



HAL
open science

Modélisation de la diffusion optique pour la mesure de température par thermoréfectométrie polychromatique

Benjamin Javaudin

► **To cite this version:**

Benjamin Javaudin. Modélisation de la diffusion optique pour la mesure de température par thermoréfectométrie polychromatique. Matériaux. Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, 2021. Français. NNT : 2021EMAC0001 . tel-03297819

HAL Id: tel-03297819

<https://theses.hal.science/tel-03297819>

Submitted on 23 Jul 2021

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

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

Université Fédérale



Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

délivré par

IMT – École Nationale Supérieure des Mines d'Albi-Carmaux

présentée et soutenue par

Benjamin JAVAUDIN

le 03 février 2021

Modélisation de la diffusion optique pour la mesure de température par thermoréfectométrie polychromatique

École doctorale et discipline ou spécialité :

MEGEP : Génie mécanique, mécanique des matériaux

Unité de recherche :

Institut Clément Ader (ICA), CNRS UMR 5312, IMT Mines Albi

Directeurs de Thèse :

Yannick LE MAOULT, Professeur, IMT Mines Albi

Thierry SENTENAC, Maître assistant HDR, IMT Mines Albi

Autres membres du jury :

Thierry DUVAUT, Professeur, Université de Reims Champagne-Ardenne, (*Rapporteur*)

Domingos DE SOUSA MENESES, Professeur, CEMHTI Orléans, (*Rapporteur*)

Agnès DELMAS, Maître de conférences HDR, INSA Lyon, (*Examinatrice*)

Gilles FLAMANT, Directeur de recherche émérite, CNRS-PROMES Odeillo, (*Président*)

Rémi GILBLAS, Ingénieur de recherche, IMT Mines Albi, (*Examineur*)

Daniel HERNANDEZ, Ingénieur de recherche retraité, CNRS-PROMES Odeillo, (*invité*)

*Manip' du vendredi, manip' pourrie!**

Dicton de labo

*De nombreux résultats de ce manuscrit ont été néanmoins obtenus un vendredi. On dira que ce sont les exceptions qui confirment la règle.

Remerciements

Cher(s) lecteur(s), je vous remercie pour l'intérêt que vous semblez porter à mes travaux et vous souhaite une bonne lecture !

Cette thèse s'est déroulée à l'institut Clément Ader à l'IMT Mines Albi (une très belle ville). Je remercie donc tout d'abord les deux directeurs successifs du centre : Thierry Cutard puis Thierry Sentenac pour leur accueil au sein du laboratoire.

Je remercie chaleureusement l'équipe d'encadrement composée de Yannick Le Maoult, Thierry Sentenac et de Rémi Gilblas. Yannick, c'était toujours un grand plaisir d'apprendre de ta riche culture scientifique, partagée avec une passion communicative. Thierry, je n'oublierai pas les nombreuses remarques, toute l'aide apportée pour structurer ma pensée et ton soutien indéfectible. Enfin Rémi, j'ai été très heureux de prendre ta suite dans le développement du thermoréfectomètre et d'apprendre de ton expérience, le tout dans la bonne humeur !

Je tiens ensuite à remercier Thierry Duvaut et Domingos De Sousa Meneses pour avoir accepté de rapporter ma thèse. Merci à tous les membres du jury pour avoir assisté à ma soutenance en distanciel. J'aurais préféré réaliser cette soutenance et l'après soutenance dans des conditions plus chaleureuses mais apparemment, en ce début d'année 2021, la convivialité n'est plus d'actualité ...

Je remercie Christophe Escape pour toute l'aide apportée lors d'une campagne d'essai au four solaire d'Odelio en téléski-travail. Yann Landon pour la formation sur l'alicona, Damien Texier pour les mesures et tous ces échanges scientifiques sur l'ouverture de la thermoréfectométrie au suivi de l'oxydation, la joyeuse B.I.T (Brigade d'Intervention Technique) avec en particulier Sabine Le Roux qui m'a formé sur le rugosimètre et Adrien pour toute son aide à Mimausa.

Un grand merci aussi à Claudine Sablayrolles pour son implication dans la formation des doctorants, avec notamment le parcours recherche qui a été une expérience très enrichissante.

Et bien sûr je n'oublie pas la force vive du laboratoire : les doctorants !

Commençons par les membres "humanistes" du feu bureau 0M01, le bureau des fous et aussi le Centre National de la Restauration Scientifique qui est devenu une salle de manip où seule la "zone de mort" (qui en a sauvé plus d'un) est restée. Un grand merci à Abdel "l'archiviste", Sylvain "Dangereux!!!", Kévin (Bah c'est logique), Sinan "Turkish businessman" et Sabine "aux fraises" qui m'ont introduit dans le meilleur bureau de l'ICA, voire du monde. Je remercie ensuite Stella (toute chose étant égale par elle même), Lisa (grand souvenir à la main à la pâte), Achraf et enfin Dolores notre voisine de bureau qui a dû supporter nos éclats de rire et de voix quelques années

Merci à tous les doctorants croisés lors des nombreuses pauses café, barbecue du labo, Cosy, et soirée ACTA : Romeo (cette exposition m'aura donné du fil à retordre, Didier Barbelé), Céline (V) (Il faut poser ses C... au COCOOR!), Théo, Etienne, Lilian, Lilia, Julien, Renaud, Rémi Lacoste (l'espoir d'avoir une carte de thèse m'a grandement motivé dans la rédaction, merci!), Fatna, Hamdi "c'est une la chèvre!", Florian (l'homme qui rédige plus vite que son ombre), Phuong, Jennifer vive la convection! Anh Tuan le roi de la montagne, Camille arrrch!, Charles passion para-pente même à l'école, Annise, Margaux, William, Noémie, Laurie "Gas!", Manu (meilleur secrétaire d'ACTA).

Je remercie également les différents stagiaires croisés au labo avec notamment Benjamin (la déglingue), Céline (G) au rire très communicatif et Maxime (H).

Morgane, je ne t'ai pas oubliée, voici ton paragraphe de remerciements :

Ce doctorat aurait été bien triste et ennuyant sans toi tant on a rigolé et partagé de bons moments ensemble pendant ces trois ans. Merci d'avoir été un si bon public pour mes jeux de mots douteux et surtout d'avoir été une fidèle amie qui était toujours là, en particulier dans les moments difficiles pour me mettre du "beau moqueur".

Puisqu'on en est aux messages synthétiques, Tarek, je vais aller à "l'essentiel". Merci pour toutes ces longues discussions pleines de mauvaise foi et tous ces moments partagés qui m'ont fait oublier un tant soit peu le travail. Et comme l'a dit justement Nelson Mandela : "je ne perds jamais (...)".

Pour conclure sur les non permanents, je remercie mon ancien stagiaire, devenu doctorant, Maxime Ecochard qui poursuit maintenant le développement du thermoréfectomètre trichromatique. C'était toujours un plaisir de travailler avec toi dans la bonne humeur.

Enfin, parce qu'un doctorant ne vit pas qu'au laboratoire, je voudrais remercier les personnes qui ont compté en dehors de la thèse : mon pote d'enfance Charly, Matthieu, Gatien, Maxime, les résidents de la coloc du Tenga : Jeff, Alice, Théo, Lucie, Lucile, Justine, Stan, Nicolas, Emily, Cheyborney, Fanny, Mélanie, Margaux, Carla, Aldo, Farnoosh, Marion, LG, Félix, Luna et enfin Angèle que je ne saurais remercier assez pour tout ce que tu m'a apporté, ton soutien, ton aide pour l'orthographe (qui compense la baisse de concentration en télétravail), les gâteaux et surtout ta tendresse et ton amour. Je remercie également ta famille pour leurs encouragements.

Et puisqu'on parle famille je vais conclure sur un grand merci à toute ma famille pour votre soutien et vos encouragements. J'aurais voulu faire une présentation et un vrai pot de thèse avec vous au laboratoire mais les règles antisociales en vigueur ne me le permettaient malheureusement pas. Ce moment est à jamais perdu car, si il y a bien une chose que je retiens, c'est que la thèse est une grande expérience à faire mais pas plus d'une fois dans sa vie !

Table des matières

<i>Remerciements</i>	v
<i>Table des matières</i>	vii
<i>Table des figures</i>	xiii
<i>Liste des tableaux</i>	xix
<i>Nomenclature</i>	xxi

Introduction générale	1
Contexte et enjeux	1
Positionnement et problématiques	1
Problématique de la thèse	4
Objectif	4
État de l'art de la modélisation de la fonction de diffusion	4
Approche proposée	5
Plan du manuscrit	6
1 État de l'art de la mesure radiative de température et problématique de la thermoréfectométrie	7
1.1 Rappel des grandeurs radiométriques	7
1.1.1 Loi de Planck	8
1.1.2 Définition des propriétés radiatives des corps réels et lois de Kirchhoff	8
1.1.3 Définition de la BRDF et de la fonction de diffusion	10
1.2 État de l'art des méthodes de mesure radiative de température	12
1.2.1 Problématique de la mesure radiative de température	12
1.2.2 Présentation des méthodes passives	13
1.2.3 Présentation des méthodes actives	17
1.3 Présentation de la thermoréfectométrie et problématique de la thèse	18
1.3.1 Principe général de la thermoréfectométrie	18
1.3.2 Rappel de thermoréfectométrie bichromatique	18
1.3.3 Dépendance à l'émissivité de l'hypothèse de la thermoréfectométrie	21
1.4 Conclusion et approche de développement	23
2 Modélisation physique de la fonction de diffusion	25
2.1 Introduction et approche de la modélisation de la fonction de diffusion	26
2.1.1 Introduction des phénomènes physiques en jeu dans la fonction de diffusion	26
2.1.2 Approche de modélisation	27
2.2 Rappels des définitions de la rugosité	29
2.2.1 Paramètres statistiques et optiques de la rugosité	29

2.2.2	Paramètres optiques de la rugosité	33
2.3	Établissement d'un modèle à micro-facettes de la fonction de diffusion	33
2.3.1	État de l'art des modèles à micro-facettes	33
2.3.2	Implémentation et sensibilité du modèle de BRDF à micro-facettes sélectionné	35
2.3.3	Application du modèle à micro-facettes sélectionné au calcul de la fonction de diffusion	40
2.4	Établissement d'un modèle de diffraction de la fonction de diffusion	44
2.4.1	État de l'art des modèles de diffraction	44
2.4.2	Implémentation et sensibilité du modèle de BRDF basé sur la diffraction	45
2.4.3	Application du modèle de diffraction au calcul de la fonction de diffusion	47
2.5	Modèle combinant micro-facettes et diffraction	50
2.5.1	Implémentation et sensibilité du modèle de BDRF à deux échelles	51
2.5.2	Application du modèle à deux échelles au calcul de la fonction de diffusion	55
2.6	Conclusions sur la modélisation de la fonction de diffusion et perspectives	57
3	Validation expérimentale des modèles de fonction de diffusion	59
3.1	Démarche de validation et sélection des matériaux	60
3.1.1	Rappel des modèles de fonction de diffusion	61
3.1.2	Démarche de validation	62
3.1.3	Sélection des matériaux	64
3.2	Présentation des moyens de mesure de la rugosité et de la fonction de diffusion	65
3.2.1	Moyens de mesure de la rugosité et de la micro-rugosité	65
3.2.2	Moyens et méthode de mesure de la fonction de diffusion	66
3.3	Étude des modèles pour le revêtement d'Infragold	70
3.3.1	Présentation des mesures et définition des bandes spectrales d'étude	70
3.3.2	Identification des paramètres des modèles en bande NIR	74
3.3.3	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande NIR	74
3.3.4	Comparaison des paramètres identifiés en bande NIR avec les paramètres de rugosité mesurés	75
3.3.5	Identification des paramètres des modèles en bande MIR	76
3.3.6	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande MIR	77
3.3.7	Comparaison des paramètres identifiés en bande MIR avec les paramètres de rugosité mesurés	78
3.3.8	Synthèse des résultats de l'Infragold	78
3.4	Étude des modèles pour l'échantillon de platine	79
3.4.1	Présentation des mesures et définition des bandes spectrales d'étude	79
3.4.2	Identification des paramètres des modèles en bande NIR	82
3.4.3	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande NIR	82
3.4.4	Comparaison des paramètres identifiés en bande NIR avec les paramètres de rugosité mesurés	83
3.4.5	Identification des paramètres des modèles en bande MIR	83
3.4.6	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande MIR	84

3.4.7	Comparaison des paramètres identifiés en bande MIR avec les paramètres de rugosité mesurés	85
3.4.8	Synthèse des résultats du platine	86
3.5	Étude des modèles pour l'échantillon d'inox	86
3.5.1	Présentation des mesures et définition des bandes spectrales d'étude	86
3.5.2	Identification des paramètres des modèles en bande NIR	89
3.5.3	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande NIR	90
3.5.4	Comparaison des paramètres identifiés en bande NIR avec les paramètres de rugosité mesurés	90
3.5.5	Identification des paramètres des modèles en bande MIR	91
3.5.6	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande MIR	92
3.5.7	Comparaison des paramètres identifiés en bande MIR avec les paramètres de rugosité mesurés	92
3.5.8	Synthèse des résultats de l'inox	93
3.6	Bilan des résultats et conclusion sur le domaine de validité des modèles	94
3.7	Influence de la configuration angulaire sur la fonction de diffusion	95
3.7.1	Mise en évidence expérimentale de l'effet des configurations asymétriques sur la fonction de diffusion dans la bande spectrale NIR	95
3.7.2	Impact de la configuration angulaire sur la fonction de diffusion simulée	98
3.7.3	Perspectives d'utilisation des configurations asymétriques en thermorélectométrie bichromatique	99
3.8	Conclusion du chapitre	100
4	Simulation des performances de la thermorélectométrie polychromatique	103
4.1	Rappel du système thermorélectrométrique polychromatique	104
4.1.1	Expression du système thermorélectrométrique	105
4.1.2	Interprétation graphique de la résolution du système	105
4.1.3	Sensibilité de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ à la température	107
4.1.4	Critère d'impact de l'émissivité sur la sensibilité du système pour classer les matériaux	107
4.2	Présentation de la base de données de matériaux métalliques	108
4.2.1	Classement des matériaux selon leurs émissivités	108
4.2.2	Fonctions de diffusions et modèles adaptés	110
4.2.3	Synthèse des cas représentés dans la base de donnée	110
4.3	Méthode de simulation des données d'entrée et critères d'analyse des résultats de la thermorélectométrie	110
4.3.1	Calcul des données d'entrée non bruitées	110
4.3.2	Calcul des données d'entrée bruitées	112
4.4	Méthodes de résolutions du système thermorélectrométrique	112
4.4.1	Système bichromatique	112
4.4.2	Système polychromatique	113
4.5	Résultats des identifications des paramètres du système thermorélectrométrique sur chaque matériau de la base de données	114
4.5.1	Échantillon d'inox	115
4.5.2	Échantillon de NiCoCrAlY	119
4.5.3	Échantillon de d'alliage de titane TA6V	122

4.5.4	Échantillon de platine	127
4.5.5	Échantillon d'Infragold	132
4.6	Conclusion	137
5	Évaluation expérimentale de la thermoréfectométrie polychromatique associée aux modèles physiques de fonction de diffusion	139
5.1	Procédure d'évaluation de la thermoréfectométrie	140
5.1.1	Les différentes méthodes de thermoréfectométrie	141
5.1.2	Méthode d'évaluation des entrées et des grandeurs identifiées par la thermoréfectométrie	141
5.1.3	Choix des matériaux	142
5.1.4	Méthodologie de présentation des résultats	143
5.2	Dispositif expérimental	144
5.2.1	Description du banc d'essai	144
5.2.2	Description des étalonnages et modèles de mesures pour la température de luminance et la réflectivité bidirectionnelle	146
5.3	Résultats de la thermoréfectométrie sur l'échantillon de NiCoCrAlY	147
5.3.1	Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude	147
5.3.2	Étape 2 : calcul des données de référence	147
5.3.3	Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie	148
5.3.4	Synthèse	151
5.4	Résultats de la thermoréfectométrie sur l'alliage de titane TA6V	151
5.4.1	Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude	151
5.4.2	Étape 2 : calcul des données de référence	152
5.4.3	Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie	153
5.4.4	Synthèse	155
5.5	Résultats de la thermoréfectométrie sur l'échantillon de platine	155
5.5.1	Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude	155
5.5.2	Étape 2 : calcul des données de références	156
5.5.3	Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie	157
5.5.4	Synthèse	159
5.6	Résultats de l'échantillon de platine en configuration asymétrique	160
5.6.1	Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude	160
5.6.2	Étape 2 : calcul des données de références	160
5.6.3	Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie	161
5.6.4	Synthèse	163
5.7	Conclusion	163
	Conclusion et perspectives	165
	Conclusion générale	165
	Perspectives	169
	Modélisation de la fonction de diffusion	169
	Amélioration du thermoréfectomètre	169
	Exploitation du lien entre la fonction de diffusion et la rugosité	171
	Annexes	173

A	Procédure de correction de la mesure de réflectivité bidirectionnelle	175
A.1	Retour sur la définition de la BRDF et sa mesure en pratique	175
A.2	Procédure de correction de η	176
B	Complément d'information sur le thermoréfectomètre	177
<hr/>		
	<i>Bibliographie</i>	179

Table des figures

1	Influence de la cinétique de chauffage sur l'état de surface et l'émissivité intégrée de l'alliage de titane TA6V [El Bakali2020]	2
1.1	Géométrie de la réflexion dans le repère orthonormé (X, Y, Z) avec ici le vecteur unitaire \vec{i} pointant vers la source incidente et \vec{r} la direction de réflexion et les angles solides correspondant $d\Omega^i$ et $d\Omega^r$	11
1.2	Variation relative $\frac{\Delta\eta}{\eta_m}$ nécessaire pour obtenir une erreur relative de 1% sur la température mesurée ($\frac{\Delta T}{T}$) en fonction des émissivités aux longueurs d'onde $\lambda_1 = 1.064\mu m$ et $\lambda_2 = 1.550\mu m$ et une température de $1000^\circ C$	22
2.1	Approche de la modélisation de la BRDF.	26
2.2	Illustration du phénomène de réflexion à différentes échelles.	28
2.3	Profils de rugosité gaussiens avec le même écart-type des hauteurs ($\sigma = 2\mu m$) pour plusieurs longueurs d'auto-corrélations CL	31
2.4	Définition du repère lié à une micro-facette pour une réflexion dans le plan contenant \vec{i} et \vec{r} et illustration des effets d'ombrages et de masquages.	34
2.5	Fonction de Fresnel pour le platine (métal) ($n=5.29$ $k=6.71$ à $2\mu m$ [Modest2003])	36
2.6	Fonction de distribution des normales en fonctions de l'angle de facette et fonction de masquage en fonction de l'angle α pour D et de θ^i ou θ^r pour G et pour différents écart-type de pentes m	37
2.7	Modèle de BRDF f_ρ en fonction de θ^x avec $\theta^i = 0^\circ$ ou 15° et $\phi = 0^\circ$ lorsque $\theta^x < 0^\circ$ et $\phi = 180^\circ$, pour plusieurs m	39
2.8	Erreur relative de la BRDF introduite par la non prise en compte de la dépendance angulaire de la fonction de Fresnel dans le cas du platine	40
2.9	Intégration sur l'hémisphère supérieur du modèle de BRDF pour un matériau parfaitement réfléchissant	41
2.10	Différence relative entre la fonction de diffusion sans le terme de Fresnel (cf. équation (2.3.13)) et la fonction de diffusion complète (cf. équation (2.3.12)) pour $m = 0.26$ et $\theta^i = \theta^r = 15^\circ$	42
2.11	Comportement de la fonction de diffusion simulée en fonction de m et pour plusieurs configuration θ^i et θ^r	43

2.12	Modèle de diffraction de BRDF de l'équation (2.4.2) dans le plan d'incidence avec $\theta^i = 0$ et $m = 0.15$, pour plusieurs rapports σ/λ	46
2.13	Fonction de diffusion en fonction de m avec $\theta_i = 15^\circ$ $\theta_r = 0^\circ$	48
2.14	Fonction de diffusion de l'équation (2.4.6) en fonction du rapport σ/λ	50
2.15	Géométrie du modèle à deux échelles de rugosité.	51
2.16	Évolution du modèle à deux échelles de la BRDF dans le plan d'incidence pour plusieurs valeurs de m ou m_μ	53
2.17	Évolution du modèle à deux échelles de la BRDF dans le plan d'incidence pour plusieurs valeurs de σ_μ/λ et avec $m = 0.1$ et $m_\mu = 0.15$	54
2.18	Évolution du modèle à deux échelles de la fonction de diffusion en fonction du rapport σ_μ/λ et pour plusieurs m_μ ($m = 0.15$, $\theta^i = 8^\circ$ et $\theta^r = 0^\circ$)	55
2.19	Évolution du modèle à deux échelles de la fonction de diffusion en fonction du rapport σ_μ/λ et pour plusieurs valeurs de θ^i ($m = 0.05$, $m_\mu = 0.1$ $\theta^r = 0^\circ$).	56
2.20	Modèles développés dans le chapitre avec leurs domaines de validité	58
3.1	Écart-type des hauteurs σ des trois échantillon en fonction des rapports $\frac{\sigma}{\lambda}$ considérés par les moyens de mesures	65
3.2	Résumé de l'étude de la rugosité et micro-rugosité de l'échantillon d'infragold	72
3.3	Fonction de diffusion expérimentale de l'Infragold, mesurée avec les deux détecteurs	73
3.4	Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et écart relatif $\frac{\Delta\eta}{\eta}$ en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon d'Infragold dans la bande NIR.	74
3.5	Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et écart relatif modèle-points expérimentaux en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon d'Infragold dans la bande MIR.	76
3.6	Résumé de l'étude de la rugosité et micro-rugosité de l'échantillon de platine	80
3.7	Fonction de diffusion expérimentale du platine mesurée avec les deux détecteurs	81
3.8	Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et erreur relative en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon de platine dans la bande NIR	82
3.9	Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et erreur relative en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon de platine dans la bande B	84
3.10	Résumé de l'étude de la rugosité et micro-rugosité de l'échantillon d'innox	87
3.11	Fonction de diffusion expérimentale de l'innox mesurée avec les deux détecteurs	88

3.12	Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et erreur relative en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon d'inox dans la bande A	89
3.13	Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et erreur relative en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon d'inox dans la bande MIR	91
3.14	BRDF expérimentale du platine normalisée par sa réflectance ($\theta^i = 8^\circ$) ($Z = \frac{\rho^{\vec{i},\vec{x}}}{\rho^{\vec{i},\vec{r}}}$) en fonction des angles de réflexion et de la longueur d'onde. .	96
3.15	Fonctions de diffusion expérimentales extrapolées avec $\theta^r = 0^\circ$	97
3.16	Fonction de diffusion du modèle à deux échelles	99
3.17	Angles critiques θ_c^i relevés en fonction des angles limites calculés avec m et m_{eq}	101
3.18	Domaine d'application des différents modèles en fonction de paramètres de rugosité avec en vert si la modélisation et l'identification des paramètres est possible et en rouge lorsque seul la modélisation est possible	102
4.1	Spectre d'émissivité et de réflectivité pour un matériau fictif porté à la température $T^* = 1000$ °C et fonctions de diffusion potentielle $\hat{\eta}$ calculées dans l'intervalle $\hat{T} = T^* \pm 10^\circ\text{C}$	106
4.2	$\frac{\Delta\hat{\eta}}{\hat{\eta}}$ pour plusieurs longueurs d'ondes en fonction de l'émissivité avec $\Delta\hat{T} = 1^\circ\text{C}$ et $\hat{T} = 1000^\circ\text{C}$	107
4.3	Méthode de génération des données d'entrée de la thermoréfectométrie.	111
4.4	Récapitulatif des quantités comparées dans l'étude sans bruit	111
4.5	Fonction de diffusion mesurée, avec le gabarit $\hat{\eta}$, du matériau comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les différents modèles	115
4.6	Moyenne $\overline{\hat{T}}$ et écart type $\sigma_{\hat{T}}$ des températures identifiées pour l'inox en fonction du niveau de bruit sur les entrées et pour chaque modèle de fonction de diffusion.	117
4.7	Moyenne et écart type relatif (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiés pour l'inox en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle (traits pleins pour le NIR et pointillés pour le MIR)	118
4.8	Fonction de diffusion mesurée comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les modèles	120
4.9	Moyenne $\overline{\hat{T}}$ et écart type $\sigma_{\hat{T}}$ des températures identifiées pour le NiCoCrAlY en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle	121
4.10	Moyenne $\overline{\hat{P}_j}$ et écart type relatif $\sigma_{\hat{P}_j}/\overline{\hat{P}_j}$ (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiés pour le NiCoCrAlY en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle de fonction de diffusion.	122

4.11	Fonction de diffusion mesurée sur le TA6V comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les modèles.	123
4.12	Moyenne et écart type des températures \hat{T} identifiée pour le TA6V en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle	125
4.13	Histogramme des températures identifiées à partir du modèle à deux échelles de la fonction de diffusion pour le TA6V dans le NIR pour différents niveaux de bruit.	125
4.14	Moyenne et écart type relatif (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiée pour le TA6V en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle.	126
4.15	Fonction de diffusion de référence du matériau comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les différents modèles.	128
4.16	Moyenne $\overline{\hat{T}}$ et écart type $\sigma_{\hat{T}}$ des températures identifiées pour le platine en fonction du niveau de bruit sur les entrées et pour chaque modèle de fonction de diffusion.	129
4.17	Histogramme des températures identifiées avec le modèle à deux échelles pour le platine dans la bande spectrale NIR pour trois niveaux de bruit.	130
4.18	Moyenne et écart type relatif (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiés pour le platine en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle (traits pleins pour le NIR et pointillés pour le MIR)	131
4.19	Fonction de diffusion de référence du matériau comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les différents modèles.	132
4.20	Moyenne et écart type des températures \hat{T} identifiée pour l'Infragold en fonction du niveau de bruit sur les entrée pour chaque modèle	134
4.21	Histogramme des températures identifiées avec le modèle de fonction de diffusion à deux échelles pour l'Infragold dans le NIR pour trois niveaux de bruit.	135
4.22	Moyenne et écart type relatif (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiés pour l'Infragold en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle (traits pleins pour le NIR et pointillés pour le MIR)	136
5.1	Résumé de la démarche d'évaluation avec les quantités identifiées par thermoréfectométrie et leurs valeurs dites de référence.	143
5.2	Schéma de synthèse des étapes 2 et 3.	145
5.3	Photos du dispositif expérimental avec l'échantillon de platine en configuration symétrique.	145
5.4	Comparaison des données mesurées à froid par spectrométrie IRTF et celles obtenues à chaud avec les mesures issues du thermoréfectomètre et du thermocouple pour l'échantillon de NiCoCrAlY.	148

5.5	Émissivité et fonction de diffusion identifiées du NiCoCrAlY comparées aux données de références	149
5.6	Comparaison des données mesurées à froid par spectrométrie IRTF et celles obtenues à chaud avec le thermoréfectomètre et le thermocouple pour le titane TA6V	152
5.7	Émissivité et fonction de diffusion identifiées du TA6V comparées aux données de références ($T_{tc} = 508^{\circ}\text{C}$).	153
5.8	Comparaison des données mesurées à froid par spectrométrie IRTF et celles obtenues à chaud avec le thermoréfectomètre et le thermocouple pour le platine	157
5.9	Émissivité et fonction de diffusion identifiées du platine comparées aux données de références	158
5.10	Comparaison des données mesurées à froid par spectrométrie IRTF et celles obtenues à chaud avec le thermoréfectomètre et le thermocouple pour le platine en configuration asymétrique	161
5.11	Émissivité et fonction de diffusion identifiées du platine (configuration asymétrique) comparées aux données de références	162
B.1	Spectres de transmission des trois filtres interférentiels du thermoréfectomètre	177

Liste des tableaux

1	Notation avec l'alphabet grec	xxi
2	Notation avec l'alphabet latin	xxii
3	Autres notation	xxiii
3.1	Caractéristiques principales des échantillons	64
3.2	Paramètres identifiés sur la fonction de diffusion de l'Infragold dans la bande B et intervalle de confiance des paramètres identifiés (ICR)	75
3.3	Comparaison des valeurs des paramètres de rugosité mesurés et identifiés pour l'Infragold en bande NIR	75
3.4	Paramètres identifiés sur la fonction de diffusion de l'Infragold dans la bande B et intervalle de confiance des paramètres identifiés (ICR)	77
3.5	Comparaison des paramètres de rugosité mesurés avec ceux estimés pour l'Infragold en bande MIR	78
3.6	Comparaison des valeurs des paramètres de rugosité mesurés et identifiés pour le platine en bande NIR.	83
3.7	Comparaison des paramètres de rugosité mesurés et identifiés pour le platine en bande MIR	85
3.8	Comparaison des valeurs des paramètres de rugosité mesurées et identifiées pour l'inox en bande NIR	90
3.9	Comparaison des paramètres de rugosité mesurés avec ceux estimés pour l'inox en bande MIR	93
4.1	Bilan des émissivités et des fonctions de diffusions des matériaux de l'étude et des modèles f_η appropriés	109
4.2	Comparaison des valeurs des paramètres identifiés de température et du modèle de fonction de diffusion avec entrées non bruitées et des valeurs de références pour l'inox (écart : $\hat{X} - X^*$ et écart relatif $\frac{\hat{X}_j - X_j^*}{X_j^*}$).	116
4.3	Comparaison des valeurs des paramètres identifiés de température et du modèle de fonction de diffusion avec entrées non bruitées et des valeurs de références pour le NiCoCrAlY.	120

4.4	Comparaison des valeurs des paramètres identifiés de température et du modèle de fonction de diffusion avec entrées non bruitées et des valeurs de références pour le TA6V et les différents modèles de fonction de diffusion.	124
4.5	Comparaison des valeurs des paramètres identifiés de température et du modèle de fonction de diffusion avec entrées non bruitées et des valeurs de références pour le platine.	128
4.6	Paramètres identifiés lors des simulations sans bruit comparés aux valeurs de références pour l'Infragold	133
4.7	Synthèse des résultats des simulations ($T^* = 1000^\circ\text{C}$) sans bruit pour le biais et au niveau de bruit maximal pour la robustesse	138
5.1	Valeurs moyenne et écart type des données d'entrées mesurées par le thermoréfectomètre	147
5.2	Résultats des mesures comparées aux références pour une température thermocouple ($T_{tc} = 491^\circ\text{C}$)	150
5.3	Valeurs moyenne et écart type des données d'entrées mesurées par le thermoréfectomètre.	151
5.4	Résultats des paramètres identifiés par thermoréfectométrie et comparés aux valeurs de référence ($T_{tc} = 508^\circ\text{C}$).	154
5.5	Valeurs moyenne et écart type des données d'entrées mesurées par le thermoréfectomètre sur une zone de 101 pixels (9 mm^2)	156
5.6	Résultats des mesures comparés aux références ($T_{tc} = 536^\circ\text{C}$)	159
5.7	Valeurs moyenne et écart type des données d'entrées mesurées par le thermoréfectomètre sur une zone de 99 pixels (8.8 mm^2)	160
5.8	Résultats des mesures de température sur le platine en configuration asymétrique comparées à la valeur du thermocouple ($T_{tc} = 535^\circ\text{C}$) . . .	162

Nomenclature

Table 1 – Notation avec l’alphabet grec

α	angle entre la normale Z et la normale de la facette \vec{h} [$^\circ$]
β	angle entre la direction incidence \vec{r} et la normale de facette \vec{h} [$^\circ$]
λ	longueur d’onde [μm]
λ^*	longueur d’onde bichromatique $\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$ [μm]
λ_m	longueur d’onde moyenne $\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$ [μm]
λ_{\max}	longueur d’onde maximale
Ω	angle solide [sr]
$\rho^{\vec{i}, \vec{r}}$	réflectivité bidirectionnelle (direction incidente \vec{i} , réfléchie \vec{r}) [sr^{-1}]
$\rho^{\vec{r}, \cap}$	réflectivité directionnelle hémisphérique (ou réflectance)
$\rho^{\vec{x}, \vec{y}}$	BRDF évaluée pour la direction incidente \vec{x} et réfléchie \vec{y}
$\tau^{\vec{r}, \cap}$	coefficient de transmission directionnel hémisphérique
$\varepsilon^{\vec{r}}$	émissivité directionnelle (direction \vec{r})
ε_r	rapport des émissivités $\frac{\varepsilon^{\vec{r}(\lambda_1)}}{\varepsilon^{\vec{r}(\lambda_2)}}$
$\eta^{\vec{r}, \vec{i}}$	fonction de diffusion [sr]
η_m	facteur de diffusion moyen $\frac{\eta(\lambda_1) + \eta(\lambda_2)}{2}$ [sr]
η_0	facteur de diffusion [sr]
η_1	penne facteur de diffusion [$sr.m^{-1}$]
$\alpha^{\vec{r}}$	coefficient d’absorption
Φ	flux optique [W]
$\phi^{\vec{r}}$	azimut (angle de la projection de \vec{r} dans le plan XY et X)
τ	variable de décalage de la fonction d’auto-corrélation [μm]
σ	paramètre de rugosité relatif à l’écart-type des hauteurs [μm]
Θ	la fonction de Heaviside

Table 2 – Notation avec l’alphabet latin

$L^{\vec{r}}$	luminance spectrale [$W.m^{-2}.\mu m^{-1}.sr^{-1}$]
$L_0(T, \lambda)$	luminance spectrale du corps noir [$W.m^{-2}.\mu m^{-1}.sr^{-1}$]
T	température vraie [$^{\circ}C$]
T_L	température de luminance [$^{\circ}C$]
T^*	température de référence [$^{\circ}C$]
$E^{\vec{i}}$	éclairage [$W.m^{-2}$]
dS	surface élémentaire éclairée [m^2]
C_1	première constante du rayonnement $C_1 = 1.19088.10^8 W.\mu m^4.m^{-2}$
C_2	deuxième constante du rayonnement $C_2 = 1.4388.10^4 \mu m.K$
\vec{i}	direction venant de dS pointant la source incidente
\vec{r}	direction venant de dS pointant vers le détecteur
\vec{h}	vecteur normal à la micro-facette
F	fonction de Fresnel
n	indice de réfraction du milieu
k	coefficient d’extinction [m^{-1}]
f_{η}	modèle de la fonction de diffusion
f_{ε}	modèle d’émissivité
P_j	jième paramètre d’une modèle de f_{η}
K et K^*	facteur d’amplification de l’erreur
k_{ε}	critère de classement méthode bichromatique
ACF	fonction d’auto-corrélation
CL	longueur d’auto-corrélation atteint pour $ACF(\tau = CL) = \exp(1)$ [μm]
BRDF	Fonction de distribution de la réflectivité bidirectionnelle
PSDF	Fonction de densité spectrale de puissance (power spectral density function)
m	paramètre de rugosité relatif à l’écart type des pentes
g	rugosité optique qui dépend de $\lambda, \sigma, \theta^i$ et θ^r
P_{spec}	puissance optique réfléchiée de manière spéculaire [W]
P_{Diff}	puissance optique diffractée [W]
P_{tot}	puissance optique total réfléchiée [W]
TIS	Total integrated scatter en anglais, rapport entre P_{Diff} et P_{tot}
f_{η}	modèle de fonction de diffusion
D	fonction de distribution statistique des normales des micro-facettes
G	fonction d’ombrage/masquage du modèle de BRDF
ICR	intervalle de confiance relatif (%)
J	matrice jacobienne
$F(T, \lambda_1, \lambda_2)$	fonction cout bichromatique

Table 3 – Autres notation

\hat{x}	grandeur x identifiées
\bar{x}	moyenne de la grandeur x
σ_x	écart type de la grandeur x
x_μ	grandeur associé à la micro-rugosité
x_{tc}	grandeur x obtenue à partir de la température thermocouple
$x^{\mu\text{face}}$	modèle micro-facette
x^{diff}	modèle diffraction
$x^{2\text{ech}}$	modèle deux échelles
Δx	écart entre $x^* - x$
x^*	grandeur x de référence
x_μ	quantité x rapporté à la micro-rugosité

Introduction générale

Contexte et enjeux	1
Positionnement et problématiques	1
Problématique de la thèse	4
Objectif	4
État de l’art de la modélisation de la fonction de diffusion	4
Approche proposée	5
Plan du manuscrit	6

Contexte et enjeux

Ces travaux de thèse s’inscrivent dans un contexte de réponse aux besoins de l’aéronautique, orientés en 2016 vers une montée en cadence de 30 000 avions à assembler sur 20 ans. Pour atteindre ces objectifs, les acteurs du secteur ont souhaité monter en puissance sur l’optimisation des procédés de mise en forme et le suivi de l’état de santé en service des matériaux métalliques. Le laboratoire de recherche Institut Clément Ader (ICA) a mené des travaux de recherche sur l’optimisation *des procédés de fabrication et de mise en forme des matériaux* au travers d’études de leur comportement thermomécanique. Un exemple d’optimisation de procédé est le formage superplastique du TA6V (alliage de titane emblématique de l’aéronautique) [Mauduit+2017], dont l’un des enjeux est de maîtriser le taux de contraintes résiduelles et les distorsions géométriques sur la pièce après défournement. Ces défauts, déterminés en partie par les échanges thermiques au sein du procédé, peuvent être tolérés pour une pièce unique, mais deviennent critiques dans un contexte de montée en cadence.

Alternativement, dans le contexte du suivi de l’état de santé en service, les matériaux constituant les turbines aéronautiques (super-alliage base Nickel, revêtement métallique réfractaire MCrAlY, barrière thermique en céramiques, etc) subissent, eux aussi, des niveaux de température et de contrainte extrêmes, qui de plus, ne cessent de croître dans l’objectif d’augmenter le rendement des moteurs. Ces composants sont le siège de mécanisme d’endommagement précoce à la fois mécanique (localisation de la déformation, fissuration, etc.) et de réaction de surface (oxydation, nitruration etc.) qui se produisent à des petites échelles et principalement en surface [Texier+2020]. La détection précoce et le suivi de tels endommagements surfaciques est alors essentielle pour garantir la sécurité d’utilisation de ces composants à haute performance.

Positionnement et problématiques

Ainsi, l’aspect multi-matériaux et les fortes variations dans le temps des systèmes étudiés conforte la pertinence de développer de nouvelles méthodes pour mesurer les niveaux de

température et diagnostiquer leur état de santé. Cette caractérisation du comportement thermomécanique des pièces, à différentes échelles, alliée le plus souvent à une approche de type dialogue essais-calculs, permet la prédiction de l'endommagement et la mise en place d'opérations de maintenance préventive. Les méthodes optiques montrent un fort potentiel pour les mesures "in-situ" dans les conditions représentatives des applications visées et sur des gammes de température étendues.

La méthode optique de mesure de champs de température la plus utilisée est la thermographie, qui se fait au moyen d'une caméra infrarouge. Elle est non intrusive et permet d'assurer un suivi sur une grande surface, résolu dans le temps et l'espace. Cette méthode est basée sur la détection du rayonnement infrarouge émis par la pièce, dont l'émission est régie par la loi de Planck pondérée de l'émissivité. Cette dernière grandeur traduit la capacité d'émission du matériau par rapport à un corps noir qui constitue l'émetteur parfait (émissivité unitaire et isotrope). Ainsi, la température peut être déterminée si et seulement si l'émissivité du matériau est connue. Le degré de précision de la température est alors entièrement tributaire de celui de l'émissivité.

Dans l'approche la plus simple de la thermographie monochromatique, cette connaissance de l'émissivité est apportée par les données de la littérature ou par une mesure hors ligne, notamment par spectrométrie. Toutefois, cette approche peut donner lieu à de fortes dérives car l'émissivité dépend du matériau mais aussi de la longueur d'onde, de l'angle d'émission, de la température, de l'état de surface et ces grandeurs peuvent évoluer avec l'oxydation, la déformation ou encore l'endommagement de la pièce. L'émissivité, dans certains cas, peut montrer des variations spectaculaires avec le temps et la température.

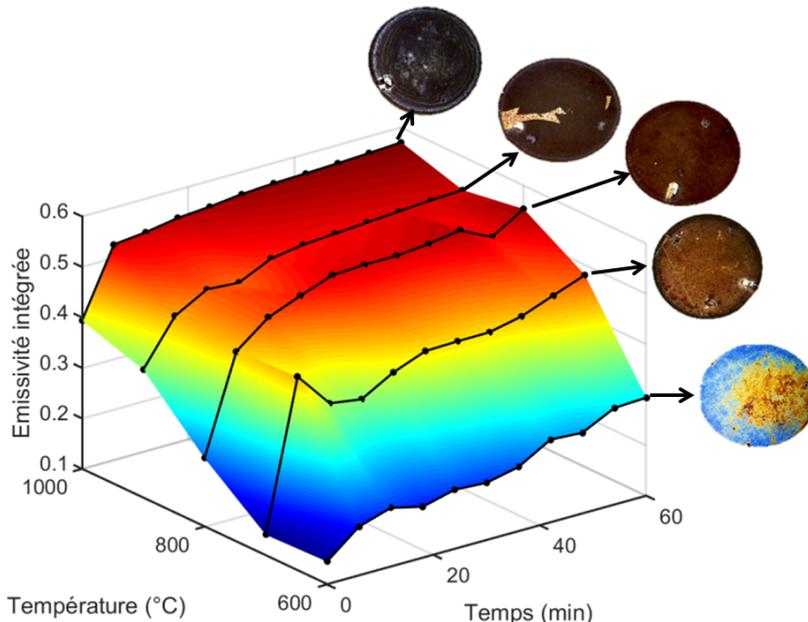


Figure 1 – Influence de la cinétique de chauffage sur l'état de surface et l'émissivité intégrée de l'alliage de titane TA6V [El Bakali2020]

La figure 1 illustre ceci, avec des photographies de pastilles d'alliage de titane TA6V ayant subi des paliers à différentes températures qui conduisent à 250% de variations d'émissivité en 1h à 1000°C.

Pour pallier à cette méconnaissance de l'émissivité, des méthodes dites bichromatiques [Thevenet+2010], puis polychromatiques [Duvaut2008] ont été développées pour s'affranchir de la connaissance de l'émissivité en introduisant un modèle de variation spectrale de l'émissivité. Ces méthodes nécessitent toutefois que le modèle reste valide tout au long de la mesure, aspect rarement validé lorsque l'émissivité varie au cours du temps pour un procédé opérant à haute température.

La thermoréfectométrie, quant à elle, permet d'appréhender la variation de l'émissivité de manière "in-situ". Elle s'appuie sur la mesure simultanée des champs de température de luminance (thermographie) et de réflectivité bidirectionnelle (réfectométrie) à plusieurs longueurs d'onde et sur un modèle de fonction de diffusion. En effet, d'après la loi de conservation de l'énergie sur un corps opaque, la mesure indirecte de l'émissivité par réfectométrie est possible en mesurant la réflectance (ou réflectivité directionnelle hémisphérique) de la surface. Cette dernière peut être calculée en intégrant les réflectivités bidirectionnelles, données pour chaque configuration d'angle, sur l'hémisphère. Cette opération s'avérant lourde expérimentalement, l'approche de la thermoréfectométrie consiste à :

- réaliser une mesure de la réflectivité dans une seule direction de détection,
- introduire un modèle de fonction de diffusion permettant de relier la réflectivité à la réflectance.

Les performances de la méthode seront donc tributaires du choix du modèle de fonction de diffusion ainsi que de son paramétrage, en fonction du matériau visé et de la configuration de l'appareillage. Les travaux antérieurs [Gilblas+2014 ; Gilblas2012 ; Sentenac+2012] ont porté sur la thermoréfectométrie bichromatique, dont l'hypothèse fondamentale est l'invariance spectrale de la fonction de diffusion (rapport des réflectivités bidirectionnelles égal au rapport des réflectances). Cette hypothèse équivaut à considérer que le matériau diffuse le rayonnement selon la même distribution angulaire entre deux longueurs d'onde proches. Il a été montré que cette hypothèse est moins contraignante que celle de corps gris (émissivité spectralement invariante), classiquement utilisée en thermographie bichromatique, ce qui permet ainsi une mesure de température vraie, résolue dans l'espace et le temps, sur des matériaux à l'émissivité spectralement dépendante. Des caractérisations par spectrométrie ont néanmoins démontré que cette hypothèse pouvait être mise en défaut dans certains cas.

Ainsi, plus récemment [Sentenac+2019], des travaux se sont focalisés sur la prise en compte d'une éventuelle variation spectrale de η , via un modèle linéaire de fonction de diffusion introduit dans un système de thermoréfectométrie polychromatique. Malgré la démonstration d'une augmentation des performances de la mesure de température, cette démarche de modélisation mathématique ne renseigne ni sur les causes de la variation spectrale de la fonction de diffusion, ni sur l'état de surface du matériau. Or la fonction de diffusion étant une propriété qui exprime la capacité du matériau à diffuser le rayonnement par réflexion, elle est intimement liée à l'état de surface.

Un champ de recherche a donc été identifié pour le développement de modèles optiques et physiques de la fonction de diffusion qui font le lien entre la topographie de la surface et la fonction de diffusion. Cette approche devrait permettre à la thermoréfectométrie de suivre dans le temps la température de façon précise sur une large gamme de matériaux, mais aussi de permettre une évaluation continue de l'état de surface. Les perspectives de détection des prémices d'endommagement thermomécanique (induisant une modification

de la surface), se concrétisent donc, et peuvent se décliner à des échelles macroscopiques tant que micrométriques.

Problématique de la thèse

Le problème abordé dans cette thèse est donc la modélisation physique de la fonction de diffusion capable de prendre en compte sa dépendance spectrale et d'identifier les paramètres qui définissent la réflexion et l'état de surface. La problématique est alors de comprendre les phénomènes physiques à l'origine de la dépendance spectrale de la fonction de diffusion. Tout d'abord, il y a l'interaction entre le rayonnement et la matière, régie par l'indice de réfraction complexe du matériau (dépendant de la température et de la longueur d'onde), qui détermine quelle part du rayonnement est réfléchi, transmise et absorbée. Vient ensuite l'interaction entre le rayonnement et la rugosité de la surface qui est à l'origine de la diffusion, la réflexion et/ou la diffraction du rayonnement. De par la nature ondulatoire du rayonnement, ces phénomènes dépendent du rapport entre les dimensions des aspérités rencontrées et la longueur d'onde. Pour les matériaux métalliques étudiés dans ce manuscrit, l'interaction rayonnement matière reste surfacique et ainsi la problématique est alors essentiellement liée à l'effet de la topographie des surfaces sur la fonction de diffusion. Le rapport entre la rugosité et la longueur d'onde est alors déterminant dans la dépendance spectrale de la fonction de diffusion.

Enfin, de la même manière qu'en thermographie passive le modèle d'émissivité conditionne la justesse de la mesure. Les modèles physiques de fonction de diffusion développés devront donc être mis à l'épreuve en les intégrant à la thermoréfectométrie et en quantifiant le biais sur la température et les paramètres identifiés.

Objectif

L'objectif de la thèse est donc de développer des modèles physiques de fonction de diffusion associés à la thermoréfectométrie polychromatique qui permettent de prendre en compte les variations spectrales de la fonction de diffusion, à partir des paramètres de rugosité, de l'indice de réfraction et de la longueur d'onde. Ces modèles, une fois intégrés dans un système de thermoréfectométrie polychromatique, devront permettre à la fois d'améliorer la précision de la mesure de température vraie en prenant en compte la dépendance spectrale de la fonction de diffusion et de suivre l'évolution de l'état de surface du matériau grâce aux paramètres des modèles physiques.

État de l'art de la modélisation de la fonction de diffusion

Pour appréhender la problématique de la modélisation de la fonction de diffusion il faut pouvoir modéliser la fonction de distribution de la réflectivité bidirectionnelle (BRDF) qui rend compte de la répartition dans tout l'hémisphère du rayonnement réfléchi par une surface. La modélisation de la BRDF balaye un large champ de recherche touchant à la synthèse réaliste d'image, la télédétection ou encore la communauté de l'ingénierie des surfaces optiques. Les modèles proposés parmi ces communautés possèdent chacun

leurs spécificités en lien avec leur domaine d'application. Ainsi, en synthèse d'image, c'est l'approche de l'optique géométrique [Cook+1981] qui est préférée en partie pour sa simplicité d'implémentation tandis qu'en optique et en physique c'est l'optique ondulatoire décrivant le phénomène de diffraction [Beckmann+1987] qui est employé pour considérer le cas des surfaces ayant des aspérités de dimensions inférieures à la longueur d'onde. Enfin, la combinaison de deux phénomènes [Holzschuch+2017] à travers un modèle de fonction de diffusion à deux échelles sera également abordé pour combler les limitations des approches à une échelle unique de rugosité. Ces différentes approches seront examinées en détail dans les chapitres suivants afin de proposer une méthode bien adaptée à la thermoréfectométrie et à la gamme de rugosité et de matériau testés dans notre étude.

Approche proposée

L'approche proposée pour choisir et valider un modèle de fonction de diffusion, qui possède à la fois un sens physique et une relative simplicité d'implémentation pour l'associer à la thermoréfectométrie, repose sur une première étape de modélisation/expérimentation au niveau des phénomènes physiques de réflexion du rayonnement et une deuxième étape d'association à la méthode de thermoréfectométrie.

La première étape a débuté par la modélisation de la fonction de diffusion à partir des modèles de réflexion de l'optique géométrique et ondulatoire qui décrivent de manière statistique l'interaction entre le rayonnement et la surface rugueuse à travers la BRDF. Plusieurs modèles de fonction de diffusion sont alors développés pour différents domaines d'application dépendant du rapport entre la dimension de la rugosité et la longueur d'onde. Ensuite, les modèles proposés sont comparés à des données expérimentales. La démarche de validation repose sur la caractérisation de la fonction de diffusion par spectrométrie et sur la mesure de la rugosité de trois échantillons au comportement allant de quasi spéculaire à diffusant. Aussi, comme tous les modèles dépendent du rapport entre la dimension de la rugosité (σ) et la longueur d'onde (λ), les mesures de fonctions de diffusion réalisées sur une large gamme de longueurs d'onde (entre $1\mu m$ et $18\mu m$) permettent, par similitude sur le rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$, de généraliser les conclusions à une grande gamme de rugosité. Enfin, l'influence de la configuration angulaire sur la dépendance spectrale de la fonction de diffusion sera abordée afin d'identifier une configuration angulaire favorable à l'hypothèse de la thermoréfectométrie bichromatique.

La deuxième étape des travaux met en jeu l'application des modèles validés précédemment en thermoréfectométrie. Une étude basée sur la simulation des performances de la méthode est entreprise à partir d'une base de donnée de matériaux métalliques balayant tous les cas modélisés en terme de rugosité/fonction de diffusion et allant d'une émissivité très faible à une émissivité élevée, le tout sur deux bandes spectrales. Cette étude permet ainsi de rendre compte de l'impact de l'émissivité et du choix des longueurs d'onde sur la justesse des résultats, dépendant de l'accord entre le modèle et la fonction de diffusion. Ensuite, les performances expérimentales de la thermoréfectométrie bichromatique et trichromatique seront évalués à partir de la précision de la température mesurée et des paramètres de rugosité identifiés. Enfin l'intérêt d'une configuration expérimentale permettant d'annuler la dépendance spectrale de la fonction de diffusion sera démontré.

Plan du manuscrit

Ce manuscrit est découpé en cinq chapitres :

- le chapitre 1 intitulé "État de l'art de la mesure radiative de température et problématique de la thermoréfectométrie" introduit et définit les concepts utiles dans le manuscrit puis décrit la thermoréfectométrie bichromatique. Les limites de cette méthode et la problématique de la thèse sont alors détaillées.
- le chapitre 2 intitulé "Modélisation physique de la fonction de diffusion" reprend les principes de base de la modélisation de l'interaction entre le rayonnement et une surface rugueuse dont la description est faite au moyen de modèles statistiques. Trois approches de modèles basées sur l'optique géométrie, l'optique physique et une combinaison des deux sont développées pour aboutir à trois modèles de fonctions de diffusion. Chacun de ces modèles est validé sur un domaine spécifique de rugosité rapportée à la longueur d'onde.
- le chapitre 3 intitulé "Validation expérimentale des modèles de fonction de diffusion" présente la validation des modèles développés dans le chapitre précédent sur des matériaux représentatifs de ces trois modèles. L'étude présente la confrontation des mesures de fonction de diffusion par spectrométrie avec les valeurs issues des modèles appliqués dans leur domaine de validité. De plus, les mesures de rugosité seront également confrontées aux résultats de l'identification de ces mêmes paramètres.
- le chapitre 4 intitulé "Simulation des performances de la thermoréfectométrie polychromatique" présente une application, en simulation, des modèles physiques de fonction de diffusion à la thermoréfectométrie. Les performances d'identification de la température et des paramètres des modèles sont étudiées pour cinq matériaux métalliques représentatifs d'une large gamme de rugosité, de fonction de diffusion et d'émissivité.
- le chapitre 5 intitulé "Évaluation expérimentale de la thermoréfectométrie polychromatique associée aux modèles physiques de fonction de diffusion" conclut le manuscrit en appliquant expérimentalement la thermoréfectométrie sur trois échantillons de la base de données précédente. L'exploitation des différents modèles est traitée tant du point de vue de la mesure de température que de l'identification des paramètres. Enfin, une ouverture est faite sur l'optimisation de la géométrie de la mesure en vue d'annuler la dépendance spectrale de la fonction de diffusion qui permet d'utiliser la thermoréfectométrie bichromatique sans biais.
- la dernière partie de ce manuscrit permet de conclure sur les différents résultats obtenus dans l'étude, d'établir une synthèse des apports de ce travail pour la méthode thermoréfectométrique pour finalement de proposer des perspectives quant à l'utilisation de cette méthode et la poursuite de son développement.

État de l'art de la mesure radiative de température et problématique de la thermoréfectométrie

1.1	Rappel des grandeurs radiométriques	7
1.1.1	Loi de Planck	8
1.1.2	Définition des propriétés radiatives des corps réels et lois de Kirchhoff	8
1.1.3	Définition de la BRDF et de la fonction de diffusion	10
1.2	État de l'art des méthodes de mesure radiative de température	12
1.2.1	Problématique de la mesure radiative de température	12
1.2.2	Présentation des méthodes passives	13
1.2.3	Présentation des méthodes actives	17
1.3	Présentation de la thermoréfectométrie et problématique de la thèse	18
1.3.1	Principe général de la thermoréfectométrie	18
1.3.2	Rappel de thermoréfectométrie bichromatique	18
1.3.3	Dépendance à l'émissivité de l'hypothèse de la thermoréfectométrie	21
1.4	Conclusion et approche de développement	23

Ce premier chapitre a pour but de présenter la thermoréfectométrie et la problématique de la thèse dans le contexte de la mesure radiative de température. La première section présente un rappel des grandeurs radiométriques nécessaires à la compréhension de l'étude. La seconde présente un état de l'art des techniques de mesure de température basées sur la détection du rayonnement thermique. Enfin la troisième section introduit la thermoréfectométrie bichromatique avec ses atouts et limites qui sont le point de départ de ces travaux de thèse.

1.1 Rappel des grandeurs radiométriques

La mesure de température sans contact se base sur la détection du flux rayonné en provenance de l'objet visé. La luminance $L^{\vec{r}}(\lambda, T)$ [$W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}$] permet alors d'exprimer le flux émis en un point dans une direction \vec{r} au travers d'une surface apparente de valeur $\cos \theta dS$ vue depuis un angle solide $d\Omega$.

$$L^{\vec{r}} = \frac{d^2\Phi^{\vec{r}}}{\cos \theta \cdot dS \cdot d\Omega} \quad [W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2}] \quad (1.1.1)$$

Où l'angle θ est l'angle entre \vec{r} et la normale à l'élément de surface dS .

1.1.1 Loi de Planck

Un corps noir est un corps théorique dont la particularité est la capacité à absorber l'intégralité du flux radiatif atteignant sa surface. Selon le principe de conservation, c'est aussi un émetteur parfait. Sa luminance spectrale dépend uniquement de la longueur d'onde d'émission et de sa température selon la loi de Planck :

$$L_0(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad [W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}] \quad (1.1.2)$$

avec $C_1 = 1, 19088.10^8 W.\mu m^4.m^{-2}$ et $C_2 = 1, 4388.10^4 \mu m.K$

1.1.1.1 Loi de Wien

Lorsque la condition $(\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) \gg 1)$ est vérifiée, la loi de Planck peut être approximée par la loi de Wien :

$$L_0(\lambda, T) \approx C_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \quad [W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}] \quad (1.1.3)$$

Cette relation, très utilisée dans le domaine du proche infrarouge, est valable à 1% près si $\lambda T < 3000 \mu m.K$. Par exemple, à 1000°C, la longueur d'onde de mesure ne doit pas excéder 2.4 μm pour garantir une erreur inférieure à 1%.

1.1.1.2 Loi de déplacement de Wien

Pour une température donnée, il existe une longueur d'onde notée λ_m où la luminance est maximale (point où la dérivée de la loi de Planck par rapport la longueur d'onde s'annule). Cette longueur d'onde est donnée par la loi de déplacement de Wien :

$$T.\lambda_m = 2898 \quad [K.\mu m] \quad (1.1.4)$$

Ainsi plus la température du corps noir est élevée, plus λ_m est petite. En outre, 96% du flux rayonné selon la loi de Planck est compris entre $0, 5\lambda_m$ et $5\lambda_m$. Cette relation est importante dans le cadre de la mesure de température car elle permet de déterminer rapidement la partie du spectre où le flux radiatif est le plus important. Par exemple, pour qu'un détecteur de la technologie InGaAs [$0.9 - 1.7 \mu m$] commence à recevoir des photons dans la plage [$0.5\lambda_m - 5\lambda_m$], il faut que la température soit supérieure à 580°C.

1.1.2 Définition des propriétés radiatives des corps réels et lois de Kirchhoff

Pour un corps réel, seule une fraction du rayonnement du corps noir est émise et ce sont les propriétés thermo-optiques du matériau comme l'émissivité qui définissent cette fraction d'énergie rayonnée. De même, les propriétés d'absorption, de réflexion et de transmission sont nécessaires pour décrire l'interaction rayonnement/matière.

1.1.2.1 Définition de l'émissivité

La notion d'émissivité, qu'elle soit spectrale ou totale, est relative à la luminance de corps noir décrite par la loi de Planck (1.1.2). L'émissivité directionnelle spectrale est définie ainsi :

$$\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) = \frac{L^{\vec{r}}(\lambda, T)}{L_0(\lambda, T)} \quad (1.1.5)$$

Où $L^{\vec{r}}(\lambda, T)$ est la luminance directionnelle spectrale de la surface à la température T .

L'émissivité directionnelle totale, notée $\varepsilon^{\vec{r}}$ s'obtient alors par intégration par rapport à la longueur d'onde :

$$\varepsilon^{\vec{r}}(T) = \frac{\int_0^\infty \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) L_0(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^\infty L_0(\lambda, T) d\lambda} \quad (1.1.6)$$

Enfin, l'émissivité hémisphérique spectrale, notée $\varepsilon^\cap(\lambda, T)$ s'obtient par intégration sur l'hémisphère $\Omega = 2\pi$ de l'émissivité directionnelle :

$$\varepsilon^\cap(\lambda, T) = \frac{\int_{\Omega^r=2\pi} L^{\vec{r}}(\lambda, T) \cos \theta^r d\Omega^r}{\int_{\Omega^r=2\pi} L_0(\lambda, T) \cos \theta^r d\Omega^r} = \frac{1}{\pi} \int_{\Omega^r=2\pi} \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) \cos \theta^r d\Omega^r \quad (1.1.7)$$

où θ_r est l'angle formé entre la normale de la surface et la direction d'émission et $d\Omega_r$ l'angle solide élémentaire. Cette dernière grandeur intégrée sur tout le spectre constitue l'émissivité hémisphérique totale.

Enfin selon les besoins, l'émissivité peut être intégrée dans une bande spectrale (émissivité intégrée) et dépend donc de la température, ou selon un angle solide donné (émissivité conique). **Dans cette étude nous nous focaliserons sur l'émissivité directionnelle spectrale qui sera nommée émissivité pour plus de simplicité.**

1.1.2.2 Définitions de la réflexion, l'absorption et la transmission et première loi de Kirchhoff

Contrairement à l'émissivité, ces trois grandeurs, comprises entre 0 et 1, sont définies par rapport à un flux incident dans la direction \vec{r} , noté $d^2\phi_i^{\vec{r}}$. La réflectivité directionnelle hémisphérique spectrale (appelée aussi réflectance) se note :

$$\rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) = \frac{d^2\phi_\rho^{\vec{r}}(\lambda, T)}{d^2\phi_i^{\vec{r}}(\lambda, T)} \quad (1.1.8)$$

De même, le coefficient d'absorption directionnel spectral s'écrit comme le rapport entre le flux absorbé et le flux incident :

$$\alpha^{\vec{r}}(\lambda, T) = \frac{d^2\phi_\alpha^{\vec{r}}(\lambda, T)}{d^2\phi_i^{\vec{r}}(\lambda, T)} \quad (1.1.9)$$

Enfin le coefficient de transmission directionnel hémisphérique spectral (également appelée transmittance) est défini comme le rapport entre le flux transmis et le flux incident :

$$\tau^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) = \frac{d^2\phi_\tau^{\vec{r}}(\lambda, T)}{d^2\phi_i^{\vec{r}}(\lambda, T)} \quad (1.1.10)$$

La première loi de Kirchhoff, qui établit le principe de conservation de l'énergie, implique que la somme de ces trois coefficients vaut 1 :

$$\alpha^{\vec{r}}(\lambda, T) + \tau^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) + \rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) = 1 \quad (1.1.11)$$

Cette relation est aussi valable pour les coefficients totaux et hémisphériques. Dans le cas d'un matériau opaque la relation se simplifie en $\alpha^{\vec{r}}(\lambda, T) = 1 - \rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T)$.

1.1.2.3 Seconde loi de Kirchhoff et application aux matériaux opaques

Dans le cas d'un système à l'équilibre thermodynamique, la seconde loi de Kirchhoff relie l'émissivité directionnelle spectrale au coefficient d'absorption :

$$\alpha^{\vec{r}}(\lambda, T) = \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) \quad (1.1.12)$$

Cette relation permet alors grâce à l'équation (1.1.11) de relier l'émissivité à la réflectance pour un corps opaque :

$$\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) = 1 - \rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) \quad (1.1.13)$$

Cette dernière expression est classiquement exploitée pour mesurer indirectement l'émissivité des matériaux opaques via la réflectance au moyen d'une sphère intégrante qui permet une détection hémisphérique.

1.1.3 Définition de la BRDF et de la fonction de diffusion

1.1.3.1 Définition de la réflectivité bidirectionnelle

La réflectivité bidirectionnelle exprime le rapport entre la luminance réfléchiée par une surface et l'éclairement reçu par celle-ci. Cette grandeur, formalisée par Nicodemus [Nicodemus+1977], est définie ci-dessous :

$$\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T) = \frac{dL^{\vec{r}}(\lambda, T)}{dE^{\vec{i}}(\lambda)} \quad [sr^{-1}] \quad (1.1.14)$$

Où $dL^{\vec{r}}(\lambda, T)$ est la luminance spectrale élémentaire quittant la surface et $dE^{\vec{i}}$ l'éclairement spectral élémentaire incident en $W.m^2.\mu m^{-1}$.

Les directions incidentes \vec{i} et réfléchies \vec{r} sont représentées sur la figure 1.1 dans le repère sphérique. Les couples d'angles (θ^i, ϕ^i) et (θ^r, ϕ^r) définissent les vecteurs unitaires \vec{i} et \vec{r} . Aussi, la réflectivité bidirectionnelle respecte le théorème de réciprocité des chemins optiques :

$$\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T) = \rho^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda, T) \quad (1.1.15)$$

La convention adoptée ici et qui sera conservée par la suite pour les grandeurs bidirectionnelles, sera de faire apparaître en exposant toujours la direction incidente avant la direction réfléchiée indépendamment du symbole utilisé pour décrire les directions.

1.1.3.2 Définition de la BRDF

La fonction de distribution de la réflectivité bidirectionnelle est une fonction qui décrit l'ensemble des réflectivités bidirectionnelles possibles dans l'hémisphère supérieur d'une

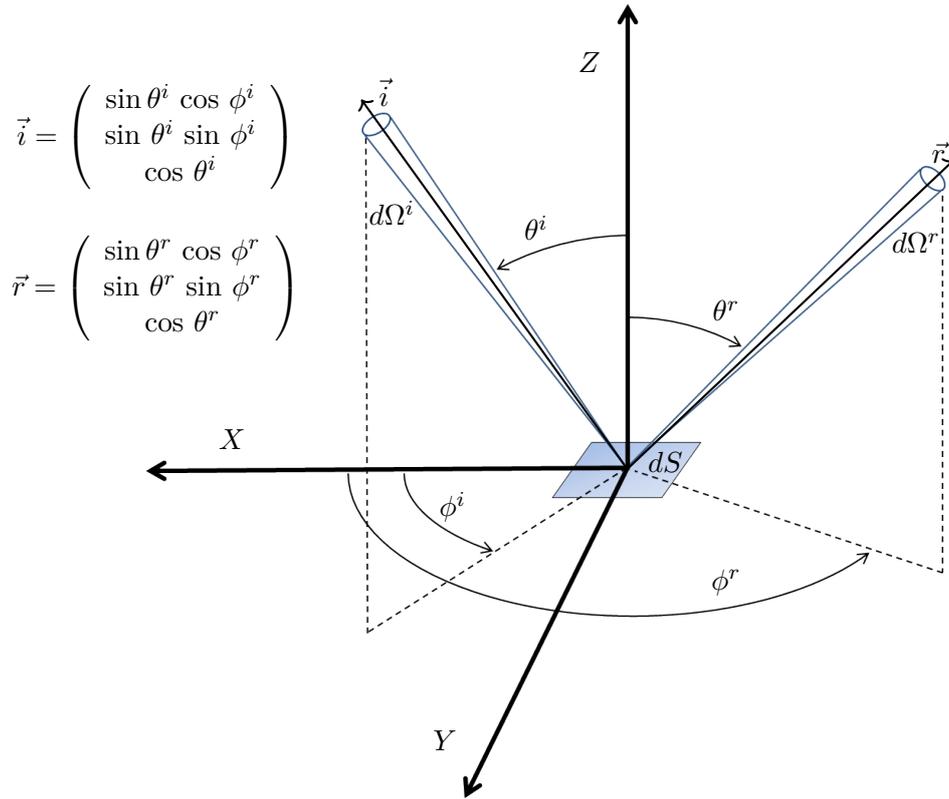


Figure 1.1 – Géométrie de la réflexion dans le repère orthonormé (X, Y, Z) avec ici le vecteur unitaire \vec{i} pointant vers la source incidente et \vec{r} la direction de réflexion et les angles solides correspondant $d\Omega^i$ et $d\Omega^r$

surface opaque. La réflectivité bidirectionnelle est ainsi une évaluation de la BRDF, pour une direction d'incidence \vec{i} et de détection \vec{r} données. Pour distinguer ces deux quantités, la convention adoptée dans la suite sera d'utiliser le terme de BRDF seulement si au moins une des directions n'est pas fixée. La BRDF sera alors notée de la manière suivante :

- $\rho^{\vec{x}, \vec{y}}$ où ici \vec{x} est la direction d'incidence et \vec{y} la direction de réflexion
- $\rho^{\vec{i}, \vec{x}}$ où la direction d'incidence est définie par la direction \vec{i} et la direction de réflexion par \vec{x}

Avec toujours les vecteurs \vec{x} et \vec{y} définis par les angles associés : θ^x, ϕ^x et θ^y, ϕ^y . En outre, la BRDF respecte naturellement le théorème de réciprocité des chemin optiques soit $\rho^{\vec{x}, \vec{y}} = \rho^{\vec{y}, \vec{x}}$.

Enfin, lorsque la BRDF sera tracée en fonction de la direction réfléchie θ^y dans le plan d'incidence, c'est à dire lorsque $\phi^x = 0^\circ$ ou $\phi^x = 180^\circ$ ($\phi^i = 0^\circ$), la convention adoptée dans la suite sera de noter les angles de réflexion négatif lorsque $\phi^x = 0^\circ$ et positif lorsque $\phi^x = 180^\circ$.

1.1.3.3 Lien entre la BRDF et la réflectance

La réflectance, introduite en équation (1.1.8), s'exprime par intégration de la BRDF de la manière suivante :

$$\rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T) = \int_{\Omega_x=2\pi} \rho^{\vec{r},\vec{x}}(\lambda, T) \cos \theta^x d\Omega^x \quad (1.1.16)$$

En remarque, l'application du théorème de réciprocity des chemins optiques ($\rho^{\vec{r},\vec{x}} = \rho^{\vec{x},\vec{r}}$) dans l'équation (1.1.16) permet de justifier la relation d'égalité entre la réflectance directionnelle hémisphérique et la réflectance hémisphérique directionnelle (dont la mesure directe nécessite une source d'incidence hémisphérique isotrope) soit $\rho^{\vec{r},\cap} = \rho_{iso}^{\cap,\vec{r}}$.

Enfin l'émissivité directionnelle (et ses quantités dérivées) peuvent aussi être définies par la BRDF en utilisant la relation (1.1.13) vue précédemment.

1.1.3.4 Définition de la fonction de diffusion et expression à partir de la BRDF

La fonction de diffusion, définie par le symbole η et d'unité sr , est un facteur spectral défini comme le rapport de la réflectance $\rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T)$ par la réflectivité bidirectionnelle $\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T)$. En utilisant l'expression de la réflectance (équation (1.1.16)), la fonction de diffusion est définie par l'expression (1.1.17) :

$$\eta^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda, T) = \frac{\rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T)}{\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T)} = \frac{\int_{\Omega_x=2\pi} \rho^{\vec{r},\vec{x}}(\lambda, T) \cos \theta^x d\Omega^x}{\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T)} \quad (1.1.17)$$

Avec en premier dans l'exposant de η : \vec{r} qui est la direction incidente pour la réflectance et ensuite \vec{i} qui est la direction incidente pour la réflectivité bidirectionnelle.

1.2 État de l'art des méthodes de mesure radiative de température

1.2.1 Problématique de la mesure radiative de température

La mesure radiative de température, appelée pyrométrie en mesure ponctuelle et thermographie en mesure de champ, se base sur la conversion du signal acquis par un détecteur, en une température. Pour un corps noir, la loi de conversion dépend alors de la loi de Planck (1.1.2), intégrée ou non sur une bande spectrale, de l'environnement et des caractéristiques de la chaîne de mesure.

Pour un corps réel, la luminance mesurée dépend en plus de l'émissivité de la surface. La température calculée avec la loi de Planck sans prise en compte de l'émissivité est alors appelé "température de luminance" ou "équivalente corps noir" notée $T_L^{\vec{r}}(\lambda)$ où \vec{r} est la direction d'observation. En reprenant l'équation (1.1.5), la luminance $L^{\vec{r}}(\lambda, T)$ est liée à l'émissivité et à la température de luminance par l'expression suivante :

$$L^{\vec{r}}(\lambda, T) = \varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) L_0(\lambda, T) = L_0(\lambda, T_L^{\vec{r}}(\lambda)) \quad (1.2.1)$$

Cette relation montre que la température de luminance est toujours inférieure ou égale à la température vraie puisque l'émissivité est comprise entre 0 et 1.

L'équation (1.2.1) peut être ensuite exprimée à partir de la loi de Wien, dans le cas où celle-ci est valide (voir eq (1.1.3)), afin d'expliciter les températures :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_L^r(\lambda)} + \frac{\lambda}{C_2} \ln(\varepsilon^r(\lambda, T)) \quad (1.2.2)$$

L'émissivité étant bornée entre 0 et 1, le terme $\frac{\lambda}{C_2} \ln(\varepsilon^r(\lambda, T))$ est toujours inférieur à 0. L'écart entre la température vraie et la température de luminance est alors d'autant plus important lorsque la longueur d'onde est élevée et l'émissivité faible. Il est ainsi très important de connaître précisément cette dernière pour éviter tout biais sur la température mesurée. Cette problématique est aussi connue sous le nom de "séparation température/émissivité (TES en anglais)".

Cependant, l'émissivité dépend de nombreux paramètres comme l'indice de réfraction complexe du matériau, l'état de surface, la direction d'émission ou encore la température. Cette problématique est particulièrement vraie pour les matériaux métalliques qui ont généralement une émissivité faible pouvant évoluer avec les modifications de la surface par des phénomènes tels que l'oxydation, les changements de phase ou encore l'ablation.

Pour résoudre ce problème, il existe différentes méthodes visant à réduire l'impact de la méconnaissance de l'émissivité sur l'erreur en température ou à s'affranchir de la connaissance de celle-ci par des hypothèses. Deux classes de méthodes sont présentées par la suite : les premières dites "passives" traitent du rayonnement provenant de la surface étudiée, dû à son émission propre. Les secondes dites "actives", introduisent une source de perturbation externe qui vient apporter une information supplémentaire sur l'objet étudié.

1.2.2 Présentation des méthodes passives

Ces méthodes formulent des hypothèses pour s'affranchir, diminuer ou corriger l'émissivité dans l'équation (1.2.1). Ces hypothèses sont établies ou vérifiées à travers une étude préalable de l'évolution des caractéristiques de l'émissivité en fonction de la température et de la longueur d'onde. Le premier type de méthodes exploite les mesures de luminance spectrale où le comportement de l'émissivité est remarquable, ou sur des domaines spectraux où l'influence de l'émissivité est faible. Le second type de méthodes est basé sur des mesures à plusieurs longueurs d'onde, l'émissivité est alors remplacée par un modèle spectral plus ou moins sophistiqué selon le nombre de longueur d'onde disponibles.

1.2.2.1 Méthodes monochromatiques

Dans cette classe de méthodes, le choix de la longueur d'onde de mesure par rapport à la température et la connaissance de l'émissivité conditionne l'erreur en température. Si la loi de Wien s'applique, alors en différenciant l'équation radiométrique réduite (1.2.2) par rapport à T , on obtient la relation suivante sur l'erreur relative en température due à l'erreur sur l'émissivité :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{C_2} \frac{\Delta \varepsilon^r}{\varepsilon^r} \quad (1.2.3)$$

Une première approche est de choisir une valeur particulière de λ où $\varepsilon^r(\lambda, T)$ est connue et indépendante de la température. Ainsi pour les matériaux diélectriques, il existe

une longueur d'onde dite "de Christiansen", liée aux fréquences de vibrations du réseau cristallin du matériau, où l'émissivité tend vers 1 [Rousseau+2005] (à condition que le matériau soit suffisamment épais pour être opaque). Pour les métaux, il existe le point χ [Deemyad+2008] où l'émissivité est différente de l'unité mais indépendante de la température.

Une autre approche retenue seulement pour les hautes températures est de réaliser des mesures dans le domaine spectral de l'ultra-violet [Herve+1997; Pierre+2008]. En effet, comme le montre l'équation (1.2.3), l'erreur en température est proportionnelle à la longueur d'onde. Ainsi, en prenant comme référence une température de $T = 1000^\circ\text{C}$, une erreur relative de 10% sur l'émissivité entraîne alors une erreur relative en température de 1.3% à $1.5\mu\text{m}$ contre 0.3% à $0.4\mu\text{m}$. En revanche, la mesure devient délicate car la faiblesse du flux émis aux courtes longueurs d'onde contraint à utiliser un dispositif de comptage de photons, solution complexe et onéreuse.

En conclusion, les méthodes monochromatiques sont performantes si le matériau étudié est suffisamment connu (en terme d'émissivité spectrale ou de connaissance de longueurs d'onde particulières) sur toute la gamme de température de mesure. La méthode est donc peu adaptée aux scènes complexes, où l'émissivité possède de fortes variations spatiales et/ou temporelles.

1.2.2.2 Méthodes bichromatiques

En pyrométrie ou thermographie bichromatique, deux mesures de luminances à deux longueurs d'onde, λ_1 et λ_2 , sont réalisées ce qui permet de relier la température au rapport des émissivités ε_r . La température est obtenue par la relation suivante (obtenu ici avec la loi de Wien (1.1.3)) :

$$\frac{1}{T} = \lambda^* \left(\frac{1}{\lambda_1 T_{L1}} - \frac{1}{\lambda_2 T_{L2}} \right) + \frac{\lambda^*}{C_2} \ln(\varepsilon_r) \quad \text{avec} \quad \lambda^* = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad \text{et} \quad \varepsilon_r = \frac{\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_1, T)}{\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda_2, T)} \quad (1.2.4)$$

L'hypothèse dite "de corps gris", où le rapport des émissivités vaut 1 pour deux longueurs d'onde proches est la plus communément admise. La température est ainsi facilement obtenue à partir des températures de luminance. Plus généralement, le rapport des émissivités aux deux longueurs d'onde est supposé connu, mais de fortes erreurs sur la température peuvent être commises si la valeur réelle de ε_r s'écarte de la valeur initiale. L'expression de l'erreur en température, résultante de l'incertitude sur ε_r , est définie ci dessous en supposant que l'incertitude sur les températures de luminance est négligeable :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda^* T}{C_2} \frac{\Delta \varepsilon_r}{\varepsilon_r} \quad (1.2.5)$$

Cette expression montre que le terme λ^* doit être minimisé afin de réduire l'impact de l'erreur sur ε_r sur la température. Ainsi, pour $T = 1000^\circ\text{C}$ et en commettant une erreur de 10% sur ε_r , l'erreur sur la température est respectivement de 2.65% pour le couple (1-1.5 μm) et de 5.3% pour le couple (1.5 - 2 μm).

La difficulté consiste à trouver un compromis dans le choix des longueurs d'onde : suffisamment proches pour réduire ε_r mais suffisamment éloignées pour que le terme λ^* , qui détermine en outre la robustesse aux incertitudes de mesures de la méthode, soit réduit. L'article [Rodiet+2016] propose une loi analogue à la loi de déplacement de Wien pour l'optimisation de la longueur d'onde.

En conclusion la méthode bichromatique est adaptée à la mesure de température seulement sur des matériaux dont le rapport des émissivités est connu et dont l'évolution est faible pendant la mesure.

