois pour sa largeur spectrale proche de celle d'un filtre $V(\lambda)$, mais aussi pour sa longueur d'onde centrale de 650 nm.

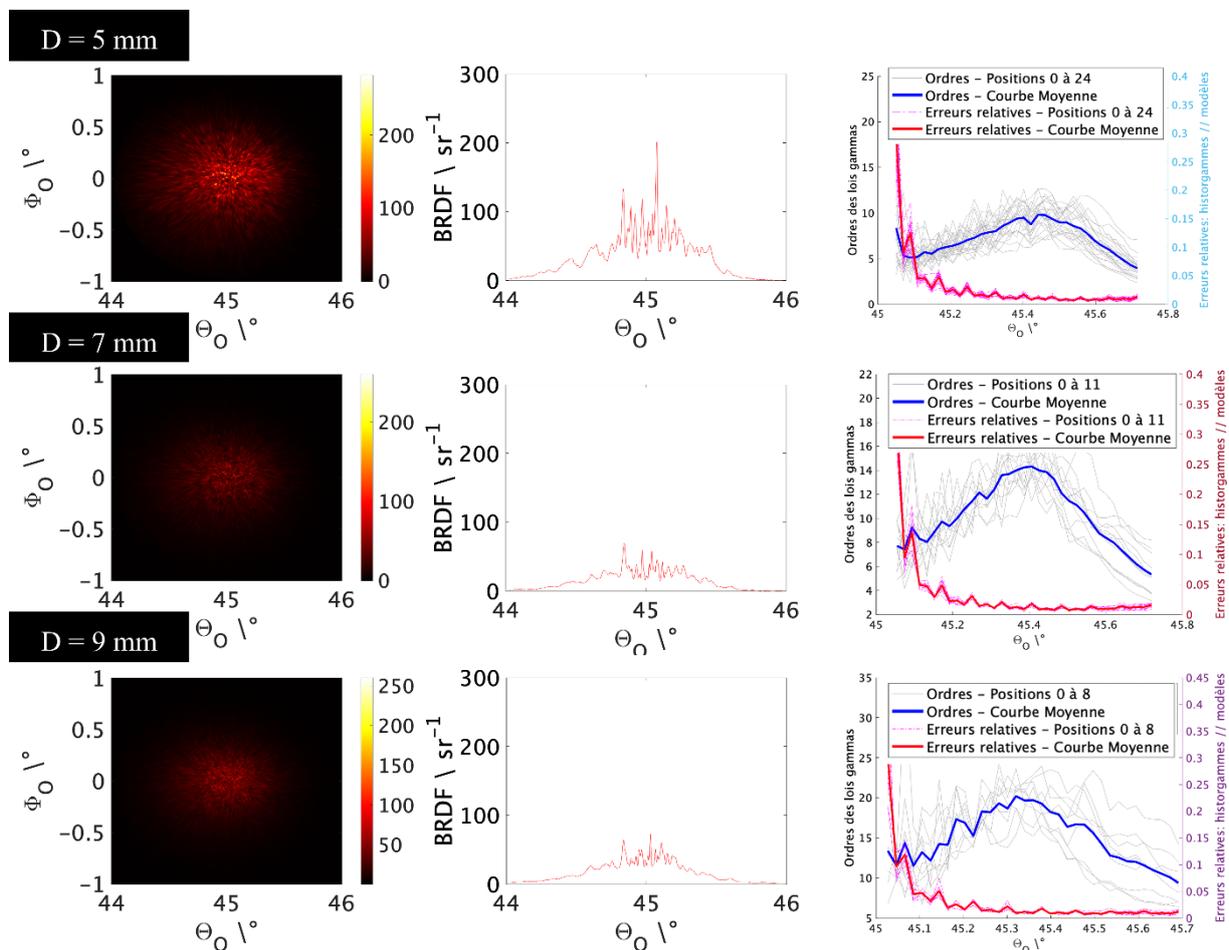


Figure 4.6 – Exemples de BRDF mesurées autour de la direction spéculaire pour l'échantillon NCS 6 avec un éclairage par lampe QTH + filtre SFK15 ($\Delta\lambda = 55$ nm), dans la configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$, pour les diamètres de faisceau 5 mm (haut), 7 mm (milieu) et 9 mm (bas). Colonne de gauche : BRDF en θ, φ . Colonne du milieu : coupe dans le plan d'incidence. Colonne de droite : courbe des ordres des lois Gamma suivant les ellipses autour de la direction spéculaire, en fonction de l'éloignement par rapport

à la direction spéculaire marquée par $\theta_0 = 45^\circ$. En bleu, la courbe moyenne, en gris, cette courbe pour chaque mesure, en violet la courbe des erreurs relatives par rapport au nombre de valeurs considérées et en rouge la courbe moyenne des erreurs relatives.

Les courbes de variation des ordres affichent une progression du centre du pic spéculaire à la base du pic où nous avons encore assez de signal, aux alentours de $45,4^\circ$. La pente de la courbe avant l'ordre maximum est plus élevée quand le diamètre du faisceau augmente et les ordres observés sont globalement plus élevés, ce qui est cohérent avec l'impact du diamètre déjà observé au chapitre 3. La pente est en effet 2 fois plus forte pour 9 mm que pour 5 mm.

La courbe des ordres atteint un maximum au niveau des pieds du pic spéculaire, et la décroissance évoquée à la section 4.1.2 arrive lorsque nous « sortons » du pic – à partir de $45,4^\circ$ environ pour les 3 courbes. Les valeurs proches de zéros s'accumulent, la résolution des grains est meilleure, et la progression linéaire s'interrompt du fait que le signal est très faible.

Lampe QTH non filtrée

Avec la lampe QTH seule, l'aspect des traînées radiales est bien plus notable que dans les 2 cas précédents (figure 4.7).

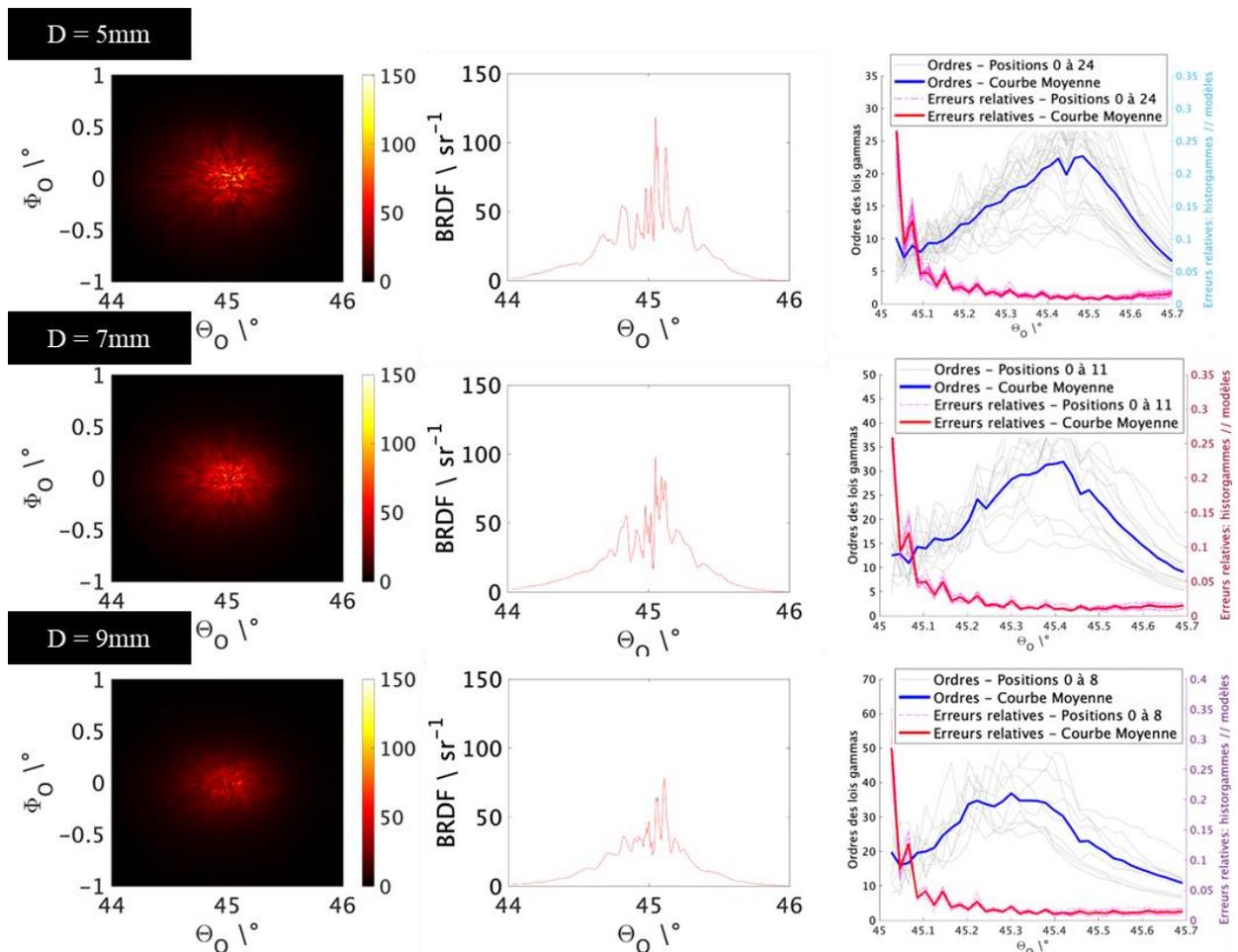


Figure 4.7 – Exemples de BRDF mesurées autour de la direction spéculaire pour l'échantillon NCS 6 avec un éclairage par lampe QTH seule dans la configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$, pour les diamètres de faisceau 5 mm (haut), 7 mm (milieu) et 9 mm (bas). Colonne de gauche : BRDF en θ, φ . Colonne du milieu : coupe dans le plan d'incidence. Colonne de droite : courbe des ordres des lois Gamma suivant les ellipses autour de la direction spéculaire, en fonction de l'éloignement par rapport à la direction spéculaire marquée par $\theta_o = 45^\circ$. En bleu, la courbe moyenne, en gris, cette courbe pour chaque mesure, en violet la courbe des erreurs relatives par rapport au nombre de valeurs considérées et en rouge la courbe moyenne des erreurs relatives.

Par ailleurs, dans le cas du diamètre à 9 mm, l'aspect du pic spéculaire suggère, que les grains les plus brillants semblent moins séparés et distinguables. Les valeurs des ordres dans la partie croissante de la courbe sont globalement plus élevées que pour les sources au spectre plus étroit. Les valeurs des ordres augmentent globalement avec le diamètre du faisceau. À mesure que l'on s'éloigne de la direction spéculaire, l'ordre de la loi Gamma croît presque linéairement vers un maximum, puis il décroît à cause d'un signal trop faible.

Nous pouvons conclure que la largeur spectrale affecte directement la forme des grains de speckle et la statistique des valeurs de la BRDF mesurée. Plus la largeur spectrale de la source est étroite, plus les grains sont distinguables, et plus les lois gammas que suivent les statistiques des pixels ont des ordres faibles. À l'inverse, plus la bande spectrale est large, plus les grains « s'étalent » radialement, et plus les ordres des lois gammas augmentent.

Afin d'être en mesure de comprendre d'un point de vue analytique ces comportements, la simulation des figures dans ces configurations d'éclairages seront particulièrement utiles.

4.2 Simulation avec un spectre large : simuler l'impact de la cohérence temporelle sur une mesure de BRDF

Au sein de cette section, nous poursuivons le travail de simulation entamé au chapitre 3 de manière à prendre en compte les effets d'incohérence temporelle. L'objectif de cette partie sera une nouvelle fois de partir d'une BRDF empirique, avant de proposer une alternative dans la section 4.3 : les simulations à partir des rugosités mesurées.

4.2.1 Prendre en compte la cohérence temporelle de la source

Afin de prendre en compte l'incohérence temporelle dans les mesures, les paramètres de la configuration décrite au chapitre précédent sont repris, mais pour différentes longueurs d'ondes λ . Il faut alors être en mesure de simuler des figures de speckle « simples » pour chaque longueur d'onde λ_i . La figure finale résulte d'une sommation cohérente des figures obtenues pour ces diverses longueurs d'onde.

Faire varier la longueur d'onde modifie alors plusieurs paramètres : la phase du champ, le pas des pixels dans la fenêtre de calcul dans le plan du capteur, le nombre de points de calcul et le pas des pixels de calcul dans la fenêtre de calcul dans le plan de référence.

Concernant la phase du champ considéré, un écart entre 2 longueurs d'ondes crée un changement de phase proportionnel au ratio des longueurs d'ondes considérées. Si on prend une onde de référence $\psi_1(\mathbf{r}, t)$ à une longueur d'onde donnée :

$$\psi_1(\mathbf{r}, t) = A \cdot \exp(j\omega t) \cdot \exp\left(-j \frac{2\pi}{\lambda_1} \mathbf{r}\right). \quad (4.3)$$

alors la même onde à une autre longueur d'onde, notée ci-après $\psi_2(\mathbf{r}, t)$, aura pour expression :

$$\psi_2(\mathbf{r}, t) = A \cdot \exp(j\omega t) \cdot \exp\left(-j \frac{2\pi}{\lambda_2} \mathbf{r}\right) = A \cdot \exp(j\omega t) \cdot \exp\left(-j \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \mathbf{r}\right)\right). \quad (4.4)$$

La somme des deux s'exprime alors :

$$\begin{aligned} \psi_1(\mathbf{r}, t) + \psi_2(\mathbf{r}, t) &= A \cdot \exp(j\omega t) \cdot \left[\exp\left(-j \frac{2\pi}{\lambda_1} \mathbf{r}\right) + \left[\exp\left(-j \frac{2\pi}{\lambda_1} \mathbf{r}\right) \right]^{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \right] \\ &= \psi_1(\mathbf{r}, t) \cdot \left[1 + \exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda_1} \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right) \mathbf{r}\right) \right] \end{aligned} \quad (4.5)$$

En généralisant pour un spectre discrétisé de λ_1 à λ_n , la somme des ψ_i résulte au champ qui suit :

$$\psi_1(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=2}^n \psi_i(\mathbf{r}, t) = \psi_1(\mathbf{r}, t) \cdot \left[1 + \sum_{i=2}^n \exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda_1} \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_i}\right) \mathbf{r}\right) \right]. \quad (4.6)$$

Dans notre cas, la génération de nombres aléatoires nécessite de ramener la phase dans l'intervalle $[0, 2\pi]$. Or, adapter la matrice de phase tout en lui appliquant un modulo revient à la changer complètement. Il est donc préférable de réadapter le nombre de points de calcul considéré, plutôt que de changer la matrice de phase.

Le pas des pixels dans la fenêtre de calcul dans le plan du capteur est le suivant. Il dépend aussi de lambda :

$$pas_{calc_{capt}} = \frac{\lambda \cdot f_p}{L_{calc_{ech}}} \quad (4.7)$$

Le nombre de points de calcul doit être le même pour la fenêtre associée au plan de référence et celui associé au plan de l'échantillon, et celui-ci dépend de la longueur d'onde.

$$N_{calcul} = \frac{L_{calc_{capt}}}{pas_{calc_{capt}}} = \frac{L_{calc_{capt}} \cdot L_{calc_{ech}}}{\lambda \cdot f_p} \quad (4.8)$$

En enfin, le pas des pixels de calcul dans la fenêtre de calcul dans le plan de référence varie également en fonction de la longueur d'onde ainsi :

$$pas_{ech} = \frac{\lambda \cdot f_p}{L_{calc_{capt}}} \quad (4.9)$$

La simulation doit trouver une réponse pertinente aux deux questions suivantes : Comment conserver la même matrice de phase si le nombre de points de calcul varie d'une longueur d'onde à l'autre ? Comment sommer plusieurs figures d'éclairement si elles ne présentent pas le même nombre de pixels de calculs ?

La section ci-après expose des réponses apportées à ces questions.

4.2.2 Conserver une même répartition de phase : rééchantillonnage du plan de référence

Dans cette partie, la source étant considérée comme ponctuelle, elle éclaire la même section de l'échantillon quelle que soit la longueur d'onde. Ainsi, il est nécessaire de conserver la même distribution de phase après la réflexion sur l'échantillon d'une longueur d'onde à une autre.

Pour expliquer notre démarche, nous ne considérons que 2 longueurs d'ondes : une longueur d'onde d'initialisation notée λ_1 , et une autre longueur d'onde λ_i , telles que $\lambda_i < \lambda_1$. Nous rappelons que le passage d'une longueur d'onde à une autre implique que le pas de la fenêtre de calcul dans le plan de référence change. Ainsi, nous notons :

$$pas_{ech_1} = \frac{\lambda_1 \cdot f_p}{L_{calc_{capt}}} \quad \text{et} \quad pas_{ech_i} = \frac{\lambda_i \cdot f_p}{L_{calc_{capt}}} \quad (4.10)$$

soit

$$pas_{ech_i} = \frac{\lambda_i}{\lambda_1} pas_{ech_1}. \quad (4.11)$$

Ainsi, chaque point de coordonnées (x_1, y_1) dans le plan de référence échantillonné suivant pas_{ech_1} pourra être retrouvé dans le **plan de référence rééchantillonné** suivant pas_{ech_i} .

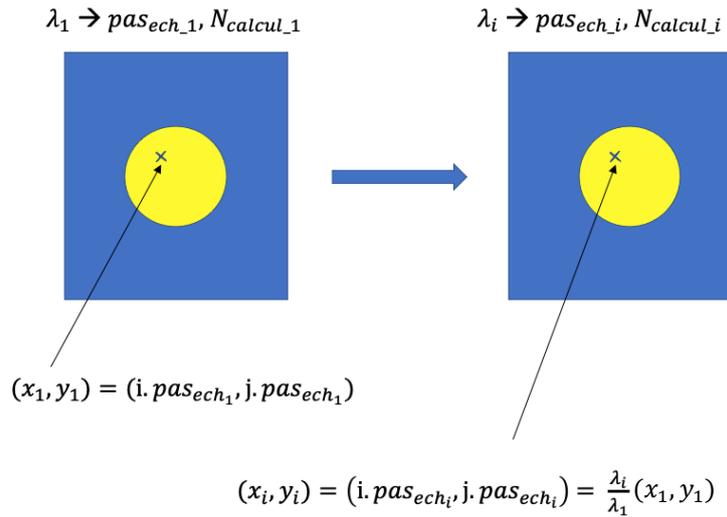


Figure 4.8 – Schéma explicatif du rééchantillonnage du plan de référence de la longueur d'onde d'initialisation λ_1 vers la longueur d'onde λ_i .

4.2.3 Conserver le même nombre de points de calcul dans le plan du capteur : rééchantillonnage du plan du capteur

L'objectif final étant de sommer plusieurs figures de speckle, il est nécessaire que toutes les figures présentent le même nombre de points de calcul à la fin du calcul. Cependant, le passage d'une longueur d'onde à une autre implique que le pas de la fenêtre de calcul dans le plan du capteur change. Avec la longueur d'onde d'initialisation notée λ_1 , et l'autre longueur d'onde λ_i , nous obtenons cette fois-ci :

$$pas_{calc_capt_i} = \frac{\lambda_i}{\lambda_1} pas_{calc_capt_1}, \text{ soit } pas_{calc_capt_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_i} pas_{calc_capt_i}$$

Ainsi, chaque point de coordonnées (x_i, y_i) dans le plan de référence échantillonné suivant $pas_{calc_capt_i}$ pourra être retrouvé dans le plan de référence rééchantillonné, cette fois-ci dans le sens « inverse » par rapport au paragraphe précédent, suivant pas_{ech_1} .

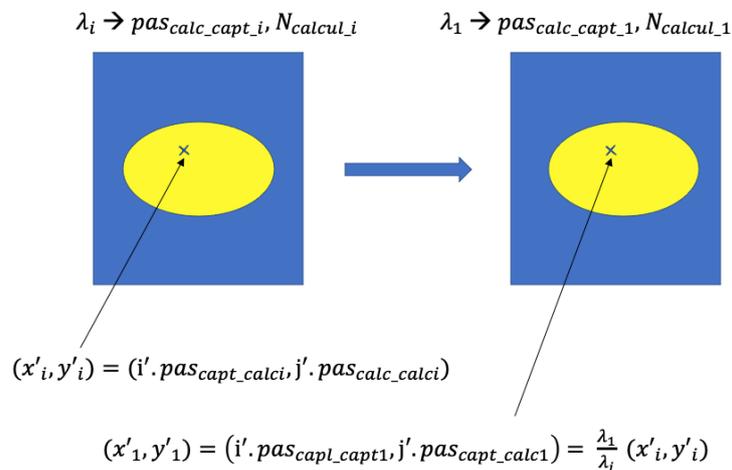


Figure 4.9 – Schéma explicatif du rééchantillonnage du plan du capteur de la longueur d'onde λ_i vers la longueur d'onde d'initialisation λ_1 .

Afin de réaliser ces rééchantillonnages à chaque itération, nous avons utilisé la fonction « imresize » proposée par Matlab, en spécifiant une méthode d'interpolation bilinéaire.

4.2.4 Résultante des deux rééchantillonnages

La figure 4.10 montre le résultat de 5 rééchantillonnages, pour des longueurs d'onde allant de $\lambda = 400$ nm – celle-ci étant la longueur d'onde d'initialisation – à $\lambda = 800$ nm. L'augmentation de la longueur d'onde montre comme attendu un décalage des grains de speckle vers l'extérieur de la figure. La taille des grains augmente d'ailleurs également, et les figures ont visiblement un contraste plus important.

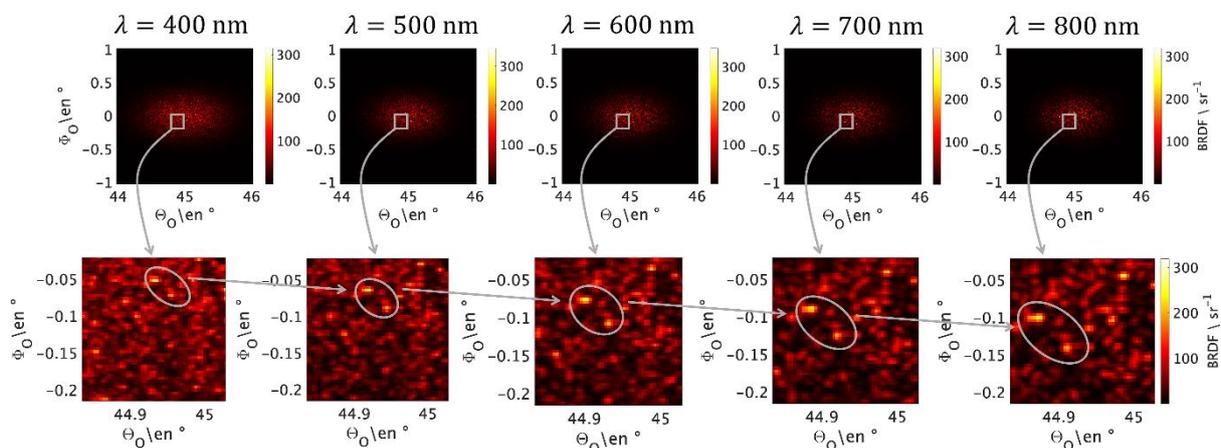


Figure 4.10 – Simulations de figures de speckle pour 5 longueurs d'ondes différentes de $\lambda_1 = 400$ nm à gauche à $\lambda_2 = 800$ nm à droite, et zooms associés aux zones indiquées par le contour en gris. Il est alors possible de suivre l'évolution de deux grains de speckle avec l'augmentation de la longueur d'onde.

4.2.5 Résultat de simulation en spectre large

La simulation peut s'appliquer à n'importe quel spectre étendu en sommant les figures de speckle correspondantes à chaque longueur d'onde. Nous pouvons également introduire un paramètre de puissance lumineuse, permettant de moduler l'impact de chaque longueur d'onde en fonction du spectre de la source.

Enfin, pour une simulation complète, il est bien sûr possible de combiner les effets liés à la cohérence temporelle et la cohérence spatiale, et de simuler les figures de speckle en éclairage dépolarisé. La figure 4.11 montre un exemple : une simulation de figure de speckle ayant pour source une lampe QTH non filtrée.

Il est d'ailleurs possible de reproduire la réponse d'un capteur photographique sans objectif et de générer un rendu en multipliant le spectre de la source par les fonctions d'égalisation des couleurs $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ et $\bar{z}(\lambda)$, définies par la CIE pour un observateur standard 2°, ces courbes servant de cibles pour les réponses spectrales de nombreux appareils photo numérique. Chaque fonction génère une image à niveaux de gris associée à un des trois canaux RBG de l'image en couleur. Le rendu de la simulation approche alors une simulation en couleurs numériques, comme le montre la figure 4.12. Les traînées sont légèrement moins visibles dans le cas des filtres mais existent tout de même.

