



n° d'ordre : 4946

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR STRASBOURG I
Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg

Laboratoire des Sciences de l'Image, de l'Informatique et de la Télédétection
UMR 7005

THESE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur Strasbourg I

domaine Electronique-Electrotechnique-Automatique
mention : Télédétection

par

Keyvan KANANI
Boursier ONERA / DOTA

Utilisation de la très haute résolution spectrale pour la mesure en environnement extérieur de l'émissivité de surface dans la bande infrarouge 3-13 μm - Méthodes et validation expérimentale.

soutenue le 22 novembre 2005

Jury :

Alain CHEDIN	Rapporteur externe
Françoise NERRY	Examineur
Laurent POUTIER	Examineur
Alain ROYER	Rapporteur externe
Marc-Philippe STOLL	Directeur de thèse
Yoshitane TAKAKURA	Rapporteur interne

Remerciements

Avant tout, j'adresse un grand merci à Laurent Poutier pour son soutien, son sens du travail bien fait, son humour et ses conseils de bricolage. Je remercie parallèlement deux autres compagnons de galère, *ie.* Sophie Lacherade et Christophe Miesch. La première pour avoir su contenir, quand nécessaire, ses attaques espiègles qui m'étaient quotidiennement destinées, et lutter contre mes accès de morosité passagers, et le second pour ne pas avoir oublié ce que c'était que d'être en thèse. A ces trois flibustiers, un quatrième s'est joint, plus tardivement car venant du ciel, du fond des âges, de tout là-bas. Arrivé le dernier il n'en reste pas moins la première...

Un grand merci à Françoise Nerry et Marc-Philippe Stoll pour m'avoir fait partager leur expérience et avoir assumé leurs rôles de directeurs de thèse, sans pédanterie ni distance, mais avec attention et respect.

Avant d'énumérer toutes les personnes ayant contribué à ce travail de thèse, je tiens à nommer la mère de tous et de moi en particulier : Geneviève Corrège, merci pour tout ! Merci également à Véronique Achard, Philippe Déliot, Nicolas Rivière, Hervé Chanal et Sandrine Pallotta pour la sympathie particulière qu'il m'ont témoignée. Merci à Xavier Briottet pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée. Merci à Jean-François Amy, Bruno Duchesne, Philippe Roland, Georges Ceulenneer et toute l'équipe de MTG pour leur soutien à la préparation de ma campagne.

Afin de n'oublier personne, merci au DOTA - Toulouse.

Table des matières

Glossaire	11
Introduction	13
1 Radiométrie Infrarouge	17
1.1 Grandeurs radiométriques	17
1.2 Propriétés optiques des matériaux	17
1.2.1 Propriétés des milieux	18
1.2.2 Propriétés des surfaces	20
1.3 Signal en entrée capteur	22
1.3.1 Modélisation monochromatique	23
1.3.1.1 Surface de comportement directionnel	23
1.3.1.2 Surface lambertienne	23
1.3.2 Modélisation intégrée	24
1.3.3 Analyse des différents contributeurs	24
1.3.3.1 Situation standard	24
1.3.3.2 Termes environnementaux	25
1.3.3.3 Termes de surface	29
2 Mesure de l'émissivité : méthodologie	31
2.1 Détermination des termes environnementaux	31
2.1.1 Termes montants	31
2.1.2 Termes descendants	34
2.2 Séparation émissivité - température	38
2.2.1 Problématique	38
2.2.2 Méthodes relatives	38
2.2.2.1 Spectral ratio	38
2.2.2.2 Méthode des TISI	39
2.2.2.3 Méthode relative alpha residual	40
2.2.3 Méthodes avec hypothèses <i>a priori</i> sur les inconnues	41
2.2.3.1 Méthodes Reference Channel, Blackbody Fit et Maximum Spectral Temperature	41
2.2.3.2 TES (Temperature Emissivity Separation)	43
2.2.3.3 Méthode absolue alpha residual	44
2.2.4 Méthodes de régularisation	45
2.2.4.1 Grey body emissivity	45
2.2.4.2 Spectral Smoothness (SpSm)	46
2.2.4.3 Décomposition en série de Fourier	47
2.2.5 Méthodes multitemporelles	47
2.2.5.1 TISI jour/nuit	48
2.2.5.2 Séparation à plusieurs températures	48

2.2.6	Méthodes de regression	49
2.3	Définition des méthodologies de mesure	50
2.3.1	Mesure des termes environnementaux	50
2.3.2	Séparation émissivité - température	50
2.3.3	Protocoles de mesure envisagés	51
3	Campagne de mesure	53
3.1	Préparation	53
3.1.1	Caractérisation du spectroradiomètre	53
3.1.1.1	Présentation de l'instrument	54
3.1.1.2	Caractéristiques spectrales	55
3.1.1.3	Etalonnage radiométrique	55
3.1.1.4	Dérive instrumentale	57
3.1.1.5	Ecart-type du bruit	61
3.1.1.6	Calage spectral	64
3.1.1.7	Champ de l'instrument	65
3.1.2	Matériaux observés	67
3.1.2.1	Caractérisation optique des matériaux en laboratoire	67
3.1.2.2	Corps de référence	67
3.1.2.3	Echantillons de test	68
3.2	Mise en oeuvre de la campagne	73
3.2.1	Configuration de mesure et instrumentation	73
3.2.1.1	Mesure de luminances hyperspectrales	74
3.2.1.2	Données de contexte	75
3.2.2	Jeu de mesures spectroradiométriques	76
3.2.2.1	Etalonnage	76
3.2.2.2	Analyse et sélection des mesures	77
4	Traitement et Inversion des mesures	81
4.1	Détermination des termes montants	81
4.2	Détermination des éclairements	83
4.2.1	Comparaison simulation mesure	83
4.2.2	Eclairage en infrarouge thermique	85
4.2.3	Eclairage en infrarouge médian	85
4.3	Méthode Spectral Smoothness (SpSm)	88
4.3.1	Paramétrisation	88
4.3.1.1	Fonction de régularité	88
4.3.1.2	Domaine spectral d'application	89
4.3.2	Résultats	90
4.3.2.1	Analyse des spectres de trois échantillons	90
4.3.2.2	Ensemble des résultats SpSm	93
4.4	Prise en compte des effets directionnels	
	méthode SmaC	107
4.4.1	Simplification du modèle directionnel	107
4.4.2	Méthode Smoothness and Continuity (SmaC)	108
4.4.2.1	Principe	108
4.4.2.2	Résultats	109
4.5	Méthode Multi-Températures (MTM)	116
4.5.1	Résolution numérique du système	116
4.5.2	Etude du système et résultats	117
4.5.2.1	Etude du système à deux températures	117
4.5.2.2	Ensemble des résultats du système à deux températures	121
4.5.2.3	Mesures ombre/soleil	122

4.6	Synthèse	128
5	Analyse numérique	129
5.1	Description des simulations	129
5.1.1	Luminance en entrée pupille	134
5.1.2	Acquisition par l'instrument	134
5.1.3	Etalonnage	134
5.1.4	Détermination de l'éclairement	137
5.1.4.1	Hypothèse de réflecteur lambertien	137
5.1.4.2	Température et réflectance du réflecteur	137
5.1.4.3	Profils atmosphériques	137
5.2	Résultats des simulations	138
5.2.1	Cas de la campagne de mesure	138
5.2.1.1	Echantillon directionnel, réflecteur directionnel	138
5.2.1.2	Echantillon lambertien, réflecteur directionnel	141
5.2.1.3	Bilan	144
5.2.2	Effets de l'hétérogénéité	144
5.2.2.1	Hétérogénéité en émissivité	144
5.2.2.2	Hétérogénéité en température	145
5.2.2.3	Hétérogénéité en émissivité et température	146
5.2.3	Protocole de mesure	146
5.2.3.1	Cas idéaux	148
5.2.3.2	Autres cas de campagne	150
5.2.3.3	Bilan	154
	Conclusion	157

Table des figures

1.1	Interaction rayonnement matière pour (a) un élément de volume, (b) une interface.	18
1.2	Loi de Planck pour diverses températures	20
1.3	Conventions géométriques des propriétés optiques	21
1.4	Emissivité standard (sable du Maroc)	25
1.5	Profils en température et vapeur d'eau standard	25
1.6	Transmission (a) et luminance (b) montantes simulées par MODTRAN4 dans la situation standard	27
1.7	Luminances directionnelles atmosphériques reçues par la surface visée dans la situation standard. (haut) En fonction du nombre d'onde pour différents angles d'incidence θ_i . (bas) En fonction de θ_i pour deux nombres d'onde.	28
1.8	Eclairéments descendants (total, atmosphérique et direct) simulés à l'aide de MODTRAN4 dans la situation standard	29
1.9	Luminance en entrée d'un capteur au niveau du sol dans la situation standard	29
2.1	(a) Profils de température de l'air au niveau du sol. (b) Dispositif de mesure (sur la base FERMAT - 25/05/05 à 10h locale)	32
2.2	Comparaison des éclairéments avec et sans instrumentation (simulation)	35
2.3	Modélisation de l'instrumentation et luminances environnementales reçues par la surface visée	35
2.4	Schéma de l'algorithme TES	44
2.5	Schéma du protocole de mesure de l'émissivité de SpSm (quatre mesures de luminances)	51
3.1	Schéma de l'interféromètre du BOMEM (origine constructeur)	54
3.2	Parcours des rayons de la surface observée (I1) et de la source froide (I2) dans l'interféromètre (origine constructeur)	55
3.3	Caractéristiques du spectroradiomètre BOMEM	56
3.4	Dérive du MCT : (a) rapport de la luminance mesurée L sur la luminance de référence L_{ref} (luminance à $t = 4h$) en fonction du nombre d'onde et du temps après allumage du spectroradiomètre. (b) projection de (a) dans le plan Luminance/temps. (c) L/L_{ref} à deux nombres d'onde dans la zone temporelle stable.	58
3.5	Dérive de l'InSb : (a) idem figure 3.4-(b). (b) idem figure 3.4-(c).	59

3.6	Dérive en chambre thermique. (a) Températures de la chambre et du spectroradiomètre lors d'une descente en température de la chambre de 40 à 5°C ("40->5" dans la légende) et lors d'une montée de 5 à 40°C ("5-> 40"). (b) Ecart relatif entre la luminance d'un corps noir à 25°C à $\nu = 1003 \text{ cm}^{-1}$, et les luminances mesurées à ce nombre d'onde lors de la descente et de la montée pour deux étalonnages à deux températures de chambre : 5 et 40°C ("et05" et "et40 " respectivement).	60
3.7	Isolation thermique du spectroradiomètre (coupe)	61
3.8	Nuages des écarts relatifs à $\nu = 1003 \text{ cm}^{-1}$ entre les différentes luminances mesurées et la dernière luminance obtenue lors d'une montée en température (de 5 à 40°C) de la chambre climatique pour deux cas : avec et sans isolation thermique.	61
3.9	Ecart-type du bruit sur le signal brut des deux capteurs.	62
3.10	Ecart-type du bruit sur le signal étalonné des deux capteurs.	62
3.11	Ecart-type du bruit en fonction du temps (après allumage du spectroradiomètre)	63
3.12	Ecart-type du bruit en fonction du nombre de scans (superposition des différents nombres d'onde entre 750 et 1200 cm^{-1}).	64
3.13	Ecart-type du bruit (intégré) en fonction de la résolution spectrale	64
3.14	Superposition d'une transmission calculée par un code raie par raie et une différence entre deux mesures d'un corps noir à deux distances de l'objectif (la différence est ajusté manuellement à la transmission)	65
3.15	Mesure du champ	66
3.16	Champ des deux capteurs du spectroradiomètre, dans la configuration de la campagne, à 2m (gauche : image 2D du champ, droite : profil radial normalisé).	66
3.17	Spectres des corps de référence	69
3.18	Mesure laboratoire de la BRDF de l'Infragold à $\theta_v = 0 \text{ deg}$	69
3.19	Emissivités des échantillons mesurées en laboratoire	72
3.20	Photo aérienne de l'emplacement des mesures sur la base FERMAT (fournie par J.-F. Amy, CEAT)	73
3.21	Protocole de mesure : les différents éléments à mesurer (échantillons, réflecteurs, corps noirs) défilent successivement dans le champ du BOMEM	74
3.22	Instruments et corps de référence de la campagne PIRRENE	76
3.23	Emissivité du corps noir d'étalonnage mesurée avec un SOC400.	77
3.24	Ecart relatif entre la luminance mesurée par le KT19 et celle mesurée et par le BOMEM, intégrée sur la bande du KT19. Tous les échantillons et corps de référence, à l'exception de l'Infragold (effets angulaires importants), figurent sur ce graphique.	78
3.25	Ecart relatif entre la luminance mesurée par le KT19 et celle mesurée et par le BOMEM, intégrée sur la bande du KT19, sur CNamb (plaque de cuivre peinte en noir) pour les trois journées de mesure retenues.	79
3.26	Hétérogénéité de surface. (a) Exemple d'image IR sur <i>pie02</i> . (b) Histogramme des températures de brillance de la zone sélectionnée sur l'image.	79
4.1	Ecart entre l'émissivité laboratoire de <i>negev</i> et les émissivités retrouvées par SpSm, dans la bande d'absorption de vapeur d'eau, avec et sans correction du montant.	82
4.2	Comparaison entre une mesure sur le réflecteur (le 29/06 à 13h46) et la simulation correspondante.	84