1.2.2.3 Méthodes polychromatiques

Ces méthodes reposent sur des mesures de luminance à plus de deux longueurs d'onde. Les émissivités inconnues sont alors remplacées par un modèle f_ε décrivant leurs évolutions spectrales. La température et le/les paramètre(s) du modèle sont ensuite identifiés par la résolution du système d'équation suivant :

$$J \leq N - 1 \quad \begin{cases} L^{\vec{r}}(\lambda_1, T) = f_\varepsilon(P_1, P_2, \dots, P_j, \lambda_1) L_0(\lambda_1, T) \\ L^{\vec{r}}(\lambda_2, T) = f_\varepsilon(P_1, P_2, \dots, P_j, \lambda_2) L_0(\lambda_2, T) \\ \dots \\ L^{\vec{r}}(\lambda_N, T) = f_\varepsilon(P_1, P_2, \dots, P_j, \lambda_N) L_0(\lambda_N, T) \end{cases} \quad (1.2.6)$$

Où $f_\varepsilon(P_1, P_2, \dots, P_j, \lambda_i)$ est une fonction décrivant l'émissivité spectrale avec au maximum $j = N - 1$ paramètres et $L^{\vec{r}}(\lambda_i, T)$ la luminance mesurée dans la direction \vec{r} et longueur d'onde λ_i . Cette dernière peut aussi s'exprimer avec la loi de Planck $L_0(\lambda_i, T_L^{\vec{r}}(\lambda_i))$ pour faire apparaître les températures de luminances.

Deux familles de modèles se distinguent : les modèles mathématiques et les modèles physiques. Les premières sont constituées de fonctions classiques d'interpolation telles que les fonctions polynomiales ou exponentielles. Les secondes sont basées sur une description physique du comportement de l'émissivité à partir des fonctions diélectriques. Les trois modèles les plus courants pour les matériaux métalliques sont les modèles de Hagen-Rubens, de Maxwell et de Drude dont les coefficients sont reliés aux propriétés électriques du matériau. Une synthèse des différents modèles mathématiques et physiques est présentée dans l'étude bibliographique de la thèse [Dejaeghere2016], ainsi que dans les travaux de [Wen2010] et [Duvaut2008].

Ensuite, deux méthodes de résolution du système (1.2.6) se distinguent selon le nombre de paramètres du modèle et le nombre de longueurs d'onde.

Dans la méthode appelée "interpolation exacte", le modèle d'émissivité possède $j = N - 1$ inconnue et le système d'équations est alors déterminé (autant d'équations que d'inconnues). La solution du système, unique, conduit à la détermination de la température et des paramètres du modèle. Dans la seconde méthode, le nombre de longueurs d'onde est supérieur à $j + 2$ ce qui entraîne une surdétermination du système dont la résolution est assurée par la méthode des moindres carrés en utilisant par exemple l'algorithme de Levenberg-Marquardt [Gathers1992],[Bouvry+2017].

La première méthode a été très étudiée avec des modèles polynomiaux ou log polynomiaux qui permettent une linéarisation des équations radiométriques avec l'approximation de Wien. L'étude de cette méthode dans [Coates1981; Orlande+2011] mettent en évidence le problème fondamental qui tend à faire de la sur-identification ("over-fitting" en anglais) à cause du caractère mal posé du problème. L'erreur augmente lorsque le degré de liberté du modèle augmente. Ainsi, en pratique, la méthode d'interpolation n'est intéressante que jusqu'à quatre longueurs d'onde (voire trois selon les cas). Ceci implique des modèles à trois paramètres au maximum (voire deux). Au delà, tout gain

procuré par le plus grand nombre de paramètres du modèle est contrebalancé par le trop mauvais conditionnement du système.

L'augmentation du nombre de longueurs d'ondes, tout en gardant un nombre de paramètres réduit, pour sur-déterminer le système permet généralement d'augmenter la robustesse de la méthode aux incertitudes de mesure sur la luminance et donc de diminuer le risque d'over-fitting [Weng+2011], inhérent à toute méthode d'interpolation. Cette démarche est toutefois réservée à la pyrométrie polychromatique où la mesure simultanée de la luminance spectrale sur très grand nombre de canaux (101 par exemple dans [Duvaut2008]) est facilement réalisable contrairement à la thermographie polychromatique où le nombre de canaux dépasse rarement 4 ou 5 bandes spectrales.

Enfin, quelle que soit la méthode et le nombre de longueurs d'onde sélectionnées, c'est le choix du modèle d'émissivité en rapport avec le matériau et les longueurs d'onde qui va conditionner la justesse de la mesure. Une étude préalable de l'émissivité spectrale dans les conditions d'observation est alors nécessaire pour justifier l'emploi d'un modèle avec les longueurs d'onde appropriées sous peine d'introduire d'importants biais de mesure.

En conclusion, les méthodes polychromatiques permettent une résolution du problème de la méconnaissance de l'émissivité, à condition d'avoir des longueurs d'ondes et un modèle adapté à une situation de mesure particulière. Ainsi, comme cela est rapporté dans un récent état de l'art sur la pyrométrie multi-spectrale [Araújo2017], il n'existe pas de consensus sur une méthode universelle permettant de s'adapter à toutes les situations de mesures.

Dans le cadre d'une application sur des scènes multi-matériaux à haute température où les émissivités peuvent être fortement modifiées [Weng+2011], la méthode polychromatique est potentiellement mise en défaut.

1.2.2.4 Autres techniques et conclusion sur les méthodes passives

D'autres approches permettent de résoudre le problème de la séparation de la température et de l'émissivité. Une première appelée méthode des multi-températures [Clausen+1996], consiste à réaliser des mesures à plusieurs températures dont une référence à température ambiante. Le problème est alors déterminé si l'émissivité est supposée indépendante de la température. Des algorithmes utilisés en télédétection [Ash+2016; Gillespie+1998; Payan+2004] permettent aussi d'obtenir la température (au sol) en exploitant les différences de distribution spatiale et temporelle de l'émissivité, de la température et de la transmission atmosphérique. Néanmoins, ces méthodes ne sont pas applicables au suivi des procédés à haute température, où les évolutions spatio-temporelles de la température et de l'émissivité mettent en défaut les hypothèses de ces méthodes. Enfin une dernière méthode consiste à imposer la valeur de l'émissivité en ajoutant une peinture à haute émissivité (connue) ou en utilisant un dispositif augmentant l'émissivité apparente tel que le fait le "gold-cup pyrometer" [Tychowsky+1998]. Ces méthodes sont alors intrusives car elles modifient localement l'échange de chaleur.

Finalement, aucune méthode passive ne permet de mesurer la température sans contact sur une scène multi-matériaux inconnue sans a priori ou intervention sur l'émissivité. Une autre voie consiste alors à mesurer celle-ci en parallèle via une méthode active.

1.2.3 Présentation des méthodes actives

Ces méthodes reposent sur une mesure additionnelle d'absorption ou de réflexion qui grâce aux relations de Kirchhoff (cf 1.1.11 et 1.1.12), permettent d'obtenir l'émissivité et ainsi de calculer la température vraie.

1.2.3.1 Méthodes basées sur la mesure de l'absorption

Habituellement utilisée pour éliminer les réflexions du rayonnement environnant, la photothermie permet également de mesurer le rapport des émissivités à deux longueurs d'onde [Agoudjil+2006 ; Nordal+1979]. La surface est illuminée localement avec une excitation impulsionnelle ou sinusoïdale. Cette excitation génère un échauffement proportionnel au flux incident et au facteur d'absorption. La mesure des rapports des luminances induites et des rapports des flux incidents permettent de déterminer le rapport des facteurs d'absorption et donc des émissivités d'après la loi de Kirchhoff de la relation (1.1.11). Les réponses photothermiques du matériau peuvent aussi être comparées aux réponses impulsionnelle reconstruites pour en déduire la température de l'échantillon étudié. Cette méthode permet aussi d'obtenir la diffusivité thermique du matériau [Fuente+2011] ou encore de s'affranchir des réflexions parasites [Amiel+2014]. En revanche, ces techniques sont par définition intrusives puisqu'elles reposent sur la perturbation de la température de surface.

1.2.3.2 Méthodes basées sur la mesure de la réflectivité

Les méthodes basées sur la mesure de la réflectivité exploitent la deuxième relation de Kirchhoff pour les matériaux opaques (équation (1.1.12)). L'approche immédiate est donc de mesurer la réflectivité directionnelle hémisphérique à l'aide d'une sphère intégrante et d'en déduire l'émissivité. Cette solution est retenue en laboratoire, notamment en spectrométrie IRTF pour mesurer l'émissivité à la température ambiante. Pour des mesures hors laboratoire, la surface à mesurer peut être surmontée d'une cavité hémisphérique réfléchissante [Hernandez+1991]. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne permet pas d'obtenir un champ d'émissivité et qu'elle nécessite d'être en contact avec la surface d'intérêt. Dans le domaine de la micro-électronique, la thermoréfectance [Farzaneh+2009 ; Raad+2014] permet de réaliser des cartographies thermiques de circuits imprimés par une mesure relative de la réflectivité par rapport à la température. La température est alors déterminée après une calibration du coefficient de thermoréfectance associé au matériau. La méthode permet de s'affranchir de l'émission propre non thermique de composants comme les LED.

Enfin, une autre solution consiste à mesurer seulement la réflectivité bidirectionnelle (réflectivité mesurée dans une direction unique) et d'en déduire à la fois l'émissivité et la température en introduisant une inconnue supplémentaire qui est le facteur de diffusion. Cette approche a été implémentée en mesure ponctuelle sous le nom de pyroréfectométrie [Gardner+1980 ; Hernandez+2008 ; Hernandez+2009] puis de manière matricielle avec la thermoréfectométrie bichromatique [Gilblas+2014 ; Sentenac+2012]. Par rapport aux autres méthodes actives, celle-ci est très faiblement intrusive car le flux monochromatique incident est de trop faible puissance ($\approx 20 \text{ mW}$) pour avoir une influence sur la température contrairement à la photothermie.

La thermoréfectométrie sera étudiée dans la suite de ce manuscrit pour répondre à la problématique de la mesure de champs de température sur des scènes possédant de fortes évolutions spatio-temporelles de l'émissivité.

1.3 Présentation de la thermoréfectométrie et problématique de la thèse

Cette section introduit le principe général de la thermoréfectométrie dans son approche bichromatique avec ses avantages et ses limites. Cette synthèse permettra de conclure sur la problématique, les objectifs et la démarche de la thèse.

1.3.1 Principe général de la thermoréfectométrie

La thermoréfectométrie repose sur deux étapes de mesure. La première, passive, consiste à mesurer les températures de luminances aux différentes longueurs d'onde de mesure. La deuxième étape consiste à mesurer les champs de réflectivité bidirectionnelle (notée $\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T)$ [sr^{-1}]) par le biais d'une source additionnelle d'éclairément. Pour chaque longueur d'onde de mesure, l'émissivité est alors reliée à la réflectivité bidirectionnelle par le facteur de diffusion (définie dans l'équation (1.1.17)) par la relation (1.3.1) :

$$\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) = 1 - \rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T)\eta^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda, T) \quad (1.3.1)$$

Où $\eta^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda, T)$ est le facteur de diffusion spectral (découlant de la fonction introduit dans l'équation (1.1.17) qui est le rapport entre la réflectance (direction \vec{r}) et la réflectivité bidirectionnelle (directions \vec{i}, \vec{r}) à une longueur d'onde.

Ce facteur de diffusion spectral introduit est a priori inconnu à chaque longueur d'onde. Ainsi, de manière analogue à la thermographie polychromatique passive, un modèle de fonction de diffusion, noté f_η , doit être introduit afin de résoudre le système radiométrique suivant :

$$N \geq 2 \quad \begin{cases} L_0(\lambda_1, T_L^{\vec{r}}(\lambda_1)) = \left(1 - \rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_1) f_\eta(P_1, P_2, \dots, P_j, \lambda_1)\right) L_0(\lambda_1, T) \\ L_0(\lambda_2, T_L^{\vec{r}}(\lambda_2)) = \left(1 - \rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_2) f_\eta(P_1, P_2, \dots, P_j, \lambda_2)\right) L_0(\lambda_2, T) \\ \dots \\ L_0(\lambda_N, T_L^{\vec{r}}(\lambda_N)) = \left(1 - \rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_N) f_\eta(P_1, P_2, \dots, P_j, \lambda_N)\right) L_0(\lambda_N, T) \end{cases} \quad (1.3.2)$$

Où le modèle de fonction de diffusion $f_\eta(P_1, P_2, \dots, P_{N-1}, \lambda)$ décrit les variations spectrales de $\eta(\lambda, T)$ avec un maximum de $j = N - 1$ paramètres pour N longueurs d'onde.

L'hypothèse communément utilisée en pyruréfectométrie et en thermoréfectométrie bichromatique est que la fonction de diffusion est constante entre deux longueurs d'onde.

1.3.2 Rappel de thermoréfectométrie bichromatique

1.3.2.1 Écriture de l'équation de thermoréfectométrie bichromatique

Le système d'équations (1.3.2) est réécrit avec $N = 2$ et en posant $f_\eta(\eta_0, \lambda) = \eta_0$:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho(\lambda_1)} \left(1 - \frac{L_0(\lambda_1, T_L^{\vec{r}}(\lambda_1))}{L_0(\lambda_1, T)}\right) = \eta_0 \\ \frac{1}{\rho(\lambda_2)} \left(1 - \frac{L_0(\lambda_2, T_L^{\vec{r}}(\lambda_2))}{L_0(\lambda_2, T)}\right) = \eta_0 \end{cases} \quad (1.3.3)$$

En posant $R(T, \lambda) = 1 - \frac{L_0(\lambda, T_L^{\tilde{r}}(\lambda))}{L_0(\lambda, T)}$ et en substituant la constante η_0 , le système (1.3.3) est remplacé par une équation du type $F(T, \lambda_1, \lambda_2) = 0$:

$$F(T, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{R(T, \lambda_2)}{\rho(\lambda_2)} - \frac{R(T, \lambda_1)}{\rho(\lambda_1)} = 0 \quad (1.3.4)$$

La résolution du système consiste donc à déterminer les zéros de la fonction coût $F(\hat{T}, \lambda_1, \lambda_2)$. La température qui permet de résoudre l'équation (1.3.4) sera notée \hat{T} (soit $F(\hat{T}, \lambda_1, \lambda_2) = 0$). La température vraie sera notée T^* . En remarque, lorsque $\hat{T} = T^*$, le facteur R est égal à la réflectance ($R(T^*, \lambda) = \rho^{\tilde{r}, \cap}(\lambda)$).

1.3.2.2 Expression de l'erreur en température en fonction de la variation spectrale du facteur de diffusion

L'objectif de cette section est de quantifier l'impact d'une violation de l'hypothèse de base sur la température identifiée. Pour cela, on définit une pente spectrale de la fonction de diffusion :

$$\eta_1 = \frac{\eta(\lambda_2) - \eta(\lambda_1)}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta\eta}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (1.3.5)$$

Avec $\Delta\eta = \eta(\lambda_2) - \eta(\lambda_1)$ qui est la variation de la fonction de diffusion entre les deux longueurs d'onde.

La température vraie T^* est donc la solution de l'équation (1.3.6) obtenue en injectant η_1 dans le système d'équation (1.3.3) :

$$F_p(T, \lambda_1, \lambda_2, \eta_1) = \frac{R(T, \lambda_2)}{\rho(\lambda_2)} - \frac{R(T, \lambda_1)}{\rho(\lambda_1)} - \Delta\eta = 0 \quad (1.3.6)$$

Ainsi l'introduction d'une pente dans la fonction F_p revient à ajouter un terme $\eta_1(\lambda_1 - \lambda_2)$ à la fonction coût. Par conséquent F et F_p possède la même dérivé par rapport à la variable T qui vaut :

$$F'(T, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{\tilde{R}(\lambda_2, T)}{\rho(\lambda_2)} - \frac{\tilde{R}(\lambda_1, T)}{\rho(\lambda_1)} \quad (1.3.7)$$

avec $\tilde{R}(\lambda_i, T)$ qui s'explique :

1. avec la formulation de Planck :

$$\tilde{R}(\lambda_i, T) = \frac{C_2}{\lambda_i T^2} \frac{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_i T}\right)}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_i T_L^{\tilde{r}}(\lambda_i)}\right) - 1} \quad (1.3.8)$$

2. avec la formulation de Wien :

$$\tilde{R}(\lambda_i, T) = \frac{C_2}{\lambda_i T^2} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_i} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_L^{\tilde{r}}(\lambda_i)}\right)\right) \quad (1.3.9)$$

Où lorsque $T = T^*$, $\tilde{R}(\lambda_i, T^*) = \frac{C_2}{\lambda_i T^{*2}} \varepsilon^{\tilde{r}}(\lambda_i)$.

Les mesures de températures de luminance et de réflectivités bidirectionnelles étant supposées justes dans cette étude, l'erreur en température $\Delta T = \hat{T} - T^*$ est uniquement causée par la variation spectrale $\Delta\eta$.

Ainsi, à partir de la solution identifiée \hat{T} (obtenue en résolvant l'équation $F(T, \lambda_1, \lambda_2) = 0$) et connaissant η_1 , l'erreur en température peut être estimée en considérant la linéarité locale de la fonction F_p :

$$\Delta T \underset{\text{ordre 1}}{\approx} \frac{F_p(\hat{T} + \Delta T, \lambda_1, \lambda_2) - F_p(\hat{T}, \lambda_1, \lambda_2)}{F'_p(\hat{T}, \lambda_1, \lambda_2)} = \frac{-\Delta\eta}{F'(\hat{T}, \lambda_1, \lambda_2)} \quad (1.3.10)$$

avec $F_p(\hat{T} + \Delta T, \lambda_1, \lambda_2) = 0$ et $F_p(\hat{T}, \lambda_1, \lambda_2) = \Delta\eta$.

L'approximation de l'erreur au première ordre suppose que ΔT est petit. La dérivé F' de cette expression ensuite explicitée avec l'approximation de Wien (équation (1.3.9)) en fonction de l'erreur relative en température $\frac{\Delta T}{T^*}$ et de la variation relative à la fonction de diffusion moyenne, notée $\frac{\Delta\eta}{\eta_m}$ (où η_m est le facteur de diffusion moyen $\frac{\eta(\lambda_1) + \eta(\lambda_2)}{2}$) :

$$\frac{\Delta T}{T} \approx -\frac{\Delta\eta}{\eta_m} \frac{\hat{T}K}{C_2} \text{ avec } K = \frac{\eta_m}{\frac{\hat{\varepsilon}(\lambda_2)}{\lambda_2 \rho(\lambda_2)} - \frac{\hat{\varepsilon}(\lambda_1)}{\lambda_1 \rho(\lambda_1)}} \quad (1.3.11)$$

Où $\hat{\varepsilon}(\lambda_i) = \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_i} \left(\frac{1}{\hat{T}} - \frac{1}{T_L^*(\lambda_i)}\right)\right)$ est l'émissivité à \hat{T} .

Enfin, toujours en considérant des faibles accroissements, l'approximation $\frac{(1-\hat{\varepsilon}(\lambda_i))}{\eta_m} \approx \rho(\lambda_i)$ permet d'éliminer η_m de K ce qui conduit à l'expression approchée de K , noté K^* , suivante :

$$K \approx K^* = \frac{1}{\frac{\hat{\varepsilon}(\lambda_2)}{\lambda_2(1-\hat{\varepsilon}(\lambda_2))} - \frac{\hat{\varepsilon}(\lambda_1)}{\lambda_1(1-\hat{\varepsilon}(\lambda_1))}} \quad (1.3.12)$$

L'équation (1.3.12) montre que l'effet de la pente de la fonction de diffusion sur l'erreur en température dépend à la fois de l'intervalle de longueur d'onde et du couple d'émissivité. La sensibilité à l'hypothèse d'invariance spectrale de la fonction de diffusion est alors d'autant plus faible que les longueurs d'onde sont espacées et que les émissivités sont élevées et différentes. La méthode se montre ainsi complémentaire à la thermographie passive bichromatique qui elle est performante pour les matériaux à faible dépendance spectrale de l'émissivité. Pour les matériaux à faible émissivité, problématique pour les mesures passive, un strict respect de l'hypothèse d'invariance spectrale de la fonction de diffusion est requis.

1.3.2.3 Discussion sur la variation spectrale de la fonction de diffusion bichromatique

La fonction de diffusion est le rapport entre la réflectance et une réflectivité bidirectionnelle. Ces deux quantités étant associées au même matériau, l'hypothèse faite en mesure bichromatique est que le rapport des réflectivités à deux longueurs d'onde proches est égal au rapport des réflectances ce qui implique une invariance spectrale de la fonction de diffusion :

$$\frac{\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_1, T)}{\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_2, T)} = \frac{\rho^{\vec{r}, \vec{i}}(\lambda_1, T)}{\rho^{\vec{r}, \vec{i}}(\lambda_2, T)} \Leftrightarrow \eta^{\vec{r}, \vec{i}}(\lambda_1, T) = \eta^{\vec{r}, \vec{i}}(\lambda_2, T) \quad (1.3.13)$$

Cette relation est alors vraie si le matériau diffuse de la même manière le rayonnement incident aux deux longueurs d'ondes et dans les directions \vec{i} et \vec{r} . Elle est justifiée

par le fait que les deux longueurs d'ondes choisies sont assez proches pour négliger la dépendance spectrale de l'interaction entre le rayonnement et la rugosité [Gardner+1980].

Toutefois, des variations existent en pratique avec des écarts généralement inférieurs à 10% pour des longueurs d'ondes entre $1.064\mu m$ et $1.550\mu m$ sur les matériaux testés dans [Gilblas2012 ; Hernandez+2009 ; Sentenac+2019]. Ces variations de η entraînent malgré tout peu de biais de mesure en température pour les cas présentés dans ces articles où les couples d'émissivité des matériaux était plutôt favorables à l'hypothèse bichromatique. Cette sensibilité au couple d'émissivité des matériaux, traduite dans l'équation (1.3.12), est illustrée dans la suite sur des cas concrets.

1.3.3 Dépendance à l'émissivité de l'hypothèse de la thermoréfectométrie

L'expression de l'erreur relative en température en fonction de la variation relative de la fonction de diffusion de l'équation (1.3.11) est étudiée avec le terme K^* de l'équation (1.3.12) qui ne dépend que de l'émissivité et de la longueur d'onde.

L'approche adoptée pour cette étude consiste à calculer quelle variation relative de fonction de diffusion entraîne une erreur relative en température donnée (fixée à 1% ici). Ce calcul est réalisé pour tous les couples d'émissivité possibles à deux longueurs d'ondes fixes ($\varepsilon(\lambda_i) \in]0, 1]$) avec l'expression suivante :

$$\frac{\Delta\eta}{\eta_m} = \frac{C_2}{\hat{T}K^*} \frac{\Delta T}{T} \quad (1.3.14)$$

avec $\frac{\Delta T}{T}$ et \hat{T} qui sont fixés et K^* qui dépend du matériau et du choix des longueurs d'ondes.

La figure 1.2 présente l'application de l'équation (1.3.14) avec une erreur relative en température $\frac{\Delta T}{T} = 1\%$ avec $\hat{T} = 1000^\circ C$ aux longueurs d'ondes $\lambda_1 = 1.064\mu m$ et $\lambda_2 = 1.550\mu m$ en fonction des émissivités.

Cinq matériaux ont été positionnés sur la figure 1.2. L'oxyde d'Erbium et de Dysprosium représentent les cas où l'émissivité possède de très fortes variations spectrales entre λ_1 et λ_2 , l'inconel oxydé représente le cas des matériaux quasi gris et le tungstène et platine représentent le cas des métaux avec une émissivité faible et décroissante avec la longueur d'onde. Les émissivités de ces matériaux ont été reprises de la base de donnée de l'article [Sentenac+2019] et le platine de [Orosco+2019].

Deux enseignements peuvent être tirés de la figure 1.2. Le premier est que, pour des matériaux ayant une émissivité élevée, avec ou sans fortes variations, la variation relative de la fonction de diffusion doit être très importante pour entraîner une erreur relative en température de 1%. Ce propos est illustré par l'oxyde d'erbium, l'oxyde de dysprosium et l'inconel avec en particulier l'erbium où il faut une variation $\frac{\Delta\eta}{\eta_m} = 33\%$ pour avoir $\frac{\Delta T}{T} = 1\%$.

La violation de l'hypothèse d'invariance spectrale de la fonction de diffusion pour des matériaux très émissifs et/ou avec de très fortes variation spectrale est très faiblement répercutée sur l'erreur en température. L'utilisation de la thermoréfectométrie bichromatique est donc très pertinente pour ces matériaux.

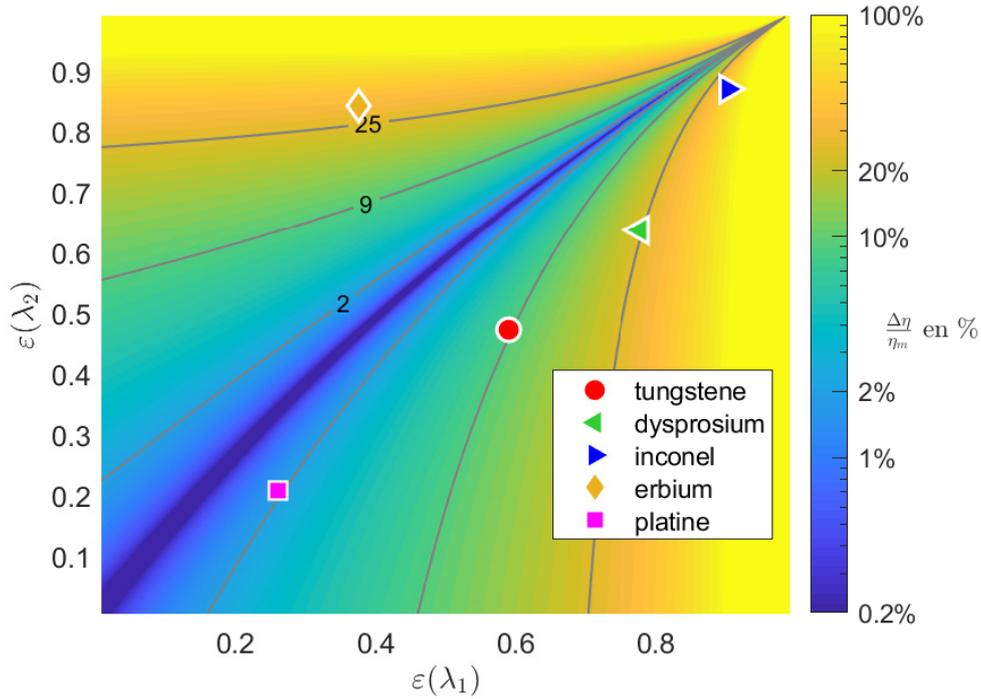


Figure 1.2 – Variation relative $\frac{\Delta\eta}{\eta_m}$ nécessaire pour obtenir une erreur relative de 1% sur la température mesurée ($\frac{\Delta T}{T}$) en fonction des émissivités aux longueurs d’onde $\lambda_1 = 1.064\mu m$ et $\lambda_2 = 1.550\mu m$ et une température de $1000^\circ C$

Le second enseignement concerne le cas des matériaux qui possèdent une émissivité faible soit le cas typique des métaux non oxydés. Pour ce type de matériau, la variation de fonction de diffusion qui entraîne une erreur de 1% en température est beaucoup plus faible que dans le cas précédent. Ainsi dans les cas du tungstène et du platine, qui ont des émissivités respectivement plutôt élevées et faibles, elle est de 9% et 1% respectivement. Ces ordres de grandeurs sont tout à fait courants en pratique puisque par exemple dans [Sentenac+2012] la fonction de diffusion du tungstène de l’exemple varie de 7.6%. D’autres résultats expérimentaux présentés au chapitre 3 montreront des ordres de grandeurs similaires avec par exemple une variation de 14% pour un échantillon de platine qui met donc en défaut la thermoréfectométrie bichromatique.

La thermoréfectométrie bichromatique est d’autant plus sensible à l’hypothèse d’invariance spectrale de la fonction de diffusion que l’émissivité du matériau mesuré est faible. Une évolution de la méthode est donc nécessaire pour ces matériaux afin d’éviter un biais de mesure en température.

En conclusion, la thermoréfectométrie bichromatique qui repose sur une hypothèse d’invariance spectrale de l’émissivité peut être appliquée avec précision sur des matériaux à l’émissivité très variable et relativement élevée. En revanche pour des matériaux de faible émissivité, la méthode est plus sensible aux variations spectrales de la fonction de diffusion ce qui peut conduire à un biais de mesure significatif si l’hypothèse n’est pas strictement respectée.

L'approche des travaux de cette thèse pour répondre à cette problématique est alors de développer la thermoréfectométrie polychromatique pour pouvoir prendre en compte ces éventuelles variations spectrales de la fonction de diffusion au travers d'un modèle qui pourra être mathématique ou physique de manière analogue à ce qui a été fait dans les méthodes polychromatiques passives. Le gain attendu est alors une meilleure justesse de la thermoréfectométrie pour des matériaux de faible émissivité (généralement métalliques).

1.4 Conclusion et approche de développement

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans l'amélioration de la méthode de mesure de température par thermoréfectométrie. L'avantage de cette méthode par rapport aux méthodes passives est qu'elle ne nécessite pas de connaissance sur l'émissivité ou d'a priori sur ses variations spectrales qui peuvent être plus ou moins complexes selon le matériau et évoluer au cours d'une mesure.

En thermoréfectométrie, l'émissivité est estimée en direct par la mesure de la réflectivité bidirectionnelle. Cependant le lien entre l'émissivité et la réflectivité bidirectionnelle nécessite l'introduction d'une inconnue : la fonction de diffusion. Cette fonction caractérise le comportement diffusant ou spéculaire d'une surface. Elle varie peu avec la longueur d'onde (généralement moins de 10% de variations) et la température identifiée et ses valeurs dépendent surtout de l'état de surface du matériau.

L'hypothèse admise en thermoréfectométrie bichromatique est que la fonction de diffusion est constante entre deux longueurs d'onde proches. L'étude de l'erreur en température en fonction de la variation spectrale de la fonction de diffusion montre que cette hypothèse est :

- très peu contraignante pour les matériaux non gris à l'émissivité élevée où même des variations de plus 20% de η entraînent une erreur inférieure à 1% sur T
- contraignante pour les matériaux non gris à faible émissivité avec dans l'exemple du platine une tolérance de 1% de variation de η pour garantir 1% d'erreur sur la température.

La méthode bichromatique est donc potentiellement mise en défaut pour cette dernière classe de matériaux si la variation spectrale de la fonction de diffusion n'est pas prise en compte.

L'objectif de la thèse est d'améliorer la thermoréfectométrie pour ces matériaux en intégrant un modèle de variation spectrale de la fonction de diffusion qui deviendra polychromatique et permettra ainsi de corriger le biais de la méthode bichromatique. L'approche développée dans la suite est une approche "physique" où la fonction de diffusion sera modélisée à partir des lois de l'optique géométrique et ondulatoire. Ces modèles intégreront l'état de surface du matériau dans un modèle statistique à travers des fonctions de densité de probabilité paramétrées par des paramètres de rugosité. Cette approche permettra une meilleure compréhension du lien entre l'état de surface et la fonction de diffusion et offrira la possibilité de suivre et d'interpréter ses évolutions par la thermoréfectométrie. Le chapitre suivant est alors consacré à la modélisation physique de la fonction de diffusion.

Modélisation physique de la fonction de diffusion

2.1	Introduction et approche de la modélisation de la fonction de diffusion .	26
2.1.1	Introduction des phénomènes physiques en jeu dans la fonction de diffusion	26
2.1.2	Approche de modélisation	27
2.2	Rappels des définitions de la rugosité	29
2.2.1	Paramètres statistiques et optiques de la rugosité	29
2.2.2	Paramètres optiques de la rugosité	33
2.3	Établissement d'un modèle à micro-facettes de la fonction de diffusion .	33
2.3.1	État de l'art des modèles à micro-facettes	33
2.3.2	Implémentation et sensibilité du modèle de BRDF à micro-facettes sélectionné	35
2.3.3	Application du modèle à micro-facettes sélectionné au calcul de la fonction de diffusion	40
2.4	Établissement d'un modèle de diffraction de la fonction de diffusion . . .	44
2.4.1	État de l'art des modèles de diffraction	44
2.4.2	Implémentation et sensibilité du modèle de BRDF basé sur la diffraction	45
2.4.3	Application du modèle de diffraction au calcul de la fonction de diffusion	47
2.5	Modèle combinant micro-facettes et diffraction	50
2.5.1	Implémentation et sensibilité du modèle de BDRF à deux échelles .	51
2.5.2	Application du modèle à deux échelles au calcul de la fonction de diffusion	55
2.6	Conclusions sur la modélisation de la fonction de diffusion et perspectives	57

Ce chapitre propose une modélisation de la fonction de diffusion, par l'application de modèles optiques, qui font le lien entre des paramètres décrivant statistiquement la topographie de la surface et la fonction de diffusion. Le plan du chapitre est annoncé à l'issue de la première section introductive.

2.1 Introduction et approche de la modélisation de la fonction de diffusion

2.1.1 Introduction des phénomènes physiques en jeu dans la fonction de diffusion

Comme indiqué dans le chapitre 1, la fonction de diffusion a été définie comme le rapport entre la réflectance et la réflectivité bidirectionnelle. Ces deux quantités peuvent être obtenues à partir d'une grandeur plus fondamentale qui est la BRDF. En effet, la réflectivité bidirectionnelle est une valeur angulaire de la BRDF, alors que la réflectance en est l'intégrale sur l'hémisphère. La modélisation de la BRDF permet donc la modélisation de la fonction de diffusion, par l'équation (1.1.17) rappelée ci-dessous :

$$\eta^{\vec{r}, \vec{i}}(\lambda, T) = \frac{\rho^{\vec{r}, \Omega}(\lambda, T)}{\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda, T)} = \frac{\int_{\Omega=2\pi} \rho^{\vec{r}, x}(\lambda, T) \cos \theta^x d\Omega^x}{\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda, T)} \quad (2.1.1)$$

avec la direction \vec{x} qui porte l'angle solide élémentaire $d\Omega^x$ et qui varie dans tous l'hémisphère noté $\Omega = 2\pi$.

La première étape est donc la modélisation de la BRDF qui, comme le montre la figure 2.1, retranscrit l'interaction du rayonnement avec le matériau représenté par une portion de surface dS .

Définition de la BRDF de la figure 1.1

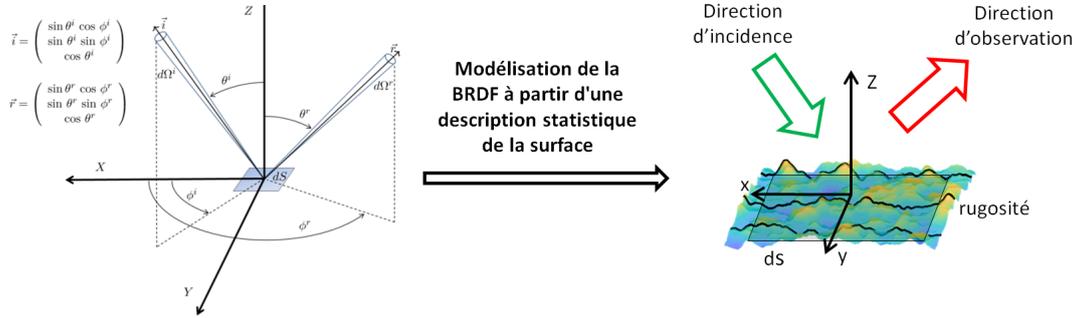


Figure 2.1 – Approche de la modélisation de la BRDF.

Les propriétés de cette surface, pour un matériau solide et opaque, lisse ou rugueuse, conditionnent la réflexion du rayonnement incident de longueur d'onde λ selon ses aspérités aux petites échelles. Ces dernières sont définies par la rugosité dont l'une des caractéristiques principales est l'écart-type des hauteurs du profil, noté σ (cf. équation (2.2.3)). La réflexion du rayonnement est généralement traitée de deux manières en optique selon la valeur du rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$ (en considérant θ^i et θ^r , défini dans la figure 1.1).

Dans le cas où le rapport $\frac{\sigma}{\lambda} \gg 1$, l'optique géométrique décrit le phénomène de réflexion dont l'onde incidente est assimilée à un ensemble de rayons. Ces derniers interagissent avec la rugosité de la surface considérée comme un ensemble d'éléments de surface spéculaires, appelés micro-facettes. La réflectivité élémentaire de chaque micro-facette est donnée par les relations de Fresnel qui seront explicitées en partie 2.3.2.1.

Les limites d'utilisation de l'optique géométrique ont été étudiées par [Fu+2008; TANG+1996; Tang+2001] à partir de simulations numériques réalisées sur des profils de rugosité générés aléatoirement. Ces études ont conclu que l'approximation de l'optique géométrique (GOA) restait applicable tant que $\sigma > 0.2\lambda$ (valeur pour $\theta_i = 0^\circ$) avec un critère sur l'erreur relative de la distribution angulaire de 20% par rapport à la solution de référence. Un critère plus restrictif sera toutefois énoncé dans ce chapitre pour correspondre mieux aux impératifs de modélisations. Les modèles statistiques de BRDF qui découlent de la GOA sont largement répandus dans la communauté de la synthèse d'images et le modèle à micro-facettes le plus courant est celui de Cook-Torrance [Cook+1981]. Après un état de l'art, nous proposerons le modèle à micro-facettes de la BRDF et le modèle de fonction de diffusion associé dans la section 2.3.

Dans le cas où le rapport $\frac{\sigma}{\lambda} \ll 1$, la nature ondulatoire de la lumière, décrite par les équations de Maxwell, doit être considérée. L'optique géométrique est alors un sous-domaine de l'optique ondulatoire. Un modèle de diffraction de la BRDF, appliqué à la fonction de diffusion, doit être mis en place pour prédire la réflexion de la surface due à la diffraction. De la même manière que précédemment, après un état de l'art, les modèles de diffraction de la BRDF et de la fonction de diffusion seront présentés dans la section 2.4.

Dans le cas de surfaces réelles, la rugosité est le résultat des nombreuses opérations mécano-thermo-chimiques subies par le matériau lors de sa mise en œuvre ou de ses conditions en service (laminage, fonderie, oxydation, fissuration, usure, ablation ...). La rugosité des surfaces revêt donc un caractère multi-échelle, voire fractal [Gong+2016], en fonction de l'échelle de description de la surface.

2.1.2 Approche de modélisation

Dans cette étude, il est supposé que la surface présente au moins deux échelles de rugosité : une grande échelle de rugosité qui respect les critères de l'optique géométrique ($\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$) et engendre le découpage de cette surface en micro-facettes ; et ensuite, une petite échelle de rugosité, bien inférieure à 0.8λ , appelée micro-rugosité, associée à chaque micro-facette. Chaque micro-facette est alors assimilée à une surface possédant une faible rugosité qui diffractera une partie du rayonnement incident.

La valeur frontière $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$ délimitant le domaine de l'optique géométrique pour la grande échelle de rugosité sera justifiée en 2.4.2.2 et 2.4.3.2. Le cas d'une surface où les deux échelles de rugosité sont de dimensions inférieures à 0.8λ ne sera pas abordée car les états de surface étudiés possèdent une rugosité suffisamment importante devant les longueurs d'onde du thermoréfectomètre. Dans le cas contraire, l'hypothèse sera faite qu'une seule échelle suffit pour modéliser la fonction de diffusion.

Cette hypothèse de rugosité à deux échelles implique donc une modélisation de la BRDF et de la fonction de diffusion qui combine les deux effets, macro et micro, de la rugosité. Comme le montre la figure 2.2, qui représente un profil de surface décrit par des micro-facettes qui possèdent une micro-rugosité.

Dans le modèle à deux échelles, la part des rayons incidents qui n'est pas réfléchié spéculairement par les micro-facettes est diffractée par la micro-rugosité. La réflexion complète est ainsi la contribution des deux phénomènes.

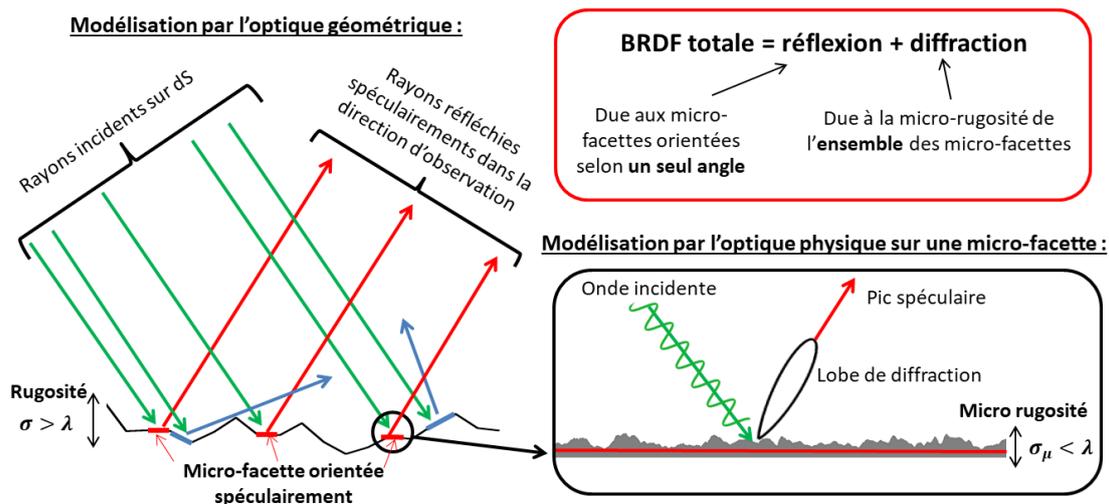


Figure 2.2 – Illustration du phénomène de réflexion à différentes échelles.

Cette approche multi-échelles a été utilisée pour décrire la réflexion des ondes radar sur la surface de la mer qui, en fonction de la houle, possède plusieurs échelles de "rugosité" [Barrick+1968 ; McDaniel+1983]. Plus récemment, des travaux expérimentaux sur la BRDF [Butler+2015 ; Li+2005] et des simulations numériques des équations de Maxwell sur des surfaces artificielles à plusieurs échelles [Yang+1995] ont également mis en évidence cette réflexion qui combine les différentes échelles de rugosité de la surface. Très récemment, dans la communauté de la synthèse d'images, l'article [Holzschuch+2017] propose un modèle combinant un modèle de micro-facettes pour décrire la réflexion provoqué par la grande échelle de rugosité et un modèle de diffraction basé sur le modèle d'Harvey-Shack [Krywonos+2011]. Le modèle de BRDF proposé comporte onze paramètres dont neuf de rugosité ce qui lui permet de s'ajuster à une très grande diversité de matériaux et d'états de surface.

Dans un contexte de mesure de température par thermoréfectométrie il est nécessaire de limiter le nombre de paramètres du modèle. En effet l'objectif n'est pas de décrire fidèlement la dépendance angulaire de la BRDF comme en synthèse d'image. L'objectif est plutôt de décrire la fonction de diffusion (qui contient moins d'informations que la BRDF) avec ses variations spectrales, en fonction d'un minimum de paramètres de rugosité qui sont voués à être déterminés par méthode inverse. Le modèle final, présenté en section 2.5, sera établi comme un modèle de BRDF et une fonction de diffusion associée, constitué de deux échelles de rugosité décrites par des paramètres statistiques en lien avec la topographie de la surface, la longueur d'onde du rayonnement incident et la configuration géométrique du thermoréfectomètre.

Le chapitre débute par le rappel des définitions, statistique et optique, de la rugosité (section 2.2). La section 2.3 sera consacrée à la présentation des modèles micro-facettes de la BRDF et de la fonction de diffusion appliqués à des surfaces avec une dimension de rugosité grande devant les longueurs d'onde. La section 2.4 présentera les modèles de diffraction de la BRDF et de la fonction de diffusion qui sont appliqués lorsque la rugosité est de dimension inférieure à la longueur d'onde. La section 2.5 synthétise le

modèle deux échelles de la BRDF et de la fonction de diffusion capables de considérer la nature multi-échelle des surfaces.

2.2 Rappels des définitions de la rugosité

Cette section présente les paramètres statistiques de la rugosité de surface qui sont classés en paramètres d'amplitude, d'espacement et hybrides (soit une combinaison des deux directions). Dans le cadre de l'optique ondulatoire la rugosité optique est ensuite introduite.

2.2.1 Paramètres statistiques et optiques de la rugosité

2.2.1.1 Définition géométrique d'une surface rugueuse et d'un profil de rugosité

Du point de vue de la géométrie analytique, une surface est décrite en trois dimensions dans un repère x, y pour les coordonnées latérales et z pour la coordonnée de hauteur. Dans le cas d'une surface isotrope (c'est à dire invariante en rotation), une seule coordonnée latérale suffit pour caractériser la rugosité. L'étude n'est plus sur des surfaces mais des profils qui sont repérés par la coordonnée de hauteur z le long de l'axe x . L'origine de l'axe z est définie par la ligne moyenne des hauteurs ($\bar{z} = \frac{1}{L} \int_0^L z dx = 0$). **Dans les définitions suivantes la moyenne des hauteurs z sera toujours considérée comme nulle.**

2.2.1.2 Modélisation du profil de la rugosité selon la coordonnée z

La fonction de densité de probabilité (PDF probability density function), noté $p(z)$, décrit la répartition statistique des hauteurs représentées par la variable aléatoire z . La probabilité $\mathbb{P}(h_1 \leq z \leq h_2)$ se calcule alors par intégration de $p(z)$ selon l'équation suivante :

$$\mathbb{P}(h_1 \leq z \leq h_2) = \int_{h_1}^{h_2} p(z) dz \quad (2.2.1)$$

Avec $\mathbb{P}(h_1 \leq z \leq h_2)$ qui est la probabilité qu'un point de la surface soit compris entre l'altitude h_1 et h_2 où par définition $\mathbb{P}(-\infty \leq z \leq \infty) = 1$.

La forme de la PDF est généralement caractérisée par ses moments centraux $m_n^c = \int_{-\infty}^{\infty} z^n p(z) dz$. Le moment central d'ordre 1 est par définition nul, celui-ci est remplacé par la dimension caractéristique notée R_a qui est la moyenne arithmétique des hauteurs :

$$R_a = \int_{-\infty}^{\infty} |z| p(z) dz = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_0^L |z(x)| dx \quad (2.2.2)$$

Où L est la longueur de profil étudié le long de la coordonnée x .

L'écart-type noté σ est associé au moment d'ordre 2 :

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} z^2 p(z) dz = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_0^L z^2(x) dx \quad (2.2.3)$$

σ , dont le carré est la variance, caractérise la dispersion des valeurs $z(x)$ autour de la moyenne (nul ici).

Le calcul du moment d'ordre 3 fournit le coefficient d'asymétrie (Sk) (skewnes en anglais) qui est défini sous la forme normalisée suivante :

$$Sk = \frac{1}{\sigma^3} \int_{-\infty}^{\infty} z^3 p(z) dz = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{\sigma^3 L} \int_0^L z^3(x) dx \quad (2.2.4)$$

Une valeur de Sk égale à zéro indique une distribution symétrique, tandis qu'une valeur non nulle, signifie que la distribution est asymétrique. Si $Sk < 0$, il peut s'agir d'une dominance de pores et des rayures et si $Sk > 0$, il peut indiquer une dominance des bosses ou de sommets.

L'aplatissement (kurtosis en anglais et noté ku) est défini par rapport au moment d'ordre 4 normalisé :

$$ku = \frac{1}{\sigma^4} \int_{-\infty}^{\infty} z^4 p(z) dz = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{\sigma^4 L} \int_0^L z^4(x) dx \quad (2.2.5)$$

Ce paramètre décrit la finesse de la topographie de surface. Une valeur élevée de ce coefficient traduit une forte stabilité de la surface avec seulement quelques sommets ou vallées.

Il est généralement admis que la fonction de densité de probabilité des hauteurs du profil suit une loi normale [Marx+1990] caractérisée par son écart-type σ (2.2.3) :

$$p(z) = \frac{\exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma^2}\right)}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad (2.2.6)$$

Ce modèle sera retenu dans la suite de l'étude. La comparaison du modèle avec des données expérimentales sera faite au chapitre 3.

2.2.1.3 Modélisation de l'espacement de la rugosité selon la coordonnée x

La PDF des hauteurs rend compte de la répartition statistique des points z du profil mais ne rend pas compte de leur corrélation le long de l'abscisse x qui explique la présence des aspérités. La fonction d'auto-corrélation (ACF) décrit cette information manquante en quantifiant la corrélation entre la fonction décrivant le profil de rugosité $z = f(x)$ et cette même fonction tradatée d'une distance τ qui est la variable de l'ACF :

$$ACF(\tau) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L\sigma^2} \int_0^L z(x) z(x + \tau) dx \quad (2.2.7)$$

Lorsque $\tau = 0$, la fonction d'auto-corrélation vaut 1 (chaque point du profil est corrélé avec lui même) puis décroît pour tendre jusqu'à 0 lorsque $\tau x \rightarrow \infty$ dans le cas d'un processus stochastique.

Le paramètre de rugosité permettant de décrire la perte de corrélation est appelé longueur d'auto-corrélation, noté CL , et est généralement définie comme la valeur à partir de laquelle $ACF(\tau = CL) = \exp(-1)$ (36.8%) [Bhushan2000]. Qualitativement, pour un écart-type de hauteurs donné, plus la longueur d'auto-corrélation est grande et plus les aspérités du profil de rugosité sont larges. Ce propos est illustré par la figure 2.3 où plusieurs profils de rugosité ayant une fonction de densité de probabilité des hauteurs gaussiennes, avec $\sigma = 2 \mu m$, et pour différentes longueurs d'auto-corrélation CL d'une

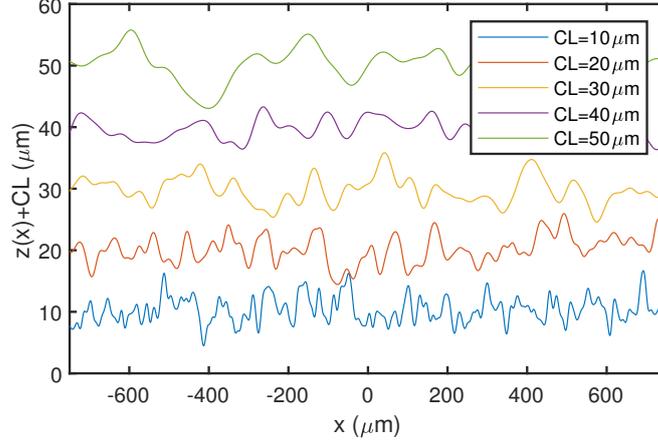


Figure 2.3 – Profils de rugosité gaussiens avec le même écart-type des hauteurs ($\sigma = 2 \mu m$) pour plusieurs longueurs d’auto-corrélations CL .

ACF gaussienne. Il est alors clair que, pour un même σ , plus CL est petit et plus le profil est irrégulier ce qui renforcera sa capacité à diffuser le rayonnement.

Une manière alternative pour étudier latéralement un profil de rugosité consiste à analyser spectralement le profil $z(x)$ à l’aide de la transformée de Fourier pour obtenir la fonction de densité spectrale de puissance du profil (PSDF en anglais) :

$$PSDF(f_x) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \left[\int_0^L z(x) \exp(-if_x x) dx \right]^2 \quad (2.2.8)$$

Où f_x est la fréquence spatiale. La relation entre la PSDF et la ACF est la suivante :

$$PSDF(f_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma^2 ACF(\tau) \exp(-if_x \tau) d\tau \quad (2.2.9)$$

Il existe une grande variété de modèle d’ACF et/ou de PSDF pour décrire la rugosité [Gong+2016 ; Mack2011]. De manière générale l’ACF est décrite par un modèle à décroissance exponentielle selon l’équation suivante [Marx+1990] :

$$ACF(\tau) = \exp \left(- \left(\frac{\tau}{CL} \right)^{2\alpha} \right) \quad (2.2.10)$$

Où α est l’exposant de rugosité. Le cas particulier avec $\alpha = 1$ correspond au modèle d’ACF gaussien et le cas où $\alpha = 0.5$ au modèle exponentiel. Ce dernier possède la particularité d’avoir un comportement d’auto-similarité (au sens statistique) aux petites distances τ . Un tel comportement, appelé communément fractal, implique qu’un "zoom" sur une portion de surface révèle toujours une rugosité sous-jacente.

Ce comportement est présent pour d’autres valeurs de α . Les modèles d’ACF exponentiels et gaussiens possèdent aussi une expression analytique de PSDF [Mack2011]. En revanche pour la plupart des autres cas, les modèles ne sont définis analytiquement qu’en ACF ou en PSDF. C’est par exemple le cas des modèles fractals [Bhushan2000] ou encore le

modèle "K-corrélation" (appelé aussi "ABC modèle") [Dittman2006 ; Stover1995], qui sont exprimés en PSDF.

Les modèles de PSDF sont alors couramment utilisés pour modéliser la BRDF de surface optique qui ont une rugosité très inférieure à la longueur d'onde. En revanche lorsque la rugosité est grande devant la longueur d'onde, le rayonnement devient sensible à la distribution statistique des pentes du profil de rugosité décrite dans la suite.

2.2.1.4 Modélisation des pentes

Dans ce type de description, la variable aléatoire considérée est la dérivée $z' = \frac{dz}{dx}$ du profil. De manière analogue à l'étude des hauteurs, le principal paramètre associé à l'étude des pentes est son écart-type, noté m , qui est le second moment de la fonction de densité de probabilité des pentes noté $p(z')$. Celui-ci peut alors être obtenu d'une manière alternative à partir de la fonction d'auto-corrélation non normalisée (ACF^*) par σ^2 [Dierking2000] :

$$m^2 = -\sigma^2 \frac{\partial^2 ACF^*}{\partial^2 \tau} \Big|_{\tau=0} \quad (2.2.11)$$

Une telle description implique que chaque point du profil admet une tangente. Ainsi les modèles de rugosité basés sur une fonction d'auto-corrélation exponentielle ou plus généralement par une description fractale ne peuvent être étudiés directement par des pentes car celles-ci ne peuvent pas être définies mathématiquement. Toutefois, pour de tels modèles une distance minimal entre deux points (ce qui revient à définir une fréquence maximale pour la PSDF) peut être définie afin de pouvoir définir une pente locale sur le profil. La valeur de m est alors dépendante de la distance/fréquence choisie [Dierking2000].

Dans le cas particulier où la fonction d'auto-corrélation est gaussienne (et que la PDF des hauteurs est gaussienne), la PDF des pentes est alors également gaussienne. Son paramètre associé, l'écart type des pentes noté m , est relié à σ et T par l'équation suivante :

$$m = \left(-\frac{\partial^2}{\partial^2 \tau} \left[\sigma^2 \exp \left(-\left(\frac{\tau}{CL} \right)^2 \right) \right] \Big|_{\tau=0} \right)^{1/2} = \frac{\sqrt{2}\sigma}{CL} \quad (2.2.12)$$

La fonction de densité de probabilité des pentes est alors la suivante :

$$p(z') = \frac{\exp\left(-\frac{z'^2}{2m^2}\right)}{m\sqrt{2\pi}} \quad (2.2.13)$$

Cette dernière expression est vraie dans le cas d'une PDF gaussienne pour n'importe quelle fonction d'auto-corrélation ayant une dérivée définie en $\tau = 0$ ([Stover1995]). Ainsi, pour une même densité de probabilité des pentes, il existe une infinité de profils de rugosité différents avec différents couples d'ACF et de σ . Ce modèle sera retenu pour la modélisation de la BRDF en optique géométrique à partir des micro-facettes pour son aspect générique.

2.2.2 Paramètres optiques de la rugosité

En optique ondulatoire, une rugosité optique g est introduite. Elle dépend de la longueur d'onde λ et des angles d'incidences θ^i et de réflexions θ^r comme suit.

$$g = \left(\frac{2\pi\sigma(\cos\theta^i + \cos\theta^r)}{\lambda} \right)^2 \quad (2.2.14)$$

Dans le cas d'une réflexion spéculaire ($\theta^i = \theta^r = \beta$) on définit :

$$g_{\text{Spec}} = \left(\frac{4\pi\sigma \cos\beta}{\lambda} \right)^2 \quad (2.2.15)$$

avec β qui définit l'angle de réflexion spéculaire (angle d'incidence et angle de réflexion identique).

Cette grandeur est introduite dans le calcul du rapport entre la puissance réfléchie dans le pic spéculaire P_{Spec} et la puissance totale P_{tot} qui est donnée par la relation de Davies [Davies1954] pour une distribution des hauteurs gaussienne :

$$\frac{P_{\text{Spec}}}{P_{\text{tot}}} = \exp(-g_{\text{Spec}}) \quad (2.2.16)$$

De même, le rapport entre la puissance diffractée P_{Diff} et la puissance totale, appelé *TIS* (Total Integrated Scatter), est donné par le complément de l'équation précédente soit :

$$\text{TIS} = \frac{P_{\text{Diff}}}{P_{\text{tot}}} = 1 - \frac{P_{\text{Spec}}}{P_{\text{tot}}} = 1 - \exp(-g_{\text{Spec}}) \quad (2.2.17)$$

Cette expression est utilisée pour la mesure optique de la rugosité [Rakels1996] lorsque la rugosité optique g est très petite et qu'un pic de réflexion spéculaire peut être distingué du reste de puissance diffractée. Généralement lorsque $g \ll 1$, les surfaces sont dites lisses avec un rapport $\frac{\sigma}{\lambda} < 0.05$ [Vorburger+1993] et le *TIS* est approximativement égal à g quelle que soit la distribution des hauteurs [Stover1995]. Dans la suite, pour ne pas alourdir les notations, ce sera le rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$ qui sera donné au lieu de g pour classer les domaines de validité des différents modèles en ne prenant pas en compte les angles.

2.3 Établissement d'un modèle à micro-facettes de la fonction de diffusion

Comme cela a été indiqué en introduction, pour le cas où $\sigma \gg \lambda$, le modèle de fonction de diffusion peut être dérivé selon l'équation (1.1.17) du modèle à micro-facettes de la BRDF. Suite à un bref état de l'art, les modèles de BRDF et de fonction de diffusion à micro-facettes sont proposés.

2.3.1 État de l'art des modèles à micro-facettes

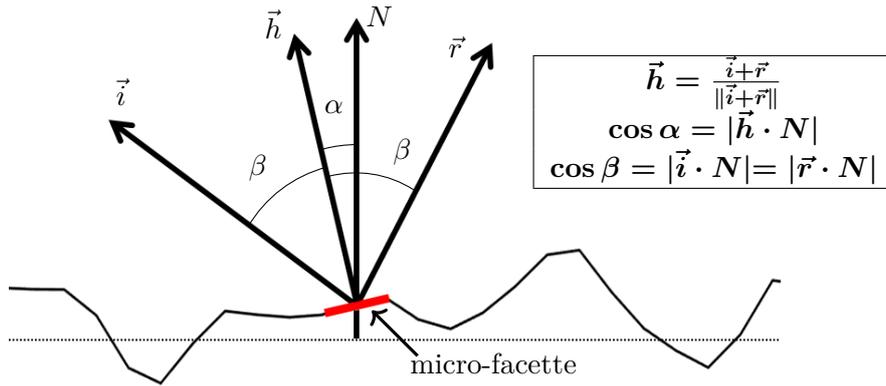
Le premier modèle de BRDF à micro facettes, largement repris par la suite dans la communauté de la synthèse d'images, est le modèle de Torrance-Sparrow [Torrance+1967]. La fonction modélisant la réflectance est constituée de trois fonctions élémentaires :

- la fonction $F(n, k, \beta)$, intégrant les équations de Fresnel (cf. équations (2.3.3)), décrit les réflexions spéculaires sur les micro-facettes en fonction des indices optiques et de l'angle d'incidence β .
- la fonction de distribution des normales des micro-facettes, notée $D(\alpha)$, avec α l'angle de la normale de facette (un angle ϕ est introduit dans le cas d'une distribution anisotrope).
- la fonction d'ombrage/masquage, notée $G(\theta^i, \theta^r)$, normalise le modèle en éliminant d'une part les rayons masqués par une micro-facette après une réflexion et d'autre part la fraction de surface qui ne contribue pas à la réflexion à cause de l'ombre projetée d'un micro-facette. L'ombrage et le masquage sont représentés sur la figure 2.4b. Cette normalisation ne considère pas les multi-réflexions.

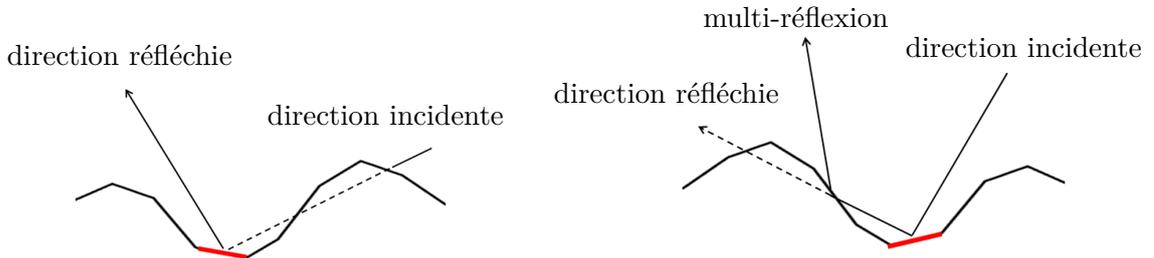
Ces trois fonctions forment le modèle de BRDF à micro-facettes qui s'écrit :

$$f_{\rho}^{\text{face}}(\theta^i, \theta^r, \phi, n, k) = \frac{F(\beta, n, k) D(\alpha) G(\theta^i, \theta^r)}{4 \cos \theta^i \cos \theta^r} \quad (2.3.1)$$

Où les angles β et α sont entièrement définis par les angles θ^i, θ^r et ϕ et les relations décrites sur la figure 2.4a.



(a) Illustration d'une micro-facette contribuant à la réflexion du rayonnement entre \vec{i} et \vec{r}



(b) Micro-facette non éclairée (effet d'ombrage)

(c) Micro-facette masquée

Figure 2.4 – Définition du repère lié à une micro-facette pour une réflexion dans le plan contenant \vec{i} et \vec{r} et illustration des effets d'ombrages et de masquages.

Les expressions des deux fonctions élémentaires, D et G , ont fait l'objet de nombreux travaux dans la communauté de la synthèse d'images. Une des premières fonctions

élémentaires de distribution D est la distribution de Beckmann [Beckmann+1987], valide si $\sigma \gg \lambda$, qui a été introduite dans le modèle de Cook-Torrance [Cook+1981]. Cette fonction fait l'hypothèse d'une densité de probabilité gaussienne des pentes. Plus récemment, Ashikmin [Ashikmin+2000] a proposé une généralisation du modèle de micro-facettes dérivée à partir de n'importe quelle PDF des pentes. La relation [Heitz2014a] entre la fonction de distribution des normales et la fonction de densité de probabilité des pentes s'exprime selon l'équation suivante :

$$D(\vec{h}) = \frac{p(z')}{\cos^4 \alpha} \quad (2.3.2)$$

Où $z' = \sqrt{(\frac{\partial z}{\partial x})^2 + (\frac{\partial z}{\partial y})^2}$ et $p(z')$ est la fonction de densité de probabilité des pentes qui est considérée comme isotrope. Dans des travaux plus récents, pour améliorer le rendus réalistes des surfaces, de nouvelles fonctions D ont été introduites [Ribardière+2017; Walter+2007].

Les fonctions d'ombrage et de masquage G les plus couramment utilisées, communes aux modèles de Torrance-Sparrow et de Cook-Torrance, font l'hypothèse que chaque micro-facette, dans le même plan d'incidence, forme une cavité en "V". Bien que peu réaliste, cette approche présente l'avantage d'un calcul analytique du terme d'ombrage indépendamment de la fonction D . Smith [Smith1967] propose un modèle analytique de masquage pour des surfaces gaussiennes en faisant l'hypothèse que la distribution de l'orientation des facettes est dé-corrélée de la distribution des hauteurs (sans ACF donc). Les simulations basées sur des surfaces gaussiennes générées explicitement montrent que cette hypothèse entraîne une erreur relative par rapport à l'ombrage exact toujours inférieure à 4% ([Christophe+2000]). La méthode de calcul de l'ombrage de Smith peut être appliquée à d'autres distributions de facettes. La fonction d'ombrage est alors obtenue par intégration numérique [Ribardière+2017; Walter+2007] ou analytiquement dans quelques cas [Heitz2014a].

Pour la suite, **nous retenons pour le modèle de BRDF une fonction de distribution D qui est basée sur une distribution gaussienne des pentes** et est explicitée par la fonction de Beckmann (dans le cas où $\sigma \gg \lambda$) qui sera explicitée dans l'équation (2.3.8). Ce modèle se limite à la prise en compte d'une seule réflexion avec la fonction d'ombrage/masquage qui élimine tout rayon ayant une seconde interaction avec une micro-facette. Il est néanmoins possible à partir de la fonction d'ombrage de Smith de prendre en compte ces multi-réflexions [Heitz+2016] mais un tel ajout ne sera pas nécessaire au vu de l'absence ou faible contribution de cet effet pour les cas étudiés. **La fonction de masquage G de Smith est retenue.** Elle sera explicitée dans l'équation (2.3.9).

2.3.2 Implémentation et sensibilité du modèle de BRDF à micro-facettes sélectionné

Les hypothèses du modèle sont rappelées si dessous :

- la fonction de probabilité (PDF) des hauteurs est gaussienne,
- la fonction de probabilité (PDF) des pentes est gaussienne,
- la corrélation spatiale des micro-facettes est négligée dans le calcul de l'ombrage avec la fonction de Smith,

- la contribution des multi-réflexions n'est pas considérée,
- la lumière incidente est supposée non polarisée,
- seule l'interaction surfacique est modélisée.

Les expressions des différentes fonctions constituant l'équation (2.3.1) sont détaillées dans les paragraphes ci-dessous.

2.3.2.1 La fonction de Fresnel F

La fonction de Fresnel $F(\beta, n, k)$ est décrite par l'équation (2.3.3) où le rayonnement incident est supposé non polarisé :

$$F(\beta, n, k) = \frac{F_{\perp}(\beta, n, k) + F_{\parallel}(\beta, n, k)}{2} \quad (2.3.3)$$

Les fonctions de Fresnel des composantes de polarisation $F_{\perp}(\beta, n, k)$ et $F_{\parallel}(\beta, n, k)$ sont explicitées ci-dessous :

$$F_{\perp}(\beta, n, k) = \frac{(\cos\beta - p)^2 + q^2}{(\cos\beta + p)^2 + q^2} \quad (2.3.4)$$

$$F_{\parallel}(\beta, n, k) = \frac{(p - \sin\beta \tan\beta)^2 + q^2}{(p + \sin\beta \tan\beta)^2 + q^2} F_{\perp}(\beta, n, k) \quad (2.3.5)$$

où

$$p^2 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(n^2 - k^2 - \sin^2\beta)^2 + 4n^2k^2} + (n^2 - k^2 - \sin^2\beta) \right] \quad (2.3.6)$$

$$q^2 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(n^2 - k^2 - \sin^2\beta)^2 + 4n^2k^2} - (n^2 - k^2 - \sin^2\beta) \right] \quad (2.3.7)$$

Ces équations découlent de la résolution des équations de Maxwell dans [Modest2013].

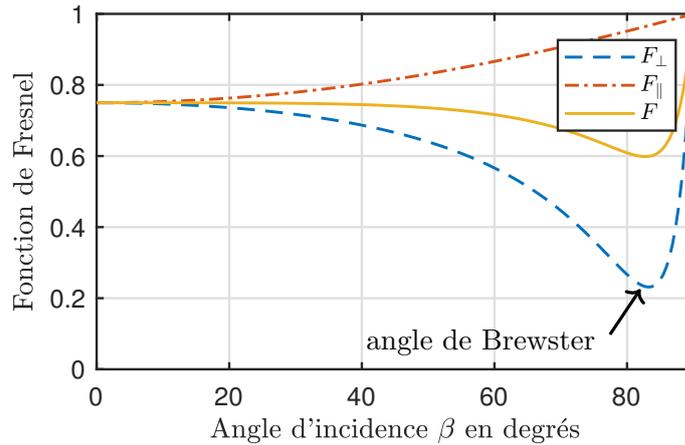


Figure 2.5 – Fonction de Fresnel pour le platine (métal) ($n=5.29$ $k=6.71$ à $2 \mu m$ [Modest2003])

La fonction de Fresnel, calculée avec les indices optiques (n et k), du platine, est représentée sur la figure 2.5. Son comportement est représentatif des métaux dans

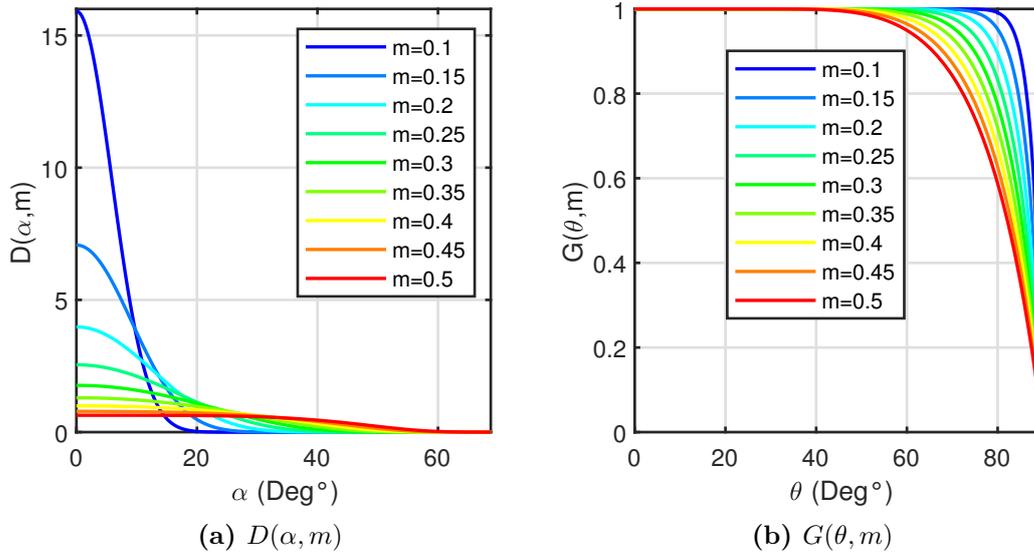


Figure 2.6 – Fonction de distribution des normales en fonctions de l’angle de facette et fonction de masquage en fonction de l’angle α pour D et de θ^i ou θ^r pour G et pour différents écart-type de pentes m

l’infrarouge à savoir une quasi constance de la fonction aux angles proches de $\beta = 0$ puis une baisse aux angles d’incidences plus élevés.

2.3.2.2 La fonction de distribution statistique D

La fonction de distribution statistique des normales des micro-facettes, $D(\alpha, m)$, appelée distribution de Beckmann, est exprimée dans l’équation (2.3.8).

$$D(\alpha, m) = \frac{\exp\left(-\frac{\tan^2 \alpha}{2m^2}\right)}{2\pi m^2 \cos^4 \alpha} \quad (2.3.8)$$

Où m correspond à l’écart-type des pentes qui est défini selon l’équation (2.2.12).

La fonction $D(\alpha, m)$ est représentée sur la figure 2.6a en fonction de l’angle de micro-facette α avec plusieurs valeurs de m , jusqu’à $m = 0.5$ (qui n’a pas été dépassée en pratique). La fonction D diminue avec l’angle α et son maximum diminue avec l’augmentation de m , ainsi que la largeur du lobe. En outre, le maximum de la fonction, centré en $\alpha = 0$ (facette horizontale) est de moins en moins distinct à mesure que m augmente (des valeurs de m plus importantes conduisent par ailleurs à un déplacement de ce maximum).

2.3.2.3 La fonction d’ombrage/masquage G

La fonction d’ombrage/masquage G de Smith a été retenue sous sa forme non corrélée qui traite les effets d’ombrage et de masquage de manière indépendante par une même

fonction décrite dans l'équation suivante [Heitz2014a] :

$$G(\theta, \beta, m) = \frac{\Theta(\cos \beta)}{1 + \Lambda(\theta, a)} \text{ avec } \Lambda(\theta, a) = \frac{\operatorname{erf}(a) - 1}{2} + \frac{1}{2a\sqrt{\pi}} \exp(-a^2) \quad (2.3.9)$$

avec $a = \frac{1}{\sqrt{2m \tan \theta}}$, Θ est la fonction de Heaviside qui élimine les réflexions aberrantes sur une facette ($\beta > 90^\circ$) et erf est la fonction erreur. L'angle θ est alors θ^i pour l'ombrage et θ^r pour le masquage. La prise en compte simultanée du masquage et de l'ombrage se fait alors en multipliant la fonction G pour les angles d'incidence et de réflexion soit :

$$G(\theta^i, \theta^r, \beta, m) = G(\theta^i, \beta, m)G(\theta^r, \beta, m) \quad (2.3.10)$$

La fonction $G(\theta, \beta, m)$, de l'équation (2.3.9), est tracée sur la figure 2.6b en fonction de l'angle θ qui prend la valeur θ^i pour l'ombrage et θ^r pour le masquage. La figure montre que ces deux phénomènes sont négligeables pour des faibles valeurs des angles d'incidences (et réciproquement de réflexion) inférieurs à 45° sur toute la gamme des écart-types de pentes m . Les angles d'incidence du thermoréfectomètre étant en pratique toujours inférieurs à 45° , l'ombrage pourra être négligé dans le modèle de BRDF ($G(\theta^i, \beta, m) \approx 1$). L'effet du masquage sera alors visible uniquement pour les angles de réflexion élevés et les valeurs de m élevées.

2.3.2.4 Expression du modèle de BRDF à micro-facettes

L'expression du modèle complet de BRDF à micro-facettes est rappelée ci-dessous :

$$f_{\rho}^{\mu\text{face}}(\theta^i, \theta^r, \phi, n, k, m) = \frac{F(\beta, n, k) D(\alpha, m) G(\theta^i, \theta^r, \beta, m)}{4 \cos \theta^i \cos \theta^r} \quad (2.3.11)$$

Ce modèle est tracé sur les figures 2.7a et 2.7b en fonction de l'angle de réflexion θ_x dans le plan d'incidence pour deux angles d'incidence ($\theta^i = 0^\circ$ et $\theta^i = 15^\circ$) et pour plusieurs écarts-types de pente de $m = 0.1$ à $m = 0.5$.

Dans le cas d'une incidence normale (figure 2.7a), les BRDF sont symétriques autour de l'angle de réflexion spéculaire $\theta^r = \theta^i = 0^\circ$ qui correspond au maximum de la BRDF lorsque $m < 0.3$. Pour des valeurs de m plus grandes, le maximum de la BRDF est à l'extérieur de l'angle de réflexion spéculaire. Ce décalage angulaire du maximum est causé par "l'aplatissement" de la fonction D avec les fortes valeurs de m (voir figure 2.6a) et par le terme en $\frac{1}{\cos \theta^r}$ de la BRDF.

Dans le cas où l'angle d'incidence est non nul (figure 2.7b), les BRDF ne sont plus strictement symétriques autour de l'angle de réflexion spéculaire principalement à cause du terme $\frac{1}{\cos \theta^r}$. Aussi, le maximum de la BRDF est toujours décalé par rapport à l'angle de réflexion spéculaire. Cet effet est d'autant plus marqué que m est grand. C'est l'interprétation de ce phénomène qui est détaillée dans l'article original de Torrance-Sparrow [Torrance+1967]). Une quasi symétrie autour de l'angle spéculaire est toutefois observée pour des petits m . Pour établir cet effet, il faut revenir à la définition des trois variables de la BRDF, θ^r , α et β , qui sont reliées par les relations :

- $\alpha = \frac{\theta^r - \theta^i}{2}$ et $\beta = \frac{\theta^r + \theta^i}{2}$ lorsque $\phi = 180^\circ$
- $\alpha = \frac{\theta^r + \theta^i}{2}$ et $\beta = \frac{\theta^r - \theta^i}{2}$ lorsque $\phi = 0^\circ$

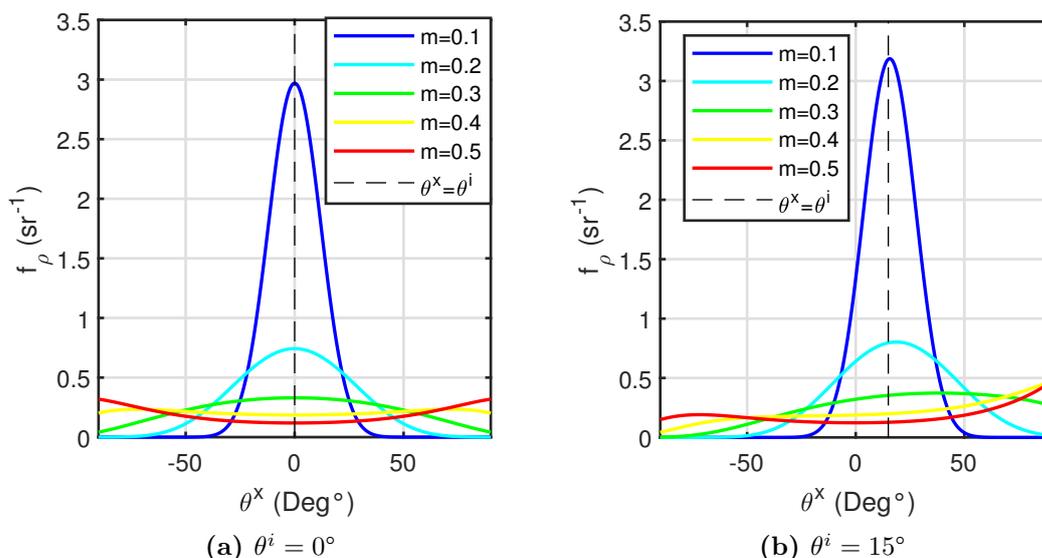


Figure 2.7 – Modèle de BRDF f_ρ en fonction de θ^x avec $\theta^i = 0^\circ$ ou 15° et $\phi = 0^\circ$ lorsque $\theta^x < 0^\circ$ et $\phi = 180^\circ$, pour plusieurs m

Ainsi, la gamme d'angle de réflexion θ^x d'intérêt (où les valeurs de BRDF sont importantes) est restreinte si m est petit. Aussi, si θ^i est petit, le terme $\frac{G(\theta^i, \theta^x, m), F(\beta, n, k)}{\cos \theta^x}$ varie peu sur la plage angulaire d'intérêt et donc la BRDF apparaît symétrique autour de θ^i (et paire en fonction de la variable α).

2.3.2.5 Influence de la fonction de Fresnel sur la dépendance angulaire de la BRDF

L'influence de la fonction de Fresnel sur la dépendance angulaire des BRDF est étudiée, sur la figure 2.8, selon le calcul d'une erreur relative entre la la BRDF complète de l'équation (2.3.1) et la BRDF dont la fonction de Fresnel est évaluée avec un angle constant $\beta = 0$. Cette erreur relative de BRDF est indépendante de m puisqu'elle revient à calculer une erreur relative entre $F(\beta, n, k)$ et $F(0, n, k)$.