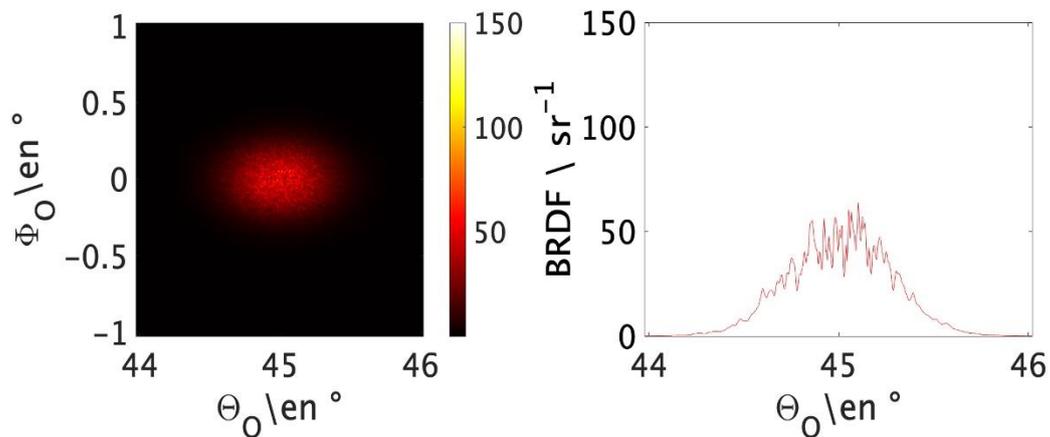


Figure 4.11 – Speckle simulé avec source spatialement et spectralement étendue dans les conditions suivantes : $D_{\text{ech}} = 5$ mm, polarisation naturelle, sténopé de 50 microns, QTH seule, vu en coupe à droite.

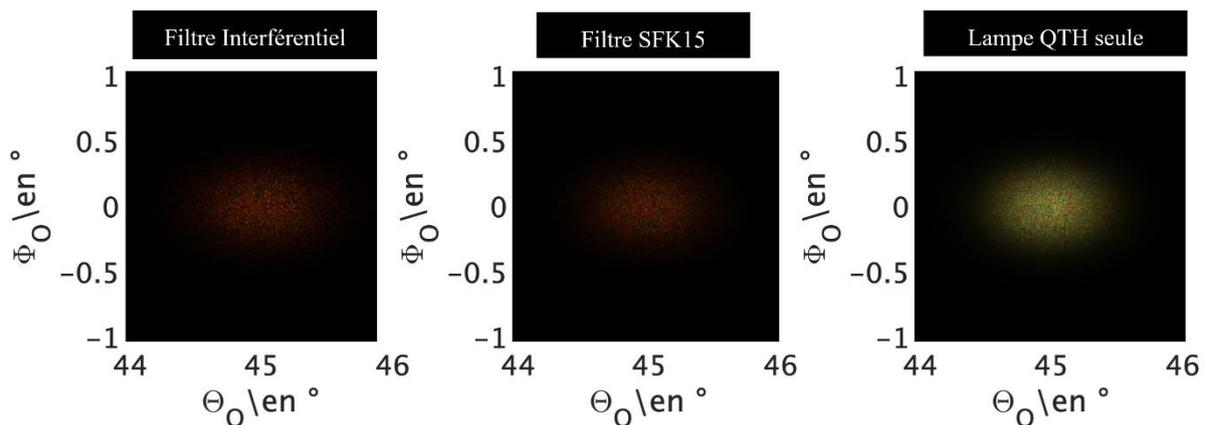


Figure 4.12 – Speckle simulé en couleurs RBG, avec source spatialement et spectralement étendue dans des conditions suivantes : $D_{\text{ech}} = 5$ mm, polarisation naturelle, sténopé de 50 microns et 3 sources différentes.

4.2.6 Simuler des figures de BRDF avec les spectres des sources mesurées

Cette section vise à présenter les résultats de simulation de figure de speckle pour des sources ayant les spectres larges présentés à la section 4.1.1. Le contexte choisi sera à nouveau le cas d'un sténopé de 50 microns pour reproduire les conditions expérimentales, et la forme de BRDF empirique considérée est toujours une gaussienne.

Lampe QTH + filtre interférentiel

La figure 4.13 montre les résultats de simulation pour une source QTH + filtre interférentiel. Les mesures ne montraient pas de traînées radiales et l'impact de l'incohérence temporelle se faisait peu sentir. Par comparaison qualitative, la simulation reste fidèle à l'expérience sur ce point. Du point de vue quantitatif, les ordres de grandeurs des ordres de lois Gamma observées sont du même ordre de grandeur qu'à la figure 4.5, cependant les courbes des ordres montrent une variation croissante puis décroissante tandis que pour les mesures, ces courbes ne montraient qu'une décroissance. Comme discuté au 4.1.3 : l'absence de maximum pour la courbe des ordres dans le cas des mesures avec la source QTH couplée au filtre interférentiel s'explique par le défaut de dynamique, la résolution et la forme du signal. La simulation nous permet d'accéder à ces informations de façon plus complète et suit nos attentes : les ordres augmentent avec l'éloignement à la direction spéculaire. Le signal décroît cependant malgré tout à partir de d'éloignement de la direction spéculaire de $0,7^\circ$. Cette décroissance est liée à la forme de BRDF imposée : le signal devient très faible pour un point éloigné du centre de l'image pour simuler le comportement de la mesure.

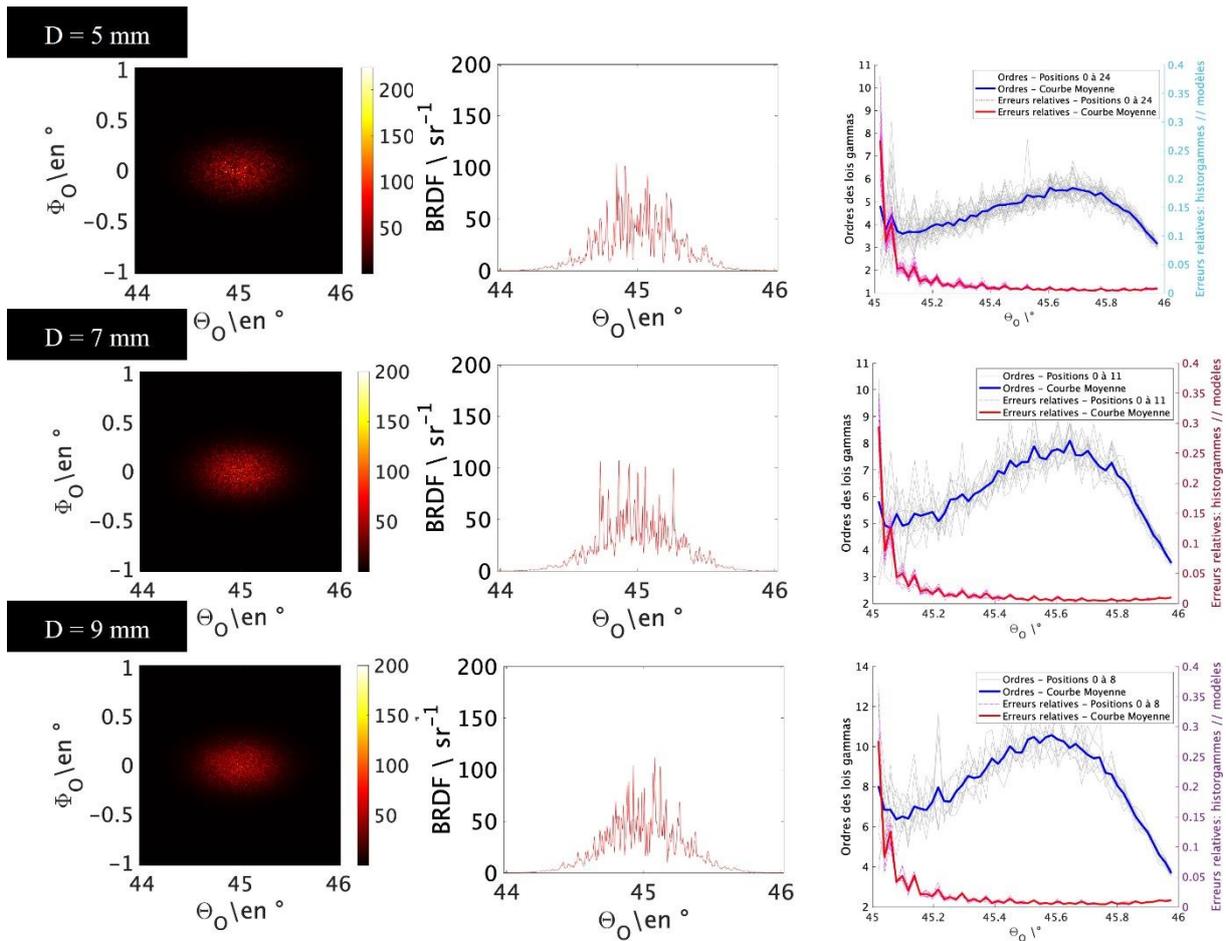


Figure 4.13 – Exemples de simulations de BRDF empiriques autour de la direction spéculaire avec un éclairage par lampe QTH + filtre interférentiel ($\Delta\lambda = 15 \text{ nm}$), dans la configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$, pour les diamètres de faisceau 5 mm (haut), 7 mm (milieu) et 9 mm (bas). Colonne de gauche : BRDF en θ, φ . Colonne du milieu : coupe dans le plan d'incidence. Colonne de droite : courbe des ordres des lois Gamma suivant les ellipses définies à la figure 4.3 autour de la direction spéculaire, en fonction de l'éloignement par rapport à la direction spéculaire marquée par $\theta_o = 45^\circ$. En bleu, la courbe moyenne, en gris, cette courbe pour chaque mesure, et en violet la courbe moyenne des erreurs relatives par rapport au nombre de valeurs considérées.

Lampe QTH + filtre SFK15

Pour la simulation dans le cas du filtre SFK15 à la figure 4.14, comme pour la mesure (figure 4.6), nous voyons nettement les traînées radiales apparaître. Celles-ci entraînent une augmentation des ordres des lois gammas dans les directions les plus proches de la direction spéculaire.

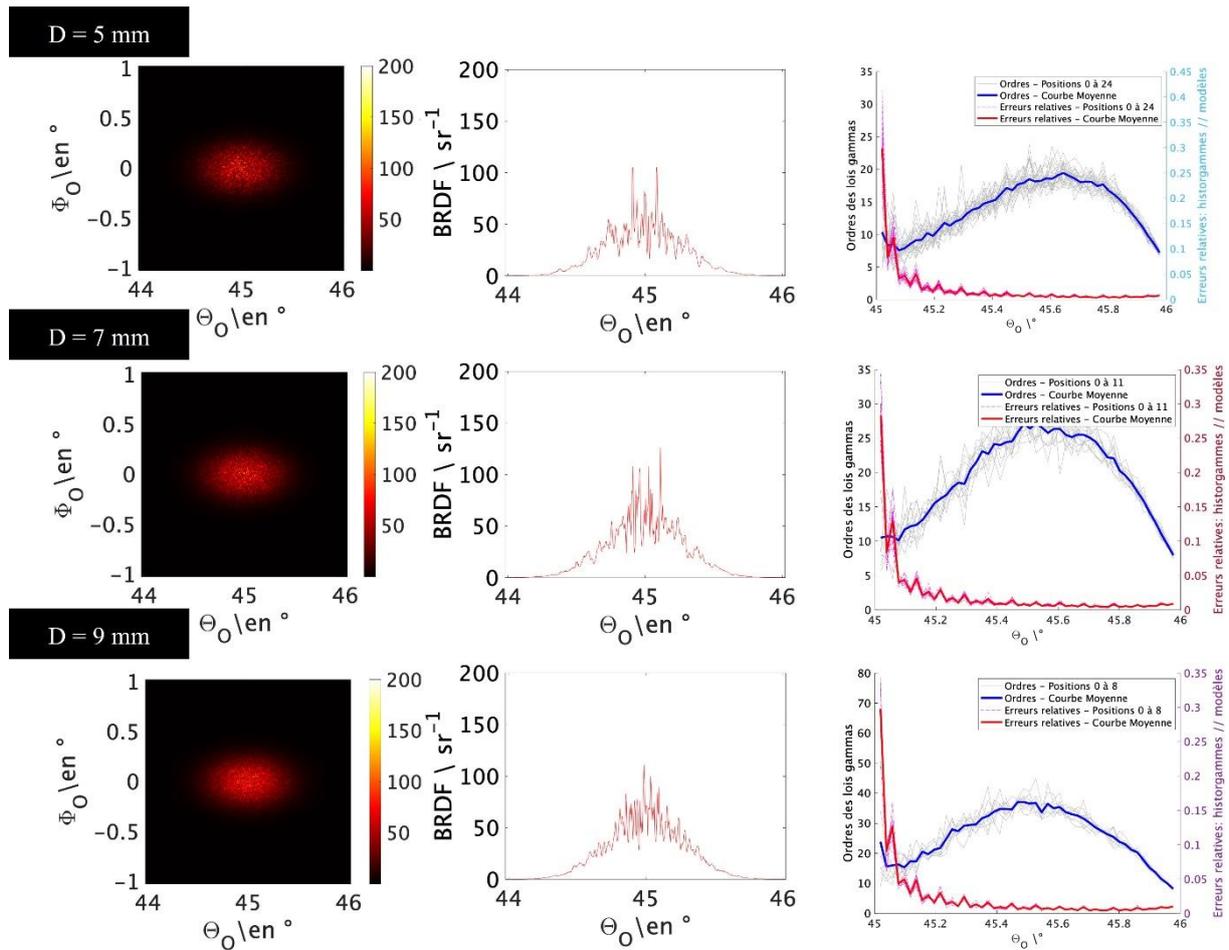


Figure 4.14 – Exemples de simulations de BRDF empiriques autour de la direction spéculaire avec un éclairage par lampe QTH + filtre SFK15 ($\Delta\lambda = 55$ nm), dans la configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$, pour les diamètres de faisceau 5 mm (haut), 7 mm (milieu) et 9 mm (bas). Colonne de gauche : BRDF en θ, φ . Colonne du milieu : coupe dans le plan d’incidence. Colonne de droite : courbe des ordres des lois Gamma suivant les ellipses définies à la figure 4.3 autour de la direction spéculaire, en fonction de l’éloignement par rapport à la direction spéculaire marquée par $\theta_o = 45^\circ$. En bleu, la courbe moyenne, en gris, cette courbe pour chaque mesure, et en violet la courbe moyenne des erreurs relatives par rapport au nombre de valeurs considérées.

On observe que les ordres calculés à partir de simulations sont globalement plus élevés que ceux calculés à partir des mesures. Les grains sont effectivement plus resserrés dans les images simulées. A ce niveau, les limites du choix de la gaussienne arbitraire définie à la section 3.5.5 se font sentir : elle n’est pas idéale pour simuler l’allure des pics spéculaires mesurés dans le cas d’une source possédant un spectre large.

Lampe QTH non filtrée

Avec la lampe QTH sans filtre, les traînées radiales sont fortement marquées, comme attendu – pour une vision plus élargie, voir la figure 4.11. De plus, une très forte concentration

des points se forme au centre de la figure et les ordres observés varient sur une plage de valeur bien supérieure à ce que l'on avait observé à partir des mesures (voir figure 4.7).

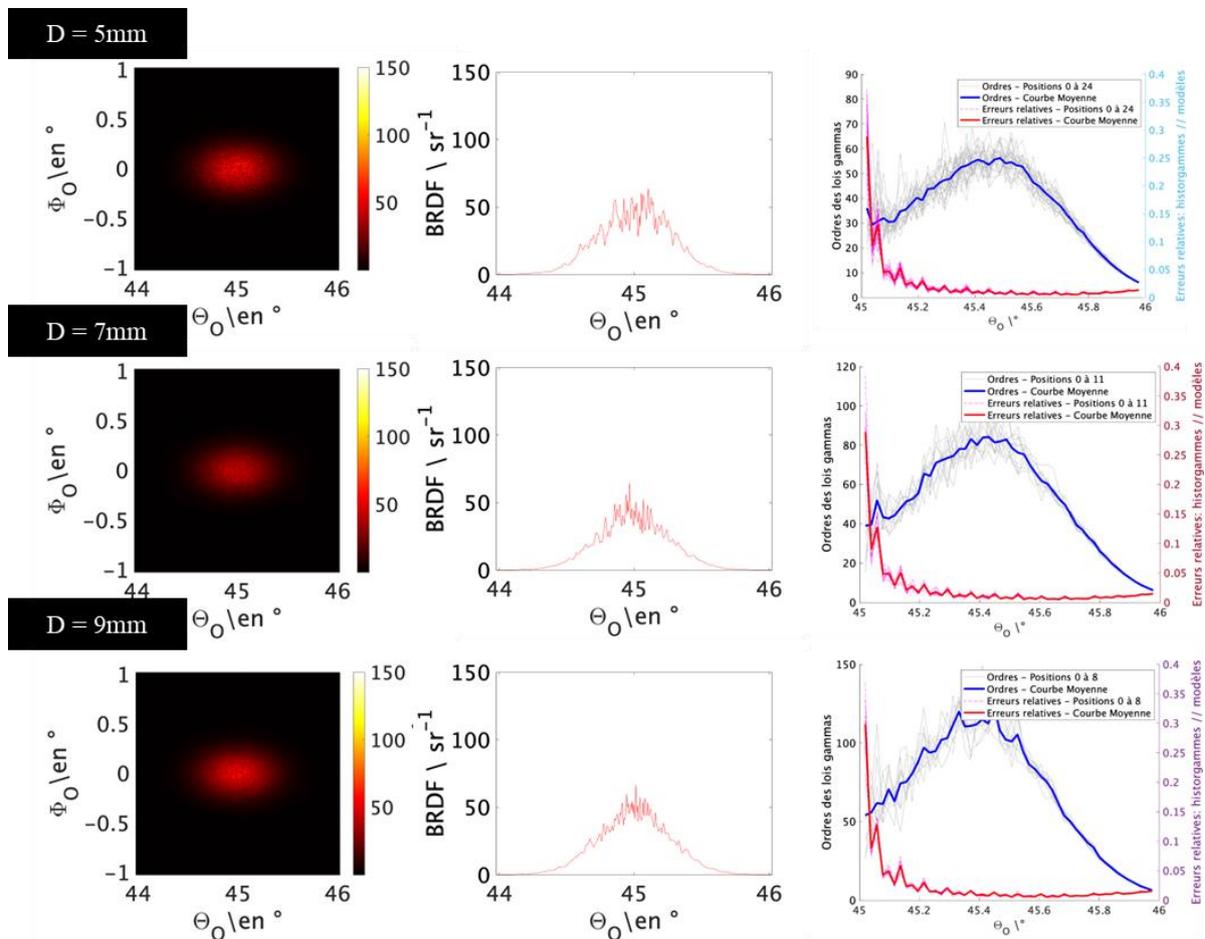


Figure 4.15 – Exemples de simulations de BRDF empiriques autour de la direction spéculaire avec un éclairage par lampe QTH seule dans la configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$, pour les diamètres de faisceau 5 mm (haut), 7 mm (milieu) et 9 mm (bas). Colonne de gauche : BRDF en θ, φ . Colonne du milieu : coupe dans le plan d'incidence. Colonne de droite : courbe des ordres des lois Gamma suivant les ellipses définies à la figure 4.3 autour de la direction spéculaire, en fonction de l'éloignement par rapport à la direction spéculaire marquée par $\theta_o = 45^\circ$. En bleu, la courbe moyenne, en gris, cette courbe pour chaque mesure, et en violet la courbe moyenne des erreurs relatives par rapport au nombre de valeurs considérées.

4.2.7 Comparaison entre mesures et simulations

Comme le montrent les simulations pour les éclairages avec filtre SKF15 et sans filtre, des ordres plus élevés apparaissent dans les simulations par rapport à ceux observés à partir des mesures : l'ordre au plus proche de la direction spéculaire est d'emblée plus élevé, et le maximum des ordres atteints l'est également, de manière quasiment systématique. La comparaison entre les figures 4.7 et 4.15 démontre les écarts entre mesures et simulation.

L'aspect global du pic spéculaire de la simulation n'est pas fidèle à nos mesures, contrairement à ce qu'on pouvait observer dans le cas de la simulation pour un rayonnement monochromatique. Les traînées radiales que nous souhaitons observer sont présentes, et la « coupure » du pic liée à la dynamique du signal est également simulée avec cet exemple, avec la redescente des ordres une fois être arrivé dans les pieds du signal.

Comment expliquer les écarts entre mesures et simulations ? Deux éléments peuvent entrer en compte : la dynamique de la mesure et l'effet de la longueur d'onde.

Effet de la dynamique de la mesure

Comme précisé plus tôt, seule une capture du sommet du pic spéculaire est réalisée au sein de chaque mesure. La figure ci-après présente un exemple de coupe d'un signal mesuré et d'un signal simulé. Le signal mesuré sans multi-exposition voit sa valeur tomber à 0 dans les pieds. Dans le cas de la simulation, l'utilisation d'un signal gaussien entraîne un calcul sur toute la dynamique du signal simulé, tandis que la mesure n'en affiche que le sommet. La figure 4.16, montre cependant une dynamique de 4 décades pour la mesure contre une dynamique de 2 décades pour la simulation. Cette simulation en particulier a été réalisée pour imiter empiriquement la mesure et l'usage de la gaussienne cherche justement à imiter ce comportement.

Les grains de speckle rendus par la simulation prennent donc un aspect plus resserré et les ordres observés sont ceux qui correspondent au pic gaussien.

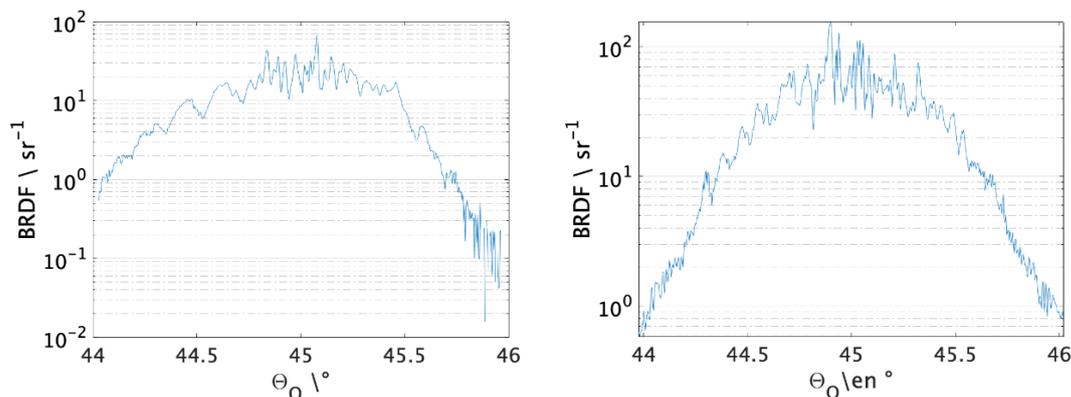


Figure 4.16 – Exemples de BRDF mesurée (à gauche) et simulée (à droite) vus en coupe et en échelle logarithmique. Configuration pour l'exemple : source QTH + filtre SFK15.

Du point de vue théorique, il est d'ailleurs logique d'observer des ordres pouvant aller au-delà de 100 comme on peut le voir à la figure 4.15 : dans l'espace de Fourier, plus de 80 figures de speckle ont le potentiel de s'additionner indépendamment les unes des autres. Comme on l'explique au chapitre 1, la somme de speckles indépendants fait monter l'ordre observé

d'autant. S'ajoute à cela la taille du point source qui vient convoluer chacune de ces figures, et l'effet de l'échantillonnage, soit, pour ConDOR, la taille des pixels.

Effet de la longueur d'onde

La BRDF théorique est considérée telle une gaussienne qui ne varie pas d'une longueur d'onde à l'autre. Un autre effet pouvant influencer est que la largeur de la BRDF est elle aussi dépendante de la longueur d'onde. Ainsi, malgré l'étalement que l'on observe à la figure 4.14 et 4.15, il faudrait en théorie également faire dépendre la gaussienne de la longueur d'onde.

En conclusion de cette partie, nous avons vu qu'il est possible simuler une BRDF purement théorique, mais que cela n'apporte pas toujours un résultat fidèle à la réalité, en particulier pour des spectres très larges. La simulation d'une figure de speckle dans des configurations similaires à celles de ConDOR est réalisable, mais il faut connaître l'allure de la mesure complète en multi-exposition temporelle, afin de pouvoir simuler un modèle de BRDF qui s'approche de la forme du signal sur toute sa dynamique, et permet ainsi de retomber sur les mêmes statistiques. Pour notre étude, cette solution s'avère compliquée étant donné le temps de mesure requis. A l'avenir, il pourrait être intéressant de reprendre ces simulations sur des mesures réalisées en HDR pour avoir l'ensemble des informations et utiliser des modèles complètement théoriques pour comparer les résultats.