4.3	Ecarts relatifs entre simulations et mesures de la luminance du réflecteur pour trois jours de mesure 18/06, 29/06 et 30/06/04 et selon deux domaines spectraux	84
4.4	BRDF du réflecteur retrouvée (\tilde{brdf}_{rfl}), en comparaison de mesures en laboratoire	86
4.5	Détermination de l'éclairement en moyen infrarouge (E^\perp (<i>lamber</i>) est l'éclairement obtenu en considérant le réflecteur lambertien, E^\perp (<i>mdt</i>) est l'éclairement simulé par MODTRAN et E^\perp (<i>calcul</i>) est l'éclairement retrouvé en suivant la voie décrite dans le chapitre 4.2.3.	87
4.6	Exemple d'émissivités retrouvées en fonction de la température (pas de 1K entre les courbes) et critère Sm1 associé (mesure sur <i>negev</i>).	88
4.7	Emissivités et températures (entre parenthèses) trouvées par SpSm en fonction du choix du domaine spectral d'application (exemple sur <i>negev</i>) ($DA_{II} = DA_{IIa} \cup DA_{IIb}$ et $DA_{III+IIa} = DA_{III} \cup DA_{II}$).	89
4.8	Emissivités de pie02 retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de jour de la campagne	90
4.9	Emissivités de negev retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de jour de la campagne	91
4.10	Emissivités de sablF retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de jour de la campagne	91
4.11	Nombre d'onde d'indétermination de l'émissivité. (a) : zone de croisement entre $B(T)$ et E^\perp/π . (b) : discontinuité sur l'émissivité restituée.	92
4.12	Erreurs sur l'émissivité en fonction de différentes sources d'erreur (exemple sur <i>pie02</i> à 312K).	93
4.13	Synthèse des émissivités retrouvées par SpSm par rapport aux mesures laboratoire, pour chaque échantillon, selon trois domaines spectraux et pour toutes les mesures retenues de la campagne : les barres d'écart représentées sont centrées sur $\Delta_{M/L}$ (Eq. 4.11) et ont pour demie hauteur σ_m (Eq. 4.12).	94
4.14	Emissivités de ardois retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne. (haut) : ensemble des résultats sur les mesures de jour du 29/06 et du 30/06. (bas) : mesures de nuit du 30/06.	96
4.15	Emissivités de bois_ retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne. (légende idem figure 4.14)	97
4.16	Emissivités de CNamb retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)	98
4.17	Emissivités de maroc retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)	99
4.18	Emissivités de negev retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)	100
4.19	Emissivités de pie02 retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)	101
4.20	Emissivités de pie03 retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)	102
4.21	Emissivités de pie06 retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)	103
4.22	Emissivités de pstyr retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)	104
4.23	Emissivités de sablF retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)	105
4.24	Emissivités de Sic_ retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)	106

4.25	Mesure de la discontinuité : critère Δ (exemple sur <i>pie02</i>). “ ε ” est l’émissivité estimée, “ $D_{Reg.}$ ” est le domaine spectral où la régression est calculée et “ <i>Reg.</i> ” est la droite de régression.	108
4.26	Exemples d’émissivités retrouvées par SmaC (<i>pie02</i> à gauche et <i>negev</i> à droite). Comparaison avec les mesures SpSm et laboratoire.	109
4.27	Emissivités retrouvées par SmaC dans D_{IIa} en comparaison à SpSm (la figure se lit de la même façon que la figure 4.13).	110
4.28	Emissivités retrouvées par SmaC dans D_{IIb} en comparaison à SpSm (la figure se lit de la même façon que la figure 4.13).	111
4.29	Facteurs de forme de <i>pie02</i> (à gauche) et <i>negev</i> (à droite)	111
4.30	Emissivité en bande II et facteur de forme de <i>ardoï</i> retrouvés par SmaC	112
4.31	Emissivités et facteurs de forme de <i>bois_</i> retrouvés par SmaC	112
4.32	Emissivités et facteurs de forme de <i>CNamb</i> retrouvés par SmaC	112
4.33	Emissivités et facteurs de forme de <i>maroc</i> retrouvés par SmaC	113
4.34	Emissivités et facteurs de forme de <i>negev</i> retrouvés par SmaC	113
4.35	Emissivités et facteurs de forme de <i>pie02</i> retrouvés par SmaC	113
4.36	Emissivités et facteurs de forme de <i>pie03</i> retrouvés par SmaC	114
4.37	Emissivités et facteurs de forme de <i>pie06</i> retrouvés par SmaC	114
4.38	Emissivités et facteurs de forme de <i>pstyr</i> retrouvés par SmaC	114
4.39	Emissivités et facteurs de forme de <i>sablF</i> retrouvés par SmaC	115
4.40	Emissivités et facteurs de forme de <i>SiC_</i> retrouvés par SmaC	115
4.41	Histogrammes des températures trouvées par les méthodes Levenberg-Marquardt et Quasi-Newton pour différents nombres de nombres d’onde N	118
4.42	(gauche) Exemple d’émissivités de <i>maroc</i> retrouvées par les deux méthodes LQ et QN. (droite) écarts relatifs entre modèle et mesure associés.	119
4.43	Histogrammes des températures trouvées par la méthode QN pour différents nombres de nombres d’onde pris en D_{III} ou D_{IIa} . Comparaison avec les résultats précédents.	119
4.44	Ecart moyen, sur tous les nombres d’onde et émissivités, entre les émissivités et leur moyenne, en fonction de T_k (les bosses observées sont un artefact numérique, disparaissant au fur et à mesure que le pas de la grille diminue).	120
4.45	Emissivités et écarts relatifs entre modèle et mesure de luminance pour trois couples de températures.	121
4.46	Emissivités retrouvées par MTM dans D_{III} et D_{IIa} (la figure se lit de la même façon que la figure 4.13).	122
4.47	MTM (LM et QN) appliquée à une mesure ombre/soleil (OS) sur <i>maroc</i> pour $N_T \in [2; 91]$ et $N \in \{286; 493\}$	123
4.48	MTM (LM et QN) appliquée à une mesure ombre/soleil (OS) sur <i>ardoï</i> pour $N_T \in [2; 91]$ et $N \in \{286; 493\}$	123
4.49	(droite) Emissivités de <i>ardoï</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06. (gauche) Ecart relatif entre luminances modélisées et mesurées.	124
4.50	Emissivités de <i>bois_</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	124
4.51	Emissivités de <i>CNamb</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	124
4.52	Emissivités de <i>maroc</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	125

4.53	Emissivités de <i>negev</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	125
4.54	Emissivités de <i>pie02</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	125
4.55	Emissivités de <i>pie03</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	126
4.56	Emissivités de <i>pie06</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	126
4.57	Emissivités de <i>pstyr</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	126
4.58	Emissivités de <i>sablF</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	127
4.59	Emissivités de <i>Sic</i> retrouvées par MTM (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06	127
5.1	BRDF de la surface simulée, dans les cas directionnel (“plan principal” : $\varphi_i = 0^\circ$, $\theta_i \in [-\pi/2; \pi/2]$, “chemin solaire” : (θ_i, φ_i) suit la trajectoire du soleil dans le repère lié à l’échantillon) et lambertien.	130
5.2	Chaîne de simulation de l’analyse numérique. L et L_{rfl} sont les luminances respectives de l’échantillon et du réflecteur atteignant le capteur. \tilde{L} et \tilde{L}_{rfl} sont les luminances “mesurées”, soumises aux erreurs intervenant lors des acquisitions respectives de L et L_{rfl} par le spectroradiomètre et de l’étalonnage. \tilde{E}_{dir}^1 et \tilde{E}_{env}^1 sont les éclairagements directs et de l’environnement estimés à partir de \tilde{L}_{rfl}	131
5.3	Effet d’une erreur d’étalonnage sur la luminance mesurée ($aT1_{CN} = -0.04K$, $aT2_{CN} = 0.087K$, $m\epsilon_{CN} = 3.2\%$ et $aT_{air} = 0.0K$)	136
5.4	Erreur intrinsèque de la méthode de détermination de l’éclairagement	136
5.5	Exemple d’émissivités retrouvées par SpSm et SmaC à partir de luminances simulées (a) et luminances mesurées (b)	139
5.6	Emissivités retrouvées par SpSm, SmaC et MTM pour un échantillon directionnel et un réflecteur directionnel . Gauche : histogramme des écarts entre les émissivités trouvées et l’émissivité vraie (“labo”) suivant trois domaines spectraux (“moy” et “ σ ” : moyenne et écart-type des écarts) . Droite : moyenne spectrale des émissivités en comparaison de l’émissivité vraie (“labo”)	140
5.7	Histogrammes des couples de températures (gauche) et facteurs de forme (droite) retrouvés par SpSm et SmaC pour un échantillon directionnel et un réflecteur directionnel	141
5.8	Emissivités retrouvées pour un échantillon lambertien et un réflecteur directionnel (légendes idem 5.6).	142
5.9	Histogrammes des couples de températures (gauche) et facteurs de forme (droite) retrouvés par SpSm et SmaC pour un échantillon lambertien et un réflecteur directionnel	143
5.10	Différence relative entre la fonction de Planck et sa régression linéaire pour deux nombres d’onde.	145
5.11	(a) Emissivités des deux sous-surfaces. (b) Emissivités retrouvées par SpSm et SmaC de la surface hétérogène.	147
5.12	Effets d’un réflecteur (“Rfl parfait”), d’un corps noir d’étalonnage (“CN parfait”) et d’un spectroradiomètre (“Sptr parfait”) parfaits sur les émissivités SpSm et SmaC. Comparaison cas de simulation de campagne de la partie 5.2.1.2 (“Cas réel”).	149

5.13	Effets de corps de référence ou d'un spectroradiomètre parfaits les températures et facteurs de forme retrouvés par SpSm et SmaC (légende idem 5.12).	149
5.14	Effets du bruit instrumental sur les températures et facteurs de forme SpSm et SmaC.	150
5.15	Effets du bruit instrumental sur les émissivités SpSm et SmaC.	151
5.16	Exemple d'émissivité retrouvées par SpSm à une résolution spectrale $\delta\nu = 8 \text{ cm}^{-1}$, pour un échantillon lambertien et un réflecteur lambertien	152
5.17	Effets du pas d'échantillonnage $d\nu$ sur les températures et facteurs de forme retrouvés par SpSm et SmaC.	152
5.18	Effets du pas d'échantillonnage $d\nu$ sur les émissivités SpSm et SmaC.	153
5.19	Résultats de températures et facteurs de forme dans le cas de corps de référence plus performants ("Cas amélioré") que ceux employés durant la campagne ("Cas réel").	154
5.20	Résultats d'émissivité dans le cas envisageable ("Cas env.") de corps de référence plus performants.	155

Glossaire

ν Nombre d'onde [cm^{-1}]
 λ Longueur d'onde [μm]

θ Angle zénithal (entre le vecteur et la normale à la surface) [rad]
 λ Angle azimuthal (entre la projection du vecteur sur la surface et l'axe des x) [rad]
 (θ_i, φ_i) Direction d'incidence
 (θ_v, φ_v) Direction d'émergence ou de visée

Luminances spectrales [$W/cm^2/sr/cm^{-1}$]

L Luminance de la surface observée
 L_{rfl} Luminance du réflecteur
 $L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i)$ Luminance descendante reçue par la surface, provenant de l'environnement dans la direction (θ_i, φ_i)
 L^\uparrow Luminance montante (de la couche atmosphérique comprise entre la surface et le capteur)

Eclairements spectraux [$W/cm^2/cm^{-1}$]

E^\downarrow Eclairement total reçu par la surface
 E_{dir}^\downarrow Eclairement direct solaire reçu par la surface
 E_{env}^\downarrow Eclairement de l'environnement reçu par la surface
 E_{CN} Eclairement reçu par le corps noir vertical

Emissivités

ε Emissivité de la surface observée
 ε_{CN} Emissivité du corps noir vertical
 ε_{rfl} Emissivité du réflecteur

Réflectances

ρ Réflectance de la surface
 ρ_{rfl} Réflectance du réflecteur

Transmissions

τ^\uparrow Transmission montante entre la surface observée et le capteur

Fonctions de distribution de la réflectance bidirectionnelle [sr^{-1}]

$brdf$ BRDF de la surface
 $brdf_{rfl}$ BRDF du réflecteur

Températures [K]

T	Température de la surface observée
T_{CN}	Température du corps noir vertical
T_{rfl}	Température du réflecteur
T_{air}	Température de l'air au sol
$T(z)$	Profil de température atmosphérique

Atmosphère

τ^\uparrow	Transmission montante (entre la surface et le capteur)
$w(z)$	Profil atmosphérique de vapeur d'eau
$p(z)$	Profil atmosphérique de pression

Domaines spectraux [cm^{-1}]

D	[750; 3500] (domaine total)
D^+	[750; 1250] \cup [1900; 2250] \cup [2400; 3000] (hors bandes d'absorption)
D^-	$D \setminus D^+$ (dans les bandes d'absorption)
D_{III}	[750; 1350] (infrarouge thermique)
D_{II}	$D_{IIa} \cup D_{IIb}$ (infrarouge médian)
D_{IIa}	[1900; 2350]
D_{IIb}	[2500; 3000]

Méthodes de séparation émissivité - température

$SpSm$	<i>Spectral Smoothness</i>
MTM	<i>Multi-Temperatures Method</i>
$SmaC$	<i>Smoothness and Continuity</i>

Introduction

L'émissivité est une propriété optique caractérisant la capacité d'un corps à émettre un rayonnement. Dans le cas de l'observation de la surface terrestre, ce rayonnement se situe essentiellement dans le domaine infrarouge. En télédétection, l'intérêt porté à l'émissivité a d'abord été, et est encore, étroitement lié à celui porté à la mesure de la température de la surface observée. La connaissance de l'émissivité est en effet indispensable à l'estimation de la température, et la météorologie et l'étude des échanges énergétiques entre le sol et l'atmosphère, pour qui la température de la surface terrestre est un paramètre clef, ne sauraient négliger l'émissivité. Depuis quelques années, la radiométrie infrarouge voit se développer une instrumentation aux résolutions spectrale et spatiale de plus en plus fines, autorisant l'émergence de nouvelles applications. A haute résolution spectrale, ces applications concernent essentiellement la caractérisation de l'atmosphère, pour chercher par exemple à détecter certains de ses constituants ou mesurer les profils en température, pression ou concentrations gazeuses. Même si l'émissivité des fonds terrestres ne constitue dans ce cas qu'un paramètre secondaire, sa connaissance se révèle nécessaire car elle intervient dans le signal mesuré servant à caractériser l'atmosphère. A côté de son application au sondage atmosphérique, la spectroradiométrie infrarouge à haute résolution offre des possibilités nouvelles de caractérisation de la surface terrestre. L'émissivité devient alors grandeur de première importance, car elle permet, en tant que propriété intrinsèque de matériau, de donner des informations sur leurs type, état et composition, complétant ainsi l'observation terrestre dans le visible et proche infrarouge. L'émissivité spectrale infrarouge est essentiellement exploitée par les sciences de la Terre, du fait des signatures spectrales spécifiques de nombreux minéraux dans ce domaine, pour classification et cartographie minérale. Le secteur de la Défense est également utilisateur de signatures spectrales d'émissivité pour la détection et la reconnaissance de cibles.