La figure 2.8 montre que l'erreur est nul lorsque $\theta^i = \theta^x$ et augmente à mesure que l'angle de réflexion s'éloigne de l'angle d'incidence. L'augmentation est aussi plus rapide pour $\theta^i = 15^\circ$ du fait que les angles locaux de réflexion β , dont l'expression dans le plan d'incidence a été présentée dans la section précédente, sont plus importants pour un même θ^x .

Toutefois les erreurs restent relativement faible avec au maximum 2.5% pour $\theta^i = 15^\circ$ et où l'angle de réflexion β maximal (évalué pour $\theta^x = 90^\circ$) est de 52.5° contre 1.2% lorsque $\theta^i = 0^\circ$ et où $\beta = 45^\circ$. Ceci s'explique par les faibles variations de la fonction de Fresnel du platine dans cette gamme d'angles. Ce constat peut se généraliser aux métaux dans l'IR puisque ce comportement angulaire de la fonction de Fresnel est commun aux matériaux ayant une valeur non nul de k .

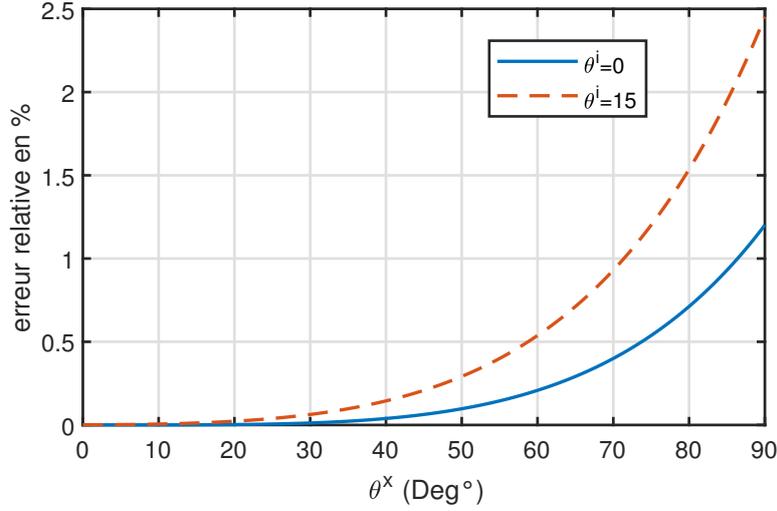


Figure 2.8 – Erreur relative de la BRDF introduite par la non prise en compte de la dépendance angulaire de la fonction de Fresnel dans le cas du platine

Finalem^{ent}, c'est la fonction D qui gouverne principalement la forme du modèle de BRDF à micro-facettes du fait de la faible variation angulaire de la fonction de Fresnel et de l'absence d'ombrage/masquage aux angles d'incidence et de réflexion proches de la normale.

L'amplitude de la BRDF est quand à elle déterminée à la fois par D et F .

Les effets de la fonction G , ainsi que la dépendance angulaire de la fonction de Fresnel n'interviennent que pour des angles d'incidence et ou de réflexions importants et pour de fortes valeurs de m .

Ces deux remarques permettront de simplifier le modèle de BRDF dans la fonction de diffusion qui est présenté dans la suite.

2.3.3 Application du modèle à micro-facettes sélectionné au calcul de la fonction de diffusion

2.3.3.1 Ecriture du modèle

Le modèle de fonction de diffusion issu du modèle de BRDF de l'équation (2.3.1) est obtenu en appliquant la définition de la fonction de diffusion de l'équation (1.1.17) :

$$f_{\eta}^{\mu\text{face}}(\theta^i, \theta^r, \phi, n, k, m) = \frac{\int_{2\pi} f_{\rho}^{\mu\text{facette}}(\theta^r, \theta^x, \phi^x, n, k, m) \cos \theta^x d\Omega^x}{f_{\rho}^{\mu\text{facette}}(\theta^i, \theta^r, \phi, n, k, m)} \quad (2.3.12)$$

Où les variables θ^x et ϕ^x sont intégrées dans l'hémisphère supérieure de la surface. Le modèle de BRDF $f_{\rho}^{\mu\text{face}}$ est défini par les équations (2.3.1), (2.3.8) et (2.3.9).

2.3.3.2 Simplification du modèle

Ce modèle est simplifié en faisant les hypothèses suivantes :

1. la dépendance angulaire de la fonction de Fresnel est négligeable dans l'équation (2.3.12),
2. l'angle d'incidence θ^i et de réflexion θ^r ne dépassent pas 15° dans le cadre de la thermoréfectométrie. Cette condition sera utilisée pour définir des limites d'applicabilité du modèle en fonction du paramètre m .

Ces deux conditions permettent de réduire le nombre de variable du modèle de l'équation (2.3.12) en éliminant la dépendance spectrale du modèle par la simplification du facteur de Fresnel. L'intégrale vaut alors 1 sous l'hypothèse d'absence de multi-réflexions, ce qui donne la fonction de diffusion simplifiée suivante :

$$f_{\eta}^{\mu\text{face}}(\theta^i, \theta^r, \phi, m) \approx 8\pi m^2 \cos \theta^i \cos \theta^r \cos^4 \alpha \exp\left(\frac{\tan^2 \alpha}{2m^2}\right) \quad (2.3.13)$$

Ces hypothèses seront par la suite vérifiées en étudiant l'expression de la réflectance pour établir la condition d'absence de multi-réflexion et en comparant les expressions (2.3.12) et (2.3.13) pour quantifier l'erreur faite par l'élimination du facteur de Fresnel.

2.3.3.3 Domaine de validité de l'hypothèse de mono-réflexion

Le modèle de la fonction de diffusion fait l'hypothèse qu'une seule réflexion contribue à la BRDF. Cette hypothèse est vérifiée si la réflectance, soit le numérateur de la fonction de diffusion, respecte le principe de la conservation de l'énergie. Cette condition s'écrit de la manière suivante pour un réflecteur parfait (F égal à 1) :

$$\rho_{\eta}^{\vec{r}, \vec{\Omega}} = \int_{\theta^x=0}^{\pi/2} \int_{\phi^x=0}^{2\pi} \frac{D(\alpha, m)G(\theta^r, \theta^x, \beta, m)}{4 \cos \theta^r} \sin \theta^x d\theta^x d\phi^x = 1 \quad (2.3.14)$$

La figure 2.9 représente l'évolution de la réflectance (numérateur de la fonction de diffusion de l'équation (2.3.14)) en fonction de m et pour les cas $\theta^r = 15^\circ$ et $\theta^r = 0$.

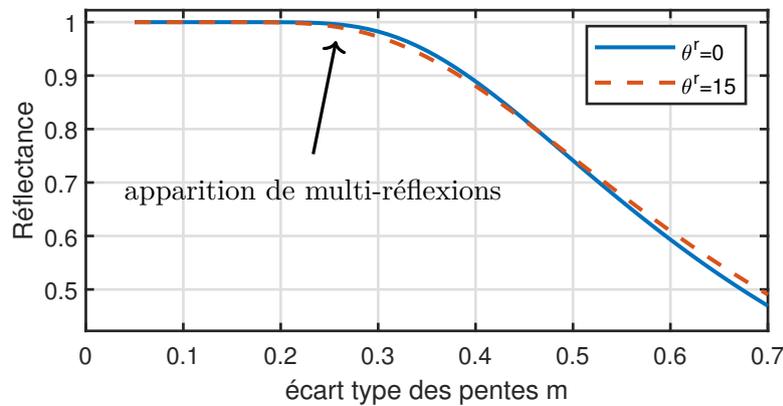


Figure 2.9 – Réflectance calculée par l'équation (2.3.14) pour un matériau parfaitement réfléchissant en fonction de m et pour deux angles d'incidence (θ^r)

La réflectance reste supérieure à 0.99 tant que la valeur de m reste inférieure à 0.28 à $\theta^r = 0^\circ$ (et respectivement $m < 0.26$ à $\theta^i = 15^\circ$).

Le domaine de validité de l'hypothèse d'une seule réflexion, démontrée par la conservation de l'énergie du modèle à micro-facette, est définie pour $m < 0.26$ dans le cas où $\theta^r < 15^\circ$.

Ce résultat est alors comparable avec le domaine obtenu par [Bergström+2008] qui a simulé la réflectance de métaux dans le domaine de l'optique géométrique par la méthode des lancers de rayons sur des surfaces gaussiennes générées explicitement.

2.3.3.4 Sensibilité spectrale de la fonction de diffusion

Avec l'hypothèse $m < 0.26$, l'influence de la dépendance spectrale du terme de Fresnel F (cf. équation (2.3.4), (2.3.6) et (2.3.3)) est analysée sur la fonction de diffusion. La figure 2.10 illustre la différence relative entre l'expression de l'équation (2.3.13) qui suppose que la fonction de Fresnel est constante et la fonction de diffusion complète de l'équation (2.3.12) en fonction de n et pour plusieurs rapport k/n . Cette figure montre

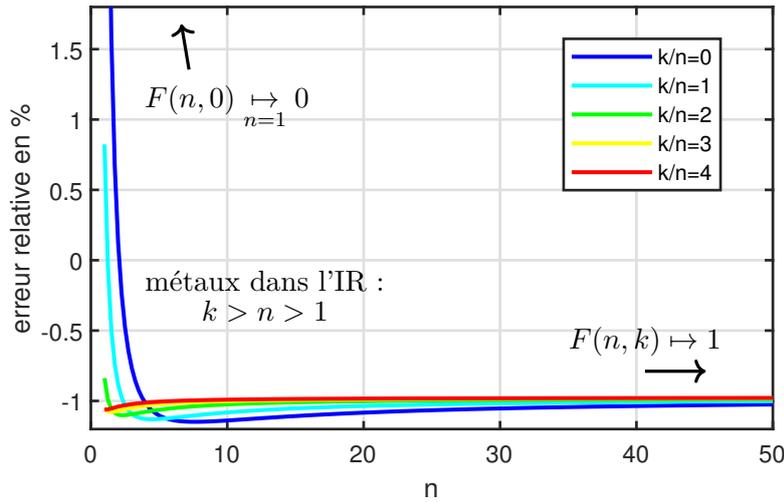


Figure 2.10 – Différence relative entre la fonction de diffusion sans le terme de Fresnel (cf. équation (2.3.13)) et la fonction de diffusion complète (cf. équation (2.3.12)) pour $m = 0.26$ et $\theta^i = \theta^r = 15^\circ$

que la différence relative est autour de -1% lorsque $\frac{k}{n} \geq 2$ et $n > 1$. Pour des rapports $\frac{k}{n}$ plus faible, l'erreur relative est comprise entre -1% et +1.6% (à $n = 1.25$, $k = 0$). La même simulation mais avec $m = 0.1$ réduit considérablement la plage de variation de l'erreur relative qui est alors inférieure à 0.3%.

Ce comportement s'explique par la forme de la fonction de Fresnel qui est quasiment constante aux faibles angles d'incidences (cf. exemple du Platine présenté en figure 2.5 et en figure 2.8).

De plus, lorsque $\frac{k}{n} > 1$ avec $n > 1$ (soit le cas de la plupart des métaux dans l'infrarouge), le terme $\frac{F(\beta, n, k)}{F(0, n, k)}$ devient quasiment indépendant des n et k ce qui entraîne une quasi

indépendance spectrale de la fonction de diffusion. La différence relative résiduelle est alors essentiellement due à l'intégration du terme de Fresnel dans le numérateur de la fonction de diffusion. Cette différence est alors d'autant plus faible que m est petit car ce dernier détermine la gamme de variation des angles α où la fonction D à de l'importance dans l'intégrale et par conséquent la gamme d'angle β où $\frac{F(\beta,n,k)}{F(0,n,k)}$ varie.

En conclusion le modèle de fonction de diffusion à micro-facettes peut être considéré comme indépendant de la longueur d'onde pour les métaux lorsque l'écart type des pentes est suffisamment faible pour pouvoir négliger la dépendance angulaire de la fonction de Fresnel soit $m < 0.26$

2.3.3.5 Synthèse et discussions

Pour le cas d'une seule échelle de rugosité avec $\sigma \gg \lambda$ et sous l'hypothèse d'absence de multi-réflexions, nous retiendrons que la fonction de diffusion est modélisée par un modèle à micro-facettes. Sous sa forme complète, sa valeur dépend de l'écart-type des pentes de la rugosité m pour une configuration angulaire de mesure donnée θ^i et θ^r et des indices optiques n et k .

Par l'approximation angulaire de la fonction de Fresnel, pertinente pour les angles de réflexion considérés, le modèle peut être simplifié grâce à son indépendance envers les indices optiques et donc envers la longueur d'onde. Sous cette forme simplifiée et à condition que $m < 0.26$ pour θ^i et θ^r inférieurs à 15° , il s'écrit selon l'équation (2.3.13) rappelée ci-dessous :

$$f_{\eta}^{\text{face}}(\theta^i, \theta^r, \phi, m) \approx 8\pi m^2 \cos \theta^i \cos \theta^r \cos^4 \alpha \exp\left(\frac{\tan^2 \alpha}{2m^2}\right)$$

La figure 2.11 résume le comportement de la fonction de diffusion en fonction de m et pour plusieurs angles θ^i et θ^r fixés.

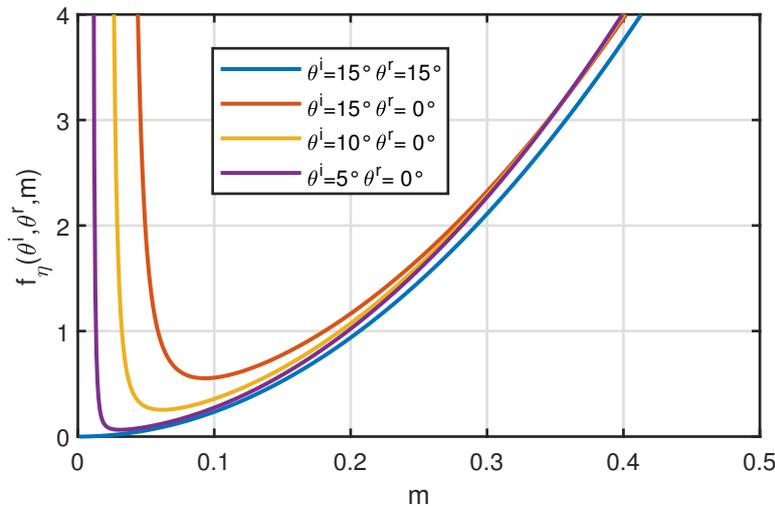


Figure 2.11 – Comportement de la fonction de diffusion simulée en fonction de m et pour plusieurs configuration θ^i et θ^r .

Pour une configuration symétrique ($\theta^i = \theta^r$), la fonction de diffusion croît de manière monotone avec l'augmentation du paramètre de rugosité m . Ce comportement s'explique d'une part par la diminution de la valeur maximale de la réflectivité bidirectionnelle et d'autre part par l'élargissement de la BRDF avec l'augmentation de m . Cette propriété est alors exploitée en thermoréfectométrie bi-chromatique pour identifier le paramètre de rugosité m en même temps que la température vraie [Javaudin+2019].

Pour une configuration asymétrique ($\theta^i \neq \theta^r$), la fonction de diffusion décroît et ensuite croît comme dans le cas symétrique. L'intervalle de valeur de m où la fonction de diffusion est croissante est d'autant plus grand que l'écart entre θ^i et θ^r est faible. Le point d'inflexion de la courbe peut être obtenu analytiquement en annulant la dérivée de la fonction de diffusion par rapport à m . L'expression de m_c qui annule la dérivée est donnée dans l'équation suivante dans le cas où θ^i et θ^r sont dans le même plan ($\phi = 180^\circ$).

$$m_c^2 = \frac{\tan^2\left(\frac{\theta^r - \theta^i}{2}\right)}{2} \quad (2.3.15)$$

avec $\frac{\theta^r - \theta^i}{2} = \alpha$. En remarque cette relation peut aussi être généralisée à la réflectivité bidirectionnelle (avec toujours l'hypothèse d'absence d'ombrage).

2.4 Établissement d'un modèle de diffraction de la fonction de diffusion

Comme cela a été indiqué en introduction, pour le cas où $\sigma \ll \lambda$, le rayonnement incident est diffracté par la micro-rugosité. Suite à un état de l'art, un modèle de diffraction de la BRDF et sa fonction de diffusion associée sont proposés.

2.4.1 État de l'art des modèles de diffraction

Ce paragraphe reprend une partie de l'état de l'art des différentes approches d'étude de la diffraction par la rugosité proposée décrite dans les articles [Elfouhaily+2004; Ogilvy1987]. Parmi les nombreux modèles existants, deux approches se distinguent.

Une première approche consiste à calculer la BRDF de la partie diffractée du rayonnement par la méthode des petites perturbations dont le modèle de Rayleigh-Rice [Rice1951] est issu et qui s'écrit selon l'équation suivante :

$$f_\rho^{\text{diff}} = \frac{16\pi^2}{\lambda^4} \cos \theta^i \cos \theta^r Q \text{PSDF}(f_x, f_y) \quad (2.4.1)$$

Avec la *PSDF* qui est définie dans l'équation (2.2.8) et les fréquences spatiales $f_x = \frac{\sin \theta^r \cos \phi - \sin \theta^i}{\lambda}$ et $f_y = \frac{\sin \theta^r \sin \phi - \sin \theta^i}{\lambda}$. Q est le facteur de polarisation dont l'expression est proposée dans l'article [Stover1995]. Cette relation entre la *BRDF* et la *PSDF* est principalement utilisée en métrologie des surfaces optiques [Marx+1990; Stover1995].

La seconde approche est synthétisée par le modèle de **Beckmann-Kirchhoff** [Beckmann+1987] qui traite de la diffraction de Kirchhoff. Ce modèle, dérivé pour plusieurs surfaces dans [Beckmann+1987] (notamment pour des surfaces gaussiennes), n'est pas limité par la valeur de la rugosité optique contrairement au modèle de **Rayleigh-Rice** qui n'est valide que pour $g \ll 1$ (cf (2.2.14)). Sa limite réside alors dans le rayon de

courbure des irrégularités qui doit être grand devant la longueur d'onde, soit donc pour un σ donné une limite sur m . En pratique le modèle est alors précis pour des angles proches de la normale et pour des écart-types de pentes m faibles [ODonnell+1987]. Historiquement développé pour la modélisation de la réflexion des ondes radar, le modèle de Beckmann a été introduit en synthèse d'images par [He+1991] et généralisé aux surfaces anisotropes par [Stam1999]. Plus récemment, des améliorations ont été proposées au modèle de Beckmann pour corriger ses limitations aux angles d'incidences élevés [Choi+2013 ; Harvey2007 ; Krywonos+2011].

Dans le cadre de notre étude, notre choix du modèle de BRDF se porte sur le modèle de diffraction de Beckmann qui permet une modélisation à presque toutes les échelles de rugosité de la BRDF pour des configurations angulaires proches de la normale et pour la gamme d'écart-types de pentes qui n'implique pas de multi-réflexions.

2.4.2 Implémentation et sensibilité du modèle de BRDF basé sur la diffraction

2.4.2.1 Écriture du modèle de diffraction de BRDF

Le modèle de BRDF de Beckmann est écrit avec le lobe de diffraction, selon l'équation suivante :

$$f_{\rho}^{\text{diff}}(\theta_i, \theta_r, \phi, \lambda, \sigma, m, n, k) = \frac{F(\beta, n, k) \times G(\theta^i, \theta^r, \beta, m)}{4 \cos \theta^i \cos \theta^r} D(\alpha, m, g) \quad (2.4.2)$$

En remarque, la fonction G de Smith n'est pas présente dans le modèle proposé par Beckmann mais elle est mentionnée dans les travaux plus récents comme ceux du modèle de He-Torrance [He+1991 ; Stam1999]. La fonction de distribution de Beckmann D sous sa forme générale est décrite dans l'équation ci-dessous :

$$D(\alpha, m, g) = \frac{\exp(-g) g}{2\pi m^2 \cos^4 \alpha} \sum_{s=1}^{s=\infty} \frac{g^s}{s! s} \exp\left(\frac{-g \tan^2 \alpha}{2 s m^2}\right) \quad (2.4.3)$$

Cette expression dépend alors explicitement de la longueur d'onde à travers la rugosité optique g . Son évaluation requiert l'estimation d'une série dont le nombre de termes nécessaire pour converger dépend de la valeur de g . Deux cas particuliers sont alors à noter :

1. Lorsque $g \ll 1$ (surface optiquement lisse), seul le premier terme de la série est nécessaire et D devient proportionnel à la fonction de densité spectrale de puissance de la surface selon l'équation suivante :

$$D(\alpha, m, g) = \frac{\exp(-g) 4\pi^2 (\cos \theta^i + \cos \theta^r)^4}{\lambda^4 \cos^4 \alpha} \text{PSD}(f) \quad (2.4.4)$$

avec $f = \sqrt{f_x + f_y}$ et $\text{PSD}(f) = \frac{\exp((-f CL \pi)^2)}{\sigma^2 CL^2 \pi}$

2. Lorsque $g \gg 1$ (surface très rugueuse), la série converge (avec un grand nombre de termes s) vers l'expression de Beckmann utilisée en optique géométrique qui est liée à la fonction de densité de probabilité des pentes de la surface et s'écrit :

$$D(\alpha, m, g) = D(\alpha, m) \text{ cf. équation (2.3.8)} \quad (2.4.5)$$

Dans le cas général, la série doit être évaluée avec un nombre de termes suffisants (en fonction de g) pour atteindre la convergence [Krywonos2006]. Un algorithme de calcul, basé sur l'utilisation du logarithme, est proposé dans [Stam1999], afin d'éviter les erreurs numériques lors du calcul du terme factoriel.

2.4.2.2 Évolution du modèle de diffraction de BRDF en fonction du rapport σ/λ

Le modèle de diffraction de BRDF de l'équation (2.4.2) est représenté dans le plan d'incidence sur la figure 2.12 pour $m = 0.15$ et $\theta^i = 0^\circ$ et pour différents rapports σ/λ avec la fonction D de l'équation (2.4.3). Afin d'étudier seulement l'impact de la diffraction sur la forme de la BRDF par rapport à sa forme en optique géométrique l'étude est faite sur un matériau fictif parfaitement réfléchissant soit $F(\beta, n, k) = 1$.

L'étude du rapport σ/λ permet de traiter par similitude à la fois le comportement optique d'une surface de rugosité définie (σ constant et λ variable) ou le comportement de plusieurs surfaces avec une longueur d'onde fixe (σ variable et λ constant).

Dans la suite les analyses seront formulées pour une longueur d'onde variable et une rugosité fixe. L'étude dans le sens des longueurs d'onde croissantes sera faite dans le sens des rapports σ/λ décroissants

La BRDF du modèle à micro-facettes issue de l'équation (2.3.8) est également représentée en pointillé. **La continuité entre le modèle de diffraction et le modèle à micro-facettes est ainsi mise en évidence avec une quasi superposition des deux modèles pour $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$.**

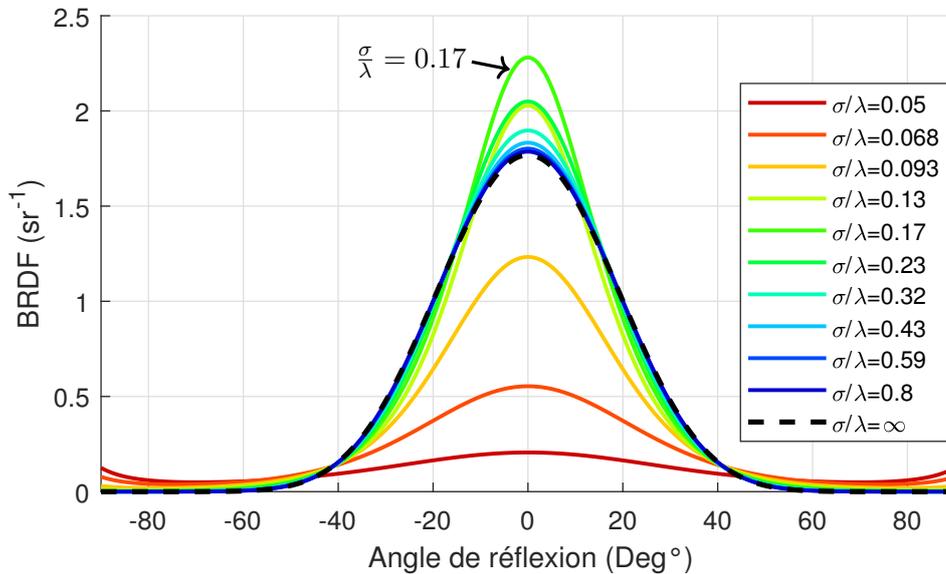


Figure 2.12 – Modèle de diffraction de BRDF de l'équation (2.4.2) dans le plan d'incidence avec $\theta^i = 0$ et $m = 0.15$, pour plusieurs rapports σ/λ

Entre $\frac{\sigma}{\lambda} < 0.8$ et $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.17$ le lobe de diffraction devient de plus en plus étroit avec un maximum qui augmente. L'intensité du pic spéculaire (non tracé sur la figure) est ici

très faible puisque le TIS (rapport entre la puissance diffractée et la puissance totale réfléchie) est de 98.5% à $\frac{\sigma}{\lambda} = 0.17$.

Ensuite, à mesure que le rapport σ/λ diminue (et donc le TIS), plusieurs variations de la BRDF sont constatées selon l'angle de réflexion et trois zones se démarquent :

1. $0 < \theta^r < 15^\circ$: zone proche du pic spéculaire. Le maximum de la BRDF diminue quand le rapport σ/λ baisse. Cet effet s'explique par la diminution de la puissance diffractée. De ce fait, le TIS ne vaut plus que 32% à $\frac{\sigma}{\lambda} = 0.05$ (soit 68% de la puissance totale qui est réfléchie dans le pic de réflexion spéculaire).
2. $15 < \theta^r < 45^\circ$: zone intermédiaire du lobe de diffraction. Le lobe de diffraction devient de plus en plus étroit avec la baisse de $\frac{\sigma}{\lambda}$. La BRDF diminue donc avec la longueur d'onde dans cette zone.
3. $\theta^r > 45^\circ$: zone très éloignée du pic spéculaire. La valeur de BRDF augmente avec la longueur d'onde. Cette augmentation est due à la diffraction mais aussi à une erreur du modèle qui n'est pas adapté aux forts angles d'incidence et de réflexion. Toutefois, cette erreur est sans importance dans le cadre de la thermoréfectométrie puisque les angles de mesures sont faibles.

Les valeurs des intervalles d'angles sont dépendantes de la valeur de m . Ainsi une augmentation de m conduit à un élargissement angulaire des intervalles décrits.

2.4.3 Application du modèle de diffraction au calcul de la fonction de diffusion

2.4.3.1 Écriture du modèle

Les hypothèses formulées pour le modèle à micro-facettes de la fonction de diffusion (cf. équation (2.3.13)) sont conservées. Le terme de Fresnel et la fonction d'ombrage ne sont donc pas présentes dans la fonction de diffusion. On suppose également que l'angle θ^i est toujours différent de l'angle θ^r pour éviter que la réflectivité bidirectionnelle du dénominateur de la fonction de diffusion n'intègre le pic de réflexion spéculaire. Cette hypothèse est nécessaire en pratique pour la mesure de champs de réflectivités bidirectionnelles afin d'éviter que le pic spéculaire provoque une sur-exposition sur l'image. En effet, la réflectivité bidirectionnelle du pic est donnée par le rapport $\frac{F(\beta, n, k) \exp(-g)}{\cos \theta^i \cos \theta^r \Omega}$, avec Ω l'angle solide de détection qui est très petit pour une caméra d'où un important écart de valeur entre la partie diffractée et le pic spéculaire de la BRDF (sauf si $g \gg 1$).

Avec ces hypothèses, le modèle de diffraction de la fonction de diffusion basé sur le modèle de diffraction de Beckmann s'écrit selon l'équation suivante :

$$f_{\eta}^{\text{diff}}(\theta^i, \theta^r, \phi, \lambda, g, m) = \frac{\cos \theta^i \cos \theta^r 8\pi m^2 \cos^4 \alpha}{\exp(-g) g \sum_{s=1}^{s=\infty} \frac{g^s}{s!} \exp\left(\frac{-g \tan^2 \alpha}{2 s m^2}\right)} \quad (2.4.6)$$

Le modèle de diffraction de la fonction diffusion dépend donc de deux paramètres de rugosité : l'écart type des hauteurs σ et des pentes m .

2.4.3.2 Évolution du modèle en fonction du paramètre m

L'évolution du modèle de diffraction de la fonction de diffusion est tracée sur la figure 2.13 selon l'équation (2.4.6) en fonction du paramètre m dans une configuration asymétrique avec $\theta^i = 15^\circ$ et $\theta^r = 0^\circ$ et pour plusieurs rapports σ/λ . Le cas asymptotique $\frac{\sigma}{\lambda} = \infty$ du modèle de diffraction qui correspond à l'approximation de l'optique géométrique est également représenté en pointillé.

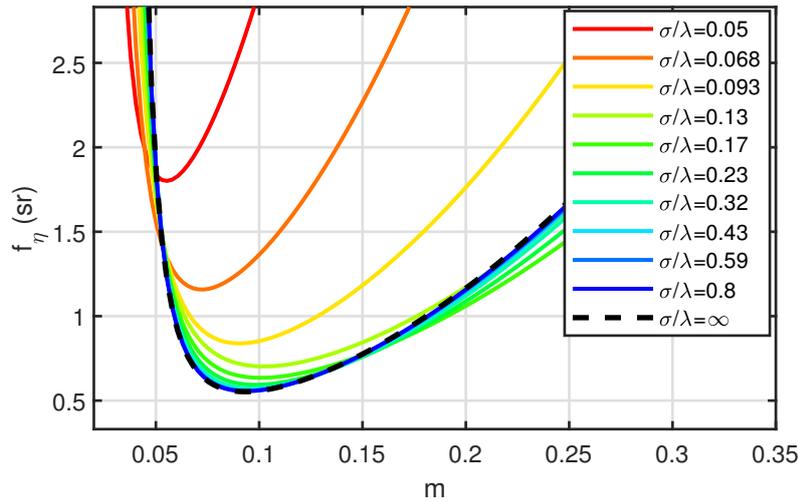


Figure 2.13 – Fonction de diffusion en fonction de m avec $\theta_i = 15^\circ$ $\theta_r = 0^\circ$

Pour des valeurs du rapport $\sigma/\lambda > 0.8$, la continuité entre les modèles de diffraction et à micro-facettes (cf. équation (2.3.13)) est confirmée. **L'écart relatif entre les deux modèles est inférieur à 1% pour n'importe quelle valeur de m à $\sigma/\lambda > 0.8$.** Les effets de diffraction, qui causent le changement de forme de la BRDF est répercuté sur la fonction de diffusion à $\sigma/\lambda < 0.8$. Trois comportements de la fonction de diffusion sont relevés selon la valeur de m :

1. Lorsque $m < 0.06$, ce qui correspond à une BRDF très étroite, la fonction de diffusion diminue quand la longueur d'onde augmente. Cette diminution s'explique par l'augmentation de la valeur de la réflectivité bidirectionnelle (à $\theta^i = 15^\circ$ et $\theta^r = 0^\circ$) dans la zone éloignée du pic de réflexion spéculaire dû à la diffraction.
2. Lorsque $0.06 < m < 0.15$, la fonction de diffusion augmente avec la longueur d'onde car la valeur de la réflectivité bidirectionnelle à $\theta^i = 15^\circ$ et $\theta^r = 0^\circ$ diminue à mesure que le lobe de BRDF devient plus étroit et plus faible.
3. Lorsque $m > 0.15$, la fonction de diffusion diminue avec la longueur d'onde jusqu'à $\sigma/\lambda \approx 0.17$ où le lobe de diffraction est le plus étroit et donc la réflectivité bidirectionnelle à son maximum. Ensuite la fonction de diffusion augmente avec la longueur d'onde car le lobe de diffraction s'atténue au profit du pic spéculaire qui est en dehors de la direction mesurée.

Ces évolutions sont la conséquence des variations spectrales de la BRDF (sans fonction de Fresnel) observées précédemment sur la figure 2.12. Les variations de la fonction de diffusion suivent alors exactement l'inverse des variations de la BRDF évaluée à θ^i et θ^r d'où les trois comportements identifiés.

Finalement, dans une configuration angulaire fixe, **la dépendance spectrale de la fonction de diffusion dépend à la fois de la valeur de m et du domaine $\frac{\sigma}{\lambda}$ parcouru.** Comme pour l'analyse de la BRDF, le choix des angles θ^i et θ^r détermine les valeurs de m définissant les frontières des trois domaines discutés.

2.4.3.3 Évolution du modèle en fonction du rapport σ/λ

Le modèle de diffraction de la fonction de diffusion de l'équation (2.4.6) est étudié en fonction du rapport σ/λ en échelle logarithmique. Cette représentation adimensionnelle permet ainsi de balayer un grand nombre de cas d'études tout en gardant une allure similaire à un tracé de fonction de diffusion en fonction de la longueur d'onde avec une rugosité σ imposée.

En effet, pour une valeur de σ fixe, l'étude du comportement de la fonction de diffusion sur un intervalle de longueurs d'ondes λ_{\min} et λ_{\max} revient à étudier le modèle sur un intervalle de σ/λ de **largeur fixe en échelle logarithmique**. Réciproquement, un changement de σ sur une plage de longueur d'onde fixe revient alors à étudier une nouvelle portion de σ/λ de même largeur.

À titre d'illustration, l'intervalle $[\frac{\sigma}{\lambda_{\max}}, \frac{\sigma}{\lambda_{\min}}]$ sera alors représenté dans la suite, sur toutes les figures avec $\frac{\sigma}{\lambda}$ en abscisse, avec les longueurs d'ondes du thermoréfectomètre ($\lambda_{\min} = 1\mu m$ et $\lambda_{\max} = 1.5\mu m$) et avec σ ajusté arbitrairement pour avoir le même emplacement sur les figures. Ce repère jouera alors un rôle d'échelle.

La fonction de diffusion est représentée pour une configuration angulaire fixe sur la figure 2.14a avec plusieurs valeurs de m . Dans la figure 2.14b, la fonction de diffusion est évaluée avec une valeur constante de $m = 0.1$ et de $\theta^r = 0$ avec plusieurs valeurs de θ^i .

L'étude conjointe des figures 2.14a et 2.14b montre que θ^i et m agissent qualitativement de la même manière sur la dépendance spectrale de la fonction de diffusion. Ainsi, pour une configuration angulaire donnée, c'est la valeur de m qui détermine le sens de variation de la fonction de diffusion. De même, pour un matériau donné (σ et m sont fixés), si l'écart entre les deux angles de mesures (θ^i et θ^r) est suffisamment faible alors la fonction de diffusion est décroissante puis croissante avec la longueur d'onde.

En conclusion la fonction de diffusion basée sur le modèle de diffraction possède deux comportements types causés par les variations spectrales de la BRDF :

- lorsque $0.8 > \frac{\sigma}{\lambda}$ la fonction est constante car elle tend asymptotiquement vers le modèle à micro-facettes,
- lorsque $0.15 < \frac{\sigma}{\lambda} < 0.8$ la fonction est décroissante ou croissante avec la longueur d'onde selon les valeurs de m et des angles θ^i et θ^r ,
- lorsque $\frac{\sigma}{\lambda} < 0.15$ la fonction est croissante avec la longueur d'onde à cause de la prépondérance du pic de réflexion spéculaire sur le lobe de diffraction.

2.4.3.4 Synthèse et discussions

Pour le cas $\sigma < 0.8\lambda$, le modèle de diffraction de fonction de diffusion proposé est basé sur le modèle de diffraction de Beckmann. Il dépend de deux paramètres de rugosité : **l'écart type des hauteurs σ et l'écart type des pentes m .**

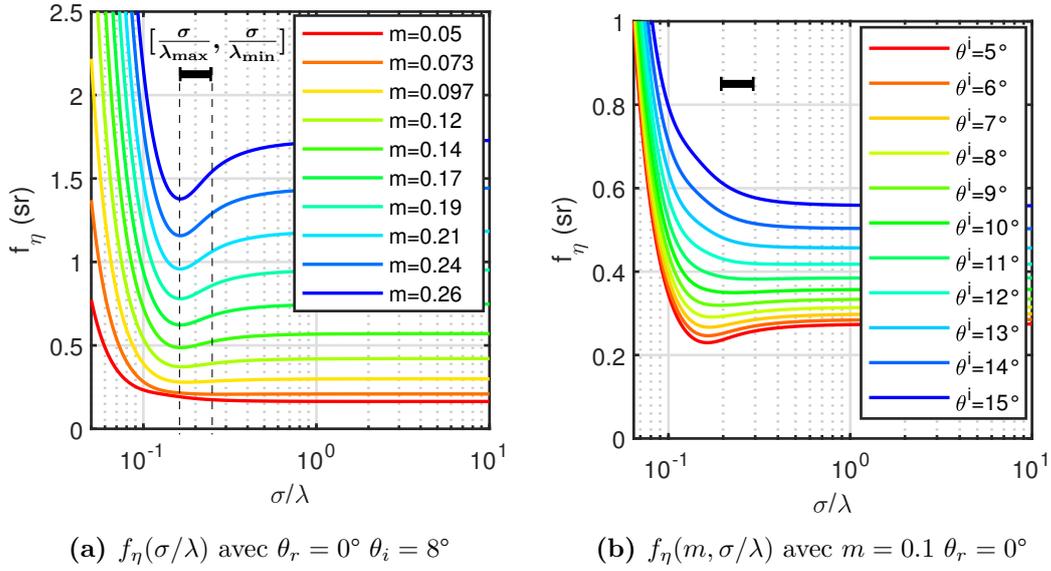


Figure 2.14 – Fonction de diffusion de l'équation (2.4.6) en fonction du rapport σ/λ .

Ses variations spectrales dépendent des variations du rapport σ/λ . Le sens de variation, la valeur et la complexité de ses variations dépendent de la valeur de m , de la configuration angulaire du thermoréfectomètre et de l'intervalle $[\sigma/\lambda_{\max} - \sigma/\lambda_{\min}]$ adressé par le thermoréfectomètre. En remarque, lorsque $\sigma > \lambda_{\max}$, le comportement du modèle de diffraction est équivalent à celui du modèle à micro-facettes.

Le modèle de diffraction de Beckmann englobe le modèle à micro-facettes et généralise donc la modélisation de la fonction de diffusion pour des surfaces avec des rugosités grandes ou petites par rapport à la longueur d'onde.

Cependant, la rugosité des surfaces étant par nature multi-échelles, une surface ayant une rugosité grande devant la longueur d'onde possédera nécessairement une micro-rugosité associée. Cette problématique est traitée dans la suite par un modèle de fonction de diffusion à deux échelles de rugosité. Celui-ci sera constitué du modèle basé sur la théorie des micro-facettes pour décrire la plus grande échelle et du modèle de diffraction pour décrire l'interaction entre le rayonnement et la micro-rugosité présente sur les micro-facettes.

2.5 Modèle combinant micro-facettes et diffraction

Le modèle à deux échelles de rugosité détaillé dans cette section combine le modèle à micro-facettes pour la grande échelle de rugosité et le modèle de diffraction pour la micro-rugosité présente sur les micro-facettes. L'approche est résumée sur la figure 2.15 avec les notations utilisées.

N définit toujours la normale de la surface par rapport au plan moyen, \vec{h} la normale de la micro-facette considérée et \vec{h}_{μ} la normale locale au niveau de la micro-rugosité présente

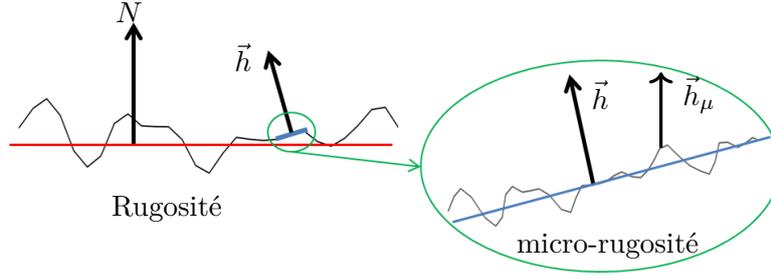


Figure 2.15 – Géométrie du modèle à deux échelles de rugosité.

sur les micro-facettes. La rugosité et la micro-rugosité seront par la suite décrites par les paramètres suivants :

- m pour l'écart type des pentes associé à la rugosité
- σ pour l'écart type des hauteurs de la rugosité avec l'hypothèse $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$
- m_μ pour l'écart type des pentes associé à la micro-rugosité
- σ_μ pour l'écart type des hauteurs de la micro-rugosité avec $\frac{\sigma_\mu}{\lambda} < 0.8$

L'existence de deux échelles nécessite l'introduction d'une notation spécifique pour les angles projetés ou non dans le repère local. Pour cela, la normale de la tangente de la surface est définie par le vecteur $\vec{h}_\mu = \frac{\vec{i} + \vec{r}}{\|\vec{i} + \vec{r}\|}$ qui est orienté pour permettre une réflexion spéculaire entre \vec{i} et \vec{r} . Les angles locaux suivants sont alors définis :

- α_μ est l'angle entre \vec{h} et \vec{h}_μ soit $\cos \alpha_\mu = |\vec{h}_\mu \cdot \vec{h}|$
- β_μ est l'angle local de réflexion défini par la relation : $\cos \beta_\mu = |\vec{i} \cdot \vec{h}_\mu| = |\vec{r} \cdot \vec{h}_\mu|$.
- θ_μ^i et θ_μ^r les angles d'incidence et de réflexion locaux avec $\cos \theta_\mu^i = |\vec{i} \cdot \vec{h}|$ et $\cos \theta_\mu^r = |\vec{r} \cdot \vec{h}|$

Dans la suite, la **rugosité optique spéculaire** (noté g_{spec} dans l'équation (2.2.15)) sera noté $g_{\mu\text{spec}}$ lorsqu'elle est évaluée à β_μ et la rugosité optique (noté g dans l'équation (2.2.14)) sera noté g_μ lorsqu'elle est évaluée avec θ_μ^i et θ_μ^r .

La section suivante présente successivement le modèle à deux échelles pour la BRDF et la fonction de diffusion.

2.5.1 Implémentation et sensibilité du modèle de BDRF à deux échelles

2.5.1.1 Ecriture du modèle à deux échelles de la BRDF

Suivant l'approche décrite dans l'article [Holzschuch+2017], la combinaison des deux modèles de BRDF repose sur le formalisme de Heitz qui a généralisé le concept de micro-facettes à deux échelles [Heitz2014b]. Le modèle à deux échelles de BRDF f_ρ^{multi} s'écrit alors comme suit :

$$f_\rho^{2\text{ech}}(\theta^i, \theta^r, \phi) = \int_{\Omega=2\pi} \frac{|\vec{i} \cdot \vec{h}|}{|\vec{i} \cdot N|} f_{\rho_\mu}(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h}) \frac{|\vec{r} \cdot \vec{h}|}{|\vec{r} \cdot N|} D(\vec{h}) G(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h}) d\Omega_h \quad (2.5.1)$$

Où \vec{h} (la normale locale de la micro-facette) varie dans l'hémisphère. $f_{\rho_\mu}(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h})$ est alors la BRDF associée à ces micro-facettes dont la distribution des normales est décrite par la fonction $D(\vec{h})$ avec $G(\vec{i}, \vec{r})$ qui est la fonction de ombrage/masquage associée. La BRDF associée à la micro-facette $f_{\rho_\mu}(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h})$ est définie suivant deux cas.

Cas où les micro-facettes sont spéculaires :

La BRDF est assimilée à une distribution de Dirac δ_{h_μ} évaluée pour la normale de la facette orientée dans la direction spéculaire soit $\vec{h} = \vec{h}_\mu$. L'expression de la BRDF purement spéculaire est reportée ci-dessous :

$$f_{\rho_\mu}^{\text{spec}}(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h}) = \frac{F(\beta_\mu, n, k) \delta_{h_\mu}(\vec{h})}{4|\vec{i} \cdot \vec{h}| |\vec{r} \cdot \vec{h}|} \quad (2.5.2)$$

En remarque, l'application de cette équation (2.5.2) dans l'équation (2.5.1) donne bien le modèle de micro-facettes de l'équation (2.3.1) [Heitz2014a].

Cas où la micro-rugosité induit de la diffraction sur les micro-facettes :

La BRDF $f_{\rho_\mu}(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h})$ est modélisée par le modèle de Beckmann incluant le lobe de diffraction et le pic de réflexion spéculaire suivant l'équation suivante :

$$f_{\rho_\mu}(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h}) = f_\rho^{\text{diff}}(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h}) + f_{\rho_\mu}^{\text{spec}}(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h}) \exp(-g_{\mu\text{spec}}) \quad (2.5.3)$$

Où la fonction f_ρ^{diff} modélise le lobe de diffraction, décrite par les équations (2.4.2) et (2.4.3) dans la section 2.4.2.2, avec les angles d'incidence et de réflexion établis dans le repère local (avec les indice μ).

Finalement, la BRDF de la micro-rugosité ($f_{\rho_\mu}(\vec{i}, \vec{r}, \vec{h})$) de l'équation (2.5.3) est intégrée dans l'équation (2.5.1) du modèle à deux échelles f_ρ^{multi} en sortant la fonction de Dirac de l'intégrale et en définissant $D(\vec{h})$ comme une PDF gaussienne des pentes :

$$f_\rho^{2\text{ech}}(\theta^i, \theta^r, \phi, m, m_\mu, \sigma_\mu, n, k) = \exp(-g_{\text{spec}}) f_\rho^{\mu\text{face}}(m, n, k) + f_\rho^{\mu\text{face-diff}}(m, m_\mu, \sigma_\mu, \lambda, n, k) \quad (2.5.4)$$

Avec $f_\rho^{\mu\text{face}}$ qui est le modèle micro-facettes de BRDF défini dans l'équation (2.3.1). $f_\rho^{\mu\text{face-diff}}$ modélise la diffraction, due à la micro-rugosité des micro-facettes, convoluées par les micro-facettes :

$$f_\rho^{\mu\text{face-diff}}(m, m_\mu, \sigma_\mu, \lambda, n, k) = \frac{F(\beta_\mu, n, k)}{4 \cos \theta^i \cos \theta^r} \times \int_{\Omega=2\pi} D_\mu(\alpha_\mu, m_\mu, g_\mu) D(\alpha, m) G_{\text{tot}} \Omega_h \quad (2.5.5)$$

Où :

- $D_\mu(\alpha_\mu, m_\mu, g_\mu)$ est la fonction de Beckmann générale (équation (2.4.3)),
- $D(\alpha, m)$ est la fonction de Beckmann pour $\sigma \gg \lambda$ (équation (2.3.8)),
- $G_{\text{tot}} = G(\theta^i, \theta^r, \beta, m) G(\theta_\mu^i, \theta_\mu^r, \beta_\mu, m_\mu)$ est la fonction d'ombrage/masquage de Smith, définie par équation (2.3.9), appliquée à D et à D_μ .

Ce modèle à deux échelles de la BRDF est étudié suivant les variations des différents paramètres de rugosité et de micro-rugosité et suivant le rapport σ_μ/λ .

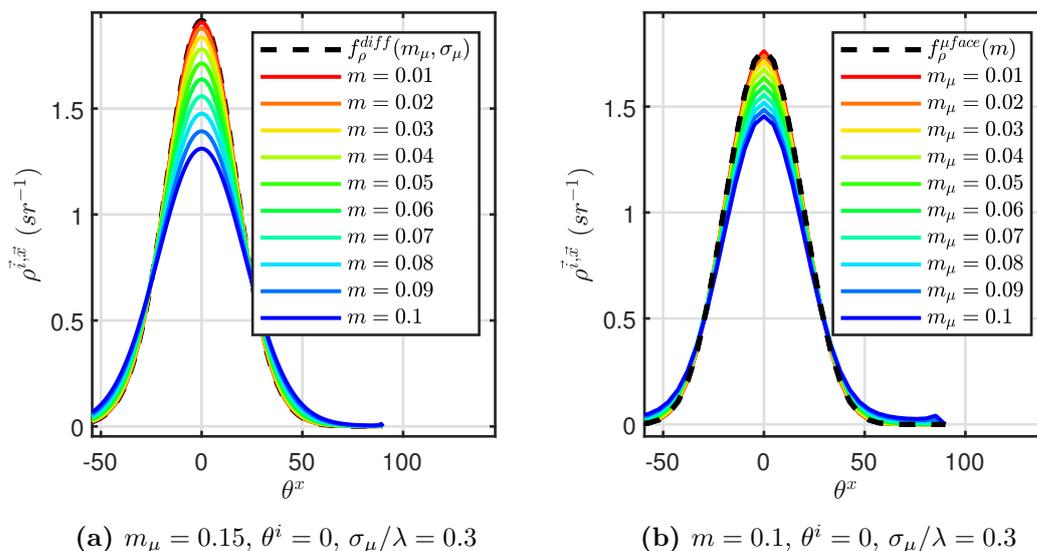


Figure 2.16 – Évolution du modèle à deux échelles de la BRDF dans le plan d’incidence pour plusieurs valeurs de m ou m_μ .

2.5.1.2 Évolution du modèle à deux échelles de la BRDF en fonction des paramètres de rugosité et de micro-rugosité

Le modèle à deux échelles de la BRDF de l’équation (2.5.4) est représenté dans le plan d’incidence en fonction de l’écart-type des pentes de la rugosité : m (et respectivement de l’écart-type des pentes de la micro-rugosité : m_μ) sur la figure 2.16a (et respectivement sur la figure 2.16b). Le rapport σ_μ/λ qui définit la dimension de la micro-rugosité est constant. Le matériau est considéré comme parfaitement réfléchissant pour n’étudier que les effets d’interaction entre le rayonnement, la rugosité et la micro-rugosité.

Les paramètres de rugosité m et m_μ ont un effet similaire sur la forme de la BRDF. Lorsqu’un des deux paramètres tend vers 0, le modèle devient identique à un modèle de BRDF à une seule échelle de rugosité soit donc $f_\rho^{\mu\text{face}}(m)$ lorsque $m_\mu \rightarrow 0$ et $f_\rho^{\text{diff}}(m_\mu)$ lorsque $m \rightarrow 0$. Enfin à mesure que m ou m_μ augmente, la BRDF s’élargit de manière analogue à l’élargissement constaté avec l’augmentation de m dans les différents modèles à une seule échelle.

2.5.1.3 Évolution du modèle de BRDF en fonction du rapport σ_μ/λ

Le modèle à deux échelles de la BRDF de l’équation (2.5.4) est représenté sur la figure 2.17 avec plusieurs rapports σ_μ/λ et des écart-types de pentes de rugosité et micro-rugosité constants ($m = 0.1$ et $m_\mu = 0.15$). Le rapport σ_μ/λ sera étudié des plus grandes valeurs aux plus petites ce qui revient à étudier l’évolution du modèle en fonction des longueurs d’onde croissantes (avec σ_μ constant).

La figure 2.17 met en évidence le rôle de l’écart-type des hauteurs de la micro-rugosité. Ainsi, à mesure que le rapport σ_μ/λ diminue, l’importance de la diffraction diminue et ainsi lorsque $\sigma_\mu/\lambda \rightarrow 0$ le modèle atteint une valeur maximale et devient alors identique au modèle à micro-facettes à une seule échelle, décrite par le paramètre m . À l’inverse

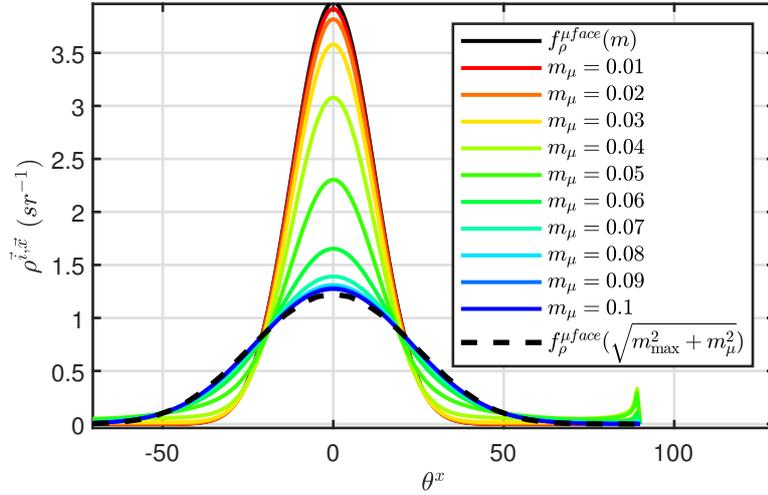


Figure 2.17 – Évolution du modèle à deux échelles de la BRDF dans le plan d’incidence pour plusieurs valeurs de σ_μ/λ et avec $m = 0.1$ et $m_\mu = 0.15$

lorsque $\sigma_\mu/\lambda > 0.8$, le modèle atteint une valeur minimale au niveau de l’angle de réflexion spéculaire. Le modèle se comporte alors comme un modèle à micro-facettes mais cette fois à deux échelles. La forme de celle-ci est quasiment identique à celle d’un modèle à une seule échelle ayant un écart type de pente équivalent de $m_{\text{eq}} = \sqrt{m^2 + m_\mu^2}$. Cela vient du fait que le produit de convolution de deux PDF gaussiennes forme une PDF gaussienne [Bromiley2003].

En remarque, la configuration angulaire donnant l’intersection de ces deux BRDF limites peut être déterminée facilement analytiquement en posant l’équation $f_\eta^{\mu\text{face}}(m, \theta^i, \theta^r) = f_\eta^{\mu\text{face}}(m_{\text{eq}}, \theta^i, \theta^r)$.

2.5.1.4 Synthèse et discussions

Finalement, le modèle de BRDF à deux échelles possède des comportements pouvant être reliés aux précédents modèles à une seule échelle. Lorsque $m \rightarrow 0$ le modèle se comporte comme le modèle de diffraction à une seule échelle ((2.4.2) et lorsque $m_\mu \rightarrow 0$ comme le modèle à micro-facettes ((2.3.1). Enfin lorsque m et m_μ sont non nuls, le modèle prend une forme intermédiaire entre la BRDF décrite par le modèle à micro-facettes avec l’écart-type de pente m et le même modèle avec un écart-type de pente $m_{\text{eq}} = \sqrt{m^2 + m_\mu^2}$. La transition entre ces deux BRDF limites est alors assurée par le paramètres σ_μ qui va répartir la puissance réfléchiée entre un lobe de réflexion à une échelle et un lobe de diffraction.

La fonction de diffusion dérivée de ce modèle à deux échelles est développée dans la suite en suivant la même démarche que pour les modèles à une échelle. Ces variations en fonction de σ_μ/λ seront alors étudiées et comparées avec le modèle de fonction de diffusion à une échelle.

2.5.2 Application du modèle à deux échelles au calcul de la fonction de diffusion

2.5.2.1 Écriture à deux échelles de la fonction de diffusion

Le modèle à deux échelles de la fonction de diffusion découle du modèle précédent à deux échelles de la BRDF selon l'équation (1.1.17). Les hypothèses des modèles à micro-facettes et de diffraction à une échelle de rugosité sont conservées. Le modèle à deux échelles de la fonction de diffusion s'écrit alors comme suit :

$$f_{\eta}^{2\text{ech}}(\theta_i, \theta_r, \phi, m, m_{\mu}, \sigma_{\mu}, \lambda) = \frac{4 \cos \theta^i \cos \theta^r}{\exp(-g_{\text{spec}})D(\alpha, m) + \int_{\Omega_h=2\pi} D_{\mu}(\alpha_{\mu}, m_{\mu}, \sigma_{\mu})D(\alpha, m)G_{\text{tot}} d\Omega_h} \quad (2.5.6)$$

Ce modèle dépend uniquement des paramètres de rugosité et de micro-rugosité et son évolution est étudiée en fonction du rapport σ_{μ}/λ et pour différentes géométries et écart-types de pentes.

2.5.2.2 Évolution du modèle à deux échelles de la fonction de diffusion en fonction du rapport σ_{μ}/λ

Comme pour l'étude du modèle de diffraction, le rapport $\frac{\sigma_{\mu}}{\lambda}$ sera étudié en considérant σ_{μ} fixe et λ croissant ce qui implique un rapport $\frac{\sigma_{\mu}}{\lambda}$ décroissant.

La figure 2.18 trace l'évolution du modèle à deux échelles de la fonction de diffusion en fonction du rapport σ_{μ}/λ et pour plusieurs écart-types de pentes m_{μ} de la micro-rugosité. La géométrie est fixée à $\theta^r = 0^{\circ}$, $\theta_i = 8^{\circ}$ et l'écart type des pentes de la macro rugosité est également fixé ($m = 0.15$).

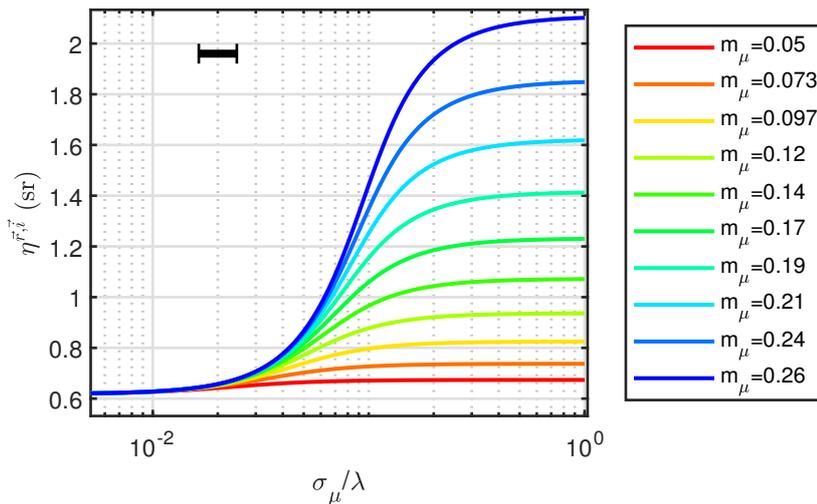


Figure 2.18 – Évolution du modèle à deux échelles de la fonction de diffusion en fonction du rapport σ_{μ}/λ et pour plusieurs m_{μ} ($m = 0.15$, $\theta^i = 8^{\circ}$ et $\theta^r = 0^{\circ}$)

Comme précédemment pour la BRDF, la fonction de diffusion évolue entre deux limites lorsque $\sigma_{\mu}/\lambda \rightarrow 0$ et $\sigma_{\mu}/\lambda > 0.8$. La fonction est maximale à $\sigma_{\mu}/\lambda > 0.8$ car il n'y

a aucun pic spéculaire sur les micro-facettes. L'écart entre m et m_μ détermine alors l'amplitude de variation spectrale maximale du modèle puisqu'au delà il a été montré que le modèle se comporte comme un modèle à micro-facettes qui est donc indépendant de la longueur d'onde.

L'effet de l'angle d'incidence sur la dépendance spectrale de la fonction de diffusion est étudié dans le cas d'une surface avec $m = m_\mu = 0.1$ et $\theta^r = 0$ sur la figure 2.19.

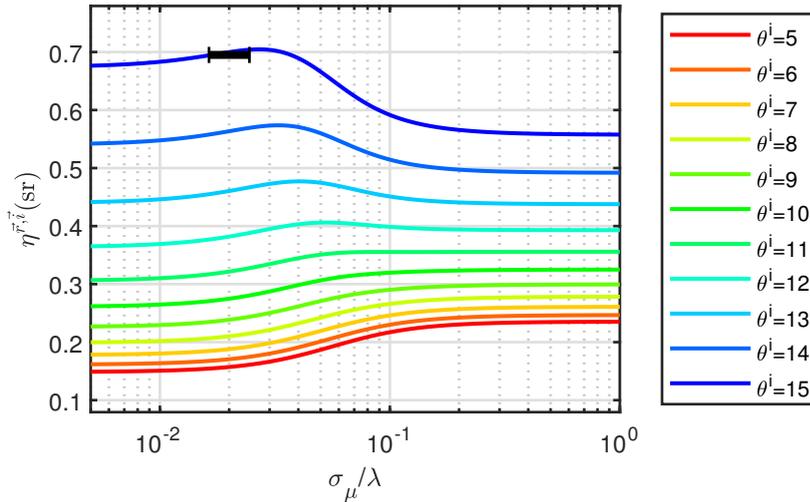


Figure 2.19 – Évolution du modèle à deux échelles de la fonction de diffusion en fonction du rapport σ_μ/λ et pour plusieurs valeurs de θ^i ($m = 0.05, m_\mu = 0.1$ $\theta^r = 0^\circ$).

De manière analogue au modèle de diffraction à une échelle (voir figure 2.14b), deux types d'évolutions spectrales sont possibles selon l'angle θ^i et la valeur de σ_μ/λ . Ainsi lorsque θ^i est suffisamment éloigné du maximum de la BRDF, qui est ici à $\theta^i = \theta^r = 0^\circ$, la fonction de diffusion augmente avec la longueur d'onde à cause du rétrécissement de la BRDF (voir la figure 2.17). Cet effet s'atténue à mesure que l'écart entre θ^i et θ^r diminue jusqu'à s'inverser lorsque les deux angles sont proches et qu'ainsi la fonction de diffusion devient décroissante avec l'augmentation de la longueur d'onde.

Enfin, à la transition entre les deux comportements, il est constaté que la fonction de diffusion est très peu dépendante de la longueur d'onde (car il y a inversion de sens de variation). Ce comportement sera exploité dans le chapitre 3 pour chercher la configuration angulaire permettant de minimiser la dépendance spectrale de η .

2.5.2.3 Synthèse et discussions

Un modèle de fonction de diffusion à deux échelles de rugosité a été développé avec :

- une grande échelle de rugosité constituée de micro-facettes, d'écart-type des pentes m et d'écart type des hauteurs σ qui est non explicitée dans le modèle en vertu de l'hypothèse de l'optique géométrique ($\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$).
- une micro-rugosité des micro-facettes, d'écart type de pente m_μ et d'écart type des hauteurs σ_μ .

Le modèle possède un comportement intermédiaire entre deux modèles de fonction de diffusion à une échelle de micro-facettes avec m et $m_{\text{eq}} = \sqrt{m^2 + m_\mu^2}$ selon la valeur du rapport $\frac{\sigma_\mu}{\lambda}$. Lorsque ce rapport est supérieur à 0.8, la micro-rugosité se comporte comme un ensemble de micro-facettes et le modèle est alors indépendant de la longueur d'onde.

Ensuite, à mesure que la longueur d'onde augmente (et que le rapport $\frac{\sigma_\mu}{\lambda}$ diminue), une partie du rayonnement incident sur les micro-facettes est réfléchi spéculairement et l'autre partie est diffractée à cause de la micro-rugosité. Il en résulte une BRDF de plus en plus étroite (du fait du renforcement des réflexions spéculaires) ce qui implique une diminution de la fonction de diffusion avec l'augmentation de la longueur d'onde lorsque θ^i et θ^r sont proches et inversement lorsqu'ils sont éloignés. Enfin, lorsque $\frac{\sigma_\mu}{\lambda} \rightarrow 0$ l'effet de la micro-rugosité devient négligeable et le modèle devient alors équivalent au modèle à micro-facettes à une seule échelle de rugosité qui est limité par la condition $\lambda \ll \sigma$.

L'existence de ces deux cas limites dans le modèle à deux échelles indique ces limitations puisqu'il est toujours possible d'imaginer une situation sur une bande spectrale suffisamment large où la grande échelle de rugosité est "trop petite" pour satisfaire le critère de l'optique géométrique. **Le modèle est donc valide sur une gamme spectrale finie, pour un matériau donné.** Toutefois cette bande spectrale est potentiellement plus large qu'un modèle à une seule échelle qui néglige le caractère multi-échelle des surfaces réelles.

2.6 Conclusions sur la modélisation de la fonction de diffusion et perspectives

Ce chapitre a mis en évidence le rôle fondamental de la rugosité dans la dépendance spectrale de la fonction de diffusion. En considérant une seule échelle de rugosité, deux cas sont à retenir par rapport au λ_{max} d'une bande spectrale :

- $\sigma < 0.8 \lambda_{\text{max}}$: la rugosité génère de la diffraction qui entraîne une dépendance spectrale de la fonction de diffusion. Cette dépendance a été modélisée par le modèle de diffraction de Beckmann. Elle dépend alors du rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$ et des angles θ^i et θ^r de mesure et de l'écart-type des pentes m .
- $\sigma > 0.8 \lambda_{\text{max}}$: l'interaction entre le rayonnement et la rugosité est uniquement un processus de réflexion sur des micro-facettes parfaitement spéculaires. Ce cas est alors décrit par le modèle de fonction de diffusion à micro-facettes qui est le cas limite du modèle de Beckmann lorsque $\frac{\sigma}{\lambda} \rightarrow \infty$. Dans ce cas, le modèle est indépendant de la longueur d'onde et sa forme dépend d'un paramètre de rugosité l'écart-type de pente m .

Afin de prendre en compte la nature multi-échelle de la rugosité des surfaces réelles, un modèle combinant le phénomène de réflexion à la grande échelle et de diffraction à la petite échelle a été développé. Il modélise la dépendance spectrale de la fonction de diffusion des matériaux ayant une rugosité supérieure à la longueur d'onde, non prise en compte dans le modèle à micro-facettes.

Ce modèle de fonction de diffusion qui dépend de m pour la grande échelle et de m_μ et σ_μ pour la micro-rugosité qui possède alors une évolution spectrale permet de faire

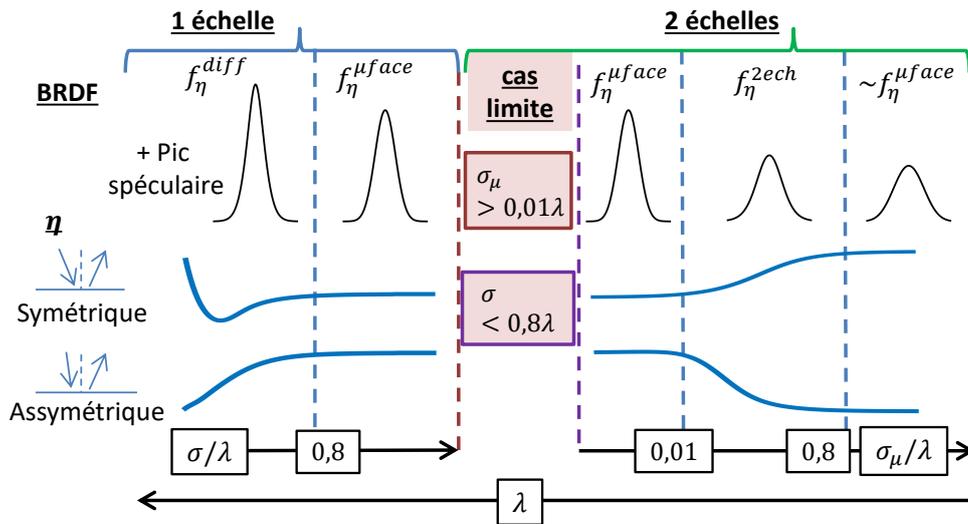


Figure 2.20 – Modèles développés dans le chapitre avec leurs domaines de validité

la jonction entre un modèle à une échelle avec un écart-type de pente m et un modèle à une échelle avec un écart-type de pente $\sqrt{m^2 + m_\mu^2}$. C'est alors le rapport $\frac{\sigma_\mu}{\lambda}$ qui détermine la répartition entre le rayonnement réfléchi et le rayonnement diffracté d'où la dépendance spectrale du modèle. Tous ces cas sont alors résumés par la figure 2.20 où sont représentées les formes caractéristiques des différents modèles de BRDF et de fonctions de diffusion détaillés dans le chapitre.

Le chapitre suivant sera consacré à la validation des trois modèles de fonction de diffusion présentés, sur une gamme de rugosité couvrant le cas d'une surface lisse où la plus grande échelle de rugosité est inférieure à la longueur d'onde jusqu'au cas d'une surface très rugueuse où la grande échelle de rugosité est grande devant la longueur d'onde. L'apport du modèle à deux échelles pour modéliser les surfaces très rugueuses pourra alors être discuté. Aussi, les paramètres de rugosité des modèles, identifiés sur des données expérimentales, seront comparés à des mesures de rugosité réelles. Ces résultats permettront alors de mettre en évidence les potentialités de ces modèles pour l'évaluation de l'état de surface d'échantillons à partir de fonctions de diffusion.

Validation expérimentale des modèles de fonction de diffusion

3.1	Démarche de validation et sélection des matériaux	60
3.1.1	Rappel des modèles de fonction de diffusion	61
3.1.2	Démarche de validation	62
3.1.3	Sélection des matériaux	64
3.2	Présentation des moyens de mesure de la rugosité et de la fonction de diffusion	65
3.2.1	Moyens de mesure de la rugosité et de la micro-rugosité	65
3.2.2	Moyens et méthode de mesure de la fonction de diffusion	66
3.3	Étude des modèles pour le revêtement d’Infragold	70
3.3.1	Présentation des mesures et définition des bandes spectrales d’étude	70
3.3.2	Identification des paramètres des modèles en bande NIR	74
3.3.3	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande NIR	74
3.3.4	Comparaison des paramètres identifiés en bande NIR avec les paramètres de rugosité mesurés	75
3.3.5	Identification des paramètres des modèles en bande MIR	76
3.3.6	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande MIR	77
3.3.7	Comparaison des paramètres identifiés en bande MIR avec les paramètres de rugosité mesurés	78
3.3.8	Synthèse des résultats de l’Infragold	78
3.4	Étude des modèles pour l’échantillon de platine	79
3.4.1	Présentation des mesures et définition des bandes spectrales d’étude	79
3.4.2	Identification des paramètres des modèles en bande NIR	82
3.4.3	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande NIR	82
3.4.4	Comparaison des paramètres identifiés en bande NIR avec les paramètres de rugosité mesurés	83
3.4.5	Identification des paramètres des modèles en bande MIR	83
3.4.6	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande MIR	84
3.4.7	Comparaison des paramètres identifiés en bande MIR avec les paramètres de rugosité mesurés	85
3.4.8	Synthèse des résultats du platine	86
3.5	Étude des modèles pour l’échantillon d’innox	86
3.5.1	Présentation des mesures et définition des bandes spectrales d’étude	86
3.5.2	Identification des paramètres des modèles en bande NIR	89

3.5.3	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande NIR	90
3.5.4	Comparaison des paramètres identifiés en bande NIR avec les paramètres de rugosité mesurés	90
3.5.5	Identification des paramètres des modèles en bande MIR	91
3.5.6	Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande MIR	92
3.5.7	Comparaison des paramètres identifiés en bande MIR avec les paramètres de rugosité mesurés	92
3.5.8	Synthèse des résultats de l'inox	93
3.6	Bilan des résultats et conclusion sur le domaine de validité des modèles	94
3.7	Influence de la configuration angulaire sur la fonction de diffusion	95
3.7.1	Mise en évidence expérimentale de l'effet des configurations asymétriques sur la fonction de diffusion dans la bande spectrale NIR	95
3.7.2	Impact de la configuration angulaire sur la fonction de diffusion simulée	98
3.7.3	Perspectives d'utilisation des configurations asymétriques en thermoréflexométrie bichromatique	99
3.8	Conclusion du chapitre	100

Ce chapitre est consacré à la validation expérimentale des modèles de fonction de diffusion présentés au chapitre précédent. La démarche de cette validation consiste tout d'abord à sélectionner des matériaux représentatifs d'une large gamme de comportements de fonction de diffusion, définis selon la valeur du rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$. Pour chacun de ces matériaux, les caractéristiques topographiques de la rugosité et la fonction de diffusion seront mesurées. Ensuite, ces propriétés permettront d'identifier les paramètres des différents modèles exposés au chapitre précédent. Les critères d'évaluation sont d'une part le biais de la fonction de diffusion entre le modèle et la mesure spectrométrique, et d'autre part la cohérence physique des paramètres identifiés par les modèles avec ceux issus de la mesure de rugosité.

Le chapitre est organisé de la manière suivante :

- La première section rappelle les modèles avec leurs principaux paramètres. Cette section détaille également la démarche de validation et se conclut par les matériaux sélectionnés pour la validation des modèles.
- La deuxième section présente les méthodes de mesures des caractéristiques topographiques de la rugosité et des propriétés optiques.
- La troisième section présente la méthode d'identification des modèles avec les indicateurs de performances et détaille les résultats des comparaisons entre les modèles et les fonctions de diffusion mesurées en configuration symétrique.
- La quatrième section est consacrée à l'étude des configurations asymétriques de la fonction de diffusion dans la perspective d'une optimisation du choix de la configuration angulaire en thermoréflexométrie.

3.1 Démarche de validation et sélection des matériaux

Cette section rappelle les modèles avec leurs principaux paramètres et introduit les objectifs et la démarche adoptée dans le chapitre pour la validation expérimentale du modèle. Elle se conclut par les matériaux sélectionnés pour la validation.

3.1.1 Rappel des modèles de fonction de diffusion

Le chapitre 2 propose trois modèles physiques de fonction de diffusion dont les domaines de validités sont classés par rapport à $\frac{\sigma}{\lambda}$ et par rapport au nombre d'échelles de rugosité présent. Dans cette étude, la validation des trois modèles sera faite dans une seule configuration dite symétrique avec $\theta^i = 15^\circ$, $\theta^r = 15^\circ$ et $\phi = 180^\circ$. Ces angles n'apparaîtront ainsi plus explicitement dans cette étude, mais seront remplacés par le facteur $A = \cos \theta^i \cos \theta^r = 0.933$. L'expression des modèles ainsi précisée est rappelée dans la suite avec le facteur pour simplifier les expressions des modèles :

Modèle à micro-facettes :

$$f_{\eta}^{\mu\text{face}}(m) = 8\pi m^2 A$$

L'expression complète est fournie par l'équation (2.3.13).

Ce modèle suppose l'hypothèse de l'approximation optique géométrique (GOA) valide soit un rapport $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$ qui conduit à un modèle indépendant de la longueur d'onde. Il ne dépend alors que d'un paramètre de rugosité : l'écart type des pentes des micro-facettes m .

Modèle de diffraction :

$$f_{\eta}^{\text{diff}}(\sigma, m, \lambda) = \frac{A 8\pi m^2}{\exp(-g) g \sum_{s=1}^{s=\infty} \frac{g^s}{s!s}} \quad (3.1.1)$$

avec $g = A \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2$. L'expression complète est donnée par l'équation (2.4.6).

Ce modèle décrit le cas d'une surface à une échelle de rugosité pour tout rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$ (il inclue le modèle à micro-facettes). Le paramètre m intervient de la même façon que dans le modèle à micro-facettes. Lorsque $\frac{\sigma}{\lambda} < 0.8$, le modèle varie avec la longueur d'onde du fait de la diffraction.

Modèle à deux échelles :

$$f_{\eta}^{2\text{ech}}(m, m_{\mu}, \sigma_{\mu}/\lambda) = \frac{4A}{\exp(-g)D(m) + \int_{\Omega_h=2\pi} D_{\mu}(\alpha_{\mu}, m_{\mu}, \sigma_{\mu})D(\alpha, m)G_{\text{tot}} d\Omega_h} \quad (3.1.2)$$

La description complète est en équation (2.5.6).

Ce modèle considère deux échelles de rugosité, une grande suivant le comportement du modèle à micro-facettes, défini par m , et une micro-échelle suivant le comportement du modèle de diffraction qui dépend de σ_{μ} et m_{μ} . La dépendance spectrale du modèle est alors causée par la diffraction à la micro-échelle qui dépend du rapport $\frac{\sigma_{\mu}}{\lambda}$.

Bilan des paramètres présentés :

- m l'écart type des pentes de la grande échelle de rugosité, commun aux trois modèles ($f_{\eta}^{\mu\text{face}}$, f_{η}^{diff} , $f_{\eta}^{2\text{ech}}$)
- σ l'écart type des hauteurs de la grande échelle de rugosité, présent uniquement dans le modèle de diffraction (f_{η}^{diff})
- m_{μ} l'écart type de pentes de la micro-rugosité présent uniquement dans le modèle à deux échelles ($f_{\eta}^{2\text{ech}}$)

-
- σ_μ l'écart type des hauteurs de la micro-rugosité présent uniquement dans le modèle à deux échelles (f_η^{2ech})

La démarche de validation de ces trois modèles qui conduira à l'identification des paramètres de rugosité de chaque modèle à partir de la fonction de diffusion expérimentale est présentée dans la suite.

3.1.2 Démarche de validation

La démarche de validation des modèles de fonction de diffusion repose sur les étapes présentées ci-dessous :

3.1.2.1 Étape 0 : Sélection des matériaux

Les matériaux sélectionnés sont représentatifs des différents comportements de la fonction de diffusion en fonction du rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$. Les étapes suivantes seront par la suite appliquées à chaque échantillon.

3.1.2.2 Étape 1 : Mesures topographiques de la rugosité et vérification des hypothèses associées aux modèles

La rugosité est étudiée selon deux échelles. Les paramètres de rugosité σ , σ_μ , m et m_μ sont mesurés sur cinq zones, à proximité de la zone ayant servi de mesure à la fonction de diffusion au spectromètre. La valeur étudiée sera la moyenne (notée \bar{x}) de ces cinq mesures. Aussi, l'écart type relatif de ces mesures (noté σ_x/\bar{x}) sera donné pour quantifier l'homogénéité des surfaces.

Les fonctions décrivant statistiquement la rugosité et certains paramètres sont également étudiées pour vérifier que les hypothèses des modèles seront respectées par les échantillons (voir rappel en 3.1.1). Seront analysés :

- le rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$ pour déterminer le bande spectrale de validité de la GOA ($\frac{\sigma}{\lambda} < 0.8$),
- la valeur de m pour vérifier l'absence de multi-réflexion ($m < 0.26$),
- la PDF des hauteurs pour vérifier la pertinence du modèle gaussien (équation (2.2.6)),
- La fonction d'auto-corrélation 2D (généralisation de l'équation (2.2.7) en 1D) pour vérifier l'hypothèse d'isotropie de la topographie en calculant le rapport des longueurs d'auto-corrélation $\frac{CL_{min}}{CL_{max}}$ (= 1 si parfaitement isotrope),
- La fonction de distribution des normales de pentes pour vérifier le modèle gaussien (équation (2.3.8) dans le repère des normales des facettes).

3.1.2.3 Étape 2 : Mesure de la fonction de diffusion

La fonction de diffusion est mesurée dans une configuration symétrique avec $\theta^i = 15^\circ$ et $\theta^r = 15^\circ$, avec les deux détecteurs du spectromètre IRTF équipé du module goniomètre, permettant une mesure angulaire du flux réfléchi pour une large gamme de longueurs d'onde. Ces variations seront interprétées en lien avec la rugosité et micro-rugosité de l'échantillon.