Une autre approche est d'utiliser des mesures de topographie des surfaces et de s'appuyer sur ces mesures pour réaliser les simulations. Cette deuxième solution a été mise en œuvre. Elle est présentée au sein de la partie suivante.

4.3 Seconde phase de simulation : simuler des figures de speckle à partir de mesures de microtopographies

Dans cette deuxième phase de simulation, l'objectif est de réutiliser les méthodes de simulation décrites au chapitre 3 et dans les parties qui précèdent, mais de les appliquer ici au cas d'une surface dont nous avons mesuré la microtopographie.

Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec l'institut de recherche suédois RISE et l'Institut d'Optique à Palaiseau (IOGS dans la suite), qui ont mis à disposition leurs outils de mesure de topographie dans le cadre du projet BxDiff, financé par le programme européen EMPIR.

4.3.1 Objectifs et étapes préliminaires de la phase 2 – Précision de la méthodologie

Les simulations au sein de cette partie se basent sur la mesure de topographie des surfaces des échantillons utilisés dans les mesures. Afin de reproduire les résultats observés avec ConDOR, il paraît intuitif de penser qu'il est nécessaire d'avoir une résolution suffisante pour

les pixels de mesure de topographie afin d'observer les grains tels qu'on les observe sur ConDOR. Ainsi, afin de respecter le critère de Shannon, la résolution du pixel pour la mesure de topographie est de :

$$Res = \frac{\lambda \cdot f'}{2 \cdot L_{CCD}} \quad (4.12)$$

où L_{CCD} est la largeur du capteur CCD et f' la focale du conoscope. λ dépendant du spectre d'éclairage, et comme nous cherchons la résolution minimale nécessaire pour simuler tous les spectres que nous avons considérés, nous prenons la plus petite longueur d'onde considérée, à savoir 380 nm. La résolution minimale à prévoir pour la mesure de topographie est donc de 5,3 μm .

La taille de la zone éclairée a aussi un impact sur les besoins de mesures de topographie : les faisceaux incidents inclinés à 45° par rapport à la surface ayant un diamètre variant jusqu'à 9 mm, la surface mesurée devait être d'au moins 12,6 mm par 9 mm, tailles des grands et petits axes de l'ellipse alors formée sur l'échantillon. Enfin, pour que les variations des hauteurs soient visibles, la résolution sur les hauteurs devrait être de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, comme il est déjà spécifié au chapitre 1. Le principe général de la simulation qui en suit consiste à reprendre les mêmes principes pour les différentes sources.

4.3.2 Mesures de microtopographies de surface des échantillons NCS

Mesures par l'Institut d'Optique

L'IOGS a utilisé dans le cadre de sa mesure un profilomètre interférentiel en lumière blanche Veeco NT1100. Les hauteurs sont données avec une précision en unité de λ avec $\lambda = 240$ nm et un pixel correspond à une largeur de 8 μm . Cette résolution correspond à $\lambda_{\min} = 571$ nm. En conséquence, il n'est pas possible de simuler des spectres couvrant l'intégralité du visible. Or les spectres des éclairagements laser – centré à 632,8 nm – ou de la lampe QTH filtrée par les filtres interférentiel ou SFK15 ont des spectres qui démarrent après cette valeur. La configuration non accessible était celle de la lampe QTH seule. Nous avons donc cherché une autre alternative à l'international pour obtenir les données mesurées recherchées.

Mesures pas RISE (Research Institute of Sweden)

L'institut RISE a utilisé un profilomètre interférentiel. La résolution sur les hauteurs est de 500 nm et un pixel correspond à une largeur de 3,135 μm . Les simulations des spectres couvrant l'intégralité du visible sont donc possibles avec ces caractéristiques.

La surface mesurée par l'institut est de 13,80 mm par 13,80 mm pour l'échantillon NCS 6 et 19,141 mm par 19,141 mm pour l'échantillon NCS 5, ce qui satisfait également le cahier des charges.

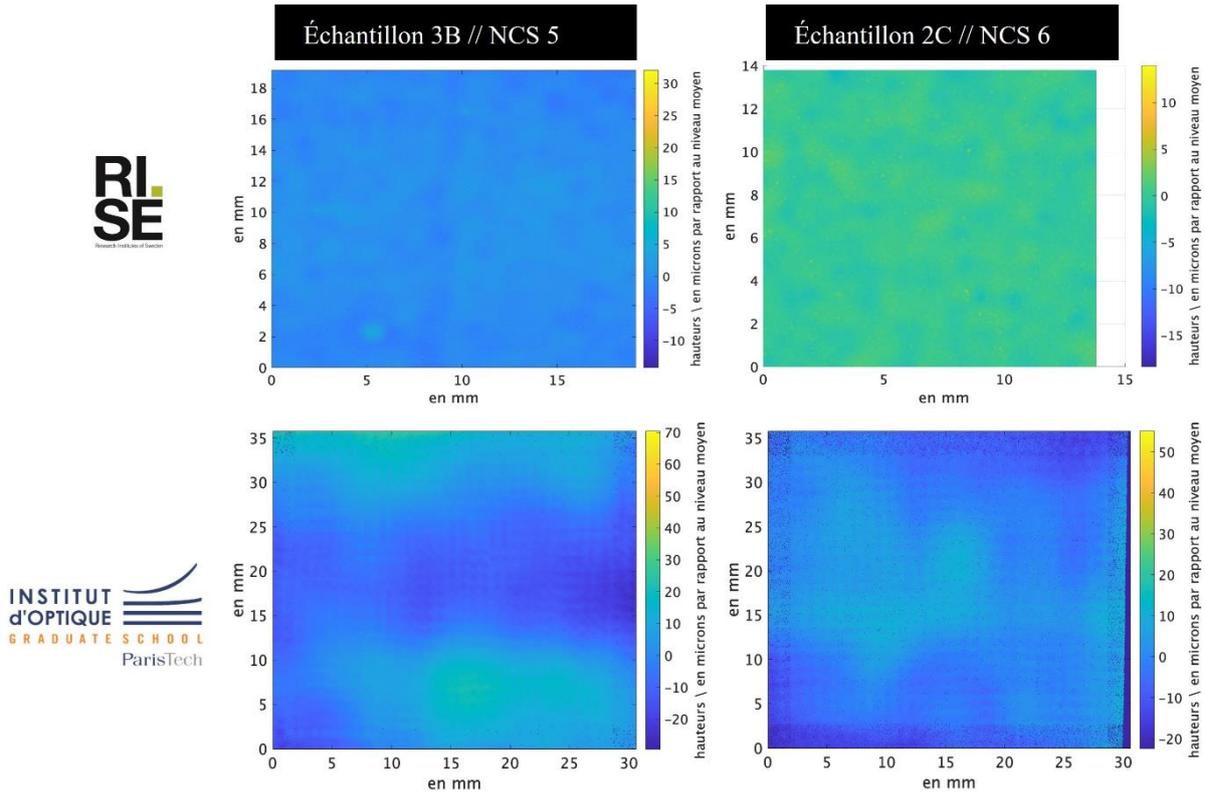


Figure 4.17 – Résultats des mesures des microtopographies des échantillons NCS 5 (gauche) et NCS 6 (droite) réalisés par l’institut RISE (haut) et par le Veeco NT1100 de l’IOGS (bas).

4.3.3 Principe de simulation à partir d’une mesure de topographie et mise en œuvre illustrée – les étapes de calcul

Les mesures de microtopographies, comme expliqué au paragraphe précédent, présentent des résolutions et des tailles qui ne correspondent pas toujours exactement aux conditions expérimentales de ce que nous observons via ConDOR. Cette section consiste à redétailler l’ensemble des étapes de calculs dans le cas d’une mesure de topographie de surface en entrée de la simulation.

Calcul du champ réfléchi

La mesure de topographie fournit une matrice de hauteurs. Les valeurs de cette matrice sont notées $h_{i,j}$. Le plan moyen est pris dans la simulation à $z = 0$, et le pas de la mesure de topographie est noté δ . Le point O est choisi comme l’origine du repère et comme référence de phase pour l’onde incidente : il correspond au centre de la surface éclairée. Nous utilisons la notation « $1i$ » pour identifier le nombre complexe imaginaire pur.

L’onde incidente décrivant un angle $\theta_i = \theta$ par rapport à la normale sera alors écrite dans ce référentiel, qu’on appellera principal, suivant l’expression suivante :

$$U_i(\mathbf{r}) = U_0 \cdot \exp(1i \cdot \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}) \quad (4.13)$$

où le vecteur d’onde est

$$\mathbf{k}_i = \begin{pmatrix} -k \cdot \sin \theta \\ \mathbf{0} \\ -k \cdot \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

Le vecteur d'onde de la réflexion spéculaire sera donc

$$\mathbf{k}_o = \begin{pmatrix} -k \cdot \sin \theta \\ \mathbf{0} \\ k \cdot \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

A ce stade, il est utile d'introduire un référentiel secondaire qui se déduit du référentiel principal par une rotation de θ_i . Dans ce repère, les pixels du CCD sont considérés être des carrés de côté $p = 24 \mu\text{m}$ constant et situés dans le plan focal image de l'objectif du conoscope. Ils ont pour coordonnées $(x_m, y_n) = (mp, np)$ où m et n varient entre 1 et 512, le pixel central correspondant ainsi à la réflexion spéculaire.

L'objectif est ici d'exprimer le vecteur d'onde de la lumière qui converge au point (x_m, y_n) . L'introduction d'un nouveau repère introduit de nouvelles notations des angles. Dans le repère secondaire (voir figure 4.18), ce vecteur s'écrira en coordonnées sphériques :

$$\mathbf{k}' = k \begin{pmatrix} \sin \varphi \cdot \cos \psi \\ \sin \varphi \cdot \sin \psi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

avec φ et ψ décrivant les angles contenus dans le cône autour de la réflexion spéculaire donné par le vecteur unitaire \mathbf{k}_o . Ces angles sont considérés petits.

Dans le repère principal, il devient donc par rotation de θ :

$$\mathbf{k}' = k \begin{pmatrix} \sin \varphi \cdot \cos \psi \cdot \cos \theta - \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \varphi \cdot \sin \psi \\ \sin \varphi \cdot \cos \psi \cdot \sin \theta + \cos \theta \cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (4.17)$$

Nous posons alors comme hypothèse que l'angle φ est petit, nous négligeons toute diffusion multiple et considérons que le facteur de Fresnel qui donne, pour chaque polarisation orthogonale et parallèle, la fraction de l'amplitude complexe incidente qui est réfléchi, est constant sur toute la surface. Les expressions du speckle suivant les deux polarisations ne diffèrent alors que par une constante multiplicative globale. Il est aussi utile de noter que la dépendance temporelle du champ est omise dans la suite.

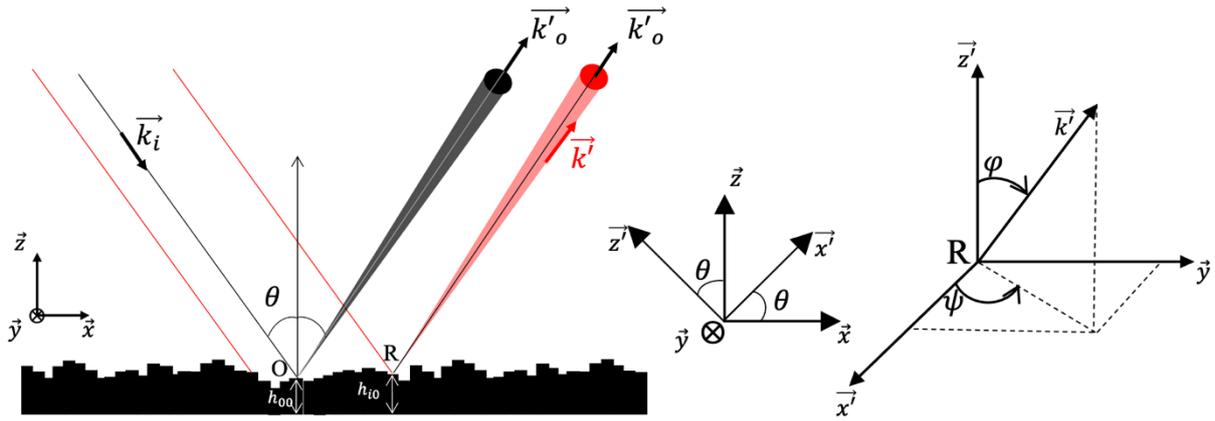


Figure 4.18 – Schéma détaillant les notations et différents vecteurs d'ondes utilisé dans le calcul du champ réfléchi, ainsi que la définition des différents repères et angles secondaires. A gauche, schéma du comportement des éléments de surface comme des sources secondaires d'Huygens-Fresnel. Au milieu, schéma de la définition d'un plan secondaire par rotation de θ . A droite, définition des angles φ et ψ pour les coordonnées du vecteur \mathbf{k}' dans le repère secondaire.

La conception du conoscope assure que le foyer secondaire correspondant à la fréquence spatiale (μ, ν) a pour coordonnées $(\mu\lambda f', \nu\lambda f')$. Ainsi, l'onde convergente au pixel (m, n) a pour vecteur d'onde :

$$\mathbf{k}' = \begin{pmatrix} 2\pi\mu \\ 2\pi\nu \\ k'_{z'} \end{pmatrix}. \quad (4.18)$$

Il en résulte :

$$\begin{cases} \sin \varphi_{m,n} \cos \psi_{m,n} = \frac{mp}{f'} \\ \sin \varphi_{m,n} \sin \psi_{m,n} = \frac{np}{f'} \end{cases} \quad (4.19)$$

soit

$$\begin{cases} \sin \varphi_{m,n} = \sqrt{m^2 + n^2} \frac{p}{f'} \\ \tan \psi_{m,n} = \frac{n}{m} \end{cases} \quad (4.20)$$

L'onde réfléchie du point de coordonnées $\mathbf{R} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$ arrivant au pixel (m, n) du capteur de la surface et sera alors écrite dans le référentiel principal en introduisant le coefficient de Fresnel r selon l'expression suivante :

$$U'_{m,n}(\mathbf{R}) = rU_0 \cdot \exp(\mathbf{i} \cdot \mathbf{k}' \cdot \mathbf{R}) \quad (4.21)$$

avec

$$\mathbf{k}_{m,n}' \cdot \mathbf{R} = k \left[(\sin \varphi_{m,n} \cdot \cos \psi_{m,n} \cdot \cos \theta - \sin \theta \cos \varphi_{m,n}) x + \sin \varphi_{m,n} \cdot \sin \psi_{m,n} \cdot y + (\sin \varphi_{m,n} \cdot \cos \psi_{m,n} \cdot \sin \theta + \cos \theta \cos \varphi_{m,n}) z \right]$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left(\frac{mp}{f'} \cdot \cos \theta - \sin \theta \cdot \sqrt{1 - (m^2 + n^2) \frac{p^2}{f'^2}} \right) x + \frac{np}{f'} \cdot y \right. \\ \left. + \left(\frac{mp}{f'} \cdot \sin \theta + \cos \theta \sqrt{1 - (m^2 + n^2) \frac{p^2}{f'^2}} \right) z \right]$$

Avec cette définition générale, il convient à présent de rappeler que dans notre cas, les hauteurs atteignent au maximum quelques dizaine de micromètres et que l'observation du conoscope se fait dans un cône de 2 degrés. Ainsi, le terme $\sqrt{m^2 + n^2} \frac{p}{f'}$ est très faible au point de pouvoir être négligé et le terme $\frac{mp}{f'} \cdot \sin \theta \cdot z$ est également assez faible, sans pour autant pouvoir l'écarter complètement dans le cas des grands angles de diffusion.

La suite du calcul consiste à considérer que chaque point d'échantillonnage sur la surface se comporte comme une source secondaire d'Huygens-Fresnel et que l'amplitude atteignant le pixel (m,n) est la somme de l'ensemble des ondes réfléchies, et s'écrit :

$$A_{m,n} = \sum_{i,j \in \text{champ de mesure}} rU_0 \cdot \exp(\mathbf{1}i \cdot (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}'_{m,n}) \cdot \mathbf{R}_{i,j}) \quad (4.22)$$

soit,

$$A_{m,n} = rU_0 \sum_{i,j \in \text{champ de mesure}} \exp \left(-2 \cdot \mathbf{1}i \cdot \pi \cdot \frac{(\mathbf{m}i \cdot \cos \theta + \mathbf{n}j) \frac{p\delta}{f'} + \left(\frac{mp}{f'} \cdot \sin \theta + 2 \cos \theta \right) h_{i,j}}{\lambda} \right) \quad (4.23)$$

Pour simplifier, il est utile d'émettre ici l'hypothèse des faibles angles de diffusion qui convient bien à notre cas :

$$A_{m,n} = rU_0 \sum_{i,j \in \text{champ de mesure}} \exp \left(-2 \cdot \mathbf{1}i \cdot \pi \cdot \frac{(\mathbf{m}i \cdot \cos \theta + \mathbf{n}j) \frac{p\delta}{f'} + 2 \cos \theta \cdot h_{i,j}}{\lambda} \right) \quad (4.24)$$

Nous trouvons alors dans l'équation précédente une transformée de Fourier de la fonction :

$$f(i,j) = rU_0 \exp \left(-4 \cdot \mathbf{1}i \cdot \pi \frac{\cos \theta \cdot h_{i,j}}{\lambda} \right). \quad (4.25)$$

L'opération principale du calcul d'une figure de speckle à une longueur d'onde donnée consistera à prendre la transformée de Fourier de cette fonction pour toutes les valeurs de la topographie.

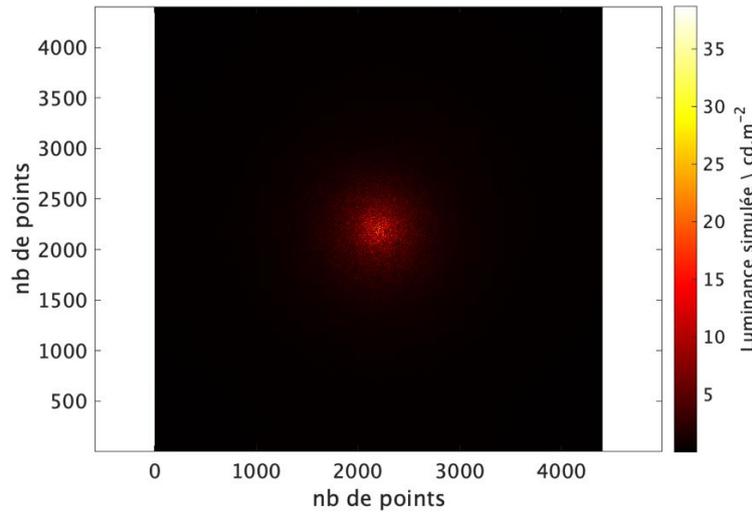


Figure 4.19 – Transformée de Fourier de la fonction prenant les valeurs $f(i,j) = rU_0 \exp(-4.1i.\pi \cos \theta . h_{i,j}/\lambda)$, où les $h_{i,j}$ représentent les hauteurs de la topographie mesurée.

Ajustement de la fenêtre de Fourier à la taille du capteur CCD

La taille du capteur CCD délimite la zone de l'espace de Fourier observable. Elle est de 12,28 mm par 12,28 mm.

Nous avons précisé plus haut que la résolution minimale à prévoir pour la mesure de topographie est de $5,3 \mu\text{m}$. Dans le cas de la mesure par l'institut RISE, qui a une résolution de $3,135 \mu\text{m}$, la transformée de Fourier peut couvrir une aire allant jusqu'à $\frac{\lambda_{\text{max}} f'}{\delta} = 87,78 \text{ cm}$ sur l'axe y et $\frac{\lambda_{\text{max}} f'}{\delta} \cos \theta = 62,07 \text{ cm}$ sur l'axe x pour les plus hautes longueurs d'ondes. Ainsi, pour chaque longueur d'onde du spectre, la fenêtre est recalculée pour correspondre à la taille du capteur CCD.

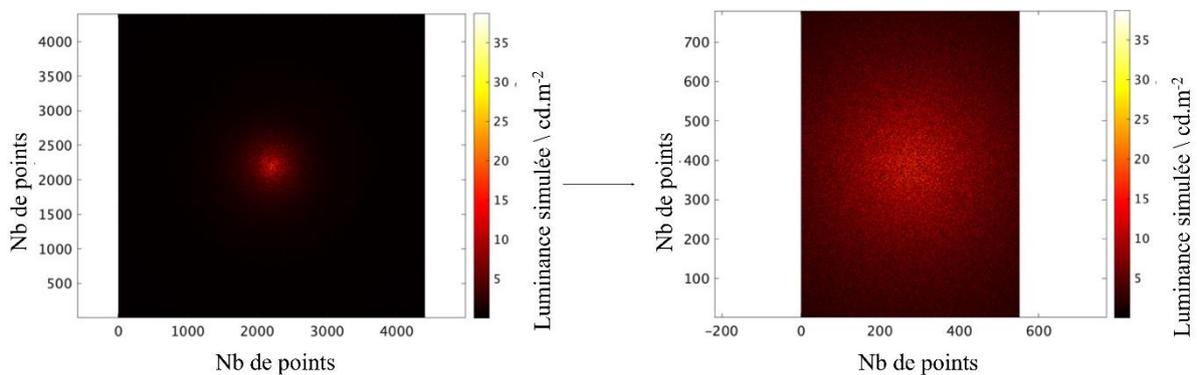


Figure 4.20 – Exemple de réajustement de la fenêtre pour correspondre à la taille du capteur CCD. A gauche on voit la transformée de départ (identique à la figure 4.19) et à droite la même figure recadrée en fonction de la zone de l'échantillon visible par le capteur CCD.

Transformée inverse et « zero-padding »

Une fois que l'opération d'ajustement de la fenêtre de Fourier à la taille du capteur CCD a été réalisée, la transformée de Fourier inverse de la figure de speckle calculée permet de revenir au plan de référence, puis de lui imposer la forme du signal réel, à savoir celle d'un faisceau circulaire, comme précisé au chapitre 3, par « zero-padding », c'est-à-dire en mettant à 0 toutes les valeurs ne correspondant pas à la zone circulaire éclairée sur l'échantillon. Cependant, il nous faut également adapter la fenêtre de calcul dans l'espace de référence (définition également donnée au chapitre 3, section 3.5.2) au nombre de pixels et à leur taille. L'espace correspondant s'étalant alors sur 512 pixels par 512 pixels de 24 μm , la matrice de luminance dans l'espace de référence est donc ramenée à ce nombre de points de calcul, et le « zero-padding » est réalisé en conséquence.

La transformée de Fourier du signal après zero-padding (deuxième étape de la figure 4.21) donne le signal arrivant au niveau de la « fenêtre » du capteur CCD (dernière étape de la figure 4.21). Nous avons donc maintenant les étapes de calcul qui nous permettent de retrouver le cas décrit dans la section 3.6.3. Pour simuler le speckle associé à la surface rugueuse dont nous avons la topologie, nous pouvons ensuite utiliser les mêmes étapes de calculs que dans les parties 3.7 et 4.2 pour prendre en compte les phénomènes d'incohérence spatiale et temporelle.

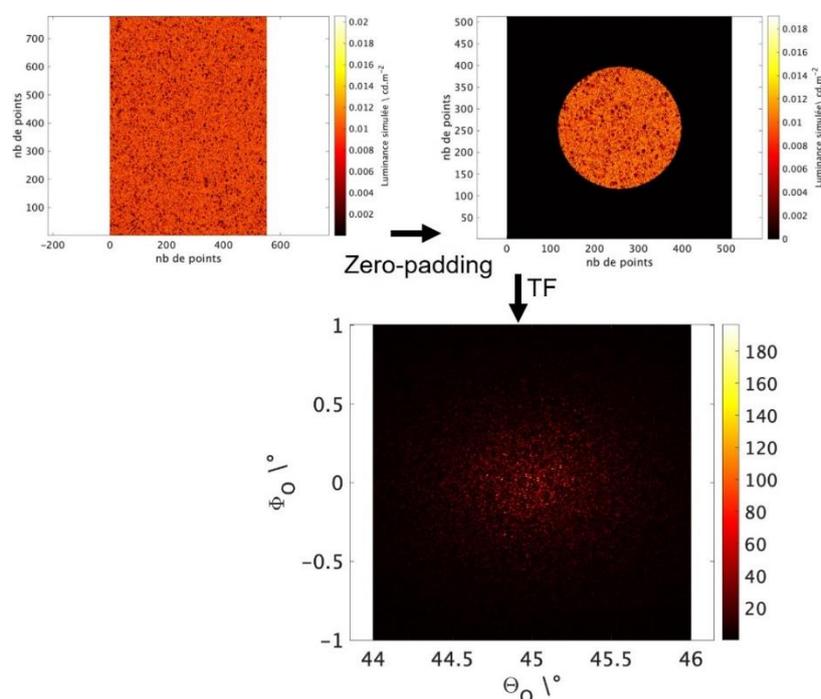


Figure 4.21 – Exemples des dernières étapes de calcul permettant la prise en compte d'une topographie de surface mesurée à une longueur d'onde donnée. En haut à gauche, le champ provenant d'une surface correspondant à l'espace fréquentiel vu par le CCD, à droite, la même figure réadaptée aux dimensions de la matrice de calcul et correspondant à la forme du faisceau observé en réflexion sur l'échantillon, et enfin en bas, la transformée de Fourier de cette dernière matrice.