En ce qui concerne le Département Optique Théorique et Appliquée (DOTA) de l'ONERA, la caractérisation des propriétés thermo-optiques des matériaux représente un axe de recherche fondamental pour l'étude du système Terre-atmosphère. Ces propriétés constituent des données de base pour une modélisation radiométrique réaliste de la surface terrestre. Leur mesure *in situ* est requise pour disposer de vérité terrain pour la validation de codes de calcul et corollairement pour la recette d'instruments d'observation. Dans ce contexte, les travaux présentés dans ce mémoire se consacrent à la détermination de l'émissivité spectrale de surfaces situées en extérieur à partir de mesures spectroradiométriques au niveau du sol. Les surfaces d'intérêt sont *a priori* quelconques et portent essentiellement sur les fonds terrestres pour lesquels seule une mesure terrain est envisageable. La résolution spatiale à laquelle la caractérisation des surfaces est recherchée correspond typiquement à une échelle de $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$. Cette échelle permet la compatibilité avec les instruments de télédétection de plus en plus résolvant, atteignant des résolutions sub-métriques. Par ailleurs, ces dimensions permettent d'intégrer les hétérogénéités à petite échelle des surfaces naturelles.

Le domaine spectral d'étude s'étend de 750 à 3500 cm^{-1} (3 à 13 μm environ) et la résolution spectrale est de l'ordre du cm^{-1} , inscrivant ainsi ce travail dans le domaine de la radiométrie à très haute résolution spectrale (ou hyperspectrale) infrarouge. A une telle résolution les émissivités des matériaux naturels sont entièrement résolues, la longueur caractéristique de variation de leurs spectres restant supérieure à 10 cm^{-1} . La très haute résolution spectrale permet alors de mieux appréhender les contributions atmosphériques, très fines spectralement. Notons enfin que l'hyperspectral autorise l'emploi de nouvelles méthodes de détermination de l'émissivité, dont les principes diffèrent notablement des méthodes large bande ou multispectrales.

La majorité des travaux qui traitent du problème de la détermination de l'émissivité concerne des missions spatiales utilisant des instruments large bande ou multispectraux, tandis que peu sont dédiés à la mesure hyperspectrale sur l'ensemble du domaine d'intérêt [750; 3500] cm^{-1} . Payan et al. [29] présentent des résultats obtenus avec la méthode TES (cf. partie 2.2 pour la définition), initialement développée par Gillespie et al. [9] pour le capteur multi-spectral ASTER, et ici adaptée à la mesure hyperspectrale au niveau du sol. Les résultats établis sur deux échantillons montrent que les émissivités sont sujettes à des erreurs non négligeables. Salvaggio et al. [31] comparent les émissivités retrouvées par différentes méthodes sur une dizaine d'échantillons. Des résultats satisfaisants sont obtenus en infrarouge thermique (de 750 à 1250 cm^{-1}), mais des erreurs importantes sont observées en infrarouge médian (de 2000 à 3000 cm^{-1}).

Se référant aux différents travaux sur le sujet menés jusqu'à présent et à l'intérêt porté à la connaissance de l'émissivité hyperspectrale, la présente thèse a pour objectif principal le développement et l'analyse d'une méthodologie de mesure de l'émissivité à partir de luminances hyperspectrales acquises au niveau du sol. Elle se propose d'évaluer la méthodologie par l'expérimentation en définissant un protocole rigoureux et d'en expliquer les résultats par une analyse détaillée des contributeurs aux luminances mesurées pour finalement dresser un bilan d'erreur de la méthodologie.

Déterminer l'émissivité d'une surface à partir d'une mesure de luminance pose phénoménologiquement deux problèmes. Le premier est la détermination des termes environnementaux, *ie.* les termes provenant de l'environnement (atmosphère, soleil et instrumentation) de la surface observée et intervenant dans la luminance mesurée. Ce problème est spécifique aux conditions opératoires (capteur situé au sol, embarqué ...) et est de ce fait traité marginalement. Le second problème, nommé séparation émissivité - température, vient du couplage de l'émissivité et de la température dans la luminance mesurée. Il consiste à résoudre un système d'équations sous-déterminé, à N équations construites à partir des mesures de luminances aux N nombres d'onde, et $N + 1$ inconnues que sont les N émissivités spectrales et la température de surface. Ce second problème, plus général, est traité, au contraire du premier, par de nombreuses méthodes de résolution développées essentiellement dans un cadre adapté aux instruments embarqués mono et multi-spectraux.

La méthodologie élaborée dans le cadre de cette étude se propose de traiter les deux problèmes énoncés précédemment. La première partie du travail de thèse définit la méthodologie. Nous nous attacherons ainsi, dans un premier chapitre, à comprendre le signal mesuré par un spectroradiomètre visant une surface au sol et à relier ce signal aux propriétés thermo-optiques de la surface. Les différents contributeurs à ce signal, aussi bien ceux liés la surface que ceux venant de son environnement, sont analysés et leurs influences respectives évaluées. S'appuyant sur cette analyse nous définirons méthodologie et protocole de mesure dans un deuxième chapitre. La mise en place de la méthodologie résulte de l'analyse de différentes méthodes envisageables pour la détermination des termes environnementaux, et d'un état de l'art des méthodes de séparation émissivité - température. Concernant les méthodes de séparation, nous pri-

vilégierons celles qui impliquent les hypothèses *a priori* les plus faibles sur l'émissivité et qui exploitent la richesse offerte par la haute résolution spectrale.

Une fois la méthodologie définie, la deuxième partie du travail consiste à en évaluer les performances et les limites. La campagne de mesure, mise en oeuvre pour valider la méthodologie, est dans un premier temps décrite. La préparation de la campagne, qui comprend entre autres la caractérisation du spectroradiomètre, ainsi que le déroulement des opérations sont ainsi rapportés dans le troisième chapitre du mémoire. Les mesures de la campagne y sont analysées afin de qualifier et de sélectionner le jeu de données sur lequel la méthodologie sera appliquée et évaluée.

Dans le quatrième chapitre, les mesures sélectionnées sont traitées pour en extraire les émissivités des différents échantillons observés durant la campagne, suivant la méthodologie définie. Les résultats sont évalués par inter-comparaison et par comparaison aux mesures des émissivités des échantillons en laboratoire afin d'établir un bilan d'erreur général.

Le cinquième et dernier chapitre présente enfin les résultats d'une analyse numérique visant, par la simulation, à conforter et expliquer certains des résultats de la campagne de mesure. L'analyse numérique est par ailleurs employée pour étendre le domaine d'application de la méthodologie à des configurations autres que celle rencontrée durant la campagne de mesure. Elle permet ainsi d'en proposer des améliorations et d'ouvrir diverses perspectives d'étude qui pourront compléter les travaux rapportés dans ce mémoire.

Chapitre 1

Radiométrie Infrarouge

Tout corps de température non nulle émet un rayonnement électromagnétique propre. Ce rayonnement dépend d'une part de sa température et du nombre d'onde, au travers de la loi de Planck, et d'autre part de la capacité d'émission de ce corps, représentée par son émissivité. Pour un corps à température ambiante ($T \approx 300K$) ce rayonnement est significatif entre 100 et 3500 cm^{-1} (≈ 3 et 100 μm). La radiométrie infrarouge est la mesure du rayonnement dans cette gamme spectrale. Dans le cadre de ces travaux, elle est utilisée en vue de déterminer l'émissivité du corps observé.

Ce chapitre rappelle dans un premier temps les définitions des propriétés optiques des matériaux, liées aux diverses interactions entre le matériau et le rayonnement. Dans une deuxième partie, les différents contributeurs au signal mesuré par un capteur, situé à une distance proche (de l'ordre du mètre) du matériau observé, sont analysés, et deux modèles de signal sont retenus.

1.1 Grandeurs radiométriques

Le rayonnement est l'énergie transportée par un champ électromagnétique se propageant spatialement. Ses dépendances sont spatiale et spectrale¹. Les grandeurs radiométriques constituent des mesures de ce rayonnement, au passage d'une surface réelle ou fictive.

Eclairement : L'éclairement est la puissance spectrale émise (ou reçue) par unité de surface dS . Il est noté E , et vérifie $E = \frac{dP}{dS}$ pour un rayonnement normal à la surface. Il est exprimé en $W/cm^2/cm^{-1}$.

Luminance : La luminance est la puissance spectrale émise (ou reçue) par unité de surface dS et d'angle solide $d\Omega$. Elle est notée L , vérifie $L = \frac{d^2P}{dSd\Omega} = \frac{dE}{d\Omega}$ pour un rayonnement normal à la surface, et est exprimée en $W/cm^2/sr/cm^{-1}$.

1.2 Propriétés optiques des matériaux

Les interactions entre le rayonnement et la matière constituant un matériau sont régies par les lois de l'électromagnétisme et de la mécanique quantique. Ces interactions se produisent à des échelles proches de la structure de la matière. La radiométrie est la mesure à une échelle macroscopique du rayonnement issu de ces phénomènes

¹La dépendance spectrale sera exprimée en nombre d'onde [cm^{-1}] tout au long du document.

microscopiques. Ces derniers ne seront donc pas abordés dans ce chapitre, qui s'attachera exclusivement à la description macroscopique, *via* les propriétés optiques des matériaux, des différents types d'influence de la matière sur le rayonnement.

Dans l'optique d'analyser le signal reçu par un capteur visant une portion de sol, nous considérerons deux types de propriétés optiques : d'une part celles associées à un élément de volume de l'atmosphère, plus généralement d'un milieu de propagation, et d'autre part celles associées à un élément de surface du sol, plus généralement d'une interface entre un matériau opaque et le milieu extérieur.

Les propriétés introduites sont spectrales. Toutefois, afin d'alléger les équations, les dépendances en nombre d'onde seront parfois omises.

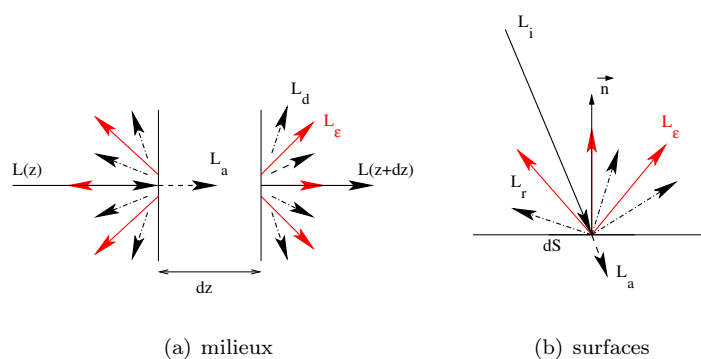


FIG. 1.1 - Interaction rayonnement matière pour (a) un élément de volume, (b) une interface.

1.2.1 Propriétés des milieux

Les différents types d'interaction d'un volume élémentaire de matière d'un milieu de propagation, typiquement l'atmosphère, atteint par un rayonnement sont ici décrits de manière macroscopique et énergétique. La figure 1.1-(a) les schématise. Dans cette figure, $L(z)$ est une luminance incidente sur le volume élémentaire d'épaisseur dz et $L(z + dz)$ la luminance émergent de ce volume dans la même direction que $L(z)$.

Absorption : Un rayonnement pénétrant une épaisseur de matière est absorbé par celle-ci lorsque qu'il lui cède une part de son énergie. De manière simple, l'énergie absorbée par la matière se traduit par la transition d'un état d'énergie (électronique, moléculaire ...) de celle-ci vers un état d'énergie supérieure. La capacité d'absorption d'un matériau dépend donc essentiellement de sa structure microscopique. Le passage à une échelle macroscopique équivaut à intégrer un grand nombre de ces phénomènes microscopiques. La structure géométrique du matériau joue alors un rôle tout aussi important.