3.1.2.4 Étape 3 : Définition des bandes spectrales d'étude

Selon l'allure de la fonction de diffusion et les valeurs des paramètres de rugosité mesurées, deux gammes spectrales sont définies pour réaliser les identifications des paramètres des modèles :

- une première avec la grande échelle de rugosité qui respecte le critère de la GOA ($\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$) et une micro échelle dix à cent fois plus faible qui correspond au domaine d'application du modèle à deux échelles.
- une seconde où le critère $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$ n'est plus respecté qui correspond au domaine d'application du modèle de diffraction.

Les étapes suivantes seront appliquées pour deux bandes spectrales définies pour chaque matériau en fonction du rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$. La bande spectrale entre $1\mu m$ (limite de détection inférieure du spectromètre) et $\frac{\sigma}{0.8}$ sera appelée "NIR", et les longueurs d'onde supérieures "MIR".

3.1.2.5 Étape 4 : Identification des paramètres des modèles à partir de la fonction de diffusion mesurée : interprétation de l'erreur relative d'interpolation

Pour les deux bandes spectrales, les paramètres des trois modèles de fonction de diffusion sont estimés par la méthode de régression non linéaire des moindres carrés à partir des valeurs expérimentales de la fonction de diffusion. Le principe est de minimiser une fonction coût qui est égale à la somme du carré de l'écart entre le modèle et les données expérimentales. Ce processus est fait de manière itérative en partant d'une estimation des paramètres initiaux qui sera mise à jour par l'algorithme "trust-region" de la fonction "fit" de Matlab.

L'indicateur de performance de la qualité de l'identification est l'écart relatif entre le modèle f_η et les mesures expérimentales η de la fonction de diffusion et il est noté comme suit :

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{f_\eta(\lambda) - \eta(\lambda)}{\eta(\lambda)} \quad (3.1.3)$$

Dans le cas d'un modèle non biaisé, cet écart relatif varie de manière aléatoire autour de zéro avec la longueur d'onde. Dans le cas où l'erreur relative présente une forme non stochastique, avec une évolution de l'erreur significative, le modèle sera dit biaisé. Ce biais est analysé en regard des phénomènes physiques non pris en compte dans le modèle incriminé.

3.1.2.6 Étape 5 : Vérification des intervalles relatifs de confiance des paramètres estimés

A chaque identification de modèle, des intervalles de confiance relatifs à la valeur de chaque paramètre (notés ICR) seront donnés en pourcentage. Ces ICR sont calculés à l'itération finale par la relation suivante :

$$ICR(x) = \frac{2\sqrt{(JJ^T)^{-1} \times MSE}}{x} \quad (3.1.4)$$

où x est la valeur du paramètre identifié, J est la matrice jacobienne du système de la fonction coût à la dernière itération et MSE est l'erreur moyenne quadratique du modèle. Une valeur de ICR très élevée peut provenir de trois causes pouvant s'additionner :

- un nombre de données insuffisant et/ou trop bruitée qui conduit à une identification fortement tributaire des erreurs de mesures
- la corrélation de plusieurs paramètres dans un modèle qui rend impossible leur identification
- l'utilisation d'un modèle peu adapté qui conduit à une forte MSE et donc un grand ICR de paramètre.

Les ICR seront présentés en détail pour le premier échantillon. Pour les autres, seuls les résultats pertinents pour l'interprétation seront présentés.

3.1.2.7 Étape 6 : Cohérence physique des paramètres de rugosité : comparaison entre les valeurs des paramètres identifiés et mesurés

Cette dernière étape permet de conclure sur la cohérence physique de l'estimation des paramètres des modèles. Pour un modèle jugé satisfaisant dans les deux étapes précédentes, un faible écart relatif entre les paramètres estimés et les paramètres mesurés sera une preuve supplémentaire de la cohérence physique du modèle et de sa capacité à permettre une identification du ou des paramètres de rugosité.

3.1.3 Sélection des matériaux

Trois échantillons de matériaux métalliques (Infragold, platine et inox) à la rugosité isotrope ont été sélectionnés. Leurs paramètres de rugosité σ et m et de micro-rugosité σ_μ et m_μ sont présentés dans le tableau 3.1.

Table 3.1 – Caractéristiques principales des échantillons

Nom	matériau	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
Infragold	or	4.9	0.17	0.037	0.061
platine	platine	1.9	0.069	0.067	0.037
inox	inox	7	0.23	0.037	0.102

Avec des valeurs de m allant de 0.069 à 0.23, ces échantillons représentent les cas de matériaux peu diffusants à très diffusants (dans la limite des multi-réflexions) d'où une large gamme de valeurs de fonctions de diffusion représentée.

Avec une plage de longueurs d'ondes allant de $1 \mu m$ à $17 \mu m$ (gamme du spectromètre IRTF et une partie du thermoréfectomètre), le rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$ des trois échantillons couvre une large gamme de variation qui permet d'étudier à la fois le cas où $\frac{\sigma}{\lambda} > 1$ et $\frac{\sigma}{\lambda} < 1$. La figure 3.1 trace les valeurs de σ en fonction des rapports $\frac{\sigma}{\lambda}$ accessibles avec la plage de longueurs d'onde disponible.

L'échantillon le plus rugueux ($\sigma = 7 \mu m$) illustre alors un matériau avec un rapport minimal de $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.4$ et le moins rugueux un rapport maximal de $\frac{\sigma}{\lambda} < 1.2$. En d'autres termes, les échantillons les plus rugueux peuvent être convertis par similitude en échantillons peu rugueux en augmentant la longueur d'onde de mesure (l'inverse n'est ici pas possible puisque les longueurs d'ondes minimales sont toutes à $1 \mu m$).

Concernant la micro-rugosité, le même principe de similitude s'applique avec le rapport $\frac{\sigma_\mu}{\lambda}$. L'effet (ou l'absence d'effet) conjoint des deux échelles de rugosité à une longueur d'onde sera alors déterminé par le rapport $\frac{\sigma}{\sigma_\mu}$ qui est le rapport d'échelle entre les

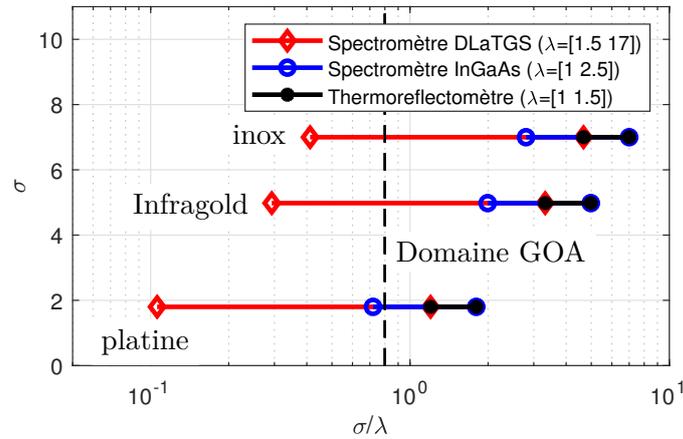


Figure 3.1 – Écart-type des hauteurs σ des trois échantillon en fonction des rapports $\frac{\sigma}{\lambda}$ considérés par les moyens de mesures

deux écarts-types des hauteurs. Avec des rapports entre 28 à 190, les trois échantillons encadrent ainsi une large gamme d'écarts de dimensions entre les deux échelles de rugosité.

Les trois échantillons sélectionnés associés à la large gamme de longueur d'onde de mesure permettent ainsi de parcourir par similitude une très grande diversité de situations nécessaires à la validation des modèles.

3.2 Présentation des moyens de mesure de la rugosité et de la fonction de diffusion

Cette section présente les différents moyens de caractérisation et de mesures et les méthodes retenues pour mesurer les paramètres de rugosité, la BRDF et la fonction de diffusion des échantillons sélectionnés.

3.2.1 Moyens de mesure de la rugosité et de la micro-rugosité

3.2.1.1 Moyens expérimentaux : microscopes utilisés

Les paramètres statistiques décrivant la rugosité et la micro-rugosité (σ , m , σ_μ et m_μ) sont déterminés à partir des images de la topographie des échantillons à différents grossissements afin de couvrir l'échelle de résolution spatiale souhaitée. Suivant les disponibilités et les performances requises, ces images ont été acquises avec les moyens de mesures suivants :

- microscope laser et laser CID (interférométrie) à balayage laser confocal (appareil Olympus OLS5000) avec des objectifs d'un grossissement de x20 à x100 pour les échantillons d'inox et d'Infragold. Disponible dans un laboratoire partenaire, il permet d'accéder avec l'objectif x100 à une résolution spatiale latérale de $0.12 \mu\text{m}$ et de 1 nm en vertical ;

-
- microscope à variation de focus (appareil InfiniteFocusSL, ALICONA) avec des objectifs d'un grossissement de x20 à x50 pour l'échantillon de platine. Ce appareil, toujours disponible au laboratoire, permet d'atteindre une résolution spatiale latérale moindre de $1.5\ \mu\text{m}$ et 20 nm en vertical. Cette limite de résolution a une incidence sur la valeur minimale de m_μ .

3.2.1.2 Méthode de mesure des paramètres de la grande échelle de rugosité (m et σ)

Dans une zone d'intérêt rectangulaire de 2mm^2 , les mesures sont traitées de la manière suivante :

1. élimination des défauts de planéité de l'échantillon par soustraction d'un plan polynômial de degré 3.
2. élimination de la micro-rugosité par application d'un filtre passe bas à réponse impulsionnelle finie (fonction matlab fir1 et ftrans2 avec un ordre de 200 pour avoir une transition de bande passante très abrupte). La longueur de coupure, notée l_c , est définie à l'atténuation de -5dB. Elle a été déterminée au préalable pour chaque échantillon à partir de la longueur d'auto-corrélation (CL) et de m calculées sur la surface filtrée pour différentes valeurs de l_c . La longueur retenue est celle qui délimite le changement d'allure d'une des deux courbes qui marque ainsi la limite à partir de laquelle le filtre affecte la grande échelle de rugosité (pour l_c croissant). Les valeurs de l_c issues des analyses topographiques pour les échantillons d'Infragold, de platine et d'inox sont respectivement de $6\ \mu\text{m}$, $12\ \mu\text{m}$ et $3\ \mu\text{m}$.
3. calcul des paramètres de rugosité sur cinq zones de dimension identique, définies en séparant l'image en quatre sous images, plus une image centrale. Les paramètres d'intérêt m et σ sont identifiés par méthode des moindres carrés sur les histogrammes expérimentaux des hauteurs et des angles de facettes. Cette méthode s'est montrée plus robuste aux valeurs extrêmes que la méthode d'obtention de σ et m par un calcul d'écart-type (en particulier pour m).

Les valeurs présentées sont la moyenne des valeurs σ et des m calculées sur les cinq zones. La dispersion des ces cinq valeurs est également quantifiée par un écart-type qui sera présenté en pourcentage de la moyenne de l'échantillon.

3.2.1.3 Méthode de mesure des paramètres de la micro-rugosité (m_μ et σ_μ)

Sur les images acquises au grossissement x100 (et respectivement x50) sur un champ de $230\ \mu\text{m}^2$ (et respectivement de $400\ \mu\text{m}^2$), la grande échelle de rugosité a été supprimée en appliquant un filtre passe haut dont les caractéristiques sont identiques à celles du filtre passe bas précédent. Les paramètres m_μ et σ_μ sont les moyennes des écarts-types des pentes et de hauteurs calculés sur cinq zones par la même méthode que pour les paramètres de rugosité.

3.2.2 Moyens et méthode de mesure de la fonction de diffusion

La fonction de diffusion $\eta^{\vec{r};\vec{i}}$, est définie par le rapport entre la réflectance $\rho^{\vec{r};\cap}$ et la réflectivité bidirectionnelle $\rho^{\vec{i};\vec{j}}$. Elle peut être également obtenue par l'intégrale

hémisphérique d'une indicatrice de réflexion, $\rho_{\text{ind}}^{\vec{i},\vec{r},\vec{x}}$, avec l'égalité suivante :

$$\eta^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda, T) = \int_{\Omega_x=2\pi} \rho_{\text{ind}}^{\vec{i},\vec{r},\vec{x}} \cos \theta^x d\Omega^x \quad \left(= \frac{\rho^{\vec{r},\cap}(\lambda, T)}{\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T)} \right) \quad (3.2.1)$$

avec l'indicatrice de réflexion ($\rho_{\text{ind}}^{\vec{i},\vec{r},\vec{x}}$) définie par l'équation (3.2.2) :

$$\rho_{\text{ind}}^{\vec{i},\vec{r},\vec{x}} = \frac{\rho^{\vec{r},\vec{x}}(\lambda, T)}{\rho^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda, T)} = \frac{\rho^{\vec{r},\vec{x}}(\lambda, T)}{\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda, T)} \quad (3.2.2)$$

où $\rho^{\vec{r},\vec{x}}$ est la BRDF qui intégrée seule donne la réflectance $\rho^{\vec{r},\cap}$. À noter que l'égalité $\rho^{\vec{r},\vec{i}} = \rho^{\vec{i},\vec{r}}$ est la conséquence du théorème de réciprocité des chemins optiques.

Ainsi la fonction de diffusion peut être obtenue par la mesure puis intégration de la BRDF ($\rho^{\vec{r},\vec{x}}$) ou de l'indicatrice de réflexion qui est la BRDF divisée par sa valeur à $\vec{x} = \vec{i}$. Ces deux quantités sont mesurées à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier doté d'un module goniomètre qui permet la mesure de la BRDF dans le demi plan d'incidence. Le spectromètre utilisé et les méthodes de détermination et d'intégration de ces deux quantités sont présentés dans les paragraphes suivants.

3.2.2.1 Spectromètre à transformée de Fourier

Un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (IRTF), permet de réaliser la mesure d'un signal issu d'une source spectrale étendue qui sera réfléchié ou transmise par l'échantillon. La décomposition du spectre de la source est possible grâce à un interféromètre (de type Michelson) qui module spectralement le signal de sortie en fonction de la position du miroir mobile. Le signal de sortie est alors un interférogramme dont la transformée de Fourier permet de retrouver le spectre du signal. L'appareil employé est un spectromètre de la marque Bruker VERTEX v70 équipé de deux détecteurs :

- InGaAs "extended" utilisé entre 1 et $2.5\mu m$ pour le domaine spectral PIR ou NIR (Proche InfraRouge ou Near Infrared)
- DLaTGS exploité entre 1.5 et $17\mu m$ pour le domaine spectral MIR (Moyen InfraRouge)

Un module goniomètre est utilisé pour les mesures de réflectivités bidirectionnelles. Il est constitué de deux bras motorisés avec aux extrémités un miroir sphérique permettant d'éclairer et de collecter le rayonnement sur l'échantillon. De par l'encombrement des deux miroirs, l'angle d'incidence minimal est $\theta^i = 13^\circ$ avec également un angle de réflexion minimal $\theta^x = 13^\circ$. Ces mesures sont également restreintes au plan d'incidence soit donc $\phi^i = 0^\circ$ et $\phi^x = 180^\circ$.

3.2.2.2 Mesure de la réflectivité bidirectionnelle, de la BRDF et de l'indicatrice de réflexion avec le module goniomètre du spectromètre

Sur la base du module goniomètre, suivant le domaine spectral le type de mesure est différent.

Domaine spectral NIR : mesure de la réflectivité et de la BRDF

Dans le NIR, les mesures de la BRDF $\rho_{\text{ech}}^{\vec{r},\vec{x}}$ (\vec{x} direction quelconque) et de la réflectivité bidirectionnelle $\rho_{\text{ech}}^{\vec{r},\vec{i}}$ (\vec{i} direction donnée) sont obtenues en faisant le rapport entre le signal de l'échantillon (indice ech) et celui d'une référence de réflectivité bidirectionnelle connue (indice ref). Cette opération est décrite par l'équation (3.2.3) :

$$\rho_{\text{ech}}^{\vec{r},\vec{x}} = \frac{S_{\text{ech}}^{\vec{r},\vec{x}} \cos \theta^r}{S_{\text{ref}}^{\vec{r},\vec{i}} \cos \theta^x} \rho_{\text{ref}}^{\vec{r},\vec{i}} \quad (3.2.3)$$

où S_{ech} est le signal mesuré sur l'échantillon et S_{ref} celui mesuré sur la référence. \vec{r} et \vec{x} décrivent les angles d'incidence et de réflexion avec respectivement l'angle d'incidence θ^r fixé à 15° dans l'étude et l'angle de réflexion θ^x mesuré de 13° à 89° tous les degrés avec $\vec{x} = \vec{i}$ pour $\theta^x = \theta^i$.

La référence est un échantillon de Spectralon SRS99 qui possède une BRDF quasi Lambertienne et une réflectance de 99% entre $0.4\mu\text{m}$ et $1.7\mu\text{m}$ (et qui reste très élevée jusqu'à $2.5\mu\text{m}$).

Domaine spectral MIR : mesure de l'indicatrice de réflexion

N'ayant pas d'échantillon avec une BRDF de référence valide dans ce domaine spectral, la mesure de BRDF a été remplacée par la mesure de l'indicatrice de réflexion qui ne nécessite pas de référence puisque celle-ci est définie de manière relative par la relation (3.2.4) :

$$\rho_{\text{ind}}^{\vec{i},\vec{r},\vec{x}} = \frac{\rho_{\text{ech}}^{\vec{i},\vec{x}} \cos \theta^r}{\rho_{\text{ech}}^{\vec{i},\vec{i}}} = \frac{S_{\text{ech}}^{\vec{i},\vec{x}}}{S_{\text{ech}}^{\vec{i},\vec{i}} \cos \theta^x} \quad (3.2.4)$$

L'intégration hémisphérique de cette quantité est alors directement égale à la fonction de diffusion puisque le dénominateur de celle-ci peut être placé dans l'intégrale. Cette méthode ne permet en revanche pas d'obtenir la réflectance contrairement à la précédente méthode.

3.2.2.3 Intégration de la BRDF ou de l'indicatrice pour déterminer la fonction de diffusion

Comme indiqué précédemment, l'obtention de la fonction de diffusion nécessite l'intégration de la BRDF puis une division du résultat par la réflectivité bidirectionnelle, ou bien simplement l'intégration de l'indicatrice de réflexion. Dans le premier cas le résultat intermédiaire de l'intégration permet de retrouver la réflectance contrairement au second. La procédure d'intégration, commune à la BRDF et l'indicatrice, est décrite dans la suite.

Domaine spectral NIR : intégration de la BRDF pour l'obtention de la fonction de diffusion

Au préalable, une extrapolation des mesures est nécessaire puisque la BRDF (et l'indicatrice) n'a pas été mesurée dans tout l'hémisphère. Elle s'obtient à partir du formalisme des modèles à micro-facettes en introduisant une fonction D^* , analogue à une fonction de distribution d'angle de facette, qui est définie en fonction de la BRDF mesurée et de la réflectance inconnue pour chaque longueur d'onde :

$$\rho_{\text{ech}}^{\vec{r},\vec{x}}(\lambda) = \rho^{\vec{r},\Omega}(\lambda) \times \frac{D^*(\alpha, \lambda)}{4 \cos \theta^r \cos \theta^x} \quad (3.2.5)$$

avec $\rho^{\vec{r},\Omega}(\lambda)$ la réflectance inconnue de l'échantillon.

L'hypothèse adoptée est alors que la fonction $D^*(\alpha, \lambda)$, qui regroupe toute la dépendance angulaire de la BRDF, de l'échantillon est paire (voir 2.3.2.4) et qu'elle conserve l'énergie soit la condition $\int_0^{\pi/2} D^*(\alpha) \sin(2\alpha) d\alpha = 1$.

Ces deux conditions permettent d'obtenir la réflectance de l'échantillon par la relation suivante :

$$\rho^{\vec{r},\Omega}(\lambda) = \cos \theta^r 4 \pi \int_0^{\alpha_{max}} \rho_{exp}^{\vec{r},\vec{x}}(\lambda) \cos \theta^x \sin(2\alpha) d\alpha \quad (3.2.6)$$

avec l'angle de facette $\alpha = \frac{\theta^x - \theta^r}{2}$ et $\alpha_{max} = \frac{\theta_{max}^x - \theta^r}{2}$ l'angle d'inclinaison maximal de facette mesuré.

La fonction de diffusion est alors calculée en réalisant numériquement l'intégrale de l'équation (3.2.6) puis en divisant le résultat par la réflectivité bidirectionnelle mesurée $\rho_{exp}^{\vec{r},\vec{x}=\vec{i}}(\lambda)$ pour obtenir l'expression $\eta^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda)$ (grâce à l'identité $\rho_{exp}^{\vec{r},\vec{i}}(\lambda) = \rho_{exp}^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda)$).

Domaine spectral MIR : intégration de l'indicatrice de réflexion pour l'obtention de la fonction de diffusion

Dans le cas des mesures dans le MIR où c'est l'indicatrice de réflexion qui est mesurée, la fonction de diffusion est obtenue en l'intégrant par la même méthode que dans l'équation (3.2.6) soit :

$$\eta^{\vec{r},\Omega}(\lambda) = \cos \theta^r 4 \pi \int_0^{\alpha_{max}} \rho_{ind}^{\vec{i},\vec{r},\vec{x}}(\lambda) \cos \theta^x \sin(2\alpha) d\alpha \quad (3.2.7)$$

Remarque sur la méthode d'intégration

L'emploi de cette méthode d'intégration dans les deux cas suppose que l'échantillon soit suffisamment peu diffusant pour que l'intégralité de l'énergie réfléchi soit comprise entre 0 et α_{max} , qui vaut 37° ici. Le non respect de cette condition a pour effet de sous-estimer la réflectance réelle. Une vérification des intégrations a été réalisée pour les mesures dans le domaine NIR par comparaison de la réflectance calculée avec les mesures réalisées sur un dispositif alternatif : une sphère intégrant qui permet de mesurer directement la réflectance.

3.2.2.4 Recalage des mesures de fonction de diffusion dans le MIR

Un décalage entre les fonctions de diffusion mesurées pour les deux domaines spectraux NIR et MIR a été constaté. Ce décalage s'explique par la différence d'emplacement entre les deux détecteurs et la différence d'ouverture de diaphragme employée qui ont pour conséquence un léger décalage angulaire dans les mesures de BRDF.

Les mesures réalisées dans le domaine spectral MIR sont recalées par rapport à celles du domaine spectral NIR en appliquant un coefficient aux mesures de manière à ce que les deux fonctions se superposent sur la plage commune de détection des détecteurs entre $1.5 \mu m$ et $2.5 \mu m$.

3.2.2.5 Correction des mesures de fonction de diffusion et limitation de la bande spectrale

La dimension finie des angles solide de détection fait que la quantité mesurée à l'aide du module goniomètre n'est en réalité pas tout à fait une réflectivité bidirectionnelle.

En effet, la géométrie du module goniomètre fait que le faisceau incident subit une focalisation sur la surface de l'échantillon. Il y a ainsi plusieurs directions incidentes \vec{i}^* comprises dans un cône décrit par l'angle solide Ω^i . De même, le rayonnement réfléchi est collecté selon un angle solide Ω^r qui intègre donc plusieurs directions \vec{r}^* . Ainsi en toute rigueur la géométrie du dispositif correspond à une géométrie biconique dont la quantité radiométrique associée est la réflectance biconique avec la fonction associée qui est la BCRDF (biconical reflectance distribution function) introduite par [Nicodemus+1977] où la BCRDF est définie par une double intégration de la BRDF.

Dans le cas d'un matériau lambertien, la BRDF se déduit simplement de la BCRDF puisque la valeur de BRDF est dans ce cas constante et peut donc être sortie de la double intégrale. En revanche pour des matériaux spéculaires avec les variations angulaires brutales, la BRDF ne peut plus être déduite de la BCRDF du fait de l'intégration. L'inverse est en revanche possible puisqu'il est toujours possible d'intégrer une BRDF connue pour obtenir la BCRDF correspondante (pour des angles solides connus).

Afin de prendre en compte ce biais, une correction de la fonction de diffusion a été mise en place. Cette correction, détaillée en annexe A, est basée sur le calcul d'une table de conversion entre des réflectivité bidirectionnelles et leur réflectance biconique correspondante. Cette table, créée à partir d'un modèle à micro-facettes, décrivant des matériaux plus ou moins diffusants en faisant varier m , est alors utilisée pour corriger la mesure de la réflectivité bidirectionnelle $\rho^{\vec{i},\vec{r}}$ dans la fonction de diffusion. La correction est faite à chaque point de mesure, en identifiant la valeur de m qui décrit le mieux la BRDF autour des directions \vec{i} et \vec{r} , puis en appliquant le facteur de correction (correspondant à la valeur de m) à la valeur de $\rho^{\vec{i},\vec{r}}$ mesurée, ce qui revient à diviser la fonction de diffusion par ce même facteur de correction.

Outre cette correction, la longueur d'onde de mesure a été limitée pour éviter de confondre le pic de réflexion spéculaire (prédit dans le modèle de diffraction) avec le reste de la BRDF diffractée. Cette limitation a été nécessaire seulement pour l'échantillon de platine avec la condition $\sigma/\lambda > 0.25$ qui a été imposée soit $\lambda_{\max} = 7.5\mu m$.

3.3 Étude des modèles pour le revêtement d'Infragold

Cette section présente les résultats de la validation expérimentale des modèles physiques de la fonction de diffusion pour le revêtement d'Infragold. Les mesures de rugosité, micro-rugosité et de la fonction de diffusion sont tout d'abord présentées et les deux bandes spectrales d'étude définies. Ensuite, l'identification des paramètres des modèles à partir de la fonction de diffusion est établie, l'écart relatif entre les modèles et les mesures sont interprétés et l'ICR des paramètres identifiés vérifié. Enfin la cohérence physique des paramètres de rugosité identifiés est vérifiée par comparaison des valeurs identifiées et mesurées sur les deux domaines spectraux NIR et MIR.

3.3.1 Présentation des mesures et définition des bandes spectrales d'étude

3.3.1.1 Mesures topographiques de la rugosité

Grande échelle de rugosité

Les paramètres de rugosité moyens σ et m sont illustrés sur la figure 3.2a. La densité

de probabilité des hauteurs (PDF) est tracée sur la figure 3.2b, la fonction d'auto-corrélation (ACF) fait l'objet de la figure 3.2c et la fonction de distribution des normales des hauteurs est affichée sur la figure 3.2d sur la page suivante.

Vérification des hypothèses

Les principales hypothèses faites sur la rugosité pour les trois modèles (rappelées en 3.1.1) sont vérifiées :

- (a) Rapport $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$: avec une valeur d'écart type des hauteurs de $4.98 \mu m$, le critère est respecté dans la bande de mesure $[1 \mu m, 6 \mu m]$.
- (b) Absence de multi-réflexions ($m < 0.26$) : la valeur moyenne de l'écart-type des pentes m est de 0.17, qui est donc inférieure à la limite des multi-réflexions établie à 0.26 dans le chapitre 2.
- (c) La distribution des hauteurs possède une forme gaussienne : confirmée par la figure 3.2b.
- (d) La rugosité est isotrope : la fonction d'auto-corrélation 2D de la figure 3.2c possède une symétrie de révolution avec un indicateur $\frac{CL_{min}}{CL_{max}} = 0.96$. La distribution des normales de facettes ne dépend donc que de l'angle α .
- (e) La fonction de distribution des normales des facettes possède une allure proche du modèle gaussien de pentes.

La grande échelle de rugosité de l'échantillon est donc conforme à toutes les hypothèses définies dans le chapitre 2. Enfin, l'homogénéité de la surface, quantifiée par les écarts types relatifs des valeurs σ et m mesurées sur cinq zones, s'établit à 10% pour σ et 5% pour m . Ces deux valeurs serviront de repère lors des comparaisons entre les paramètres mesurés et les paramètres identifiés des modèles.

Micro échelle de rugosité

L'échantillon présente aussi une micro-rugosité révélée par la mesure présentée sur la figure 3.2e où la micro-rugosité extraite est illustrée par la figure 3.2f.

La valeur σ_μ obtenue est de $0.037 \mu m$ soit une valeur environ 130 fois inférieure à σ . La valeur de m_μ est aussi plus faible que m mais ce constat doit être établi avec précaution compte tenu des limites expérimentales évoquées en 3.2.1.3.

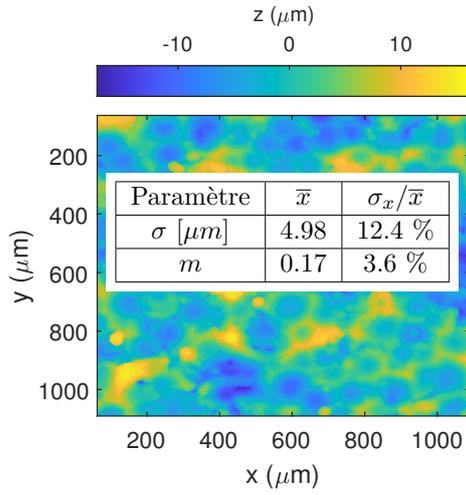
3.3.1.2 Mesure de la fonction de diffusion

La fonction de diffusion mesurée sur l'ensemble du spectre disponible est tracée sur la figure 3.3 et analysée en rapport avec la longueur d'onde et les paramètres de rugosité.

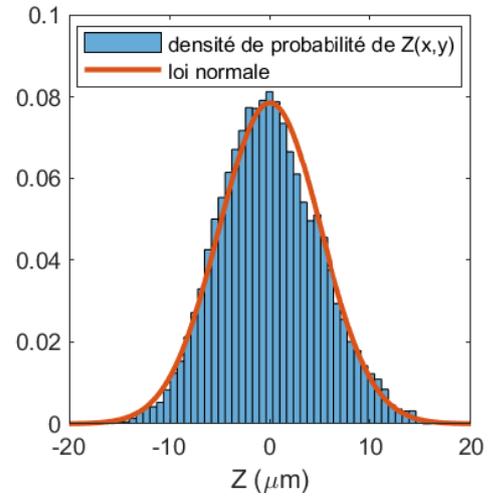
La fonction de diffusion est décroissante sur tout le spectre qui balaye le cas où $\lambda < \sigma$ et $\lambda > \sigma$. Cette allure est conforme à l'évolution prévue par le modèle à deux échelles de rugosité dans la première partie du spectre.

Ensuite, un changement d'allure de la fonction de diffusion est observé à partir de $4 \mu m$. Ce changement marque une transition entre un régime où la décroissance spectrale est gouvernée par la micro-rugosité vers un régime où la diffraction sur la grande échelle pilote la décroissance de la fonction de diffusion. Le découplage des deux phénomènes est rendu possible par le grand écart de dimension entre les deux échelles.

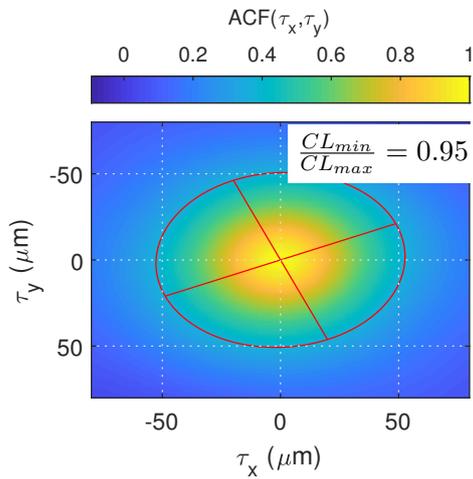
Le calcul du TIS (rapport entre la puissance diffractée sur la puissance totale réfléchi) avec l'équation (2.2.16), permet de confirmer cette remarque. En effet, la longueur



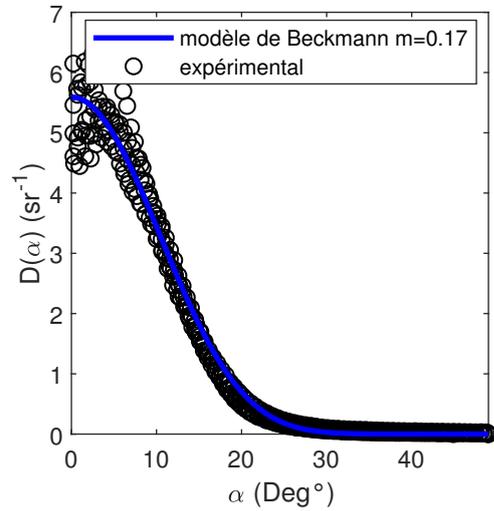
(a) cartographie des hauteurs



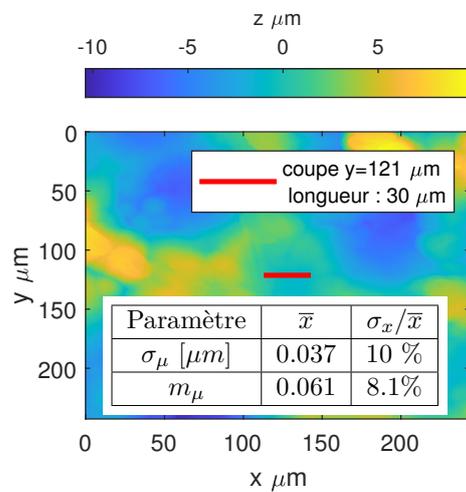
(b) PDF des hauteurs



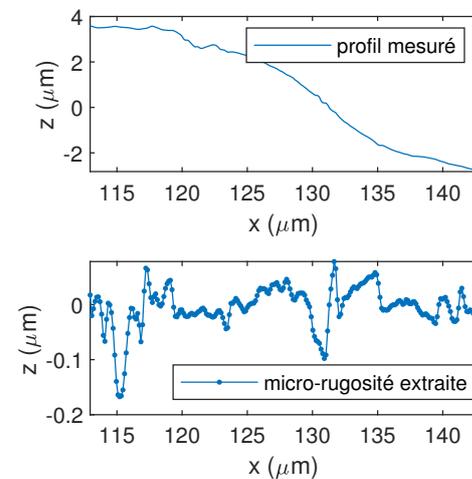
(c) fonction d'autocorrélation 2D



(d) Distribution des angles de facettes



(e) Topographie mesurée au grossissement x100



(f) Profil de la micro-rugosité

Figure 3.2 – Résumé de l'étude de la rugosité et micro-rugosité de l'échantillon 72d'infraGold

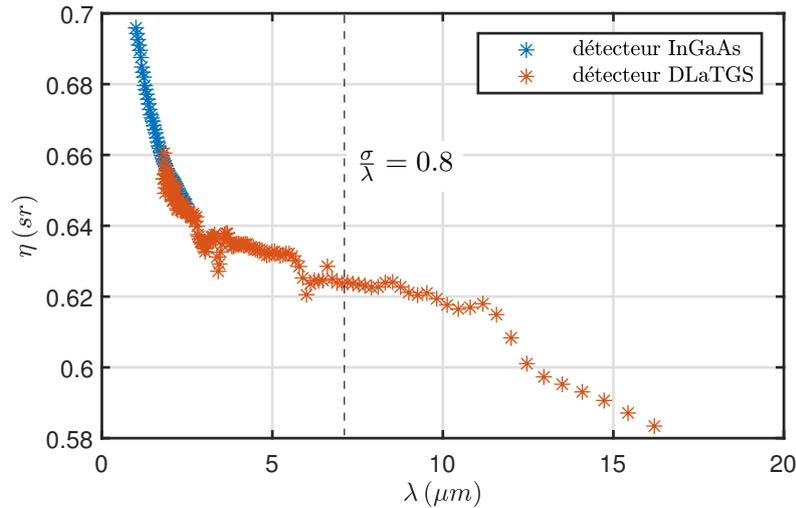


Figure 3.3 – Fonction de diffusion expérimentale de l’Infragold, mesurée avec les deux détecteurs

d’onde où la valeur du TIS est de 1%, soit 99% de l’énergie qui est réfléchi de manière spéculaire par chaque micro-facette, est de $3.75 \mu m$. Il est donc logique que l’influence de la micro-rugosité soit négligeable au delà de cette limite.

Ensuite, pour des longueurs d’onde supérieures, la grande échelle de rugosité à $\sigma = 4.9 \mu m$ devient inférieure à λ . Il est ainsi attendu que la fonction de diffusion varie significativement à cause du phénomène de diffraction sur la grande échelle de rugosité, ce que l’observation de η confirme.

3.3.1.3 Définition des bandes spectrales d’étude

Dans la suite, les paramètres des trois modèles de fonction de diffusion seront identifiés sur les deux bandes spectrales suivantes :

1. bande NIR [$1 \mu m, 2.5 \mu m$] où la grande échelle respecte le critère d’un rapport $\frac{\sigma}{\lambda} > 1$.
2. bande MIR [$3.5 \mu m, 16.5 \mu m$] où la grande échelle de rugosité devient inférieure à la longueur d’onde avec l’apparition d’un phénomène de diffraction.

En bilan des caractérisations, ce revêtement est considéré comme un revêtement de référence pour valider les trois modèles avec une grande échelle qui satisfait toutes les hypothèses des modèles et une micro-échelle qui influence la fonction de diffusion dans le proche infrarouge. Il est ainsi attendu que le modèle à deux échelles explique le mieux l’évolution de la fonction de diffusion dans le domaine spectral NIR. Le modèle de diffraction, (avec en partie une zone où il est commun avec le modèle à micro-facettes), est quant à lui attendu pour expliquer le comportement de la fonction de diffusion dans le domaine spectral MIR.

3.3.2 Identification des paramètres des modèles en bande NIR

Les paramètres des trois modèles de la fonction de diffusion sont identifiés grâce aux points expérimentaux dans la bande NIR. Les modèles ainsi calculés sont tracés sur la figure 3.4a en fonction de la longueur d'onde. Le premier indicateur de performance $\frac{\Delta\eta}{\eta}$ est tracé pour chaque modèle sur la figure 3.4b.

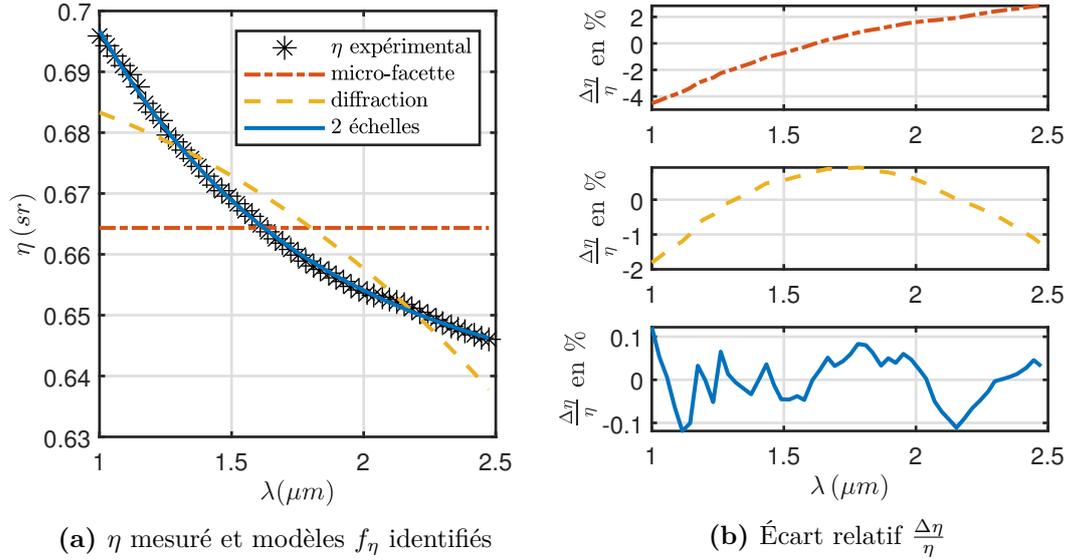


Figure 3.4 – Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et écart relatif $\frac{\Delta\eta}{\eta}$ en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon d'Infragold dans la bande NIR.

Les deux figures montrent clairement que seul le modèle à deux échelles est sans biais quantifiable puisque l'écart relatif oscille dans l'intervalle $\pm 0.1\%$. A l'inverse, l'écart relatif des modèles à micro-facettes et de diffraction montre des biais d'interpolation de respectivement 4% et 2%.

Le très faible biais du modèle à deux échelles confirme que la micro-rugosité gouverne la forme de la fonction de diffusion de l'Infragold dans le domaine spectral NIR

3.3.3 Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande NIR

Les valeurs des paramètres identifiés des trois modèles, avec leurs intervalles de confiance associés, sont présentées dans le tableau 3.2.

Les ICR de tous les paramètres, pour tous les modèles, sont faibles avec des valeurs inférieures à 2% (avec moins de 0.3% pour les valeurs de m) sauf pour le paramètre σ avec 4.7% d'ICR dû au fait que le modèle n'est pas adapté au domaine spectral.

	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
Micro-facettes	-	0.168	-	-
ICR	-	$\pm 0.3\%$	-	-
Diffraction	0.766	0.172	-	-
ICR	$\pm 4.7\%$	$\pm 0.2\%$	-	-
2 échelles	-	0.164	0.036	0.082
ICR	-	$\pm 0.1\%$	$\pm 2.0\%$	$\pm 1.6\%$

Table 3.2 – Paramètres identifiés sur la fonction de diffusion de l’Infragold dans la bande B et intervalle de confiance des paramètres identifiés (ICR)

3.3.4 Comparaison des paramètres identifiés en bande NIR avec les paramètres de rugosité mesurés

Les valeurs moyennes des paramètres de rugosité mesurés avec leurs écarts types relatifs sont présentées dans le tableau 3.3 avec les paramètres identifiés dans la bande NIR. L’écart relatif entre les paramètres mesurés et les paramètres identifiés est interprété pour chaque modèle.

Paramètres	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
\bar{x} mesures	4.991	0.170	0.037	0.061
σ_x/\bar{x}	12.4 %	3.6 %	10.0 %	8.1 %
Micro-facettes	-	0.168	-	-
écart relatif	-	-0.9 %	-	-
Diffraction	0.766	0.172	-	-
écart relatif	-84.7 %	1.4 %	-	-
2 échelles	-	0.164	0.036	0.082
écart relatif	-	-3.3 %	-2.1 %	35.5 %

Table 3.3 – Comparaison des valeurs des paramètres de rugosité mesurés et identifiés pour l’Infragold en bande NIR

Dans le cas du modèle à micro-facettes, bien que le modèle soit évidemment biaisé, la valeur identifiée du paramètre $m = 0.168$ est proche de la valeur mesurée ($m = 0.17$) sur la grande échelle de rugosité. De plus, l’écart relatif de la valeur identifiée est de -0.9% qui est inférieur à l’écart-type de la valeur mesurée qui est de 3.6% . Ce faible écart s’explique par la très faible contribution de la micro-rugosité à la valeur moyenne de la fonction de diffusion.

Dans le cas du modèle de diffraction, la valeur identifiée du paramètre $m = 0.172$ est également proche de la valeur mesurée ($m = 0.17$). On note une légère sur-estimation de m par rapport au modèle à micro-facettes qui s’explique par la prise en compte de la diffraction (avec le paramètre σ) qui affecte l’estimation de m . La valeur identifiée du paramètre σ est en outre largement sous-estimée (0.766 contre 4.991) du fait que le modèle a été contraint de s’ajuster à la forte décroissance spectrale de η , ce qui induit ce biais dans l’estimation du paramètre.

Dans le cas du modèle à deux échelles, qui s’ajuste le mieux à la fonction de diffusion expérimentale, les ordres de grandeurs des valeurs identifiées des différents paramètres

sont cohérents avec les mesures. De plus, les écarts relatifs sur les valeurs identifiées sont proches ou inférieurs aux écart-types des valeurs mesurées (sauf pour m_μ). Les valeurs des paramètres m et le paramètre σ_μ sont proches de celles mesurées avec -3.3% et -2.1% d'écarts relatifs. En revanche la valeur identifiée du paramètre m_μ est supérieure de 35% . Cela s'explique d'une part par la difficulté à mesurer ce paramètre (voir 3.2.1.3), et d'autre part par la moins bonne robustesse de l'identification de ce paramètre (ICR de 2% contre 0.1 pour m par exemple).

Ces résultats confirment la pertinence du modèle à deux échelles dans la bande spectrale NIR. L'accord entre les valeurs identifiées des paramètres et celles mesurées prouve la capacité du modèle à décrire le comportement de la fonction de diffusion.

Les deux autres modèles permettent d'identifier seulement le paramètre m malgré le biais avéré de ces modèles. Ce résultat est rendu possible grâce aux faibles valeurs de m_μ et σ_μ qui limitent la contribution de la micro-rugosité dans la valeur moyenne de la fonction de diffusion sur la bande étudiée (bien que m_μ et σ_μ soit indispensable pour décrire la variation spectrale de η).

3.3.5 Identification des paramètres des modèles en bande MIR

Les paramètres des trois modèles sont maintenant identifiés dans la bande MIR à partir des points expérimentaux de la fonction de diffusion. Dans ce domaine spectral, la grande échelle de rugosité devient inférieure à la longueur d'onde et le rapport $\frac{\sigma}{\lambda} < 1$. Les modèles et les points expérimentaux sont tracés sur la figure 3.5a et leurs écarts relatifs sont reportés sur la figure 3.5b. Le modèle à deux échelles avec les paramètres identifiés dans la bande NIR est également extrapolé dans la bande MIR.

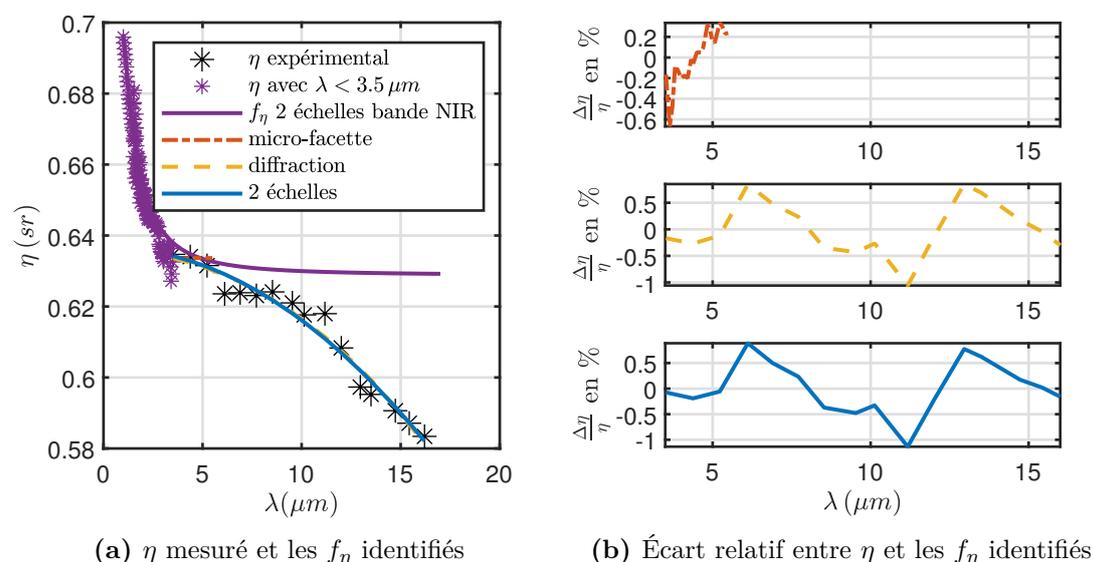


Figure 3.5 – Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et écart relatif modèle-points expérimentaux en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon d'Infragold dans la bande MIR.

La comparaison de l'extrapolation du modèle à deux échelles dans la bande MIR avec les points expérimentaux confirme l'analyse faite en 3.3.1.1, statuant sur la contribution négligeable de la micro-rugosité dans la bande MIR.

Ensuite, concernant les résultats des identifications des modèles dans la bande MIR, les résultats montrent que le modèle à deux échelles et le modèle de diffraction convergent vers le même résultat avec un écart relatif identique et inférieur à 1%. L'oscillation de l'erreur dans les deux cas est attribuée au bruit de mesure. En revanche du point de vue de l'interprétation physique, seul le modèle de diffraction est cohérent puisqu'il a été montré en section 3.3.1.2 que la micro-rugosité n'a pas d'effet sur la fonction de diffusion dans cette bande spectrale.

Enfin, les paramètres du modèle à micro-facettes ont été identifiés sur une bande réduite de la bande MIR entre $3.5 \mu m$ et $5.5 \mu m$. Le faible écart relatif, inférieure à 0.6 %, montre que l'approximation de l'optique géométrique est valide dans cette bande réduite où les effets de diffraction à la petite et grande échelle sont négligeables.

En conclusion, pour l'ensemble de la bande MIR, le modèle de diffraction, qui inclut le modèle à micro-facettes, est le modèle qui décrit le mieux et avec le moins de paramètres le comportement de la fonction de diffusion.

3.3.6 Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande MIR

Les paramètres identifiés avec leur intervalle de confiance respectif sont reportés dans le tableau 3.4.

	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
Micro-facettes	-	0.164	-	-
ICR	-	$\pm 0.1\%$	-	-
Diffraction	4.784	0.165	-	-
ICR	$\pm 4.6\%$	$\pm 0.2\%$	-	-
2 échelles	-	0.101	2.867	0.134
ICR	-	$> 100\%$	$> 100\%$	$\pm 82.2\%$

Table 3.4 – Paramètres identifiés sur la fonction de diffusion de l'Infragold dans la bande B et intervalle de confiance des paramètres identifiés (ICR)

Contrairement aux résultats précédents dans la bande NIR où tous les ICR étaient de faibles valeurs, ici seuls ceux des modèles à micro-facettes et de diffraction sont de faibles valeurs avec des valeurs comparables pour chaque paramètre (moins de 0.2% pour m et 4.6% pour σ).

Les ICR des paramètres du modèle à deux échelles sont eux extrêmement élevés avec des valeurs supérieures à 82%. Ce résultat s'explique par la prise en compte de la diffraction à une échelle de rugosité inappropriée. Ainsi la présence du paramètre m , qui impose à la grande échelle le respect de la GOA, perturbe l'identification des paramètres σ_μ et m_μ en introduisant un couplage dans les trois paramètres.

Le modèle à deux échelles est donc bien ajusté aux mesures dans le MIR mais ces paramètres ne peuvent pas être exploités, contrairement au modèle de diffraction, plus robuste puisqu'il prend en compte la diffraction à la bonne échelle.

3.3.7 Comparaison des paramètres identifiés en bande MIR avec les paramètres de rugosité mesurés

Comme pour la bande NIR, les paramètres de rugosité moyens mesurés et les paramètres identifiés dans la bande MIR, sont notés dans le tableau 3.5. Leurs écarts relatifs sont interprétés pour chaque modèle.

Paramètres	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
\bar{x} mesures	4.991	0.170	0.037	0.061
σ_x/\bar{x}	12.4 %	3.6 %	10.0 %	8.1 %
Micro-facettes	-	0.164	-	-
écart relatif	-	-3.3 %	-	-
Diffraction	4.784	0.165	-	-
écart relatif	-4.1 %	-2.7 %	-	-
2 échelles	-	0.101	2.867	0.134
écart relatif	-	-40.4 %	>100%	121.4 %

Table 3.5 – Comparaison des paramètres de rugosité mesurés avec ceux estimés pour l’Infragold en bande MIR

Dans le cas du modèle à micro-facettes, valide sur une petite portion de la bande MIR, l’identification du paramètre m est en accord avec la mesure avec un écart relatif inférieur à l’écart type relatif de la mesure.

Dans le cas du modèle de diffraction, qui s’ajuste le mieux aux données expérimentales, les deux paramètres identifiés, σ et m , sont proches de la mesure et les écarts sont de 4.1% et 2.7% (inférieurs aux écarts types relatifs des mesures). Ce résultat confirme donc que c’est bien la diffraction à la grande échelle de rugosité qui est responsable de la forme de la fonction de diffusion dans la bande MIR.

Enfin, la comparaison des paramètres identifiés par le modèle à deux échelles avec les mesures confirme la non validité physique du modèle dans la bande MIR qui ne permet pas de prendre en compte le phénomène de diffraction à la bonne échelle.

En conclusion, la comparaison des paramètres identifiés dans la bande MIR avec les mesures, valide l’utilisation du modèle de diffraction (et le modèle à micro-facettes sur une bande réduite) pour décrire la fonction de diffusion de l’Infragold.

3.3.8 Synthèse des résultats de l’Infragold

L’étude expérimentale de la fonction de diffusion du revêtement en Infragold avec l’étude de sa topographie met en évidence tous les liens entre les deux échelles de rugosité et η développés dans les modèles du chapitre 2. Les identifications des paramètres des modèles sur deux bandes spectrales choisies par rapport à la rugosité ont conduit à :

- une validation du modèle à micro-facettes sur **une portion de la bande spectrale MIR** où les effets de diffraction à la grande et petite échelle sont très faibles,
- une validation du modèle de diffraction (qui englobe le modèle à micro-facettes) **sur toute la bande MIR** où c’est uniquement la grande échelle de rugosité qui en diffractant le rayonnement incident cause la décroissance spectrale de η ,

- une validation du modèle à deux échelles, dans la bande NIR où la grande échelle respecte le critère de la GOA, avec dans ce cas la diffraction sur la micro-rugosité qui explique la décroissance spectrale de η .

Le modèle à deux échelles reproduit avec fidélité l'évolution spectrale de η dans la bande MIR mais avec des paramètres identifiés non cohérents physiquement à cause de l'utilisation du modèle en dehors de son domaine de validité ($\sigma > \lambda$). Les deux autres modèles n'ont jamais pu s'ajuster à la fonction de diffusion expérimentale lorsqu'ils étaient employés en dehors de leur domaine de validité.

Le revêtement d'Infragold est ainsi un cas d'école pour les trois modèles du chapitre 2 puisque chacun d'eux possède une bande spectrale où il s'applique sans biais.

3.4 Étude des modèles pour l'échantillon de platine

Cette section présente les résultats de la validation expérimentale des modèles physiques de la fonction de diffusion pour l'échantillon de platine.

L'échantillon étudié est constitué de platine pur à 99.95% avec un état de surface sablé compatible avec l'hypothèse de surface isotrope. Cette surface est diffusante mais plus spéculaire que dans le cas de l'Infragold et de l'inox. La même méthodologie de présentation des résultats que pour l'échantillon d'Infragold est utilisée.

3.4.1 Présentation des mesures et définition des bandes spectrales d'étude

3.4.1.1 Mesures topographiques de la rugosité

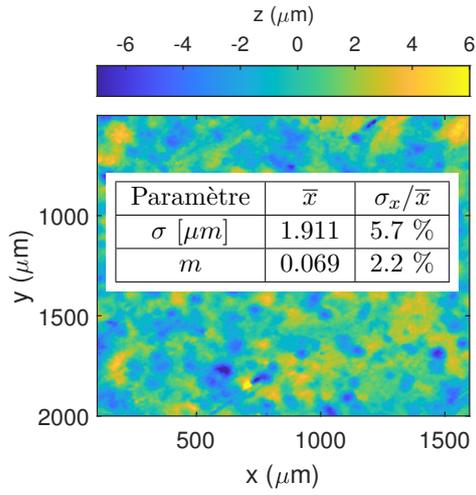
Grande échelle de rugosité

La grande échelle de rugosité de l'échantillon est présentée avec les paramètres de rugosité moyenne σ et m sur la figure 3.6a, la densité de probabilité des hauteurs sur la figure 3.6b, la fonction d'auto-corrélation sur la figure 3.6c et la fonction de distribution des normales des hauteurs sur la figure 3.6d.

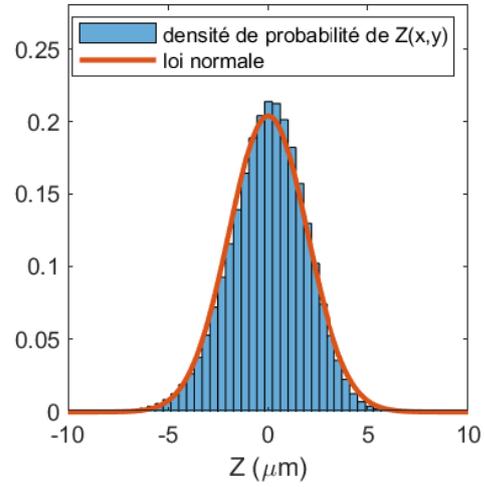
Vérification des hypothèses

Les principales hypothèses de ces trois modèles sont vérifiées :

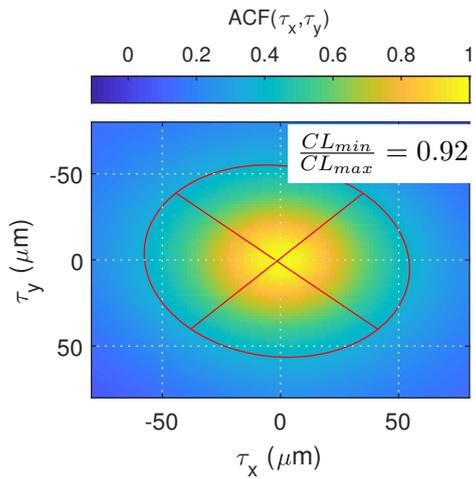
- Rapport $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$: avec une valeur d'écart type des hauteurs σ de $1.9 \mu m$ dans la bande spectrale $[1 - 2.25] \mu m$.
- Absence de multi-réflexion ($m < 0.26$) : L'écart type des pentes est de 0.069 soit une valeur très inférieure à la limite des multi-réflexion établie et bien plus faible que celle de l'Infragold.
- La distribution des hauteurs possède une forme gaussienne : confirmée par la figure 3.6d
- La rugosité est isotrope : la fonction d'auto-corrélation 2D possède une quasi symétrie de révolution avec un indicateur $\frac{CL_{min}}{CL_{max}} = 0.92$. La distribution des normales de facettes ne dépend donc que de l'angle α .
- La fonction de distribution des normales des facettes possède une allure proche du modèle gaussien de pente.



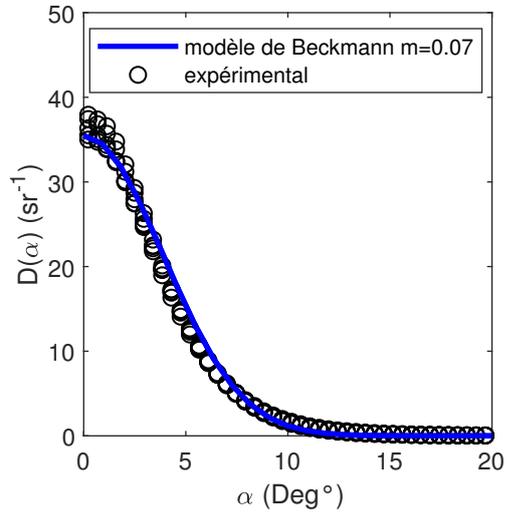
(a) cartographie des hauteurs



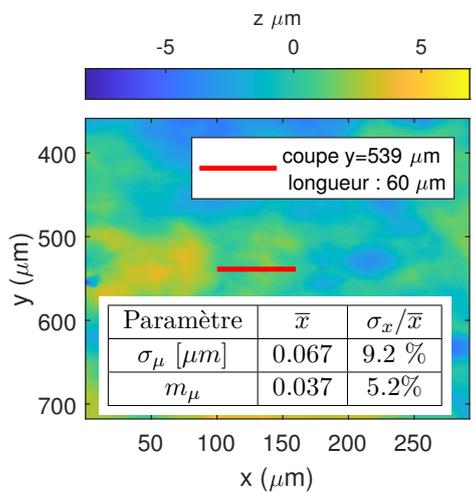
(b) PDF des hauteurs



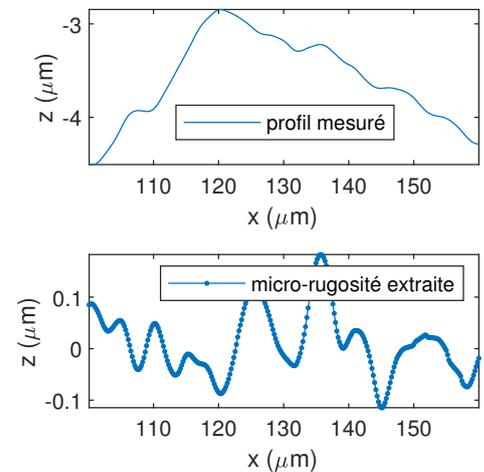
(c) fonction d'autocorrélation 2D



(d) Distribution des angles de facettes



(e) Topographie mesurée au grossissement x50



(f) Profil de la micro-rugosité

Figure 3.6 – Résumé de l'étude de la rugosité et micro-rugosité de l'échantillon 80de platine

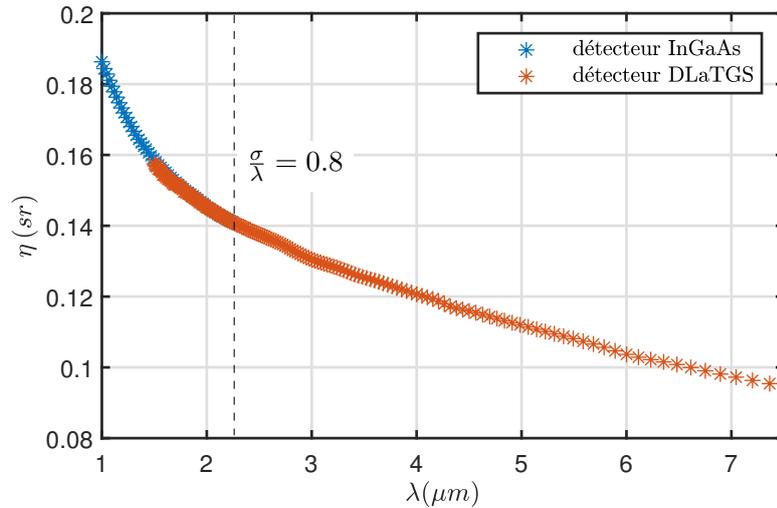


Figure 3.7 – Fonction de diffusion expérimentale du platine mesurée avec les deux détecteurs

Micro échelle de rugosité

La micro-rugosité est présentée sur la figure 3.6e et la figure 3.6f. La valeur σ_μ obtenue est de $0.067 \mu m$ soit une valeur 30 fois inférieure à σ . Les deux échelles sont donc plus proches que pour l'échantillon d'Infragold. La valeur de m_μ est aussi plus faible que m bien que ce constat soit à relativiser compte tenu de la limite de résolution de la mesure évoquée en section 3.2.1.3.

3.4.1.2 Présentation de la mesure de la fonction de diffusion

La fonction de diffusion expérimentale, mesurée sur l'ensemble du spectre disponible, est tracée sur la figure 3.7 et analysée selon la longueur d'onde et σ .

La fonction de diffusion présente une décroissance spectrale continue sur l'ensemble du spectre. Aucun changement de comportement (pas de point d'inflexion clair) n'est observé contrairement au cas de l'Infragold. Cette absence de transition signifie qu'il y a recouvrement entre le domaine spectral où la micro-rugosité gouverne la diffraction et celui où elle est régie par la macro-rugosité.

Ainsi, un calcul similaire à celui fait pour l'Infragold, dans la section 3.3.1.2, avec le TIS donne une limite d'influence de la micro-rugosité à $9 \mu m$. D'autre part, le domaine de validité de la GOA pour la grande échelle est donné à $\lambda = 2.25 \mu m$, ce qui prouve bien que les deux phénomènes participent conjointement à la décroissance de la fonction de diffusion dans cette gamme.

3.4.1.3 Définition des bandes spectrales d'étude

Les deux bandes spectrales choisies pour les identifications des paramètres des modèles dans la suite sont alors :

1. bande NIR $[1 - 2.25] \mu m$ où la grande échelle respecte le rapport $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$ et la petite échelle entraîne de la diffraction,
2. bande MIR $[3.5 - 7.5] \mu m$ où la petite et grande échelle de rugosité entraînent de la diffraction.

Il est ainsi attendu que le modèle à deux échelles soit performant dans la bande NIR tandis que dans la bande MIR tous les modèles sont potentiellement mis en défaut.

3.4.2 Identification des paramètres des modèles en bande NIR

La fonction de diffusion expérimentale du platine est représentée sur la figure 3.8a avec les paramètres des modèles identifiés. L'écart relatif entre les modèles et la fonction expérimentale est tracé en fonction de la longueur d'onde sur la figure 3.8b.

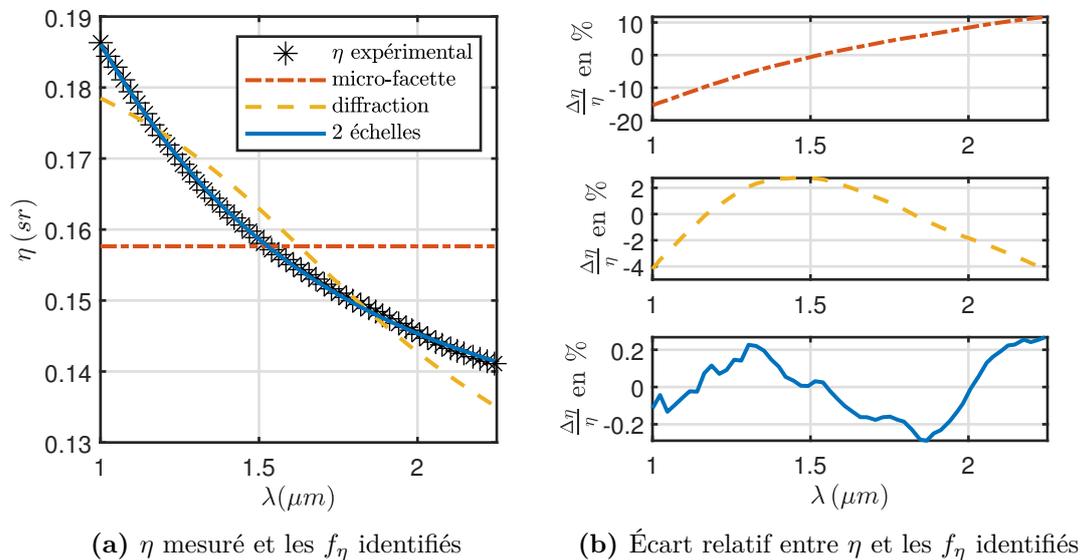


Figure 3.8 – Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et erreur relative en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon de platine dans la bande NIR

Comme pour le cas de l'Infragold, seul le modèle à deux échelles de rugosité est ajusté sans biais aux mesures avec un écart relatif inférieur à $\pm 0.2\%$. A l'inverse les courbes des écarts relatifs des modèles de diffraction et à micro-facettes montrent que les deux modèles sont biaisés avec un écart relatif qui varie de -4% à 2% pour le premier et de -15% et 10% pour le second.

Le modèle à deux échelles est donc une nouvelle fois l'unique modèle valide dans la bande NIR pour le platine.

3.4.3 Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande NIR

Les valeurs des intervalles de confiance sont très similaires à celles rencontrées dans la bande NIR pour l'Infragold avec des valeurs inférieures à 2% sauf pour le paramètre σ , dont l'ICR est un peu plus élevé avec une valeur de 5.4% .

3.4.4 Comparaison des paramètres identifiés en bande NIR avec les paramètres de rugosité mesurés

Les valeurs des paramètres de rugosité mesurés et identifiés dans la bande NIR pour $\lambda < 2.25 \mu m$ sont résumées dans le tableau 3.6. Les écarts relatifs entre les valeurs mesurées et identifiées sont interprétés pour chaque modèle.

Paramètres	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
\bar{x} mesures	1.911	0.069	0.067	0.037
σ_x/\bar{x}	5.7 %	2.2 %	9.2 %	5.2 %
Micro-facettes	-	0.082	-	-
écart relatif	-	19.7 %	-	-
Diffraction	0.363	0.090	-	-
écart relatif	-81.0 %	31.3 %	-	-
2 échelles	-	0.073	0.069	0.075
écart relatif	-	6.5 %	2.7 %	100.9 %

Table 3.6 – Comparaison des valeurs des paramètres de rugosité mesurés et identifiés pour le platine en bande NIR.

Les résultats sont similaires à ceux de l'échantillon d'Infragold dans la bande NIR avec une meilleure identification des paramètres pour le modèle à deux échelles. Contrairement à l'échantillon d'Infragold, les valeurs des paramètres m des deux autres modèles ont été sur-estimées notablement. En effet, la micro-rugosité joue un rôle notable dans l'évolution de la fonction de diffusion. Le modèle à une échelle présente donc un biais sur l'estimation de m plus important. Ceci est encore plus vrai pour le modèle de diffraction où le biais de m est encore plus élevé (30% d'écart) en raison du paramètre σ largement sous-estimé.

Concernant les résultats du modèle à deux échelles, les écarts relatifs sont inférieurs à 6% sauf pour m_μ . La mesure de ce dernier paramètre a, en tout état de cause, été sous-évaluée du fait par la limitation dans la résolution spatiale du microscope (voir 3.2.1.3) ce qui explique le fort écart avec la valeur identifiée.

En conclusion, comme pour le revêtement en Infragold dans la bande NIR, seul le modèle à deux échelles modélise correctement la fonction de diffusion avec des paramètres identifiés cohérents avec les mesures.

3.4.5 Identification des paramètres des modèles en bande MIR

Les modèles identifiés sont tracés sur la figure 3.9a et les écarts relatifs entre les modèles et les points expérimentaux sur la figure 3.9b. Le modèle à deux échelles avec les paramètres identifiés dans la bande NIR est également extrapolé dans la bande MIR.

Nous remarquons que l'extrapolation du modèle à deux échelles dans la bande MIR s'écarte rapidement de la fonction de diffusion à cause de l'atténuation des effets de la diffraction sur la micro-rugosité. En revanche, contrairement au matériau précédent, l'effet de la micro-rugosité est visible sur une plus grande partie du spectre, jusqu'à $6 \mu m$ soit bien au delà de la dimension de la grande échelle de rugosité à $1.9 \mu m$.

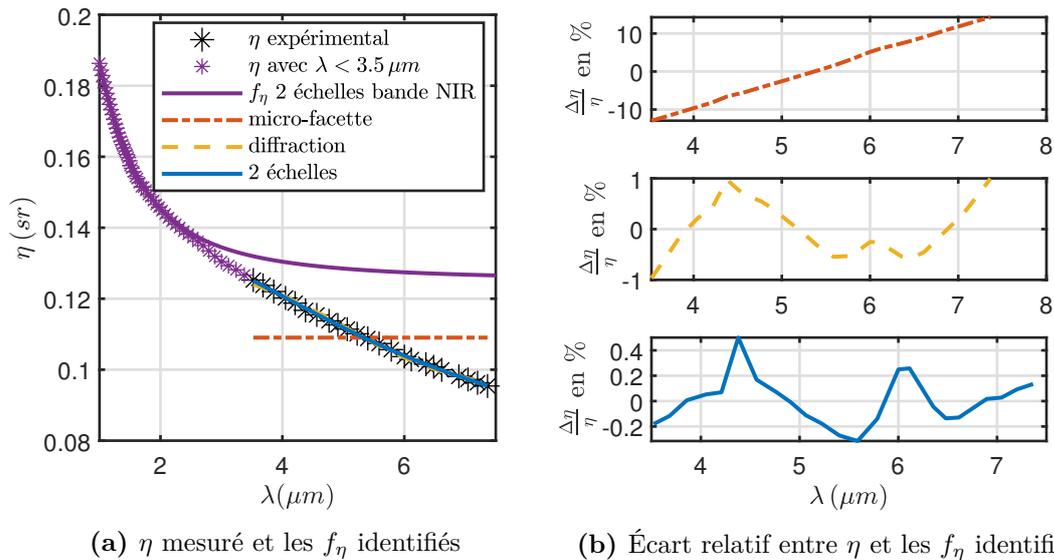


Figure 3.9 – Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et erreur relative en fonction de la longueur d’onde pour l’échantillon de platine dans la bande B

Concernant les résultats de l’identification des paramètres des modèles dans la bande MIR, le modèle deux échelles s’ajuste le mieux aux mesures avec un écart relatif inférieur à $\pm 0.5\%$. Ce résultat confirme ainsi la capacité du modèle à s’ajuster à des cas en dehors de son domaine de validité.

L’ajustement du modèle de diffraction présente également un écart relatif faible (moins de $\pm 1\%$), mais supérieur à celui du modèle à deux échelles. Ainsi, contrairement au cas de l’Infragold, la diffraction aux deux échelles contribue à la fonction de diffusion ce qui n’est pas entièrement pris en compte dans le modèle de diffraction (à une échelle).

Le modèle à micro-facettes est quant à lui largement mis en défaut du fait des importantes variations spectrales dans cette bande (décroissance de 23% sur la bande MIR).

En conclusion, le modèle à deux échelles s’ajuste le mieux aux données expérimentales avec une absence de biais notable malgré le fait que la diffraction à la grande échelle de rugosité ne soit pas prise en compte dans le modèle. Le modèle de diffraction permet un ajustement correct (moins de 1 % d’erreur), avec un biais résiduel dû à la non-prise en compte de la micro-rugosité.

3.4.6 Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande MIR

Contrairement aux résultats de l’Infragold où l’ICR des paramètres du modèle à deux échelles était très élevé, les ICR du modèle à deux échelles sont ici faibles et du même ordre de grandeur que ceux des deux autres modèles. Ce résultat s’explique par le fait que la micro-rugosité joue encore un rôle dans l’évolution spectrale de la fonction de

diffusion dans cette bande d'où la pertinence des trois paramètres du modèle à deux échelles

3.4.7 Comparaison des paramètres identifiés en bande MIR avec les paramètres de rugosité mesurés

Les paramètres de rugosité mesurés et identifiés dans la bande MIR pour $\lambda > 3.5\mu m$ sont notés dans le tableau 3.7.

Paramètres	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
\bar{x} mesures	1.911	0.069	0.067	0.037
σ_x/\bar{x}	5.7 %	2.2 %	9.2 %	5.2 %
Micro-facettes	-	0.068	-	-
écart relatif	-	-0.8 %	-	-
Diffraction	1.130	0.075	-	-
écart relatif	-40.9 %	9.4 %	-	-
2 échelles	-	0.055	0.415	0.056
écart relatif	-	-19.7 %	517.5 %	50.0 %

Table 3.7 – Comparaison des paramètres de rugosité mesurés et identifiés pour le platine en bande MIR

Parmi les résultats, aucun modèle ne s'ajuste de manière satisfaisante aux données expérimentales (modèle à deux échelles et de diffraction). L'identification n'est donc pas satisfaisante, ce qui est logique puisqu'aucun modèle ne prend en compte à la fois la diffraction à la grande échelle et à la petite échelle de rugosité. Par conséquent, les paramètres identifiés sont tous biaisés.

Dans le cas du modèle de diffraction, σ est sous estimée de 40.9 % pour que le modèle reproduise au mieux la décroissance spectrale de la fonction de diffusion. le paramètre m identifié par le modèle de diffraction est plus cohérent avec un écart relatif de 9.4% (sachant de plus dans la bande NIR le meilleur modèle (à deux échelles) avait déjà sur-estimé ce paramètre de 6.5%). Ceci s'explique par le fait que le paramètre m est sensible aux valeurs de η sur la bande et peu à leurs variations spectrales.

Pour le modèle à deux échelles, σ_μ est surestimé (pour provoquer décroissance spectrale du modèle) avec le paramètre m_μ . De ce fait le paramètre m est largement sous-estimé (de -19.7%) pour que la valeur finale du modèle soit ajustée à η expérimental malgré cette micro-rugosité identifiée trop importante.

Au final, le paramètre m identifié par le modèle à micro-facettes est le plus proche de la mesure (-0.8% d'écart). Ce faible écart s'explique par le fait que valeur du m identifié dépendant de la valeur de η sur bande spectrale d'identification. Ainsi dans le MIR les η plus faibles ont permis de diminuer la valeur m identifiée par rapport à la bande NIR où le paramètre était sur-identifié de 19.7%.

En conclusion, dans le cas où les effets de diffraction interviennent aux deux échelles, aucun des modèles présentés ne permettent d'identifier les paramètres associés à la micro-rugosité ou à l'écart type des hauteurs σ . Seul le paramètre m peut alors être identifié avec les modèles de diffraction et à micro-facettes qui vont respectivement sur-estimer et sous-estimer la valeur de m .

3.4.8 Synthèse des résultats du platine

L'étude de cet échantillon valide une seconde fois, pour un matériau peu diffusant, l'utilisation du modèle à deux échelles lorsque la grande échelle de rugosité respecte le critère $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$ et qu'une micro-rugosité est présente. Les paramètres identifiés sont alors en accord avec les mesures.

Au delà dans le MIR, comme l'écart entre les deux échelles de rugosité est réduit, les effets de la diffraction sont présents aux deux échelles. Par conséquent, tous les modèles ont été mis en défaut à différents degrés dans cette situation. Du point de vue de la modélisation de la fonction de diffusion, le modèle à deux échelles explique le mieux la forme de la fonction de diffusion bien qu'il ne prenne pas en compte la diffraction à la grande échelle. Les deux autres ne permettent pas de modéliser la variation spectrale de η dans ce domaine.

Du point de vue de l'identification des paramètres, les modèles de diffraction à micro-facettes sur la bande MIR permettent la meilleure estimation du paramètre m . Les valeurs des autres paramètres n'ont pu être identifiées correctement à cause de l'absence de prise en compte du couplage des effets de diffraction aux deux échelles par les modèles.

L'échantillon de platine est donc un cas limite des modèles du chapitre 2 dans la bande MIR pour l'identification des paramètres

3.5 Étude des modèles pour l'échantillon d'inox

L'échantillon d'inox choisi présente l'état de surface le plus rugueux des trois échantillons. Son état de surface a été obtenu par le procédé d'électroérosion.

3.5.1 Présentation des mesures et définition des bandes spectrales d'étude

3.5.1.1 Présentation des mesures topographiques de la rugosité

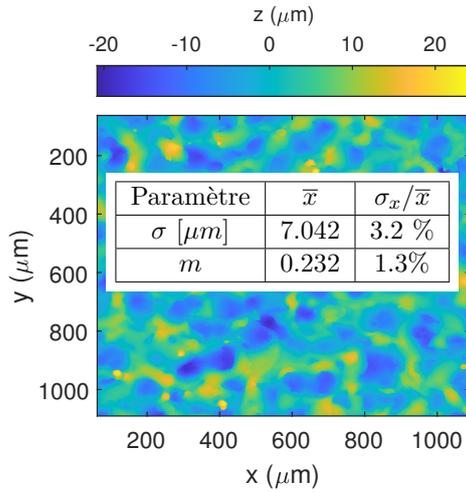
Grande échelle de rugosité

L'analyse faite pour l'inox reprend les mêmes items pour les autres matériaux.