La figure du bas représente la transformée de Fourier de la figure en haut à droite, qui correspond à ce que mesurerait ConDOR pour une longueur d'onde donnée. Ici, $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, $D = 5 \text{ mm}$, $\theta = 45^\circ$.

4.3.4 Prise en compte de la cohérence spatiale et temporelle de la source

Pour simuler une figure de speckle associée à une source non monochromatique, il suffit de réutiliser les fonctions décrites dans les parties précédentes et d'ajouter la figure de speckle associée. Ceci permet ainsi de modéliser les effets de cohérence partielle, spatiale et temporelle. En revanche, les simulations à partir des topographies ne couvrent pas autant de zones indépendantes que les mesures, les mesures de topographie n'ayant été faite que sur une portion des échantillons. Il n'est donc possible de relever uniquement les ordres correspondant à une seule zone de l'échantillon.

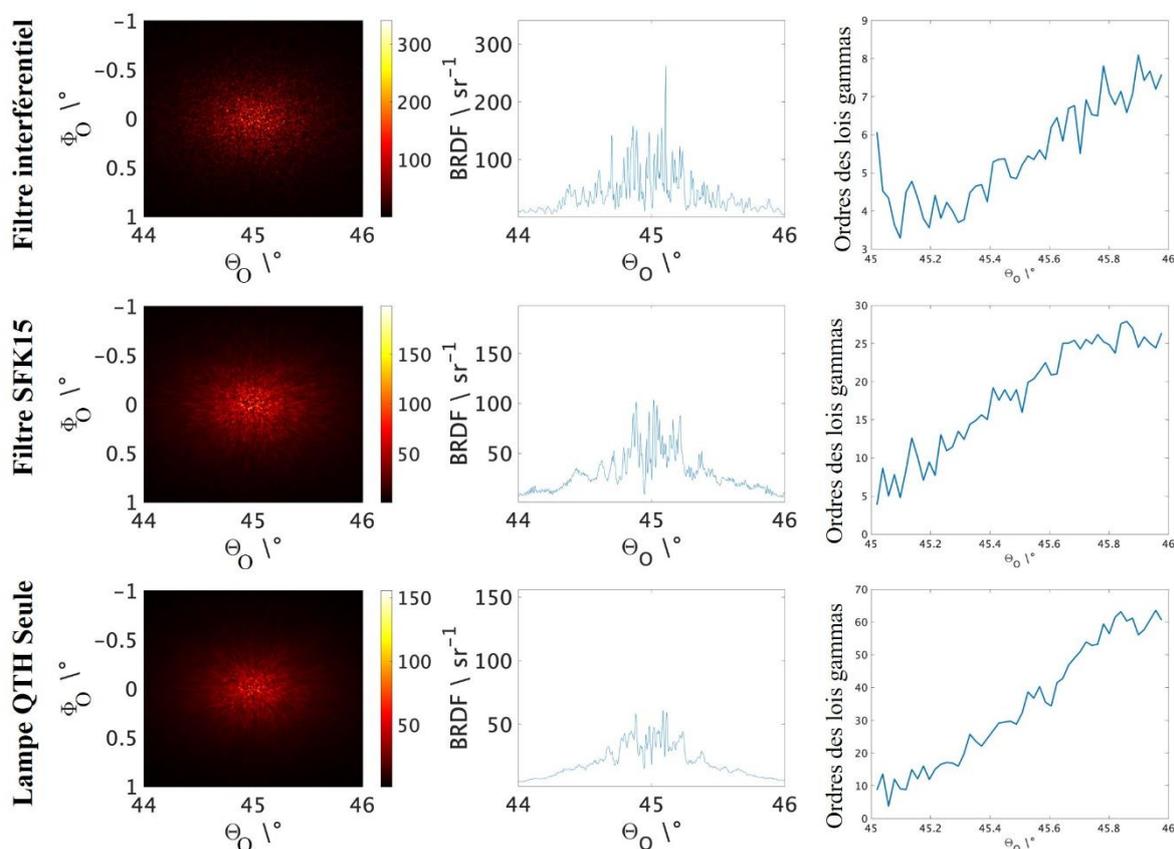


Figure 4.22 – Simulations de figures de speckle à partir des microtopographies de surface du RISE. A gauche, les figures vues du dessus, au centre, les vues en coupe de la figure de gauche, et à droite les évolutions des ordres des lois gammas des ellipses décrites à la figure 4.3 en fonction de l'éloignement de la direction spéculaire -en suivant à nouveau ici l'angle zénithal. Ici, seul le cas d'un faisceau de diamètre 7 mm est présenté.

Les évolutions des ordres des lois gamma décrivant les valeurs prises suivant les ellipses ne présentent ici pas de décroissance. La comparaison des valeurs simulées à celles mesurées à la figure 4.23 montre que les ordres prennent des valeurs très similaires et suivent la même croissance. En revanche, cette croissance continue au-delà de $45,4^\circ$ et la courbe des ordres ne présente ni maximum ni décroissance.

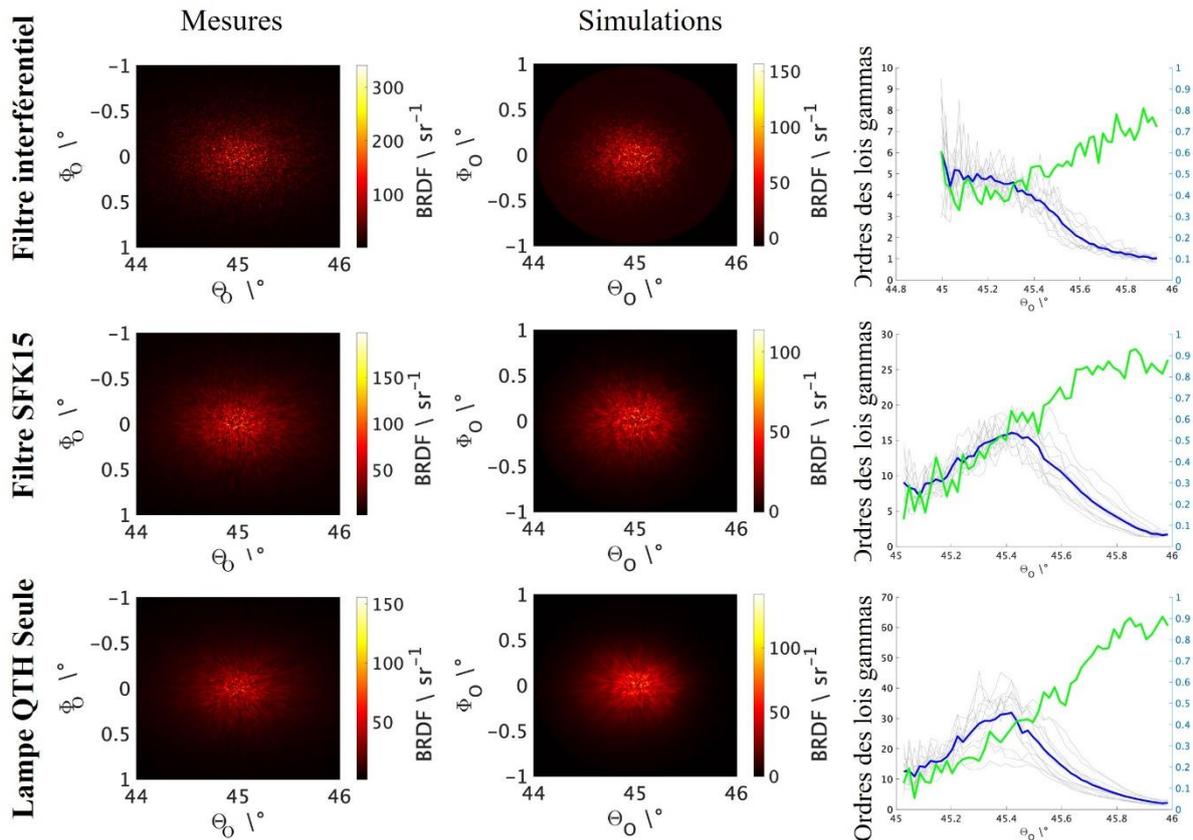


Figure 4.23 – Comparaison BRDF mesurées et simulées pour les 3 largeurs de bandes observées. Ici, seul le cas d'un faisceau de diamètre 7 mm est présenté. Les ordres des lois gamma apparaissent à droite. En gris, les courbes correspondent aux ordres observés sur les mesures brutes, en bleu la courbe moyenne (reportées des figures 4.5, 4.6 et 4.7) et en vert les ordres observés pour la simulation reportés depuis la figure 4.22.

On avait expliqué dans le paragraphe 4.2.1 dédié à l'analyse des mesures que le fait que l'ordre décroît quand on s'éloigne de la direction spéculaire est dû à l'inutilisation de la dynamique du système optique. Une partie du signal très faible au pied du pic spéculaire est exclu de la mesure. Ce n'est pas le cas dans nos simulations, d'où la différence entre les courbes observées à droite de la figure 4.23. Sans l'appui d'une mesure complémentaire en HDR, il n'est pas possible de conclure définitivement sur la fidélité du modèle au-delà de cette limite

du maximum observé dans les courbes des mesures, mais la conclusion sur la fidélité du modèle sur le centre du pic spéculaire est satisfaisante.

En conclusion, il a été présenté dans ce chapitre des mesures démontrant l'impact de différents niveaux de cohérence – ou d'incohérence – temporelle dans différents cas d'utilisation (variation de la surface éclairée), mais également différentes méthodes de simulations de ces mesures. L'une utilise une BRDF empirique et des moyens théoriques seuls pour tenter d'approcher les statistiques des surfaces, tandis que l'autre utilise des données topographiques d'une surface mesurée par interférométrie pour approcher au mieux le résultat observé par la mesure.

La difficulté principale de comparaison entre mesures et simulations se trouve dans l'impact de la dynamique de la mesure qui ne capture potentiellement pas toute la dynamique du pic spéculaire, mais l'ensemble des résultats entre les mesures et les simulations prenant en compte la topographie de surface présentent des similitudes remarquables d'un point de vue qualitatif, avec la présence des traînées radiales dans les pics spéculaires, mais aussi quantitatif pour les valeurs des ordres de loi Gamma observés autour du pic spéculaire.

A la lumière de ces éléments de compréhension et d'approfondissement sur le speckle et son comportement dans le cas d'éclairage partiellement cohérent spatialement et temporellement, le chapitre suivant s'intéressera alors à une question centrale de ce sujet de thèse : celle de la définition de la « vraie » BRDF et sur la façon de l'obtenir à partir des mesures ou des simulations.

Chapitre 5.

Suppression du speckle : retrouver la « vraie » BRDF

Le conoscope ConDOR a été fabriqué avec l'ambition d'acquérir des BRDF avec une résolution angulaire encore jamais atteinte. Les solutions à envisager se doivent de conserver cette excellente résolution. Puisque la mesure bidirectionnelle de la réflexion lumineuse à très haute résolution conduit à des courbes angulaires très « bruitées » à cause du speckle, nous proposons dans ce chapitre diverses stratégies permettant d'obtenir des courbes angulaires plus lisses, comme si la lumière était incohérente, courbes angulaires que nous pourrions assimiler à des BRDF.

Après une présentation des discussions concernant la redéfinition de la BRDF qu'apporte cette étude, nous verrons les stratégies que nous avons mises en place en nous basant sur les données mesurées seules, puis les stratégies utilisant les simulations basées sur les topographies de surface réelle.

5.1 Discussion sur la définition de la BRDF

Nicodemus [16] propose une première définition de la BRDF ainsi formulée :

$$f_r(\theta_i, \phi_i; \theta_r, \phi_r) = \frac{dL_r(\theta_i, \phi_i; \theta_r, \phi_r)}{dE_i(\theta_i, \phi_i)} \quad (5.1)$$

avec L_r la luminance réfléchiée par la surface, E_i l'éclairement, (θ_i, ϕ_i) les angles zénithal et azimutal de la direction d'incidence et (θ_r, ϕ_r) les angles zénithal et azimutal de la direction de réflexion.

Les quantités considérées ici sont infinitésimales. Or, dans le contexte concret de la métrologie, nous cherchons à préciser ces quantités.

Définir la BRDF à partir de grandeurs infinitésimales revient inévitablement à considérer un faisceau incident cohérent. Or la BRDF est censée contenir une information statistiquement stable vis-à-vis du matériau considéré : elle ne doit pas varier selon la position sur la surface si celle-ci a des propriétés optiques et structurelles uniformes.

Après une première proposition dans les travaux d'Hoover et Gamiz [90] de définition basée sur des luminances moyennées, une définition plus générale de la BRDF s'écrirait :

$$f_r(\theta_i, \phi_i; \theta_r, \phi_r) = \frac{\langle L_r(\theta_i, \phi_i; \theta_r, \phi_r) \rangle}{E_i(\theta_i, \phi_i)} \quad (5.2)$$

où $\langle L_r(\theta_i, \phi_i; \theta_r, \phi_r) \rangle$ est l'espérance de la luminance diffusée par l'échantillon. Pour un ensemble de surfaces rugueuses indépendantes présentant les mêmes propriétés statistiques. L'espérance de la luminance peut être estimée par la moyenne des luminances mesurées sur ces surfaces indépendantes. Cette définition de la BRDF permet donc, en théorie, de s'affranchir du phénomène de speckle si la mesure sur un nombre suffisant de surfaces indépendantes est possible. C'est cette dernière contrainte qui peut s'avérer difficile à satisfaire en pratique.

Hoover & Gamiz [90] nous ont d'ailleurs donné plusieurs méthodes pour obtenir cette BRDF [91]. Ils parlent alors de « réduction de speckle » plutôt que de moyennage. Les méthodes énoncées sont alors :

- Utiliser une source temporellement incohérente : nous avons vu au chapitre 4 que ce paramètre seul ne suffit pas à retirer entièrement le speckle avec un instrument très résolu comme ConDOR.
- Utiliser une source spatialement incohérente. Le cas est pour autant plus commun comme nous le disent Hegedus, Lucat, Redon et Pacanowski [92], car la cohérence disparaît avec la divergence de la lumière incidente, la divergence étant liée à la cohérence spatiale, mais ceci est au détriment de la haute résolution angulaire.
- Dépolariser la lumière incidente : nous avons vu (voir section 3.7.3) qu'effectivement la polarisation peut avoir un impact sur la figure de speckle, mais limité par rapport à celui de la cohérence spatiale.
- Augmenter l'aire de la surface éclairée afin de réduire la taille du grain de speckle : le diamètre du faisceau incident a en effet un impact comme le montrent les chapitres 3 et 4, mais les contraintes de mesures liées à la quantité de flux nécessaire pour éclairer une surface aussi étendue tout en conservant une résolution angulaire élevée peuvent devenir problématique, sans parler de la taille des échantillons.
- Intégrer la mesure pendant la translation de l'échantillon devant le faisceau d'éclairage : cela revient donc à moyennage sur différentes positions de l'échantillon, ce qui ramène au problème de la taille de l'échantillon et du banc de mesure.

Nous avons également envisagé d'autres systèmes de réduction du speckle qui ont finalement été abandonnés, comme des systèmes de rotation de l'échantillon ou l'agitation de la source. En réalité une rotation de l'échantillon permet l'extinction partielle du speckle, mais toutes les captures seraient corrélées entre elles. L'agitation de la source serait potentiellement une bonne solution, mais les vibrations d'un haut-parleur seraient venues perturber l'alignement

des optiques, et des vibrations ultrasonores n'étaient pas appropriées au montage, et n'aurait finalement apporté que des changements légers. Une autre solution aurait été d'utiliser un diffuseur tournant. Cette solution pourrait bien fonctionner dans un cadre industriel, mais dans un cadre métrologique, il nous fallait mesurer l'impact de chaque élément sur le speckle, or un diffuseur aurait perturbé cette information.

Ainsi, bien que le speckle contienne une information intéressante concernant la rugosité de la surface, et présente des variations suivant les conditions d'éclairage, la BRDF est un outil visant à décrire le matériau d'une façon plus globale que le simple cadre d'une mesure isolée, justifiant ainsi l'utilisation d'une définition dépendant d'une luminance moyennée.

Au sein de ce chapitre, nous étudions les résultats obtenus pour approcher la « vraie » BRDF, soit le rapport de l'espérance de la luminance sur l'éclairement de l'échantillon.

5.2 Discussion sur la définition de la BRDF

Pour approcher la BRDF telle que définie par l'équation (5.2), on se concentre d'abord sur les mesures seules. Malgré la taille limitée des échantillons qui mesurent 5 cm par 5 cm, plusieurs zones indépendantes sont accessibles, leur nombre variant bien sûr en fonction du diamètre du faisceau.

5.2.1 Déplacement de l'échantillon – surfaces éclairées indépendantes

Les mesures de BRDF sur le montage présenté à la section 3.1.2 ont considérablement amélioré nos possibilités de déplacement de l'échantillon. Cependant, de légers décalages sont malgré tout observés d'une mesure à l'autre, notamment dans le plan d'incidence : le signal est décentré par rapport au pixel central de l'image (voir figure 5.2). Afin de garantir des positionnements les plus précis possibles, nous avons recalé l'ensemble des mesures par rapport à une mesure de référence, la difficulté étant de recaler des signaux très granulaires et distincts les uns des autres. Ce qui permet le meilleur recalage est de prendre comme référence un signal lisse et de procéder à un calcul de corrélation entre chaque signal mesuré et cette référence lisse. La référence lisse que nous avons considérée est la moyenne de tous ces signaux mesurés. Comme les décalages sont petits, on peut considérer que ce signal moyenné est proche du signal final que l'on souhaite obtenir et peut donc servir de référence pour le recalage. Les étapes du processus sont les suivantes (voir figure 5.1) :

- 1) L'ensemble des mesures des différentes zones indépendantes de l'échantillon sont moyennées sans recalage. La moyenne résultante sert de référence.
- 2) L'ensemble des matrices de corrélations croisées sont calculées entre chaque mesure des zones indépendantes de l'échantillon et la moyenne de référence. Ces matrices de

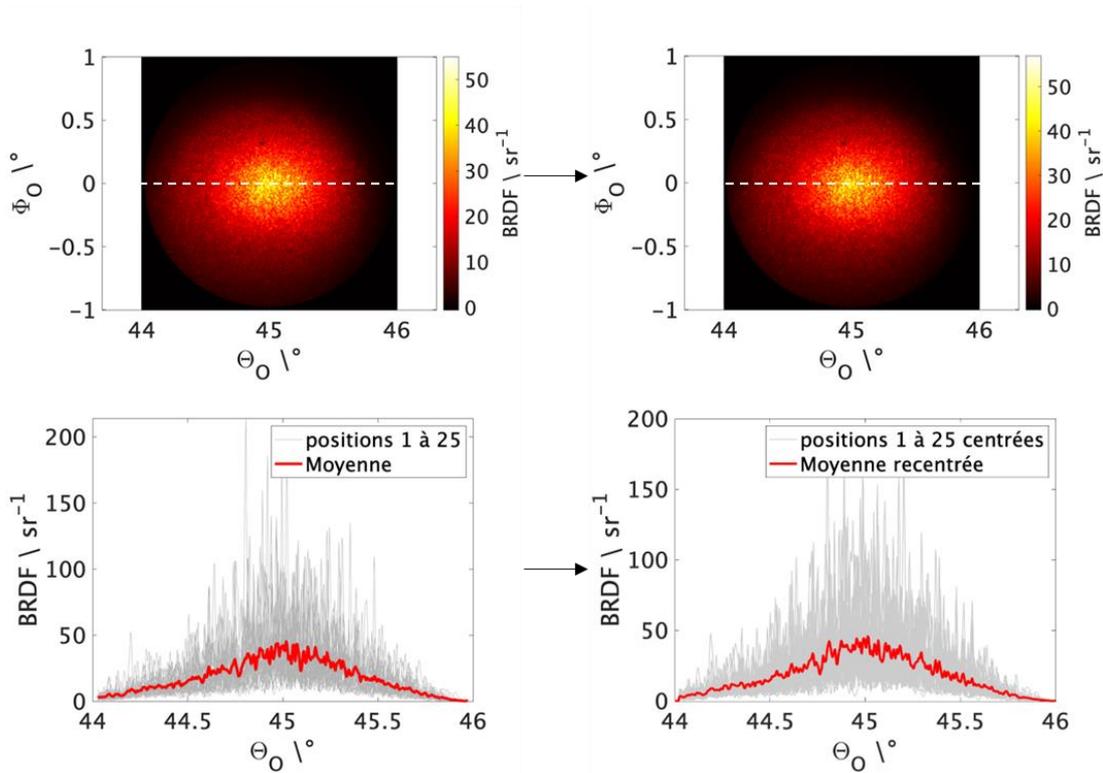


Figure 5.2 – Exemple de moyennage avant (à gauche) et après recentrage (à droite) des mesures, et vues en coupe correspondantes. Ici, la configuration est : source laser à 632,8 nm, diamètre de faisceau 5 mm, moyenne effectuée sur 25 zones indépendantes.

5.2.2 Outils d'appréciation du moyennage

L'objectif initial étant de conserver la résolution angulaire la plus fine du système, nous avons choisi le plus petit diamètre de sténopé, à 50 microns. Comme le diamètre du faisceau est un paramètre qui impacte directement l'ordre de la loi Gamma, nous choisissons celui qui garantira la convergence la plus rapide vers un signal moyen bien lissé, c'est-à-dire un diamètre de faisceau le plus grand possible.

Pour rappel, un ordre de loi Gamma plus élevé suppose que les grains sont plus concentrés au sein de l'image – un speckle où les grains sont parfaitement identifiés présente un ordre de 1. Le lissage sera donc plus élevé si l'ordre est plus élevé. Mais un plus grand diamètre limite le nombre de zones accessibles sur l'échantillon. La problématique est donc : faut-il privilégier un nombre plus important de zones indépendantes au risque de partir d'ordres de lois gammas plus faibles, ou moins de mesures avec des ordres plus élevés ? C'est ce que nous avons étudié.

Afin d'apprécier la qualité du moyennage, la mesure moyennée vue en coupe comparée à une spline de lissage – fonction définie par morceaux par des polynômes – disponible dans Matlab permet une première approche. Cette spline est choisie car elle représente le modèle de lissage qui minimise l'erreur sans pour autant présenter plusieurs extrema locaux. La spline de

lissage, notée s , est construite pour le paramètre de lissage spécifié p . La spline de lissage cherche alors à minimiser la quantité :

$$p \sum_i (y_i - s(x_i))^2 + (1 - p) \int \left(\frac{d^2 s}{dx^2} \right)^2 dx \quad (5.3)$$

avec p défini entre 0 et 1, où les (x_i, y_i) sont respectivement les valeurs d'angle zénithal et les valeurs de BRDF expérimentales suivant une coupe de la mesure de BRDF.

$P = 0$ produit un ajustement linéaire des moindres carrés aux données, tandis que $p = 1$ produit un interpolant spline cubique. Le paramètre p est donc ajusté pour correspondre à une allure lisse de la courbe présentant un maximum. L'objectif ici n'est pas d'obtenir la BRDF moyenne mais plutôt d'observer la dispersion de points autour de ce lissage extrême.

Pour la comparaison, le même paramètre p très élevé est utilisé pour toutes les évaluations, mais suffisamment éloigné de 1 pour tout de même conserver l'aspect « lisse » de la spline – dans ce cas $p \approx 0,9951$, choisi comme la valeur la plus proche de 1 possible retirant tous les extremums locaux.

D'autres outils sont également utiles pour une caractérisation plus complète. Le contraste et le rapport signal sur bruit sont également utilisés pour cette étude.

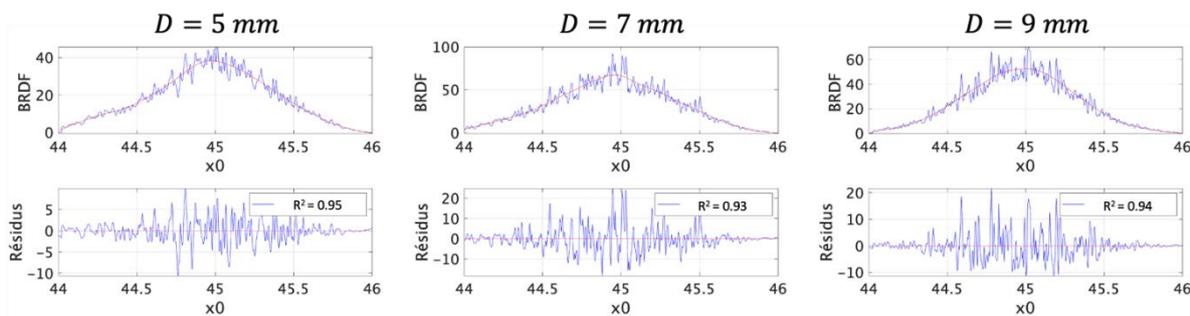


Figure 5.3 – Exemple de lissage des BRDF moyennées sur plusieurs positions indépendantes (autant que précédemment, respectivement pour chaque diamètre D , voir chapitre 3 et 4) vues en coupe et leurs écarts à la spline de lissage, ici dans le cas d'une source laser. En légende des graphes du bas est présenté le coefficient de détermination R^2 .