Le coefficient d'absorption $k_a(\nu)$ caractérise la part de rayonnement incident absorbé le long d'un trajet élémentaire dz . Cette part est proportionnelle à la luminance incidente $L(z)$. Elle s'écrit :

$$dL_a(z) = -k_a dz \times L(z) \quad (1.1)$$

Le coefficient d'absorption d'un corps parfaitement absorbant tend vers l'infini, alors que celui d'un corps non-absorbant est nul. Pour la plupart des ma-

tériaux d'intérêt, naturels ou artificiels (hors matériaux optiques spécifiques), le rayonnement est intégralement absorbé sur une épaisseur ne dépassant pas quelques centaines de microns pour le domaine spectral d'étude. Concernant l'atmosphère, les coefficients d'absorption gazeuse sont extrêmement variables spectralement, entraînant des valeurs intégrées sur une bande spectrale de 1 cm^{-1} comprises typiquement au niveau du sol entre quelques m^{-1} dans les bandes d'absorption et d'une dizaine de km^{-1} dans les fenêtres atmosphériques. Par ailleurs, les coefficients d'absorption aérosolaires à des abondances standard au niveau du sol sont compris entre quelques dizaines et quelques centaines de km^{-1} sur notre domaine spectral.

Diffusion : La diffusion du rayonnement par la matière est un phénomène complexe, résultant de la résonance du champ électromagnétique avec l'élément de matière. Un processus de diffusion élastique (sans perte d'énergie, ni changement de nombre d'onde) se traduit par la déviation du rayonnement par la matière. Dans le cas d'une description scalaire, la part de luminance diffusée par la matière suit une loi similaire à l'absorption. En introduisant le coefficient de diffusion k_d , cette part s'écrit :

$$dL_d(z) = -k_d dz \times L(z)$$

Dans notre domaine spectral d'étude et dans nos conditions de mesure, la diffusion atmosphérique, gazeuse ou aérosolaire, peut être complètement négligée.

Extinction : L'extinction correspond à la part totale de la luminance incidente qui n'émerge pas du volume élémentaire dans la direction d'incidence, du fait de l'absorption et de la diffusion. Cette part fait appel au coefficient d'extinction k_e défini par :

$$k_e = k_a + k_d$$

Dans le cas de l'atmosphère telle qu'on la considère, *ie.* sans diffusion dans l'infrarouge, le coefficient d'extinction s'identifie à celui d'absorption.

Transmission directe : Complémentaire à l'extinction, la transmission directe définit la proportion de rayonnement n'ayant pas interagi avec le milieu, la luminance transmise directement au travers de l'épaisseur dz vérifiant :

$$L_t(z + dz) = L(z) + dL_a(z) + dL_d(z) = (1 - k_e dz) L(z)$$

Emission : De même qu'elle peut absorber, la matière peut émettre un rayonnement. Plusieurs types d'émissions existent. Celle qui nous concerne est l'émission propre de la matière, c'est à dire celle qui est indépendante de toute intervention extérieure. Cette émission résulte de la probabilité non-nulle, à température non-nulle, de transition spontanée d'un niveau d'énergie vers un autre d'énergie supérieure. Le retour au niveau initial, suivant cette transition, se traduit par l'émission d'un rayonnement. Ainsi, tout corps de température non-nulle émet un rayonnement électromagnétique propre.

A l'émission est associé un coefficient d'émission k_ε , lié à la luminance émise L_ε par l'épaisseur de matière dz selon :

$$L_\varepsilon = k_\varepsilon dz \times B(\nu, T)$$

où $B(\nu, T)$ est la fonction de Planck à la température T de l'élément de volume et au nombre d'onde ν . Elle vérifie :

$$B(\nu, T) = \frac{C_1 \nu^3}{e^{-\frac{C_2 \nu}{T}} - 1} \quad (1.2)$$

$B(\nu, T)$ est exprimée en $W/cm^2/sr/cm^{-1}$, ν en cm^{-1} , T en K , et les constantes valent $C_1 = 1.190956 \cdot 10^{-12} W/cm^2/sr/cm^{-4}$ et $C_2 = 1.43879 K/cm^{-1}$. La figure 1.2 montre les courbes de la loi de Planck calculées pour différentes températures.

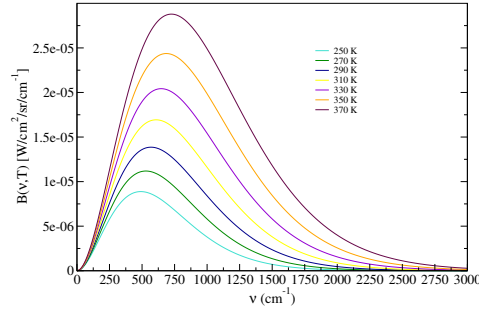


FIG. 1.2 - Loi de Planck pour diverses températures

Pour un milieu en équilibre thermodynamique, la loi de Kirchhoff établit l'égalité entre le coefficient d'émission et le coefficient d'absorption :

$$k_\varepsilon = k_a$$

1.2.2 Propriétés des surfaces

Soit un élément de surface d'un matériau vu depuis l'extérieur. Ses propriétés optiques relient le rayonnement incident sur cet élément de surface, au rayonnement qui en émerge. La plupart des matériaux possédant un coefficient d'absorption très élevé, comme mentionné précédemment, ne laissent pénétrer le rayonnement incident que sur une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde, très faible devant les dimensions de la surface observée. En toute rigueur, les propriétés optiques et la température du matériau sont des grandeurs volumiques, toutefois, compte tenu des très faibles épaisseurs de matière mises en jeu dans l'interaction avec le rayonnement, ces grandeurs sont considérées de surface. On se restreindra exclusivement à ce type de matériau par la suite.

La figure 1.3 présente les conventions géométriques associées aux définitions des propriétés optiques (surface dans le plan xy et de normale sortante z).

BRDF : Lorsqu'un rayonnement, issu d'un rayonnement incident sur un élément de surface, émerge de ce même élément de surface dans le demi-espace $|\theta_v| < \pi/2$, il est dit réfléchi. La BRDF est une propriété optique liée à la réflexion. Introduite par Nicodemus [28], elle est l'acronyme de *Bidirectional Reflectance Distribution Function* (fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle). Elle relie la luminance L_r réfléchie par un matériau dans une direction (θ_v, φ_v) , à l'éclairement E_i qu'il reçoit sous l'incidence (θ_i, φ_i) :

$$brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) = \frac{L_r(\theta_v, \varphi_v, \nu)}{E_i(\theta_i, \varphi_i, \nu)} = \frac{L_r(\theta_v, \varphi_v, \nu)}{L_i(\theta_i, \varphi_i, \nu) \cos\theta_i d\Omega_i} \in [0; +\infty]$$

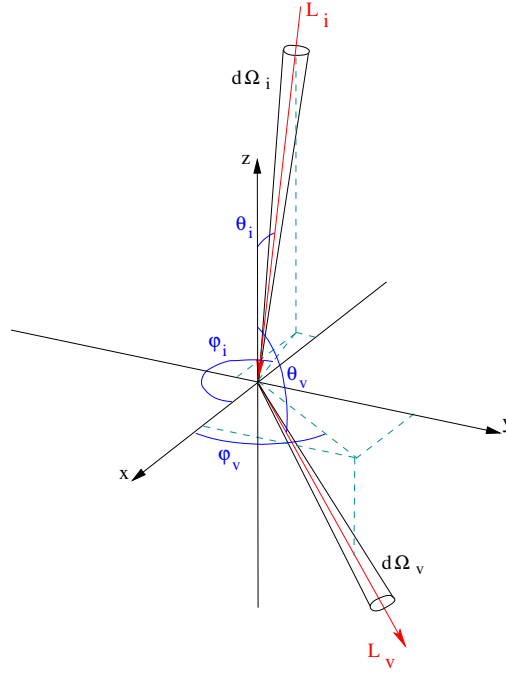


FIG. 1.3 - Conventions géométriques des propriétés optiques

Le choix de l'une ou l'autre des égalités de l'équation précédente dépend de l'aspect directionnel de l'éclairage incident. Pour un éclairage solaire direct, la première sera employée, alors que pour un éclairage atmosphérique, réparti angulairement, la seconde le sera.

Il peut de plus être noté que la BRDF vérifie la relation de réciprocité, sauf dans certains cas (milieu 3D ou fortement rugueux), basée sur le principe du retour inverse de la lumière :

$$brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) = brdf(\theta_v, \varphi_v, \theta_i, \varphi_i, \nu) \quad (1.3)$$

Réfectance : Une autre propriété optique liée à la réflexion peut être citée. Il s'agit de la réflectance directionnelle hémisphérique de la surface ρ , qui sera appelée simplement réflectance par la suite. Elle correspond à la réflexion dans l'ensemble des directions (θ_v, φ_v) , d'une luminance L_i incidente dans la direction (θ_i, φ_i) et s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho(\theta_i, \varphi_i, \nu) &= \frac{\int_{2\pi} L_r(\theta_v, \varphi_v, \nu) \cos\theta_v d\Omega_v}{L_i(\theta_i, \varphi_i, \nu) \cos\theta_i d\Omega_i} \\ &= \int_{2\pi} brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) \cos\theta_v d\Omega_v \in [0; 1] \end{aligned} \quad (1.4)$$

Dans le cas d'une **surface lambertienne**, dont les propriétés optiques ne dépendent pas des angles d'incidence ou d'émergence, la relation entre la réflec-

tance et la BRDF devient :

$$\rho = \pi \times brdf \quad (1.5)$$

Absorptivité : Au phénomène d'absorption du rayonnement incident pénétrant le matériau est associé un coefficient mesurant la part absorbée de ce rayonnement. Il est appelé absorptivité et se définit par :

$$\alpha(\theta_i, \varphi_i, \nu) = \frac{L_a}{L_i(\theta_i, \varphi_i, \nu)} \in [0; 1]$$

Dans le cas d'un matériau opaque, tout le rayonnement incident qui n'est pas réfléchi, est absorbé. La conservation de l'énergie entraîne alors :

$$\alpha(\theta_i, \varphi_i, \nu) + \rho(\theta_i, \varphi_i, \nu) = 1 \quad (1.6)$$

Emissivité : L'émissivité est égale au rapport de la luminance émise, L_ε , dans une direction (θ_i, φ_i) , par une surface de température T , sur la luminance émise selon la fonction de Planck à la même température :

$$\varepsilon(\theta_i, \varphi_i, \nu) = \frac{L_\varepsilon(\theta_i, \varphi_i)}{B(\nu, T)} \in [0; 1]$$

Un corps parfaitement émissif possède une émissivité égale à un, autrement dit il émet une luminance spectrale suivant la loi de Planck. Un tel corps est dénommé **corps noir**.

Dans la partie précédente nous avons vu que l'émission est liée à l'absorption par la **loi de Kirchhoff**. Celle-ci s'applique également au cas de la surface en égalant l'émissivité et l'absorbtivité :

$$\varepsilon(\theta_i, \varphi_i, \nu) = \alpha(\theta_i, \varphi_i, \nu) \quad (1.7)$$

D'après Eq. 1.6, on a de plus :

$$\rho(\theta_i, \varphi_i, \nu) = 1 - \varepsilon(\theta_i, \varphi_i, \nu) \quad (1.8)$$

1.3 Signal en entrée capteur

La luminance en entrée d'un capteur visant une surface dont on cherche à déterminer l'émissivité est ici explicitée. Ses différents contributeurs sont analysés, et parfois amenés à être négligés. Cette partie vise ainsi à obtenir des formulations analytiques de la luminance mesurée, à partir desquelles l'émissivité pourra être déterminée. Le domaine spectral considéré, noté D , se situe entre 750 et 3500 cm^{-1} ($\sim 3\text{-}13 \text{ }\mu\text{m}$).

$$D = [750; 3500] \text{ cm}^{-1} \quad (1.9)$$

Le matériau observé est supposé opaque, homogène dans le champ de l'instrument, plat et horizontal. Le capteur est situé "au dessus" de la cible à une distance de l'ordre du mètre. Il vise la surface du matériau dans la direction (θ_v, φ_v) .

1.3.1 Modélisation monochromatique

1.3.1.1 Surface de comportement directionnel

Soit un matériau possédant une émissivité ε , une BRDF $bdrf$ et une température de surface T . La luminance propre qu'il émet, L_ε , vérifie :

$$L_\varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) B(\nu, T)$$

Considérant qu'il reçoit un éclairage solaire direct E_{dir}^\downarrow dans la direction (θ_s, φ_s) et une distribution angulaire de luminance L_{env}^\downarrow provenant de l'environnement de la surface visée, *ie.* de l'hémisphère supérieur à la surface, la luminance L_r qu'il réfléchit dans la direction (θ_v, φ_v) est égale à :

$$L_r(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \int_{2\pi} bdrf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i, \nu) \cos\theta_i d\Omega_i \\ + bdrf(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \nu) E_{dir}^\downarrow(\theta_s, \varphi_s, \nu)$$

La luminance totale quittant la surface du matériau, appelée luminance au niveau du sol et notée L_{sol} , est la somme des deux contributions, émise et réfléchie :

$$\begin{aligned} L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu) &= L_\varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) + L_r(\theta_v, \varphi_v, \nu) \\ &= \varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) B(\nu, T) \\ &\quad + \int_{2\pi} bdrf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i, \nu) \cos\theta_i d\Omega_i \\ &\quad + bdrf(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \nu) E_{dir}^\downarrow(\theta_s, \varphi_s, \nu) \end{aligned} \quad (1.10)$$

Avant d'atteindre l'entrée du capteur la luminance sol traverse la couche d'atmosphère située entre la surface et le capteur. Elle subit une éventuelle absorption de cette couche. Considérant une couche atmosphérique de transmission τ^\uparrow , la part transmise, L_t de la luminance sol, s'écrit :

$$L_t(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \tau^\uparrow(\theta_v, \varphi_v, \nu) L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu)$$

A cette luminance transmise s'ajoute, en entrée du capteur, une luminance L^\uparrow , constituée, en l'absence de diffusion, du seul terme d'émission propre de la couche atmosphérique. La luminance totale, L , atteignant le capteur s'écrit finalement :

$$L(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \tau^\uparrow(\theta_v, \varphi_v, \nu) L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu) + L^\uparrow(\theta_v, \varphi_v, \nu) \quad (1.11)$$

1.3.1.2 Surface lambertienne

Lorsque le matériau est lambertien, en utilisant Eq. 1.5 et 1.8, l'équation 1.10 devient :

$$L_{sol}(\nu) = \varepsilon(\nu) B(\nu, T) + (1 - \varepsilon(\nu)) E^\downarrow / \pi \quad (1.12)$$

$$\text{avec } E^\downarrow = E_{env}^\downarrow + E_{dir}^\downarrow \quad \text{et} \quad E_{env}^\downarrow = \int_{2\pi} L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i, \nu) \cos\theta_i d\Omega_i \quad (1.13)$$

E^\downarrow est l'éclairage total reçu par la surface observée, il est composé du rayonnement solaire direct et du rayonnement de l'environnement. Le passage de la luminance sol à la luminance en entrée capteur suit l'équation 1.11 du cas directionnel, soit :

$$L_t(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \tau^\uparrow(\theta_v, \varphi_v, \nu) L_{sol}(\nu) + L^\uparrow(\theta_v, \varphi_v, \nu) \quad (1.14)$$

Considérer une surface lambertienne est une approximation. Peu de travaux ont été entrepris dans l'étude de la dépendance angulaire des propriétés optiques des matériaux en infrarouge, du moins dans le cas de matériaux naturels. Quelques uns, cependant, tendent à montrer que cette dépendance peut ne pas être négligeable ([8], [32]). De nombreuses méthodes de détermination de l'émissivité utilisent pourtant fréquemment la formulation lambertienne. Le chapitre 5 analysera les erreurs engendrées par cette hypothèse simplificatrice.