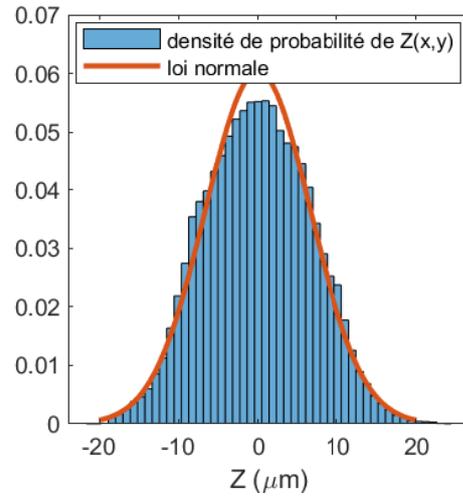
Vérification des hypothèses

Les principales hypothèses faites sur la rugosité pour les trois modèles sont vérifiées :

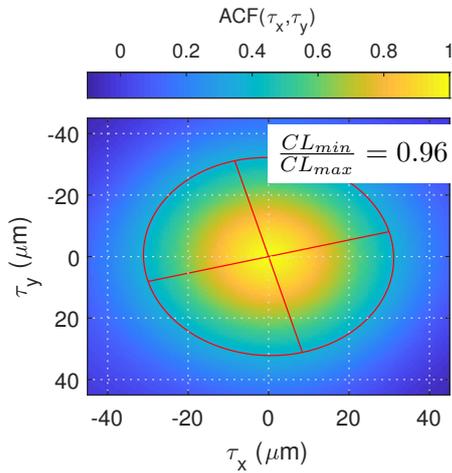
- (a) Rapport $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$: avec une valeur d'écart type des hauteurs de $\sigma = 7 \mu m$, le critère est respecté dans la bande de mesure $[1 \mu m, 9 \mu m]$.
- (b) Absence de multi-réflexions ($m < 0.26$) : la valeur moyenne d'écart-types des pentes m est de 0.23 soit une valeur tout juste inférieure à la limite établie.
- (c) La distribution des hauteurs possède une forme quasi gaussienne avec toutefois la présence d'un plateau plus marqué que dans la loi normale voir figure 3.2b.
- (d) La rugosité est isotrope : la fonction d'auto-corrélation 2D de la figure 3.2c possède une symétrie de révolution avec un indicateur $\frac{CL_{min}}{CL_{max}} = 0.96$. La distribution des normales de facettes ne dépend donc que de l'angle α .



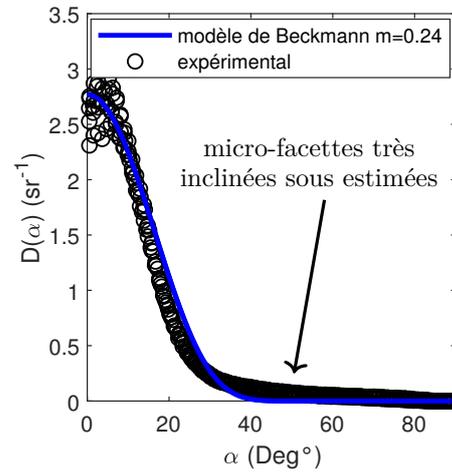
(a) cartographie des hauteurs



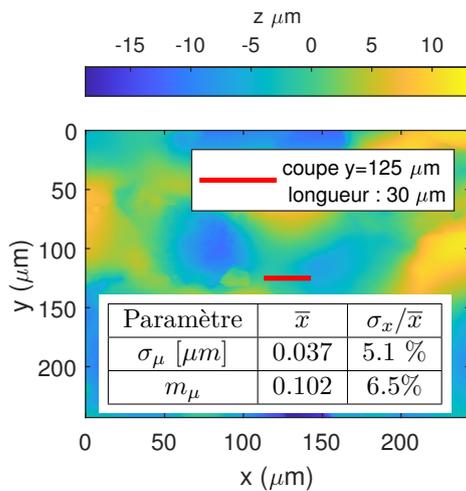
(b) PDF des hauteurs



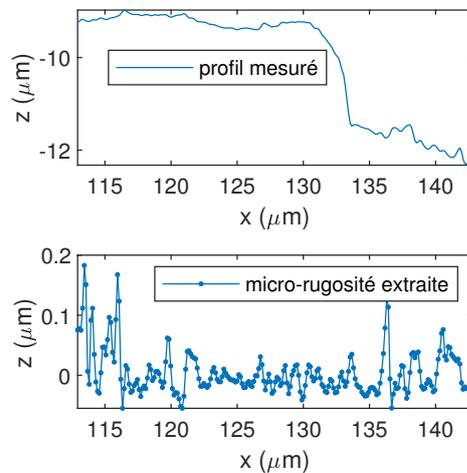
(c) Fonction d'autocorrélation 2D



(d) Distribution des angles de facettes



(e) Topographie mesurée au grossissement x100



(f) Profil de la micro-rugosité

Figure 3.10 – Résumé de l'étude de la rugosité et micro-rugosité de l'échantillon d'innox

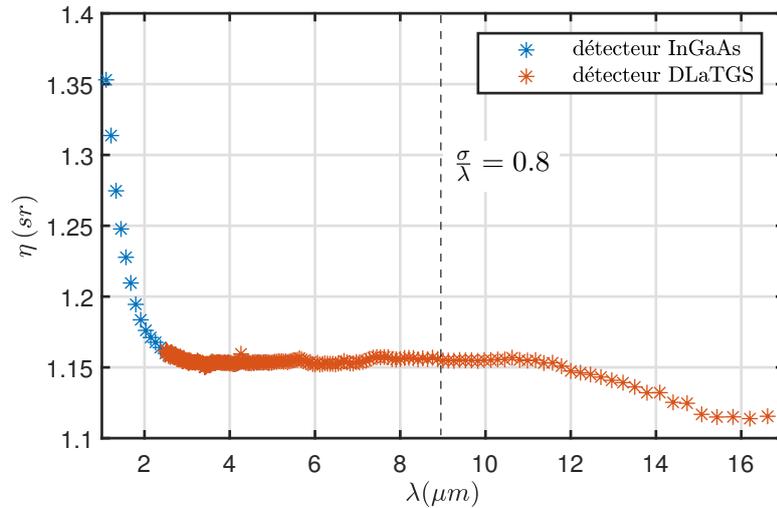


Figure 3.11 – Fonction de diffusion expérimentale de l’inox mesurée avec les deux détecteurs

- (e) La fonction de distribution des normales des facettes possède une allure différente du modèle gaussien de pentes. Ainsi la distribution expérimentale est plus étroite pour des angles de facettes inférieurs à 30° puis devient plus large au delà. Cette part non négligeable de micro-facettes très inclinées remet en cause partiellement l’hypothèse d’absence de multi-réflexion qui a été établie pour des distributions gaussiennes.

Micro échelle de rugosité

L’échantillon présente aussi une micro-rugosité tracée sur la figure 3.10e et la figure 3.10f. La valeur σ_μ obtenu est de $0.037 \mu m$ soit le plus grand écart entre les deux échelles avec une valeur 180 fois inférieure à celle σ . Une séparation nette entre les effets de la diffraction à la grande et à la petite échelle est ainsi attendu.

3.5.1.2 Mesure de la fonction de diffusion

La fonction de diffusion mesurée sur l’ensemble du spectre, tracée sur la figure 3.11, présente trois parties distinctes :

- une première bande spectrale entre $1 \mu m$ et $4 \mu m$ où la fonction de diffusion décroît avec la longueur d’onde λ en raison de l’influence de la micro-rugosité,
- un plateau entre $4 \mu m$ et $11 \mu m$ où la fonction de diffusion est constante. Ce comportement suggère que la micro-rugosité n’a pas d’influence sur ce domaine spectral,
- une seconde bande spectrale entre $11 \mu m$ et $16 \mu m$ où la fonction de diffusion décroît de nouveau à cause des effets de diffraction sur la grande échelle.

3.5.1.3 Définition des bandes spectrales de l’étude

Dans la suite, l’étude est réalisée sur les deux bandes suivantes :

1. bande spectrale NIR [$1\mu m, 5\mu m$] où la grande échelle respecte le critère rapport $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$.
2. bande spectrale MIR [$5\mu m, 16\mu m$] qui intègre la transition où la grande échelle de rugosité devient inférieure à λ .

3.5.2 Identification des paramètres des modèles en bande NIR

La fonction de diffusion expérimentale de l'inox est tracée sur la figure 3.12a avec les modèles identifiés. L'écart relatif entre les modèles et la fonction expérimentale est ensuite tracé en fonction de la longueur d'onde sur la figure 3.12b.

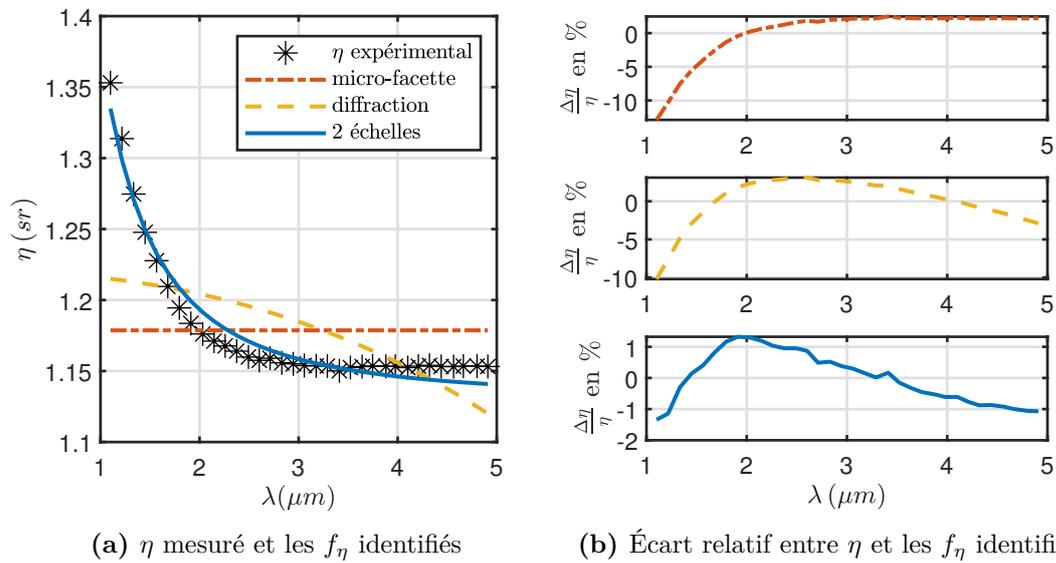


Figure 3.12 – Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et erreur relative en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon d'inox dans la bande A

Comme attendu, seul le modèle à deux échelles décrit convenablement l'allure de la fonction de diffusion expérimentale avec toutefois un biais résiduel. Ainsi, le modèle ne parvient pas à reproduire parfaitement la forte courbure de la fonction de diffusion expérimentale. L'écart relatif maximal est de $\pm 1.1\%$. Ce léger biais s'explique en partie par l'écart constaté entre la distribution des micro-facettes de l'échantillon et celle du modèle.

En remarque, l'écart relatif peut être diminué en réduisant la bande spectrale d'identification. Ainsi, l'écart relatif est inférieur à $\pm 0.5\%$ si la bande spectrale d'identification est comprise entre 1 et 2.5 μm .

Enfin, les deux autres modèles n'expliquent pas le comportement de la fonction de diffusion dans toute la bande. En effet, ils ne considèrent pas la diffraction sur la micro-rugosité. Le modèle à micro-facettes peut alors seulement s'ajuster sur la partie constante de la fonction de diffusion (voir étude de la bande MIR). Le modèle de diffraction n'a quant à lui aucun intérêt dans cette bande spectrale.

En conclusion ce résultat démontre de nouveau que c'est la micro-rugosité qui est à l'origine de la dépendance spectrale dans la bande spectrale NIR. De plus, le modèle à deux échelles montre des écarts plus importants que pour les matériaux précédents, phénomène à relier à une loi de distribution des pentes de la rugosité qui s'écarte du modèle gaussien.

3.5.3 Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande NIR

Les ICR relevés sont faibles et d'un ordre de grandeur similaire aux autres échantillons dans la bande NIR. Les paramètres σ et m_μ présentent des valeurs d'ICR les plus élevées. Pour σ (21.4%) cela s'explique par les résidus d'identification très élevés du modèle f_μ^{diff} appliqué en dehors de son domaine de validité.

Pour le paramètre m_μ du modèle à deux échelles, il a été constaté une quasi insensibilité de la valeur de ce paramètre à la fonction de diffusion ce qui s'est traduit par un ICR divergent et l'impossibilité de se fier à la valeur identifiée. Ce résultat s'explique en partie par le biais dans le modèle de PDF de pentes utilisé (voir 3.5.1.1), avec potentiellement des multi-réflexions non prises en compte. Aussi il est possible que la gamme de mesure ne couvre pas suffisamment les courtes longueurs d'onde ce qui expliquerait cette insensibilité à m_μ . En effet, la valeur du paramètre m_μ est d'autant plus importante dans η que le rapport $\frac{\sigma_\mu}{\lambda}$ est le plus élevé. Or ici ce rapport est très faible, même à la plus petite longueur d'onde ($\frac{\sigma_\mu}{\lambda_{\text{min}}} = 0.0037$), d'où la problématique d'identification constatée.

3.5.4 Comparaison des paramètres identifiés en bande NIR avec les paramètres de rugosité mesurés

Les paramètres de rugosité mesurés et identifiés dans la bande NIR sont récapitulés dans le tableau 3.8. Les écarts relatifs entre les valeurs mesurées et identifiées sont interprétés pour chaque modèle.

Paramètres	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
Mesurés \bar{x}	7.042	0.232	0.037	0.102
σ_x/\bar{x}	3.2 %	1.3 %	5.1 %	6.5 %
Micro-facettes	-	0.224	-	-
écart relatif	-	-3.4 %	-	-
Diffraction	1.485	0.228	-	-
écart relatif	-78.9 %	-1.6 %	-	-
2 échelles	-	0.220	0.039	0.300
écart relatif	-	-5.1 %	5.0 %	194.9 %

Table 3.8 – Comparaison des valeurs des paramètres de rugosité mesurées et identifiées pour l'inox en bande NIR

Dans le cas du modèle à micro-facettes, la valeur identifiée du paramètre m est relativement proche de la valeur mesurée (-3.4% d'écart). Cette valeur identifiée reste sous estimée à cause d'une mauvaise adéquation entre la PDF réelle des micro-facettes et le modèle.

Dans le cas du modèle de diffraction, la valeur identifiée du paramètre m est également proche de la valeur mesurée ce qui montre que ce paramètre est surtout sensible aux valeurs moyennes de η sur la bande. À l'inverse, le paramètre σ est très éloigné de la valeur mesurée du fait que le modèle n'est pas approprié. Cela force ainsi le paramètre à converger vers une valeur proche des longueurs d'onde pour que le η identifié soit décroissant spectralement alors que cette décroissance est en réalité causé par la micro-échelle.

Dans le cas du modèle à deux échelles, l'écart relatif entre le modèle et la fonction de diffusion expérimentale est faible. Les ordres de grandeurs des différents paramètres sont cohérents avec les mesures sauf pour le paramètre m_μ dont l'identification n'a pas abouti.

En conclusion, comme pour le revêtement en Infragold dans la bande NIR, seul le modèle à deux échelles modélise correctement la fonction de diffusion grâce à la prise en compte de la micro-rugosité. Les paramètres identifiés sont cohérents avec les mesures sauf pour le paramètre m_μ .

Cet échec de l'identification pour m_μ a été interprété comme une mauvaise prise en compte de la distribution des micro-facettes de l'échantillon par le modèle et par une plage spectrale trop restreinte pour pouvoir séparer la contribution de m et m_μ dans la fonction de diffusion. Pour les deux autres modèles, seul le paramètre m peut aussi être identifié comme dans le cas de l'Infragold dans le NIR.

3.5.5 Identification des paramètres des modèles en bande MIR

Les fonctions de diffusions sont tracés sur la figure 3.13a et les écarts relatifs $\frac{\Delta\eta}{\eta}$ sont illustrés sur la figure 3.13b.

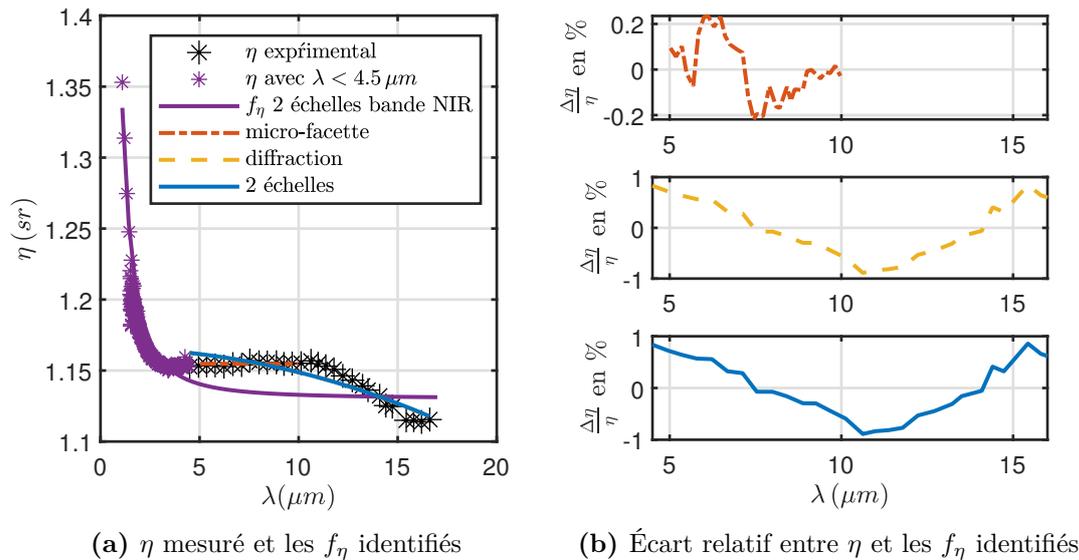


Figure 3.13 – Fonction de diffusion expérimentale, modèles identifiés et erreur relative en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon d'inox dans la bande MIR

L'extrapolation du modèle à deux échelles dans la bande MIR présente rapidement une valeur constante qui est en accord avec la fonction expérimentale jusqu'à $11\ \mu\text{m}$ où la diffraction à la grande échelle met en défaut le modèle.

Le modèle à micro-facettes s'ajuste également bien à ce plateau où l'approximation de l'optique géométrique est parfaitement valide avec une rugosité qui peut donc être modélisée par une échelle de micro-facettes.

À partir de $11\ \mu\text{m}$, la fonction de diffusion présente une décroissance spectrale similaire à celle rencontré avec l'Infragold dans la bande MIR. Ainsi comme dans ce cas précédent, le modèle de diffraction et le modèle à deux échelles s'ajustent d'une manière quasi identique aux mesures. Bien que les deux modèles présentent un écart relatif inférieur à 1%, l'allure des écarts relatifs indique un ajustement non optimal des deux modèles. Cet écart est expliqué, comme dans la bande NIR, par la différence entre le modèle de surface utilisé et la réalité de l'échantillon qui entraîne des phénomènes non pris en compte.

En conclusion, comme pour le cas de l'Infragold dans la bande MIR, le modèle de diffraction décrit la fonction de diffusion avec le plus petit nombre de paramètres. Le modèle inclut également une portion de la bande MIR où le modèle à micro-facettes est valide car aucun effet de diffraction n'est présent.

3.5.6 Vérification des ICR des paramètres identifiés en bande MIR

Les ICR et leur interprétation sont analogues au cas de l'Infragold dans la bande MIR avec pour le modèle à deux échelles des intervalles de confiance très élevés en raison du trop grand nombre de paramètres et de leur compensation mutuelle au cours de l'identification.

Dans le cas des modèles de diffraction et à micro-facettes, les intervalles de confiances des paramètres m sont proches de zéro grâce à la portion de courbe où la fonction de diffusion est constante (dont la valeur dépend seulement de m). La partie décroissante de la fonction de diffusion permet d'identifier la valeur du paramètre σ avec toutefois un intervalle de confiance supérieur au cas de l'Infragold (8.3% contre 4.1%) du fait de l'importance des résidus à l'itération finale (causée par une mauvaise description de la rugosité de l'échantillon).

3.5.7 Comparaison des paramètres identifiés en bande MIR avec les paramètres de rugosité mesurés

Les paramètres de rugosité mesurés et identifiés dans la bande MIR pour $\lambda > 4.5\ \mu\text{m}$ sont notés dans le tableau 3.9. Les écarts relatifs entre les valeurs mesurées et identifiées sont interprétées pour chaque modèle.

La situation est très similaire au cas de l'Infragold dans la bande MIR où l'effet optique de la micro-rugosité est négligeable dans cette bande. Ainsi les paramètres identifiés par le modèle à deux échelles sont incohérents physiquement du fait de la sur-identification du modèle utilisé en dehors de son domaine de validité.

Paramètres	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
\bar{x} mesures	7.042	0.232	0.037	0.102
σ_x/\bar{x}	3.2 %	1.3 %	5.1 %	6.5 %
Micro-facettes	-	0.222	-	-
écart relatif	-	-4.2 %	-	-
Diffraction	6.875	0.223	-	-
écart relatif	-2.4 %	-3.8 %	-	-
2 échelles	-	0.107	5.292	0.202
écart relatif	-	-53.8 %	>100%	98.6 %

Table 3.9 – Comparaison des paramètres de rugosité mesurés avec ceux estimés pour l’inox en bande MIR

Dans le cas du modèle à micro-facettes, la valeur de m identifiée est proche de la valeur mesurée mais sous-estimée toujours à cause de la mauvaise description de la distribution des angle des micro-facettes. Cette remarque est également valable pour le modèle de diffraction.

Enfin, l’écart entre le paramètre σ , identifié par le modèle de diffraction, et la valeur moyenne mesurée est de -2.4% et inférieur à l’écart-type relatif des mesures. Ce résultat confirme que la diffraction à la grande échelle de rugosité gouverne la variation spectrale de la fonction de diffusion dans la bande MIR d’où l’intérêt de ce modèle.

En conclusion, le modèle de diffraction est valide dans toute la bande MIR et le modèle à micro-facettes sur la partie où la fonction de diffusion est constante avec dans les deux cas des paramètres identifiés en accord avec les mesures.

3.5.8 Synthèse des résultats de l’inox

L’étude de l’échantillon d’inox qui possède le plus fort écart de dimension entre la micro-rugosité et la rugosité met en évidence les trois comportements de la fonction de diffusion pouvant être décrits par les modèles :

- Dans la bande spectrale $[1 - 5] \mu m$ (NIR), la grande échelle respecte le critère $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$ et la diffraction due à la micro-rugosité explique la diminution de la fonction de diffusion avec la longueur d’onde. Ce comportement est relativement bien décrit par le modèle à deux échelles dont les paramètres de rugosité identifiés sont cohérents avec les mesures.
- Dans la bande $[5 - 10] \mu m$ la fonction de diffusion est constante du fait que les effets de la diffraction sont négligeables aux deux échelles. Le modèle à micro-facettes est alors valide et la valeur identifiée du paramètre m est cohérente.
- Dans la bande $[5 - 17] \mu m$ (MIR), la fonction de diffusion est dans un premier temps constante puis elle diminue à partir de $11 \mu m$ en raison des effets de la diffraction à la grande échelle. Ce comportement est décrit par le modèle de diffraction à une échelle avec les valeurs identifiées des paramètres de rugosité σ et m en accord avec les mesures.

Enfin, la valeur du paramètre m a été sous-évaluée dans tous les cas d'environ 8% avec l'écart relatif du meilleur modèle (hors micro-facettes) de l'ordre de 1.1% (supérieur à celui mesuré pour les échantillons précédents). Ces deux résultats ont été expliqués par l'écart constaté entre la distribution des angles de facettes de l'échantillon et celle commune aux trois modèles. L'interprétation physique n'est pas remise en cause par ces écarts.

3.6 Bilan des résultats et conclusion sur le domaine de validité des modèles

L'étude des trois modèles de fonction de diffusion en configuration symétrique a été réalisée pour trois échantillons métalliques couvrant une large gamme de rugosité avec dans tous les cas une grande échelle de rugosité et une micro-rugosité dont le ratio de dimension va de 30 à 180.

D'un point de vue phénoménologique, l'analyse conjointe de la fonction de diffusion et de la rugosité mesurée a mis en évidence les quatre cas suivants :

1. Cas n° 1 : réflexion sur la grande échelle de rugosité ($\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$) sans effet de diffraction à la micro-échelle ($\frac{\sigma_{\mu}}{\lambda} \lesssim 0.01$) \rightarrow η est constant (Infragold et inox MIR)
2. Cas n° 2 : réflexion sur la grande échelle de rugosité ($\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$) avec effet de diffraction à la micro-échelle ($\frac{\sigma_{\mu}}{\lambda} \geq 0.01$) \rightarrow Décroissance spectrale de η (platine, Infragold et inox NIR)
3. Cas n° 3 : diffraction sur la grande échelle de rugosité ($\frac{\sigma}{\lambda} < 0.8$) sans effet de diffraction à la micro-échelle ($\frac{\sigma_{\mu}}{\lambda} \lesssim 0.01$) \rightarrow Décroissance spectrale de η (Infragold et inox MIR)
4. Cas n° 4 : diffraction sur la grande et micro échelle de rugosité ($\frac{\sigma}{\lambda} < 0.8$ et $\frac{\sigma_{\mu}}{\lambda} \geq 0.01$) \rightarrow Décroissance spectrale de η (platine MIR)

L'identification des paramètres des différents modèles a été réalisée à partir de mesures sur deux bandes spectrales : la bande spectrale NIR où $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$ et la bande MIR pour le cas inverse. Outre le constat évident que le modèle à micro-facettes ne peut s'ajuster à la fonction de diffusion que si elle est constante, il a été montré, dans la bande spectrale NIR pour les trois échantillons que :

- le modèle à deux échelles s'ajuste convenablement à toutes les fonctions de diffusion avec au maximum 1.1% d'erreur
- le modèle de diffraction présente toujours un biais.

Dans la bande spectrale MIR :

- le modèle à deux échelles s'ajuste à toutes les fonctions de diffusion avec ou sans la présence d'effet de la micro-rugosité.
- le modèle de diffraction s'ajuste convenablement à la fonction de diffusion seulement si l'effet de la micro-rugosité est négligeable.

Le modèle à deux échelles s'adapte ainsi à tous les cas présentés sans nécessairement être pertinent physiquement. En revanche, il ne permet pas de modéliser à la fois les résultats des bandes NIR et MIR comme l'ont montré les extrapolations sur la bande MIR du modèle identifié dans la bande NIR.

Enfin, les paramètres identifiés de rugosité des différents modèles ont été comparés aux paramètres mesurés. Ces comparaisons amènent la conclusion suivante :

Seul(s) le (ou les) paramètre(s) du modèle, valide(s) physiquement et doté(s) du plus petit degré de liberté, peut (peuvent) être identifié(s).

En d'autres termes, pour une bande spectrale donnée, dans le cas n°1, seul le paramètre m peut être identifié avec le modèle à micro-facettes, dans le cas n°2 seul le modèle à deux échelles permet d'identifier σ_μ et m_μ et dans le cas n°3 seul le modèle de diffraction permet d'identifier m et σ . En revanche dans le cas n°4 aucun des modèles ne permet d'estimer les paramètres de rugosité sans biais.

Les résultats valident ainsi tous les modèles dans leur domaine de validité énoncé dans le chapitre 2.

3.7 Influence de la configuration angulaire sur la fonction de diffusion

Cette section est consacrée à l'étude de l'effet de la configuration angulaire sur la valeur et les variations spectrales de la fonction de diffusion. Cette étude est motivée par les résultats du chapitre 2 où il a été remarqué que pour le modèle à deux échelles, le sens de variation spectrale de la fonction de diffusion peut être inversé en modifiant la configuration angulaire. L'objectif est alors de mettre en évidence ce phénomène en trouvant **la configuration critique, noté θ_c^i , où la fonction de diffusion est constante.**

L'étude est menée avec les trois échantillons étudiés dans ce chapitre, dans le domaine de validité du modèle à deux échelles (validé en configuration symétrique dans les sections précédentes), selon deux parties :

- Une partie expérimentale où l'origine du changement de comportement spectral de la fonction de diffusion est illustré par la BRDF puis où les fonctions de diffusion sont étudiées avec $\theta^r = 0^\circ$ et avec une variation de θ^i autour de l'angle critique θ_c^i où la fonction de diffusion est quasiment constante sur l'intervalle de longueur d'onde étudié.
- Une seconde partie, reprenant la même démarche, appliquée au modèle à deux échelles en réalisant des simulations avec les paramètres topographiques identifiés dans l'études en configuration symétrique.

Cette dernière étape permettra de conclure sur la capacité du modèle à deux échelles de reproduire qualitativement le comportement de la fonction de diffusion dans une configuration asymétrique où la validité du modèle peut être plus facilement mise en défaut. Ces résultats seront alors mis en perspective quant à la possibilité d'optimiser la configuration angulaire du thermoréfectomètre.

3.7.1 Mise en évidence expérimentale de l'effet des configurations asymétriques sur la fonction de diffusion dans la bande spectrale NIR

Cette partie traite de l'étude expérimentale des configurations asymétriques de la fonction de diffusion appliquée aux trois échantillons présentés précédemment, et sur la

bande spectrale NIR entre $1 \mu m$ et $2.25 \mu m$ où le modèle à deux échelles a été validé en configuration symétrique.

3.7.1.1 Interprétation de l'effet de la configuration à partir la BRDF

Afin d'introduire la notion d'angle critique et l'origine du changement de comportement spectral de la fonction de diffusion avec la configuration, la BRDF divisée par la réflectance est étudiée. Cette division permet d'annuler la dépendance spectrale de la BRDF due aux indices optiques du matériaux tout en gardant la dépendance due à la variation du rapport $\frac{\sigma_\mu}{\lambda}$.

La BRDF ainsi modifiée de l'échantillon de platine est représentée sur la figure 3.14 en fonction de la longueur d'onde λ et de la variation d'angle θ^x . Pour faciliter la lecture, l'échelle de couleur a été définie par rapport aux valeurs de la fonction à $\lambda = 1 \mu m$ qui est tracée en rouge. Une ligne en pointillé, correspondant à la partie où la fonction est constante avec λ , a également été représentée.

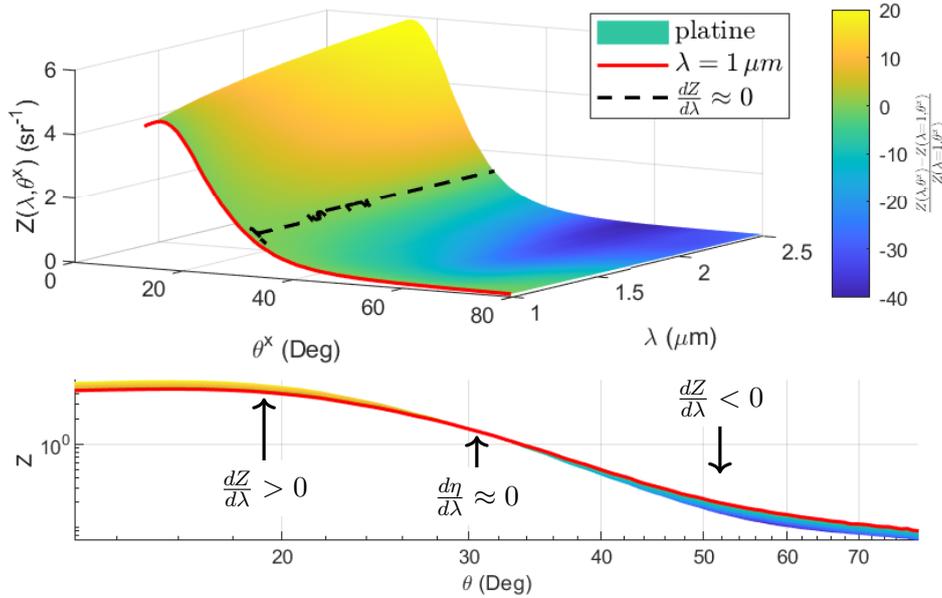


Figure 3.14 – BRDF expérimentale du platine normalisée par sa réflectance ($\theta^i = 8^\circ$) ($Z = \frac{\rho_{i,\vec{x}}}{\rho_{i,\Gamma}}$) en fonction des angles de réflexion et de la longueur d'onde.

La figure montre que la BRDF normalisée possède deux comportements spectraux distincts selon l'angle de réflexion θ^r . En effet, celle-ci est croissante avec la longueur d'onde pour $\theta_c^r < 30^\circ$ et décroissante pour $\theta^r > 30^\circ$ avec l'angle $\theta_c^r = 30^\circ$ où la BRDF normalisée est indépendante de la longueur d'onde. Ce comportement a déjà été mis en évidence théoriquement dans le chapitre 2 avec notamment la figure 2.17 où est illustré le modèle de BRDF à deux échelles. Pour rappel, il a été montré que la diminution du rapport $\frac{\sigma_\mu}{\lambda}$, atténue l'impact de la diffraction à la micro-rugosité dans la BRDF aux angles de réflexions proches de la configuration symétrique du fait que le TIS sur les micro-facettes diminue (la BRDF normalisée augmente donc quand $\frac{\sigma_\mu}{\lambda}$ diminue). De même, la BRDF aux angles de réflexion élevés, qui contient la contribution des

réflexions spéculaires des micro-facettes très inclinées et de la diffraction de l'ensemble des micro-facettes, baisse avec la diminution du rapport $\frac{\sigma\mu}{\lambda}$.

Les phénomènes présentés ont également été observés sur la BRDF normalisée des deux autres échantillons. Dans la suite la fonction de diffusion expérimentale est étudiée dans trois configuration asymétriques illustrant les trois variations possibles de la fonction de diffusion (inversées par rapport aux BRDF normalisées).

3.7.1.2 Impact de la configuration angulaire sur la fonction de diffusion expérimentale

L'objectif est d'étudier l'influence l'angle d'incidence θ_i dans le cas de la thermorélectrométrie où la caméra est alignée sur la normale de l'échantillon soit $\theta^r = 0^\circ$. Le module goniomètre du spectromètre n'autorise des mesures qu'avec un angle $\theta^r = 15^\circ$ et θ^i de 15° à 89° . Pour se ramener au cas du thermorélectromètre, il est proposé de décaler l'angle d'incidence initial de 15° à 0° . Ce changement est opéré en utilisant le formalisme des modèles à micro-facettes avec l'angle de facette α et avec l'hypothèse que la forme de la BRDF est déterminée exclusivement par une fonction de distribution de facette $D(\alpha, \lambda)$. La formule du décalage est alors la suivante :

$$\rho^{\vec{i}2, \vec{r}2}(\lambda) \approx \rho^{\vec{i}1, \vec{r}1}(\lambda) \frac{\cos \theta^{i1} \cos \theta^{r1}}{\cos \theta^{i2} \cos \theta^{r2}} \quad (3.7.1)$$

avec l'angle de facettes $\alpha = \frac{\theta^{r1} - \theta^{i1}}{2} = \frac{\theta^{r2} - \theta^{i2}}{2}$ qui permet le passage d'une configuration angulaire à une autre.

Les fonctions de diffusion ont ensuite été calculées par intégration des BRDF modifiées par l'équation (3.7.1), de la même manière que pour l'étude des configurations symétriques (voir 3.2.2). Ces fonctions ainsi calculées sont tracées sur la figure 3.15 pour les trois échantillons entre 1.1 et $2.1 \mu\text{m}$ pour $\theta^r = 0^\circ$ et pour $\theta^i = \theta_c \pm 5^\circ$. La variation relative par rapport à la valeur moyenne est également représentée pour mettre en évidence la variation spectrale des fonctions de diffusion en fonction des configurations.

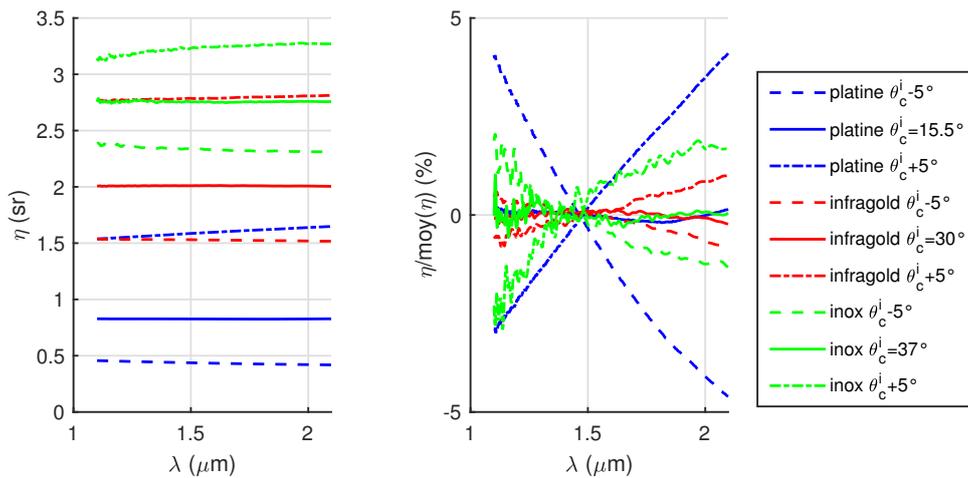


Figure 3.15 – Fonctions de diffusion expérimentales extrapolées avec $\theta^r = 0^\circ$

Le premier constat est que pour les trois échantillons, les valeurs des fonctions de diffusion sont plus élevées qu'en configuration symétrique (avec $\theta_i = \theta_c$) de respectivement

$\eta = 0.66 sr$ contre $0.16 sr$ pour le platine, $2.05 sr$ contre $0.75 sr$ pour l'Infragold et $2.75 sr$ contre $1.25 sr$ pour l'inox. Cette tendance déjà vue dans le chapitre 2 s'explique simplement par le fait qu'en configuration asymétrique la réflectivité du dénominateur est plus faible.

Le second constat est que l'angle θ^c trouvé est d'autant plus élevé que l'échantillon dispose d'une valeur de m élevée avec respectivement 15° , 30° et 37° pour des m de 0.073, 0.18 et 0.225. Une relation entre m et θ_c sera établie en conclusion de l'étude.

Enfin le troisième constat est qu'il y a bien un changement de sens de variation de la fonction de diffusion autour de θ_c avec une fonction de diffusion croissante pour $\theta^i > \theta_c$ et décroissante pour $\theta^i < \theta_c$. Quantitativement, l'échantillon de platine est le plus sensible à la configuration angulaire puisque la variation entre les deux longueurs d'onde extrêmes passe de -8% à $+7\%$ entre les configurations $\theta_c - 5$ et $\theta_c + 5$. Ces variations sont plus faibles que pour le cas symétrique où une décroissance de -23% est observée sur cette même bande. Dans le cas des autres échantillons, les variations entre les deux configurations angulaires sont plus faibles avec des variations cumulées passant de -1% à $+1.7\%$ (-6% en symétrique) pour l'Infragold et de -3% à 4.8% (-15% en symétrique) pour l'inox.

Les configurations de mesure asymétriques permettent donc de diminuer la dépendance spectrale de la fonction de diffusion, voire même de l'annuler en adaptant les angles θ^r et θ^i

Dans la suite, les fonctions de diffusion théoriques en configuration asymétrique sont étudiées en utilisant le modèle à deux échelles qui sera évalué avec les paramètres de rugosité identifiés dans la configuration symétrique pour les trois échantillons précédents.

3.7.2 Impact de la configuration angulaire sur la fonction de diffusion simulée

L'influence de la configuration angulaire sur le modèle à deux échelles a déjà été évoquée au cours du chapitre 2 avec notamment la figure 2.19 où il a été mis en évidence une décroissance spectrale du modèle mais avec des valeurs m et m_μ choisies arbitrairement et avec une représentation en fonction de la rugosité adimensionnée $\frac{\sigma_\mu}{\lambda}$ qui permettait de balayer une large plage spectrale.

La configuration angulaire du modèle de fonction de diffusion est ici étudiée sur une bande spectrale limitée dans le NIR, avec les paramètres de rugosité identifiés en configuration symétrique avec le modèle à deux échelles (voir les tableaux 3.3, 3.6 et 3.8). En remarque, dans le cas de l'échantillon d'inox, le paramètre m_μ n'ayant pu être estimé, il a été remplacé par la valeur mesurée. Les fonctions de diffusion ainsi calculées sont tracées sur la figure 3.16 avec comme précédemment $\theta^r = 0^\circ$ et pour $\theta^i = \theta_c \pm 5^\circ$ pour chaque échantillon et avec également la variation relative par rapport à la valeur moyenne de f_η pour mieux visualiser les variations spectrales.

Les résultats des simulations montrent des comportements proches de ceux constatés expérimentalement. Ainsi, une valeur critique θ_c où la fonction de diffusion est quasiment indépendante de la longueur d'onde a également été identifiée avec des variations inférieures à 1% . Aussi, comme sur les mesures expérimentales, les fonctions simulées

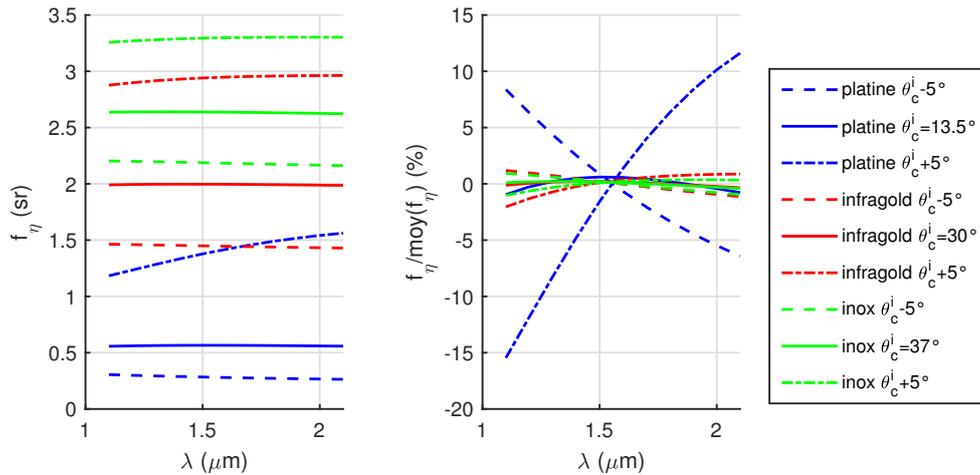


Figure 3.16 – Fonction de diffusion du modèle à deux échelles

sont croissantes pour $\theta_i > \theta_c$ et décroissantes pour $\theta_i < \theta_c$. Enfin, l'augmentation de la valeur de η avec l'augmentation de θ^i est également reproduite.

Le modèle à deux échelles permet donc de reproduire qualitativement tous les résultats expérimentaux observés en configuration asymétrique.

En revanche, les simulations ne permettent pas de reproduire quantitativement tous les résultats des mesures avec notamment les variations spectrales du platine qui sont largement sur-estimées. Ces écarts, prévisibles sont expliqués par trois facteurs :

- les paramètres utilisés ont été identifiés sur une configuration angulaire différente et reflètent donc la BRDF dans une configuration différente
- l'extrapolation des modèles de fonction de diffusion d'une configuration symétrique à une configuration asymétrique requiert une forte adéquation entre la distribution statistique des micro-facettes de l'échantillon et le modèle sur toute la plage d'extrapolation
- l'effet des angles solides du dispositif de mesure, non corrigé dans l'étude, est davantage marqué pour les zones angulaires de forte variation de la BRDF, ce qui est le cas pour la configuration asymétrique.

Malgré tout, l'aspect quantitatif est quant à lui retrouvé pour les valeurs des θ_c , avec des écarts entre valeurs expérimentales et simulées n'excédant pas 2° pour l'échantillon de platine, le plus affecté.

En conclusion, la simulation permet de reproduire qualitativement tous les résultats expérimentaux et quantitativement la valeur d'angle limite.

3.7.3 Perspectives d'utilisation des configurations asymétriques en thermoréfectométrie bichromatique

Il a été montré expérimentalement et théoriquement, avec une bonne concordance des angles limites, qu'il est possible de trouver une configuration angulaire permettant de

rendre la fonction de diffusion quasi indépendante de la longueur d'onde. Cette propriété ouvre la perspective d'améliorer la justesse des mesures bi-chromatiques en renforçant l'hypothèse de base d'invariance spectrale de la fonction de diffusion (voir les résultats du chapitre 1).

L'approche consisterait donc, à partir d'une information sur la rugosité, de calculer l'angle d'incidence critique θ_c permettant de minimiser la dépendance spectrale du modèle à deux échelles. Aussi, plutôt que de chercher une expression stricte de θ_c , un encadrement de sa valeur est proposé. Cet encadrement est obtenu en exploitant le modèle à micro-facettes développé au chapitre 2.

En effet, le modèle à deux échelles possède la particularité d'être équivalent à un modèle à micro-facettes d'écart-type de pente m pour $\frac{\sigma_\mu}{\lambda} \ll 1$ et approximativement $m_{\text{eq}} = \sqrt{m^2 + m_\mu^2}$ pour $\frac{\sigma_\mu}{\lambda} > 0.8$ (voir figure 2.17 et son explication en 2.5.1.3).

Ces cas asymptotiques, qui bornent le domaine spectral du modèle à deux échelles, ont permis d'établir dans l'équation (3.7.2) deux angles limites obtenus dans le cas $\theta^r = 0$ à partir de l'équation (2.3.15) qui annule $\frac{\partial f_\eta^{\text{face}}}{\partial m} = 0$:

$$\theta_l^{m^*} = 2 \arctan(\sqrt{2}m^*) \quad (3.7.2)$$

Où m^* est défini par m où m_{eq} selon la limite. L'équation (3.7.2) traduit alors le fait que à $\theta^i = \theta_l^{m^*}$ pour $m < m^*$, $f_\eta^{\text{face}}(\theta^i, m)$ est décroissante, et croissante pour $m > m^*$.

Appliqué aux deux cas limites, comme $m < m_{\text{eq}}$ et que la relation reliant $\theta_l^{m^*}$ et m^* croît de manière monotone, il s'avère que ces deux angles encadrent la valeur de l'angle θ^i où $\eta^{\text{face}}(m, \theta^i) = \eta^{\text{face}}(m_{\text{eq}}, \theta^i)$.

En revenant au cas général, comme le modèle à deux échelles possède un comportement intermédiaire entre les deux cas asymptotiques, ces deux angles limites encadrent également l'angle critique dont l'expression exacte nécessite de connaître les trois paramètres de rugosité (pour annuler $\frac{\partial f_\eta}{\partial \lambda}$). Ainsi grâce à l'expression $\theta_l^m < \theta_c^i < \theta_l^{m_{\text{eq}}}$, il devient possible d'approcher la configuration optimale avec simplement la connaissance de m ou de m_{eq} .

Les angles critiques, relevés dans l'étude expérimentale et sur les modèles identifiés sont tracés sur la figure 3.17 en fonction des angles limites calculés avec l'équation (3.7.2) avec différentes valeurs de m et de m_{eq} obtenues avec les paramètres de rugosité identifiés et mesurés. L'étendue des θ_c^i et θ_l^i est représentée par les barres d'erreur sur le graphique.

Une bonne corrélation entre les valeurs relevées et celles calculées est observée. Toutefois l'encadrement de l'angle critique par les deux angles limites n'est pas toujours respectée, certainement du fait de l'incertitude de la mesure et de l'estimation du paramètre m_μ . Au pire l'encadrement est assuré à 2° près ce qui est très encourageant compte tenu des limitations de l'étude.

3.8 Conclusion du chapitre

Dans la première partie du chapitre, les paramètres des modèles de fonction de diffusion, décrits dans le chapitre 2, ont été identifiés à partir des mesures de la fonction de

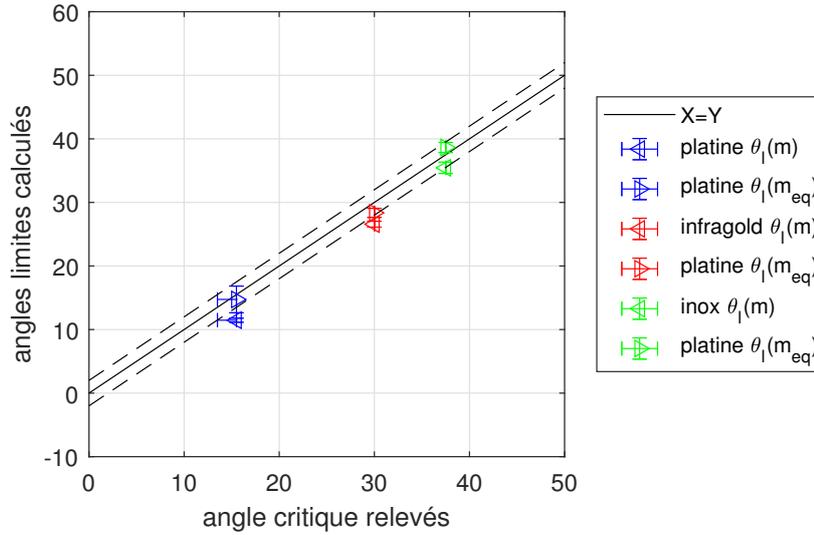


Figure 3.17 – Angles critiques θ_c^i relevés en fonction des angles limites calculés avec m et m_{eq}

diffusion en configuration symétrique. Les valeurs identifiées des paramètres de rugosité ont ensuite été comparées aux valeurs mesurées sur les trois échantillons. Quatre cas ont été mis en évidence selon la longueur d'onde et la dimension de l'écart type des hauteurs σ de la "grande" rugosité et l'écart type des hauteurs σ_μ de la micro-rugosité :

1. Dans le cas où $\sigma > 0.8\lambda$ et que l'influence de la micro-rugosité est négligeable, soit $\frac{\sigma_\mu}{\lambda} \lesssim 0.01$, tous les modèles sont utilisables mais seul le paramètre m peut être identifié car la fonction de diffusion est constante. Par conséquent le modèle à micro-facettes est le plus adapté à cette situation.
2. Dans le cas où $\sigma > 0.8\lambda$ mais avec $0.8 > \frac{\sigma_\mu}{\lambda} \gtrsim 0.01$, le modèle à micro-facettes n'est plus valide et le modèle à deux échelles modélise la décroissance spectrale de la fonction de diffusion. Les résultats ont montré une très bonne correspondance entre le modèle, les points expérimentaux, les paramètres de rugosité identifiés et mesurés. Aucun autre modèle n'est adapté à cette situation.
3. Dans le cas où $\sigma < 0.8\lambda$ avec $\frac{\sigma_\mu}{\lambda} \lesssim 0.01$, le modèle de diffraction est le plus adapté et il modélise la décroissance de la fonction de diffusion η avec une identification du paramètre de rugosité σ en plus de m . Le modèle à deux échelles permet également de reproduire la décroissance spectrale de la fonction de diffusion mais ses paramètres n'ont pas de sens physique.
4. Dans le cas où la diffraction intervient aux deux échelles, la combinaison des critères précédents donne $\frac{\sigma}{\sigma_\mu} \lesssim 80$ avec $\sigma < 0.8\lambda$, les hypothèses des trois modèles sont mises en défaut. Le modèle à deux échelles permet toutefois d'interpoler la fonction de diffusion mais avec des paramètres d'autant plus biaisés que la diffraction à la grande échelle est présente.

Ces résultats, résumés sur la figure 3.18, valident ainsi le domaine d'application des trois modèles présentés en chapitre 2.

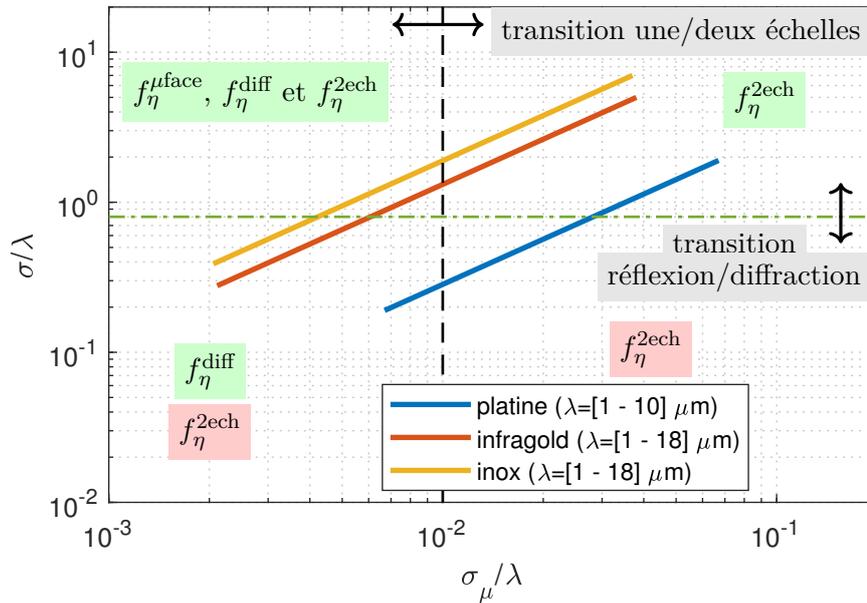


Figure 3.18 – Domaine d’application des différents modèles en fonction de paramètres de rugosité avec en vert si la modélisation et l’identification des paramètres est possible et en rouge lorsque seul la modélisation est possible

Dans la seconde partie de ce chapitre, le cas de la fonction de diffusion en configuration asymétrique a été exploré. Outre son effet d’augmenter la valeur de la fonction de diffusion par la diminution de la valeur de la réflectivité bidirectionnelle, l’étude a surtout permis de mettre en évidence expérimentalement et théoriquement une configuration angulaire qui permet d’obtenir une fonction de diffusion constante sur la bande spectrale entre 1.1 et 2.1 μm . Dans cette bande spectrale, les hypothèses du modèle à deux échelles, plus général, sont valides. En fixant l’angle $\theta^r = 0^\circ$, l’angle critique, θ_c^i trouvé, est alors d’autant plus grand que la surface est diffuse (soit m grand). Quand cet angle est dépassé, la fonction de diffusion devient croissante avec la longueur d’onde.

Aussi, un écart maximal de 2° , entre les valeurs θ_c^i obtenues expérimentalement et celles simulées avec le modèle à deux échelles (à partir des valeurs identifiées des paramètres dans le chapitre), a été constaté. Enfin, une relation permettant le calcul l’angle θ_c a été déterminée à partir des résultats de l’étude des modèles du chapitre 2.

Ces résultats ouvrent des perspectives intéressantes en thermoréfectométrie où il pourrait être avantageux d’adapter la configuration angulaire de l’échantillon, en se servant du critère θ_i , pour atténuer la variation spectrale de la fonction de diffusion et donc améliorer la justesse de l’hypothèse d’invariance spectrale de la fonction de diffusion utilisée en thermoréfectométrie bichromatique. La configuration symétrique est quant à elle plus avantageuse pour maximiser le signal de réflectivité. Elle offre aussi la perspective d’un suivi de l’état de surface in-situ par thermoréfectométrie en permettant une identification unique (contrairement au cas asymétrique) des paramètres de rugosité. Le paramètre m associé à l’écart-type des pentes de la surface, qui permet d’estimer θ_c est alors le paramètre le plus simple à identifier.

Simulation des performances de la thermoréfectométrie polychromatique

4.1	Rappel du système thermoréfectométrique polychromatique	104
4.1.1	Expression du système thermoréfectométrique	105
4.1.2	Interprétation graphique de la résolution du système	105
4.1.3	Sensibilité de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ à la température	107
4.1.4	Critère d'impact de l'émissivité sur la sensibilité du système pour classer les matériaux	107
4.2	Présentation de la base de données de matériaux métalliques	108
4.2.1	Classement des matériaux selon leurs émissivités	108
4.2.2	Fonctions de diffusions et modèles adaptés	110
4.2.3	Synthèse des cas représentés dans la base de donnée	110
4.3	Méthode de simulation des données d'entrée et critères d'analyse des résultats de la thermoréfectométrie	110
4.3.1	Calcul des données d'entrée non bruitées	110
4.3.2	Calcul des données d'entrée bruitées	112
4.4	Méthodes de résolutions du système thermoréfectométrique	112
4.4.1	Système bichromatique	112
4.4.2	Système polychromatique	113
4.5	Résultats des identifications des paramètres du système thermoréfectométrique sur chaque matériau de la base de données	114
4.5.1	Échantillon d'inox	115
4.5.2	Échantillon de NiCoCrAlY	119
4.5.3	Échantillon de d'alliage de titane TA6V	122
4.5.4	Échantillon de platine	127
4.5.5	Échantillon d'Infragold	132
4.6	Conclusion	137

Ce chapitre présente l'évaluation des modèles physiques de fonction de diffusion, développés et validés dans les deux chapitres précédents, dans le cadre de la thermoréfectométrie polychromatique. L'objectif est d'évaluer l'erreur sur la température vraie et sur les paramètres de rugosité à partir d'une base de données de matériaux métalliques représentatives des différentes propriétés thermo-optiques de nos applications.

Les modèles physiques évalués sont les suivants :

- le modèle à micro-facettes, noté $f_{\eta}^{\mu\text{face}}(m)$ qui décrit le cas où la longueur d'onde est grande par rapport à la rugosité, ce qui n'entraîne pas de diffraction. Il est spectralement constant et ne dépend que d'un seul paramètre de rugosité m (écart type des pentes de la rugosité),
- le modèle de diffraction, noté $f_{\eta}^{\text{diff}}(\sigma, m; \lambda)$ qui décrit le phénomène de diffraction sur une échelle de rugosité relative aux paramètres de rugosité σ et m (écart type des hauteurs et des pentes de la rugosité). Il est spectralement dépendant.
- le modèle à deux échelles, $f_{\eta}^{2\text{ech}}(m, \sigma_{\mu}, m_{\mu}; \lambda)$ qui décrit une interaction sans diffraction sur une macro-rugosité et une interaction avec diffraction sur une micro-rugosité, caractérisée par les paramètres σ_{μ} et m_{μ} (écart type des hauteurs et des pentes de la micro-rugosité). Il est spectralement dépendant.

Ces différents modèles de fonction de diffusion f_{η} sont évalués dans le cadre de la thermoréfectométrie qui a été décrite dans le chapitre 1. Le nombre de longueur d'onde du système est égal au nombre de paramètres du modèle de diffusion plus un. Le système possède autant d'inconnues (température et paramètres du modèle) que d'équations.

L'évaluation est conduite à partir d'une base de donnée de matériaux métalliques dont les propriétés thermo-optiques sont représentatives des cas étudiés : large gamme de comportement d'émissivité (valeur faible ou élevée, décroissante faible ou élevée) et différents états de surface. La résolution du système thermoréfectométrique est alors menée grâce aux données d'entrée (luminances et réflectivités bidirectionnelles) calculées à partir de ces propriétés thermo-optiques et pour une température de référence T^* . Ces données d'entrées sont calculées dans deux cas : avec et sans l'ajout d'un bruit gaussien. Les paramètres ainsi estimés (température vraie \hat{T} et paramètres de rugosité de la fonction de diffusion $\hat{m}, \hat{\sigma}, \hat{\sigma}_{\mu}, \hat{m}_{\mu}$) sont comparés à la température de référence T^* et aux valeurs de rugosité de la fonction de diffusion. Les critères d'évaluation retenus sont alors l'écart (moyenne et écart type) entre les paramètres identifiés et leur référence dans une situation avec des entrées bruitées ou non.

Le chapitre est découpé en cinq sections avec :

- un rappel du système thermoréfectométrique suivi de l'étude de son conditionnement mathématique,
- une présentation de la base de données des matériaux métalliques,
- une description de la méthode de simulation des données d'entrées et des critères d'évaluations,
- une présentation des méthodes de résolutions du système thermoréfectométrique polychromatique,
- l'analyse des critères pour chaque matériau de la base de données.

4.1 Rappel du système thermoréfectométrique polychromatique

Cette section est un rappel du système thermoréfectométrique et l'étude de son conditionnement mathématique.

4.1.1 Expression du système thermoréfectométrique

Le système d'équations thermoréfectométriques est l'expression d'un problème inverse où l'on recherche la température T et les paramètres d'un modèle de fonction de diffusion (P_j) qui, injectés aux équations radiométriques avec les réflectivité bidirectionnelles mesurées $\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_i)$, permettent d'égaliser les luminances mesurées $L^{\vec{r}}(\lambda_i)$. Ce système est rappelé ci-dessous à la longueur d'onde λ_i :

$$L^{\vec{r}}(\lambda_i, T) = \left(1 - \rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_i) f_\eta(P_1, \dots, P_j, \lambda_i)\right) L_0(\lambda_i, T) \quad (4.1.1)$$

Le modèle de fonction de diffusion $f_\eta(P_1, \dots, P_{N-1}, \lambda)$ décrit les variations spectrales de la fonction de diffusion avec un maximum de $j = N - 1$ paramètres pour un système de N longueurs d'ondes et équations. En remarque, les luminances spectrales $L_0(\lambda_i, T)$ s'expriment à partir de la loi de Planck appliquée à la température T .

4.1.2 Interprétation graphique de la résolution du système

Une étude est faite en s'inspirant de la méthode proposée dans le livre [Orlande+2011] consacré à l'analyse des systèmes polychromatiques passifs. Dans cette étude, l'émissivité est calculée, à partir de la température estimée \hat{T} , soit $\hat{\varepsilon}(\lambda, \hat{T}) = \frac{L^{\vec{r}}(\lambda, T)}{L_0(\hat{T}, \lambda)}$, pour plusieurs \hat{T} qui sont toutes des solutions potentielles du système sous-déterminé (l'introduction d'un modèle f_η lève alors cette sous-détermination). Ici, nous proposons d'analyser la fonction de diffusion $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$, définie comme suit, en fonction des \hat{T} :

$$\hat{\eta}(\lambda, \hat{T}) = \frac{1 - \hat{\varepsilon}(\lambda, \hat{T})}{\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda)} = \frac{1 - \frac{L^{\vec{r}}(\lambda, T)}{L_0(\hat{T}, \lambda)}}{\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda)} \quad (4.1.2)$$

où $L^{\vec{r}}(\lambda, T)$ et $\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda)$ sont des données mesurées et $L_0(\hat{T}, \lambda)$ est la loi de Planck évaluée à la température identifiée \hat{T} .

Avec cette représentation du problème, la résolution du système (4.1.1) revient donc à trouver les \hat{P}_j du modèle de fonction de diffusion (f_η), qui permettent le meilleur ajustement parmi les différentes fonctions de diffusions $\hat{\eta}(\lambda_i, \hat{T})$ solutions du système.

Le processus se fait indépendamment de la correspondance entre le modèle et la fonction de diffusion réelle. La température peut donc servir de variable d'ajustement pour compenser les variations spectrales de η non prises en compte par le modèle. Il en résulte un biais qui est l'écart entre \hat{T} et la température vraie T^* .

La figure 4.1 illustre cette idée en proposant une évolution de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ en fonction de la longueur d'onde λ pour un matériau, porté à la température $T^* = 1000^\circ\text{C}$ et qui possède une émissivité quasiment constante entre $1.064\mu\text{m}$ et $1.310\mu\text{m}$ puis qui augmente rapidement jusqu'à $1.55\mu\text{m}$ (représentée sur la figure avec le terme $\hat{\varepsilon}(\lambda, T^*)$ qui est l'émissivité vraie du matériau). La réflectivité (et donc la fonction de diffusion du matériau) est également imposée. Elle possède une évolution opposée à celle de l'émissivité avec toutefois une légère différence puisque la fonction de diffusion réelle du matériau ($\hat{\eta}(\lambda, T^*)$) n'est pas exactement constante. Différentes valeurs de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ sont ainsi représentées pour $\hat{\varepsilon}(\lambda, \hat{T})$ et pour $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ avec plusieurs valeurs de \hat{T} où, pour

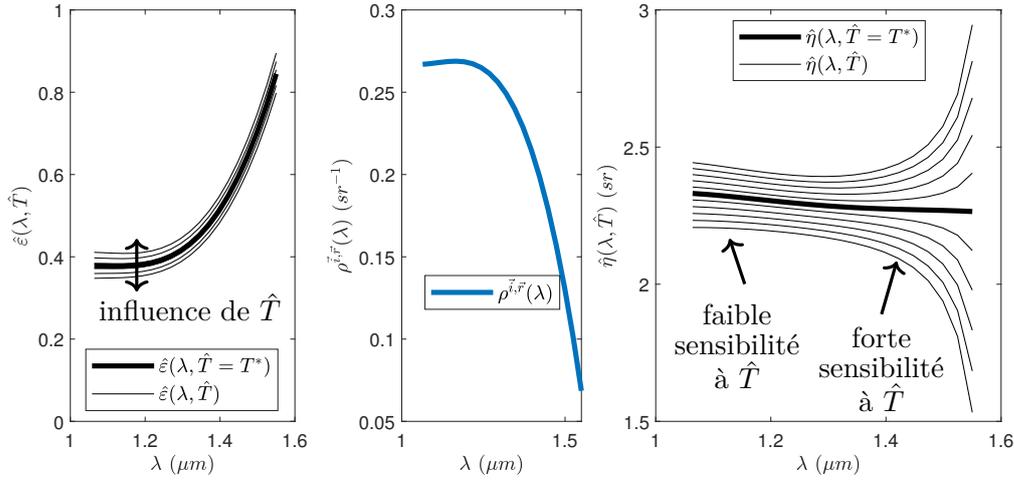


Figure 4.1 – Spectre d'émissivité et de réflectivité pour un matériau fictif porté à la température $T^* = 1000$ °C et fonctions de diffusion potentielle $\hat{\eta}$ calculées dans l'intervalle $\hat{T} = T^* \pm 10$ °C

rappel lorsque $\hat{T} = T^*$ $\hat{\varepsilon}$ et $\hat{\eta}$ sont égales aux émissivités et fonction de diffusion vraie du matériau simulé.

Il est alors observé que dans la partie où l'émissivité est faible et varie peu spectralement, l'expression $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ évolue peu avec la température et elle est donc très peu sensible à la température puisque sa variation spectrale reste très proche celle de la fonction de diffusion de référence, malgré les températures \hat{T} éloignées de T^* . À l'inverse dans l'autre partie du spectre où l'émissivité augmente fortement, la variation spectrale de la fonction $\hat{\eta}(\lambda_i, \hat{T})$ évolue fortement. Elle est donc très sensible à la température.

Ainsi, sachant que **le processus de résolution du système tend à faire correspondre la variation spectrale du modèle f_η avec celle de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$** , il en résulte que si la variation spectrale de $\hat{\eta}(\lambda_i, \hat{T})$ est :

- **peu sensible à T** , une forte différence de température entraîne une faible variation de la fonction de diffusion. La compensation par la température peut entraîner **un important écart entre \hat{T} et T^*** ,
- **très sensible à T** , une faible variation de la température entraîne une forte variation de la fonction de diffusion. La compensation par la température entraîne **un faible écart entre \hat{T} et T^*** ,

pour un biais de modélisation donné, qui correspond à une différence de variation spectrale entre le modèle et la fonction de diffusion réelle.

Le biais en température créé par le biais du modèle dépend donc de la valeur et de l'évolution de l'émissivité du matériau. Ce constat est étudié quantitativement dans la suite avec le calcul de la sensibilité de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ à la température.

4.1.3 Sensibilité de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ à la température

La sensibilité de la fonction $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ à la température \hat{T} pour une longueur d'onde est donnée selon l'expression suivante (calculée avec la loi de Wien) :

$$\frac{\Delta \hat{\eta}}{\hat{\eta}} = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \times \frac{C_2}{\lambda} \times \frac{\Delta \hat{T}}{\hat{T}^2} \quad (4.1.3)$$

La figure 4.2 illustre l'évolution de la variation relative de la fonction de diffusion $\frac{\Delta \hat{\eta}}{\hat{\eta}}$ en fonction de l'émissivité ε pour plusieurs longueurs d'ondes et pour une variation relative de température de 1°C à une température $\hat{T} = 1000^\circ\text{C}$.

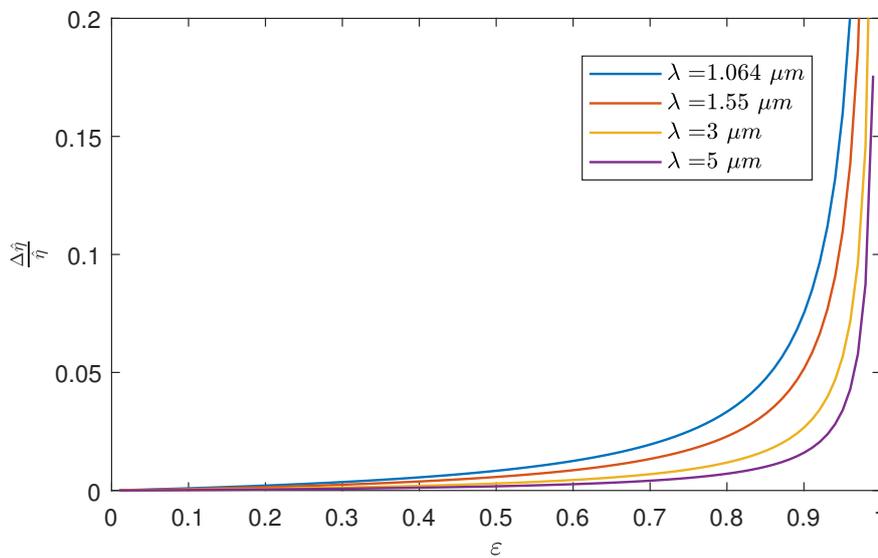


Figure 4.2 – $\frac{\Delta \hat{\eta}}{\hat{\eta}}$ pour plusieurs longueurs d'ondes en fonction de l'émissivité avec $\Delta \hat{T} = 1^\circ\text{C}$ et $\hat{T} = 1000^\circ\text{C}$.

Pour une température et une variation relative de température données ($\Delta \hat{T} = 1^\circ\text{C}$), la variation relative de la fonction de diffusion est d'autant plus grande que la longueur d'onde est faible et l'émissivité est élevée.

A partir de cette expression monochromatique, un critère sur l'émissivité des matériaux, est proposé afin de les classer selon leurs effets sur le système thermoréfectométrique.

4.1.4 Critère d'impact de l'émissivité sur la sensibilité du système pour classer les matériaux

Choisissons le cas de mesure où le modèle f_η choisi est adapté à la fonction de diffusion réelle mais possède tout de même un écart de variation spectrale. La figure 4.1 a montré que pour que cet écart se répercute le moins possible sur la température identifiée \hat{T} , il faut que la variation spectrale de la fonction $\hat{\eta}(\lambda_i, \hat{T})$ soit la plus sensible à la température.

Pour une mesure bichromatique, il faut donc maximiser l'écart de sensibilité à \hat{T} de $\hat{\eta}$ entre deux longueurs d'ondes ce qui revient à maximiser le terme : $\left| \frac{\Delta\hat{\eta}(\lambda_2)}{\hat{\eta}(\lambda_2)} - \frac{\Delta\hat{\eta}(\lambda_1)}{\hat{\eta}(\lambda_1)} \right|$.

Ainsi, en utilisant l'expression (4.1.3) il vient que la sensibilité du biais en température au biais de modélisation est minimal si l'expression suivante est maximale :

$$k_\varepsilon = \left| \frac{\varepsilon(\lambda_2)}{\lambda_2(1 - \varepsilon(\lambda_2))} - \frac{\varepsilon(\lambda_1)}{\lambda_1(1 - \varepsilon(\lambda_1))} \right| \quad (4.1.4)$$

En remarque, cette expression, qui a été déduite ici en cherchant à maximiser l'écart de sensibilité à \hat{T} de $\hat{\eta}(\lambda_i, \hat{T})$ entre deux longueurs d'onde, est l'inverse du facteur d'amplification de l'erreur en température (causée par un nom respect l'hypothèse d'invariance spectrale de η) décrit dans le chapitre 1 par l'équation (1.3.12).

Pour les modèles polychromatiques étudiés ici, il n'existe pas d'expression générale pour lier l'erreur en température causée par l'erreur de modélisation de η en fonction de l'émissivité. Il est en revanche logique de penser que plus le modèle f_η possède de variations spectrales possibles (conférées par ses degrés de liberté) et plus il faudra que les variations spectrales de l'émissivité du matériau permettent aux $\hat{\eta}(\lambda_i, \hat{T})$ de se distinguer du modèle f_η pour limiter au maximum le phénomène de compensation introduit dans la figure 4.1.

L'inverse du facteur d'amplification de l'erreur du chapitre 1, évalué aux longueurs d'onde extrême de la bande spectrale, sera retenue dans la suite pour évaluer la sensibilité des matériaux de l'étude aux propriétés optiques en thermoréfectométrie polychromatique.

4.2 Présentation de la base de données de matériaux métalliques

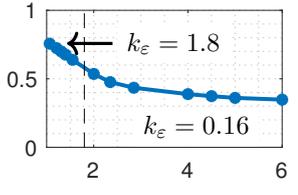
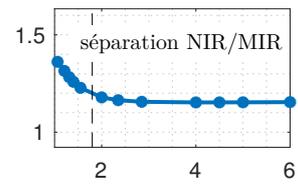
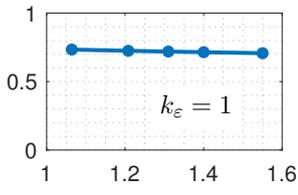
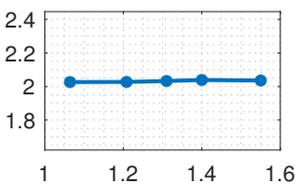
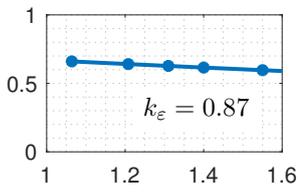
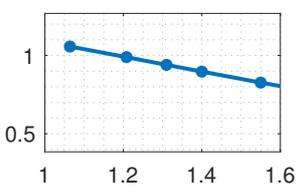
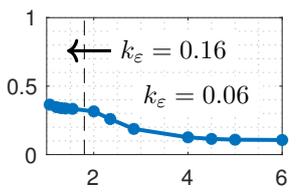
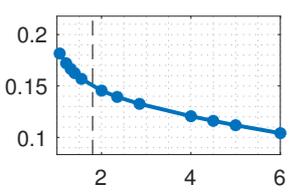
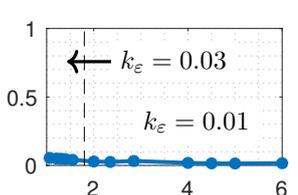
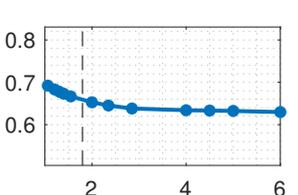
Les matériaux de la base de donnée ont été choisis de telle sorte que la gamme de variation de l'émissivité et de la rugosité soit la plus large possible. Les caractéristiques de ces matériaux sont regroupées dans le tableau 4.1 avec l'émissivité, la fonction de diffusion, les informations relatives à la rugosité et les modèles de diffusion adaptés aux deux bandes spectrales. Notons que pour deux matériaux, seules les données dans le NIR sont disponibles.

4.2.1 Classement des matériaux selon leurs émissivités

Les spectres d'émissivité présentent tous une décroissance spectrale, typique des matériaux métalliques. Les comportements sont toutefois très divers avec une forte décroissance pour l'inox et une décroissance faible pour le NiCoCrAlY. Les niveaux d'émissivité sont également très différents avec une gamme de valeurs allant de 0.05 pour l'Infragold à 0.75 pour le NiCoCrAlY.

Ces différents comportements émissifs ont un impact sur la thermoréfectométrie. Ainsi en prenant le critère de l'équation (4.1.4), il est constaté une large gamme de valeurs de k_ε allant de 0.009 (Infragold MIR) à 1.78 (inox NIR). C'est selon ce critère qu'ont été ordonnés les matériaux (dans le NIR) et que seront présentés les résultats.

Table 4.1 – Bilan des émissivités et des fonctions de diffusions des matériaux de l'étude et des modèles f_η appropriés

Matériau	émissivité et k_ε	fonction de diffusion	rugosité mesurée	modèles f_η approprié(s)
inox			<ul style="list-style-type: none"> • $m = 0.232$ • $\sigma = 7.04 \mu m$ • $\sigma_\mu = 0.037 \mu m$ • $m_\mu = 0.102$ 	<ul style="list-style-type: none"> • f_η^{2ech} NIR • $f_\eta^{\mu face}$ MIR
NiCoCrAlY			non mesuré	<ul style="list-style-type: none"> • $f_\eta^{\mu face}$ NIR
titane TA6V			non mesuré	<ul style="list-style-type: none"> • f_η^{2ech} NIR (non phys)
platine			<ul style="list-style-type: none"> • $m = 0.069$ • $\sigma = 1.91 \mu m$ • $\sigma_\mu = 0.067 \mu m$ • $m_\mu = 0.037$ 	<ul style="list-style-type: none"> • f_η^{2ech} NIR • f_η^{2ech} MIR (non phys)
infragold			<ul style="list-style-type: none"> • $m = 0.17$ • $\sigma = 4.99 \mu m$ • $\sigma_\mu = 0.07 \mu m$ • $m_\mu = 0.061$ 	<ul style="list-style-type: none"> • f_η^{2ech} NIR • $f_\eta^{\mu face}$ MIR • f_η^{diff} MIR • f_η^{2ech} MIR

4.2.2 Fonctions de diffusions et modèles adaptés

La base de donnée présente une grande diversité de fonctions de diffusion, conséquence de la diversité des états de surfaces. Le modèle qui s'adapte à la majorité des cas est le modèle à deux échelles, permettant la description des cas où η varie avec λ . Dans le cas particulier du TA6V et du platine dans le MIR, ce dernier est utilisé en dehors de son domaine de validité physique mais il peut tout de même décrire la variation spectrale de η . Pour l'Infragold dans le MIR, le modèle de diffraction est physiquement valide et le modèle à deux échelles s'utilise en dehors de son domaine de validité. L'utilisation du premier modèle est alors plus intéressante du fait qu'il soit plus simple et physiquement valide. Enfin pour le cas où la fonction de diffusion est constante, c'est le modèle à micro-facettes qui est approprié puisque l'invariance spectrale de η signifie que les effets de diffraction sont négligeables.

4.2.3 Synthèse des cas représentés dans la base de donnée

En combinant l'information de l'émissivité avec celle de la fonction de diffusion, la base de donnée contient presque toutes les configurations possibles. Les deux cas extrêmes sont alors le cas d'une fonction de diffusion quasiment constante avec une émissivité élevée (cas du NiCoCrAlY) et le cas d'une fonction de diffusion fortement variable avec la longueur d'onde avec une émissivité de faible valeur (cas du platine et de l'Infragold). D'autres combinaisons sont également présentes comme une fonction de diffusion variable avec la longueur d'onde avec une émissivité élevée ou l'inverse une fonction de diffusion constante avec une émissivité faible (inox et Infragold dans le MIR).

La diversité de la base de donnée en terme d'émissivité et de fonction de diffusion met en évidence l'importance du choix du modèle et l'impact de l'émissivité du matériau sur les résultats en thermoréfectométrie.