Pour rappel, ils sont ainsi définis par Goodman [57] :

$$C = \frac{\sigma_I}{\bar{I}} \quad \text{et} \quad SNR = \frac{1}{C} = \frac{\bar{I}}{\sigma_I} \quad .^6 \quad (5.4)$$

⁶ Les deux paramètres sont conservés pour le lecteur en fonction de l'outil qu'il préfère utiliser, mais contiennent la même information.

Comme le montre la figure précédente et les mesures du chapitre 4, le moyennage n'est pas uniforme sur le pic spéculaire. La zone centrale de la mesure d'un diamètre d'environ 100 pixels étant celle qui présente le plus de fluctuation, elle est alors la zone de calcul privilégiée. Enfin, le coefficient de détermination R^2 est souvent utilisé pour caractériser la qualité du lissage global et communique des informations intéressantes sur ce point.

5.2.3 Optimisation : Impact de la largeur de bande spectrale et du diamètre du faisceau de mesure sur le moyennage

Le chapitre 4 a démontré que la forme de la mesure variait beaucoup selon la largeur spectrale de la source, et le chapitre 3 que l'ordre des lois gammas évolue aussi avec l'aire éclairée. Le tableau 5.1 montre les valeurs prises par les paramètres expérimentaux pour les moyennages dans les différentes configurations étudiées.

Le tableau 5.1 montre que :

- Le coefficient de détermination varie peu sur l'ensemble des cas étudiés. Il augmente avec la largeur spectrale de la source, mais reste stable d'un diamètre de faisceau à l'autre.
- Le contraste (resp. le rapport signal sur bruit) du moyennage au centre de la figure augmente (resp. diminue) avec le diamètre du faisceau. Il semble être le moins élevé pour le cas du filtre SFK15. Le moyennage serait meilleur dans ce cas de figure.

Tableau 5.1 – Valeurs de contraste C, rapport signal-sur-bruit SNR et coefficient de détermination R^2 en fonction de la source utilisée et du diamètre du faisceau incident. Les résultats sont donnés avec 2 chiffres significatifs (resp. 25, 12 et 9 mesures pour $D=5,7$ et 9 mm). Voir texte pour définition de C et figure 5.3 pour R^2 .

Source	$D = 5 \text{ mm}$	$D = 7 \text{ mm}$	$D = 9 \text{ mm}$
<i>Laser</i> ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$)	C = 0.22 SNR = 4.55 $R^2 = 0.96$	C = 0.24 SNR = 4.20 $R^2 = 0.93$	C = 0.25 SNR = 4.02 $R^2 = 0.94$
<i>QTH + Filtre Interférentiel</i> ($\lambda = 699 \text{ nm}$; $\Delta\lambda = 15 \text{ nm}$)	C = 0.28 SNR = 3.54 $R^2 = 0.97$	C = 0.35 SNR = 2.85 $R^2 = 0.95$	C = 0.37 SNR = 2.71 $R^2 = 0.96$
<i>QTH + Filtre SFK15</i> ($\lambda = 650 \text{ nm}$; $\Delta\lambda = 55 \text{ nm}$)	C = 0.21 SNR = 4.8083 $R^2 = 0.99$	C = 0.22 SNR = 4.64 $R^2 = 0.98$	C = 0.23 SNR = 4.36 $R^2 = 0.98$
<i>QTH seule</i> (Considérée comme un corps noir à 2800 K entre 380 et 800 nm)	C = 0.25 SNR = 3.9802 $R^2 = 0.99$	C = 0.26 SNR = 3.89 $R^2 = 0.99$	C = 0.29 SNR = 3.51 $R^2 = 0.99$

Cette étude montre qu'il est préférable d'utiliser un faisceau petit associé à plus de mesures indépendantes. Bien que prendre un large diamètre permette d'obtenir des grains de speckle plus fins, qui ont donc moins de chance d'être résolus par le capteur CCD de ConDOR, ce paramètre ne compense pas la diminution des zones indépendantes disponibles sur un échantillon, et donc la perte de speckle à moyenner.

Le coefficient de détermination permet de caractériser l'allure globale du pic spéculaire. Il nous permet de conclure qu'un spectre plus large lisse le pic dans les pieds. La forme de la BRDF est mieux identifiée dans ces zones de la mesure. L'étude du contraste au centre de l'image montre en revanche qu'il n'est pas affecté par le spectre de la source.

Que se passe-t-il avec des diamètres de faisceaux encore plus importants, ou lorsque la taille de l'échantillon permet de réaliser plus de mesures sur des zones indépendantes ? Les grains de speckle deviendraient de plus en plus petits si la surface éclairée de l'échantillon était de plus en plus grande et le moyennage se ferait au niveau des pixels du capteur. Mais peut-on encore parler de BRDF dans ces cas figure ? Ces questions restent ouvertes à discussion car elles relèvent de la définition même de la BRDF et de la normalisation de sa mesure. L'objectif dans la suite est de présenter les résultats de tentatives de moyennage par simulation.

5.3 Retrouver la vraie « BRDF » : simulation de surface et parallèles avec les mesures

Dans cette section, une méthode de moyennage par simulation en partant des données topographiques de la surface simulées et de ses propriétés statistiques est proposée. Le chapitre 4 a présenté une façon de réaliser les simulations à partir de topographies de surface. Comme pour un échantillon réel, la taille de la mesure de topographie contraint le nombre de zones indépendantes sur lesquelles effectuer les simulations. Cependant, il est possible de créer des surfaces « fictives » possédant des propriétés statistiques proches de la surface mesurée, puis de moyennage les speckles générés. Nous pouvons alors simuler la BRDF de ces surfaces. L'intérêt de cette approche est que le nombre de surfaces « fictives » est ultimement infini et devrait donc nous permettre d'approcher de très près l'espérance de la BRDF.

L'idée générale de cette méthode comporte d'emblée un biais : ces surfaces générées n'ayant pas été mesurées, le moyennage des résultats basés sur ces surfaces fictives ne relève pas de la métrologie, mais de l'estimation. Elle ne permet donc pas d'affirmer fermement l'allure de la BRDF, mais permet tout de même d'approcher le résultat comme si nous avions mesuré un nombre plus important de zones indépendantes de l'échantillon.

5.3.1 Simuler une nouvelle surface à partir d'une loi de probabilité et d'une densité spectrale de puissance : algorithme et incertitudes

La base de cette partie repose sur les travaux de Pérez-Ràfols et Almqvist [93] qui ont travaillé sur la génération de topologies de surfaces basées sur une distribution de hauteurs et la densité spectrale d'énergie (DSE dans le texte) par un procédé itératif convergent.

Pour rappel, la densité spectrale d'énergie est définie par :

$$DSE(Z) = |\tilde{Z}|^2 \quad (5.5)$$

où Z est la matrice des hauteurs de la topographie de surface et \tilde{Z} sa transformée de Fourier discrète. À partir de la distribution de hauteurs et la densité spectrale d'énergie, l'algorithme consiste en 4 étapes :

- 1) Initialiser une matrice Z_h^0 dont les valeurs suivent la distribution des hauteurs imposée, de la même taille que la DSE. La transformée de Fourier de cette fonction sera notée \tilde{Z}_h^0 . Il est ensuite introduit une matrice $Z_s^0 = TF^{-1}(DSE^{1/2} \cdot \exp(i \cdot \varphi_0))$ où φ_0 est la phase de \tilde{Z}_h^0 .
- 2) Corriger la distribution des hauteurs au sein de Z_h^{i+1} en réorganisant l'histogramme obtenu pour Z_s^i
- 3) Corriger la DSE en recalculant $Z_s^{i+1} = TF^{-1}(DSE^{1/2} \cdot \exp(i \cdot \varphi_{i+1}))$
- 4) Interrompre l'itération pour une convergence suffisante.

Cet algorithme permet donc théoriquement de trouver la surface correspondante à la distribution de hauteurs et à la densité spectrale de puissance donnée. Nous allons donc tomber inévitablement (à l'erreur de résolution près) sur la surface mesurée. Il faudra donc appliquer une modification sur la DSE pour garder une allure correspondant à l'échantillon, tout en moyennant l'allure du speckle.

La transformée de Fourier des hauteurs peut également s'écrire $\tilde{Z} = Re(\tilde{Z}) + i \cdot Im(\tilde{Z})$. Afin de proposer une nouvelle DSE, il faut également modifier \tilde{Z} . Notons cette modification $\tilde{Z}_m = Re(\tilde{Z}_m) + i \cdot Im(\tilde{Z}_m)$.

La principale modification consiste à introduire un caractère aléatoire proportionnel aux valeurs prises par les parties réelles et imaginaires de \tilde{Z} . Afin de limiter l'impact de cette modification sur l'allure globale du pic spéculaire, l'amplitude des nombres aléatoires modifiant l'allure de la DSE est limitée à la moitié des valeurs prises par la DSE d'origine. Il en résulte :

$$Re(\tilde{Z}_m) = \frac{Re(\tilde{Z})}{2} + Re(\tilde{Z}) \cdot R_1 \quad (5.6)$$

$$Im(\tilde{Z}_m) = \frac{Im(\tilde{Z})}{2} + Im(\tilde{Z}) \cdot R_2 \quad (5.7)$$

où R_1 et R_2 sont des matrices des nombres aléatoire uniformément répartis entre 0 et 1. La nouvelle DSE est donc définie par $DSE_m = |\tilde{Z}_m|^2$.

Enfin, au sein de l'algorithme, il est aussi possible d'influencer la convergence vers une surface semblable à la surface mesurée en introduisant une étape supplémentaire de correction de la DSE en corrigeant la phase φ_{i+1} .

Au lieu de passer immédiatement au calcul de Z_s^{i+1} après le recalage de Z_h^{i+1} , le facteur correctif sur φ_{i+1} consiste à corriger \tilde{Z}_h^{i+1} de la manière suivante :

$$\begin{cases} \operatorname{Re}(\tilde{Z}_{h,m}^{i+1}) = \frac{\operatorname{Re}(\tilde{Z}_h^{i+1}) + \operatorname{Re}(\tilde{Z}_m)}{2} \\ \operatorname{Im}(\tilde{Z}_{h,m}^{i+1}) = \frac{\operatorname{Im}(\tilde{Z}_h^{i+1}) + \operatorname{Im}(\tilde{Z}_m)}{2} \end{cases} \quad (5.8)$$

où $\tilde{Z}_{h,m}^{i+1}$ qui correspond à la transformée de Fourier modifiée. Le reste de l'algorithme reste inchangé. Ces nouvelles étapes permettent de générer des mesures fictives dont les valeurs de la DSE restent fidèles à la structure de l'échantillon, tout en permettant de faire varier le speckle résultant en sortie. Les valeurs de la moyenne sur les hauteurs générées, l'allure de DSE et la répartition statistique des écarts des valeurs prises par la nouvelle DSE nous permettent de commenter la qualité de la simulation de la topographie.

L'algorithme génère 2 matrices – l'une avec l'histogramme exact et l'autre avec la DSE exacte. L'exactitude de la DSE est à prioriser. Si l'histogramme garde le même ordre de grandeur, la figure de speckle en sortie aura des propriétés similaires à la figure de référence, c'est-à-dire la figure provenant de la mesure. Nous conservons alors la valeur finale de Z_s^i qu'on note dans la suite Z_s^∞ . Comme nous le montrent les figures 5.4 et 5.5, la surface générée a une allure semblable à la surface mesurée d'origine, mais les figures de speckle générées ont une répartition de points différentes. La résolution liée à la source et au détecteur ne varie également pas. La forme globale de la BRDF est conservée. L'ordre de la loi gamma dans le cas d'une longueur d'onde unique ne varie pas non plus.

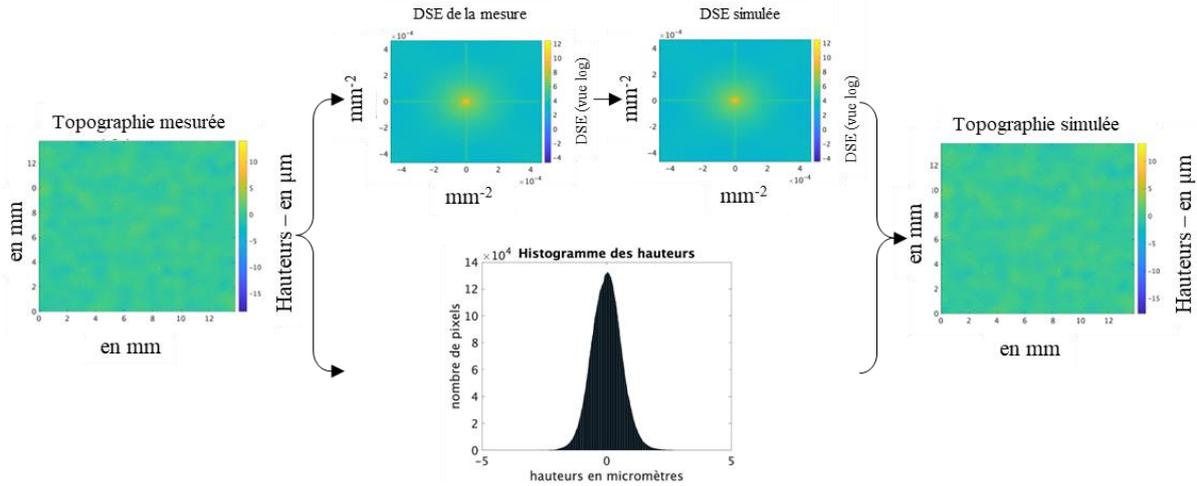


Figure 5.4 – Schéma explicatif des étapes la génération de surface à partir d’une topographie mesurée.

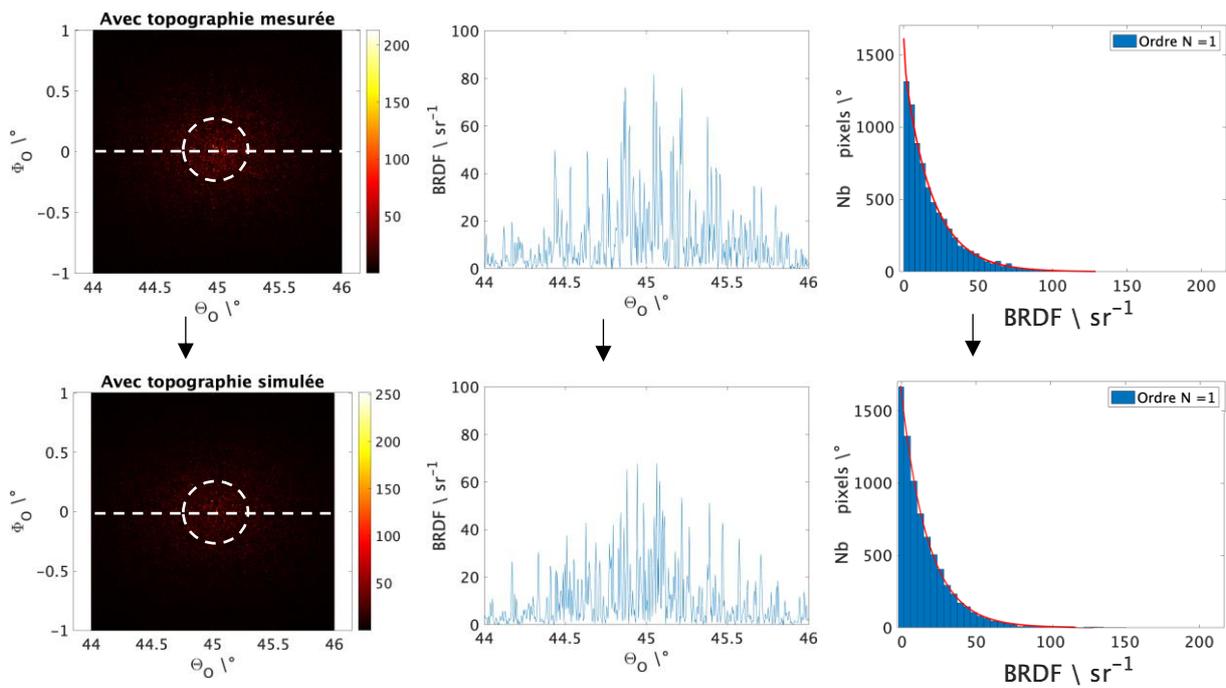
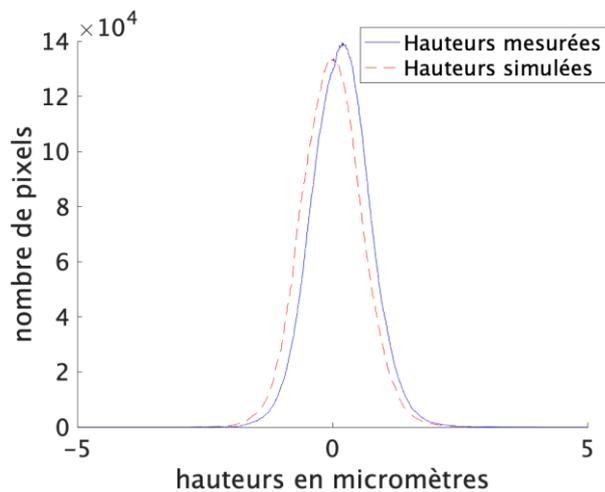


Figure 5.5 – Comparaison des résultats des simulations dans le cas d’une topographie mesurée (en haut) et simulée (en bas). A gauche est illustré le pic spéculaire vu du dessus, au milieu, la vue en coupe (suivant le trait en pointillé) et à droite la loi gamma correspondant à la zone centrale indiquée par un cercle en pointillé à gauche. Ici, le sténopé est un point.

Le choix de conserver la valeur de Z_s^∞ plutôt que Z_h^∞ poussent à commenter l’erreur sur l’histogramme : après suffisamment d’itérations, l’histogramme des hauteurs devient finalement très proche de l’histogramme initial, comme le démontre la figure 5.6.



Grandeurs observées	Valeur moyenne sur 300 itérations
Erreur moyenne sur la moyenne	50 nm
Erreur moyenne sur l' écart-type	90 nm

Figure 5.6 – A gauche : comparaison entre l’histogramme de la surface mesurée (en bleu) et celui de la surface simulée (en tirets rouge). A droite : les valeurs moyennes sur 300 itérations des erreurs entre les moyennes des hauteurs et les écarts-types des hauteurs.

D’après la construction de l’algorithme, la DSE de Z_s^∞ est exactement la DSE imposée en initialisation. Les écarts avec la DSE des hauteurs mesurées correspondent directement à l’impact des matrices de nombres aléatoires en entrée.

Cette simulation de surface présente tout de même des limites : le facteur correctif introduit dans notre fonction au niveau de la génération de la DSE « virtuelle » permet de générer plusieurs surfaces présentant des caractéristiques similaires. Cependant, les allures globales des DSE simulées proviennent de la même DSE mesurée : la dépendance entre les surfaces simulées est donc inévitable. L’objectif de la démarche n’est pas d’obtenir 2 surfaces intégralement indépendantes, mais de faire varier la composante liée au speckle. La figure 5.7 donne un exemple de fonction de corrélation croisée des deux surfaces, ainsi que les différences absolues entre une surface et l’autre. La matrice de corrélation montre qu’un maximum de corrélation reste, comme on l’attendait.

Les fluctuations autour du pic correspondant à la largeur à mi-hauteur du pic spéculaire sont cependant de l’ordre de la centaine de nanomètres par rapport au pic, ce qui démontre un impact non négligeable de notre algorithme et est suffisant, d’après la théorie, pour générer des différences au niveau des figures de speckle observées.

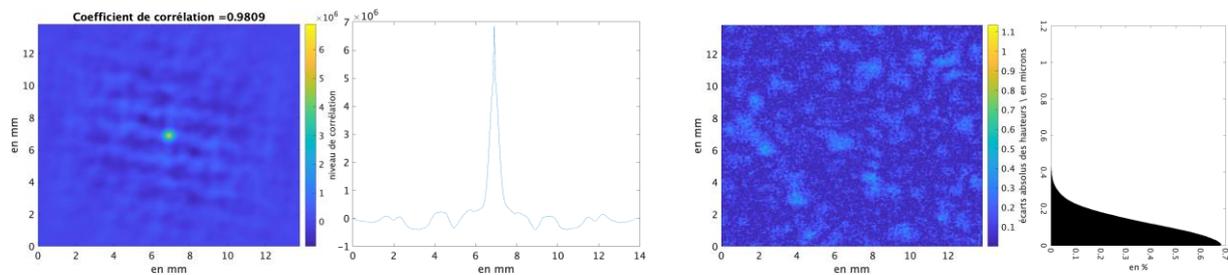


Figure 5.7 – Comparaison entre la matrice des hauteurs mesurées et une matrice de hauteurs générées par l’algorithme : exemple d’une matrice de corrélation – et de sa vue en coupe – (à gauche) et des écarts absolus des valeurs de chaque pixel (à droite) accompagné de l’histogramme de ces écarts.

Une piste possible d’amélioration serait d’avoir davantage de mesures de topographie indépendantes d’un même échantillon afin de réduire la corrélation entre la surface mesurée et la surface simulée, tout en conservant les paramètres statistiques propres aux matériaux.

5.3.2 *Simuler une nouvelle surface à partir d’une loi de probabilité et d’une densité spectrale de puissance : algorithme et incertitudes*

Au sein de cette section, les figures se trouvent sur les 3 pages qui suivent.

L’algorithme de génération de surface permet de rendre compte de différentes topographies de surfaces. La figure 5.8 montre une simulation des figures de speckle dans le cas d’un laser pour différents diamètres, tandis que la figure 5.9 (page suivante) permet la comparaison entre les valeurs obtenues dans le cas de la surface mesurée et le cas de la surface simulée, pour chaque source possédant un spectre large utilisée. En comparant la figure 5.8 à la figure 3.21 et la figure 5.9 à la figure 4.23, les ordres des lois gamma observés gardent les mêmes ordres de grandeur, les valeurs observées de BRDF appartiennent également aux mêmes intervalles, mais surtout l’allure des pics spéculaires – et de leurs vues en coupe – restent semblables, sans montrer les mêmes répartitions de grains de speckle pour autant.

La méthodologie de génération de figures de speckle à partir d’une surface mesurée alors validée, il est désormais possible de l’utiliser pour une première approche du moyennage et tenter de tendre vers une première valeur de « vraie » BRDF. Une autre information intéressante à comparer dans le cadre du moyennage est l’allure de la convergence du contraste en fonction du nombre de figure considérées. Nous générons donc 150 surfaces fictives, ainsi que les 150 simulations de BRDF de surfaces associées. La configuration est toujours la même, à savoir $\{\theta_1 = 45^\circ, \varphi_1 = 180^\circ, \theta_0 = 45^\circ, \varphi_0 = 0^\circ\}$. Nous moyennons au fur et à mesure ensuite ces itérations du signal simulé pour constater si une convergence apparaît sur la forme du signal, tout en observant les variations des valeurs de contraste et de rapport signal sur bruit. La figure 5.10 donnent l’évolution des valeurs de contrastes et de rapport signal sur bruit des simulations, de 0 à 150 itérations, et la figure 5.11 donne en comparaison la même évolution dans le cas des

mesures, de 0 à 25 itérations. La comparaison est donnée pour un même diamètre de faisceau ($D = 5 \text{ mm}$).

Dans les deux cas, le contraste converge autour de la valeur de 0,2, ce qui correspond à un rapport signal sur bruit final qui varie entre 4,6 et 5,5. Pour le cas des mesures, la figure 5.11 permet de voir que le moyennage converge également vers une valeur fixe de contraste, qui est proche dans chaque cas d'éclairage à la simulation, même si cette convergence n'est pas aussi nette.