1.3.2 Modélisation intégrée

La luminance réellement mesurée par un instrument, quel qu'il soit, n'est jamais monochromatique, mais résulte de l'intégration de la luminance sur une bande spectrale de largeur variable suivant l'instrument. La grandeur effective à laquelle l'instrument permet de remonter est dite luminance équivalente et s'écrit :

$$\tilde{L}_j = \frac{\int_0^{+\infty} L(\nu) S_j(\nu) d\nu}{\int_0^{+\infty} S_j(\nu) d\nu} \quad (1.15)$$

où S_j est la réponse spectrale de l'instrument dans le canal j . Afin de conserver un modèle de type monochromatique, l'intégrale spectrale d'un produit de fonctions est supposée égale au produit des intégrales des fonctions. Ainsi, par exemple dans le cas lambertien, l'intégration de Eq. 1.12 amenée au niveau du capteur (Eq. 1.14), donne :

$$\tilde{L}_j = \tilde{\tau}_j^\uparrow \left[\tilde{\varepsilon}_j \tilde{B}(\nu_j, T) + (1 - \tilde{\varepsilon}_j) \frac{\tilde{E}_j^\downarrow}{\pi} \right] + \tilde{L}_j^\uparrow \quad (1.16)$$

$$\text{avec} \quad \tilde{X}_j = \frac{\int_0^{+\infty} X(\nu) S_j(\nu) d\nu}{\int_0^{+\infty} S_j(\nu) d\nu}$$

L'approximation ici utilisée induit naturellement des erreurs de modélisation. Il peut tout de même être noté que leur ordre de grandeur dépend essentiellement de la régularité des fonctions mises en jeu. Les faibles variations spectrales, sur le support des S_j (quelques cm^{-1}), de grandeurs telles l'émissivité du sol ou la fonction de Planck, limiteront ainsi l'erreur engendrée, au contraire de grandeurs, tels la transmission et l'éclairement, dont la séparation peut engendrer de grandes erreurs. Pour éviter la séparation du terme $(\tau^\uparrow E^\downarrow)$, l'éclairement équivalent est en fait calculé selon :

$$\tilde{E}_j^\downarrow = \frac{\int_0^{+\infty} \tau^\uparrow(\nu) E^\downarrow(\nu) S_j(\nu) d\nu}{\int_0^{+\infty} \tau^\uparrow(\nu) S_j(\nu) d\nu}$$

1.3.3 Analyse des différents contributeurs

Deux modèles de luminance en entrée d'un capteur visant une surface au sol ont été énoncés dans les sections précédentes. La présente section décrit les différents contributeurs à la luminance intervenant dans ces modèles. Elle les classe en deux types, les termes issus de la surface et les termes environnementaux, précise leur provenance et en donne des ordres de grandeur en fixant une situation standard de mesure.

1.3.3.1 Situation standard

La mesure est ici au niveau du sol. Elle est acquise le 29 juin à 14h00 GMT, à une latitude de $43.6^\circ N$ et une longitude de $358.8^\circ O$ (coordonnées du site de l'ONERA Fauga-Mauzac où s'est déroulée notre campagne de mesure). La surface visée est un sable du Maroc de température de surface $T = 310K$, et dont la mesure en laboratoire de l'émissivité ε est donnée en figure 1.4. La surface est prise lambertienne. Le capteur se situe à une hauteur $h = 2m$ au dessus de la surface. Nous supposons que sa présence n'influe pas sur le signal mesuré.

L'atmosphère est supposée semi-infinie, ne variant que selon la seule altitude z . Les profils en température et vapeur d'eau sont représentés sur la figure 1.5. Ils proviennent de données d'assimilation Arpège fournies par Météo France pour le 29 juin 2004 à

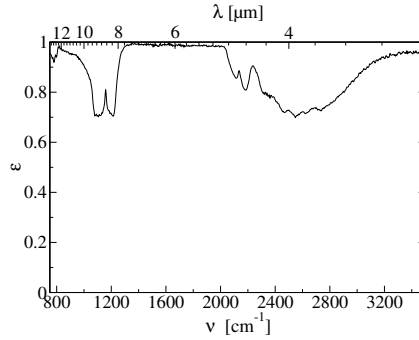


FIG. 1.4 - Emissivité standard (sable du Maroc)

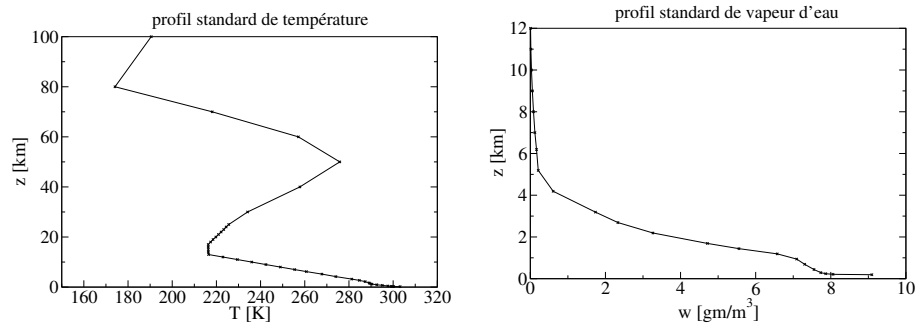


FIG. 1.5 - Profils en température et vapeur d'eau standard

15h00 sur le noeud le plus proche de notre site expérimental (cf. chapitre 3). Le code de transfert radiatif MODTRAN4 [1] fournit les concentrations des autres constituants atmosphériques (modèle mid-latitude summer, aérosols ruraux).

1.3.3.2 Termes environnementaux

Les termes environnementaux comprennent tous les termes influant sur la luminosité mesurée, qui ne sont pas directement liés à la surface visée.

Transmission montante τ^\uparrow

En l'absence de diffusion, la transmission est directement liée à l'absorption atmosphérique par la relation classique :

$$\tau^\uparrow(\nu) = \exp\left(-\int_0^h k_a(u) du\right)$$

Sur un trajet de quelques mètres, la contribution aérosolaire à l'absorption est négligeable et seule la contribution gazeuse intervient. Le coefficient d'absorption d'un gaz g_i est proportionnel à sa concentration w_i : $k_i = a_i w_i$. Le facteur a_i est caractéristique de g_i . Dans le cas d'un gaz, il se présente sous la forme d'un ensemble de raies spectrales très fines. Chacune d'entre elles est localisée à nombre d'onde fixe. Sa largeur (*ie.* la largeur de l'intervalle spectral où la raie a une valeur significative) dépend

de la température et de la pression. Cette dépendance reste cependant négligeable dans le domaine de variation en température et pression qui nous concerne.

De 750 à 3500 cm^{-1} , sur un parcours de l'ordre du mètre, seuls la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone absorbent et donc influencent la transmission comme le montre la figure 1.6. La transmission montante sur une hauteur h , peut dès lors se modéliser par

$$\begin{aligned}\tau^\uparrow(\nu) &= \exp\left(-\int_0^h k_a^{H_2O}(u) du\right) \times \exp\left(-\int_0^h k_a^{CO_2}(u) du\right) \\ &= \exp\left(-\int_0^h a_{H_2O}(\nu) w_{H_2O}(u) du - \int_0^h a_{CO_2}(\nu) w_{CO_2}(u) du\right) \\ &= \exp\left(-a_{H_2O}(\nu) \int_0^h w_{H_2O}(u) du - a_{CO_2}(\nu) \int_0^h w_{CO_2}(u) du\right) \\ &= \exp\left(-a_{H_2O}(\nu) n_{H_2O} + a_{CO_2}(\nu) n_{CO_2}\right)\end{aligned}\quad (1.17)$$

La connaissance de la transmission ne dépend donc que de celle des contenus totaux (sur une colonne de hauteur h et de surface unité) en dioxyde de carbone (n_{CO_2}) et en vapeur d'eau (n_{H_2O}). Le dioxyde de carbone présente un rapport de mélange stable spatialement et temporellement, et relativement bien connu. Sa concentration standard se situe autour de 380 *ppmv*. La vapeur d'eau présente au contraire de fortes variations spatiales et temporelles. Sa mesure au niveau du sol sera discutée ultérieurement.

La formulation de la transmission posée précédemment, est monochromatique. Si l'on considère un capteur de réponse instrumentale S , la transmission montante équivalente s'écrit :

$$\tilde{\tau}_j^\uparrow = \int_0^{+\infty} \tau^\uparrow(\nu) S_j d\nu \quad (1.18)$$

La largeur de S_j est de l'ordre de la résolution spectrale, soit environ 4 cm^{-1} dans notre cas. Cet intervalle contient un nombre important de raies d'absorption alourdissant parfois le calcul de la transmission équivalente. Des modèles utilisent ce grand nombre, de manière probabiliste, pour le calcul de transmission intégrée. Ce sont les modèles de bande. A titre informatif, l'équation 1.19 donne l'exemple d'un tel modèle, le modèle de Goody [11], dont MODTRAN4 utilise une variante (A_i et D_i sont deux facteurs dépendant de la résolution spectrale et du constituant) :

$$\tilde{\tau}_{i,j}^\uparrow = \exp\left(-\frac{A_{i,j} w_i}{\sqrt{1 + D_{i,j} w_i}}\right) \quad (1.19)$$

Il est important de noter que le terme intérieur à l'exponentielle n'est plus linéaire en w . $\tilde{\tau}$ ne conserve donc plus la propriété multiplicative d'une transmission monochromatique (cette propriété est approchée lorsque $Dw \ll 1$, cas des raies de faible intensité).

Luminance montante L^\uparrow

En l'absence de diffusion sur le trajet montant, la luminance atmosphérique provient essentiellement de l'émission propre de la couche atmosphérique comprise entre le sol et le capteur. L^\uparrow est alors la somme des émissions de toutes les couches infinitésimales de l'atmosphère, situées entre le sol et le capteur, et transmises jusqu'au capteur. De manière générale, pour un profil de température $T(z)$ et un coefficient d'absorption $k_a(z)$, elle vérifie :

$$L^\uparrow = \int_0^h k_a(z) B(T(z)) \exp\left(-\int_z^h k_a(u) du\right) dz \quad (1.20)$$

Dans le cas d'une couche atmosphérique de température uniforme T_{air} , la luminance atmosphérique devient

$$L^\uparrow = (1 - \tau^\uparrow) B(T_{air}) \quad (1.21)$$

Autrement dit, la couche atmosphérique se comporte comme un émetteur de température T_{air} et d'émissivité $(1 - \tau^\uparrow)$. Une telle luminance est tracée en figure 1.6. Sur deux mètres, elle ne sera non-nulle que dans les bandes d'absorption de la vapeur d'eau (1250 à 1900 cm^{-1}) et du dioxyde de carbone (autour de 2400 cm^{-1}).

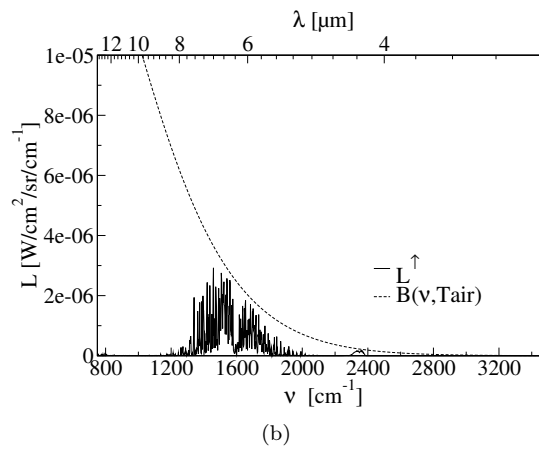
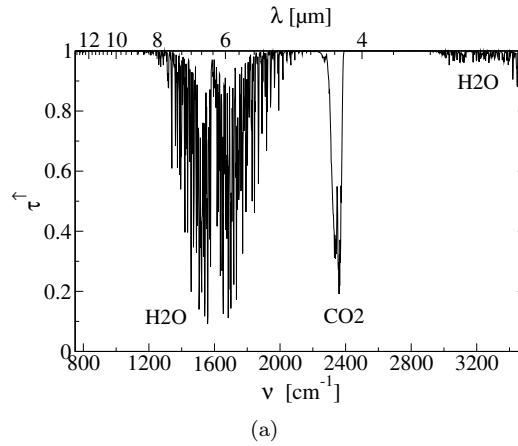


FIG. 1.6 - Transmission (a) et luminance (b) montantes simulées par MODTRAN4 dans la situation standard

Eclairement descendant E^\downarrow et luminances descendantes L_{env}^\downarrow

L'éclairement descendant est la somme des éclaircements atteignant la surface visée. Dans les hypothèses de la situation standard, il peut être décomposé en deux termes (Eq. 1.12) : E_{dir}^\downarrow , l'éclairement solaire directement transmis à la surface et E_{env}^\downarrow , l'éclairement restant provenant majoritairement de l'émission thermique atmosphérique, en l'absence de rayonnement de l'instrumentation.