4.3 Méthode de simulation des données d'entrée et critères d'analyse des résultats de la thermoréfectométrie

Cette section décrit le calcul des données d'entrée de la thermoréfectométrie en fonction des propriétés thermo-optiques de la section précédente et pour une température donnée. Ce calcul est mené sans et avec ajout d'un bruit gaussien sur les entrées. L'étude sans bruit permet de s'assurer de la capacité des modèles de la fonction de diffusion à décrire de manière pertinente la fonction de diffusion dans le système thermoréfectométrique. L'étude avec bruit permet d'évaluer l'effet du bruit sur la dispersion des valeurs moyennes des paramètres identifiés. Les critères d'analyse des paramètres estimés par la méthode sont donnés dans les deux cas de figure.

4.3.1 Calcul des données d'entrée non bruitées

4.3.1.1 Description de la méthode de simulation

La méthode de simulation des entrées de la thermoréfectométrie est décrite par la figure 4.3. La base de données fournit l'émissivité, la réflectivité bidirectionnelle et la

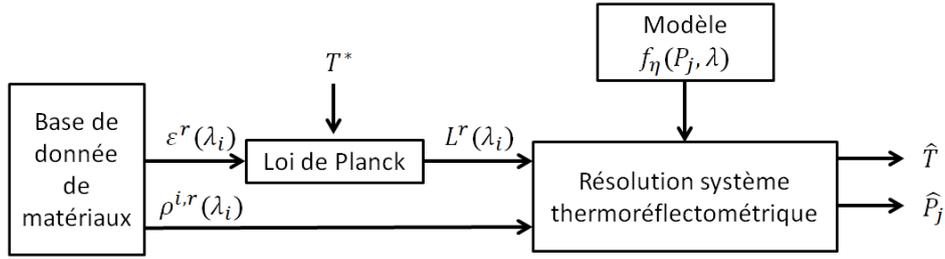


Figure 4.3 – Méthode de génération des données d'entrée de la thermoréfectométrie.

fonction de diffusion de chaque matériau pour des longueurs d'onde dans le NIR et le MIR. Ces mesures ont été obtenues suivant les méthodes présentées dans le chapitre 3.

À partir d'une température imposée de $T^* = 1000^\circ\text{C}$ et des propriétés thermo-optiques disponibles dans la base de données, les entrées du système thermoréfectométrique, $\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda_i)$ et $L^{\vec{r}}(\lambda)$ sont calculées. Ensuite, le système thermoréfectométrique est résolu pour chaque modèle de fonction de diffusion et pour chaque bande spectrale (NIR et MIR).

4.3.1.2 Critères d'analyse

La figure 4.4 présente un récapitulatif des critères d'analyse des résultats de la résolution du système thermoréfectométrique.

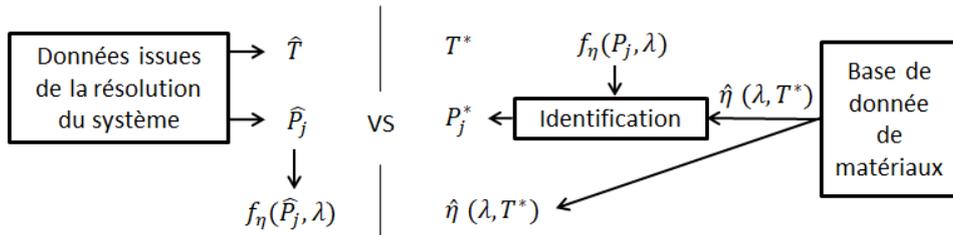


Figure 4.4 – Récapitulatif des quantités comparées dans l'étude sans bruit

Le premier critère d'analyse est la comparaison graphique des fonctions de diffusion identifiées ($f_\eta(P_j, \lambda)$) avec la fonction de diffusion de référence mesurée, égale à $\hat{\eta}(T^*, \lambda)$ calculée à partir de l'équation (4.1.2) à la température de référence T^* . Un gabarit représentant $\hat{\eta}(T^* \pm 20, \lambda)$ est également affiché (de la même manière que dans la figure 4.1) pour appréhender le conditionnement du système.

Le deuxième critère d'analyse est la comparaison sous forme de tableau des paramètres identifiés (\hat{T} et \hat{P}_j) avec les valeurs de références, T^* et P_j^* . Les valeurs de référence P_j^* sont issues de l'identification entre les modèles, $f_\eta(P_j, \lambda)$ et la valeur de la fonction de diffusion de référence $\hat{\eta}(T^*, \lambda)$ selon la même méthode que dans le chapitre 3. Les écarts entre les données identifiées et celles de références ($\hat{T} - T^*$ et $\hat{P}_j - P_j^*$) permettent alors de conclure sur la valeur du biais du modèle de la fonction de diffusion. L'écart relatif sera également présenté.

4.3.2 Calcul des données d'entrée bruitées

4.3.2.1 Description de la méthode de simulation

les entrées du système thermoréfectométrique, $\rho^{\vec{i},\vec{r}}(\lambda)$ et $L^{\vec{r}}(\lambda)$ calculées précédemment sont bruitées pour simuler un bruit de mesure. Le bruit choisi est gaussien, indépendant de la longueur d'onde, de moyenne nulle et issu d'un tirage aléatoire de 100 valeurs. L'écart type du bruit est défini aux valeurs suivantes :

- 0.5 % de la moyenne des luminances,
- 2.5 % de la moyenne des réflectivités.

4.3.2.2 Critères d'analyse

Les critères d'analyse sont :

- la valeur moyenne arithmétique des paramètres identifiés du système notés $\overline{\hat{T}}$ pour la température et $\overline{\hat{P}_j}$ pour les paramètres des modèles de fonction de diffusion,
- l'écart type des paramètres identifiés du système notés $\sigma_{\hat{T}}$ pour la température et l'écart type relatif $\sigma_{\hat{P}_j}/\overline{\hat{P}_j}$ pour les paramètres des modèles de la fonction de diffusion.

La valeur moyenne et l'écart type sont représentés graphiquement en fonction du niveau de bruit. Ces valeurs permettent d'évaluer la robustesse de l'identification qui est **la capacité du résultat à ne pas être perturbé statistiquement par des fluctuations aléatoires des entrées. Les modèles jugés les plus robustes seront alors ceux dont la moyenne et l'écart-type des paramètres augmentent le moins avec le niveau de bruit.** Une augmentation forte de la moyenne des paramètres traduit un décalage de la répartition statistique des paramètres identifiées. Dans ce cas, un histogramme des valeurs des paramètres identifiés est représenté pour visualiser l'influence du niveau de bruit sur la dispersion des valeurs identifiées.

4.4 Méthodes de résolutions du système thermoréfectométrique

Cette section présente les méthodes de résolutions utilisées lors des simulations. Ces méthodes seront également employées en condition de mesures réelles (chapitre 5), dont le but est de résoudre le système d'équations (1.3.2) de la thermoréfectométrie.

4.4.1 Système bichromatique

4.4.1.1 Rappel de la fonction coût

La fonction coût bichromatique, détaillé en équation (1.3.4) du chapitre 1, est rappelée ci-dessous :

$$F(T, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{R(T, \lambda_2)}{\rho(\lambda_2)} - \frac{R(T, \lambda_1)}{\rho(\lambda_1)} = 0$$

avec $R(T, \lambda) = 1 - \frac{L_0(\lambda, T_L^{\vec{r}}(\lambda))}{L_0(\lambda, T)}$.

Les principaux résultats de l'étude de cette fonction et de sa résolution sont décrits dans la suite.

4.4.1.2 Étude de la fonction coût et méthode de résolution

L'équation $F(T, \lambda_1, \lambda_2) = 0$ ne possède pas de solution analytique. En revanche le domaine de recherche de la solution est quant à lui connu. En effet, puisque par définition l'émissivité est comprise entre 0 et 1, l'équation radiométrique (1.2.1) implique nécessairement que la température vraie soit comprise dans l'intervalle $[T_{\min} = \max(T_L(\lambda_i)), +\infty]$.

Une étude de la fonction coût, présentée en détail en annexe (elle même basée sur une partie des travaux présentés [Gilblas2012]), a permis d'identifier différents cas utiles pour la recherche du zéro de la fonction. Les principaux résultats de cette étude sont présentés ci-dessous :

1. $T_L^{\vec{r}}(\lambda_1) > T_L^{\vec{r}}(\lambda_2)$ et $\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_1) < \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_2)$ la solution est unique
2. $T_L^{\vec{r}}(\lambda_1) < T_L^{\vec{r}}(\lambda_2)$ et $\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_1) > \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_2)$ la solution est unique
3. $T_L^{\vec{r}}(\lambda_1) > T_L^{\vec{r}}(\lambda_2)$ et $\rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_1) > \rho^{\vec{i}, \vec{r}}(\lambda_2)$ deux solutions sont plausibles

Le cas n°1 (qui concerne les métaux dans le NIR qui ont une décroissance de l'émissivité avec la longueur d'onde) et le cas n°2 (qui concerne plutôt les matériaux diélectriques dans le NIR), sont les cas les plus courants en pratique. Le cas n°3, concerne les matériaux qui possèdent une faible croissance de l'émissivité. Ce cas peut être résolu par l'introduction d'une troisième longueur d'onde de mesure permettant de discriminer la solution "physique" [Hernandez+2008]. Enfin, dans certains cas, l'équation (1.3.4) n'admet pas de solution dans le domaine $[T_{\min}, +\infty]$. Ces cas s'expliquent alors soit par une variation spectrale de la fonction de diffusion et/ou par des erreurs sur les données mesurées qui conduisent à une solution impossible.

Cette étude a permis de mettre en place une méthode de résolution rapide de l'équation (1.3.4) en utilisant la fonction "fzero" de matlab. L'encadrement de la zone de recherche de la solution a été obtenu par l'étude de variation de la fonction coût qui permet pour chaque donnée d'entrée de connaître l'intervalle de température où la fonction coût varie de manière monotone et change de signe. Dans le cas d'une double solution où en l'absence de solution, la température est alors calculée par la méthode de résolution du système polychromatique présentée dans la suite.

4.4.2 Système polychromatique

La fonction coût commune à tous les systèmes polychromatiques est présentée et la méthode de recherche de son minimum est ensuite détaillée.

4.4.2.1 Écriture de la fonctions coût

Le système thermoréfectométrique polychromatique est résolu par la méthode des moindres carrés. La fonction coût à minimiser est définie par l'équation suivante :

$$F_{poly}(T, P_j) = \min \sum_{i=1}^N \left(\left(1 - \frac{L^{\vec{r}}(\lambda_i)}{C_1 \lambda^{-5} \exp(\frac{C_2}{T \lambda_i}) - 1} \right) \times (1 - \rho(\lambda_i) f_{\eta}(P_j, \lambda_i)) \right)^2 \quad (4.4.1)$$

Où T et le(s) P_j qui sont les inconnues ($j < N$), N le nombre de longueurs d'onde, $L^{\vec{r}}(\lambda_i)$ et $\rho(\lambda_i)$ les luminances et réflectivité bidirectionnelles mesurées.

La méthode employée pour trouver la température et les P_j minimisant la fonction coût $F_{poly}(T, P_j)$ est décrite dans la suite.

4.4.2.2 Méthode de résolution

La résolution de système d'équation non linéaire par méthode des moindres carrés nécessite d'utiliser des algorithmes dont la fonction est de trouver le minimum d'une fonction à plusieurs variables. Un des algorithmes communément utilisé est celui de Levenberg-Marquardt qui est basé sur une association de l'algorithme de Gauss-Newton et l'algorithme du gradient. Bien que généralement performante pour la plupart des modèles testés, l'algorithme de région de confiance ("Trust-Region-Reflective" implémenté dans la fonction "lsqnonlin" dans matlab) a été préféré pour chercher le minimum de la fonction coût car celui-ci permet d'imposer des contraintes sur les paramètres contrairement à la première méthode citée.

Contraintes sur les paramètres

De la même manière que dans le système bichromatique, une contrainte sur la température a été implémentée de manière à avoir $\hat{T} > \max(T_L(\lambda_i))$ ce qui découle du fait que l'émissivité est toujours comprise entre 0 et 1. Connaissant les valeurs des réflectivités, des contraintes sur les paramètres P_j des différentes fonctions ont ainsi été ajoutées pour que l'inégalité $0 < 1 - f_\eta(P_j, \lambda_i)\rho(\lambda_i) < 1$ soit respectée. Enfin, des contraintes plus restrictives ont également été ajoutées au modèle physique pour limiter la valeur de σ_μ à 0.5λ (pour éviter les solutions où la micro-rugosité est trop grande).

Point de départ

Comme toute méthode itérative, l'algorithme doit débiter avec des paramètres définis à une valeur choisie par l'utilisateur, de préférence la plus proche possible de la solution. Pour les simulations, les paramètres choisis comme estimation initiale sont ceux de référence soit T^* et les P_j^* identifiés au préalable sur la fonction de diffusion des matériaux. De cette manière les résultats ne dépendront que du choix du modèle et du conditionnement du système.

4.5 Résultats des identifications des paramètres du système thermoréfectométrique sur chaque matériau de la base de données

Les résultats des identification des paramètres du système thermoréfectométrique sont présentés pour chaque matériau en suivant la méthodologie suivante :

1. Les propriétés thermo-optiques des matériaux, sur les bandes spectrales NIR (entre 1.064 et 1.55 μm) et MIR (entre 3 et 5 μm) si disponible, sont rappelées : l'émissivité pour appréhender le conditionnement du système et la fonction de diffusion pour sélectionner le(s) modèle(s) les plus adaptés.
2. Les critères d'analyse de l'identification des paramètres sur les entrées non bruitées avec : la figure de la fonction de diffusion de référence et celle calculée avec les paramètres des modèles identifiés, et un tableau avec les valeurs des paramètres identifiées et l'écart à leur référence.
3. Les critères d'analyse de l'identification des paramètres sur les entrées bruitées avec : l'étude statistique des températures identifiées \hat{T} et des paramètres \hat{P}_j en fonction du niveau de bruit et dans le cas d'une déviation importante de la moyenne d'un paramètre un histogramme de sa répartition statistique.
4. Une synthèse conclut, pour chaque bande spectrale, sur les meilleurs modèles de fonction de diffusion et leurs usages.

4.5.1 Échantillon d'inox

4.5.1.1 Propriétés thermo-optiques

Comme le montre le tableau 4.1, l'émissivité est de valeur élevée et fortement décroissante dans le NIR ($k_\varepsilon = 1.78$) (cas favorable au conditionnement du système). Á l'inverse dans le MIR, l'émissivité est de faible valeur ($k_\varepsilon = 0.157$) et faiblement décroissante. La variation spectrale de fonction de diffusion est importante (-10.3%) dans la bande spectrale NIR et quasiment nulle dans la bande spectrale MIR (-0.24%).

4.5.1.2 Critères d'analyse de l'identification des paramètres sans bruit sur les entrées

Figure de confrontation des fonctions de diffusions identifiées à la fonction de diffusion de référence

Les fonctions de diffusions identifiées sont comparées sur la figure 4.5 à la fonction de diffusion de référence mesurée du matériau avec le gabarit $T^* \pm 20^\circ\text{C}$ calculé avec l'équation (4.1.2)).

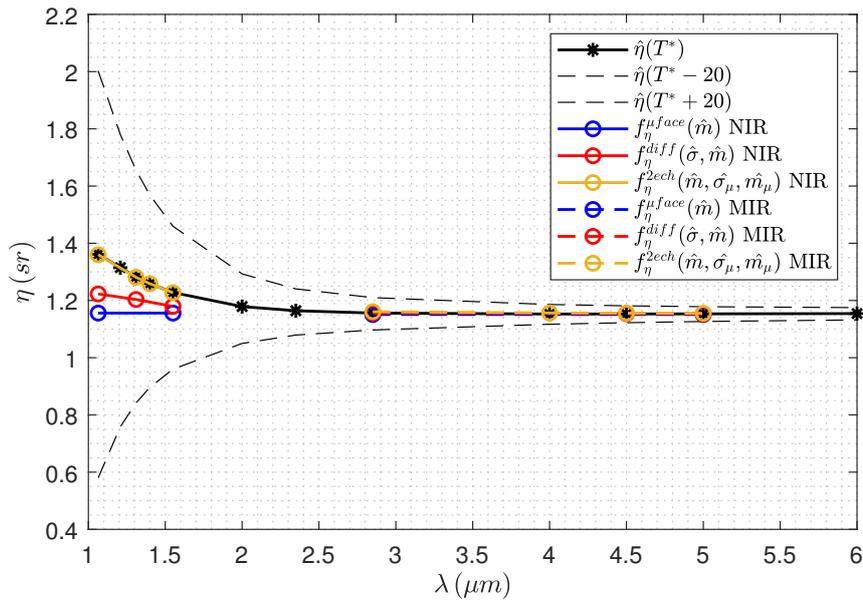


Figure 4.5 – Fonction de diffusion mesurée, avec le gabarit $\hat{\eta}$, du matériau comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les différents modèles

Dans la bande spectrale NIR (émissivité de valeur élevée et fortement décroissante), nous observons que la fonction de diffusion identifiée avec le modèle à deux échelles s'ajuste le mieux à la fonction de diffusion de référence. Les fonctions de diffusion des modèles de diffraction et à micro-facettes sont décalées en raison de leur incapacité à retranscrire les variations spectrales de la fonction de diffusion. Une compensation par le paramètre température \hat{T} est observée dans ce cas. Le biais introduit en température reste faible car tous les modèles sont contenus dans le gabarit $\pm 20^\circ\text{C}$.

Dans la bande spectrale MIR (émissivité de faible valeur et faiblement décroissante), les fonctions de diffusion identifiées selon les trois modèles correspondent à la fonction

de diffusion mesurée. En revanche dans ce cas, le biais en température peut être plus important car le gabarit est très resserré autour de la référence en température.

Tableau de comparaison des paramètres identifiés aux valeurs de référence

Les valeurs des paramètres identifiés de température et des modèles de fonction de diffusion sont présentées dans le tableau 4.2.

Table 4.2 – Comparaison des valeurs des paramètres identifiés de température et du modèle de fonction de diffusion avec entrées non bruitées et des valeurs de références pour l’inox (écart : $\hat{X} - X^*$ et écart relatif $\frac{\hat{X}_j - X_j^*}{X_j^*}$).

	T [°C]	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
Micro-facettes NIR	994.3	-	0.222	-	-
écart référence	-5.7	-	-0.013	-	-
écart relatif (%)	-0.6	-	-5.5	-	-
Diffraction NIR	996.1	0.526	0.232	-	-
écart référence	-3.9	0.158	-0.016	-	-
écart relatif (%)	-0.4	43.1	-6.4	-	-
Deux échelles NIR	1000.0	-	0.212	0.056	0.194
écart référence	-0.0	-	-0.000	0.000	-0.001
écart relatif (%)	-0.0	-	-0.0	0.1	-0.6
Micro-facettes MIR	998.2	-	0.222	-	-
écart référence	-1.8	-	-0.000	-	-
écart relatif (%)	-0.2	-	-0.2	-	-
Diffraction MIR	1000.2	6.204	0.222	-	-
écart référence	0.2	0.299	-0.000	-	-
écart relatif (%)	0.0	5.1	-0.0	-	-
Deux échelles MIR	1001.8	-	0.222	0.021	0.125
écart référence	-1.8	-	0.000	0.004	0.036
écart relatif (%)	0.2	-	0.1	23.2	40.6

Dans la bande spectrale NIR, l’écart en température diminue selon le modèle de fonction de diffusion conformément à la figure 4.5 : l’erreur est de 5.7°C avec le modèle à micro facettes et elle est quasiment nulle pour le modèle à deux échelles. Même avec un modèle biaisé, l’erreur en température n’excède pas 6°C. De même, l’écart des valeurs des paramètres de fonction de diffusion diminue avec le modèle de fonction de diffusion à deux échelles. Dans ce cas favorable, émissivité avec une valeur élevée et une forte variation, le modèle de fonction de diffusion à deux échelles permet d’annuler l’écart en température et l’écart sur le paramètre m .

Dans la bande spectrale MIR, l’écart en température est très faible et les écarts sur les paramètres des trois modèles sont également très réduits. Tous les modèles sont donc valides mais l’écart en température ne s’annule pas car l’émissivité montre une valeur faible et quasiment constante. La très légère variation spectrale de la fonction de diffusion η (0.24%) entraîne un léger écart en température de 1.8°C pour le modèle à micro-facette.

4.5.1.3 Critères d'analyse de l'identification des paramètres avec bruit sur les entrées

Effet du bruit sur la température identifiée

L'effet du niveau de bruit sur la moyenne $\overline{\hat{T}}$ et l'écart type $\sigma_{\hat{T}}$ de la température identifiée est analysé à partir de la figure 4.6.

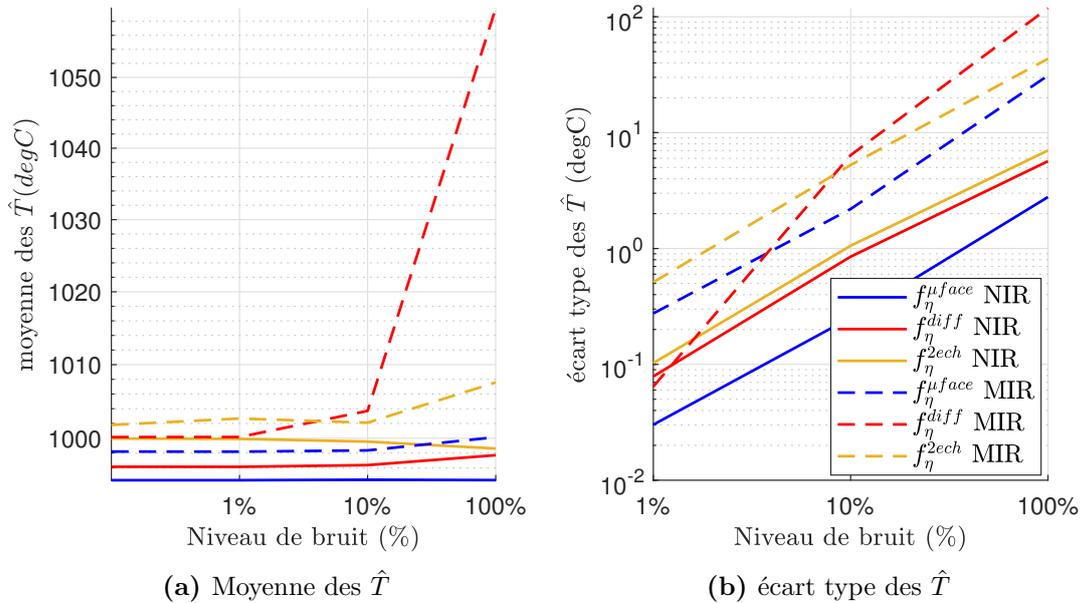


Figure 4.6 – Moyenne $\overline{\hat{T}}$ et écart type $\sigma_{\hat{T}}$ des températures identifiées pour l'inox en fonction du niveau de bruit sur les entrées et pour chaque modèle de fonction de diffusion.

Dans la bande spectrale NIR, la moyenne des températures $\overline{\hat{T}}$ reste quasiment constante jusqu'à 10% de niveau de bruit. Au delà de cette valeur, la moyenne reste constante uniquement pour le modèle de fonction de diffusion à micro-facettes. Les deux autres modèles sont donc plus exigeants sur le niveau de bruit des entrées pour que la moyenne des paramètres identifiés reste constante. Les écarts types $\sigma_{\hat{T}}$ des températures identifiées sont aussi plus élevés. L'identification de la température est ainsi plus robuste avec le modèle à micro-facettes. Ce constat est cohérent puisque c'est le modèle qui est doté du plus faible degré de liberté. Les modèles de diffraction, puis celui à deux échelles sont alors, dans l'ordre, de moins en moins robustes. L'utilisation de ce dernier reste bénéfique car il est très peu biaisé avec au pire $\sigma_{\hat{T}} = 6^{\circ}\text{C}$ au niveau de bruit maximal.

Dans la bande spectrale MIR, la moyenne des températures $\overline{\hat{T}}$ augmente plus rapidement que dans la bande spectrale NIR. Les écarts-types $\sigma_{\hat{T}}$ des températures identifiées sont également d'un ordre de grandeur supérieur à ceux de la bande spectrale NIR. L'identification de la température avec les trois modèles est donc moins robuste que dans la bande spectrale NIR en raison du moins bon conditionnement du système expliqué par une longueur d'onde plus élevée et une émissivité plus faible.

Dans ce contexte, le modèle à deux échelles est le plus adapté dans le NIR car il est suffisamment robuste et quasiment non biaisé. Dans le MIR, le modèle à

micro-facettes, le plus simple et modélisant correctement η , est le meilleur modèle possible dans le cadre de la thermoréfectométrie.

Effet du bruit sur les paramètres identifiés du modèle de fonction de diffusion

L'effet du niveau de bruit sur la moyenne $\overline{\hat{P}_j}$ et l'écart type relatif $\sigma_{\hat{P}_j}/\overline{\hat{P}_j}$ des paramètres identifiés de la fonction de diffusion est analysé à partir de la figure 4.7.

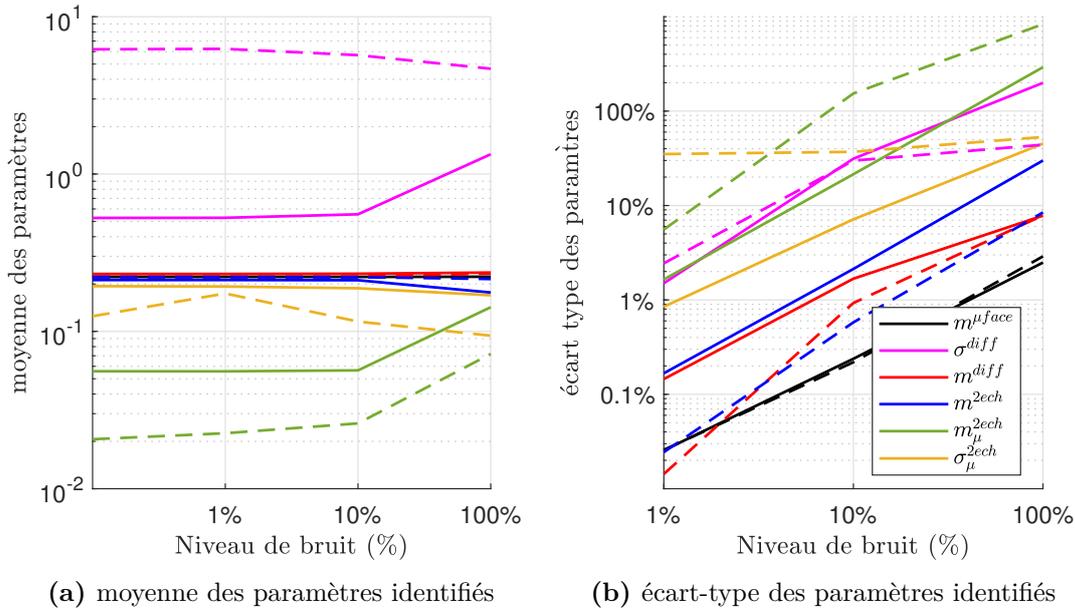


Figure 4.7 – Moyenne et écart type relatif (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiés pour l'inox en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle (traits pleins pour le NIR et pointillés pour le MIR)

Sur les deux bandes spectrales, le paramètre m présente la moyenne la plus stable (l'erreur moyenne est donc la même que pour l'étude sans bruit) et le plus faible écart type. En revanche les moyennes des autres paramètres montrent des variations et l'écart type est plus élevé que pour le paramètre m . En effet, le bruit introduit des variations spectrales aléatoires des valeurs possible de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$. L'identification des paramètres σ , σ_{μ} et m_{μ} , est donc plus affecté par le bruit car ce sont eux qui déterminent les variations spectrales des modèles.

Enfin, contrairement à ce qui est observé avec \hat{T} , l'écart type du paramètre m est toujours plus faible dans la bande spectrale MIR. Ce phénomène s'explique par la faible valeur de l'émissivité (et une longueur d'onde plus élevée), qui favorise l'identification des paramètres de rugosité au détriment de la température.

4.5.1.4 Synthèse des résultats

En résumé, pour l'échantillon d'inox, dans la bande spectrale NIR, l'émissivité possède une forte valeur et une décroissance spectrale élevée. Le modèle de fonction de diffusion à deux échelles élimine le biais d'identification de la température existant avec le modèle à micro-facettes (du fait de décroissance spectrale de η). Le modèle est certes moins

robuste que celui à micro-facettes mais suffisamment pour apporter un bénéfice à la mesure.

Dans la bande spectrale MIR, l'émissivité du matériau a une faible valeur et une faible décroissance. Le modèle de diffusion à micro-facettes permet l'identification du paramètre de rugosité m (écart type des pentes) avec une valeur proche de la valeur de référence en raison de la faible sensibilité de la fonction de diffusion $\eta(T, \lambda)$ à la température. Ainsi, malgré le fait que le modèle de la fonction de diffusion à micro-facettes ne soit quasiment pas biaisé, la robustesse de l'identification de la température est beaucoup moins bonne que dans le NIR.

En conclusion, pour l'échantillon d'inox, c'est du point de vue de la thermoréfectométrie le modèle à deux échelles qui est le plus adapté dans le NIR et le modèle à micro-facettes dans la bande spectrale MIR. Les deux modèles sont très peu biaisés. La robustesse de l'identification pour \hat{T} est bonne dans la bande spectrale NIR grâce à la valeur élevée de l'émissivité et à sa forte décroissance. Dans la bande spectrale MIR, la robustesse de l'identification du modèle à micro-facettes est mauvaise à cause de l'émissivité peu favorable.

4.5.2 Échantillon de NiCoCrAlY

L'échantillon de NiCoCrAlY n'est étudié que dans la bande spectrale NIR.

4.5.2.1 Propriétés thermo-optiques

Comme le montre le tableau 4.1, dans la bande spectrale NIR, le matériau possède une émissivité élevée et faiblement décroissante ce qui est plutôt favorable à l'identification de la température ($k_\varepsilon = 1.03$). Ce matériau possède une variation spectrale de la fonction de diffusion quasiment nulle (0.46%), rendant le modèle à micro-facettes particulièrement bien adapté.

4.5.2.2 Critères d'analyse de l'identification des paramètres sans bruit sur les entrées

Figure de confrontation des fonctions de diffusions identifiées à la fonction de diffusion de référence

Les fonctions de diffusions identifiées sont comparées à la fonction de diffusion de référence du matériau sur la figure 4.8.

Tout d'abord, les trois modèles de fonction de diffusion ont bien été ajustés à la fonction de diffusion de référence. Ensuite, le tracé du gabarit $\pm 20^\circ\text{C}$ montre une forte sensibilité de la fonction de diffusion $\eta(T, \lambda)$ à la température en raison de l'émissivité élevée du matériau. Au final, les valeurs identifiées des températures et des paramètres de rugosité des modèles de fonction de diffusion devraient être très proches des valeurs de référence.

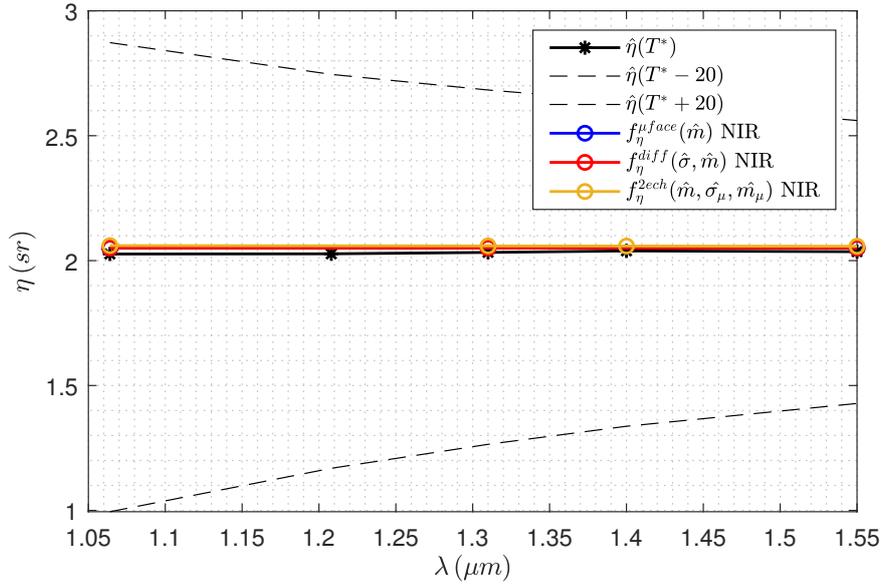


Figure 4.8 – Fonction de diffusion mesurée comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les modèles

Table 4.3 – Comparaison des valeurs des paramètres identifiés de température et du modèle de fonction de diffusion avec entrées non bruitées et des valeurs de références pour le NiCoCrAlY.

	T [°C]	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
Micro-facettes NIR	1000.5	-	0.296	-	-
écart référence	0.5	-	0.001	-	-
écart relatif (%)	0.1	-	0.5	-	-
Diffraction NIR	1000.5	4.307	0.296	-	-
écart référence	0.5	0.000	0.001	-	-
écart relatif (%)	0.1	0.0	0.5	-	-
Deux échelles NIR	1000.7	-	0.265	0.423	0.163
écart référence	0.7	-	0.001	-0.428	0.004
écart relatif (%)	0.0	-	0.2	-50.3	2.6

Tableau de comparaison des paramètres identifiés aux valeurs de référence

Les valeurs des paramètres identifiés de température et des modèles de fonction de diffusion sont présentées dans le tableau 4.3.

Les valeurs identifiées de température et des paramètres de rugosité sont très proches des valeurs de référence. En raison de l'absence de dépendance spectrale de la fonction de diffusion, le modèle de fonction de diffusion à micro-facettes est suffisant, applicable en thermoréfectométrie bichromatique, pour ce matériau. Les autres modèles n'apportent pas davantage d'informations. Le paramètre m de rugosité est donc le seul pertinent.

4.5.2.3 Critères d'analyse de l'identification des paramètres avec bruit sur les entrées

Effet du bruit sur la température identifiée

L'effet du niveau de bruit sur la moyenne $\overline{\hat{T}}$ et l'écart type $\sigma_{\hat{T}}$ de la température identifiée est analysé à partir de la figure 4.9.

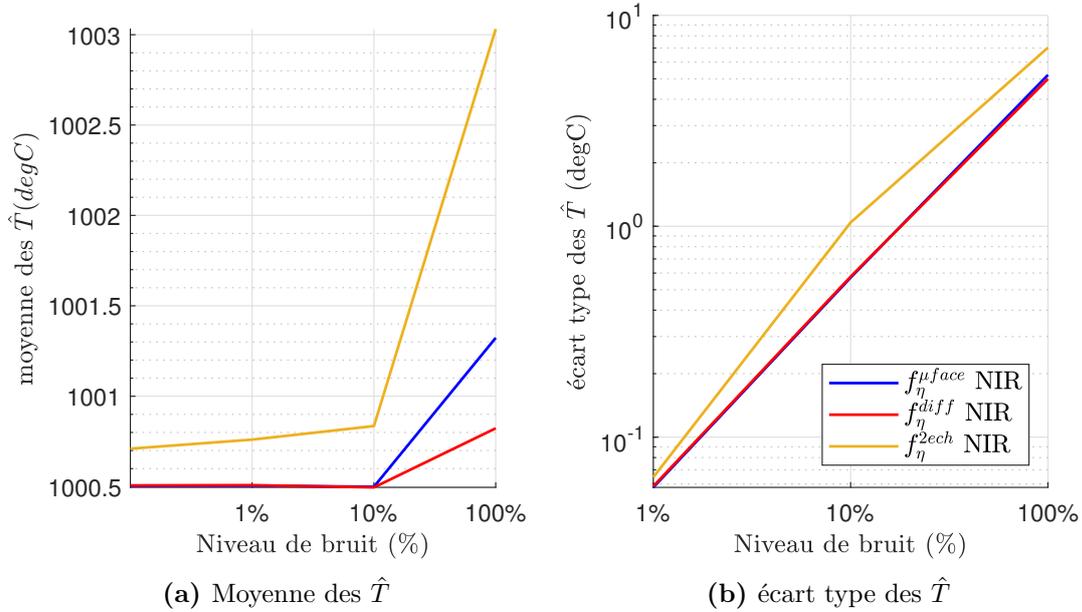


Figure 4.9 – Moyenne $\overline{\hat{T}}$ et écart type $\sigma_{\hat{T}}$ des températures identifiées pour le NiCoCrAlY en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle

La moyenne des températures $\overline{\hat{T}}$ reste constante jusqu'à 10% de niveau de bruit. Le biais introduit par le bruit reste faible et n'excède pas 3°C. L'écart type $\sigma_{\hat{T}}$ des températures identifiées augmente avec le bruit mais la valeur est plus faible avec le modèle à micro-facette. Ce dernier présente donc une meilleure robustesse. On note que l'écart type est cinq fois plus faible que dans le cas de l'inox dans le MIR en raison d'une valeur d'émissivité élevée et d'une bande spectrale bien plus favorable ($k_{\varepsilon} = 1.03$ pour NiCoCrAlY contre $k_{\varepsilon} = 0.157$ pour l'inox).

Effet du bruit sur les paramètres identifiés du modèle de fonction de diffusion

L'effet du niveau de bruit sur la moyenne $\overline{\hat{P}_j}$ et l'écart type relatif $\sigma_{\hat{P}_j}/\overline{\hat{P}_j}$ des paramètres identifiés de la fonction de diffusion est analysé à partir de la figure 4.10. Le paramètre σ^{diff} n'est pas représenté car sa valeur élevée masque les autres paramètres.

Il est toujours constaté que c'est l'identification du paramètre m qui est la plus robuste avec des moyennes constantes et des écarts types relatifs de 6% maximum. L'explication est la même que pour l'inox à savoir que c'est le paramètre qui gouverne principalement la moyenne de η .

Aussi, il est constaté que les valeurs d'écart type relatif sont un peu plus importantes que dans le cas de l'inox dans le MIR avec 4% contre moins de 3% précédemment au niveau maximal. Cet effet est alors due à l'émissivité du matériau et la bande spectrale

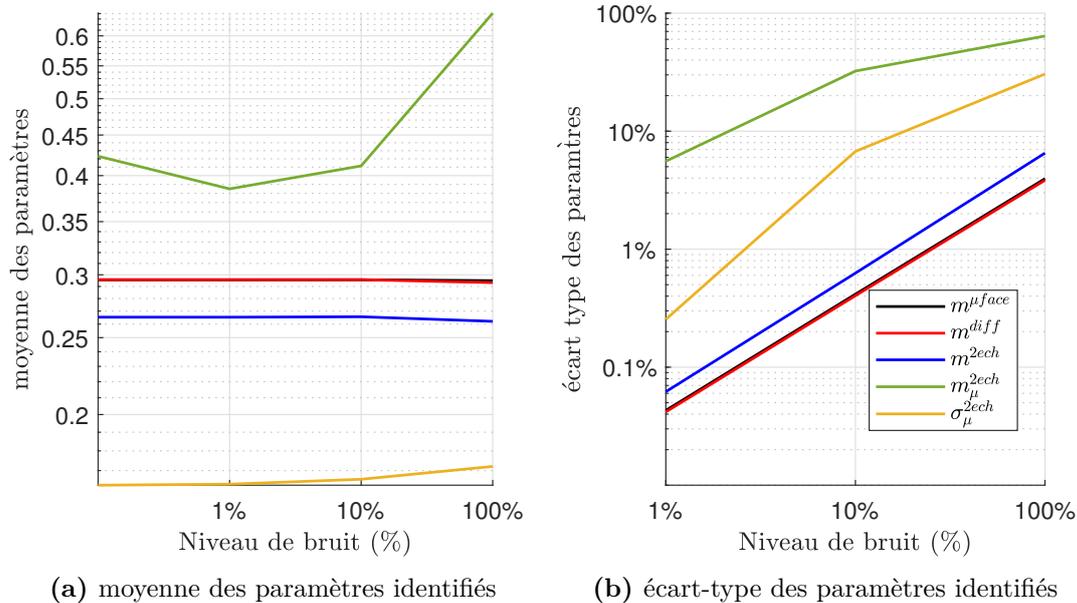


Figure 4.10 – Moyenne $\overline{\hat{P}_j}$ et écart type relatif $\sigma_{\hat{P}_j}/\overline{\hat{P}_j}$ (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiés pour le NiCoCrAlY en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle de fonction de diffusion.

étudiée qui favorisent l'identification de la température au détriment des paramètres de rugosité. Cette perte en robustesse pour m est malgré tout limité par rapport au gain de robustesse observé pour l'identification de la température. Ainsi **l'émissivité influence plus la robustesse de l'identification de la température que celle des paramètres associé à η .**

4.5.2.4 Synthèse des résultats

Pour le NiCoCrAlY utilisé dans la bande spectrale NIR, l'émissivité est relativement élevée. Le modèle de fonction de diffusion à micro-facettes, couplé à la thermorélectrométrie bichromatique, n'introduit pas de biais sur l'estimation de la température. Cette valeur élevée de l'émissivité permet à la fois une identification sans biais de la température et du paramètre du modèle m . Par rapport au cas de l'inco dans le MIR, l'émissivité étant plus faible, ce bénéfice n'est pas enregistré. Les autres modèles de fonction de diffusion n'apportent ni un biais plus faible sur les paramètres identifiés, ni une meilleure robustesse au bruit.

La thermorélectrométrie bichromatique avec un modèle de fonction de diffusion à micro-facettes permet de déterminer la température vraie et le paramètre de rugosité m d'un échantillon de NiCoCrAlY sans biais.

4.5.3 Échantillon de d'alliage de titane TA6V

L'échantillon d'alliage de titane TA6V n'est étudié que dans la bande spectrale NIR.

4.5.3.1 Propriétés thermo-optiques

Comme le montre le tableau 4.1, dans la bande spectrale NIR, le matériau possède une émissivité fortement décroissante mais la valeur est plus faible que pour les matériaux précédents avec $k_\varepsilon = 0.8744$. Ce matériau possède une variation spectrale de la fonction de diffusion importante (-24.42 %) sur la gamme NIR.

4.5.3.2 Critères d'analyse de l'identification des paramètres sans bruit sur les entrées

Figure de confrontation des fonctions de diffusions identifiées à la fonction de diffusion de référence

Les fonctions de diffusions identifiées sont comparées à la fonction de diffusion de référence du matériau sur la figure 4.11.

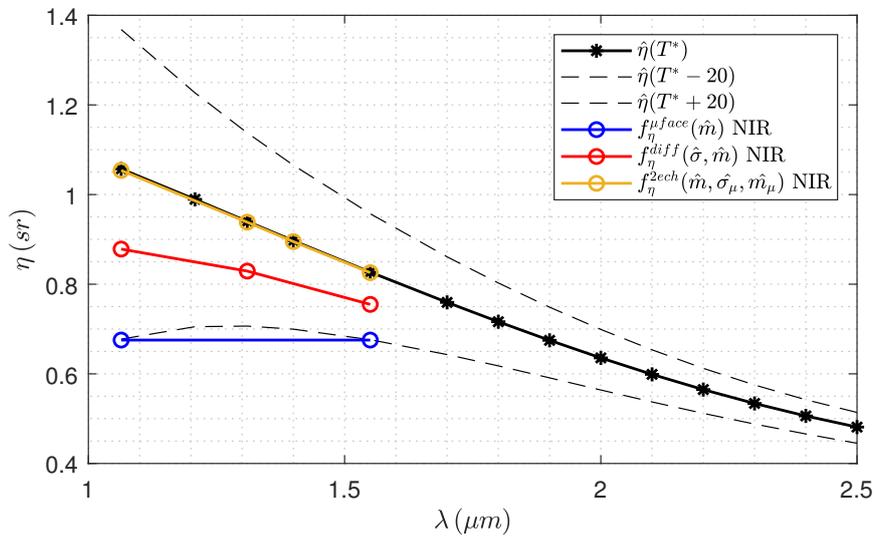


Figure 4.11 – Fonction de diffusion mesurée sur le TA6V comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les modèles.

La fonction de diffusion identifiée avec le modèle à deux échelles s'ajuste parfaitement à la fonction de diffusion de référence (f_η^{2ech} est superposé à η). À l'inverse, les fonctions de diffusion identifiées par les modèles de diffraction et à micro-facettes sont biaisées (la fonction du modèle à micro-facettes présente un écart de plus de 30% à $1.064 \mu m$ avec la fonction de diffusion de référence η).

Le gabarit $\hat{\eta}(T^* \pm 20, \lambda)$ est relativement large autour de la fonction de diffusion de référence (moins que pour l'échantillon d'inox (cf. figure 4.5)). La sensibilité à la température de la fonction de diffusion $\eta(T, \lambda)$ est toujours parmi les valeurs hautes de la base de donnée. Par conséquent, malgré un écart très important entre le modèle à micro-facettes et la fonction de diffusion de référence, l'écart en température ($\hat{T} - T^*$) sera relativement modéré par rapport au cas précédent de l'inox dans le MIR, très défavorable.

Comparaison des paramètres identifiés aux valeurs de références

Les valeurs des paramètres identifiés de température et des modèles de fonction de diffusion sont reportées dans le tableau 4.4 pour les différents modèles.

Table 4.4 – Comparaison des valeurs des paramètres identifiés de température et du modèle de fonction de diffusion avec entrées non bruitées et des valeurs de références pour le TA6V et les différents modèles de fonction de diffusion.

	T [°C]	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
Micro-facettes NIR	979.9	-	0.170	-	-
écart référence	-20.1	-	-0.031	-	-
écart relatif (%)	-2.0	-	-15.3	-	-
Diffraction NIR	990.1	0.325	0.202	-	-
écart référence	-9.9	0.025	-0.019	-	-
écart relatif (%)	-1.0	8.3	-8.8	-	-
Deux échelles NIR	999.8	-	0.119	0.161	0.208
écart référence	-0.2	-	-0.000	0.001	-0.001
écart relatif (%)	-0.0	-	-0.3	0.5	-0.2

Les valeurs des paramètres identifiés avec le modèle à deux échelles présentent les écarts les plus faibles (quasiment nuls) avec les valeurs de référence en raison d'un modèle non biaisé (cf. figure 4.11).

Pour le modèle à micro-facettes l'écart entre les valeurs des paramètres du modèle et les valeurs de référence est relativement important (écart relatif de 15 % contre 5.5 % pour l'inox) ce qui est logique après le constat de la figure 4.11. L'écart en température est de 20°C. Cet écart est plus élevé que pour l'échantillon d'inox d'une part car la fonction est davantage décroissante (-24.4 % contre -10.3 %) soit un biais du modèle plus important), et d'autre part car son émissivité est plus faible donc moins favorable (k_ε plus petit).

Pour le modèle de diffraction, les écarts sont plus faibles : 8.8 pour les valeurs des paramètres du modèle et de 10°C pour la température. Les paramètres sont plus proches de la référence car ce modèle a pris en compte une décroissance spectrale de η .

4.5.3.3 Critères d'analyse de l'identification des paramètres avec bruit sur les entrées

Effet du bruit sur la température identifiée

L'effet du niveau de bruit sur la moyenne \hat{T} et l'écart type $\sigma_{\hat{T}}$ de la température identifiée est analysé à partir de la figure 4.12.

Il est constaté que c'est le modèle à micro-facettes qui est le plus robuste puisque $\sigma_{\hat{T}}$ augmente moins vite avec le niveau de bruit (au maximum 2°C) par rapport aux autres modèles grâce son plus faible degré de liberté. En revanche le modèle f_μ^{face} reste pénalisé par son biais de 20°C vu précédemment.

Le modèle à deux échelles est quand à lui moins robuste ($\sigma_{\hat{T}}$ de 12°C au bruit maximal) mais est physiquement valide et non biaisé sans bruit. En revanche avec l'augmentation du bruit introduit un biais dans la moyennes \hat{T} avec au maximum -6°C. Cet effet est également présent sur les deux autres modèle mais de manière prononcé avec 2°C pour f_μ^{diff} et 0.5 pour f_μ^{face} . Ce biais est analysé sur l'histogramme des températures identifiées avec le modèle à deux échelles sur la figure 4.13.

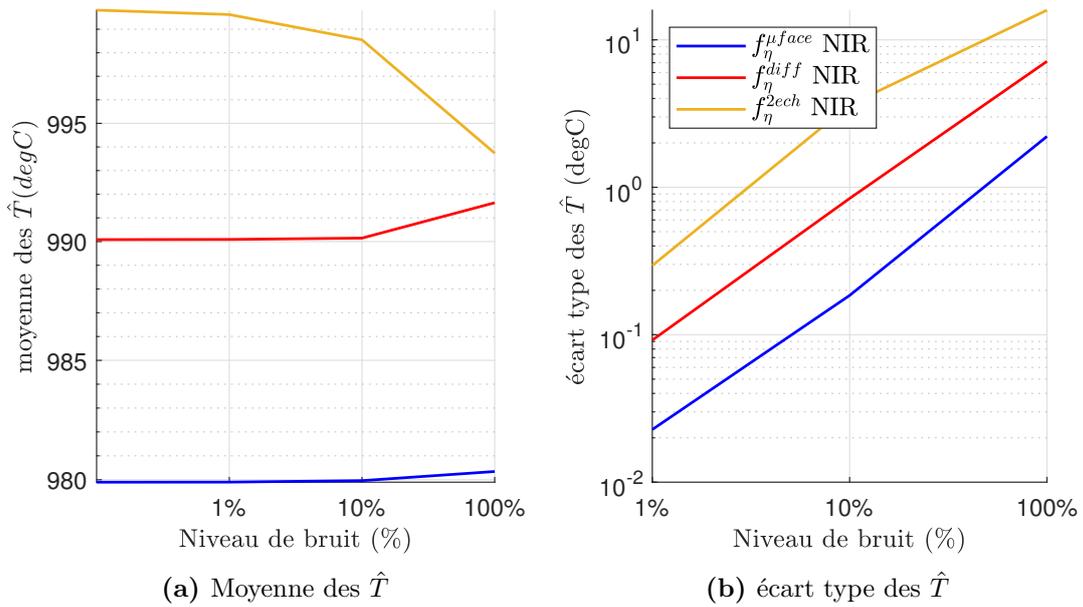


Figure 4.12 – Moyenne et écart type des températures \hat{T} identifiée pour le TA6V en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle

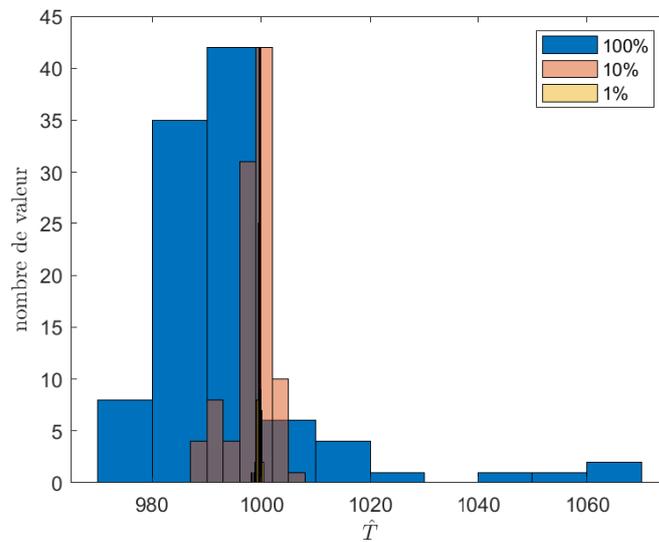


Figure 4.13 – Histogramme des températures identifiées à partir du modèle à deux échelles de la fonction de diffusion pour le TA6V dans le NIR pour différents niveaux de bruit.

Une asymétrie de la répartition statistique des \hat{T} est constatée pour les niveaux de bruit supérieur à 1%. Au niveau maximal de bruit, la température identifiée \hat{T} est en moyenne inférieure à T^* ce qui indique que la fonction de diffusion identifiée possède une décroissance spectrale moins prononcée que celle de référence. Cela s'explique par la

gamme de variations spectrales du modèle qui laisse plus de possibilités à l'identification d'une fonction de diffusion faiblement décroissante ou constante.

De plus, aux solutions où \hat{T} est la plus faible, la sensibilité de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ à la température est plus importante (puisque l'émissivité identifiée est plus élevée). Ceci explique l'asymétrie de la répartition statistique car une variation spectrale de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ causée par le bruit, (qui induit une température identifiée \hat{T} différente de la valeur sans bruit), aura moins d'impact si cela conduit à une température identifiée inférieure à la valeur sans bruit que l'inverse.

Effet du bruit sur les paramètres identifiés du modèle de fonction de diffusion

L'effet du niveau de bruit sur la moyenne $\overline{\hat{P}_j}$ et l'écart type relatif $\sigma_{\hat{P}_j}/\overline{\hat{P}_j}$ des paramètres identifiés de la fonction de diffusion est analysé à partir de la figure 4.14.

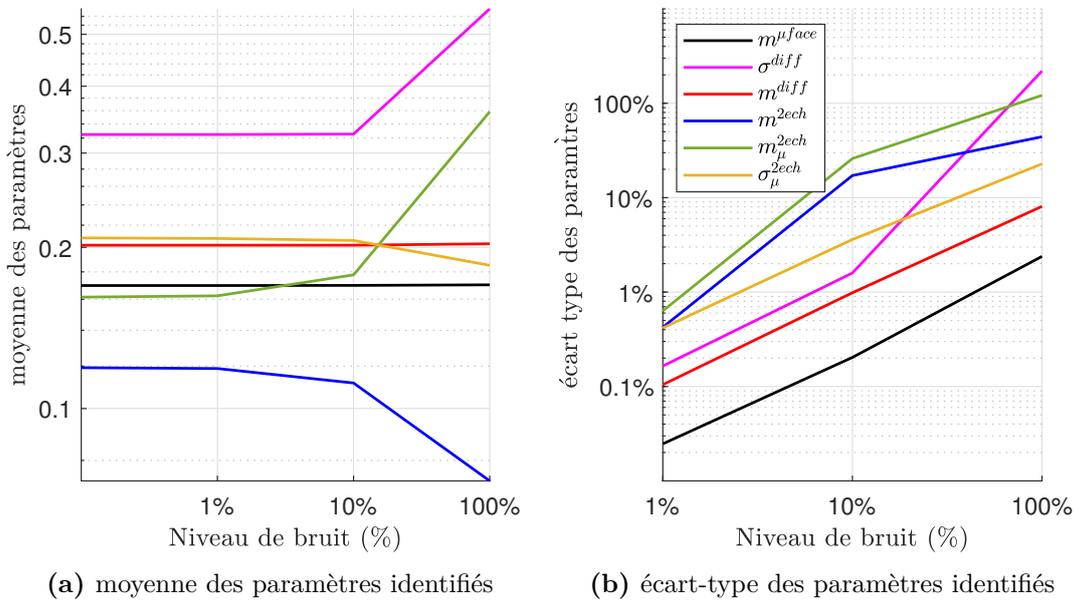


Figure 4.14 – Moyenne et écart type relatif (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiée pour le TA6V en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle.

Comme pour les échantillons précédents, la moyenne $\overline{\hat{P}_j}$ est constante (avec moins de 3% de dispersion) et l'écart type relatif $\sigma_{\hat{P}_j}/\overline{\hat{P}_j}$ est le plus faible pour une identification des paramètres du modèle micro-facettes ($m^{\mu face}$). Cette identification est donc la plus robuste au bruit. À l'inverse pour l'identification des paramètres du modèle à deux échelles (m_{μ}^{2ech} et m^{2ech}), un biais supplémentaire sur la moyenne est enregistré au delà de 1% de bruit. La variation spectrale du modèle de la fonction f_{η} identifiée est donc fortement modifiée. Un effet similaire est également observé avec le modèle de diffraction. La moyenne $\overline{\hat{\sigma}^{diff}}$ (le seul paramètre qui gouverne la variation spectrale du modèle) augmente à partir de 10% de bruit, ce qui coïncide avec la modification de la moyenne $\overline{\hat{T}}$ (cf. figure 4.12a).

4.5.3.4 Synthèse des résultats

L'identification avec le modèle de fonction de diffusion à deux échelles permet de prendre en compte sans biais la forte décroissance spectrale de la fonction de diffusion du matériau. Les paramètres identifiés ont une cohérence physique. En revanche, cette identification est moins robuste au bruit. Cela se traduit par un biais dans la moyenne des paramètres identifiés au delà des 10% de niveau de bruit.

En conclusion, pour l'échantillon de TA6V, qui possède une émissivité de faible valeur décroissante et une fonction de diffusion fortement décroissante, le modèle de fonction de diffusion à deux échelles, appliqué avec un système de thermoréfectométrie polychromatique, permet d'identifier une température non biaisée si le bruit reste suffisamment faible.

4.5.4 Échantillon de platine

4.5.4.1 Propriétés thermo-optiques

Comme le montre le tableau 4.1, ce matériau possède une émissivité de faible valeur et faiblement décroissante dans la bande spectrale NIR et encore plus faible dans la bande spectrale MIR. Ce cas est plus défavorable que l'inox et le TA6V pour l'identification des paramètres avec un système de thermoréfectométrie sur les deux bandes spectrales avec $k_\varepsilon = 0.216$ dans le NIR et $k_\varepsilon = 0.057$ dans le MIR. Ce matériau possède une fonction de diffusion avec une forte variation spectrale (-14.6% dans le NIR et -17% dans le MIR).

4.5.4.2 Critères d'analyse de l'identification des paramètres sans bruit sur les entrées

Figure de confrontation des fonctions de diffusions identifiées à la fonction de diffusion de référence

Les fonctions de diffusion identifiées sont comparées sur la figure 4.15 à la fonction de diffusion de référence du matériau.

Dans la bande spectrale NIR (émissivité de faible valeur et décroissante), même la fonction de diffusion identifiée avec le modèle à deux échelles ne s'ajuste pas correctement à la fonction de diffusion de référence. La faible valeur d'émissivité et sa plus faible décroissance rendent le conditionnement du système moins favorable. La résolution moins performante amplifie l'écart de variation spectrale entre le modèle et la fonction de diffusion de référence. Cet décalage est encore plus important pour les autres modèles de fonction de diffusion.

Dans la bande spectrale MIR, le modèle de diffusion à deux échelles est le plus proche de la fonction de diffusion de référence.

De plus, le gabarit sur la bande spectrale NIR et encore plus dans la bande MIR est étroit. Le moindre écart de variation spectrale entre le modèle et la fonction de diffusion de référence η se répercute de manière importante sur la température identifiée.

L'identification de la température vraie (avec moins de 1°C de biais) dans ces conditions (et surtout dans le MIR) est donc difficile avec un écart sur la modélisation qui est amplifié par sa faible sensibilité à la température.

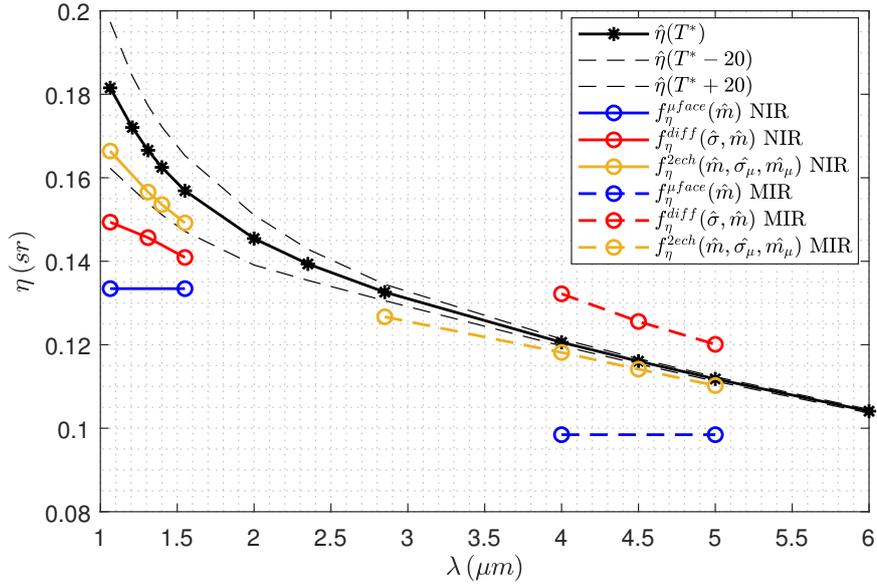


Figure 4.15 – Fonction de diffusion de référence du matériau comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les différents modèles.

Table 4.5 – Comparaison des valeurs des paramètres identifiés de température et du modèle de fonction de diffusion avec entrées non bruitées et des valeurs de références pour le platine.

	T [°C]	σ [μm]	m	σ_{μ} [μm]	m_{μ}
Micro-facettes NIR	956.1	-	0.075	-	-
écart référence	-43.9	-	-0.010	-	-
écart relatif (%)	-4.4	-	-11.2	-	-
Diffraction NIR	968.6	0.435	0.082	-	-
écart référence	-31.4	0.135	-0.011	-	-
écart relatif (%)	-3.1	45.0	-11.6	-	-
Deux échelles NIR	984.0	-	0.072	0.071	0.060
écart référence	-16.0	-	0.004	-0.031	-0.010
écart relatif (%)	-0.0	-	6.3	-30.0	-13.7
Micro-facettes MIR	722.7	-	0.065	-	-
écart référence	-277.3	-	-0.006	-	-
écart relatif (%)	-27.7	-	-8.0	-	-
Diffraction MIR	1680.6	0.702	0.087	-	-
écart référence	680.6	0.018	0.003	-	-
écart relatif (%)	68.1	2.6	4.0	-	-
Deux échelles MIR	946.7	-	0.054	0.428	0.054
écart référence	53.3	-	-0.011	0.271	-0.005
écart relatif (%)	-5.3	-	-17.0	172.0	-9.0

Tableau de comparaison des paramètres identifiés aux valeurs de référence

Les valeurs des paramètres identifiés de température et des modèles de fonction de diffusion sont présentées dans le tableau 4.5.

Dans la bande spectrale NIR, l'identification avec le modèle de fonction de diffusion à deux échelles permet le biais le plus faible sur la température identifiée (16°C contre 44°C pour le modèle à micro-facettes). L'écart en température est plus importante que dans les cas précédents, avec une décroissance comparable, à cause de l'émissivité ici très défavorable ($k_\varepsilon = 0.216$ contre 1.8 pour l'innox). En revanche, la valeur identifiée du paramètre m , qui gouverne principalement la valeur des modèles, est proche de la valeur de référence (biais inférieur à 6 %).

Sur la bande spectrale MIR, l'identification avec le modèle de fonction de diffusion à deux échelles est également celle qui introduit le plus faible biais en température (53°C contre 280°C pour le modèle à micro-facettes et 680°C pour le modèle de diffraction). Ce résultat montre ainsi l'extrême sensibilité de la température à la variation spectrale (et donc au choix) du modèle de la fonction diffusion. Comme dans la bande spectrale NIR, les valeurs identifiées du paramètres m sont proches des valeurs de référence.

4.5.4.3 Critères d'analyse de l'identification des paramètres avec bruit sur les entrées**Effet du bruit sur la température identifiée**

L'effet du niveau de bruit sur la moyenne \hat{T} et l'écart type $\sigma_{\hat{T}}$ de la température identifiée est analysé à partir de la figure 4.16. Dans la bande spectrale MIR, les

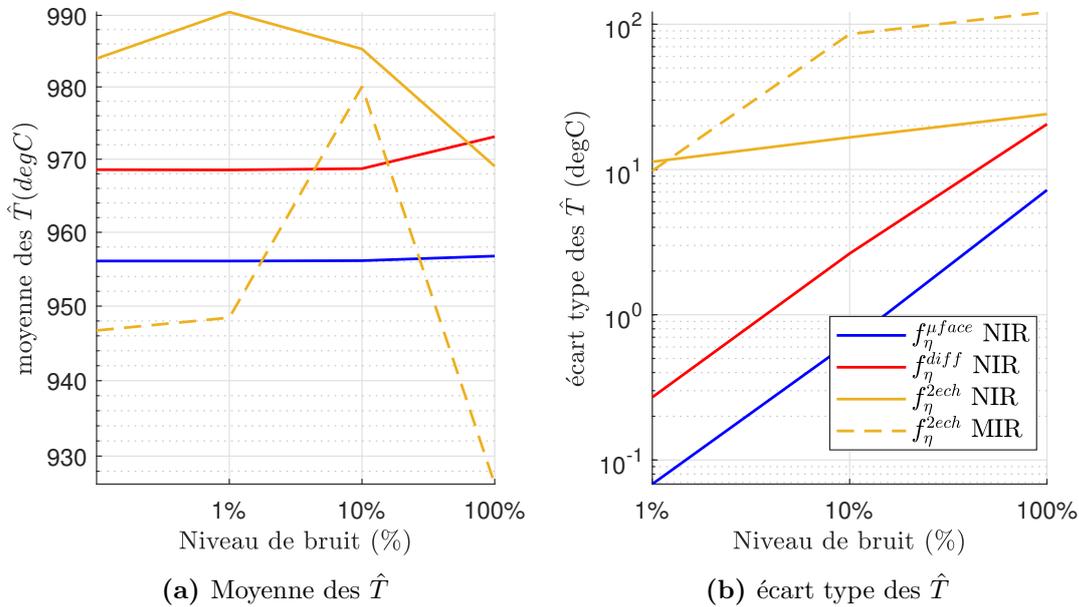


Figure 4.16 – Moyenne \hat{T} et écart type $\sigma_{\hat{T}}$ des températures identifiées pour le platine en fonction du niveau de bruit sur les entrées et pour chaque modèle de fonction de diffusion.

résultats de l'identification avec les modèles de fonction de diffusion à micro-facettes et de diffraction ont été écartés du fait de leur biais trop important.

Comme pour les matériaux précédents, dans la bande spectrale NIR, le modèle $f_{\eta}^{\mu\text{face}}$ est le plus robuste au bruit. Cependant pour ce même modèle, l'écart-type $\sigma_{\hat{T}}$ de la température identifiée \hat{T} est de 7°C au bruit maximal (contre 3°C pour l'incox). Pour le modèle de fonction de diffusion à deux échelles (le moins biaisé), cette valeur de l'écart type est de 18°C. La moyenne $\overline{\hat{T}}$ des températures identifiées \hat{T} varie également de manière significative avec le bruit. Dans la bande spectrale MIR, l'effet est encore plus prononcé avec une moyenne qui varie de plus de 50 °C et un écart type qui atteint 100°C.

Ce constat est également visible sur la figure 4.17 qui représente la répartition statistique des températures identifiées \hat{T} du modèle de fonction de diffusion à deux échelles pour trois niveaux de bruit. Comme pour le TA6V, mais de manière plus prononcée, la distribution tend à se décentrer avec le niveau de bruit. La non-linéarité du système et les caractéristiques du modèle produisent des solutions plus probables que les autres. Cet effet est encore plus prononcé dans la bande spectrale MIR.

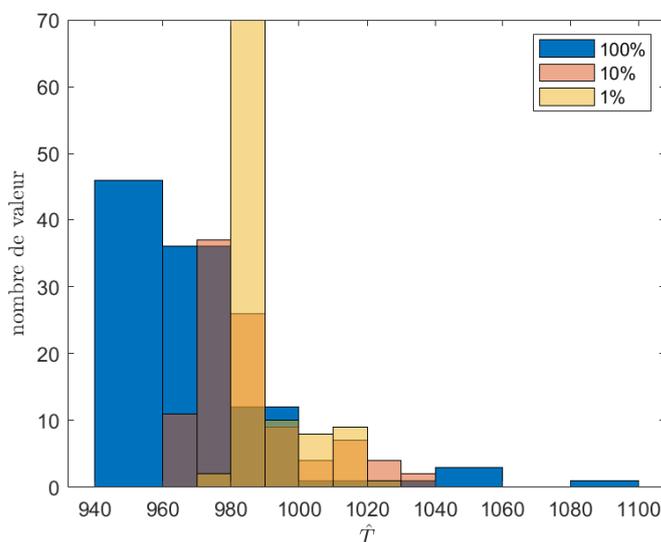


Figure 4.17 – Histogramme des températures identifiées avec le modèle à deux échelles pour le platine dans la bande spectrale NIR pour trois niveaux de bruit.

Tout ceci montre que l'émissivité du matériaux est problématique pour le conditionnement du système ce qui se traduit par une moins bonne robustesse des identifications, en particulier pour le modèle à deux échelles. En conclusion, le bénéfice de ce modèle très peu biaisé est fortement conditionné par le niveau de bruit sur les entrées qui doit être inférieur ici à 10 %.

Effet du bruit sur les paramètres identifiés du modèle de fonction de diffusion

L'effet du niveau de bruit sur la moyenne $\overline{\hat{P}_j}$ et l'écart type relatif $\sigma_{\hat{P}_j}/\overline{\hat{P}_j}$ des paramètres identifiés de la fonction de diffusion est analysé à partir de la figure 4.18.

Comme pour la température, la moyenne et l'écart type relatif des paramètres identifiés des modèles à deux échelles et de diffraction présentent des variations élevées. Le paramètre identifié $\hat{m}^{\mu\text{face}}$ du modèle à micro-facettes est le seul à présenter une moyenne constante et un écart-type relatif comparable à celui obtenu dans l'étude sur l'incox.

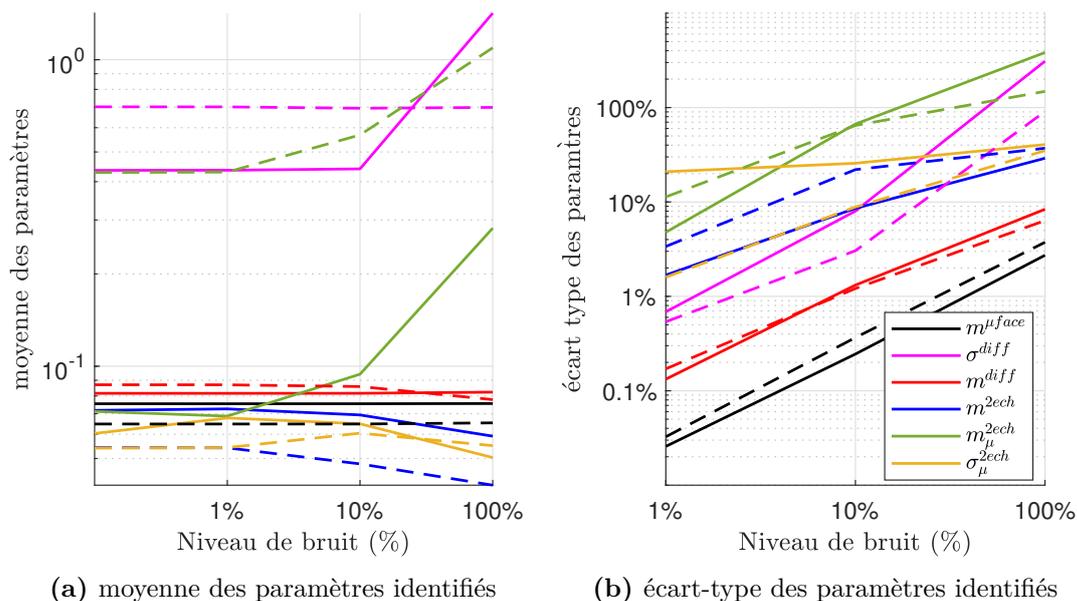


Figure 4.18 – Moyenne et écart type relatif (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiés pour le platine en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle (traits pleins pour le NIR et pointillés pour le MIR)

Comme pour la température, le modèle de fonction de diffusion à deux échelles présente un bénéfice en terme de réduction du biais des paramètres identifiés seulement pour un niveau de bruit réduit sur les entrées. A l'inverse avec un niveau de bruit élevé, le modèle à micro-facettes, plus simple et robuste, permet d'obtenir une identification du paramètre $\hat{m}^{\mu face}$ robuste et relativement peu biaisée.

4.5.4.4 Synthèse des résultats

En résumé, pour l'échantillon de platine, dans la bande spectrale NIR, l'émissivité possède une faible valeur et une faible décroissance spectrale. Le modèle de fonction de diffusion à deux échelles réduit le biais sur la température identifiée. Un biais résiduel est malgré tout présent qui s'explique par la faible robustesse des identifications des paramètres du modèle de la fonction de diffusion avec le niveau de bruit sur les entrées. L'identification des paramètres du modèle des fonctions de diffusion présente un faible biais et notamment l'identification du paramètre m en raison de la faible sensibilité la fonction de diffusion $\eta(\lambda, T)$ à la température. Si le seul objectif est l'identification de ce paramètre, le modèle à micro-facettes est alors le plus approprié.

Dans la bande spectrale MIR, l'émissivité est encore plus faible et quasiment constante et la fonction de diffusion présente une décroissance spectrale importante dont la variation spectrale ne peut être prise en compte que par le modèle à deux échelles. Les difficultés rencontrées dans la bande spectrale NIR sont alors amplifiées. Il devient impossible d'obtenir une identification de la température quel que soit le modèle. Seule l'identification du paramètre m est facilitée avec le modèle à micro-facettes (le plus robuste).

En conclusion, pour l'échantillon de platine, l'association d'une fonction de diffusion présentant de fortes variations spectrales et d'une émissivité faible rend difficile l'identification de la température sans biais. En revanche, l'identification du paramètre de rugosité m est réalisée avec un faible biais, même avec du bruit sur les entrées, en raison de la faible sensibilité de la fonction $\eta(T, \lambda)$ à la température.

4.5.5 Échantillon d'Infragold

4.5.5.1 Propriétés thermo-optiques

Comme le montre le tableau 4.1, ce matériau possède une émissivité de très faible valeur et presque constante dans la bande spectrale NIR et encore plus faible dans la bande spectrale MIR. Ce matériau est donc le plus défavorable de la base de donnée pour la thermoréfectométrie ($k_\varepsilon = 0.0271$ dans le NIR et $K_\varepsilon = 0.0089$ dans le MIR).

Ce matériau possède une décroissance spectrale de la fonction de diffusion modérée dans le NIR (-3.73 %) et très faible dans le MIR (-0.91 %).

4.5.5.2 Critères d'analyse de l'identification des paramètres sans bruit sur les entrées

Figure de confrontation des fonctions de diffusions identifiées à la fonction de diffusion de référence

Les fonctions de diffusions identifiées sont comparées sur la figure 4.19 à la fonction de diffusion de référence du matériau.

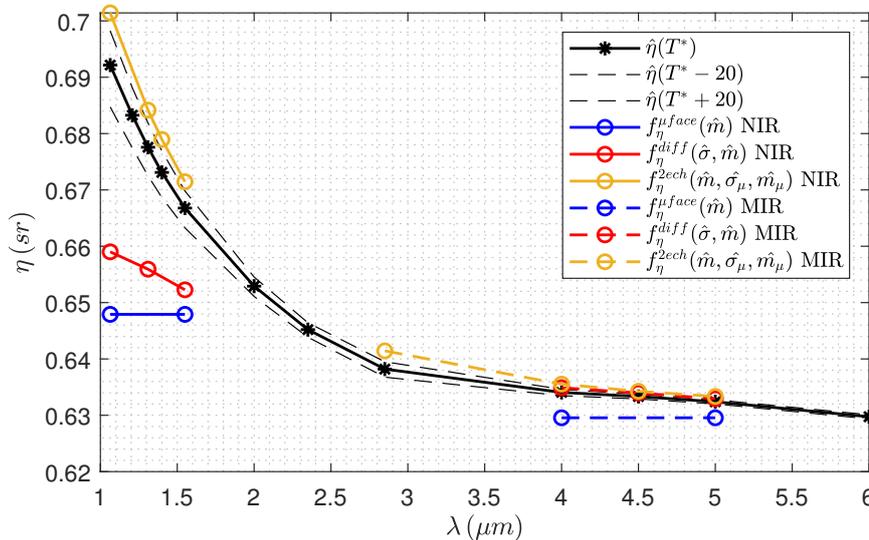


Figure 4.19 – Fonction de diffusion de référence du matériau comparée aux fonctions de diffusion identifiées selon les différents modèles.

Dans la bande spectrale NIR, le modèle de fonction de diffusion à deux échelles s'adapte le mieux à la variation spectrale de la fonction de diffusion de référence. Les deux autres

modèles, n'ayant pas une variation spectrale adaptée, sont décalés par rapport à la fonction de diffusion de référence.

Dans la bande spectrale MIR, le modèle de la fonction de diffusion de diffraction s'adapte le mieux à la fonction de diffusion de référence, suivi du modèle à deux échelles et du modèle à micro-facettes.

Le gabarit est extrêmement étroit, l'identification de la température sans biais sera très difficile puisque tous les modèles sont en dehors de ce dernier malgré des variations spectrales très proches de la référence pour certains. Il est en revanche attendu que les paramètres identifiés des modèles soient proches des références grâce à la faible valeur de l'émissivité du matériau.

Tableau de comparaison des paramètres identifiés aux valeurs de référence

Les valeurs des paramètres identifiés de température et des modèles de fonction de diffusion sont reportées dans le tableau 4.6.

Table 4.6 – Paramètres identifiés lors des simulations sans bruit comparés aux valeurs de références pour l'Infragold

	T [°C]	σ [μm]	m	σ_μ [μm]	m_μ
Micro-facettes NIR	916.8	-	0.166	-	-
écart référence	-83.2	-	-0.004	-	-
écart relatif (%)	-8.3	-	-2.3	-	-
Diffraction NIR	931.8	0.936	0.168	-	-
écart référence	-68.2	0.414	-0.006	-	-
écart relatif (%)	-6.8	79.2	-3.3	-	-
Deux échelles NIR	1032.2	-	0.163	0.041	0.088
écart référence	32.2	-	-0.000	0.003	0.007
écart relatif (%)	3.2	-	-0.2	8.4	8.2
Micro-facettes MIR	875.5	-	0.164	-	-
écart référence	-124.5	-	-0.000	-	-
écart relatif (%)	-12.5	-	-0.3	-	-
Diffraction MIR	1031.1	4.503	0.165	-	-
écart référence	31.1	0.293	0.000	-	-
écart relatif (%)	3.1	7.0	0.0	-	-
Deux échelles MIR	1053.7	-	0.164	0.032	0.300
écart référence	-53.7	-	0.000	0.003	0.235
écart relatif (%)	5.4	-	0.0	9.9	358.1

Les écarts sur les paramètres identifiés les plus faibles sont obtenus par les modèles de fonction de diffusion les plus appropriés physiquement (modèle à deux échelles dans le NIR et modèle de diffraction dans le MIR). Les biais sont tout de même d'une valeur de 32°C et 31°C. Pour les autres modèles, en particulier le modèle de fonction de diffusion à micro-facettes dans la bande spectrale MIR présente un écart de 124°C malgré une variation spectrale de la fonction de diffusion η très faible (moins de 0.5%).