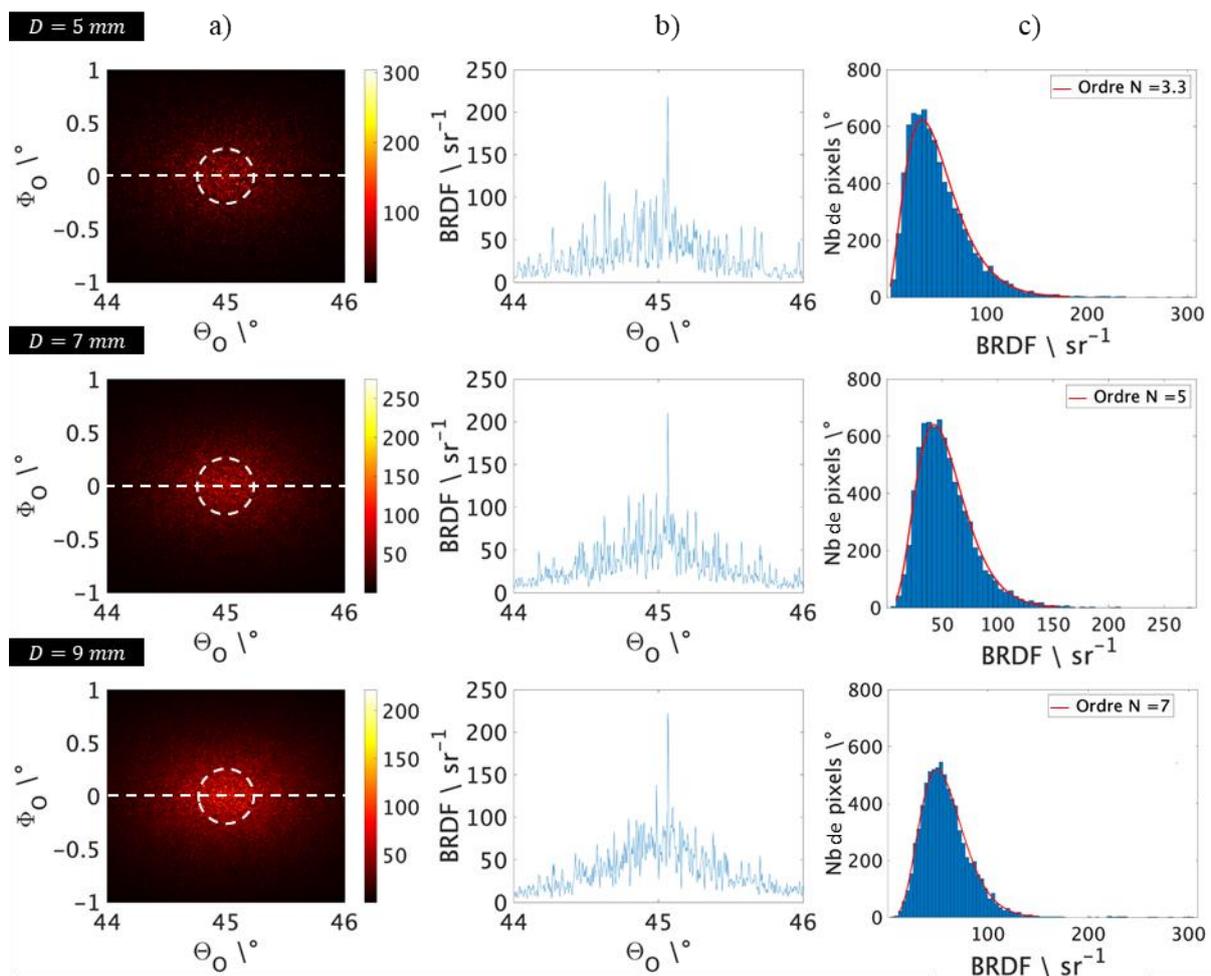


Figure 5.8 – Simulations de l'impact du diamètre d'ouverture sur une BRDF générée à partir d'une surface simulée. A) Les images de BRDF vues du dessus, b) les coupes transversales (le long de la ligne blanche en pointillés sur les images à gauche) et c) des histogrammes des zones circulaire de 100 pixels de diamètre au centre de l'image (ligne pointillée blanche circulaire). Les lignes rouges sur les histogrammes sont des distributions gamma (voir texte p.64) : le paramètre d'ordre le plus proche N est indiqué avec un chiffre significatif. Configuration : éclairage laser non polarisée et sténopé de 50 microns.

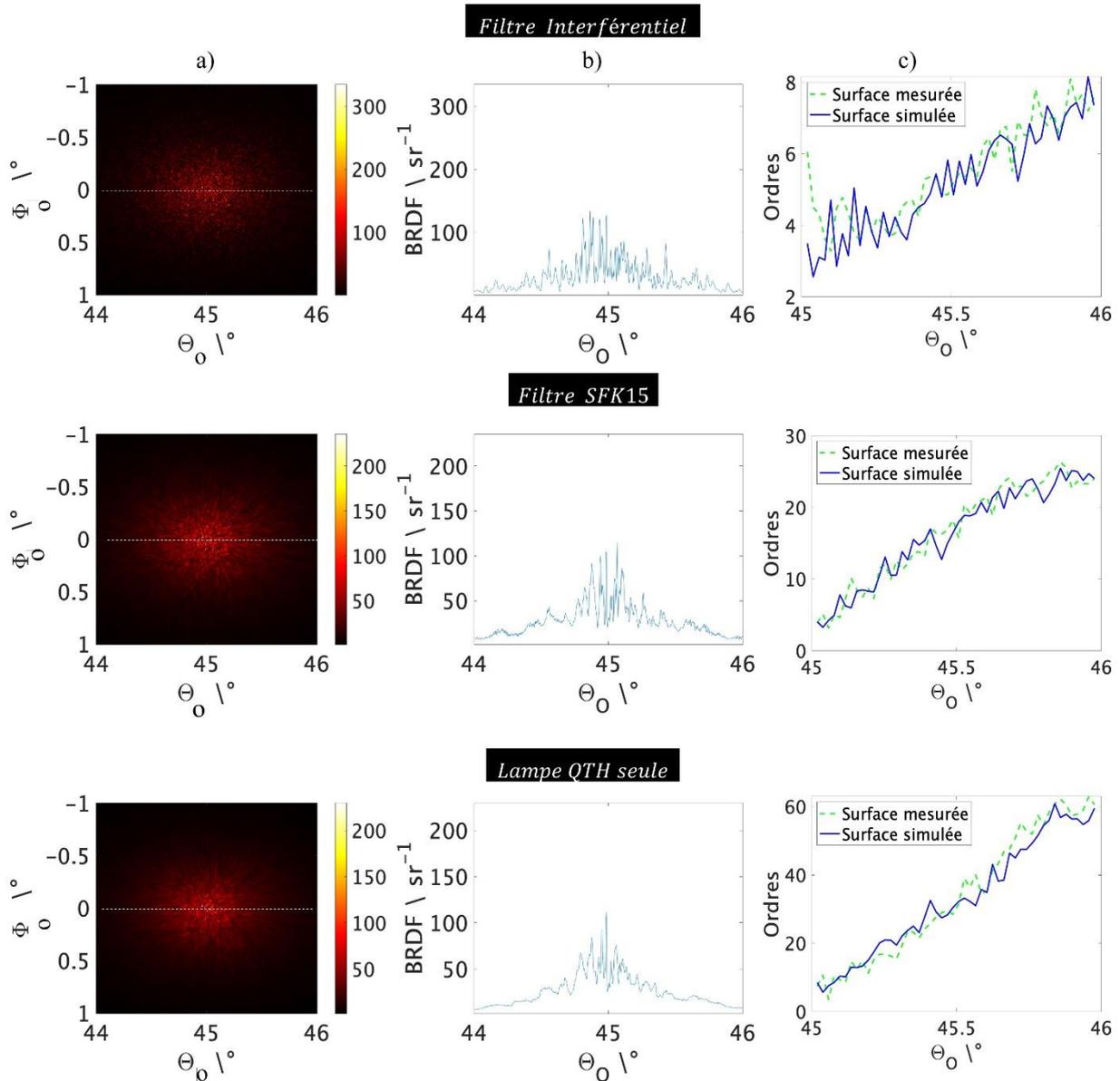


Figure 5.9 – Simulations de l’impact de la largeur de bande de la source sur une BRDF générée à partir d’une surface simulée. a) les images de BRDF vues du dessus, b) les coupes transversales (le long de la ligne blanche en pointillés sur les images à gauche) et c) l’évolution des ordres des lois gamma en fonction de l’éloignement au centre (identifié ici pour $\theta_0 = 45^\circ$). Les lignes en pointillé sont les résultats obtenus dans le cas d’une surface mesurée (même courbe qu’à la figure 4.23, affichée aussi en vert), et la ligne bleu dans le cas d’une surface simulée. Configuration : éclairage avec lampe QTH filtrée par un filtre interférentiel (ligne du haut), par un filtre SFK15 (ligne du milieu) et non filtrée (pour la ligne du bas). Ici, la source est polarisée pour plus de simplicité, et le diamètre du faisceau est fixé à 7mm. Le sténopé reste de 50 microns.

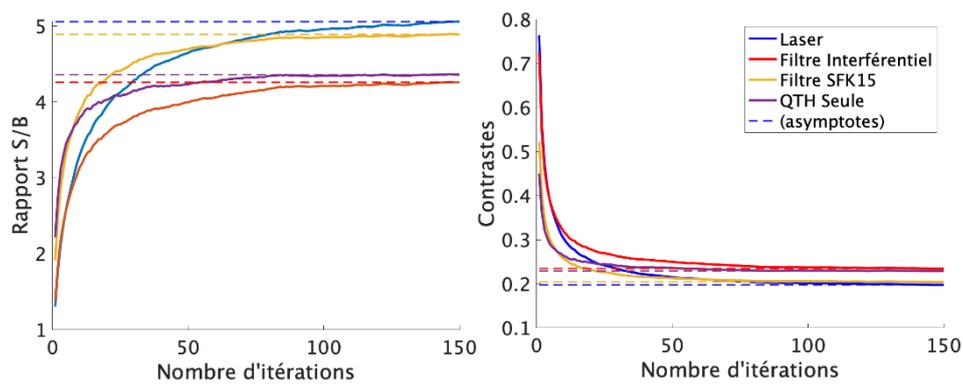


Figure 5.10 – Évolution du rapport signal sur bruit (à gauche) et du contraste (à droite) de la figure de speckle moyennée en fonction du nombre d'itérations de l'algorithme utilisées, pour les différentes sources utilisées. Le diamètre d'ouverture est conservé ici à 5 mm.

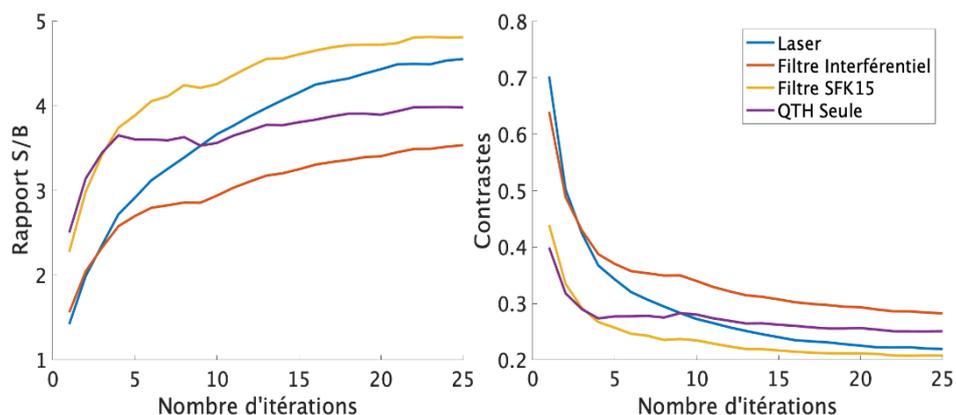


Figure 5.11 – Évolution du rapport signal sur bruit (à gauche) et du contraste (à droite) de la figure de speckle moyennée en fonction du nombre de mesures de zones indépendantes de l'échantillon utilisées, pour les différentes sources utilisées. Le diamètre d'ouverture est conservé ici à 5 mm.

Le résultat des différents moyennages associés sont également présentés en figure 5.12. Comme le suggère la convergence observée à la figure 5.10, la figure 5.12 montre l'apparition d'une forme commune au centre du pic spéculaire que l'on peut considérer comme étant « la » BRDF. Les pieds montrent cependant encore des différences suivant le spectre, mais le contraste n'est calculé que sur la zone centrale ce qui explique la rapidité de la convergence. Avant de tirer des conclusions définitives sur le fait que cette moyenne représente bien la BRDF, il est cependant important de regarder l'impact du diamètre du faisceau.

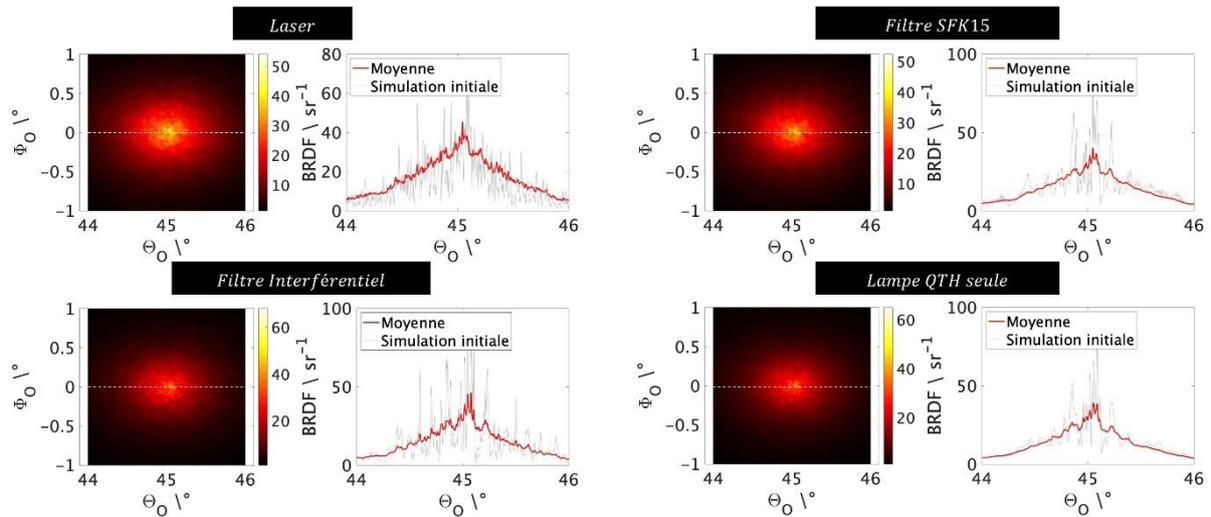


Figure 5.12 – Figures de speckle moyennées sur 150 itérations vues du dessus (à gauche de chaque paire) et les vues en coupe associées (le long de la ligne pointillée blanche) pour toutes les sources utilisées. Le moyennage est alors comparé à la simulation initiale (sans moyennage sur plusieurs itérations), dans la configuration d'éclairage donnée. Le diamètre de faisceau utilisé est ici encore de 5 mm.

5.3.3 Impact du diamètre du faisceau sur le moyennage de speckle

Pour simplifier l'analyse des résultats, l'étude du cas de l'éclairage filtrée par le filtre SFK15 suffit à comprendre ce qui se passe. La figure 5.13 affiche des vues en coupe qui n'ont pas la même allure – contrairement aux résultats de la figure 5.12.

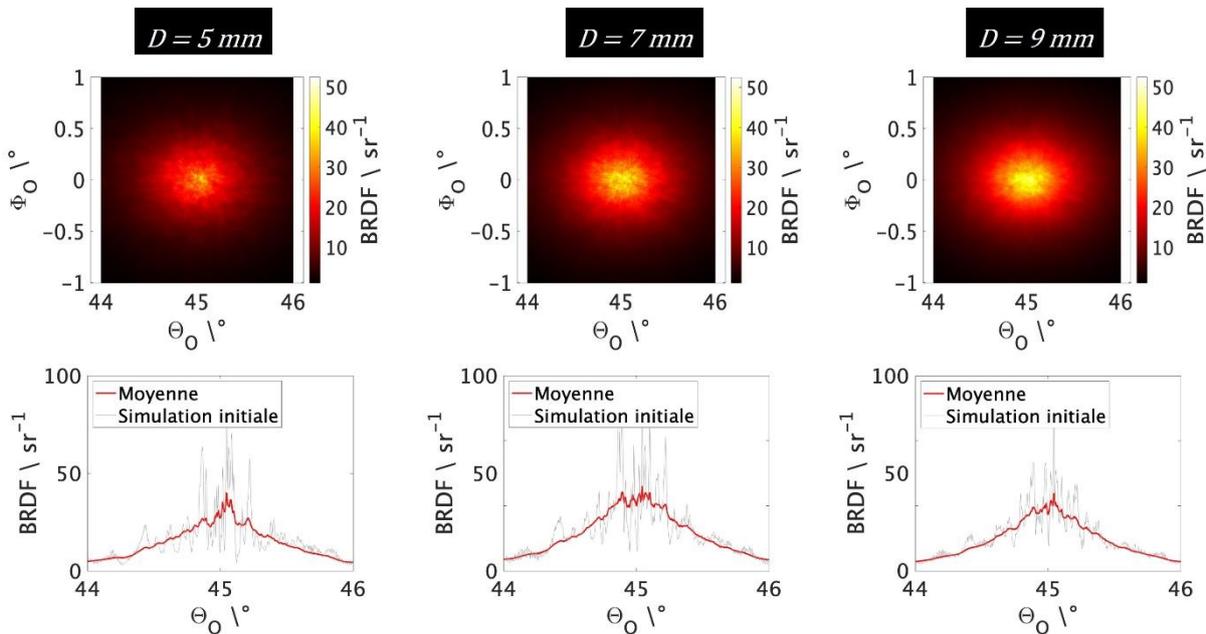


Figure 5.13 – Résultats du moyennage pour 3 exemples de diamètres de faisceaux différents de 5, 7 et 9 mm. La configuration reste en éclairage QTH filtrée par le filtre SFK15.

Certains pics sont identifiables, mais la forme du pic varie de façon significative d'un diamètre de faisceau à l'autre. Au regard de ces résultats, la forme de la BRDF est définitivement influencée par la taille du faisceau utilisé. En complément, la figure 5.14 permet de comprendre que quelle que soit la source utilisée, le contraste et le rapport signal sur bruit convergent plus vite si le diamètre est plus large. Cela n'empêche cependant pas de conclure sur le fait que l'allure de la fonction moyenne obtenue s'approche de la BRDF correspondant à l'échantillon sur la zone mesurée.

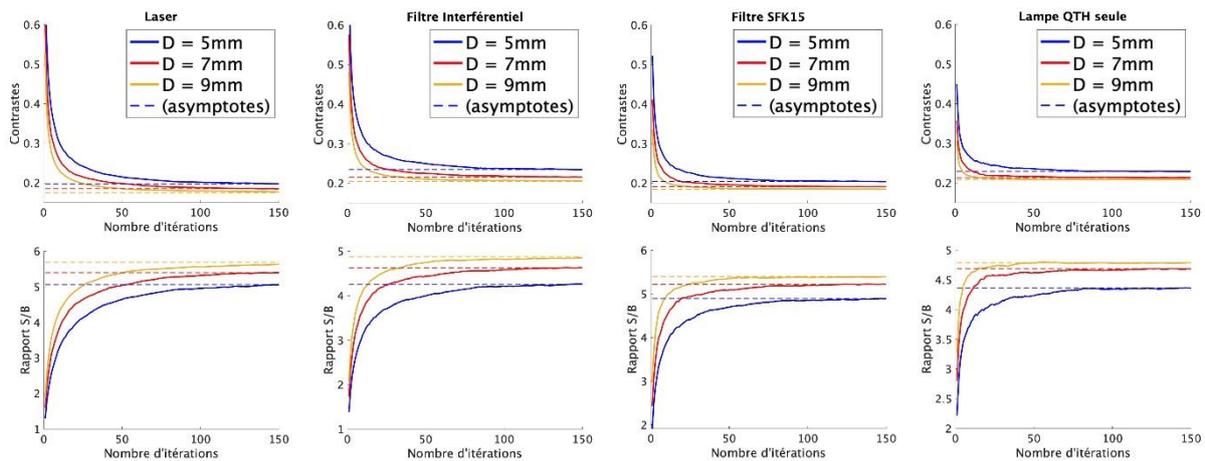


Figure 5.14 – Évolution du contraste et du rapport signal sur bruit de la figure de speckle moyennée en fonction du nombre d'itérations et des différents diamètres de champ. Chaque colonne correspond à l'éclairage précisé en haut des figures. Les couleurs des courbes correspondent aux évolutions liées aux diamètres D des faisceaux indiqués en légende.

En conclusion, il est possible d'affirmer à ce stade que le moyennage par simulation permet d'arriver à une bonne approche de la BRDF d'une surface. Le moyennage par les mesures de BRDF est bien sûr utile : la valeur de contraste obtenue pour la zone centrale du pic dans le meilleur des cas – $C = 0,208$ – est proche des valeurs finales de contraste obtenu pour des simulations dépassant les 150 itérations.

Le premier axe d'amélioration de la méthode de simulation proposée pour obtenir la moyenne repose sur la dépendance des surfaces générées à une unique surface mesurée. L'idéal serait d'avoir une deuxième surface (ou plus encore) dont on aurait également mesuré la topographie et d'ajouter un paramètre de contribution aléatoire de chaque surface. De cette manière, la dépendance de la surface générée à la surface d'origine diminuerait. Il est possible que le contraste diminue, même si le contraste observé au sein des mesures semble également converger – voir figure 5.11.

Un autre axe serait également de trouver des méthodes d'automatisation plus efficaces pour l'obtention de la BRDF, car la génération de surfaces par le procédé décrit dans ce chapitre

s'avère très coûteux en temps de calcul. L'entraînement d'une intelligence artificielle capable de récupérer la BRDF à partir d'une unique mesure serait une alternative.

Conclusion

Grâce au goniospectrophotomètre développé au CNAM, la mesure du pic spéculaire nécessaire à la caractérisation du brillant, et plus globalement des différents attributs de l'apparence, a franchi une étape importante. Son développement a permis d'obtenir l'ensemble des résultats de cette thèse, et il est important en ce début de conclusion de souligner le travail important réalisé ces douze dernières années au CNAM pour le développement de cet outil exceptionnel.

Cette thèse visait d'atteindre trois objectifs : la compréhension de l'environnement de mesure de la BRDF et les éléments théoriques du speckle, l'étude de l'impact des effets de cohérence spatiale et temporelle, et la recherche de solutions de suppression du speckle.

Le chapitre 2 décrivant le comportement théorique du speckle a permis la définition d'outils d'analyse des mesures du pic spéculaire, comme la loi Gamma décrivant la répartition de la luminance au sein d'une figure de speckle sur le capteur ou encore le contraste du speckle, qui ont servi pour toute la thèse. Les mesures sur ConDOR ont révélé l'influence de différents paramètres sur les mesures observées comme la longueur d'onde centrale du spectre de la source, la largeur spectrale de cette source ainsi que les diamètres de champ et du sténopé.

Pour le second objectif majeur de ce travail de thèse, la principale contrainte a été de fixer la résolution angulaire. La détection restant dans tous les cas la même pour toutes les mesures, cette contrainte se portait alors sur la divergence de la source, c'est-à-dire le diamètre du sténopé de la source. Tous les autres paramètres ont été étudiés en détail. L'impact du paramètre spatial encore variable, à savoir la taille de la surface de l'échantillon éclairée, a été mesuré et simulé dans le cas d'une source monochromatique. Le bilan de cette étude est qu'un plus large diamètre de faisceau réduit les diamètres des grains de speckle observés sur le capteur, et le speckle est moins résolu. Il en résulte un moyennage de la figure de speckle sur le capteur et donc un lissage des fluctuations angulaires, soit un signal mesuré plus lisse. Une fois l'impact de ce paramètre quantifié, il a aussi été possible de mesurer l'impact de différentes largeurs spectrales de la source. Nous avons également observé qu'un spectre plus large moyenne le signal en sortie et réduit le speckle capté par le CCD. En revanche, l'impact de la cohérence temporelle ne se limite pas à cet effet de moyennage : l'élargissement spectral de la source aboutit dans l'espace de Fourier à un étirement radial des grains de la figure de speckle. À ce stade, afin de valider la

base théorique de nos commentaires sur les mesures, il a fallu simuler les mesures optiques à partir de microtopographies mesurées sur des échantillons réels. Il faut souligner que les résultats de simulations se sont avérés très concluants et remarquablement proches du point de vue qualitatif – la forme du signal observé – et quantitatif, y compris au niveau du respect de la statistique des valeurs observées au sein des figures: les ordres des lois Gamma observées par la mesure et la simulation ont dans l'ensemble des valeurs très proches. Ces résultats ont validé nos hypothèses liées au speckle et à son impact sur la mesure de BRDF.

Le speckle étant initialement considéré comme dérangeant car non caractéristique de la surface elle-même mais de la manière et de l'endroit où elle est éclairée, le troisième axe de cette thèse a été de supprimer le speckle. Des stratégies ont été mises en place afin de conserver les progrès réalisés sur la résolution angulaire, tout en visant à réduire au maximum les fluctuations générées par du speckle. Les tentatives de moyennage par l'expérience en considérant des mesures provenant de différentes zones de l'échantillon ont donné des premiers résultats intéressants. Mais la simulation apparaît comme la méthode la plus prometteuse pour accéder à une estimation de la « vraie » BRDF, celle qui n'exhiberait aucun effet de cohérence de la source. L'utilisation de l'algorithme de génération aléatoire de surfaces respectant les propriétés statistiques du matériau a permis d'approcher une fonction qui semble refléter une allure de courbe moyenne de la BRDF dans le plan d'incidence, bien que pas parfaitement lisse. Cette fonction serait la fonction caractéristique du matériau s'affranchissant des aspects gênants du speckle.