En l'absence de diffusion, les luminances atmosphériques descendantes sont issues de l'émission propre de l'atmosphère uniquement. L_{env}^\downarrow suit alors une équation du même type que l'équation (1.20) de la luminance montante. Elle est représentée figure 1.7, pour quatre angles incidents. Il peut être constaté que sa variation angulaire reste faible jusqu'à 60° . Au-delà, elle tend très rapidement vers une luminance de corps noir à la température de l'air au niveau du sol.

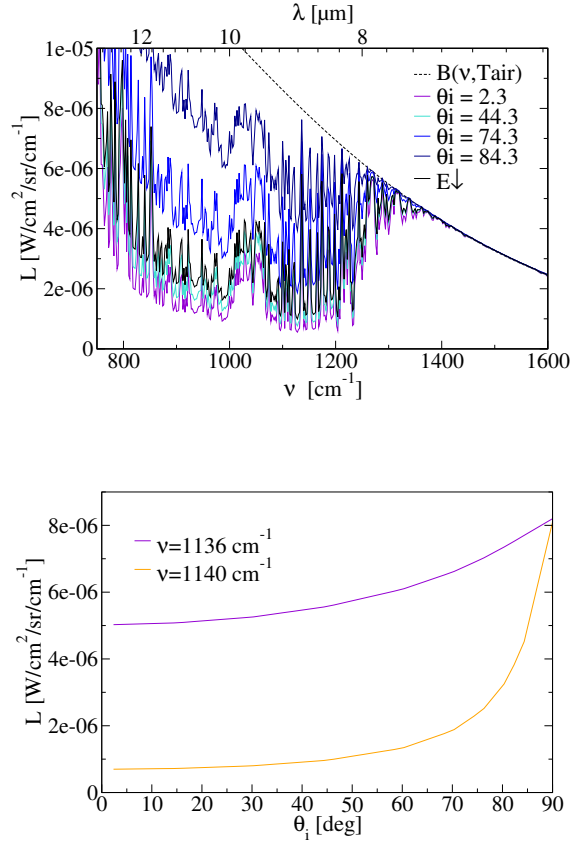


FIG. 1.7 - Luminances directionnelles atmosphériques reçues par la surface visée dans la situation standard. (haut) En fonction du nombre d'onde pour différents angles d'incidence θ_i . (bas) En fonction de θ_i pour deux nombres d'onde.

La figure 1.8 compare les éclaircements E_{dir}^\downarrow et E_{env}^\downarrow (intégrale angulaire des luminances L_{env}^\downarrow) à l'éclaircissement total E^\downarrow . De 750 à 2000 cm^{-1} , l'éclaircissement atmosphérique est prépondérant. Au-delà de 2000 cm^{-1} , il devient négligeable devant l'éclaircissement direct. Dans les bandes d'absorption gazeuse, la luminance et l'éclaircissement descendants égalent une luminance de corps noir à la température de l'air au sol.

$$\text{bandes d'absorption : } \begin{cases} L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i) = B(T_{air}) & \forall i \\ E^\downarrow = \pi B(T_{air}) \end{cases} \quad (1.22)$$

Cela s'explique par le fait que, dans ces bandes, l'épaisseur d'atmosphère nécessaire pour éteindre quasi totalement un rayonnement incident est faible, assez faible du moins pour considérer que la température y est uniforme. En reprenant l'équation 1.21, la luminance émise par cette couche est égale à celle d'un corps noir à la température de l'air au sol, car sa transmission est nulle (cf. figure 1.8).

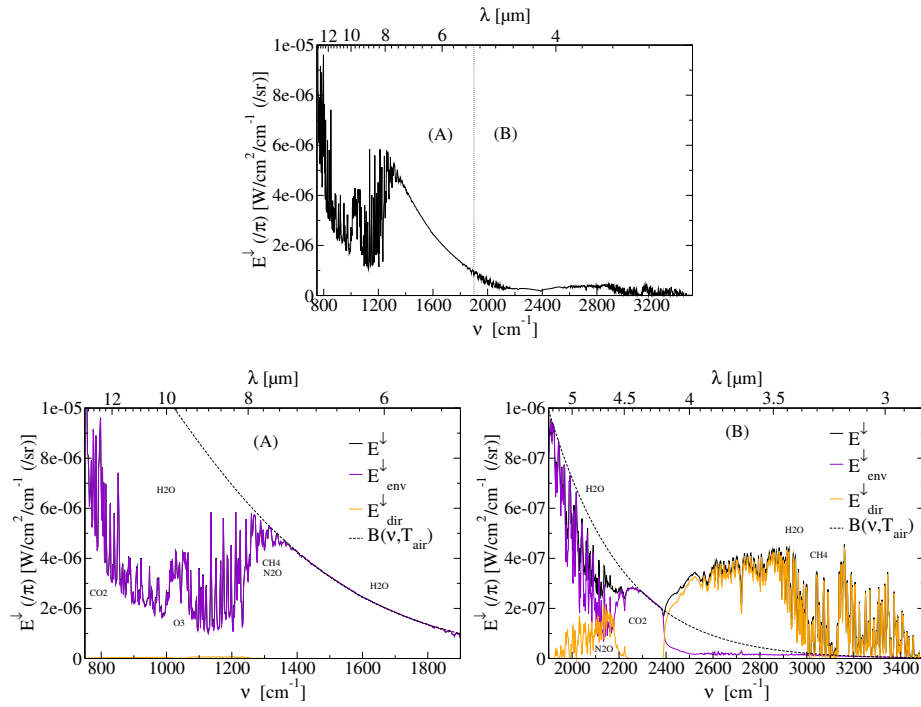


FIG. 1.8 - Eclairissements descendants (total, atmosphérique et direct) simulés à l'aide de MODTRAN4 dans la situation standard

1.3.3.3 Termes de surface

La luminance en entrée capteur (placé au niveau de la surface visée pour s'affranchir des termes montants) est présentée sur la figure 1.9. Elle y est comparée à la luminance d'un corps noir à la même température de surface et à l'éclaircement qu'elle reçoit. L'effet de l'émissivité apparaît clairement autour de 1100 cm^{-1} , sous la forme d'une baisse de la luminance, dont le spectre restitue des structures fines de type raies d'absorption, dues à la réflexion de l'éclaircement descendant.

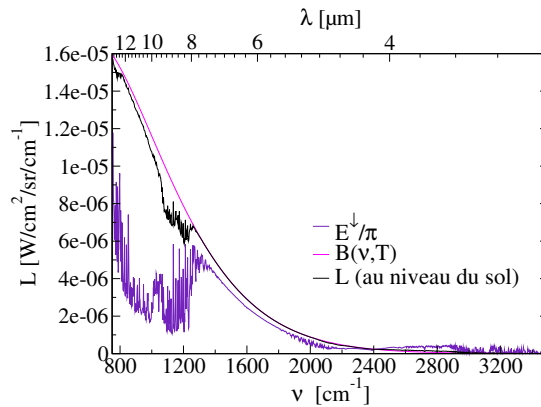


FIG. 1.9 - Luminance en entrée d'un capteur au niveau du sol dans la situation standard

Chapitre 2

Mesure de l'émissivité : méthodologie

L'influence de l'émissivité d'une surface sur la luminance mesurée par un capteur l'observant a été décrite au chapitre précédent. Déterminer l'émissivité revient à résoudre un système d'équations obtenu en égalant les mesures spectrales de luminance à leur modèle. Le présent chapitre expose les difficultés inhérentes à la résolution de ce système. Il les classe en deux problèmes, corrélés aux deux types d'inconnues que sont les termes environnementaux et les termes de surface (émissivité et température). Ces deux problèmes sont décrits dans les parties 2.1 et 2.2 respectivement. Pour chacun d'eux, différentes méthodes de résolution sont présentées et analysées, aboutissant finalement à la définition d'une méthodologie de mesure de l'émissivité.

2.1 Détermination des termes environnementaux

Les termes environnementaux regroupent toutes les grandeurs indépendantes de la surface observée et influant sur la luminance en entrée capteur de cette dernière. Ce sont les termes montants τ^\uparrow et L^\uparrow , et descendants E^\downarrow , E_{dir}^\downarrow , E_{env}^\downarrow et L_{env}^\downarrow , introduits au chapitre 1.

La littérature consacrée à la détermination expérimentale des termes d'environnement s'avère très pauvre, certainement car les travaux portant sur la détermination de l'émissivité sont essentiellement satellitaires et ne permettent pas de mettre en oeuvre des moyens dédiés, *in situ*, à la caractérisation des termes d'environnement.

Cette partie est donc construite à partir de nos réflexions sur les différentes approches envisageables pour la mesure des termes montants et descendants.

2.1.1 Termes montants

Les simulations de transmission et luminance montantes représentées en figure 1.6 permettent de séparer le domaine d'étude D (Eq. 1.9) en domaines spectraux complémentaires :

$$\begin{aligned} \text{Fenêtres atmosphériques : } D^+ &= [750; 1250] \cup [1900; 2250] \cup [2400; 3000] \text{ cm}^{-1} \\ \text{Bandes d'absorption : } D^- &= D \setminus D^+ \end{aligned}$$

Pour des conditions atmosphériques associées à un temps clair et un scénario de mesure au sol (distance du sol au capteur de l'ordre du mètre), la transmission

montante est très proche de l'unité tandis que la luminance montante est *quasi* nulle hors des bandes d'absorption (domaine D^+). Par la suite nous considérerons :

$$\text{sur } D^+ \quad \begin{aligned} \tau^\uparrow &= 1 \\ L^\uparrow &= 0 \quad W/cm^2/sr/cm^{-1} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dans les bandes d'absorption (domaine D^-), les termes montants ne sont plus négligeables. Leur modélisation, exprimée par les équations 1.19 et 1.20, fait intervenir la température de l'air, les concentrations au sol en vapeur d'eau et dioxyde de carbone, et les divers coefficients spectraux a_i associés à ces deux gaz.

Approche modélisation

Les coefficients spectraux a_i étant connus, une première manière de déterminer les termes montants consiste à mesurer les paramètres atmosphériques au sol (concentrations et température) simultanément à la mesure spectroradiométrique sur l'échantillon d'intérêt, à calculer à l'aide d'un code de transfert radiatif les transmission et luminance spectrales correspondantes, puis à les intégrer à la résolution de l'instrument.

Cette approche repose sur un instrument radiométriquement étalonné, de sorte que les paramètres simulés soient homogènes avec la mesure. Par ailleurs, elle requiert une très bonne maîtrise de la réponse spectrale de chacun des canaux de l'instrument, compte tenu de la signature très haute fréquence des raies atmosphériques mises en jeu lors de l'intégration spectrale sur les canaux de l'instrument. Une autre difficulté réside dans la mesure des paramètres atmosphériques utiles (température, pression et humidité relative essentiellement). D'une part la température de l'air n'est généralement pas homogène sur le trajet sol-capteur et sa mesure nécessite par conséquent un échantillonnage spatial. A titre illustratif, la figure 2.1 présente un exemple de mesure de gradient de température observé sur notre site expérimental. D'autre part, les sondes à mettre en oeuvre possèdent une imprécision intrinsèque (typiquement 1 à 2 K pour les mesures de température de l'air et quelques pourcents pour la mesure de concentration en vapeur d'eau).

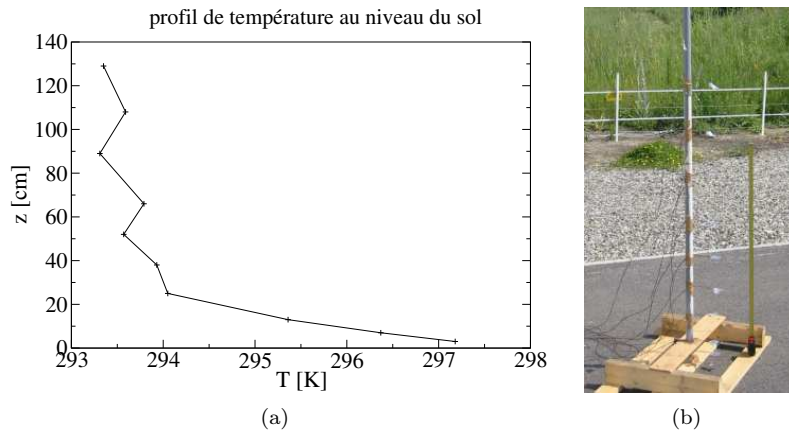


FIG. 2.1 - (a) Profils de température de l'air au niveau du sol. (b) Dispositif de mesure (sur la base FERMAT - 25/05/05 à 10h locale)

Approche mesure

Les termes atmosphériques montants peuvent également être déterminés directement par mesures spectroradiométriques en utilisant deux corps de référence. Le principe est simple : supposant les corps de référence lambertiens, d'émissivité ε , de températures différentes T_a et T_b , et placés au niveau de la surface observée, d'après Eq. 1.14, leurs luminances en entrée capteur s'écrivent :

$$\begin{aligned} L_a &= \tau^\uparrow \left[\varepsilon B(T_a) + (1 - \varepsilon) E^\downarrow / \pi \right] + L^\uparrow \\ L_b &= \tau^\uparrow \left[\varepsilon B(T_b) + (1 - \varepsilon) E^\downarrow / \pi \right] + L^\uparrow \end{aligned} \quad (2.2)$$

En admettant que l'émissivité spectrale peut être précisément mesurée en laboratoire, que les températures de surface peuvent être obtenues au moyen de capteurs exogènes, et que l'éclairement E^\downarrow est connu (sa détermination est décrite à la partie 2.1.2), les transmission et luminance montantes se déduisent alors par simple résolution du système d'équations Eq. 2.2, linéaire, à deux équations et deux inconnues.