Les paramètres identifiés des modèles de fonction de diffusion présentent un faible écart car comme le montre la figure 4.19, les fonctions de diffusion identifiées sont très proches de la fonction de référence. Les valeurs des paramètres m identifiés sont toujours très proches des valeurs de référence. Pour les autres paramètres, leurs valeurs sont

aussi proches des valeurs de référence lorsque le modèle correspondant est proche de la variation spectrale de la fonction de diffusion de référence.

4.5.5.3 Critères d'analyse de l'identification des paramètres avec bruit sur les entrées

Effet du bruit sur la température identifiée

L'effet du niveau de bruit sur la moyenne $\overline{\hat{T}}$ et l'écart type $\sigma_{\hat{T}}$ de la température identifiée est analysé à partir de la figure 4.20.

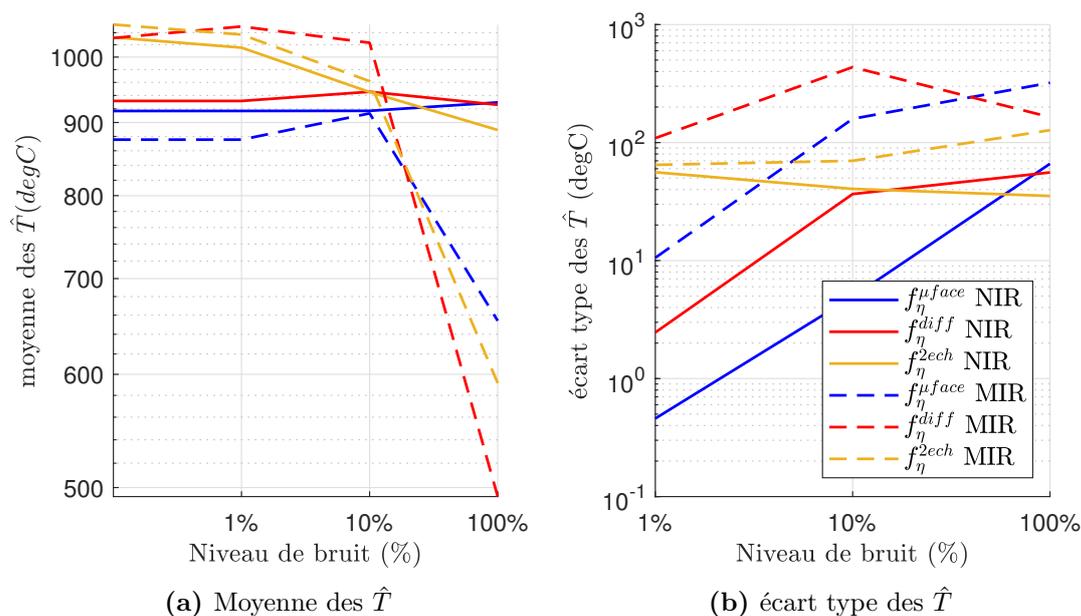


Figure 4.20 – Moyenne et écart type des températures \hat{T} identifiée pour l'Infragold en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle

Dans les deux bandes spectrales, la moyenne $\overline{\hat{T}}$ et l'écart type $\sigma_{\hat{T}}$ de la température identifiée varient énormément à partir d'un niveau de bruit de 10 % sur les entrées (même 1% pour le modèle pour le modèle de fonction à deux échelles).

Comme pour les matériaux précédents, le modèle de fonction de diffusion le plus robuste est celui à micro facettes quelle que soit la bande spectrale. Le modèle à deux échelles est à l'inverse extrêmement sensible au bruit puisque dès 1% de bruit l'écart-type est d'environ 50°C. Cet écart type présente par ailleurs un comportement atypique puisqu'il diminue avec le niveau de bruit. Avec l'augmentation du niveau de bruit la solution devient en moyenne de plus en plus proche de celle du modèle à micro-facettes. Á cette solution, le système est mieux conditionné car d'une part la décroissance spectrale de l'émissivité identifiée est plus forte et d'autre part sa valeur est plus élevée (car \hat{T} est sous estimée). Ainsi il y a une corrélation directe entre la déviation de la moyenne des \hat{T} et cette baisse des $\sigma_{\hat{T}}$.

Dans la bande spectrale NIR, la figure 4.21 illustre bien ce propos où l'on observe bien que la répartition statistique des températures identifiées \hat{T} du modèle de fonction de diffusion à deux échelles est de largeur similaire et elle diminue avec l'augmentation du

niveau de bruit. En même temps, la tendance centrale est fortement décalée vers les basses températures qui correspond à une zone où le conditionnement du système est plus favorable.

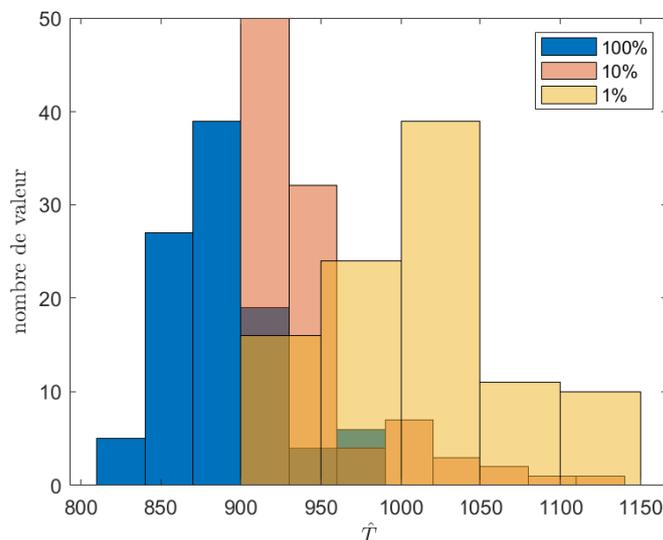


Figure 4.21 – Histogramme des températures identifiées avec le modèle de fonction de diffusion à deux échelles pour l'Infragold dans le NIR pour trois niveaux de bruit.

Effet du bruit sur les paramètres identifiés du modèle de fonction de diffusion

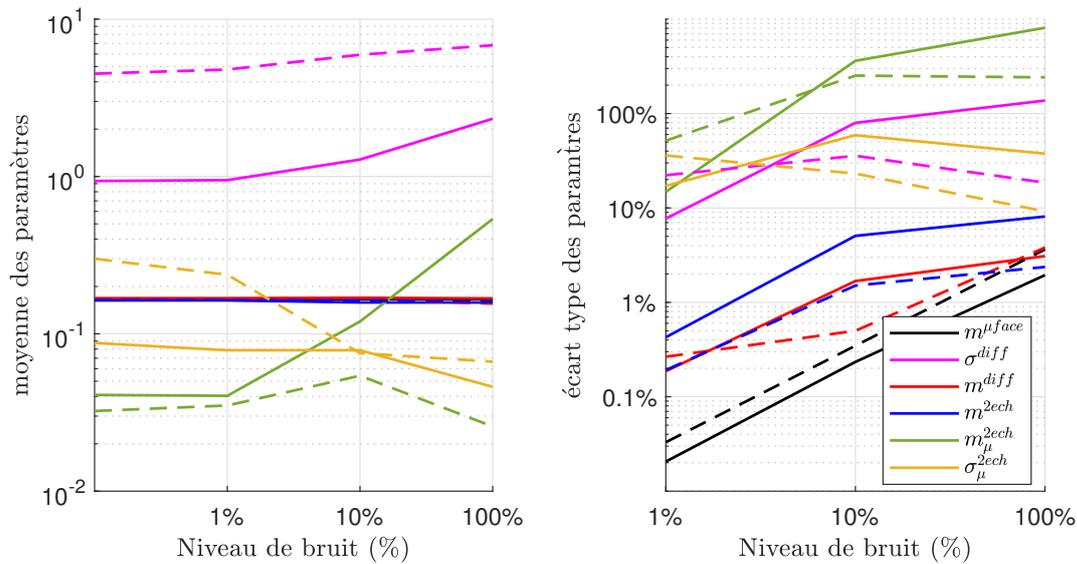
L'effet du niveau de bruit sur la moyenne $\overline{\hat{P}_j}$ et l'écart type relatif $\sigma_{\hat{P}_j}/\overline{\hat{P}_j}$ des paramètres identifiés de la fonction de diffusion est analysé à partir de la figure 4.22.

Comme pour l'inox dans la bande spectrale MIR ou le platine, l'identification du paramètre m , commun à tous les modèles, présente l'écart-type relatif est entre 2% et 3% au bruit maximal (valeurs les plus faibles du chapitre). L'émissivité du matériau est très faible et donc la fonction $\eta(T, \lambda)$ est très peu sensible à la température.

À l'inverse pour les autres paramètres qui affectent la variation spectrale de la fonction de diffusion, le bruit sur les réflectivités, associé à la compensation de la température pour des valeurs de $\eta(\hat{T})$ constante, font que les paramètres (et notamment σ et σ_μ) ont une moyenne modifiée avec le bruit de mesure. Le mauvais conditionnement du système est donc trop pénalisant pour pouvoir identifier ces paramètres.

4.5.5.4 Synthèse des résultats

En résumé, pour l'échantillon d'Infragold, dans la bande spectrale NIR, l'émissivité possède une faible valeur et une décroissance faible. Le modèle de fonction de diffusion à deux échelles est valide physiquement et s'ajuste bien à la fonction de diffusion réelle. En revanche, l'identification de la température de manière est peu robuste en raison de cette très faible valeur de l'émissivité du matériau qui implique un très mauvais conditionnement du système. Dans le même temps, le modèle à micro-facettes, le plus robuste au bruit, donne un biais en température très important toujours à cause de l'émissivité mais il permet d'identifier le paramètre m facilement toujours grâce à



(a) moyenne des paramètres de rugosité identifiés (b) écart-type des paramètres de rugosité identifiés

Figure 4.22 – Moyenne et écart type relatif (écart type divisé par la valeur identifiée sans bruit) des paramètres identifiés pour l’Infragold en fonction du niveau de bruit sur les entrées pour chaque modèle (traits pleins pour le NIR et pointillés pour le MIR)

l’émissivité faible. Le modèle de diffraction ne présente pas d’intérêt car il est biaisé et peu robuste.

Dans la bande spectrale MIR, l’émissivité du matériau est encore plus faible. La température identifiée est fortement biaisée avec l’ensemble des modèles de fonction de diffusion. Seul le paramètre m est identifié avec un biais faible par le modèle à micro-facettes.

En conclusion, l’échantillon d’Infragold présente une émissivité trop faible et variations spectrales trop limitées pour pouvoir identifier de manière précise et robuste la température en thermoréfectométrie. En revanche, le paramètre de rugosité m peut être identifié grâce à la très faible sensibilité de $\eta(\lambda, T)$ à la température.

4.6 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'évaluer l'apport des modèles de fonction de diffusion à la thermoréfectométrie pour identifier simultanément la température vraie et les paramètres topographiques d'un matériau. L'étude repose sur la résolution du système thermoréfectométrique à partir des données synthétiques générées avec ou sans bruit à partir d'une base de données de propriétés optiques.

La résolution du système permet donc d'identifier la température et les paramètres (P_j) du modèle de fonction de diffusion f_η qui s'ajustent au mieux à l'une des fonctions de diffusion potentielles $\eta(T, \lambda)$ dont la variation spectrale est déterminée par la température \hat{T} .

La fonction $\eta(T, \lambda)$ est d'autant plus sensible à la température que l'émissivité est élevée et la longueur d'onde faible.

Par conséquent l'identification de la température est d'autant moins sensible à l'erreur de modélisation si la variation spectrale de l'émissivité est importante et que sa valeur est élevée.

Cette base de donnée contient les variations spectrales d'émissivités, de fonction de diffusion et de réflectivité de cinq matériaux métalliques. Elle couvre une large gamme d'émissivité et de fonctions de diffusion. Un critère, égal à l'inverse du facteur d'amplification de l'erreur (équation (1.3.12) du chapitre 1), a alors été utilisé pour établir un classement des matériaux. Une large gamme de situation avec des cas défavorables comme celui, extrême, de l'Infragold sur les deux bandes spectrales où l'émissivité du matériau est très faible.

Les trois modèles de fonction de diffusion ont été utilisés pour identifier les température et les paramètres de la fonction de diffusion dans deux bandes spectrales. Les résultats du choix de modèle pour chaque bande et matériau sont synthétisés dans le tableau 4.7.

La thermoréfectométrie bichromatique ou polychromatique ne permet pas de résoudre la problématique de l'identification de la température vraie dans le cas où l'émissivité (inconnue) du matériau est très faible. Elle permet néanmoins dans ce cas de suivre l'état de surface par le biais du paramètre de rugosité m identifié par le modèle à micro-facette.

Enfin, l'étude a mis en évidence des cas favorables comme par exemple avec l'inox dans le NIR, où une fonction de diffusion à la décroissance spectrale marquée peut être prise en compte par le modèle physique à deux échelles de manière robuste.

Dans les cas où l'émissivité du matériau est assez importante et variable spectralement, la thermoréfectométrie polychromatique avec un modèle physique adapté permet d'identifier de manière plus ou moins robuste la température et les paramètres de rugosité associés au modèle.

Table 4.7 – Synthèse des résultats des simulations ($T^* = 1000^\circ\text{C}$) sans bruit pour le biais et au niveau de bruit maximal pour la robustesse

matériau	k_ε	$\frac{\Delta\eta}{\bar{\eta}}$	modèle (Validité physique)	résultats pour l'identification de T (biais $\hat{T} - T^*$; robustesse σ_T)	résultats pour l'identification des P_j (biais $(\frac{\hat{P}_j - P_j^*}{P_j^*})$; robustesse $\sigma_{\hat{P}_j}/\bar{P}_j$)
inox NIR	1.8	-10.3%	$f_{\eta}^{\mu\text{face}}$ (non) f_{η}^{2ech} (oui)	peu biaisé (-5.7°C); très robuste (2.8°C) non biaisé (0°C); robuste (7.1°C).	m peu biaisé (-5.5%) et robuste (2.5%) P_j non biaisé (-0.6% max); non robuste (30% min)
NiCoCrAlY NIR	1.0	0.46%	$f_{\eta}^{\mu\text{face}}$ (oui)	non biaisé (0.5°C); robuste (5°C)	m : non biaisé (0.5%); robuste (4%)
TA6V NIR	0.87	-24.4%	$f_{\eta}^{\mu\text{face}}$ (non) f_{η}^{2ech} (non)	biaisé (-20°C); très robuste (2.2°C) non biaisé (0°C); robuste (15.9°C)	m : (biaisé (-15%) robuste 2.4%) identification non pertinente
platine NIR	0.22	-14.6%	$f_{\eta}^{\mu\text{face}}$ (non) f_{η}^{2ech} (oui)	très biaisé (-44°C); peu robuste (7.2°C) peu biaisé (-16°C); peu robuste (24°C)	biaisé (-11%) et robuste pour m (2.7%) biais m faible (6.3%) et peu robuste (29% min)
inox MIR	0.16	-0.24%	$f_{\eta}^{\mu\text{face}}$ (oui)	peu biaisé (-1.8°C); très peu robuste (31°C)	m : peu biaisé (-0.2%) et robuste (3%)
Infragold NIR	0.03	-3.7%	$f_{\eta}^{\mu\text{face}}$ (non) f_{η}^{2ech} (oui)	très biaisé (-83°C); très peu robuste (66 °C) biaisé (32°C); très peu robuste (36 °C)	Peu biaisé (2.3%) et robuste (1.9%) biais m faible (0.2%), σ_μ et m_μ fort (8%); seul m robuste (8.1%) (le reste plus de 37%)
platine MIR	0.06	-17%	$f_{\eta}^{\mu\text{face}}$ (non) f_{η}^{2ech} (non)	très biaisé (-277°C); trop peu robuste très biaisé (53.3°C); très peu robuste (36 °C)	m : faible biais (-8%); robuste (3.7% max). identification non pertinente
Infragold MIR	0.01	-0.91%	$f_{\eta}^{\mu\text{face}}$ (non) f_{η}^{diff} (oui)	très biaisé (-124°C); trop peu robuste biaisé (-31°C); trop peu robuste	m non biaisé (0%) et robuste (2%) m non biaisé (0%) et σ peu biaisé (7%); m très robuste (3%) et σ peu robuste (18.4%)

Évaluation expérimentale de la thermoréfectométrie polychromatique associée aux modèles physiques de fonction de diffusion

5.1	Procédure d'évaluation de la thermoréfectométrie	140
5.1.1	Les différentes méthodes de thermoréfectométrie	141
5.1.2	Méthode d'évaluation des entrées et des grandeurs identifiées par la thermoréfectométrie	141
5.1.3	Choix des matériaux	142
5.1.4	Méthodologie de présentation des résultats	143
5.2	Dispositif expérimental	144
5.2.1	Description du banc d'essai	144
5.2.2	Description des étalonnages et modèles de mesures pour la température de luminance et la réflectivité bidirectionnelle	146
5.3	Résultats de la thermoréfectométrie sur l'échantillon de NiCoCrAlY	147
5.3.1	Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude	147
5.3.2	Étape 2 : calcul des données de référence	147
5.3.3	Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie	148
5.3.4	Synthèse	151
5.4	Résultats de la thermoréfectométrie sur l'alliage de titane TA6V	151
5.4.1	Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude	151
5.4.2	Étape 2 : calcul des données de référence	152
5.4.3	Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie	153
5.4.4	Synthèse	155
5.5	Résultats de la thermoréfectométrie sur l'échantillon de platine	155
5.5.1	Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude	155
5.5.2	Étape 2 : calcul des données de références	156
5.5.3	Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie	157
5.5.4	Synthèse	159
5.6	Résultats de l'échantillon de platine en configuration asymétrique	160

5.6.1	Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude	160
5.6.2	Étape 2 : calcul des données de références	160
5.6.3	Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie	161
5.6.4	Synthèse	163
5.7	Conclusion	163

Ce chapitre présente la mise en application expérimentale de la thermoréfectométrie bichromatique et trichromatique sur trois matériaux de l'étude en simulation du chapitre précédent. Les matériaux choisis illustrent trois cas de fonctions de diffusion sur les quatre décrites dans les chapitres précédents. Ainsi, deux échantillons possèdent une grande rugosité compatible avec les critères de l'optique géométrique aux longueurs d'onde du thermoréfectomètre dont un possédant une micro-rugosité provoquent une décroissance spectrale de η . Le troisième échantillon possède une grande rugosité causant de la diffraction mais la présence de sous échelles supplémentaire le rend incompatible avec le modèle de diffraction à une échelle.

Aussi, les matériaux NiCoCrAlY et l'alliage de titane TA6V sont étudiés uniquement en configuration symétrique et le platine en configuration symétrique et asymétrique. Cette seconde configuration permet d'annuler la dépendance spectrale de la fonction de diffusion et d'étudier ce matériau avec la méthode de thermoréfectométrie bichromatique associée à un modèle à micro-facettes.

L'objectif est donc **d'identifier la température vraie et les paramètres de rugosité des modèles de fonction de diffusion par thermoréfectométrie**. Pour un matériau donné, ces modèles sont donc appliqués à la thermoréfectométrie polychromatique afin de prendre en compte les variations spectrales de la fonction de diffusion. L'évaluation des paramètres identifiés est réalisée par comparaison à des grandeurs mesurées, dites de "références" dans des conditions représentatives des conditions de l'application de la thermoréfectométrie. Un biais ou un écart relatif est ainsi calculé pour chacune de ces grandeurs physiques. Pour faciliter cette comparaison, les données d'entrées de la thermoréfectométrie (température de luminance et réflectivités bidirectionnelles) sont moyennées sur une zone de taille comparable à celle utilisée pour les mesures dites de "références" (thermocouple, spectrométrie et rugosité).

Le chapitre est organisé comme suit : la première section est consacrée à la présentation des méthodes de thermoréfectométrie associées aux différents modèles de fonction de diffusion et la méthodologie de présentation des résultats. Le dispositif expérimental est décrit dans la section suivante. Les résultats des mesures et leur interprétations font l'objet d'une section dédiée à chaque matériau. La conclusion synthétise les enseignements tirés de ces mesures et de l'intérêt de la thermoréfectométrie en fonction des grandeurs mesurées : température vraie et fonction de diffusion (paramètres de rugosité).

5.1 Procédure d'évaluation de la thermoréfectométrie

Cette section présente les différentes méthodes de thermoréfectométrie associées aux différents modèles de fonction de diffusion. La méthode d'évaluation des mesures (température de luminance et réflectivité bidirectionnelle) et des grandeurs identifiées est ensuite présentée. Le choix de matériaux illustrant les différents modèles de fonction de

diffusion et leurs propriétés sont également rappelés, ainsi que la configuration de la méthode de thermoréfectométrie.

5.1.1 Les différentes méthodes de thermoréfectométrie

Les différentes méthodes de thermoréfectométrie associées aux différents modèles de fonction de diffusion sont rappelés ci-après :

- la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes $f_{\eta}^{\mu\text{face}}(m)$,
- la thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle de diffraction $f_{\eta}^{\text{diff}}(m, \sigma)$,
- la thermoréfectométrie trichromatique associée au un modèle mathématique linéaire de type $f_{\eta}^{\text{lin}}(\eta_0, \eta_1) = \eta_0 + \lambda \times \eta_1$,
- la thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle à deux échelles $f_{\eta}^{2\text{ech}}$, en réduisant son degré de liberté par l'ajout de la contrainte $m = m_{\mu}$, afin d'aligner le nombre d'inconnues du système avec le nombre de longueurs d'onde disponibles expérimentalement.

5.1.2 Méthode d'évaluation des entrées et des grandeurs identifiées par la thermoréfectométrie

Les grandeurs mesurées par la thermoréfectométrie aux différentes longueurs d'onde (λ_i), moyennées sur la zone d'intérêt, sont la moyenne spatiale du champ de température de luminance, notée $\overline{T}_L(\lambda_i)$ (et respectivement la moyenne spatiale du champ de réflectivité bidirectionnelle, notée $\overline{\rho}(\lambda_i)$). Afin de vérifier la cohérence des mesures de la thermoréfectométrie, cette mesure de la réflectivité bidirectionnelle est comparée à la réflectivité bidirectionnelle ρ_{spectro} mesurée par spectrométrie IRTF à la température ambiante. Cependant, cette comparaison est potentiellement discutable en raison de :

- la dépendance en température de l'indice de réfraction du matériau,
- l'évolution de l'état de surface via l'oxydation : apparition d'un nouveau matériau en surface avec de nouvelles propriétés optiques et une modification éventuelle de la rugosité,
- la différence de positionnement (et ainsi des angles en présence) de l'échantillon, qui influence principalement la valeur de la réflectivité et de la fonction de diffusion, en particulier si le matériau est spéculaire.

Les quantités identifiées par thermoréfectométrie sont la température vraie \hat{T} , les paramètres \hat{P}_j du modèle de fonction de diffusion, la fonction de diffusion $\hat{\eta}$ et l'émissivité $\hat{\varepsilon}$. Ces grandeurs sont comparées aux valeurs, dites "de référence", mesurées sur le matériau dans des conditions représentatives des conditions d'application de la thermoréfectométrie comme suit :

- la température identifiée \hat{T} est comparée à la température T_{tc} mesurée par un thermocouple proche de la zone où est appliquée la méthode de thermoréfectométrie.
- l'émissivité déduite est calculée selon la formule suivante :

$$\hat{\varepsilon}(\lambda_i) = 1 - \hat{\eta}(\lambda_i) \times \overline{\rho}(\lambda_i) \quad (5.1.1)$$

Elle est comparée avec l'émissivité calculée ε_{tc} selon la formule suivante :

$$\varepsilon_{tc}(\lambda_i) = \frac{L_0^{\vec{r}}(\lambda_i, \overline{T_L})}{L_0(\lambda_i, T_{tc})} \quad (5.1.2)$$

De plus, l'émissivité déduite $\hat{\varepsilon}$ est comparée à l'émissivité $\varepsilon_{\text{spectro}}$ mesurée par spectrométrie IRTF équipée d'une sphère intégrante à la température ambiante.

- la fonction de diffusion identifiée $\hat{\eta}$ est comparée à la fonction de diffusion calculée comme suit :

$$\eta_{tc}(\lambda_i) = \frac{1 - \varepsilon_{tc}(\lambda_i)}{\bar{\rho}(\lambda_i)} \quad (5.1.3)$$

De plus, la fonction de diffusion identifiée $\hat{\eta}$ est comparée à la fonction de diffusion η_{spectro} mesurée par spectrométrie IRTF à la température ambiante. Les différences entre la fonction de diffusion identifiée $\hat{\eta}$ et η_{tc} ou η_{spectro} peuvent provenir de plusieurs facteurs : un biais d'identification du modèle, une influence de la température sur la fonction de diffusion ou encore une configuration géométrique différente entre le thermoréfectomètre et le spectromètre. Il a été montré dans le chapitre 2 que les modèles de fonction de diffusion sont quasiment indépendants de la valeur des indices optiques (dans l'hypothèse d'absence de multi-réflexions et d'un matériau métallique, voir la figure 2.10), l'écart entre η_{spectro} et η_{tc} est ainsi principalement causé par les défauts de positionnement et les différences de rugosité locales.

Afin de corroborer cette hypothèse, une réflectivité bidirectionnelle calculée en faisant l'hypothèse que la fonction de diffusion vraie à chaud est égale à η_{spectro} est calculée de la manière suivante. Cette réflectivité bidirectionnelle correspond donc à la valeur attendue si la fonction de diffusion était invariante avec la température :

$$\rho_{tc,\text{spectro}} = \frac{1 - \varepsilon_{tc}}{\eta_{\text{spectro}}} \quad (5.1.4)$$

Les écarts entre ρ_{spectro} (mesurées à froid) et $\rho_{tc,\text{spectro}}$ (calculées à chaud) vont donc représenter l'influence de la température sur les réflectivités bidirectionnelles, et leur proximité avec les valeurs mesurées à chaud $\rho^{\vec{i},\vec{r}}$ renseignent donc sur l'origine physique de cette déviation. Ainsi, si $\rho^{\vec{i},\vec{r}}$ est proche de ρ_{spectro} , cela confirme l'origine géométrique des écarts de réflectivité et de fonction de diffusion (éliminant l'influence du changement d'indice optique).

- les paramètres de rugosité identifiés pour chaque modèle (\hat{P}_j) sont comparés à leurs homologues identifiés à partir de la fonction de diffusion de référence η_{tc} .

La figure 5.1 résume cette démarche d'évaluation entre les quantités identifiées et celles dites "de référence".

5.1.3 Choix des matériaux

Le premier échantillon choisi est le revêtement métallique NiCoCrAlY déposé par projection HVOF (High Velocity Oxy-Fuel) sur les aubes de turbines. Il est chauffé à 491°C. Le chapitre précédent a montré que le matériau présente une fonction de diffusion constante adaptée au modèle de fonction de diffusion à micro-facettes. De plus, son émissivité élevée et décroissante est favorable au conditionnement du système thermoréfectométrique. La thermoréfectométrie bichromatique avec un modèle de

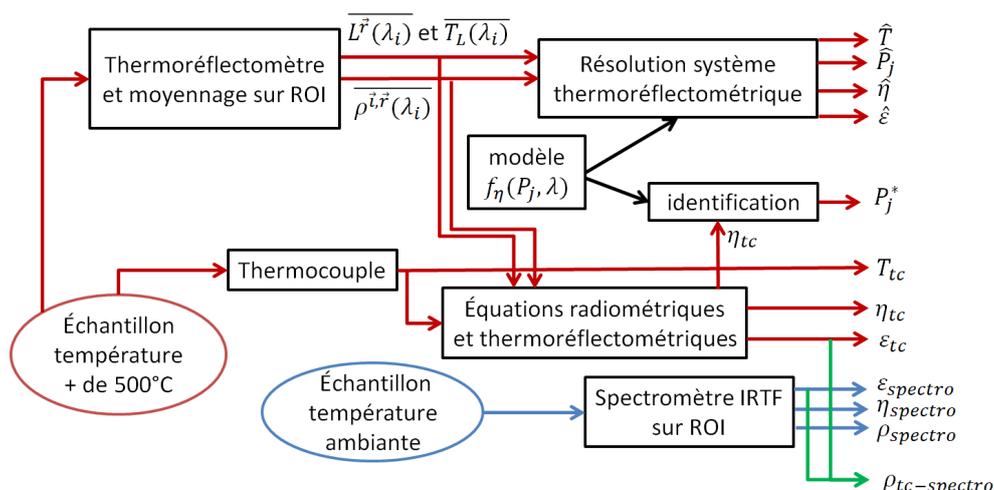


Figure 5.1 – Résumé de la démarche d'évaluation avec les quantités identifiées par thermoréfectométrie et leurs valeurs dites de référence.

fonction de diffusion à micro-facettes est retenue pour identifier la température vraie et le paramètre de rugosité m .

Le deuxième matériau choisi est un échantillon d'alliage de titane TA6V, emblématique de l'aéronautique, qui est chauffé à 508°C. Sa fonction de diffusion décroît fortement et il a été montré dans le chapitre 4 que le modèle à deux échelles explique le mieux l'évolution spectrale de la fonction de diffusion de η (sans être physiquement valide du fait que $\frac{\sigma}{\lambda_{\max}} = 0.49 < 0.8$ soit dans le cas limite du modèle). La thermoréfectométrie trichromatique est appliquée avec un modèle de fonction de diffusion à deux échelles en imposant une valeur sur le paramètre $m = m_\mu$. La thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle mathématique linéaire de la fonction de diffusion est également évaluée. Enfin, des biais et des écarts plus importants que dans le cas du NiCoCrAlY sont attendus en raison d'une valeur plus faible de l'émissivité.

Le troisième matériau choisi est un échantillon de platine, matériau de référence avec une très bonne résistance à l'oxydation, chauffé à 536°C. Sa fonction de diffusion décroît fortement avec la longueur d'onde et sa faible émissivité rend le biais en température très sensible au choix du modèle. La thermoréfectométrie trichromatique est appliquée avec un modèle de fonction de diffusion à deux échelles en imposant une valeur sur le paramètre $m = m_\mu$ qui s'avère proche de ce qui a été identifié dans le chapitre précédent. La thermoréfectométrie bichromatique en configuration asymétrique qui permet d'annuler la décroissance spectrale de η sera aussi testée. Au final, ce matériau permet de mettre en évidence les différences de sensibilité des modèles de fonction de diffusion et l'influence de la configuration angulaire, exacerbée par la faible émissivité du platine.

5.1.4 Méthodologie de présentation des résultats

Pour chaque matériau, les résultats sont présentés selon les trois étapes décrites ci-dessous.

1. Étape 1 : Sélection de la zone de mesure du thermoréfectomètre et mesure des données d'entrée : une zone de mesure, comparable en dimension à celles définies au cours du chapitre 3 pour les mesures de spectrométrie IRTF et de rugosité (plus de 100 pixels soit autour de 9 mm^2), est sélectionnée pour calculer la moyenne des champs mesurés de température de luminance ($\overline{T_L(\lambda_i)}$) (et respectivement de réflectivité bidirectionnelle ($\overline{\rho(\lambda_i)}$)). Le choix de la zone évite les zones de forts gradients de température et d'émissivité. Ces deux conditions sont vérifiées en contrôlant la dispersion spatiale des températures de luminance de la zone sélectionnée qui devra être inférieure à 1°C .

Un tableau synthétise, à chaque longueur d'onde, la moyenne (et respectivement la dispersion spatiale via l'écart-type spatial) sur la zone sélectionnée des mesures des températures de luminance, notées $\overline{T_L}$ (et resp. σ_{TL}) et des réflectivités bidirectionnelles notées $\overline{\rho}$ (et resp. σ_ρ).

2. Étape 2 : Calcul des données de références : à partir des mesures du tableau précédent, l'émissivité ε_{tc} et la fonction de diffusion η_{tc} de référence sont calculées en exploitant la température mesurée par le thermocouple T_{tc} selon les formules (5.1.2) et (5.1.3). Comme le décrit la figure 5.1, ces deux quantités sont comparées avec celles mesurées à température ambiante par spectrométrie en suivant le même protocole que celui décrit dans le chapitre 3.

Un gabarit autour de l'émissivité ε_{tc} et de la fonction de diffusion η_{tc} , calculé en prenant $T_{tc} \pm 15^\circ\text{C}$ est représenté pour illustrer une éventuelle erreur de mesure de température. Comme dans le chapitre 4, ce gabarit permet de visualiser la sensibilité des fonctions $\hat{\varepsilon}(\lambda, \hat{T})$ et $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ à la température.

3. Étape 3 : Résultats (grandeurs calculées ou déduites) de la thermoréfectométrie : Suite à la résolution du système thermoréfectométrique avec l'ensemble des modèles testés, les émissivités et les fonctions de diffusions identifiées sont comparées avec celles calculées avec la valeur du thermocouple de référence. Ces comparaisons mettent en évidence, comme dans le chapitre précédent, le rôle de l'émissivité dans la sensibilité des résultats au choix du modèle.

Ensuite, la température \hat{T} et les paramètres \hat{P}_j identifiés sont comparés à la température du thermocouple et aux paramètres de rugosité identifiés sur la fonction de diffusion de référence. L'interprétation des biais ou écarts relatifs entre les données identifiées et celles dites de références est menée de manière analogue au chapitre 4 pour les simulations sans bruit c'est à dire avec un biais noté $\hat{X} - X^*$ et un écart relatif : $\frac{\hat{X} - X^*}{X^*}$.

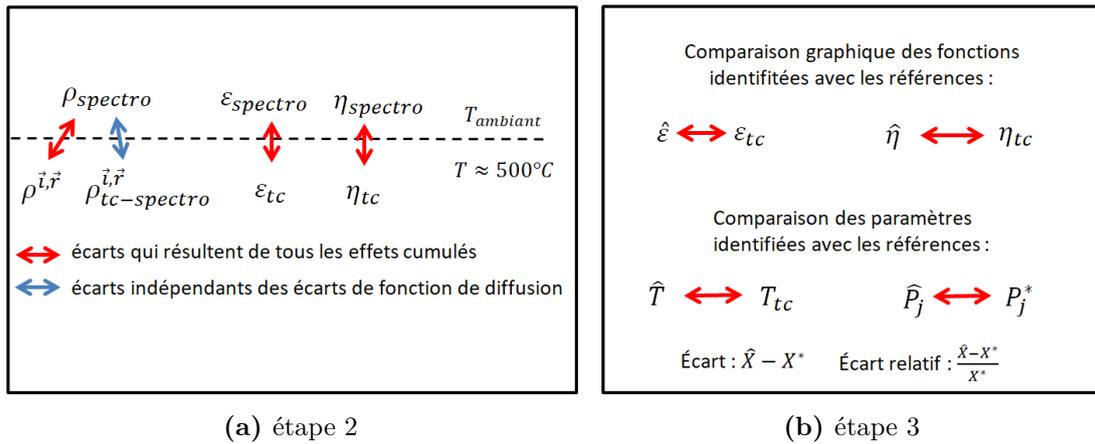
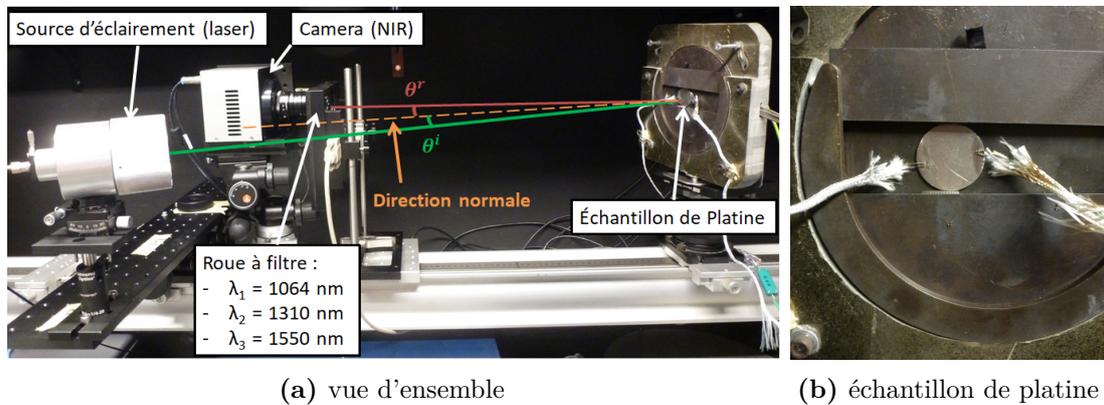
La figure 5.2 synthétise les étapes 2 et 3.

5.2 Dispositif expérimental

Cette section décrit brièvement le matériel employé et les procédures d'étalonnage.

5.2.1 Description du banc d'essai

Le banc d'essai est présenté sur la figure 5.3a. Il est constitué d'une plaque chauffante régulée en température. L'échantillon d'étude est plaqué contre la plaque chauffante et


Figure 5.2 – Schéma de synthèse des étapes 2 et 3.

Figure 5.3 – Photos du dispositif expérimental avec l'échantillon de platine en configuration symétrique.

il est instrumenté via un thermocouple de type K de diamètre 0.5 mm, soudé sur la surface.

Sont également présents sur l'image les éléments du thermoréfectomètre. L'acquisition des images est assurée par une caméra Xenics Xeva NIR dotée d'un détecteur matriciel InGaAs (320x256 pixels) sensible dans la gamme spectrale $[0.9 - 1.7] \mu m$. La sélection des longueurs d'onde du thermoréfectomètre est assurée par trois filtres interférentiels d'une largeur à mi-hauteur (LMH) de 50 nm, centrée respectivement au longueur d'onde 1064, 1310 et 1550 nm. Les transmissions spectrales des trois filtres sont présentées en annexe B. L'objectif utilisé sur la caméra a une distance focale de 50 mm avec une distance à l'échantillon de 55 cm. Dans ces conditions, la "projection" d'un pixel de la matrice dans l'espace objet donne une taille de 0,3 mm de côté.

L'éclairage des échantillons est assuré par trois diodes laser de longueurs d'onde identiques à celles des filtres et avec une LMH de 1 nm. Chaque diode comporte une sortie fibrée, et un coupleur optique permet l'obtention d'un faisceau unique trichromatique, projeté sur l'échantillon via une lentille convergente. La taille de la zone circulaire

illuminée, similaire à la dimension des échantillons, est d'environ 30 mm de diamètre. La configuration angulaire des mesures est symétrique avec $\theta^i = \theta^r = 13^\circ$. Enfin, les mesures ont été réalisées en régime permanent sur une moyenne de 50 acquisitions successives d'images par longueur d'onde pour une durée totale de l'ordre de la minute (variable selon le temps d'intégration basé sur le niveau de signal qui lui-même dépend de la température et de l'émissivité de la surface visée).

5.2.2 Description des étalonnages et modèles de mesures pour la température de luminance et la réflectivité bidirectionnelle

Le détail de l'étalonnage et des deux phases de mesure avec : la phase passive (source d'éclairage coupée) et la phase active (source d'éclairage active), du thermoréfectomètre sont décrites dans la suite.

5.2.2.1 Mesure de la température de luminance

Dans la phase passive, le signal acquis provient du flux émis par l'échantillon. L'acquisition se fait durant un temps d'intégration, noté ti_E , et enregistre l'intensité fournie par les pixels en niveaux numériques, notés I_E . Afin de minimiser les effets du bruit temporel, 50 acquisitions sont réalisées puis moyennées dans le temps pour fournir \bar{I}_E . Cette image est par la suite corrigée du signal d'obscurité du détecteur (acquis avec un filtre opaque devant l'objectif), puis divisée par le temps d'intégration :

$$\bar{I}_{CE} = \frac{\bar{I}_E - \bar{I}_{dark}}{ti_E} \quad (5.2.1)$$

où \bar{I}_{dark} est le signal d'obscurité. Le signal d'intérêt \bar{I}_{CE} est alors converti en température de luminance $T_L(\lambda_i)$ au moyen d'un modèle radiométrique, dit "à longueur d'onde effective étendue", dérivé de l'approximation de Wien, et présenté ci-après :

$$\bar{I}_{CE} = K_w \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_x T_L^r}\right) \quad (5.2.2)$$

avec :

$$\frac{1}{\lambda_x} = \left(a_0 + \frac{a_1}{T_L^r} + \frac{a_2}{T_L^{r^2}}\right) \quad (5.2.3)$$

Les coefficients K_w , a_0 , a_1 et a_2 sont identifiés pour chaque pixel de la zone du corps noir durant la phase d'étalonnage où les valeurs \bar{I}_{CE} sont acquises à différentes températures entre 400 et 1000°C [Gilblas2012; Rotrou+2006; Sentenac+2012].

5.2.2.2 Mesure de réflectivité bidirectionnelle

Lors de la phase active, la mesure de réflectivité est réalisée de manière séquentielle en allumant les lasers l'un après l'autre. Le signal acquis, noté \bar{I}_{E+R} , provient alors à chaque fois du rayonnement du laser réfléchi et du rayonnement émis par l'échantillon (soit \bar{I}_E). La grandeur d'intérêt est alors la soustraction des deux signaux mesurés :

$$\bar{I}_{CR} = \frac{\bar{I}_{E+R} - \bar{I}_{dark_{E+R}}}{ti_{E+R}} - \frac{\bar{I}_E - \bar{I}_{dark_{E+R}}}{ti_E} \quad (5.2.4)$$

Pour convertir ce signal en réflectivité bidirectionnelle, une phase d'étalonnage sur un matériau de référence (Spectralon) est réalisée au préalable dans les mêmes conditions d'éclairage.

$$\rho_{\text{ech}}^{\vec{i},\vec{r}} = \frac{\bar{I}_{C_R}}{\bar{I}_{C_{R\text{ref}}}} \rho_{\text{ref}}^{\vec{i},\vec{r}} \quad (5.2.5)$$

avec $\bar{I}_{C_{R\text{ech}}}$ la mesure sur l'échantillon et $\bar{I}_{C_{R\text{ref}}}$ sur le Spectralon.

5.3 Résultats de la thermoréfectométrie sur l'échantillon de NiCoCrAlY

5.3.1 Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude

Le tableau 5.1 présente les données mesurées par le thermoréfectomètre au niveau de la zone sélectionnée. Ces données ont été calculées à partir d'une zone d'intérêt circulaire de 208 pixels qui représente une surface d'environ 19 mm^2 . La température mesurée par le thermocouple à proximité de la zone sélectionnée est de 491°C .

Table 5.1 – Valeurs moyenne et écart type des données d'entrées mesurées par le thermoréfectomètre

$\lambda(\mu\text{m})$	1.064	1.310	1.550
$\bar{\rho}$ (sr)	0.056	0.072	0.077
σ_ρ (sr)	0.006	0.011	0.010
σ_ρ rel(%)	11.2	14.7	13.5
\bar{T}_L ($^\circ\text{C}$)	484.7	480.6	478.1
σ_{TL} ($^\circ\text{C}$)	0.7	0.6	0.6
σ_{TL} rel(%)	0.2	0.1	0.1

Il est noté que la zone est homogène en température de luminance avec une dispersion de moins de 1°C pour chaque longueur d'onde. Leurs valeurs sont proches de la température thermocouple en raison de l'émissivité élevée du matériau. La légère décroissance spectrale de ces températures confirme la décroissance spectrale de l'émissivité du matériau. Nous rappelons qu'une valeur élevée de l'émissivité et une variation forte sont favorables au conditionnement du système thermoréfectométrique.

Les réflectivités aux trois longueurs d'onde présentent des dispersions avec des écarts types relatifs maximaux de 15%. Ces variations sont dues à l'état de surface du matériau qui possède des aspérités larges par rapport à la surface balayée par un pixel (la longueur d'auto-corrélation est de $82\mu\text{m}$ soit quatre fois inférieure à la largeur d'un pixel). Aussi, les faibles valeurs des réflectivités (un ordre de grandeur d'écart avec la référence en Spectralon) induisent également un rapport signal sur bruit défavorable, donc une mesure bruitée. L'application de la thermoréfectométrie sur la moyenne des entrées est donc pertinente pour s'affranchir de ces deux sources de perturbations.

5.3.2 Étape 2 : calcul des données de référence

À partir des données mesurées à l'étape précédente et de la température thermocouple $T_{\text{tc}} = 491^\circ\text{C}$, l'émissivité ε_{tc} et la fonction de diffusion η_{tc} sont calculées. Ces résultats sont présentés sur la figure 5.4.

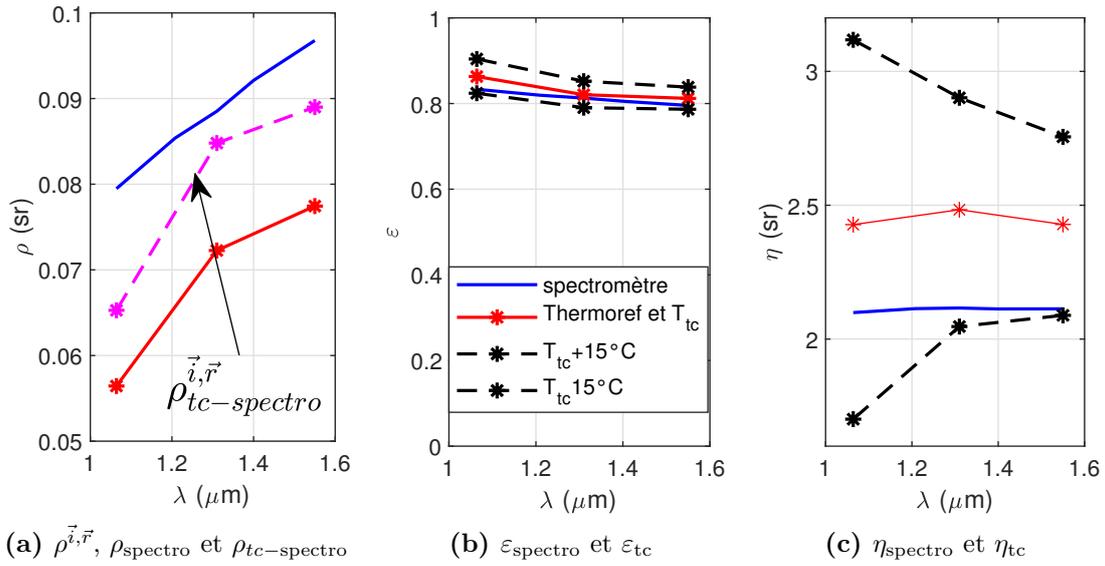


Figure 5.4 – Comparaison des données mesurées à froid par spectrométrie IRTF et celles obtenues à chaud avec les mesures issues du thermoréfectomètre et du thermocouple pour l'échantillon de NiCoCrAlY.

Les réflectivités bidirectionnelles représentées sur la figure 5.4a présentent des différences d'allures avec la mesure au spectromètre IRTF qui est quasiment linéaire contrairement aux deux autres. Par ailleurs, les écarts entre $\rho_{\vec{i},\vec{r}}$, $\rho_{\text{tc-spectro}}$ et ρ_{spectro} sont faibles si bien qu'il est difficile d'en tirer des conclusions sur l'origine de ces écarts. De même, la comparaison des émissivités ε_{tc} et $\varepsilon_{\text{spectro}}$ sur la figure 5.4b montre peu de différence et le gabarit $T_{\text{tc}} \pm 15^\circ\text{C}$ englobe $\varepsilon_{\text{spectro}}$. Ces comparaisons attestent de la bonne qualité des mesures préalables à la résolution thermoréfectométrique.

Les fonctions de diffusion η_{spectro} et η_{tc} sur la figure 5.4c sont comparées. Il est constaté que le gabarit de η_{tc} est très large du fait de la très grande sensibilité de la fonction de diffusion $\hat{\eta}$ à la température pour ce matériau (vu dans le chapitre précédent). Ainsi, il est difficile de statuer quant à l'origine de ces écarts puisque le calcul est très fortement dépendant de la température T_{tc} et de ses imperfections. Aussi concernant l'interprétation de l'évolution spectrale de η , il est supposé que celle-ci est constante à chaud comme à froid d'après la figure 5.4.

5.3.3 Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie

Les résultats de l'application de la thermoréfectométrie avec les différents modèles sont présentés. Dans un premier temps, la comparaison des émissivités et des fonctions de diffusion identifiées avec la référence est établie. Dans un second temps, la température et les paramètres identifiés sont comparés avec les données de référence précédentes.

5.3.3.1 Émissivités et fonctions de diffusion identifiées

Les émissivités identifiées (calculées à partir des températures identifiées \hat{T} selon l'équation (5.1.1)) sont présentées sur la figure 5.5a (et respectivement les fonctions de diffusion (obtenues avec $f_\eta(\hat{P}_j, \lambda)$) sur la figure 5.5b).

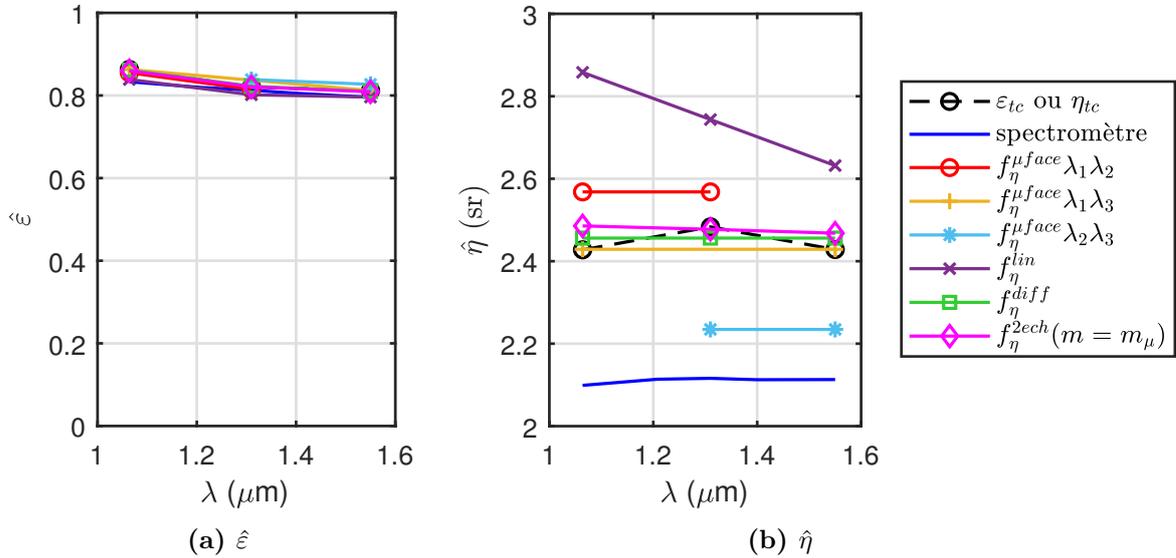


Figure 5.5 – Émissivité et fonction de diffusion identifiées du NiCoCrAlY comparées aux données de références

Les valeurs des émissivités identifiées sont toutes très proches de la valeur de référence. Le choix du modèle de fonction de diffusion influence peu le résultat de l'identification de la température (dont l'émissivité calculée est issue). La thermoréfectométrie bichromatique permet une identification sans biais de la température et de l'émissivité pour l'échantillon de NiCoCrAlY.

À l'inverse sur la figure 5.5b, les fonctions de diffusions identifiées sont très dépendantes du choix du modèle et de longueurs d'onde. En effet, la fonction de diffusion $\hat{\eta}(\lambda, T)$ est très sensible à la température (visible avec le gabarit $T_{tc} \pm 15^\circ\text{C}$ sur la figure 5.4c). Ainsi, les fonctions de diffusion identifiées sont très différentes bien que les températures identifiées soient similaires. Le modèle à micro-facettes utilisé au couple de longueurs d'onde $\lambda_1 - \lambda_3$ aboutit à la fonction de diffusion la plus proche de la référence.

La thermoréfectométrie trichromatique associée aux autres modèles physique permet également d'identifier une fonction constante car ces deux modèles incluent le modèle à micro-facettes. À l'inverse, la thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle linéaire n'est pas adaptée car elle contraint à identifier une décroissance spectrale de la fonction de diffusion, qui n'est pas vérifiée en réalité. Ce phénomène entraîne inévitablement un biais par rapport à la fonction de diffusion réelle.

5.3.3.2 Température et paramètres de la fonction de diffusion identifiés

Les paramètres identifiés sont présentés dans le tableau 5.2.

Les résultats sont cohérents avec ceux obtenus au chapitre précédent à savoir que toutes les méthodes de thermoréfectométrie associées aux différents modèles aboutissent à une

Table 5.2 – Résultats des mesures comparées aux références pour une température thermocouple ($T_{tc} = 491^\circ\text{C}$)

Modèle	\hat{T} [$^\circ\text{C}$]	$\hat{\sigma}$ [μm]	\hat{m}	$\hat{\sigma}_\mu$ [μm]	\hat{m}_μ
$f_\eta^{\mu\text{face}} \lambda_1 \lambda_2$	491.4	-	0.328	-	-
écart référence	0.4	-	0.007	-	-
écart relatif (%)	0.1	-	2.3	-	-
$f_\eta^{\mu\text{face}} \lambda_1 \lambda_3$	491.0	-	0.319	-	-
écart référence	0.0	-	0.000	-	-
écart relatif (%)	0.0	-	0.0	-	-
$f_\eta^{\mu\text{face}} \lambda_2 \lambda_3$	489.8	-	0.306	-	-
écart référence	-1.2	-	-0.015	-	-
écart relatif (%)	-0.2	-	-4.6	-	-
f_η^{lin}	492.2	-	-	-	-
écart référence	1.2	-	-	-	-
écart relatif (%)	0.2	-	-	-	-
f_η^{diff}	491.0	4.598	0.324	-	-
écart référence	0.0	0.000	0.001	-	-
écart relatif (%)	0.0	0.0	0.2	-	-
$f_\eta^{\text{2ech}}(m = m_\mu, \sigma_\mu)$	491.1	-	0.250	0.425	=
écart référence	0.1	-	0.002	-0.000	=
écart relatif (%)	0.0	-	0.7	-0.0	=

température similaire à la valeur du thermocouple. Le biais maximal de température est obtenu avec la thermoréfectométrie bichromatique avec le couple de longueur d'onde $\lambda_2 - \lambda_3$ et associé au modèle à micro-facettes. Le biais en température est de moins de 1°C avec les autres méthodes de thermoréfectométrie.

Concernant les paramètres identifiés de la fonction de diffusion, malgré la forte sensibilité à la température de la fonction de diffusion $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$, les valeurs de \hat{m} sont proches des données de référence avec un écart relatif maximal de 4.6%. En revanche, les écarts entre les paramètres identifiés à différentes longueurs d'onde sont plus marqués puisqu'il est observé dans le pire des cas un écart de 7% entre les \hat{m} identifiés avec le modèle $f_\eta^{\mu\text{face}}$ aux couples $\lambda_1 - \lambda_2$ et $\lambda_2 - \lambda_3$ bien que l'écart en température ne soit que de 0.3%. Ceci est alors la conséquence de la forte sensibilité de $\hat{\sigma}_\mu(\lambda, \hat{T})$ à la température qui se répercute sur les paramètres identifiés. Enfin concernant le modèle à deux échelles contraint, celui-ci présente une valeur de \hat{m} plus éloigné des autres modèles à cause de la contrainte $m = m_\mu$ imposée qui n'a pas de sens physique ici.

Finalement, pour ce matériau, la thermoréfectométrie bichromatique avec le couple de longueurs d'onde $\lambda_1 - \lambda_3$ associée au modèle à micro-facettes est parfaitement adaptée pour identifier à la fois la température vraie et le paramètre de rugosité m . Les autres méthodes de thermoréfectométrie associées aux autres modèles permettent d'identifier avec un faible biais ces paramètres mais elles présentent une complexité supérieure.

5.3.4 Synthèse

La thermoréfectométrie a été appliquée à l'échantillon de NiCoCrAlY, porté à 491°C, qui possède une émissivité de forte valeur et une fonction de diffusion constante. Les résultats expérimentaux ont montré que, comme en simulation, la thermoréfectométrie bichromatique avec des longueurs d'onde extrêmes et associé au modèle à micro-facettes est parfaitement adaptée pour identifier la température vraie, l'émissivité et le paramètre de rugosité m . La thermoréfectométrie trichromatique associée à d'autres modèles n'apportent pas de bénéfices sur la température et l'émissivité identifiées. **La thermoréfectométrie bichromatique associé au modèle à micro-facettes est donc la méthode la plus adaptée pour ce matériau.**

5.4 Résultats de la thermoréfectométrie sur l'alliage de titane TA6V

5.4.1 Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude

Le tableau 5.3 présente les données mesurées par le thermoréfectomètre au niveau de la zone d'étude. Ces données ont été calculées à partir d'une zone d'intérêt circulaire de 242 pixels (environ 22 mm²). La température mesurée par thermocouple dans une zone proche est de 508°C.

Table 5.3 – Valeurs moyenne et écart type des données d'entrées mesurées par le thermoréfectomètre.

$\lambda(\mu m)$	1.064	1.310	1.550
$\bar{\rho}$ (sr)	0.467	0.629	0.763
σ_{ρ} (sr)	0.068	0.124	0.151
σ_{ρ} rel(%)	14.6	19.8	19.8
\bar{T}_L (°C)	489.7	480.0	472.1
σ_{TL} (°C)	1.1	1.0	0.8
σ_{TL} rel(%)	0.2	0.2	0.2

Il est noté que la zone est un peu moins homogène en température de luminance que précédemment avec une dispersion de 1.1°C au maximum sur la zone. L'écart avec T_{tc} est plus important que précédemment du fait que l'émissivité du matériau soit plus faible. Les trois réflectivités sont un peu plus dispersées avec des écarts types relatifs supérieures à 15%.

Par rapport au matériau précédent, les températures de luminance sont plus éloignées de la température de référence T_{tc} en raison d'une émissivité plus faible. La décroissance spectrale des températures de luminance \bar{T}_L est aussi plus élevée en raison de la plus forte décroissance de l'émissivité. Cette plus forte décroissance associée à une plus forte décroissance de la fonction de diffusion expliquent aussi la plus forte croissance des réflectivités.

5.4.2 Étape 2 : calcul des données de référence

À partir des données mesurées dans l'étape précédente et de la température mesurée par thermocouple (508°C), l'émissivité ε_{tc} et la fonction de diffusion η_{tc} sont calculées. Ces résultats sont présentés sur la figure 5.6.

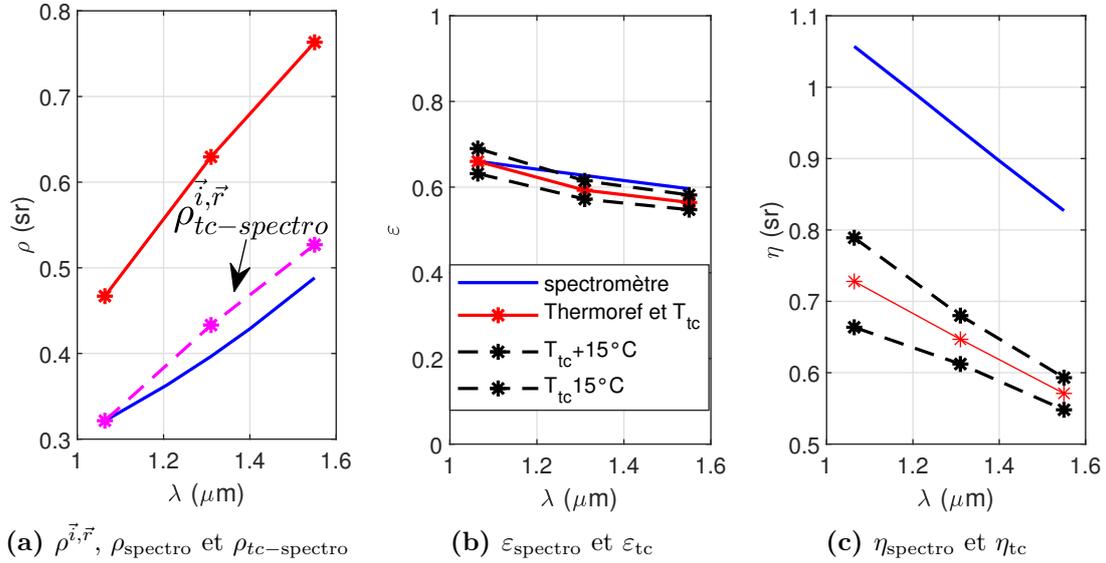


Figure 5.6 – Comparaison des données mesurées à froid par spectrométrie IRTF et celles obtenues à chaud avec le thermoréfectomètre et le thermocouple pour le titane TA6V

Les réflectivités bidirectionnelles représentées sur la figure 5.6a présentent un écart important de l'ordre de 0.23 sr^{-1} . L'explication de cet écart est la même que celle de l'écart des fonctions de diffusion. En effet, la valeur de la réflectivité calculée $\rho_{tc,\text{spectro}}$ est beaucoup plus proche de la valeur mesurée au spectromètre ρ_{spectro} que de la valeur mesurée avec le thermoréfectomètre $\rho^{\vec{i},\vec{r}}$. L'écart de positionnement de l'échantillon entre les deux équipements explique donc en grande partie la différence de valeur entre ces grandeurs.

La comparaison des émissivités ε_{tc} et $\varepsilon_{\text{spectro}}$ de la figure 5.6b montre une légère différence d'évolution spectrale qui pourrait être attribuée à une évolution d'état de surface entre les deux mesures visible notamment par un changement de couleur du matériau lié à de l'oxydation. Aussi, comme en simulation dans le chapitre 4, le gabarit $T_{tc} \pm 15^\circ\text{C}$ est plus resserré que pour le matériau NiCoCrAlY car l'émissivité du TA6V est d'une valeur plus faible.

La comparaison des fonctions de diffusion η_{spectro} et η_{tc} de la figure 5.6c montre un écart important de l'ordre de 0.23 sr . Cet écart provient vraisemblablement, comme pour les réflectivités, d'une différence de zone de mesure et d'alignement entre les deux dispositifs. Cependant, l'allure des deux fonctions de diffusion est similaire avec une forte décroissance spectrale. Il est donc attendu des résultats similaires à ceux des simulations du chapitre 4 pour ce matériau.

5.4.3 Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie

Les résultats de l'application de la thermoréfectométrie avec les différents modèles testés sont présentés. Dans un premier temps, la comparaison des émissivités et des fonctions de diffusion identifiées avec les données de référence est détaillée. Dans un second temps, la température et les paramètres identifiés avec les données de référence sont représentés.

5.4.3.1 Émissivité et fonctions de diffusion identifiées

Les émissivités identifiées sont présentées sur la figure 5.7a et les fonctions de diffusion sur la figure 5.7b.

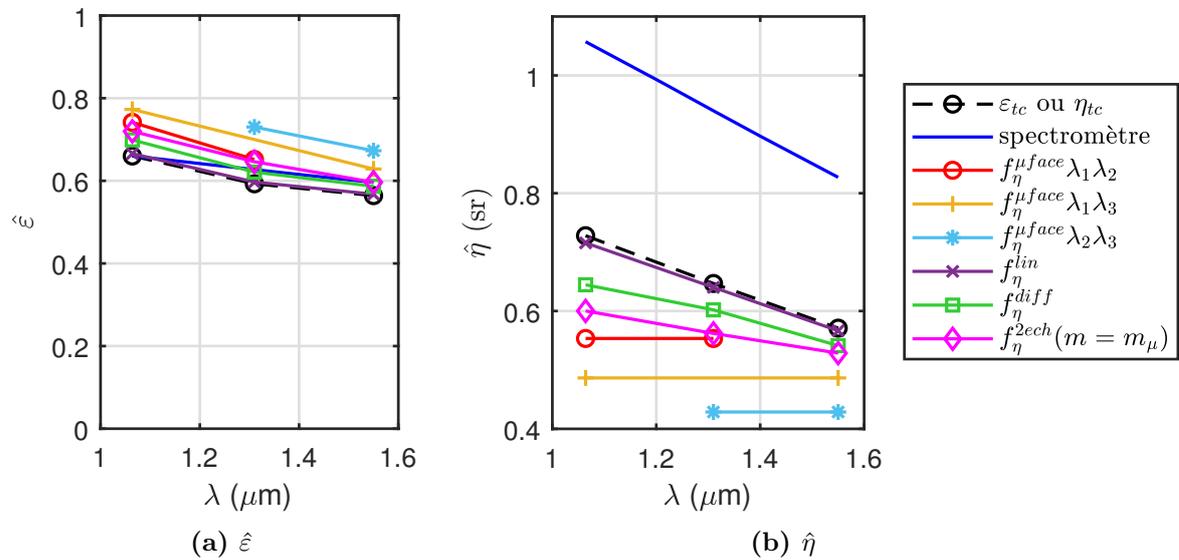


Figure 5.7 – Émissivité et fonction de diffusion identifiées du TA6V comparées aux données de références ($T_{tc} = 508^{\circ}\text{C}$).

Les valeurs d'émissivité identifiées sont supérieures à la valeur de référence. Les températures vraies identifiées sont donc inférieures à la température thermocouple T_{tc} . La valeur d'émissivité la plus proche de la valeur de référence est celle obtenue avec la thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle f_{η}^{lin} . Les résultats avec la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes sont les plus éloignés de la référence. La décroissance spectrale de l'émissivité du matériau est tout de même reproduite.

Les fonctions de diffusion identifiées sont toutes inférieures à la fonction de diffusion de référence. Les écarts les plus importants sont obtenus avec la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes. Pour cette méthode, le meilleur couple de longueurs d'onde est $\lambda_1 \lambda_2$ grâce à une valeur d'émissivité la plus élevée et la longueur d'onde plus petite (meilleur k_{ε}). La thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle linéaire permet d'identifier des paramètres qui décrivent le mieux la décroissance spectrale de la fonction de diffusion du matériau. Les modèles de diffraction et à deux échelles ne prennent que partiellement en compte la décroissance spectrale du matériau. Les écarts entre les fonctions identifiées avec les différents modèles sont

importants. Ce constat est similaire à celui du chapitre précédent en simulation où, pour ce matériau, la fonction de diffusion identifiée $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ est très sensible à la température \hat{T} . Ces importants écarts aboutiront malgré tout à des erreurs en température relativement modérées.

5.4.3.2 Température et paramètres de la fonction de diffusion identifiés

Les paramètres identifiés sont présentés dans le tableau 5.4.

Table 5.4 – Résultats des paramètres identifiés par thermoréfectométrie et comparés aux valeurs de référence ($T_{tc} = 508^\circ\text{C}$).

Modèle	\hat{T} [$^\circ\text{C}$]	$\hat{\sigma}$ [μm]	\hat{m}	$\hat{\sigma}_\mu$ [μm]	\hat{m}_μ
$f_\eta^{\mu\text{face}} \lambda_1 \lambda_2$	502.8	-	0.152	-	-
écart référence	-5.2	-	-0.017	-	-
écart relatif (%)	-0.7	-	-10.3	-	-
$f_\eta^{\mu\text{face}} \lambda_1 \lambda_3$	500.9	-	0.143	-	-
écart référence	-7.1	-	-0.022	-	-
écart relatif (%)	-0.9	-	-13.5	-	-
$f_\eta^{\mu\text{face}} \lambda_2 \lambda_3$	496.6	-	0.134	-	-
écart référence	-11.4	-	-0.026	-	-
écart relatif (%)	-1.5	-	-16.1	-	-
f_η^{lin}	507.6	-	-	-	-
écart référence	-0.4	-	-	-	-
écart relatif (%)	-0.1	-	-	-	-
f_η^{diff}	505.4	0.307	0.174	-	-
écart référence	-2.6	0.022	-0.012	-	-
écart relatif (%)	-0.3	7.7	-6.3	-	-
$f_\eta^{\text{2ech}}(m = m_\mu, \sigma_\mu)$	503.9	-	0.124	0.105	=
écart référence	-4.1	-	-0.016	0.024	=
écart relatif (%)	-0.5	-	-11.1	29.1	=

Les résultats sont en accord avec ceux de la simulation du chapitre précédent. Le biais sur la température est le plus important avec la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes avec un écart avec la valeur de référence entre -5.2°C pour le meilleur couple de longueurs d'onde ($k_\varepsilon = 0.714$) et respectivement -11.4°C ($k_\varepsilon = 0.276$) pour le couple de longueurs d'onde le moins favorable. La thermoréfectométrie trichromatique associée aux modèles de diffraction et à deux échelles avec un paramètre contraint permet d'identifier un biais en température plus faible grâce à la prise en compte partielle de la décroissance spectrale de η . Ainsi, ce biais est limité à -2.6°C pour le modèle à diffraction (et respectivement -4.1°C pour le modèle à deux échelles contraint). La thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle linéaire $f_\eta^{\text{linéaire}}$ présente le plus faible biais en température (-0.4°C) grâce à sa bonne description de la décroissance spectrale de la fonction de diffusion η .

Concernant les paramètres identifiés de la fonction de diffusion, seul le paramètre m présente un intérêt car aucun des modèles n'est physiquement valide pour ce matériau. Aussi, comme la fonction de diffusion est fortement décroissante, les valeurs identifiées sont significativement différentes des valeurs de référence avec au mieux 10% d'écart

dans le cas de la thermoréfectométrie bichromatique avec le couple de longueurs d'onde $\lambda_1 - \lambda_2$ (et respectivement 16% pour le couple $\lambda_2 - \lambda_3$).

5.4.4 Synthèse

La thermoréfectométrie a été appliquée sur l'échantillon de TA6V, porté à 508°C, qui possède une émissivité de valeur moyenne et décroissante et une fonction de diffusion fortement décroissante, défavorable à la thermoréfectométrie bichromatique. Ces conclusions ont été confirmées à chaud par comparaison des données d'entrées calculées avec l'association du thermoréfectomètre et du thermocouple avec celles mesurées par spectrométrie.

Les résultats ont montré que, comme en simulation, la thermoréfectométrie associée au modèle à micro-facettes fournit une sous-estimation de la température entre 5°C et 11°C. L'application de la thermoréfectométrie trichromatique avec différents modèles de fonction de diffusion permet de diminuer ce biais en température. Ce biais est d'autant plus faible que le modèle reproduit les variations spectrales de la fonction de diffusion. L'adoption du modèle linéaire permet d'obtenir le biais en température le plus faible car il reproduit la décroissance spectrale de la fonction de diffusion du matériau. La thermoréfectométrie trichromatique associée aux deux autres modèles permet une réduction du biais mais ne l'élimine pas complètement. L'introduction d'une quatrième longueur d'onde serait alors souhaitable pour pouvoir exploiter, comme lors des simulations, le modèle à deux échelles complet qui permet de s'ajuster à la fonction de diffusion de l'échantillon sans nécessiter d'a priori sur son allure spectrale. Enfin, concernant les paramètres de rugosité, seul le paramètre m présente un intérêt pour l'identification, les modèles permettant d'identifier les autres paramètres étant hors de leur domaine de validité.

5.5 Résultats de la thermoréfectométrie sur l'échantillon de platine

5.5.1 Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude

Le tableau 5.5 présente les données mesurées par le thermoréfectomètre au niveau de la zone d'étude. Ces données ont été calculées à partir d'une zone d'intérêt circulaire de 101 pixels qui représente une surface d'environ 9 mm^2 . La température mesurée par thermocouple dans une zone proche est de **536°C**.

La zone est homogène en température de luminance avec une dispersion de moins de 1°C. En revanche, les mesures de réflectivité aux trois longueurs d'onde sont fortement dispersées avec des écarts types relatifs d'environ 20%. Ces variations sont dues à l'état de surface du matériau qui possède des aspérités trop grandes par rapport à la surface balayée par un pixel (la longueur d'auto-corrélation est de $52 \mu\text{m}$ soit six fois inférieure à la largeur d'un pixel). Le bruit spatial du détecteur est ici une source d'erreur très faible compte tenu du fait que la réflectivité est d'un ordre de grandeur supérieure à la référence. Ces valeurs élevées de réflectivité dans la direction de réflexion spéculaire s'expliquent par la très faible valeur de la fonction de diffusion de l'échantillon.

Table 5.5 – Valeurs moyenne et écart type des données d’entrées mesurées par le thermoréfectomètre sur une zone de 101 pixels (9 mm^2)

$\lambda(\mu m)$	1.064	1.310	1.550
$\bar{\rho}$ (sr)	4.614	5.063	5.275
σ_{ρ} (sr)	0.913	1.033	1.108
σ_{ρ} rel(%)	19.8	20.4	21.0
\bar{T}_L ($^{\circ}\text{C}$)	478.6	463.0	452.1
σ_{TL} ($^{\circ}\text{C}$)	0.7	0.8	0.9
σ_{TL} rel(%)	0.1	0.2	0.2

Le calcul de la moyenne temporelle et spatiale sur les entrées permet de diminuer l’effet du bruit qui a été analysé dans le chapitre 4. En effet, la répartition spatiale des réflectivités présente une allure gaussienne similaire à celle des simulations.

Les valeurs des températures de luminance sont très inférieures à la température du thermocouple (82°C d’écart à $1.064 \mu m$) en raison d’une faible valeur de l’émissivité. Les valeurs des températures de luminance sont alors décroissantes en accord avec la légère décroissance de l’émissivité du matériau. La croissance des valeurs des réflectivités bidirectionnelles s’explique par la décroissance de l’émissivité et de la fonction de diffusion.

5.5.2 Étape 2 : calcul des données de références

À partir des données mesurées dans l’étape précédente et de la température mesurée par thermocouple, l’émissivité ε_{tc} et la fonction de diffusion η_{tc} sont calculées et présentées sur la figure 5.8.

La figure 5.8a montre que la réflectivité à chaud est supérieure à celle mesurée à froid d’environ 20%. Le tracé de $\rho_{tc,spectro}^{\vec{i},\vec{r}}$ est beaucoup plus proche de $\rho_{spectro}$ que $\rho^{\vec{i},\vec{r}}$. La première explication de l’écart entre les mesures de la réflectivité à chaud et à froid est la différence de configuration géométrique entre les deux mesures. La seconde explication est l’évolution des indices optiques du matériau entre la température ambiante et 536°C comme cela sera interprété dans la suite.

Les valeurs des émissivités ε_{tc} et $\varepsilon_{spectro}$ tracées sur la figure 5.8b présentent un écart. Le gabarit $\pm 15^{\circ}\text{C}$ est très resserré autour de ε_{tc} en raison de la faible sensibilité de $\hat{\varepsilon}(\lambda, T)$ à la température T . L’écart entre les deux émissivités est dû à l’influence de la température sur les indices optiques du platine. En effet, comme le montre les articles [De Sousa Meneses+2015 ; Orosco+2019], l’émissivité diminue avec la température pour une longueur d’onde inférieure à $2.5 \mu m$ pour le platine.

L’écart entre les fonctions de diffusion $\eta_{spectro}$ et η_{tc} tracées sur la figure 5.8c est de l’ordre de 14%. Comme pour le résultat de la réflectivité, cet écart s’explique en partie par les différences de positionnement des équipements et donc par des différences d’angle d’observation de la zone visée. Cependant, les évolutions spectrales sont similaires avec une décroissance non linéaire, contrairement aux matériaux précédents.

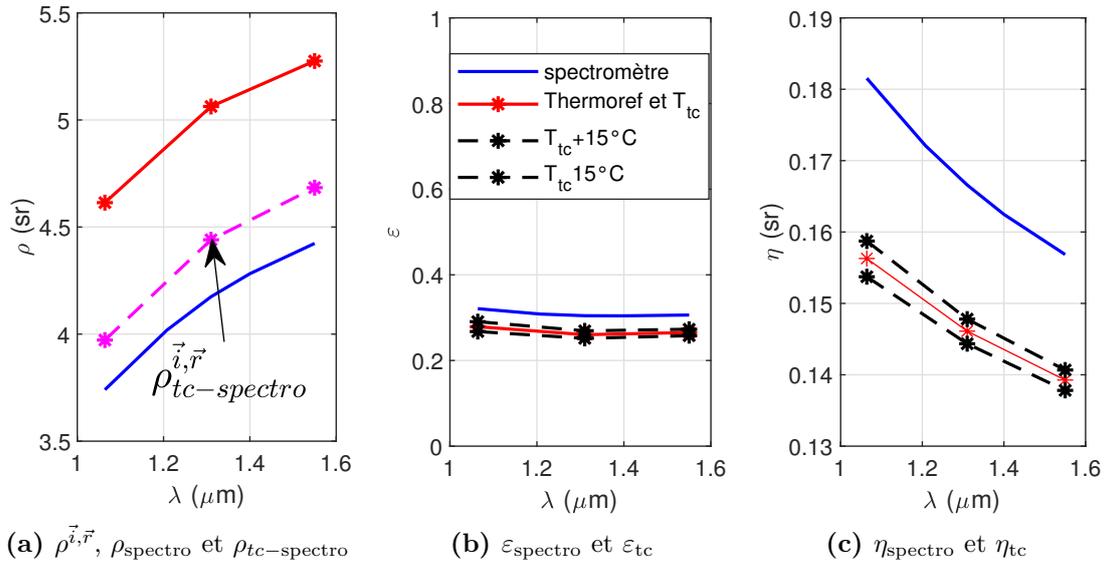


Figure 5.8 – Comparaison des données mesurées à froid par spectrométrie IRTF et celles obtenues à chaud avec le thermoréfectomètre et le thermocouple pour le platine

5.5.3 Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie

Les résultats de l'application de la thermoréfectométrie avec les différents modèles testés sont présentés. Dans un premier temps, la comparaison des émissivités et des fonctions de diffusion identifiées est tracée. Dans un second temps, la température vraie et les paramètres de la fonction de diffusion identifiées sont résumés dans un tableau.

5.5.3.1 Émissivité et fonctions de diffusion identifiées

Les émissivités déduites des températures identifiées \hat{T} sont présentées sur la figure 5.9a (et respectivement les fonctions de diffusion (obtenues avec $f_\eta(\hat{P}_j, \lambda)$ sur la figure 5.9b).

Les valeurs des émissivités identifiées sont très dispersées en accord avec les importants écarts entre les températures identifiées qui sont décrits dans la suite. Ensuite, seule la thermoréfectométrie appliquée avec le modèle à deux échelles contraint, ne produit pas de sur-estimation de l'émissivité et donc pas de sous-estimation de la température. Les décroissances spectrales des émissivités sont également sur-estimées. Au final, l'identification de l'émissivité souffre des mêmes difficultés que celles de la mesure de température vraie du fait de la très faible valeur du facteur k_ε du matériau.

Les fonctions de diffusion identifiées (figure 5.9b), présentent des résultats similaires aux simulations. Ainsi, pour la thermoréfectométrie bichromatique avec les différents couples de longueurs d'onde appliqués avec le modèle à micro-facettes, les fonctions de diffusion sont sous-estimées en raison du biais des modèles. La décroissance spectrale de la fonction de diffusion est perceptible selon les résultats de la thermoréfectométrie bichromatique aux différentes longueurs d'onde. En effet, la valeur identifiée de $\hat{\eta}$ est plus élevée avec le couple $\lambda_1 - \lambda_2$ qu'avec le couple $\lambda_2 - \lambda_3$.