Certains obstacles ont cependant été rencontrés : les temps de mesure de certaines configurations ont nécessité de dégrader légèrement la dynamique de ConDOR. La génération de surfaces aléatoires comme proposé dans le dernier chapitre propose des résultats qui relèvent de l'estimation et non de la mesure. On peut donc d'ores et déjà identifier des axes d'amélioration sur ces sujets.

Le premier travail serait de confirmer l'allure correcte du comportement de la statistique dans le cas de la simulation. Les mesures sans HDR montrent des valeurs d'ordres et de contraste qui s'expliquent par une mesure qui manque de dynamique, mais ConDOR permettrait d'effacer les doutes éventuels. Un autre axe de travail, consisterait à réaliser de nouveau les estimations de BRDF en partant cette fois-ci de plusieurs topographies mesurées de surfaces. L'idéal serait donc de mesurer des topographies sur des zones plus grandes de l'échantillon. Cette démarche permettrait de compléter l'approche de la recherche de la « vraie » BRDF, en prenant en compte plusieurs surfaces indépendantes dans le calcul.

Par ailleurs, une approche numérique pour gommer le speckle, qui n'a pas été explorée dans cette thèse, consisterait à utiliser le *deep-learning*. Loïc Denis, chercheur au Laboratoire Hubert Curien à Saint-Etienne, a travaillé sur un algorithme de réduction du speckle pour l'imagerie radar (*synthetic aperture radar* ou SAR) basé sur le *deep-learning* [92]. Une perspective excitante et innovante serait de reprendre les travaux effectués pour l'imagerie radar et de les adapter pour enlever le speckle automatiquement grâce à une intelligence artificielle entraînée pour reconnaître la forme globale de l'espérance de la BRDF. L'utilisation du modèle de speckle croisés avec un ensemble de BRDF « lisses » théorique permettrait d'obtenir un ensemble de données maîtrisées qui permettraient l'entraînement d'un algorithme de reconnaissance de ces BRDF alors qu'elles sont bruitées par le speckle. Plus largement, les données d'entrée de cet algorithme pourraient se baser sur le potentiel de variété de simulations développées au sein de cette thèse.

Enfin, en conclusion finale de ce travail de thèse, une question reste encore en suspens : le speckle est-il réellement « gênant » à la mesure de la BRDF, au point que nous cherchons à le supprimer ?

Nous l'avons vu : un matériau brillant possède une allure moyenne stable si nous considérons plusieurs zones indépendantes d'un même échantillon, et cette information stable, qu'on nomme BRDF, est effectivement intéressante pour la caractérisation du matériau dans le domaine du visible. Cependant, l'information locale est également un sujet de préoccupation, au point que des travaux sur des mesures de BRDF à différentes échelles occupent Dipanjana Saha, Lou Gevaux et Gaël Obein au CNAM [93]. Se pose aussi la question de la perception : le speckle est un phénomène que l'œil humain peut discerner. Le speckle pourrait-il finalement être considéré comme un attribut de l'apparence simplement rarement rencontré ? La mesure de ce phénomène ne devrait-il pas faire également l'objet d'une étude de perception pour connaître plus précisément la perception humaine de cet effet visuel ?

Il serait heureux que ces questions ouvertes et objets de discussion fassent l'objet de futures études.

Bibliographie

- [1] G. Obein, « The measurement of appearance », *IOP Press*, vol. 206, p. 175-186, 2021.
- [2] M. R. Pointer, P. Brodoji, M. Brill, E. Burini Jr, et P. Clarke, *A framework for the measurement of visual appearance / CIE*. in Publication / CIE, no. 175-2006. CIE Central Bureau, 2006. Consulté le: 2 octobre 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://cie.co.at/publications/framework-measurement-visual-appearance>
- [3] « Proceedings of the ISCC/CIE Expert Symposium '06: 75 Years of the CIE Standard Colorimetric Observer », Commission Internationale de l'Éclairage (CIE), 2006. Consulté le: 14 novembre 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://cie.co.at/publications/colorimetric-observers>
- [4] F. E. Nicodemus, « Directional Reflectance and Emissivity of an Opaque Surface », *Appl. Opt.*, vol. 4, n° 7, p. 767, juill. 1965, doi: 10.1364/AO.4.000767.
- [5] *International Lighting Vocabulary*, CIE S 017/E:2011. Commission Internationale de l'Éclairage.
- [6] C. Strothkämper, K.-O. Hauer, et A. Höpe, « How to efficiently characterize special effect coatings », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 33, n° 1, p. 1, janv. 2016, doi: 10.1364/JOSAA.33.000001.
- [7] A. Ferrero, B. Bernad, J. Campos, E. Perales, J. L. Velázquez, et F. M. Martínez-Verdú, « Color characterization of coatings with diffraction pigments », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 33, n° 10, p. 1978, oct. 2016, doi: 10.1364/JOSAA.33.001978.
- [8] O. Gómez, E. Perales, E. Chorro, V. Viqueira, et F. M. Martínez-Verdú, « Visual and instrumental correlation of sparkle by the magnitude estimation method », *Appl. Opt.*, vol. 55, n° 23, p. 6458, août 2016, doi: 10.1364/AO.55.006458.
- [9] A. Ferrero et S. Bayón, « The measurement of sparkle », *Metrologia*, vol. 52, n° 2, p. 317-323, mars 2015, doi: 10.1088/0026-1394/52/2/317.
- [10] JTC CIE, « The Measurement of Sparkle and Graininess - Draft 3.3 ».

- [11] L. Gevaux, « 3D-hyperspectral imaging and optical analysis of skin for the human face », 2019.
- [12] C. Schwartz, R. Sarlette, M. Weinmann, et R. Klein, « DOME II: A Parallelized BTF Acquisition System », *Eurographics Workshop on Material Appearance Modeling*, p. 7 pages, 2013, doi: 10.2312/MAM.MAM2013.025-031.
- [13] « BxDiff | New quantities for the measurement of appearance ». <https://bxdiff.cmi.cz/> (consulté le 25 septembre 2022).
- [14] P. Santafé-Gabarda, A. Ferrero, N. Tejedor-Sierra, et J. Campos, « Primary facility for traceable measurement of the BSSRDF », *Opt. Express*, vol. 29, n° 21, p. 34175, oct. 2021, doi: 10.1364/OE.439108.
- [15] D. Vicini, W. Jakob, et A. Kaplanyan, « A non-exponential transmittance model for volumetric scene representations », *ACM Trans. Graph.*, vol. 40, n° 4, p. 1-16, août 2021, doi: 10.1145/3450626.3459815.
- [16] F. E. Nicodemus, J. C. Richmond, J. J. Hsia, I. W. Ginsberg, et T. Limperis, « Geometrical considerations and nomenclature for reflectance », National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD, NBS MONO 160, 1977. doi: 10.6028/NBS.MONO.160.
- [17] F. O. Bartell, E. L. Dereniak, et W. L. Wolfe, « The Theory And Measurement Of Bidirectional Reflectance Distribution Function (Brdf) And Bidirectional Transmittance Distribution Function (BTDF) », présenté à 1980 Huntsville Technical Symposium, Huntsville, G. H. Hunt, Éd., Huntsville, mars 1981, p. 154-160. doi: 10.1117/12.959611.
- [18] P. Jaanson, T. Pulli, F. Manoocheri, et E. Ikonen, « A reference material with close to Lambertian reflectance and fluorescence emission profiles », *Metrologia*, vol. 53, n° 6, p. 1330-1338, nov. 2016, doi: 10.1088/0026-1394/53/6/1330.
- [19] A. Ferrero *et al.*, « Measurement of goniofluorescence in photoluminescent materials », juin 2015, doi: 10.13039/100012818.
- [20] M. B. Hullin, J. Hanika, B. Ajdin, H.-P. Seidel, J. Kautz, et H. P. A. Lensch, « Acquisition and analysis of bispectral bidirectional reflectance and reradiation distribution functions », *ACM Trans. Graph.*, vol. 29, n° 4, p. 1-7, juill. 2010, doi: 10.1145/1778765.1778834.
- [21] G. Ged, « Métrologie du brillant : développement et caractérisation psychophysique d'échelles de brillants », phdthesis, Conservatoire national des arts et metiers - CNAM, 2017. Consulté le: 12 mai 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01683126>
- [22] R. S. Hunter et R. W. Harold, *The Measurement of Appearance, 2nd Edition / Wiley*, 2nd Edition. 1987. Consulté le: 2 octobre 2022. [En ligne]. Disponible sur:

<https://www.wiley.com/en-us/The+Measurement+of+Appearance%2C+2nd+Edition-p-9780471830061>

[23] F. B. Leloup, J. Audenaert, G. Obein, G. Ged, et P. Hanselaer, « Repeatability and reproducibility of specular gloss meters in theory and practice », *J Coat Technol Res*, vol. 13, n° 6, p. 941-951, nov. 2016, doi: 10.1007/s11998-016-9813-5.

[24] A. Höpe *et al.*, « “Multidimensional Reflectometry for Industry” (xD-Reflect) an European research project », *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, janv. 2014, doi: 10.1117/12.2035981.

[25] D. R. White, P. Saunders, S. J. Bonsey, J. van de Ven, et H. Edgar, « Reflectometer for measuring the bidirectional reflectance of rough surfaces », *Appl. Opt.*, vol. 37, n° 16, p. 3450, juin 1998, doi: 10.1364/AO.37.003450.

[26] S. Nevas, F. Manoocheri, et E. Ikonen, « Gonioreflectometer for measuring spectral diffuse reflectance », *Appl. Opt.*, vol. 43, n° 35, p. 6391, déc. 2004, doi: 10.1364/AO.43.006391.

[27] G. Obein, R. Bousquet, et M. E. Nadal, « New NIST reference goniospectrometer », présenté à Optics & Photonics 2005, San Diego, California, USA, L. M. Hanssen et P. V. Farrell, Éd., San Diego, California, USA, août 2005, p. 58800T. doi: 10.1117/12.621516.

[28] M. R. Pointer, N. J. Barnes, M. J. Shaw, et P. J. Clarke, « A new goniospectrophotometer for measuring gonio-apparent materials », *Coloration Technology*, vol. 121, n° 2, p. 96-103, mars 2005, doi: 10.1111/j.1478-4408.2005.tb00259.x.

[29] D. Hünerhoff, U. Grusemann, et A. Höpe, « New robot-based gonioreflectometer for measuring spectral diffuse reflection », *Metrologia*, vol. 43, n° 2, p. S11-S16, avr. 2006, doi: 10.1088/0026-1394/43/2/S03.

[30] F. B. Leloup, S. Forment, P. Dutré, M. R. Pointer, et P. Hanselaer, « Design of an instrument for measuring the spectral bidirectional scatter distribution function », *Appl. Opt.*, vol. 47, n° 29, p. 5454, oct. 2008, doi: 10.1364/AO.47.005454.

[31] R. Baribeau, W. S. Neil, et É. Côté, « Development of a robot-based gonioreflectometer for spectral BRDF measurement », *Journal of Modern Optics*, vol. 56, n° 13, p. 1497-1503, juill. 2009, doi: 10.1080/09500340903045702.

[32] A. M. Rabal *et al.*, « Automatic gonio-spectrophotometer for the absolute measurement of the spectral BRDF at in- out-of-plane and retroreflection geometries », *Metrologia*, vol. 49, n° 3, p. 213-223, juin 2012, doi: 10.1088/0026-1394/49/3/213.

[33] A. Rabal, G. Ged, A. Richard, et G. Obein, « area on BRDF measurements on glossy samples », p. 6, 2020.

[34] G. Obein, J. Audenaert, G. Ged, et F. B. Leloup, « Metrological issues related to BRDF measurements around the specular direction in the particular case of glossy surfaces », présenté à IS&T/SPIE Electronic Imaging, San Francisco, California, United States, M. V. Ortiz Segovia, P. Urban, et F. H. Imai, Éd., San Francisco, California, United States, mars 2015, p. 93980D. doi: 10.1117/12.2082518.

[35] G. Obein, « Caractérisation optique et visuelle du brillant », Conservatoire national des arts et métiers - CNAM, 2003.

[36] W. Ji, M. R. Pointer, R. M. Luo, et J. Dakin, « Gloss as an aspect of the measurement of appearance », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 23, n° 1, p. 22, janv. 2006, doi: 10.1364/JOSAA.23.000022.

[37] *Guidance towards Best Practice in Psychophysical Procedures Used when Measuring Relative Spatial Brightness / CIE*. in Publication / CIE. CIE Central Bureau, 2014. Consulté le: 1 octobre 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://cie.co.at/publications/guidance-towards-best-practice-psychophysical-procedures-used-when-measuring-relative>

[38] R. W. Fleming, R. O. Dror, et E. H. Adelson, « Real-world illumination and the perception of surface reflectance properties », *Journal of Vision*, vol. 3, n° 5, p. 3, juill. 2003, doi: 10.1167/3.5.3.

[39] J. J. R. van Assen, M. W. A. Wijntjes, et S. C. Pont, « Highlight shapes and perception of gloss for real and photographed objects », *Journal of Vision*, vol. 16, n° 6, p. 6, avr. 2016, doi: 10.1167/16.6.6.

[40] F. B. Leloup, M. R. Pointer, P. Dutré, et P. Hanselaer, « Geometry of illumination, luminance contrast, and gloss perception », *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, vol. 27, n° 9, p. 2046-2054, sept. 2010, doi: 10.1364/JOSAA.27.002046.

[41] F. Zhang, H. de Ridder, et S. Pont, « The influence of lighting on visual perception of material qualities », présenté à IS&T/SPIE Electronic Imaging, San Francisco, California, United States, B. E. Rogowitz, T. N. Pappas, et H. de Ridder, Éd., San Francisco, California, United States, mars 2015, p. 93940Q. doi: 10.1117/12.2085021.

[42] R. Sève, « Problems connected with the concept of gloss », *Color Res. Appl.*, vol. 18, n° 4, p. 241-252, août 1993, doi: 10.1002/col.5080180407.

[43] J. A. Ferwerda, F. Pellacini, et D. P. Greenberg, « A psychophysically-based model of surface gloss perception », *SPIE Proceedings*, vol. 4299, p. 11, juin 2001, doi: 10.1117/12.429501.

[44] G. Ged, G. Obein, Z. Silvestri, J. Le Rohellec, et F. Vienot, « Recognizing real materials from their glossy appearance », *Journal of Vision*, vol. 10, n° 9, p. 18-18, déc. 2010, doi: 10.1167/10.9.18.

- [45] G. Obein, K. Knoblauch, et F. Viéot, « Difference scaling of gloss: Nonlinearity, binocularity, and constancy », *Journal of Vision*, vol. 4, n° 9, p. 4, août 2004, doi: 10.1167/4.9.4.
- [46] R. W. Fleming, A. Torralba, et E. H. Adelson, « Specular reflections and the perception of shape », *Journal of Vision*, vol. 4, n° 9, p. 10, sept. 2004, doi: 10.1167/4.9.10.
- [47] Y. Sakano et H. Ando, « Effects of head motion and stereo viewing on perceived glossiness », *Journal of Vision*, vol. 10, n° 9, p. 15-15, nov. 2010, doi: 10.1167/10.9.15.
- [48] M. Scheller Lichtenauer, P. Schuetz, et P. Zolliker, « Interaction improves perception of gloss », *Journal of Vision*, vol. 13, n° 14, p. 14-14, déc. 2013, doi: 10.1167/13.14.14.
- [49] H.-C. Sun, H. Ban, M. Di Luca, et A. E. Welchman, « fMRI evidence for areas that process surface gloss in the human visual cortex », *Vision Research*, vol. 109, p. 149-157, avr. 2015, doi: 10.1016/j.visres.2014.11.012.
- [50] J. Beck et S. Prazdny, « Highlights and the perception of glossiness », *Perception & Psychophysics*, vol. 30, n° 4, p. 407-410, juill. 1981, doi: 10.3758/BF03206160.
- [51] Y.-X. Ho, M. S. Landy, et L. T. Maloney, « Conjoint Measurement of Gloss and Surface Texture », *Psychol Sci*, vol. 19, n° 2, p. 196-204, févr. 2008, doi: 10.1111/j.1467-9280.2008.02067.x.
- [52] L. Qi, M. J. Chantler, J. P. Siebert, et J. Dong, « The joint effect of mesoscale and microscale roughness on perceived gloss », *Vision Research*, vol. 115, p. 209-217, oct. 2015, doi: 10.1016/j.visres.2015.04.014.
- [53] J. Kim, P. J. Marlow, et B. L. Anderson, « Texture-shading flow interactions and perceived reflectance », *Journal of Vision*, vol. 14, n° 7, p. 1-1, juin 2014, doi: 10.1167/14.7.1.
- [54] S. Hansmann-Roth, S. C. Pont, et P. Mamassian, « Contextual effects on real bicolored glossy surfaces », *Journal of Vision*, vol. 17, n° 2, p. 17, mars 2017, doi: 10.1167/17.2.17.
- [55] L. Simonot et P. Boulenguez, *Quand la matière diffuse la lumière*. in Sciences de la matière. Paris: Mines ParisTech PSL, 2019.
- [56] H. Snellen., « Probebuchstaben zur Bestimmung der Sehschärfe », 1862. <https://www.bibsonomy.org/bibtex/20c910d96f057cd86a8fae8958d5fa832/mschuber> (consulté le 10 avril 2023).
- [57] J. W. Goodman, *Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications*. Roberts and Company Publishers, 2007.
- [58] J. Goodman, *Statistical Optics*, John Wiley&Sons., vol. 39. New-York, NY, 1986. doi: 10.1063/1.2815179.

- [59] T. S. McKechnie, « Image-plane speckle in partially coherent illumination », *Opt Quant Electron*, vol. 8, n° 1, p. 61-67, janv. 1976, doi: 10.1007/BF00620441.
- [60] Q. He, J. Wang, P. Zhang, J. Wang, M. Wu, et G. Jin, « Dynamic speckle multiplexing scheme in volume holographic data storage and its realization », *Opt. Express, OE*, vol. 11, n° 4, p. 366-370, févr. 2003, doi: 10.1364/OE.11.000366.
- [61] B. M. Smith, P. Desai, V. Agarwal, et M. Gupta, « CoLux: multi-object 3D micro-motion analysis using speckle imaging », *ACM Trans. Graph.*, vol. 36, n° 4, p. 1-12, juill. 2017, doi: 10.1145/3072959.3073607.
- [62] B. M. Smith, M. O'Toole, et M. Gupta, « Tracking Multiple Objects Outside the Line of Sight Using Speckle Imaging », in *2018 IEEE/CVF Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, Salt Lake City, UT: IEEE, juin 2018, p. 6258-6266. doi: 10.1109/CVPR.2018.00655.
- [63] D. Cojoc *et al.*, « Toward fast malaria detection by secondary speckle sensing microscopy », *Biomed. Opt. Express, BOE*, vol. 3, n° 5, p. 991-1005, mai 2012, doi: 10.1364/BOE.3.000991.
- [64] B. Dhanasekar et B. Ramamoorthy, « Digital speckle interferometry for assessment of surface roughness », *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 46, n° 3, p. 272-280, mars 2008, doi: 10.1016/j.optlaseng.2007.09.003.
- [65] J. Dorsey, H. Rushmeier, et F. Sillion, *Digital Modeling of Material Appearance*. San Francisco, CA, USA: Morgan Kaufmann Publishers Inc., 2007.
- [66] W. K. A. Ngan, « Acquisition and Modeling of Material Appearance », 2006.
- [67] L. Belcour et P. Barla, « A practical extension to microfacet theory for the modeling of varying iridescence », *ACM Trans. Graph.*, vol. 36, n° 4, p. 1-14, juill. 2017, doi: 10.1145/3072959.3073620.
- [68] Y. Guo, M. Hašan, et S. Zhao, « Position-free monte carlo simulation for arbitrary layered BSDFs », *ACM Trans. Graph.*, vol. 37, n° 6, p. 1-14, déc. 2018, doi: 10.1145/3272127.3275053.
- [69] A. Weidlich et A. Wilkie, « Arbitrarily layered micro-facet surfaces », in *Proceedings of the 5th international conference on Computer graphics and interactive techniques in Australia and Southeast Asia - GRAPHITE '07*, Perth, Australia: ACM Press, 2007, p. 171. doi: 10.1145/1321261.1321292.
- [70] J. H. Lee, A. Jarabo, D. S. Jeon, D. Gutierrez, et M. H. Kim, « Practical multiple scattering for rough surfaces », *ACM Trans. Graph.*, vol. 37, n° 6, p. 1-12, déc. 2018, doi: 10.1145/3272127.3275016.

- [71] J. E. Harvey, « Modified Beckmann-Kirchhoff scattering model for rough surfaces with large incident and scattering angles », *Opt. Eng.*, vol. 46, n° 7, p. 078002, juill. 2007, doi: 10.1117/1.2752180.
- [72] A. Krywonos, « Predicting Surface Scatter Using A Linear Systems Formulation Of Non-paraxial Scalar Diffraction », 2006.
- [73] Z. Velinov, S. Werner, et M. B. Hullin, « Real-Time Rendering of Wave-Optical Effects on Scratched Surfaces », *Computer Graphics Forum*, vol. 37, n° 2, p. 123-134, mai 2018, doi: 10.1111/cgf.13347.
- [74] S. Werner, Z. Velinov, W. Jakob, et M. B. Hullin, « Scratch iridescence: Wave-optical rendering of diffractive surface structure ». arXiv, 17 mai 2017. Consulté le: 3 octobre 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://arxiv.org/abs/1705.06086>
- [75] L.-Q. Yan, M. Hašan, W. Jakob, J. Lawrence, S. Marschner, et R. Ramamoorthi, « Rendering glints on high-resolution normal-mapped specular surfaces », *ACM Trans. Graph.*, vol. 33, n° 4, p. 1-9, juill. 2014, doi: 10.1145/2601097.2601155.
- [76] L.-Q. Yan, M. Hašan, B. Walter, S. Marschner, et R. Ramamoorthi, « Rendering specular microgeometry with wave optics », *ACM Trans. Graph.*, vol. 37, n° 4, p. 1-10, août 2018, doi: 10.1145/3197517.3201351.
- [77] J. Stam, « Diffraction shaders », in *Proceedings of the 26th annual conference on Computer graphics and interactive techniques - SIGGRAPH '99*, Not Known: ACM Press, 1999, p. 101-110. doi: 10.1145/311535.311546.
- [78] W. Jakob, M. Hašan, L.-Q. Yan, J. Lawrence, R. Ramamoorthi, et S. Marschner, « Discrete stochastic microfacet models », *ACM Trans. Graph.*, vol. 33, n° 4, p. 1-10, juill. 2014, doi: 10.1145/2601097.2601186.
- [79] J. Meng *et al.*, « Multi-scale modeling and rendering of granular materials », *ACM Trans. Graph.*, vol. 34, n° 4, p. 1-13, juill. 2015, doi: 10.1145/2766949.
- [80] T. Müller, M. Papas, M. Gross, W. Jarosz, et J. Novák, « Efficient rendering of heterogeneous polydisperse granular media », *ACM Trans. Graph.*, vol. 35, n° 6, p. 1-14, nov. 2016, doi: 10.1145/2980179.2982429.
- [81] N. Holzschuch et R. Pacanowski, « A two-scale microfacet reflectance model combining reflection and diffraction », *ACM Trans. Graph.*, vol. 36, n° 4, p. 1-12, juill. 2017, doi: 10.1145/3072959.3073621.
- [82] B. Raymond, G. Guennebaud, et P. Barla, « Multi-scale rendering of scratched materials using a structured SV-BRDF model », *ACM Trans. Graph.*, vol. 35, n° 4, p. 1-11, juill. 2016, doi: 10.1145/2897824.2925945.