L'avantage principal d'une telle méthode est de restituer des données intrinsèquement cohérentes avec la mesure de luminance sur la surface d'intérêt : les contraintes sur la maîtrise de l'étalonnage spectral de l'instrument sont considérablement relâchées et les défauts d'étalonnage radiométrique sont directement corrigés (dans la mesure où la sortie instrument reste linéaire vis à vis de la luminance en entrée capteur). En choisissant des corps d'émissivité élevée ($\varepsilon \simeq 1$), l'erreur commise sur la détermination de E^\downarrow a peu d'influence.

La principale erreur associée à cette méthode réside dans la mesure des températures de surfaces T_a et T_b . Si le spectroradiomètre est étalonné, et les corps de référence assez noirs, les deux températures peuvent être mesurées directement sur les spectres de luminance dans D^+ , augmentant la précision de mesure par rapport à une mesure de contact. A celle-ci s'ajoute l'éventuelle erreur engendrée par une variation temporelle des termes montants puisque les mesures sur la surface d'intérêt et sur les corps de référence sont réalisées séquentiellement et non simultanément.

Approche mixte

Une approche alternative, couplant la mesure et la modélisation, consiste à effectuer une mesure sur un corps noir et à inverser le spectre mesuré pour restituer des paramètres atmosphériques locaux moyens \tilde{T} et \tilde{C}_{H_2O} sur la couche d'air comprise entre le sol et le capteur. Mathématiquement, la méthode revient à inverser un système à N équations (N nombres d'onde de mesure) et 3 inconnues (la température du corps noir et les deux paramètres moyens). Ces paramètres sont alors injectés dans un code de transfert radiatif pour modéliser τ^\uparrow et L^\uparrow .

L'utilisation d'un même code de transfert radiatif pour les calculs directs et inverses assure une très faible sensibilité aux erreurs de modélisation. En revanche la modélisation présuppose une atmosphère homogène sur le trajet cible-capteur. En termes de mesure, cette méthode ne requiert qu'une acquisition spectroradiométrique.

Le tableau 2.1 synthétise les avantages et inconvénients associés à chacune des trois approches envisagées.

	Avantages	Inconvénients
Approche modélisation	-Simultanéité des mesures exogènes avec la mesure spectroradiométrique	-Nécessité de capteurs exogènes étalonnés et fiables -Hypothèse d'atmosphère homogène spatialement -Bon étalonnage spectral et radiométrique de l'instrument requis -Sensible aux erreurs de modélisation
Approche mesure	-Pas de capteurs exogènes -Pas d'erreur de modélisation -Robuste aux erreurs d'étalonnage spectral -Robuste aux erreurs d'étalonnage radiométrique -Pas d'hypothèse sur l'homogénéité du trajet sol-capteur -Pas de modélisation du transfert radiatif	-Nécessité de 2 corps noirs de températures connues -Nécessités de trois mesures spectroradiométriques -Hypothèse d'atmosphère stable entre les mesures
Approche mixte	-Pas de capteurs exogènes -Une seule mesure spectroradiométrique nécessaire -Pas de connaissance exacte de la température du corps noir	-Hypothèse d'atmosphère homogène sur la colonne sol-capteur -Hypothèse d'atmosphère stable entre les mesures -Sensible aux erreurs d'étalonnages radiométrique et spectral

TAB. 2.1 - Méthodes de détermination des termes montants

2.1.2 Termes descendants

Comme pour les termes montants, simulation et mesure sont deux voies envisageables pour la détermination des termes descendants.

Approche modélisation

L'approche par simulation présente des inconvénients supplémentaires à ceux énoncés au paragraphe précédent. En effet, dans ce cas, les grandeurs physiques nécessaires à la simulation par transfert radiatif ne sont plus géométriquement restreintes à la colonne comprise entre le sol visé et le spectroradiomètre, mais doivent décrire l'ensemble de l'atmosphère. Par temps clair, l'atmosphère est assimilable à une structure 1D, ne dépendant que de l'altitude z . Sa modélisation requiert la connaissance des profils verticaux en pression, température et humidité et une caractérisation aérosolaire se résumant au minimum à un type et une abondance. Les profils peuvent être obtenus

par exemple par radiosondage, rendant l'approche modélisation envisageable. Hors temps clair, une caractérisation puis une modélisation tridimensionnelle de l'atmosphère deviennent nécessaires. Elles paraissent cependant inappropriées et irréalistes compte tenu des moyens à mettre en oeuvre. L'approche simulation nécessite donc un environnement de type temps clair.

Outre le problème de la cohérence spectrale entre simulation et mesure de luminance, et de l'éventuelle appréhension d'une atmosphère 3D, cette option pose aussi celui de la modélisation de la luminance provenant de l'instrumentation que reçoit la cible.

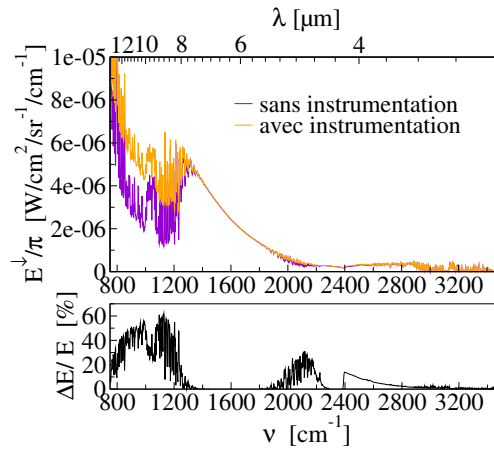


FIG. 2.2 - Comparaison des éclairagements avec et sans instrumentation (simulation)

Sur la figure 2.2 sont tracées des simulations d'éclairagements reçus par la surface observée lorsque l'instrumentation est présente et lorsque qu'elle ne l'est pas, ainsi que la différence relative des deux. Les résultats correspondent à une modélisation rustique de la configuration de mesure mise en oeuvre durant la campagne de mesure, en vue d'évaluer au premier ordre l'impact de l'instrumentation. Cette dernière est modélisée par un panneau vertical, posé sur le sol, de dimension $0.8 \times 1.2 \text{ m}^2$, situé latéralement à 0.3 m de la surface observée, d'émissivité unité et de température égale à celle de l'air au sol (figure 2.3).

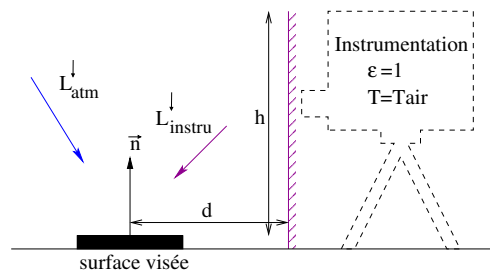


FIG. 2.3 - Modélisation de l'instrumentation et luminances environnementales reçues par la surface visée

L'éclairement peut passer du simple au double dans l'infrarouge thermique (de 750 à 1250 cm^{-1}) selon la présence ou non de l'instrumentation (l'angle solide sous lequel la surface voit l'instrumentation est de l'ordre de $0.6\pi sr$). La part instrumentale de l'éclairement est donc importante et la difficulté de la modéliser fidèlement, du fait de la structure géométrique complexe et d'une grande hétérogénéité à la fois en température et en émissivité, risque de compromettre la qualité de l'estimation par simulation de l'éclairement.

Approche mesure

L'éclairement reçu par la surface observée peut également être obtenu par mesure. L'exploitation du spectroradiomètre permet de s'affranchir de tout capteur exogène, et offre l'avantage, comme pour l'estimation des termes montants, de fournir une grandeur spectralement cohérente avec la mesure spectroradiométrique réalisée sur la surface d'intérêt. Trois approches sont envisageables.

La première consiste à exploiter des mesures de luminances directionnelles descendantes. L'échantillonnage du demi-espace permet, par intégration angulaire, de remonter à un éclairement hémisphérique descendant. Du reste, les mesures de luminances directionnelles descendantes représentent les données d'entrée nécessaires pour inverser Eq. 1.10 dans le cas de matériaux directionnels. En revanche, de même que pour l'approche par simulation, cette approche ne permet pas de prendre en compte la contribution de l'instrumentation.

La seconde approche consiste à effectuer une mesure spectroradiométrique directionnelle en visée vers le haut, à incidence fixée [20]. Cette technique de mesure, empirique, s'appuie sur des simulations en ciel clair et en bande large (atmosphère 1D, *i.e.* homogène horizontalement). Elle ne semble cependant ni adaptée à la mesure hyperspectrale, ni applicable dans le domaine réflectif (de 2400 à 3000 cm^{-1}) où l'éclairement solaire direct domine.

La troisième approche consiste à utiliser un réflecteur diffusant placé au niveau de la surface et déduire l'éclairement incident de la mesure de luminance montante. Dans le cas idéal d'un réflecteur lambertien, l'éclairement s'obtient à partir de la luminance L_{rfl} mesurée sur le réflecteur, par inversion de Eq. 1.14, soit :

$$E^\downarrow = \pi \frac{(L_{rfl} - L^\uparrow) / \tau^\uparrow - (1 - \rho_{rfl}) B(T_{rfl})}{\rho_{rfl}}$$

Les termes montants τ^\uparrow et L^\uparrow sont supposés connus (cf. partie 2.1.1), la réflectance spectrale du réflecteur ρ_{rfl} est également supposée connue par mesure en laboratoire. La température T_{rfl} doit être mesurée simultanément à la mesure de luminance à l'aide d'une sonde de température.

La mise en oeuvre est simplifiée par rapport à la première approche car une seule mesure, réalisée dans la même direction de visée que celle définie pour la surface étudiée est nécessaire. Par ailleurs, cette méthode permet de prendre en compte la contribution instrumentale à l'éclairement, au contraire de la deuxième approche. Dans la pratique, les réflecteurs diffusants ne sont pas nécessairement lambertiens (en particulier celui à disposition durant la campagne de mesure, cf. partie 4.2). La luminance en entrée capteur suit alors Eq. 1.11, soit :

$$\begin{aligned} L_{rfl}(\theta_v, \varphi_v, \nu) &= (1 - \rho_{rfl}(\theta_v, \nu)) B(\nu, T_{rfl}) \\ &+ \int_{2\pi} brdf_{rfl}(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i, \nu) \cos \theta_i d\Omega_i \\ &+ brdf_{rfl}(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \nu) E_{dir}^\downarrow(\theta_s, \varphi_s, \nu) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Le principal problème posé par cette équation est que l'éclairement total n'y intervient pas directement, et que les composantes environnementales et solaires de

l'éclairement sont difficilement extractibles de cette mesure de luminance, ne serait-ce qu'à cause du nombre d'inconnues plus élevé que celui des équations. Ce problème sera contourné en approximant le comportement directionnel du réflecteur vis à vis de la distribution angulaire des luminances descendantes par un comportement lambertien. Le principal avantage est qu'elle garantit la cohérence spectrale et prend en compte la contribution instrumentale à l'éclairement.

Le tableau 2.2 synthétise les avantages et inconvénients associés à chacune des quatre solutions envisagées.

	Avantages	Inconvénients
Simulation	<ul style="list-style-type: none"> -Accès à la distribution angulaire des luminances atmosphériques -Pas de mesure spectroradiométrique 	<ul style="list-style-type: none"> -Bon étalonnage spectral et radiométrique du spectroradiomètre -Limité au temps clair -Nécessité de connaître les profils atmosphériques \Rightarrow lourdeur de mise en oeuvre -Modélisation de l'instrumentation <i>a priori</i> difficile
Mesures angulaires du ciel	<ul style="list-style-type: none"> -Accès à la distribution angulaire des luminances atmosphériques -Cohérence spectrale 	<ul style="list-style-type: none"> -Grand nombre de mesures \Rightarrow mesure non instantanée -Hypothèse d'atmosphère stable temporellement -Eclairement de l'instrumentation non pris en compte -Problème de mesure dans la direction solaire
Mesure à 55°	<ul style="list-style-type: none"> -Une seule mesure -Cohérence spectrale 	<ul style="list-style-type: none"> -Peu précis (surtout en infrarouge médian) -Eclairements de l'instrumentation et éclairement solaire direct non pris en compte -Conditions temps clair -Non simultanété des mesures
Mesure sur réflecteur	<ul style="list-style-type: none"> -Une seule mesure -Cohérence spectrale -Prise en compte des éclairagements de l'instrumentation et solaire -Facilité de mise en oeuvre 	<ul style="list-style-type: none"> -Nécessité d'un réflecteur lambertien bien caractérisé -Non simultanété des mesures

TAB. 2.2 - Méthodes de détermination des termes montants

2.2 Séparation émissivité - température

Le second problème rencontré lors de la détermination de l'émissivité à partir d'une mesure de luminance, nommé "séparation émissivité - température", est maintenant exposé. Au contraire du premier problème, relatif à la détermination des termes environnementaux, la littérature rapporte un nombre important de techniques de séparation. Toutefois, la plupart des travaux publiés se restreint à un nombre limité d'applications, les méthodes présentées étant en effet majoritairement dédiées à des mesures de télédétection multi-spectrales au travers des missions ASTER et TIMS.