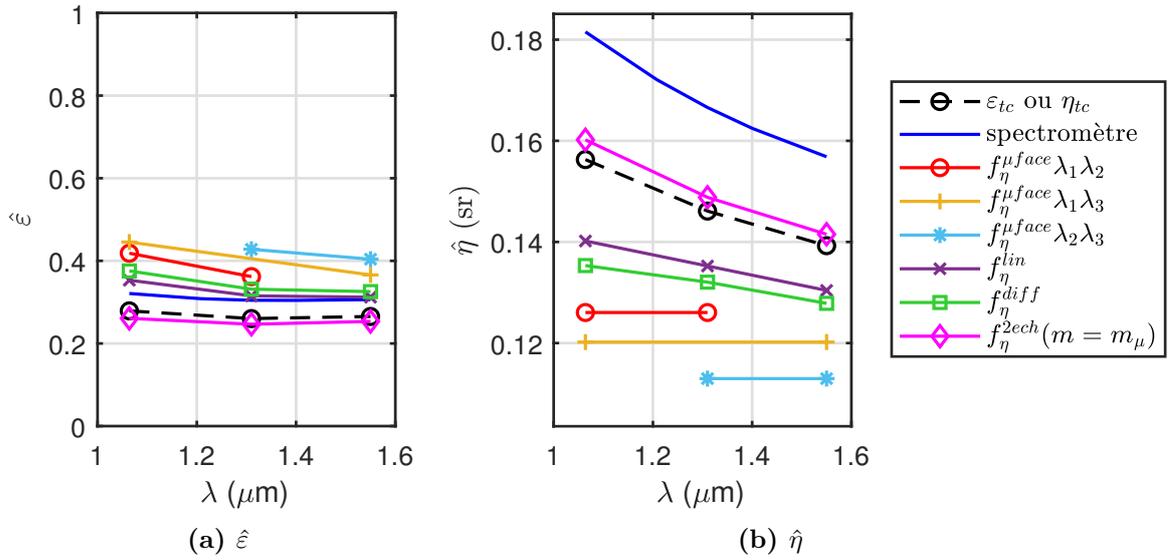


Figure 5.9 – Émissivité et fonction de diffusion identifiées du platine comparées aux données de références

La thermorélectométrie trichromatique associée aux modèles linéaires et à diffraction permet d'identifier une fonction de diffusion plus proche de la fonction de diffusion de référence. Un écart subsiste car ces deux modèles ne décrivent pas correctement la décroissance spectrale "exponentielle" de la fonction de diffusion η . Seule la thermorélectométrie trichromatique associée au modèle à deux échelles contraint permet d'identifier une fonction de diffusion comparable à celle de référence. La contrainte imposée au modèle pour son application avec la thermorélectométrie trichromatique est la solution retenue. Compte tenu des résultats des simulations précédentes, la thermorélectométrie à quatre longueurs d'onde permettrait d'utiliser le modèle à deux échelles complet pour identifier sans biais la fonction de diffusion.

5.5.3.2 Température et paramètres de la fonction de diffusion identifiés

Les paramètres identifiés sont présentés dans le tableau 5.6.

Les résultats sont cohérents avec ceux obtenus au cours des simulations du chapitre précédent. Le biais sur la température est plus important avec la thermorélectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes. Le couple de longueur d'onde le plus favorable est celui avec les longueurs d'ondes faibles (coefficient k_{ε} plus favorable). La thermorélectométrie trichromatique associée aux modèles à diffraction et linéaire présente des biais en température plus faibles. Ces modèles ne prennent en compte que partiellement la décroissance spectrale de la fonction de diffusion η . Le biais avoisine -11°C avec le modèle linéaire $f_{\eta}^{\text{linéaire}}$. Seule la thermorélectométrie trichromatique avec le modèle à deux échelles contraint permet une identification quasiment sans biais de la température avec une valeur de 3°C .

Compte tenu de la faible sensibilité à la température de $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$, les paramètres de la fonction de diffusion sont identifiés avec un biais limité. Les paramètres m identifiés avec

Table 5.6 – Résultats des mesures comparés aux références ($T_{tc} = 536^\circ\text{C}$)

Modèle	\hat{T} [$^\circ\text{C}$]	$\hat{\sigma}$ [μm]	\hat{m}	$\hat{\sigma}_\mu$ [μm]	\hat{m}_μ
$f_\eta^{\mu face} \lambda_1 \lambda_2$	516.8	-	0.073	-	-
écart référence	-19.2	-	-0.007	-	-
écart relatif (%)	-2.4	-	-8.7	-	-
$f_\eta^{\mu face} \lambda_1 \lambda_3$	514.0	-	0.071	-	-
écart référence	-22.0	-	-0.008	-	-
écart relatif (%)	-2.7	-	-9.8	-	-
$f_\eta^{\mu face} \lambda_2 \lambda_3$	507.4	-	0.069	-	-
écart référence	-28.6	-	-0.009	-	-
écart relatif (%)	-3.5	-	-11.0	-	-
f_η^{lin}	524.7	-	-	-	-
écart référence	-11.3	-	-	-	-
écart relatif (%)	-1.4	-	-	-	-
f_η^{diff}	521.8	0.440	0.078	-	-
écart référence	-14.2	0.105	-0.007	-	-
écart relatif (%)	-1.7	31.2	-8.3	-	-
$f_\eta^{2ech}(m = m_\mu, \sigma_\mu)$	539.3	-	0.071	0.058	=
écart référence	3.3	-	-0.000	0.004	=
écart relatif (%)	0.4	-	-0.2	8.2	=

la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes, présentent de faibles biais malgré une importante décroissance spectrale de la fonction de diffusion η . Ainsi, les valeurs identifiées de la fonction de diffusion sont comprises entre 0.069 et 0.073 avec un écart relatif maximal de 11% avec la valeur de référence. L'identification des autres paramètres n'est pas possible car le modèle de diffraction est biaisé et le paramètre σ identifié n'a donc pas de valeur physique. De plus la contrainte imposée au modèle à deux échelles perturbe l'identification du paramètre σ_μ . Seule l'adoption d'une quatrième longueur d'onde permettrait d'exploiter pleinement le modèle à deux échelles pour pouvoir accéder aux deux autres paramètres.

5.5.4 Synthèse

L'application de la thermoréfectométrie au platine, confirme les résultats de la simulation du chapitre 4 à savoir que la faible émissivité du matériau rend les résultats de l'application de la thermoréfectométrie très sensible au choix du modèle.

Les méthodes bichromatiques produisent des paramètres identifiés biaisés. Le couple le plus favorable est celui avec les longueurs d'onde les plus faibles qui correspond à une valeur élevée de l'émissivité. Le biais en température est alors d'environ 20°C . La thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle à deux échelles contraint permet de diminuer ce biais en température à 3°C . L'ajout d'une longueur d'onde supplémentaire permettrait d'annuler ce biais. La thermoréfectométrie trichromatique associée aux modèles linéaires et à diffraction permettent de prendre en compte partiellement la décroissance spectrale du matériau et elle produit des résultats intermédiaires (avec respectivement 11°C et 14°C de biais en température).

Enfin, concernant les paramètres identifiés de rugosité, les résultats du chapitre 4 sont confirmés, avec la faible sensibilité de la fonction de diffusion à la température. Le biais sur le paramètre de rugosité m est donc faible même avec le modèle à micro-facettes. L'identification des autres paramètres avec le modèle à deux échelles contraint n'est pas possible car la contrainte perturbe l'identification. Ce problème serait alors résolu avec une quatrième longueur d'onde.

5.6 Résultats de l'échantillon de platine en configuration asymétrique

Dans le chapitre 3, il a été montré, théoriquement et expérimentalement à partir de mesures au spectromètre, que la dépendance spectrale de la fonction de diffusion peut être annulée en adoptant une configuration angulaire asymétrique spécifique. Cette section présente donc une application de la thermorélectométrie bichromatique dans une configuration asymétrique associée à un modèle micro-facettes. Les paramètres de rugosité ne sont pas identifiés car la configuration asymétrique n'est pas adaptée [Javaudin+2019].

5.6.1 Étape 1 : données d'entrées sur la zone d'étude

Le tableau 5.7 présente les données mesurées par le thermorélectromètre au niveau de la zone d'étude. Ces données ont été calculées à partir d'une zone d'intérêt circulaire de 99 pixels qui représente une surface d'environ 8.8mm^2 . La température mesurée par thermocouple est de 535°C . Après avoir fixé l'angle d'observation à $\theta^r = 0^\circ$, l'angle d'incidence a été défini à $\theta^i = 13^\circ$ qui est approximativement l'angle où la fonction de diffusion est quasiment constante (dans le chapitre 3, les valeurs retenues étaient entre 13.5° et 15.5°).

Table 5.7 – Valeurs moyenne et écart type des données d'entrées mesurées par le thermorélectromètre sur une zone de 99 pixels (8.8mm^2)

$\lambda(\mu\text{m})$	1.064	1.310	1.550
$\bar{\rho}$ (sr)	1.157	1.178	1.166
σ_ρ (sr)	0.147	0.257	0.219
σ_ρ rel(%)	12.7	21.8	18.7
\bar{T}_L ($^\circ\text{C}$)	477.7	463.2	452.2
σ_{TL} ($^\circ\text{C}$)	0.5	1.1	1.0
σ_{TL} rel(%)	0.1	0.2	0.2

Les températures de luminance sont très proches de celles mesurées en condition symétrique ce qui indique que l'émissivité du matériau est très proche (la température du thermocouple plus faible de 1°C). La valeur des réflectivités est plus faible à cause du changement de configuration avec des écarts types relatifs comparables, ce qui démontre de nouveau que la zone observée est comparable à celle étudiée précédemment.

5.6.2 Étape 2 : calcul des données de références

À partir des données mesurées à l'étape précédente et de la température mesurée par thermocouple (535°C soit 1°C de moins qu'en configuration symétrique), l'émissivité et les fonctions de diffusion sont calculées. Ces résultats sont présentés sur la figure 5.10.

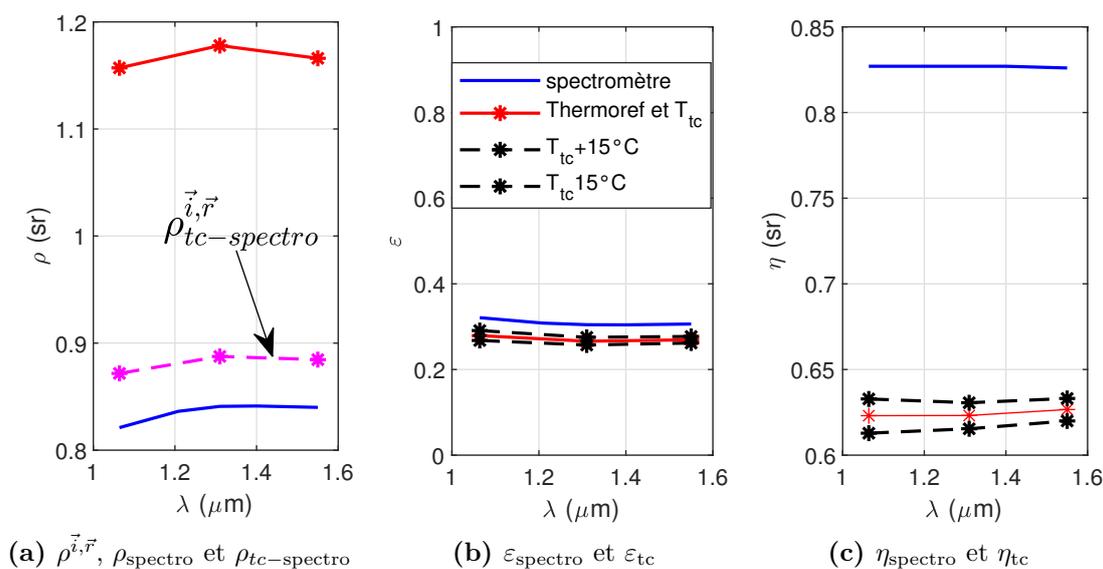


Figure 5.10 – Comparaison des données mesurées à froid par spectrométrie IRTF et celles obtenues à chaud avec le thermoréfectomètre et le thermocouple pour le platine en configuration asymétrique

Dans cette configuration asymétrique, les valeurs de réflectivité (cf. figure 5.10a) sont bien plus faibles, autour de 1.15 sr^{-1} contre 5 sr^{-1} dans la configuration symétrique du thermoréfectomètre. Il est aussi noté un important écart entre la valeur mesurée au spectromètre et celle au thermoréfectomètre. Cet écart s'explique par la différence d'alignement entre les deux dispositifs. La configuration asymétrique exacerbe cet écart car autour de cette position la BRDF est très sensible aux angles d'incidence et de réflexion et à tout défaut de planéité de la surface. Le tracé de $\rho_{\text{tc-spectro}}$ est alors beaucoup plus proche de la mesure au spectromètre, ce qui montre que l'écart de réflectivité est d'origine géométrique. Enfin, la croissance spectrale des réflectivités est très faible alors qu'elle était plus importante dans la configuration symétrique en raison de la très faible variation spectrale de la fonction de diffusion dans cette configuration.

La fonction de diffusion (cf. figure 5.10c) est quasiment constante. Sa valeur est plus élevée du fait que la réflectivité mesurée est plus faible.

Enfin, l'émissivité (cf. figure 5.10b) ne présente aucune différence significative par rapport à la configuration symétrique. La valeur plus faible de la réflectivité est donc compensée par la valeur plus élevée de la fonction de diffusion.

5.6.3 Étape 3 : résultats de la thermoréfectométrie

5.6.3.1 Émissivité et fonction de diffusion identifiées

Les résultats de l'application de la thermoréfectométrie bichromatique en configuration asymétrique associée à un modèle à micro-facettes sont présentés. Les valeurs des émissivités déduites sont comparées à la valeur de référence sur la figure 5.11a (et réciproquement les fonctions de diffusion sur la figure 5.11b).

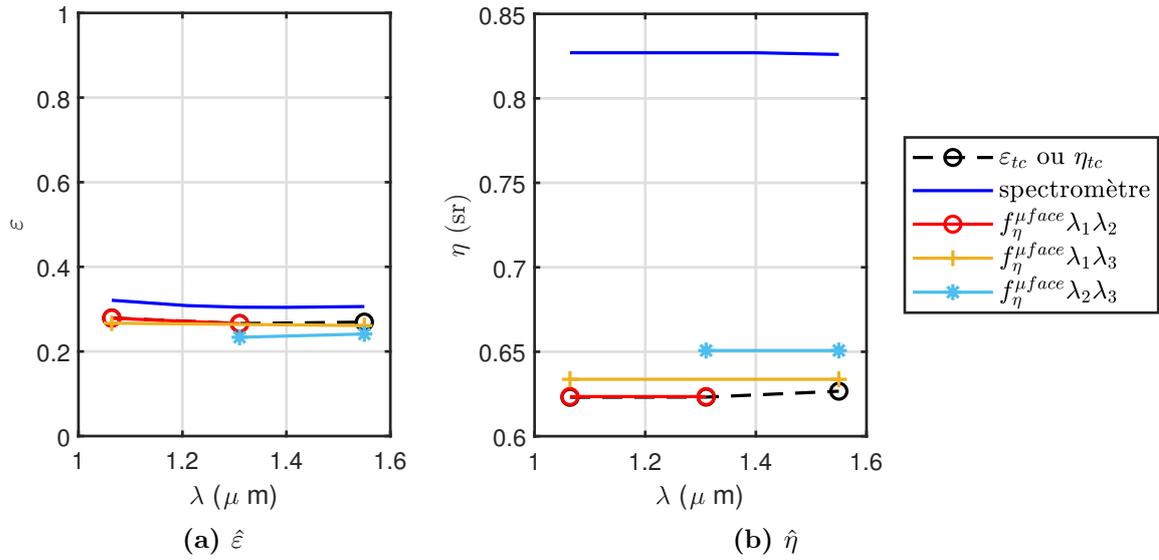


Figure 5.11 – Émissivité et fonction de diffusion identifiées du platine (configuration asymétrique) comparées aux données de références

Par rapport à une configuration symétrique, pour les trois couples de longueurs d'onde, la thermorélectrométrie bichromatique associée au modèle à micro facettes permet de déduire des valeurs d'émissivité proches des valeurs de référence. La température identifiée devrait être également plus proche. La valeur de l'émissivité identifiée par le couple de longueurs d'onde $\lambda_2 - \lambda_3$ est la plus éloignée de la référence. En effet, la fonction de diffusion n'est pas rigoureusement constante et elle augmente légèrement dans cette bande spectrale.

Les fonctions de diffusion identifiées sont également plus proches de la référence qu'en condition symétrique. Le modèle à micro-facettes est adapté pour une fonction de diffusion quasi constante (sauf pour le couple de longueurs d'onde $\lambda_2 - \lambda_3$ où la fonction de diffusion augmente légèrement).

5.6.3.2 Températures identifiées

Les valeurs des températures identifiées sont comparées à celles de référence dans le tableau 5.8. Par rapport à la configuration symétrique, le biais en température est plus

Table 5.8 – Résultats des mesures de température sur le platine en configuration asymétrique comparées à la valeur du thermocouple ($T_{tc} = 535^\circ\text{C}$)

Modèle	\hat{T} [$^\circ\text{C}$]	écart thermocouple	écart relatif (%)
$f_{\eta}^{\mu face} \lambda_1 \lambda_2$	535.1	0.1	0.0
$f_{\eta}^{\mu face} \lambda_1 \lambda_3$	537.2	2.2	0.3
$f_{\eta}^{\mu face} \lambda_2 \lambda_3$	542.8	7.8	1.0

faible pour tous les couples de longueurs d'onde. Le biais maximal est observé pour le couple de longueur d'onde $\lambda_2 - \lambda_3$ qui est de 8°C . Il était au minimum de 19°C en

thermoréfectométrie bichromatique appliquée en configuration symétrique. L'absence de variations spectrales de la fonction de diffusion explique ce résultat.

D'importantes différences sont observées entre les trois couples bichromatiques avec un biais de 7.8°C pour le couple $\lambda_2 - \lambda_3$ contre 0.1°C pour $\lambda_1 - \lambda_2$ et 2.2°C pour $\lambda_1 - \lambda_3$. Ceci s'explique par les différences de k_{ε} (les couples $\lambda_1 - \lambda_2$ et $\lambda_1 - \lambda_3$ sont plus favorables avec $k_{\varepsilon} = 0.087$ et $k_{\varepsilon} = 0.13$ contre $k_{\varepsilon} = 0.039$ pour $\lambda_2 - \lambda_3$). Ensuite le tracé de la fonction de diffusion a montré qu'une légère augmentation est présente entre λ_2 et λ_3 ce qui, avec un k_{ε} plus défavorable, amplifie le biais qui reste malgré tout inférieur au meilleur résultat en configuration symétrique avec un modèle à micro-facettes.

5.6.4 Synthèse

La mise en pratique de la configuration asymétrique sur l'échantillon de platine a montré qu'il est possible d'annuler la dépendance spectrale de la fonction de diffusion pour permettre une application de la thermoréfectométrie bichromatique avec peu de biais en température. La réduction de celui-ci est très importante dans l'expérience proposée car le matériau possède une émissivité faible qui rend le résultat très dépendant de la variation spectrale de la fonction de diffusion η . Dans ces conditions, le biais, qui était compris entre -19.2°C et -28.6°C (pour une température de 536°C) a pu être réduit à 0.1 et 7.8°C selon le couple de longueurs d'onde utilisé. L'optimisation de la configuration angulaire du thermoréfectomètre est donc une solution pertinente pour pallier les limitations de la thermoréfectométrie bichromatique sur des matériaux à forte dépendance spectrale de η et faible émissivité, sans nécessiter d'introduction de longueurs d'onde supplémentaires.

5.7 Conclusion

Suivant les trois matériaux métalliques étudiés, ce dernier chapitre met en évidence expérimentalement l'apport des différents modèles de fonction de diffusion associés à la thermoréfectométrie polychromatique pour identifier la température vraie et certains paramètres de rugosité. Afin de respecter les conditions de mesure de spectrométrie et de rugosité, les mesures ont été réalisées sur une zone homogène en température et la résolution du système thermoréfectométrique a été réalisée à partir de la moyenne spatiale des réflectivités et des températures de luminance.

Sur l'échantillon de NiCoCrAlY, la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes a été exploitée pour identifier la température vraie et le paramètre m . Le biais en température est inférieur à 1.2°C (écart avec la température thermocouple T_{tc}) et moins de 5% d'écart relatif entre le paramètre de rugosité identifié \hat{m} et la référence.

Les échantillons de titane TA6V et de platine illustrent les différences de résultats sur les paramètres identifiés suivant la méthode polychromatique et le modèle associé retenus. Ainsi, le biais en température est différent suivant la méthode et sa capacité à considérer la variation spectrale de la fonction de diffusion. Le biais en température enregistré avec la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes est entre 11.4 et 5.2°C pour le titane TA6V présentant une émissivité élevée (et respectivement entre 19.2°C et 28.6°C pour le platine avec une émissivité plus faible). Le biais le plus faible a

été obtenu avec la thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle linéaire pour le titane TA6V (et respectivement associée au modèle à deux échelles contraint pour le platine). Le biais est de 0.4°C pour le titane TA6V (et respectivement 3.3°C pour le platine). Pour ces deux matériaux, en relation avec les résultats du chapitre quatre, la thermoréfectométrie avec une quatrième longueur d'onde associée au modèle à deux échelles permettrait de réduire encore le biais sur la température.

Enfin, ce biais a été aussi réduit grâce à une configuration asymétrique de la thermoréfectométrie bichromatique sur l'échantillon de platine. Cette configuration annule la dépendance spectrale de la fonction de diffusion.

La méthode de thermoréfectométrie s'adapte à la variation spectrale de la fonction de diffusion en modifiant le modèle ou en choisissant une configuration angulaire appropriée. Un modèle physique ouvre la perspective d'un suivi de l'état de surface des matériaux à travers principalement le paramètre de rugosité m .

Conclusion et perspectives

Conclusion générale	165
Perspectives	169
Modélisation de la fonction de diffusion	169
Amélioration du thermoréfectomètre	169
Exploitation du lien entre la fonction de diffusion et la rugosité	171

Conclusion générale

La thermoréfectométrie polychromatique est une méthode de mesure radiative active de champs de température vraie sans connaissance a priori de l'émissivité de la surface du matériau. Cette dernière est mesurée en ligne de manière indirecte par la mesure de la réflectivité bidirectionnelle associée à un modèle de fonction de diffusion. Cette fonction de diffusion traduit la capacité du matériau à diffuser le rayonnement par réflexion. Elle est donc largement dépendante de la structure et de la rugosité de la surface. Selon l'approche classiquement adoptée en thermographie polychromatique, des travaux précédents [Gilblas+2014 ; Sentenac+2012 ; Sentenac+2019] ont porté sur le développement de modèles *mathématiques* de la fonction de diffusion. En rupture, la contribution de cette thèse est la proposition de modèles *physiques* de fonction de diffusion, reposant sur une description de l'interaction rayonnement matière à la surface d'un matériau métallique.

La démarche a consisté à analyser les modèles de BRDF (fonction de distribution de la réflectivité bidirectionnelle) découlant de l'application des théories de l'optique géométrique et de l'optique ondulatoire pour en extrapoler des modèles de fonction de diffusion dans le cas de matériaux opaques. Trois modèles ont été proposés suivant les phénomènes physiques régissant la réflexion du rayonnement (uniquement en surface) qui dépend du rapport entre la dimension de la rugosité de la surface du matériau et la longueur d'onde : le modèle à micro-facettes, à diffraction et enfin un modèle à deux-échelles.

Dans une première étape, ces modèles ont été validés par la comparaison avec des mesure de rugosité et de fonction de diffusion, sur une large gamme spectrale entre 1 et $17\mu\text{m}$ et sur des matériaux métalliques aux caractéristiques topographiques variées, ce qui a permis de couvrir une large gamme de cas. Dans une deuxième étape, ces modèles ont été validés en les associant à la thermoréfectométrie polychromatique. Cette validation a été menée à la fois en simulation à partir d'une base de données de propriétés optiques et topologiques variées, et expérimentalement sur un banc dédié. Ces validations ont révélé la pertinence de la démarche et ouvert des perspectives du suivi "in-situ" de

l'évolution de l'état de surface des matériaux via l'identification des paramètres des modèles physiques de la fonction de diffusion.

Le chapitre 1 a introduit les notions et les concepts de l'interaction rayonnement-matière. Un rapide état de l'art de la mesure de température radiative a été proposé : depuis la thermographie passive et jusqu'à la thermoréfectométrie polychromatique. Le chapitre s'est conclu par une analyse de l'erreur en température en fonction de la variation spectrale de la fonction de diffusion. Il a ainsi été montré que pour une méthode bichromatique, l'erreur relative en température est proportionnelle au facteur K^* , défini dans l'équation (1.3.12), qui dépend des émissivités et des longueurs d'ondes. **Ce facteur est d'autant plus grand que la valeur de l'émissivité du matériau et sa variation spectrale sont faibles aux deux longueurs d'onde.** La conclusion de cette partie est que **"plus la valeur de K^* est grande plus le choix du modèle de la fonction de diffusion η doit être fidèle et représentatif de l'évolution spectrale de la fonction de diffusion.**

Fort de ce résultat, le chapitre 2 a été consacré à la modélisation physique de la fonction de diffusion. Le chapitre a débuté par un état de l'art de la modélisation de l'interaction du rayonnement avec la surface du matériau, exprimée par la BRDF. La rugosité de cette surface est supposée isotrope, gaussienne et décrite par deux échelles de rugosité. Les paramètres de rugosité retenus sont alors σ : l'écart type des hauteurs et m : l'écart type des pentes de facettes, pour la grande échelle de rugosité (et respectivement m_μ et σ_μ pour la micro-échelle). Trois modèles basés sur ces hypothèses et cette description statistique des paramètres de rugosité de la surface ont été proposés suivant la valeur du rapport $\frac{\sigma}{\lambda}$:

- le modèle à micro-facettes, basé sur le modèle de BRDF de Cook-Torrance, décrit la réflexion à partir des lois de l'optique géométrique ($\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$ la rugosité σ est grande devant la longueur d'onde) sur un ensemble de micro-facettes dont la répartition statistique est décrite par l'écart type des pentes de facettes m ;
- le modèle de diffraction, basé sur le modèle de BRDF de Beckmann-Kirchhoff, généralise le modèle à micro-facettes dans le cas où $\frac{\sigma}{\lambda} < 0.8$ (la longueur d'onde est supérieure à σ). Un phénomène de diffraction apparaît à la surface du matériau et le modèle dépend alors de l'écart type des hauteurs σ et des pentes m .
- le modèle à deux échelles combine les deux modèles précédents pour décrire le cas d'une surface présentant une grande et une micro échelle de rugosité. Il dépend des paramètres m , σ_μ et m_μ .

Les principaux comportements de ces modèles ont été détaillés dans l'étude. En résumé, **dans le cadre de l'optique géométrique, i.e. sur des matériaux avec une échelle de rugosité avec $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$, la fonction de diffusion ne présente pas de variation spectrale significative.** Ce résultat s'explique par le rôle négligeable de la valeur des indices optiques dans la dépendance angulaire de la BRDF. Ainsi, le rapport entre la réflectivité bidirectionnelle et la réflectance reste constant.

En revanche, **pour des matériaux avec un rapport $\frac{\sigma}{\lambda} < 0.8$, la fonction de diffusion présente des variations spectrales** due à une influence de ce rapport sur la dépendance angulaire de la BRDF et donc sur la fonction de diffusion. Ces variations sont décrites dans le modèle de diffraction.

Aussi, dans le cas où $\frac{\sigma}{\lambda} > 0.8$, mais qu'une plus petite échelle de rugosité est présente avec $\frac{\sigma_{\mu}}{\lambda} > 0.01$, la fonction de diffusion possède également une dépendance spectrale causé par la diffraction à la petite échelle. Cet effet est décrit dans le modèle à deux échelles.

Enfin, le cas où la grande échelle et la micro-échelle de rugosité provoquent de la diffraction ($\sigma < 0.8\lambda$ et $\sigma_{\mu} > 0.01\lambda$) a été identifié comme un cas limite des trois précédents modèles.

Suite à cette étude théorique, le chapitre 3 a été dédié à la validation expérimentale des trois modèles sur une large gamme de longueur d'onde λ de mesure entre 1 et $17\ \mu m$, sur trois matériaux (l'Infragold, l'inox et le platine) avec une large gamme de rugosité optique σ/λ , à la fois en configuration symétrique (angle d'incidence identique à l'angle de réflexion) et asymétrique.

Pour les trois matériaux testés, les paramètres des trois modèles ont été identifiés sur deux bandes spectrales, proche infrarouge (NIR) et moyen infrarouge (MIR), à partir des mesures des paramètres de rugosité et des fonctions de diffusion. L'étude de l'écart entre les modèles et les fonctions de diffusions mesurées puis entre les paramètres de rugosité identifiés et ceux mesurés a validé l'application de chaque modèle pour chaque matériau dans une bande spectrale donnée comme suit :

- le modèle à micro-facettes a été validé sur une bande spectrale étroite du MIR pour l'Infragold et une large bande spectrale pour l'inox (avec η constant). Le modèle n'est pas valide sur le platine.
- le modèle de diffraction a été validé dans la bande spectrale MIR pour l'Infragold et l'inox où la décroissance spectrale de la fonction de diffusion aux longueurs d'onde élevées a été identifiée. Le modèle n'est pas valide sur le platine.
- le modèle à deux échelles a été validé dans la bande spectrale NIR (spécifique à chaque matériau) pour les trois matériaux.
- le modèle à deux échelles s'est révélé apte à décrire la fonction de diffusion en dehors de son domaine de validité pour l'Infragold, l'inox et le platine dans la bande spectrale MIR. En revanche ce modèle ne permet pas de décrire la transition entre de la diffraction sur la grande échelle à la diffraction sur la micro-échelle.

De plus, la configuration asymétrique a été explorée dans la bande spectrale NIR pour analyser la dépendance spectrale de la fonction de diffusion η en fonction des angles d'émission et de réception. La configuration asymétrique optimale minimisant la variation spectrale a été établie à partir de mesures spectrométriques sur les trois matériaux. **Une relation simple a été déterminée pour calculer, à partir de la valeur du paramètre m , la configuration angulaire asymétrique optimale induisant les variations spectrales minimales de la fonction de diffusion.**

Le chapitre 4 décrit l'application des trois modèles physiques à la thermoréfectométrie polychromatique à partir d'une base de données de grandeurs physiques nécessaires à cette méthode. Ces grandeurs ont été obtenues à partir d'une base de donnée composée des mesures d'émissivités et de réflectivités bidirectionnelles par spectrométrie. Un bruit gaussien a été également ajouté à ces grandeurs. Cette base de données a été établie pour

cinq matériaux métalliques présentant une grande variété d'émissivités et de fonctions de diffusion. Le critère sur les émissivités K^* établi au chapitre 1 a permis de "classer" ces matériaux selon leur niveau de difficulté pour la méthode de thermoréfectométrie. Les résultats ont montré que pour les matériaux avec une émissivité élevée et variable spectralement et pour un modèle de fonction de diffusion qui considère les variations spectrales de cette dernière, la température et les paramètres du modèle de la fonction de diffusion sont identifiés sans biais. Le modèle à deux échelles, en particulier, permet une identification de toutes les fonctions de diffusion. Dans le cas où celle-ci est quasiment constante, le modèle à micro-facettes s'applique également. Pour des matériaux avec une émissivité faible et peu variable spectralement, comme pour l'Infragold, la température est identifiée avec un biais pour tous les modèles à cause de la très faible sensibilité de la fonction $\hat{\eta}(\lambda, \hat{T})$ à la température. En effet, la moindre erreur de modélisation (ou de mesure des entrées) provoque une erreur en température. En revanche, l'identification des paramètres de rugosité de la fonction de diffusion est favorisée puisque l'erreur d'identification des modèles est très réduite.

Le chapitre 5 reproduit la démarche du chapitre précédent avec cette fois-ci des grandeurs d'entrée mesurées. La thermoréfectométrie bichromatique et trichromatique associée aux trois modèles physiques de fonction de diffusion a été testée sur trois matériaux (NiCoCrAlY, TA6V et platine). Faute d'une quatrième longueur d'onde disponible sur le prototype, le modèle à deux échelles a pu être utilisé en contraignant la valeur de l'écart-type des pentes des micro-facettes ($m = m_\mu$) afin de réduire le degré de liberté du système.

- Pour le NiCoCrAlY, l'application de la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes permet d'identifier la température vraie et le paramètre de rugosité m de la fonction de diffusion sans biais.
- Pour le titane TA6V, la thermoréfectométrie trichromatique associée à un modèle mathématique linéaire permet d'identifier sans biais la température. Le modèle à deux échelles, a priori le plus adapté, n'a pas pu être exploité faute de disposer du nombre de longueur d'onde suffisant. En revanche, la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes ne permet pas d'identifier la température sans biais.
- Pour le platine avec une faible valeur d'émissivité, la thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle à deux échelles avec un paramètre contraint permet de réduire significativement le biais sur la température identifiée. En effet, le biais est de 20°C pour la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes et de seulement de 3.3°C pour la thermoréfectométrie trichromatique (pour une température de 537 °C).
- Enfin, pour ce matériau, la thermoréfectométrie bichromatique associée au modèle à micro-facettes avec une configuration asymétrique permet d'identifier la température avec un biais comparable à la thermoréfectométrie trichromatique associée au modèle à deux échelles en configuration symétrique. Avec cette configuration, la dépendance spectrale de la fonction de diffusion η est négligeable.

En conclusion, la contribution majeure de ce travail se situe sur la modélisation physique de la fonction de diffusion pour considérer sa dépendance spectrale. Cette modélisation repose sur l'interaction entre le rayonnement incident et la rugosité et la micro-rugosité

des surfaces. Ces travaux de modélisation, validés en simulation puis expérimentalement, permettent d'élargir l'éventail de matériaux adressables par thermoréfectométrie. De plus, ils ouvrent la méthode de thermoréfectométrie à l'analyse "in-situ" de l'évolution de l'état de surface des matériaux par identification de paramètres de rugosité.

Perspectives

Ces travaux ont apporté de nombreuses réponses sur le lien entre la rugosité et la fonction de diffusion et ont ouvert de nouvelles perspectives tant sur la modélisation que sur le développement de la méthode.

Modélisation de la fonction de diffusion

Malgré la volonté marquée d'adresser une large gamme de matériaux, de longueurs d'onde et de rugosité, avec trois modèles plutôt généralistes, des cas particuliers de matériaux et de surfaces peuvent être envisagés. Ainsi, de nombreuses voies peuvent ainsi être explorées pour adapter la démarche de modélisation à de nouvelles classes de matériaux.

Une première amélioration serait d'intégrer l'anisotropie des surfaces, visible sur les matériaux ayant subi des opérations d'usinage (laminage, découpe...), cas très courant dans le domaine de la mise en forme des matériaux métalliques. Cette anisotropie ajoute une dépendance supplémentaire dans les propriétés optiques : l'orientation de l'échantillon. L'ajout de cette dépendance dans les modèles de réflexion (déjà largement pratiqué dans la littérature [Ward1992]) nécessite donc d'introduire un angle désignant l'orientation de l'échantillon par rapport à un axe de référence et de dissocier dans les modèles de surfaces les paramètres m selon deux orientations orthogonales, x et y , dans le plan de la surface.

Ensuite il a été constaté que pour certains matériaux des effets de diffraction à différentes échelles apparaissent comme pour le platine dans le MIR et le titane, ce qui n'est pas pris en compte par les modèles décrits. De plus, pour le cas du titane, les dimensions des échelles sont trop proches pour être séparées facilement. Ce problème pourrait alors être levé en utilisant une description des surfaces basée sur les fractales aléatoires [Stover1995] (qui permet de prendre en compte les échelles multiples). Il serait ensuite nécessaire de définir des contraintes physiques sur la composante de haute fréquence pour pouvoir appliquer un modèle de diffraction telle que le modèle d'Harvey [Krywonos+2011].

Enfin, il serait intéressant d'enrichir les modèles en intégrant les multi-réflexions [Heitz+2016] ou la diffusion volumique (qui va impacter la BRDF à cause de la rétro-diffusion) pour aborder de nouveaux matériaux très rugueux et ou non métalliques.

Amélioration du thermoréfectomètre

Choix des longueurs d'ondes

Bien que de nombreux progrès aient été réalisés dans la connaissance de la fonction de diffusion, ceux-ci n'ont pas été entièrement exploités expérimentalement par le thermoréfectomètre. Ainsi, une première évolution évidente du prototype serait d'ajouter

une longueur d'onde pour pouvoir disposer de trois paramètres libres et ainsi pouvoir exploiter le modèle à deux échelles ce qui permettrait d'aboutir, dans tous les cas présentés dans le manuscrit, à la température vraie et d'identifier tous les paramètres disponible pour faire du suivi d'état de surface lors d'oxydation ou de sollicitations mécaniques [Wouters+2006].

Une autre voie de recherche pourrait être d'explorer d'autres gammes de longueurs d'onde avec la thermoréfectométrie avec des détecteurs en bande 2 $[2 - 5]\mu m$ pour accéder à des plus basses températures et ainsi de nouvelles applications. Une telle technique nécessiterait alors d'utiliser en priorité des modèles de diffraction du fait que la rugosité sera généralement inférieure à la dimension de la longueur d'onde.

Dispositif d'éclairage

Un des points critiques de la thermoréfectométrie est la mesure de la réflectivité bidirectionnelle qui conditionne grandement la qualité des champs de température identifiés. Il a ainsi été observé que l'utilisation d'une source laser perturbe la mesure du fait de la présence d'un motif de speckle qui provient des interférences causées localement par l'interaction entre une lumière cohérente et la rugosité du matériau. Ce motif perturbe le champ de réflectivité bidirectionnelle en ajoutant un bruit spatial. Cette problématique tend à justifier l'emploi de sources de rayonnement incohérentes comme des LEDs ou des lampes à halogène.

Résolution des problèmes d'acquisition perturbant la fusion d'image

Un autre problème récurrent dans la méthode concerne la problématique de fusion d'images à plusieurs longueurs d'onde. En effet, l'usage de filtres et d'objectifs provoque des aberrations chromatiques qui, même si elles sont en grande partie corrigées [Gilblas+2016], sont une source de perturbation dans la résolution du système à cause des différences de projection spatiale et de netteté entre chaque image prise à différentes longueurs d'onde. Cette problématique est récurrente dans le domaine de l'imagerie multi-spectrale et il serait ainsi intéressant d'exploiter des algorithmes issus de cette communauté pour améliorer la qualité des images d'entrée. Cela améliorerait la robustesse de l'identification des températures et paramètres identifiés lors de la résolution du système thermoréfectométrique. De plus, les techniques récentes de deep learning avec l'application des réseaux de neurones pour la réduction de bruit pourrait être utilisé toujours pour améliorer la qualité des images [Tian+2020 ; Xie+2018].

Amélioration de la cadence de mesure

D'un point de vue matériel des améliorations sont possibles pour améliorer la cadence de mesure en accélérant la vitesse de sélection spectrale (roue à filtre plus rapide, filtre par cristaux liquide ...) et en intégrant une procédure de correction de non-uniformité (NUC) pour éviter d'enregistrer des images d'obscurité.

Du point de vue du logiciel, l'emploi de modèles plus complexes nécessite plus de ressource en terme de temps de calcul, notamment pour évaluer les modèles de fonction de diffusion. Ce temps de calcul peut être largement réduit en utilisant des tables de fonction pré-calculées appelées lors de la résolution du système. Aussi, l'optimisation des valeurs des paramètres initiaux et le choix des algorithmes de résolution ont un impact très important sur le temps de calcul.

Exploration plus approfondie de la configuration angulaire

Les travaux expérimentaux et théoriques de ce manuscrit ont mis en évidence une configuration angulaire où la fonction de diffusion est quasiment constante ce qui permet d'améliorer grandement la précision de la thermoréfectométrie bichromatique, plus simple d'exploitation que la polychromatique. Il serait intéressant de poursuivre cette voie d'étude en pratiquant de la thermoréfectométrie à plusieurs angles d'incidences de source. Ceci permettrait par l'identification de modèles de BRDF, de remonter à la fonction de diffusion avec ces éventuelles variations spectrales, indépendamment du système thermoréfectométrique. Cette mesure de la variation spectrale de η pourrait alors être utilisée dans le système bichromatique pour aboutir finalement à la température vraie par thermoréfectométrie bichromatique sans avoir recours à des longueurs d'ondes supplémentaires. Les possibilités d'identification des paramètres de rugosité serait aussi exacerbées grâce à cette augmentation du nombre de mesures.

Exploitation du lien entre la fonction de diffusion et la rugosité

Les travaux de modélisation ont mis en évidence le lien étroit entre la rugosité et la fonction de diffusion. De nombreuses possibilités s'offrent alors à la thermoréfectométrie pour suivre la rugosité qui peut évoluer lors de sollicitations thermo-mécaniques ou d'oxydation, modifications qui peuvent également modifier la fonction de diffusion et l'émissivité.

Au final, la thermoréfectométrie peut constituer un moyen nouveau et attractif pour le suivi de champs de températures vraies sans contact et sans connaissance a priori de l'émissivité. Aussi le suivi in situ de l'émissivité et des paramètres identifiés de la fonction de diffusion, en tant que "marqueurs", peut fournir des informations sur des altérations ou modifications de la surface de l'objet visé en faisant un pont avec les aspects "physico-chimie" (oxydation) conjointement avec les aspects "microstructures" de cette surface ; faisant ainsi de cette technique spécifique un nouvel outil de caractérisation des surfaces soumises à des conditions environnementales difficiles (atmosphère, température, etc). Pour l'étude de procédés de mise en forme à chaud, au plus près des conditions réelles, la méthode offre alors de nombreuses perspectives si elle est couplée à d'autres analyses ex situ comme la spectrométrie IRTF, les analyses MEB ou d'autres caractérisations optiques disponibles la plupart du temps dans les laboratoires.

Annexes

Procédure de correction de la mesure de réflectivité bidirectionnelle

A.1 Retour sur la définition de la BRDF et sa mesure en pratique	175
A.2 Procédure de correction de η	176

A.1 Retour sur la définition de la BRDF et sa mesure en pratique

La définition de la réflectivité bidirectionnelle est rappelée ci-dessous :

$$\rho_{\vec{i},\vec{r}} = \frac{dL^{\vec{r}}}{dE^{\vec{i}}} \quad [sr^{-1}] \quad (A.1.1)$$

Où $dL^{\vec{r}}$ est la luminance élémentaire quittant la surface et $dE^{\vec{i}}$ l'éclairement élémentaire incident.

En pratique, les angles et surfaces ont une dimension fini et ainsi, la réflectivité bidirectionnelle est approximée en situation de mesure par l'expression suivante [Stover1995] :

$$\rho_{\vec{i},\vec{r}}^{\text{ech}} = \frac{\phi^{\vec{x}}/\Omega^x}{\phi^{\vec{i}} \cos \theta^x} = \frac{S_{\text{ech}}^{\vec{r},\vec{x}} \cos \theta^i}{S_{\text{ref}}^{\vec{r},\vec{i}} \cos \theta^x} \rho_{\text{ref}}^{\vec{r},\vec{i}} \quad [sr^{-1}] \quad (A.1.2)$$

Où Ω^r est l'angle solide du détecteur et $\frac{\phi^{\vec{r}}}{\phi^{\vec{i}}}$ le rapport entre le flux de la source incident sur la surface et le flux reçue par le détecteur. Dans une géométrie bi-conique, le rapport des deux flux est notés $\frac{\phi^{\Omega^r}}{\phi^{\Omega^i}}$ avec Ω^i et Ω^r les angle solides qui intègre les directions d'où viens le flux incident et vers où est réfléchi le flux sur le détecteur. Ce rapport définit la réflectance biconique (généralisable en une BCRDF pour Biconicale Reflectance Distribution Function), qui s'exprime par une double intégration de la BRDF ($\rho^{\vec{x},\vec{y}}$) [Nicodemus+1977] :

$$R(\Omega^i, \Omega^r) = \frac{\phi^{\Omega^r}}{\phi^{\Omega^i}} = \frac{1}{\cos \theta^i \Omega^i} \int_{\Omega^i} \int_{\Omega^r} \rho^{\vec{x},\vec{y}} \cos \theta^x \cos \theta^y d\Omega^x d\Omega^y \quad [\text{sans unité}] \quad (A.1.3)$$

L'hypothèse faite en mesure de réflectivité bidirectionnelle est que les angles solide Ω^i et Ω^r sont suffisamment petit pour que la BRDF $\rho^{\vec{i},\vec{r}}$ puisse être approximée par une constante dans la double intégrale. Cette approximation permet ainsi de retrouver la réflectivité bidirectionnelle à partir de la réflectance biconique par la relation suivante :

$$\frac{R(\Omega^i, \Omega^r)}{\cos \theta^r \Omega^r} \underset{\Omega \sim d\Omega}{=} \rho^{\vec{i},\vec{r}} \quad (\text{A.1.4})$$

qui permet de retrouver l'expression (A.1.2).

Une prise en compte de l'effet des angles solide non nul dans la mesure de réflectivité bidirectionnelle, qui impacte surtout les mesures sur des matériaux aux BRDF fortement anisotrope, est décrite dans la suite.

A.2 Procédure de correction de η

L'approximation, faite en lors de la mesure de la réflectivité bidirectionnelle, est traduite dans l'équation (A.1.4) où a été défini la réflectance biconique. Pour aboutir à un facteur correctif noté $k(\vec{i}, \vec{r})$, définit tel que :

$$\rho^{\vec{i},\vec{r}} = k(\vec{i}, \vec{r}) \times \frac{R(\Omega^i, \Omega^r)}{\cos \theta^r \Omega^r} \quad (\text{A.2.1})$$

des BRDF de références ont tout d'abord été modélisées à partir du modèle de micro-facette (2.3.1), sans terme de Fresnel ni ombrage qui seront supposés constant pour une réflectance biconique.

Ensuite, cette BRDF est injectée dans l'équation (A.1.3) où l'intégrale est résolue numériquement pour aboutir à la réflectance biconique. La notation de McCamy décrite dans l'article [Nicodemus+1977] est utilisé a cet effet pour écrire l'intégrale en fonction des couples d'angles (θ^i, ϕ^i, k^i) et (θ^r, ϕ^r, k^r) , où γ^i et γ^r décrivent les demis-angles d'ouvertures des angle solides Ω^i et Ω^r .

Ce calcul est alors réalisé pour différentes valeurs de m ce qui permet d'aboutir à une table de correspondance entre $\rho^{\vec{i},\vec{r}}$ et $\frac{R(\Omega^i, \Omega^r)}{\cos \theta^r \Omega^r}$ définit pour chaque valeur de m avec alors un facteur de correction $k(\vec{i}, \vec{r}) = \frac{\rho^{\vec{i},\vec{r}}}{\frac{R(\Omega^i, \Omega^r)}{\cos \theta^r \Omega^r}}$ associé.

L'application de cette table à la correction de la mesure de η se fait par les étapes suivantes :

1. Pour une valeur de η mesurée, une valeur de m est identifiée par inversion du modèle de fonction de diffusion à micro-facette de l'équation (2.3.13).
2. Le facteur de correction $k(\vec{i}, \vec{r})(m)$ correspondant la valeur de m est calculé par interpolation dans la table généré précédement.
3. Le facteur de correction est appliqué à la réflectivité bidirectionnelle mesuré ce qui revient donc à diviser η par le coefficient k .

Complément d'information sur le thermoréfectomètre

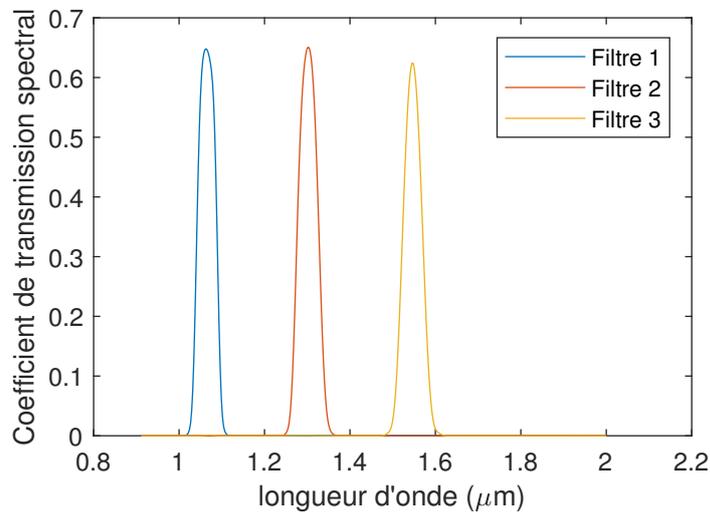


Figure B.1 – Spectres de transmission des trois filtres interférentiels du thermoréfectomètre

Bibliographie

- [Agoudjil+2006] B. AGOUDJIL, S. DATCU, A. BOUDENNE, L. IBOS et Y. CANDAU. « [Parametric estimation of thermoradiative properties of materials based on harmonic excitation](#) ». In : *Review of Scientific Instruments* 77.3 (1^{er} mar. 2006), p. 035106 (cf. p. 17).
- [Amiel+2014] S. AMIEL, T. LOARER, C. POCHEAU, H. ROCHE, E. GAUTHIER, M.-H. AUMEUNIER, C. LE NILIOT, F. RIGOLLET, X. COURTOIS, M. JOUVE, C. BALORIN et V. MONCADA. « [2D surface temperature measurement of plasma facing components with modulated active pyrometry](#) ». In : *Review of Scientific Instruments* 85.10 (1^{er} oct. 2014), p. 104905 (cf. p. 17).
- [Araújo2017] António ARAÚJO. « [Multi-spectral pyrometry—a review](#) ». In : *Measurement Science and Technology* 28.8 (juil. 2017), p. 082002 (cf. p. 16).
- [Ash+2016] Joshua N. ASH et Joseph MEOLA. « Temperature-emissivity separation for LWIR sensing using MCMC ». In : *Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery XXII*. Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery XXII. T. 9840. International Society for Optics et Photonics, 17 mai 2016, 98401O (cf. p. 16).
- [Ashikmin+2000] Michael ASHIKMIN, Simon PREMOŽE et Peter SHIRLEY. « A microfacet-based BRDF generator ». In : ACM Press, 2000, p. 65-74 (cf. p. 35).
- [Barrick+1968] Donald E. BARRICK et William H. PEAKE. « [A Review of Scattering From Surfaces With Different Roughness Scales](#) ». In : *Radio Science* 3.8 (1968), p. 865-868 (cf. p. 28).
- [Beckmann+1987] Petr BECKMANN et Andre SPIZZICHINO. *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*. 1987 (cf. p. 5, 35, 44).
- [Bergström+2008] D. BERGSTRÖM, J. POWELL et A. F.h. KAPLAN. « [The absorption of light by rough metal surfaces—A three-dimensional ray-tracing analysis](#) ». In : *Journal of Applied Physics* 103.10 (15 mai 2008), p. 103515 (cf. p. 42).
- [Bhushan2000] Bharat BHUSHAN. « Surface Roughness Analysis and Measurement Techniques ». In : *Modern Tribology Handbook, Two Volume Set*. T. 5. CRC Press, 28 déc. 2000 (cf. p. 30, 31).
- [Bouvry+2017] B. BOUVRY, G. CHEYMOL, L. RAMIANDRISOA, B. JAVAUDIN, C. GALLOU, H. MASKROT, N. HORN, T. DUVAUT, C. DESTOUCHES, L. FERRY et C. GONNIER. « [Multispectral pyrometry for surface temperature measurement of oxidized Zircaloy claddings](#) ». In : *Infrared Physics & Technology* 83 (1^{er} juin 2017), p. 78-87 (cf. p. 15).

- [Bromiley2003] Paul BROMILEY. « Products and convolutions of Gaussian probability density functions ». In : *Tina-Vision Memo* 3.4 (2003), p. 1 (cf. p. 54).
- [Butler+2015] Samuel D. BUTLER, Stephen E. NAUYOKS et Michael A. MARCINIAK. « Comparison of microfacet BRDF model to modified Beckmann-Kirchhoff BRDF model for rough and smooth surfaces ». In : *Optics Express* 23.22 (2 nov. 2015), p. 29100-29112 (cf. p. 28).
- [Choi+2013] Narak CHOI et James E. HARVEY. « Numerical validation of the generalized Harvey-Shack surface scatter theory ». In : *Optical Engineering* 52.11 (nov. 2013), p. 115103 (cf. p. 45).
- [Christophe+2000] Bourlier CHRISTOPHE, J SAILLARD et Gerard BERGINC. « Effect of correlation between shadowing and shadowed points on the Wagner and Smith monostatic one-dimensional shadowing functions ». In : *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* 48 (avr. 2000), p. 437-446 (cf. p. 35).
- [Clausen+1996] Sønnik CLAUSEN, Axel MORGENSTJERNE et Ole RATHMANN. « Measurement of surface temperature and emissivity by a multitemperature method for Fourier-transform infrared spectrometers ». In : *Applied Optics* 35.28 (1^{er} oct. 1996), p. 5683-5691 (cf. p. 16).
- [Coates1981] P. B. COATES. « Multi-Wavelength Pyrometry ». In : *Metrologia* 17.3 (1981), p. 103 (cf. p. 15).
- [Cook+1981] Robert L. COOK et Kenneth E. TORRANCE. « A reflectance model for computer graphics ». In : *ACM SIGGRAPH Computer Graphics* 15.3 (1^{er} août 1981), p. 307-316 (cf. p. 5, 27, 35).
- [Davies1954] H. DAVIES. « The reflection of electromagnetic waves from a rough surface ». In : *Proceedings of the IEE - Part IV: Institution Monographs* 101.7 (août 1954), p. 209-214 (cf. p. 33).
- [De Sousa Meneses+2015] D. DE SOUSA MENESES, P. MELIN, L. del CAMPO, L. COSSON et P. ECHEGUT. « Apparatus for measuring the emittance of materials from far infrared to visible wavelengths in extreme conditions of temperature ». In : *Infrared Physics & Technology* 69 (1^{er} mar. 2015), p. 96-101 (cf. p. 156).
- [Deemyad+2008] Shanti DEEMYAD et Isaac F. SILVERA. « Temperature dependence of the emissivity of platinum in the IR ». In : *Review of Scientific Instruments* 79.8 (août 2008). WOS:000259374500057, p. 086105 (cf. p. 14).
- [Dejaeghere2016] Laurent DEJAEGHERE. « Méthode de mesure par pyrométrie multispectrale et développement d'un dispositif à hautes températures ». Thèse de doct. Université de Bretagne Sud, 8 juil. 2016 (cf. p. 15).
- [Dierking2000] W. DIERKING. « RMS slope of exponentially correlated surface roughness for radar applications ». en. In : *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 38.3 (mai 2000), p. 1451-1454 (cf. p. 32).
- [Dittman2006] Michael G. DITTMAN. « K-correlation power spectral density and surface scatter model ». In : *Optical Systems Degradation, Contamination, and Stray Light: Effects, Measurements, and Control II*. Optical Systems Degradation, Contamination, and Stray Light: Effects, Measurements, and Control II. T. 6291. International Society for Optics et Photonics, 7 sept. 2006, 62910R (cf. p. 32).

- [Duvaut2008] Th. DUVAUT. « [Comparison between multiwavelength infrared and visible pyrometry: Application to metals](#) ». In : *Infrared Physics & Technology* 51.4 (mar. 2008). bibtex: duvaut_comparison_2008, p. 292-299 (cf. p. 3, 15, 16).
- [El Bakali2020] Abdelmagid EL BAKALI. « Contribution à l'étude des échanges thermiques aux interfaces pour les procédés de formage à chaud : développement de moyens de mesure de l'émissivité et de la résistance thermique de contact (RTC) à haute température A fast and versatile method for spectral emissivity measurement at high temperatures ». These de doctorat. Ecole nationale des Mines d'Albi-Carmaux, 27 mai 2020 (cf. p. 2).
- [Elfouhaily+2004] Tanos Mikhael ELFOUHAILY et Charles-Antoine GUÉRIN. « [A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces](#) ». In : *Waves in Random Media* 14.4 (1^{er} oct. 2004), R1-R40 (cf. p. 44).
- [Farzaneh+2009] M. FARZANEH, K. MAIZE, D. LÜERSSEN, J. A. SUMMERS, P. M. MAYER, P. E. RAAD, K. P. PIPE, A. SHAKOURI, R. J. RAM et Janice A. HUDGINGS. « [CCD-based thermorefectance microscopy: principles and applications](#) ». In : *Journal of Physics D: Applied Physics* 42.14 (2009), p. 143001 (cf. p. 17).
- [Fu+2008] K. FU et P. -f. HSU. « [New regime map of the geometric optics approximation for scattering from random rough surfaces](#) ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. The Fifth International Symposium on Radiative Transfer 109.2 (jan. 2008), p. 180-188 (cf. p. 27).
- [Fuente+2011] Raquel FUENTE, Estibaliz APIÑANIZ, Arantza MENDIOROZ et Agustín SALAZAR. « [Simultaneous measurement of thermal diffusivity and optical absorption coefficient using photothermal radiometry. I. Homogeneous solids](#) ». In : *Journal of Applied Physics* 110.3 (1^{er} août 2011), p. 033515 (cf. p. 17).
- [Gardner+1980] J. L. GARDNER et T. P. JONES. « [Multi-wavelength radiation pyrometry where reflectance is measured to estimate emissivity](#) ». In : *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 13.3 (1980), p. 306 (cf. p. 17, 21).
- [Gathers1992] G. R. GATHERS. « [Analysis of multiwavelength pyrometry using non-linear chi-square fits and Monte Carlo methods](#) ». In : *International Journal of Thermophysics* 13.3 (1^{er} mai 1992), p. 539-554 (cf. p. 15).
- [Gilblas+2016] R. GILBLAS et T. SENTENAC. « [Effect and correction of the shift in spectral images for polychromatic thermography](#) ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 107 (sept. 2016). bibtex: gilblas_effect_2016, p. 153-160 (cf. p. 170).
- [Gilblas+2014] R. GILBLAS, T. SENTENAC, D. HERNANDEZ et Y. LE MAOULT. « [Quantitative temperature field measurements on a non-gray multi-materials scene by thermorefectometry](#) ». In : *Infrared Physics & Technology* 66 (sept. 2014), p. 70-77 (cf. p. 3, 17, 165).
- [Gilblas2012] Remi GILBLAS. « Mesure de champs de températures vraies par thermoréfectométrie proche infrarouge ». thesis. Toulouse, INSA, 17 oct. 2012 (cf. p. 3, 21, 113, 146).

- [Gillespie+1998] A. GILLESPIE, S. ROKUGAWA, T. MATSUNAGA, J. S. COTHERN, S. HOOK et A. B. KAHLE. « [A temperature and emissivity separation algorithm for Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer \(ASTER\) images](#) ». In : *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 36.4 (juil. 1998), p. 1113-1126 (cf. p. 16).
- [Gong+2016] Yuxuan GONG, Scott T. MISTURE, Peng GAO et Nathan P. MELLOTT. « [Surface Roughness Measurements Using Power Spectrum Density Analysis with Enhanced Spatial Correlation Length](#) ». In : *The Journal of Physical Chemistry C* 120.39 (6 oct. 2016), p. 22358-22364 (cf. p. 27, 31).
- [Harvey2007] James E. HARVEY. « [Modified Beckmann-Kirchhoff scattering model for rough surfaces with large incident and scattering angles](#) ». In : *Optical Engineering* 46.7 (1^{er} juil. 2007), p. 078002 (cf. p. 45).
- [He+1991] Xiao D. HE, Kenneth E. TORRANCE, François X. SILLION et Donald P. GREENBERG. « [A Comprehensive Physical Model for Light Reflection](#) ». In : *Proceedings of the 18th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques*. SIGGRAPH '91. New York, NY, USA : ACM, 1991, p. 175-186 (cf. p. 45).
- [Heitz2014a] Eric HEITZ. *Understanding the Masking-Shadowing Function in Microfacet-Based BRDFs*. Research Report RR-8468. INRIA, fév. 2014 (cf. p. 35, 38, 52).
- [Heitz2014b] Eric HEITZ. « [Understanding the masking-shadowing function in microfacet-based BRDFs](#) ». In : *Journal of Computer Graphics Techniques* 3.2 (2014), p. 32-91 (cf. p. 51).
- [Heitz+2016] Eric HEITZ, Johannes HANIKA, Eugene D'EON et Carsten DACHSBACHER. « [Multiple-scattering Microfacet BSDFs with the Smith Model](#) ». In : *ACM Trans. Graph.* 35.4 (juil. 2016), 58:1-58:14 (cf. p. 35, 169).
- [Hernandez+2008] D. HERNANDEZ, J. M. BADIE, F. ESCOURBIAC et R. REICHLÉ. « [Development of two-colour pyroreflectometry technique for temperature monitoring of tungsten plasma facing components](#) ». In : *Fusion Engineering and Design* 83.4 (mai 2008), p. 672-679 (cf. p. 17, 113).
- [Hernandez+1991] D. HERNANDEZ, C. CIAURRIZ et G. OLALDE. « [Détermination de l'émissivité à haute température à l'aide de systèmes à fibres optiques équipés d'hémisphères réflecteurs](#) ». In : *Journal de Physique III* 1.9 (1^{er} sept. 1991), p. 1575-1586 (cf. p. 17).
- [Hernandez+2009] D. HERNANDEZ, J. L. SANS, A. NETCHAIEFF, P. RIDOUX et V. LE SANT. « [Experimental validation of a pyroreflectometric method to determine the true temperature on opaque surface without hampering reflections](#) ». In : *Measurement* 42.6 (juil. 2009), p. 836-843 (cf. p. 17, 21).
- [Herve+1997] P. HERVE, L. VIELLARD et A. MOREL. « [Radiométrie : L'ultraviolet](#) ». In : *Revue pratique de contrôle industriel* 36.205 (1997), p. 60-90 (cf. p. 14).
- [Holzschuch+2017] Nicolas HOLZSCHUCH et Romain PACANOWSKI. « [A Two-scale Microfacet Reflectance Model Combining Reflection and Diffraction](#) ». In : *ACM Trans. Graph.* 36.4 (juil. 2017), 66:1-66:12 (cf. p. 5, 28, 51).

- [Javaudin+2019] Benjamin JAVAUDIN, Rémi GILBLAS, Thierry SENTENAC et Yannick Le MAOULT. « [Experimental validation of the diffusion function model for accuracy-enhanced thermoreflectometry](#) ». In : *Quantitative InfraRed Thermography Journal* 0.0 (oct. 2019), p. 1-16 (cf. p. 44, 160).
- [Krywonos2006] Andrey KRYWONOS. « [Predicting surface scatter using a linear systems formulation of non-paraxial scalar diffraction](#) ». In : *Ph.D. Thesis* (2006) (cf. p. 46).
- [Krywonos+2011] Andrey KRYWONOS, James E. HARVEY et Narak CHOI. « [Linear systems formulation of scattering theory for rough surfaces with arbitrary incident and scattering angles](#) ». In : *JOSA A* 28.6 (1^{er} juin 2011), p. 1121-1138 (cf. p. 28, 45, 169).
- [Li+2005] Hongsong LI et Kenneth E. TORRANCE. « An experimental study of the correlation between surface roughness and light scattering for rough metallic surfaces ». In : sous la dir. d'Angela DUPARRÉ, Bhanwar SINGH et Zu-Han GU. 18 août 2005, p. 58780V (cf. p. 28).
- [Mack2011] Chris A. MACK. « [Analytic form for the power spectral density in one, two, and three dimensions](#) ». In : *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* 10.4 (oct. 2011), p. 040501 (cf. p. 31).
- [Marx+1990] Egon MARX et T. V. VORBURGER. « [Direct and inverse problems for light scattered by rough surfaces](#) ». In : *Applied Optics* 29.25 (1^{er} sept. 1990), p. 3613-3626 (cf. p. 30, 31, 44).
- [Mauduit+2017] Damien MAUDUIT, Marion Le FOURNIER, Kevin GRONDIN, Thomas POTTIER et Yannick LE-MAOULT. « [Industrial applications of the superplastic forming by using Infra-Red heater](#) ». In : *Procedia Engineering*. International Conference on the Technology of Plasticity, ICTP 2017, 17-22 September 2017, Cambridge, United Kingdom 207 (1^{er} jan. 2017), p. 1898-1903 (cf. p. 1).
- [McDaniel+1983] Suzanne T. MCDANIEL et Arthur D. GORMAN. « [An examination of the composite-roughness scattering model](#) ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 73.5 (mai 1983), p. 1476-1486 (cf. p. 28).
- [Modest2003] M. F. MODEST. *Radiative heat transfer*. English. OCLC: 173522702. Amsterdam; Boston : Academic Press, 2003 (cf. p. 36).
- [Modest2013] Michael F. MODEST. *Radiative Heat Transfer*. Google-Books-ID: J2KZq0e4lCIC. Academic Press, 20 fév. 2013. 905 p. (cf. p. 36).
- [Nicodemus+1977] F. E. NICODEMUS, J. C. RICHMOND, J. J. HSIA, I. W. GINSBERG et T. LIMPERIS. *Geometrical Considerations and Nomenclature for Reflectance*. Digital Library. Oct. 1977. URL : <https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc171061/> (visité le 06/04/2017) (cf. p. 10, 70, 175, 176).
- [Nordal+1979] Per-Erik NORDAL et Svein Otto KANSTAD. « [Photothermal Radiometry](#) ». In : *Physica Scripta* 20.5 (nov. 1979), p. 659-662 (cf. p. 17).
- [ODonnell+1987] K. A. O'DONNELL et E. R. MENDEZ. « [Experimental study of scattering from characterized random surfaces](#) ». In : *JOSA A* 4.7 (1^{er} juil. 1987), p. 1194-1205 (cf. p. 45).
- [Ogilvy1987] J. A. OGILVY. « [Wave scattering from rough surfaces](#) ». In : *Reports on Progress in Physics* 50.12 (1987), p. 1553 (cf. p. 44).

- [Orlande+2011] Helcio R. B. ORLANDE, Olivier FUDYM, Denis MAILLET et Renato M. COTTA. *Thermal Measurements and Inverse Techniques*. Boca Raton, FL : CRC Press, 22 juin 2011. 770 p. (cf. p. 15, 105).
- [Orosco+2019] J. OROSCO et C. F. M. COIMBRA. « [Temperature-dependent infrared optical and radiative properties of platinum](#) ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 143 (nov. 2019), p. 118471 (cf. p. 21, 156).
- [Payan+2004] V. PAYAN et A. ROYER. « [Analysis of Temperature Emissivity Separation \(TES\) algorithm applicability and sensitivity](#) ». In : *International Journal of Remote Sensing* 25 (1^{er} jan. 2004), p. 15-37 (cf. p. 16).
- [Pierre+2008] Thomas PIERRE, B REMY et Alain DEGIOVANNI. « [Microscale temperature measurement by the multispectral and statistic method in the ultraviolet-visible wavelengths](#) ». In : *Journal of Applied Physics* 103 (1^{er} mar. 2008), p. 034904-034904 (cf. p. 14).
- [Raad+2014] Peter E. RAAD, Pavel L. KOMAROV et Mauro A. BETTIATI. « [Thermoreflectance temperature measurements for optically emitting devices](#) ». In : *Microelectronics Journal. Thermal investigations of integrated circuits in systems at THERMINIC 2012* 45.5 (1^{er} mai 2014), p. 515-520 (cf. p. 17).
- [Rakels1996] Jan H. RAKELS. « [Influence of the surface height distribution on the total integrated scatter \(TIS\) formula](#) ». In : *Nanotechnology* 7.1 (1996), p. 43 (cf. p. 33).
- [Ribardière+2017] Mickaël RIBARDIÈRE, Benjamin BRINGIER, Daniel MENEVEAUX et Lionel SIMONOT. « [STD: Student's t-Distribution of Slopes for Microfacet Based BSDFs](#) ». In : *Computer Graphics Forum* 36 (1^{er} mai 2017) (cf. p. 35).
- [Rice1951] Stephen O. RICE. « [Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces](#) ». en. In : *Communications on Pure and Applied Mathematics* 4.2-3 (1951), p. 351-378 (cf. p. 44).
- [Rodiet+2016] Christophe RODIET, Benjamin REMY et Alain DEGIOVANNI. « [Optimal wavelengths obtained from laws analogous to the Wien's law for monospectral and bispectral methods, and general methodology for multispectral temperature measurements taking into account global transfer function including non-uniform emissivity of surfaces](#) ». In : *Infrared Physics & Technology* 76 (mai 2016), p. 444-454 (cf. p. 14).
- [Rotrou+2006] Yann ROTROU, Thierry SENTENAC, Yannick Le MAOULT, Pierre MAGNAN et Jean FARRÉ. « [Near infrared thermography with silicon FPA - Comparison to MWIR and LWIR thermography](#) ». In : *Quantitative InfraRed Thermography Journal* 3.1 (1^{er} juin 2006). Publisher: Taylor & Francis _eprint: <https://doi.org/10.3166/qirt.3.93-115>, p. 93-115 (cf. p. 146).
- [Rousseau+2005] B. ROUSSEAU, J. F. BRUN, D. De Sousa MENESES et P. ECHEGUT. « [Temperature Measurement: Christiansen Wavelength and Blackbody Reference](#) ». In : *International Journal of Thermophysics* 26.4 (1^{er} juil. 2005), p. 1277-1286 (cf. p. 14).
- [Sentenac+2019] T. SENTENAC, R. GILBLAS et F. BUGARIN. « [Trichromatic thermoreflectometry for an improved accuracy of true temperature field measurement on a multi-material part](#) ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 145 (nov. 2019), p. 105980 (cf. p. 3, 21, 165).

- [Sentenac+2012] Thierry SENTENAC, Rémi GILBLAS, Daniel HERNANDEZ et Yannick LE MAOULT. « [Bi-color near infrared thermoreflectometry: A method for true temperature field measurement](#) ». In : *Review of Scientific Instruments* 83.12 (déc. 2012), p. 124902 (cf. p. 3, 17, 22, 146, 165).
- [Smith1967] B. SMITH. « [Geometrical shadowing of a random rough surface](#) ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 15.5 (sept. 1967), p. 668-671 (cf. p. 35).
- [Stam1999] Jos STAM. « [Diffraction Shaders](#) ». In : *Proceedings of the 26th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques*. SIGGRAPH '99. New York, NY, USA : ACM Press/Addison-Wesley Publishing Co., 1999, p. 101-110 (cf. p. 45, 46).
- [Stover1995] John C. STOVER. *Optical Scattering: Measurement and Analysis*. 1000 20th Street, Bellingham, WA 98227-0010 USA : SPIE, 1^{er} juil. 1995 (cf. p. 32, 33, 44, 169, 175).
- [Tang+2001] Kakuen TANG et Richard O. BUCKIUS. « [A statistical model of wave scattering from random rough surfaces](#) ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44.21 (nov. 2001), p. 4059-4073 (cf. p. 27).
- [TANG+1996] KAKUEN TANG, RALPH A. DIMENNA et RICHARD O. BUCKIUS. « [Regions of validity of the geometric optics approximation for angular scattering from very rough surfaces](#) ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 40.1 (oct. 1996), p. 49-59 (cf. p. 27).
- [Texier+2020] Damien TEXIER, Clément CADET, Thomas STRAUB, Chris EBERL et Vincent MAUREL. « [Tensile Behavior of Air Plasma Spray MCrAlY Coatings: Role of High Temperature Agings and Process Defects](#) ». In : *Metallurgical and Materials Transactions A* 51.6 (1^{er} juin 2020), p. 2766-2777 (cf. p. 1).
- [Thevenet+2010] Jean THEVENET, Monica SIROUX et Bernard DESMET. « [Measurements of brake disc surface temperature and emissivity by two-color pyrometry](#) ». In : *Applied Thermal Engineering* 30.6 (mai 2010), p. 753-759 (cf. p. 3).
- [Tian+2020] Chunwei TIAN, Lunke FEI, Wenxian ZHENG, Yong XU, Wangmeng ZUO et Chia-Wen LIN. « [Deep learning on image denoising: An overview](#) ». In : *Neural Networks* 131 (1^{er} nov. 2020), p. 251-275 (cf. p. 170).
- [Torrance+1967] K. E. TORRANCE et E. M. SPARROW. « [Theory for Off-Specular Reflection From Roughened Surfaces*](#) ». In : *JOSA* 57.9 (1^{er} sept. 1967), p. 1105-1114 (cf. p. 33, 38).
- [Tychowsky+1998] V. W. TYCHOWSKY, J. A. RIDGE, H. J. TURNER, J. GREGORIO et J. P. CHAPUT. « [Development and application of a gold cup sensor for measurement of strip temperatures on a continuous galvanizing line](#) ». In : *Iron and Steel Engineer* 75.9 (1998), p. 37-42 (cf. p. 16).
- [Vorburger+1993] Theodore V. VORBURGER, Egon MARX et Thomas R. LETTIERI. « [Regimes of surface roughness measurable with light scattering](#) ». In : *Applied Optics* 32.19 (1^{er} juil. 1993), p. 3401-3408 (cf. p. 33).
- [Walter+2007] Bruce WALTER, Stephen R. MARSCHNER, Hongsong LI et Kenneth E. TORRANCE. « [Microfacet Models for Refraction through Rough Surfaces](#) ». In : (2007) (cf. p. 35).

- [Ward1992] Gregory J. WARD. « Measuring and Modeling Anisotropic Reflection ». In : *Proceedings of the 19th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques*. SIGGRAPH '92. New York, NY, USA : ACM, 1992, p. 265-272 (cf. p. 169).
- [Wen2010] Chang-Da WEN. « Investigation of steel emissivity behaviors: Examination of Multispectral Radiation Thermometry (MRT) emissivity models ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53.9 (avr. 2010), p. 2035-2043 (cf. p. 15).
- [Weng+2011] Kang-Hsien WENG et Chang-Da WEN. « Effect of oxidation on aluminum alloys temperature prediction using multispectral radiation thermometry ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54.23 (1^{er} nov. 2011), p. 4834-4843 (cf. p. 16).
- [Wouters+2006] O WOUTERS, W VELLINGA, R VANTIJUM et J DEHOSSON. « Effects of crystal structure and grain orientation on the roughness of deformed polycrystalline metals ». In : *Acta Materialia* 54.10 (juin 2006), p. 2813-2821 (cf. p. 170).
- [Xie+2018] Weiyang XIE, Yunsong LI et Xiuping JIA. « Deep convolutional networks with residual learning for accurate spectral-spatial denoising ». In : *Neurocomputing* 312 (27 oct. 2018), p. 372-381 (cf. p. 170).
- [Yang+1995] Yongqing YANG et Richard O. BUCKIUS. « Surface length scale contributions to the directional and hemispherical emissivity and reflectivity ». In : *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 9.4 (1995), p. 653-659 (cf. p. 28).

Résumé

Modélisation de la diffusion optique pour la mesure de température par thermoréfectométrie polychromatique

La mesure de champs de température sans contact, basée sur l'analyse de la luminance de la scène observée avec une caméra infrarouge, s'avère précieuse pour optimiser, contrôler des procédés et anticiper l'endommagement des matériaux observés. La principale problématique de ces méthodes passives est qu'elles impliquent une connaissance a priori de l'émissivité des surfaces en présence, qui sont sujettes à des évolutions, en particulier à haute température. La thermoréfectométrie est une méthode active de mesure de champs de température vraie sans connaissance a priori de l'émissivité de la surface du matériau. Cette dernière est mesurée en ligne de manière indirecte par une mesure de la réflectivité bidirectionnelle complétée par un modèle de fonction de diffusion dont les paramètres sont identifiés. La contribution de cette thèse est la proposition de modèles physiques de fonction de diffusion basés sur la description de l'interaction rayonnement/matière à la surface d'un matériau métallique. La démarche consiste à identifier les modèles issus de l'optique géométrique et/ou ondulatoire, ainsi que leur domaine d'application, et d'extrapoler leur application à des surfaces dé-

crites statistiquement selon leurs paramètres de rugosité pour simuler la fonction de distribution des réflectivités (BRDF). A partir de cette grandeur est calculée la fonction de diffusion spectrale, intervenant en thermoréfectométrie. Ensuite, ces modèles sont validés à partir de mesures de rugosité et de mesures spectrométriques, sur un domaine spectral du proche au moyen infrarouge, ceci sur des matériaux métalliques couvrant une large gamme de comportements optiques. Dans une seconde étape, ces modèles sont introduits dans le système de thermoréfectométrie polychromatique, et l'évaluation de l'apport pour la mesure de température et du suivi potentiel de l'état de surface est menée. Cette validation est conduite à la fois sur des données de simulations issues de multiples caractérisations des matériaux et sur des données expérimentales issues de mesures acquises sur un banc dédié. Les résultats révèlent le bien fondé et la pertinence de la démarche et du système développé. Enfin ils ouvrent des perspectives pour le suivi "in-situ" de l'évolution de l'état de surface des matériaux via l'identification des paramètres des modèles physiques de la fonction de diffusion.

MOTS-CLÉS : Propriétés radiatives, BRDF, Fonction de diffusion, Thermographie, Thermoréfectométrie, Rugosité.

Abstract

Optical diffusion modelling for temperature measurement by polychromatic thermorefectometry

Temperature measurement without contact, based on the observed radiance scene, is a valuable tool to optimize and control a process, and to anticipate material damages. The main problematic of these passive methods is the requirement of a previous knowledge of the emissivity of the targeted surface, which can evolve, especially at high temperature. Thermorefectometry is an active method of true temperature measurement that does not require knowing the material emissivity. This last is measured on line, in an indirect way, by measuring the bidirectional reflectivity completed by a diffusion function model, which parameters are identified. The contributions of this thesis are the proposed models of diffusion function based on a physical description of the light/matter interaction on metallic surfaces. The approach of this work is to identify the models from geometrical optics and physical optics, with their validity domain and apply them to the case

of rough surfaces, described statically by roughness parameter. The reflectivity distribution function (BRDF) is then simulated and used for the calculation of the spectral diffusion function, used in thermorefectometry. These models are validated from roughness and spectrometric measurements in the near and mid infrared domain on metallic samples, covering a wide range of optical behaviors. Afterwards these models are applied to thermorefectometry and their contributions (true temperature and model parameter identification) are evaluated. This validation is performed by simulation, using data from various materials characterizations, and experimentally with the thermorefectometer on heated samples. The results demonstrated the well-founded of the approach and the developed device. Finally, it opens perspectives of the in-situ analysis of the surface state by the identification of the parameters of the physical model of the diffusion function.

KEYWORDS: Radiatives properties, BRDF, Diffusion function, Thermography, Thermorefectometry, Roughness