- [83] S. Steinberg et L.-Q. Yan, « Rendering of Subjective Speckle Formed by Rough Statistical Surfaces », *ACM Trans. Graph.*, vol. 41, n° 1, p. 1-23, févr. 2022, doi: 10.1145/3472293.
- [84] C. Bar, M. Alterman, I. Gkioulekas, et A. Levin, « A Monte Carlo framework for rendering speckle statistics in scattering media », *ACM Trans. Graph.*, vol. 38, n° 4, p. 1-22, août 2019, doi: 10.1145/3306346.3322950.
- [85] S. Ouarets, « Conception de la détection d'un gonioreflectomètre métrologique pour mesurer la BRDF des surfaces ».
- [86] « Statistical Models in Engineering | Wiley », *Wiley.com*. <https://www.wiley.com/en-us/Statistical+Models+in+Engineering-p-9780471040651> (consulté le 10 avril 2023).
- [87] S. Nayar, K. Ikeuchi, et T. Kanade, « Surface Reflection: Physical and Geometrical Perspectives », *Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on*, vol. 13, p. 611-634, août 1991, doi: 10.1109/34.85654.
- [88] L. Simonot et G. Obein, « Geometrical considerations in analyzing isotropic or anisotropic surface reflections », *Applied optics*, vol. 46, p. 2615-23, juin 2007, doi: 10.1364/AO.46.002615.
- [89] L. Simonot, « Spectre lumineux et continu du corps noir », *Light ZOOM Lumière - Portail de la Lumière et de l'Éclairage*. <https://www.lightzoomlumiere.fr/article/spectre-lumineux-et-continu-du-corps-noir/> (consulté le 29 août 2022).
- [90] B. G. Hoover et V. L. Gamiz, « Coherence solution for bidirectional reflectance distributions of surfaces with wavelength-scale statistics », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 23, n° 2, p. 314, févr. 2006, doi: 10.1364/JOSAA.23.000314.
- [91] L. Simonot, P. Chavel, M. Hébert, et G. Obein, « Chapitre 1 Peut-on mesurer la BRDF ? », in *Quand la matière diffuse la lumière*, Presse des Mines.in Sciences De La Matière. p. 10.
- [92] R. Hegedus, A. Lucat, J. Redon, et R. Pacanowski, « Isotropic BRDF Measurements with Quantified Uncertainties », p. 7, 2016.
- [93] F. Pérez-Ràfols et A. Almqvist, « Generating randomly rough surfaces with given height probability distribution and power spectrum », *Tribology International*, vol. 131, p. 591-604, mars 2019, doi: 10.1016/j.triboint.2018.11.020.

Annexe A – Grandeurs radiométriques et photométriques

La radiométrie est un domaine de métrologie qui sert à la caractérisation des éclairages ou des sources de rayonnements, ainsi que celle des détecteurs de ces derniers dans le domaine du visible, mais aussi dans le proche ultra-violet et le proche infrarouge.

A distinguer, la photométrie consiste à se concentrer sur la perception de l'œil. La photométrie est à l'origine de la différence fondamentale entre l'œil et le capteur, au point d'être portée auprès du Système International d'unités (SI), où son unité de référence est le candela (au même titre que le mètre pour la distance, le kilogramme pour la masse, la seconde pour le temps ...).

La sensibilité spectrale de l'œil humain a été mesurée par la CIE au début du siècle dernier, puis de nouveau dans les années 2000. La réponse dite « photopique » de l'œil, décrivant la vision de jour, est décrite par la courbe $V(\lambda)$, et la réponse « scotopique », décrivant la vision de nuit, est décrite par la réponse $V'(\lambda)$. La réponse « mésopique » correspond à la transition entre ces deux états.

La sensibilité spectrale est alors le point de départ nous permettant de passer des grandeurs radiométriques aux grandeurs photométriques. Les quelques grandeurs suivantes sont alors des notions essentielles à la compréhension de ce sujet de thèse.

Flux

L'énergie traversant une surface S par unité de temps est appelée flux énergétique, noté Φ_e . Il est exprimé en Watt (W). La grandeur photométrique correspondante est le flux lumineux, qu'on peut noter Φ . Ce dernier est calculé suivant la relation suivante :

$$\Phi = K_m \int_0^{\infty} \Phi_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda$$

avec $\Phi_{e,\lambda} = \frac{d\Phi_e}{d\lambda}$.

Φ est exprimé lumen avec :

- λ la longueur d'onde du rayonnement en nanomètre (nm)
- $V(\lambda)$ la sensibilité spectrale photopique de l'observateur de référence CIE
- K_m l'efficacité lumineuse au maximum de la courbe $V(\lambda)$ à 555 nm, exprimé en lumen par watt ($lm.W^{-1}$)

Le flux lumineux est la grandeur radiométrique de référence. Elle permet la définition de trois autres grandeurs couramment utilisées en radiométrie : l'éclairement, l'intensité et la luminance.

Eclairement

L'éclairement, qu'il soit lumineux ou énergétique, est défini en un point d'une surface éclairée par une source lumineuse comme le quotient du flux (énergétique ou lumineux) $d\Phi$ reçu par l'élément de surface dS contenant le point, par l'aire de cet élément :

$$E = \frac{d\Phi}{dS}$$

E est exprimé en watt par mètre carré ($W.m^{-2}$) quand il est énergétique et en lux (lx) quand il est lumineux.

Intensité

L'intensité, qu'elle soit énergétique ou lumineuse, I est définie dans une direction donnée comme le quotient du flux (énergétique ou lumineux) $d\Phi$ quittant une source et se propageant dans un élément d'angle solide $d\Omega$ contenant la direction par cet élément d'angle solide :

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$$

I est exprimée en watt par stéradian ($W.sr^{-1}$) dans le cas énergétique, en candela (cd) dans le cas lumineux.

Luminance

La luminance est globalement définie comme le quotient du flux, qu'il soit lumineux ou énergétique, par l'étendue géométrique séparant deux surfaces.

Dans une direction donnée, en un point d'un élément de surface dS , la luminance est définie comme le quotient du flux lumineux $d\Phi$ quittant cet élément de surface en un point P et se propageant dans l'angle solide $d\Omega$ contenant la direction choisie par le produit de l'élément d'angle solide et de la projection orthogonale de l'élément de surface sur un plan perpendiculaire à la direction donnée :

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega^2} = \frac{d^2\Phi}{d\Omega \cdot dS \cdot \cos \theta}$$

L'unité de la luminance est le Watt par stéradian par mètre carré ($W.m^{-2}.sr^{-1}$) dans le cas de la grandeur énergétique, et candela par mètre carré ($cd.m^{-2}$) dans le cas de la grandeur lumineuse.

Annexe B – Renseignements complémentaires sur échantillons rigides

Dans nos études, nous nous concentrons sur des mesures d'échantillons brillants. Ces échantillons ont d'abord été placés sur une échelle de brillant réalisée par deux glossmètres. Le tableau ci-dessous donne les valeurs en GU de chaque catégorie d'échantillon.

Pour les catégories B et C, la différence entre Rhopoint et BYK est notable. L'écart-type est également nettement plus important pour ces deux catégories. Ces mesures ont été réalisées par la société NCS.

A	1A	2A	3A	4A	Average	Sdev
Rhopoint	19.3	19.4	19.5	19.5	19.43	0.08
BYK	19.4	19.7	19.7	19.7	19.63	0.13
B	1B	2B	3B	4B	Average	Sdev
Rhopoint	46	47.2	47.5	46.5	46.80	0.59
BYK	47.6	48.7	49.2	47.7	48.30	0.67
C	1C	2C	3C	4C	Average	Sdev
Rhopoint	71.8	71.5	72.7	70.5	71.63	0.79
BYK	73.5	73.1	74.4	73	73.50	0.55
D	1D	2D	3D	4D	Average	Sdev
Rhopoint	93	93	93	93	93.00	0.00
BYK	93	93	93.1	93.1	93.05	0.05
E	1E	2E	3E	4E	Average	Sdev
Rhopoint	93.2	93.3	93.1	93.4	93.25	0.11
BYK	93.3	93.4	93.2	93.3	93.30	0.07
F	1F	2F	3F	4F	Average	Sdev
Rhopoint	93.2	93.1	93.5	93	93.20	0.19
BYK	93.4	93.3	93.5	93.4	93.40	0.07

Annexe B.bis – Liste des matériaux utilisés pour la fabrication des échantillons rigides.

La société NCS, à des fins de reproductibilité, nous ont fourni la liste des composants utilisés dans la fabrication des échantillons. En voici les éléments :

Peinture blanche : DREISOL-MULTI-PASTE (N 1100-9501), peintures vernis au nitrate de cellulose (CN) produites par Dreisol GmbH & Co. KG

Liant blanc : " DREISOL-ACRYL-BINDER P29 sont des vernis acryliques " produits par Dreisol GmbH & Co. KG

Peinture noire

→ Échantillons brillants (catégories D, E et F)

Pâte : "nitroflex nero tinte N.303, 7SA303" produit par AEMME COLORI S.R.L.

Liant : "7S5047, Veicolo x superflex 70/30 V21 2006 SOL. A", produit par AEMME COLORI S.R.L.

Durcisseur : "7S5053, Catalizzatore alifaticon CPJ" produit par AEMME COLORI S.R.L.

→ Échantillons (catégories B et C)

Pâte : DREISOL-MULTI-PASTE (teinte N 1100), peintures vernis au nitrate de cellulose (CN) produites par Dreisol GmbH & Co. KG

Liant : DREISOL-MULTI-BINDER (N 1082 Glossy, N 1001 Matt), vernis au nitrate de cellulose (CN) de la société Dreisol GmbH & Co. KG

Apprêt : "Zinsser Smart Prime (555454-8) " produit par Rust-Oleum Europe - Martin Mathys NV

Substrat : Un verre flotté standard de 3 mm a été utilisé comme substrat.

Nom du produit : AGC 3mm Planible Clearlite.

Annexe C – Résultats de mesures et évolutions des ordres pour l'échantillon NCS 5

Dans l'ensemble du corpus de cette thèse, la quasi-totalité des mesures présentées ont été réalisées à partir de l'échantillon NCS 6 (75 GU). Cependant, pour compléter la démarche, les mesures ont été aussi réalisées sur des échantillons moins brillants, à savoir les échantillons NCS 5 (48 GU). Voici ci-après les résultats de mesures des échantillons NCS5. On note que les dimensions du pic spéculaires « sortent du cadre » de la mesure simple et directe avec la détection ConDOR. Pour une étude plus approfondie, il faudrait reprendre ces études sur le goniospectrophotomètre, et plus spécifiquement utiliser les techniques de recombinaison mises en œuvre par Guillaume Ged dans thèse.

En revanche, pour l'analyse des résultats, le chapitre 4 donne déjà tous les éléments suffisants.

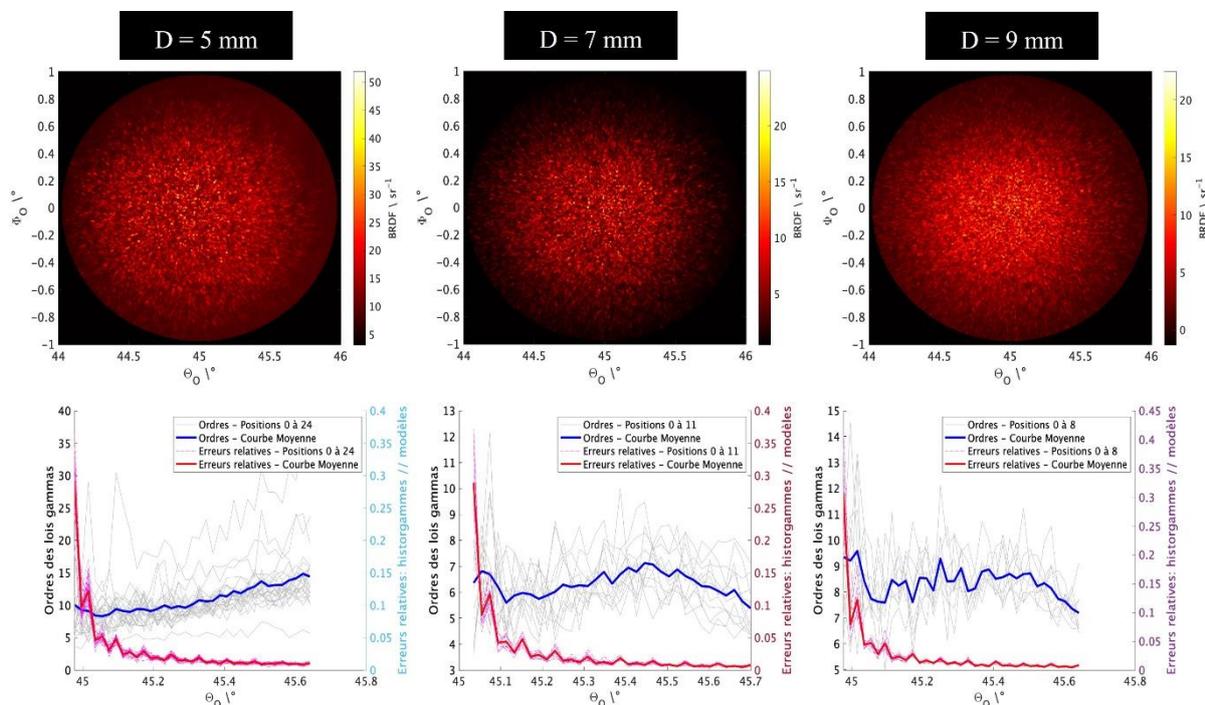


Figure C.1 – Mesures en configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$ sur échantillon NCS 5 avec un éclairage composé de l'ensemble « Lampe QTH + filtre interférentiel ». En haut, les vues θ, φ , en bas, les courbes d'évolution des ordres des lois Gamma (voir section 4.1 pour explications).

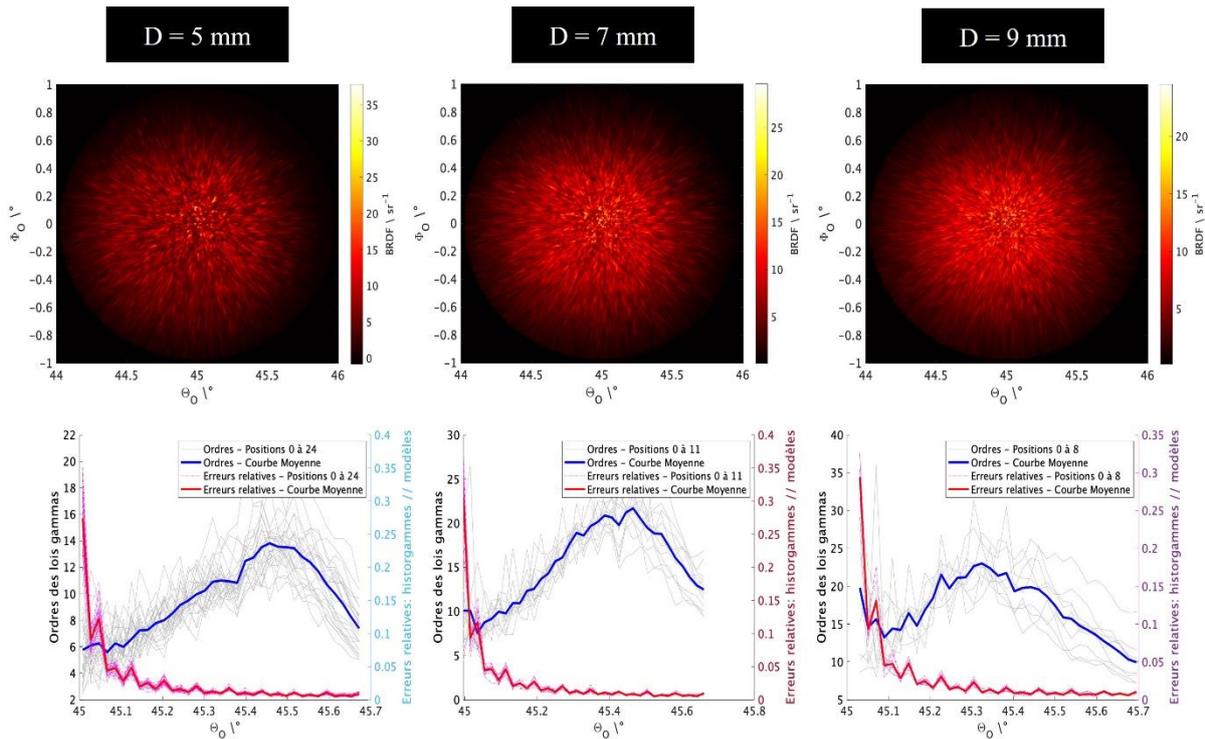


Figure C.2 – Mesures en configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$ sur échantillon NCS 5 avec un éclairage composé de l'ensemble « Lampe QTH + filtre SFK15 ». En haut, les vues θ, φ , en bas, les courbes d'évolution des ordres des lois Gamma (voir section 4.1 pour explications).

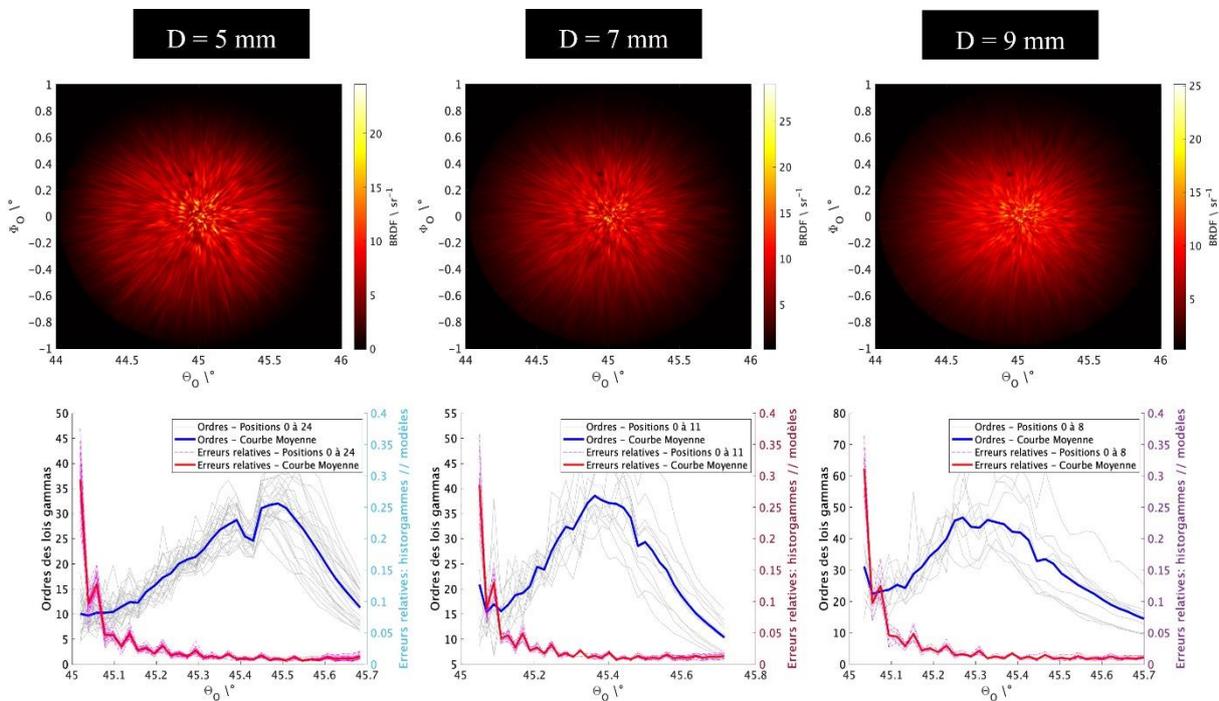


Figure C.3 – Mesures en configuration $\{\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \theta_o = 45^\circ, \varphi_o = 0^\circ\}$ sur échantillon NCS 5 avec un éclairage composé de l'ensemble « Lampe QTH seule ». En haut, les vues θ, φ , en bas, les courbes d'évolution des ordres des lois Gamma (voir section 4.1 pour explications).

Annexe D – Courbe de réponse spectrale du capteur de ConDOR

Voici la courbe de réponse spectrale du capteur CCD utilisé pour le conoscope ConDOR issu de la thèse de Guillaume Ged [21]

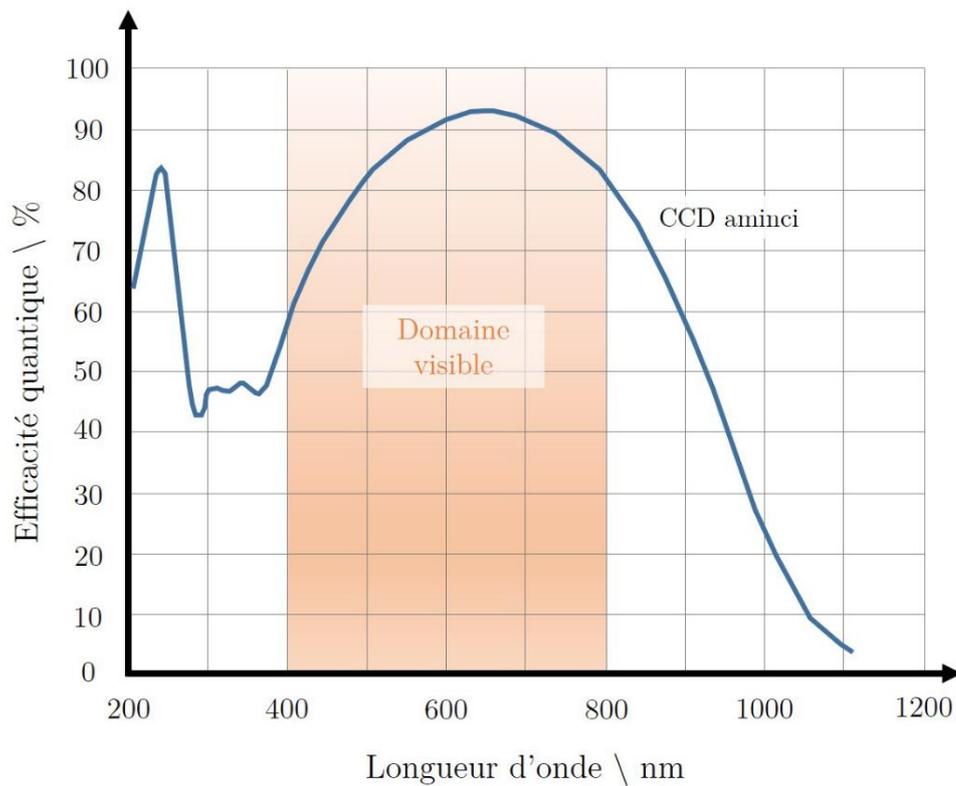


Figure D – Efficacité quantique du CCD de ConDOR, d'après les données du fabricant.

Annexe E – Courbe et définition de $V(\lambda)$

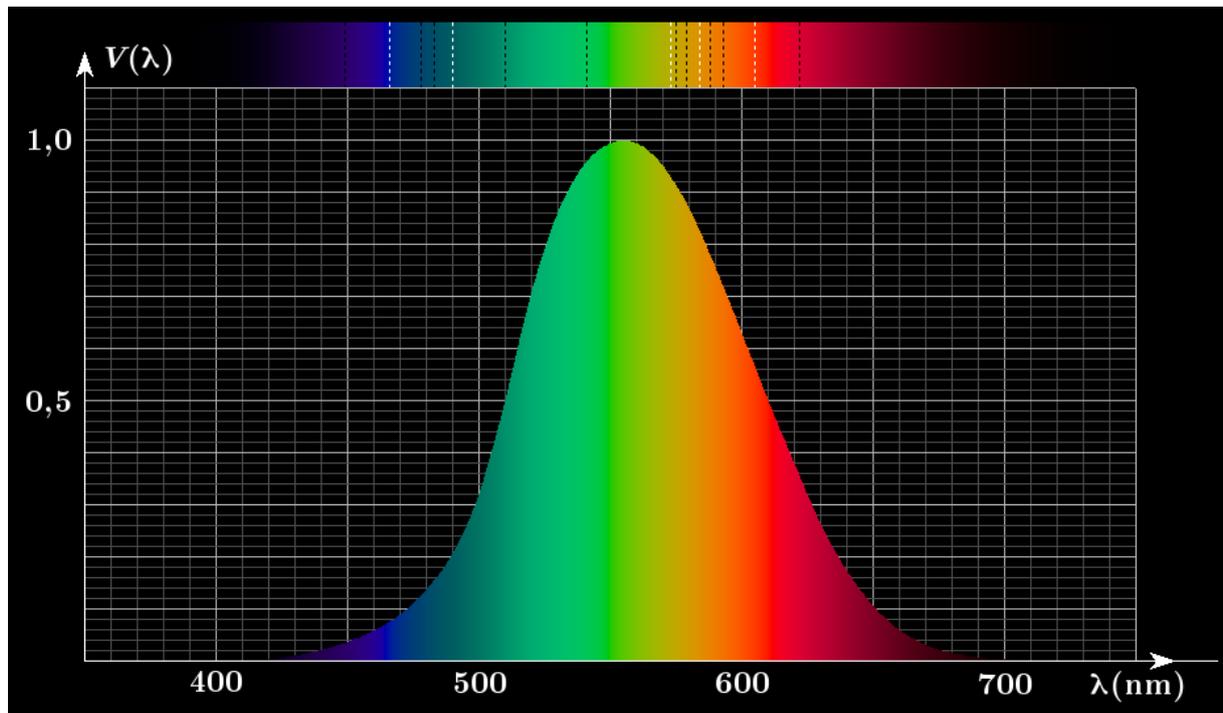


Figure E - $V(\lambda)$ (CIE 1924) la première d'entre elles, définit l'observateur de référence en vision diurne pour un champ visuel de 2° ; elle est aussi la fonction colorimétrique $\bar{y}(\lambda)$ du système CIE XYZ 1931.