Les techniques de séparation émissivité-température exposées considèrent *quasi* systématiquement une surface observée lambertienne. La dépendance spectrale étant traditionnellement exprimée en longueur d'onde λ , cette forme sera gardée comme telle pour décrire les méthodes. Par ailleurs, leur appellation d'origine, généralement anglosaxonne, a été conservée.

2.2.1 Problématique

Supposant les termes environnementaux connus, et considérant une surface observée lambertienne, température et émissivité restent les seules inconnues du système d'équations qui ne peuvent être déterminées séparément. Il s'agit de résoudre un système sous-déterminé, composé des N équations, que sont les mesures de luminances aux N longueurs d'onde, et des $N + 1$ inconnues, que sont les N valeurs spectrales de l'émissivité recherchée et la température de surface.

2.2.2 Méthodes relatives

Une catégorie de méthodes ne fournit que des émissivités relatives en extrayant du système à N équations et $N + 1$ inconnues un sous système à $N - 1$ équations et N inconnues, indépendant de la température. Pour éliminer la température du système d'équations, ces méthodes exploitent une modélisation simplifiée de la luminance en entrée capteur. Les hypothèses conduisant à cette simplification sont généralement applicables sur un domaine spectral restreint et pour des matériaux très émissifs. Elles ne restituent pas la température de surface et donnent accès à des rapports de puissances d'émissivités, relativement à un canal pivot. On obtient donc une courbe de tendance de l'émissivité spectrale, de laquelle des caractéristiques telles que des bandes d'absorption peuvent être extraites. Ces méthodes permettent par exemple l'identification de certaines cibles par leurs caractéristiques spectrales majeures. Trois méthodes sont rapidement rappelées et décrites ci-dessous : la méthode "Spectral ratio", la méthode des "TISF" et la méthode d'émissivité "alpha relative".

2.2.2.1 Spectral ratio

[34] [35] [6] [22]

Cette méthode a été introduite par Watson [34] pour le scanner expérimental multispectral aéroporté TIMS (*Thermal Infrared Multispectral Scanner*) possédant six bandes dans le domaine 8-12.5 μm , et dédié principalement à une mission de cartographie géologique. Si l'atmosphère est négligée, la luminance en entrée instrument s'écrit $L_i = \varepsilon_i B_i(T)$. L'auteur calcule les rapports $L_{i+1}/L_i = (\varepsilon_{i+1}/\varepsilon_i) (B_{i+1}(T)/B_i(T))$. Il montre que le terme $(B_{i+1}(T)/B_i(T))$ dépend très peu de la température. Ainsi la détermination des rapports $(\varepsilon_{i+1}/\varepsilon_i)$ tolère une incertitude sur la température de l'ordre de 13K sur le domaine spectral considéré, pour un corps à l'ambiante (environ 300K) et un écart spectral entre les deux canaux successifs inférieur à 0.5 μm . Dès

lors, la valeur maximale, sur l'ensemble des canaux, de la température de brillance fournit une estimée suffisante. En revanche la méthode présente une forte sensibilité au bruit radiométrique des mesures et à la largeur spectrale des canaux. La prise en compte des effets atmosphériques complique un peu les calculs, mais ne modifie pas le principe : un rapport de deux luminances mesurées dans deux canaux voisins dépend peu de la température et permet de remonter au rapport des émissivités dans ces canaux. Les deux méthodes suivantes se servent de ce résultat.

2.2.2.2 Méthode des TISI

[3][22]

Cette méthode a été développée et utilisée pour des applications multispectrales aéroportées ou satellitales. Sur les N bandes, la loi du corps noir est approchée par :

$$B_i(T) = b_i T^{n_i} \quad (2.4)$$

où les coefficients b_i et n_i sont des constantes dépendant de la bande i et T est la température de surface.

Sous l'hypothèse d'une cible lambertienne, la luminance quittant la cible est composée du terme d'émission propre qui dépend de son émissivité moyenne ε_i et de sa température de surface, et du terme de réflexion qui dépend de l'émissivité et de la luminance atmosphérique moyenne descendante $\bar{L}_i^\downarrow = E_i^\downarrow / \pi$ (l'éclairement solaire est négligé). La luminance équivalente sur la bande i s'écrit :

$$L_i = \varepsilon_i B_i(T) + (1 - \varepsilon_i) \bar{L}_i^\downarrow \quad (2.5)$$

$$= C_i \varepsilon_i b_i T^{n_i} \quad (2.6)$$

avec

$$C_i = \left[1 + \frac{1 - \varepsilon_i}{\varepsilon_i} \frac{\bar{L}_i^\downarrow}{B_i(T)} \right] \quad (2.7)$$

Le *TISI* est défini comme un produit de puissances de luminances mesurées L_i :

$$TISI = M \cdot \prod_{i=1}^N L_i^{a_i} \quad (2.8)$$

où :

$$M = \prod_{i=1}^N b_i^{-a_i} \quad (2.9)$$

Les coefficients a_i sont définis de manière à éliminer la température du système. Ils doivent donc respecter la condition de fermeture :

$$\sum_i a_i n_i = 0 \quad (2.10)$$

En effet, avec la condition 2.10, le *TISI* s'écrit :

$$TISI = C \cdot \prod_{i=1}^N \varepsilon_i^{a_i} \quad (2.11)$$

où :

$$C = \prod_{i=1}^N C_i^{a_i} \quad (2.12)$$

Le *TISIE* est défini comme un produit de puissances de luminances spectrales émises par le sol :

$$TISIE = \prod_{i=1}^N \varepsilon_i^{a_i} \quad (2.13)$$

L'association des équations 2.11 et 2.13 permet d'obtenir une relation entre un terme de mesures (*TISI*) et un terme d'émissivités (*TISIE*). Cette relation s'écrit :

$$TISI = C \cdot TISIE \quad (2.14)$$

Le coefficient C (Eq. 2.12 et 2.7) dépend essentiellement de la réflexion de l'éclairement descendant et de la température de surface. Si le terme de réflexion $(1 - \varepsilon_i) \bar{L}_i^\downarrow$ est négligeable devant le terme d'émission $\varepsilon_i B_i(T)$, C est très proche de l'unité. Une bonne approximation de C est obtenue en prenant comme température T la plus grande des températures de brillance sur tous les canaux et en évaluant l'éclairement descendant avec un code de transfert radiatif.

Les rapports entre les différentes émissivités peuvent être obtenus à partir des luminances mesurées en jouant sur les coefficients a_i en respectant Eq. 2.10. Par exemple une relation entre deux émissivités ε_i et ε_j s'obtient en prenant $a_k = 0$ pour $k \neq i, j$. La condition 2.10 devient alors $a_i n_i + a_j n_j = 0$. En choisissant $a_i = 1$ et $a_j = -n_i/n_j$, la relation 2.14 donne :

$$\frac{\varepsilon_i^{n_j}}{\varepsilon_j^{n_i}} = \frac{1}{(MC)^{n_j}} \frac{L_i^{n_j}}{L_j^{n_i}}$$

La méthode des TISI est utilisée par le TISI jour/nuit qui donne des émissivités absolues. Son principe est décrit dans la partie 2.2.5.1

2.2.2.3 Méthode relative alpha residual

[22] [2]

De même que pour "Spectral ratio", cette méthode a été développée entre autres pour l'instrument multispectral TIMS. Elle est basée sur l'approximation de Wien de la loi du corps noir. A la longueur d'onde λ_i , la fonction de Planck s'écrit selon cette approximation :

$$B_i(T) = \frac{C_1}{\lambda_i^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right) \quad (2.15)$$

avec $C_1 = 1,1904 \cdot 10^8 [W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-4}]$ et $C_2 = 1,4388 \cdot 10^4 [\mu m \cdot K]$.

L'approximation est valable si $\frac{C_2}{\lambda T} \gg 1$. Pour le domaine spectral qui nous intéresse ($\lambda < 14 \mu m$), cette condition revient à $T \ll 1000K$, ce qui est vérifié pour la majorité des observations de terrain.

Les coefficients α_i sont définis en fonction des luminances mesurées L_i . Ils s'écrivent

$$\alpha_i = \lambda_i \ln L_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \lambda_j \ln L_j \quad (2.16)$$

Le terme de réflexion est négligé dans l'expression de L_i qui s'écrit alors $L_i = \varepsilon_i B_i(T)$. En utilisant l'approximation de Wien (Eq. 2.15), on obtient :

$$\alpha_i = \lambda_i \ln \varepsilon_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \lambda_j \ln \varepsilon_j + K_i \quad (2.17)$$

avec :

$$K_i = \lambda_i \ln \frac{C_1}{\lambda_i^5} - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \lambda_j \ln \frac{C_1}{\lambda_j^5} \quad (2.18)$$

Les coefficients α_i peuvent donc s'écrire de deux manières : soit en fonction des luminances observées (Eq. 2.16), soit en fonction des émissivités recherchées et d'un coefficient K_i (Eq. 2.17). K_i est une constante qui ne dépend que des caractéristiques de la bande i (Eq. 2.18).

Le système engendré par les α_i a N inconnues et $N-1$ équations indépendantes. Nous pouvons en tirer des rapports entre les émissivités :

$$\frac{\varepsilon_i^{\lambda_i}}{\varepsilon_j^{\lambda_j}} = \exp [(\alpha_i - \alpha_j) - (K_i - K_j)]$$

L'esprit de cette méthode, comme celui des TISI et de la plupart des méthodes relatives, est de simplifier l'expression de la luminance quittant la cible et d'éliminer la température de surface du système d'équations. Nous pouvons ainsi atteindre des relations simples entre les émissivités spectrales. Comme les TISI, la méthode d'émissivité alpha relative a une variante qui permet de remonter aux grandeurs absolues (cf. partie 2.2.3.3).

2.2.3 Méthodes avec hypothèses *a priori* sur les inconnues

Ce sont les méthodes les plus nombreuses et les plus couramment utilisées. Elles lèvent la sous-détermination du système en ajoutant une hypothèse *a priori* sur les inconnues et permettent ainsi une résolution de celui-ci. L'hypothèse est généralement forte et limite l'utilisation des méthodes à un type restreint de matériau.

2.2.3.1 Méthodes Reference Channel, Blackbody Fit et Maximum Spectral Temperature

[18][17] [31] [22][2]

Ces trois méthodes considèrent une surface lambertienne. L'équation Eq. 2.5 est réécrite spectralement selon Eq. 2.19 :

$$L(\lambda) = \varepsilon(\lambda) B(\lambda, T) + (1 - \varepsilon(\lambda)) \bar{L}^\downarrow(\lambda) \quad (2.19)$$

A partir de Eq. 2.19 nous obtenons l'émissivité spectrale dans la direction de visée en fonction de la température ou l'inverse ($\bar{L}^\downarrow = E^\downarrow/\pi$) :

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{L(\lambda) - \bar{L}^\downarrow(\lambda)}{B(\lambda, T) - \bar{L}^\downarrow(\lambda)} \quad (2.20)$$

$$T(\lambda) = B^{-1} \left(\frac{L(\lambda) - \bar{L}^\downarrow(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)} + \bar{L}^\downarrow(\lambda) \right) \quad (2.21)$$

Ces méthodes ont en commun la simplicité de leurs hypothèses faites généralement sur l'émissivité.

Reference Channel

L'émissivité est supposée connue dans un canal de référence m . Une telle hypothèse peut être faite si l'on sait à quel type de matériau l'on a à faire. La température est déterminée avec Eq. 2.21 à la longueur d'onde équivalente du canal m et le spectre d'émissivité est obtenu dans les autres canaux grâce à Eq. 2.20. Son application aux données TIMS conduit par exemple à choisir une émissivité de 0.956 dans le canal à $11.75 \mu m$. Cette valeur est déterminée d'après l'analyse de mesure laboratoire d'émissivité d'une vingtaine de roches.

Black body Fit

La valeur maximale ε_{max} de l'émissivité et l'intervalle spectral dans lequel se trouve la longueur d'onde correspondante sont supposés connus. Deux valeurs T_{min} et T_{max} sont fixées afin d'encadrer la valeur inconnue de la température de surface T . Celle-ci est estimée par $\hat{T} = \frac{T_{max} + T_{min}}{2}$. Le spectre d'émissivité $\hat{\varepsilon}$ est calculé avec \hat{T} et sa valeur maximale $\hat{\varepsilon}_{max}$ est comparée à ε_{max} . En notant λ_{max} la longueur d'onde telle que $\varepsilon(\lambda_{max}) = \varepsilon_{max}$ et en utilisant la croissance stricte de $B(\lambda, T)$ en fonction de T ,

$$\begin{aligned} & \hat{\varepsilon}_{max} < \varepsilon_{max} \\ \Rightarrow & \hat{\varepsilon}(\lambda_{max}) < \varepsilon(\lambda_{max}) \\ \Leftrightarrow & \frac{L(\lambda_{max}) - \bar{L}^\downarrow(\lambda_{max})}{B(\lambda_{max}, \hat{T}) - \bar{L}^\downarrow(\lambda_{max})} < \frac{L(\lambda_{max}) - \bar{L}^\downarrow(\lambda_{max})}{B(\lambda_{max}, T) - \bar{L}^\downarrow(\lambda_{max})} \\ \Leftrightarrow & \hat{T} > T \end{aligned}$$

Remarque : cette dernière inégalité est vraie si $L(\lambda_{max}) - \bar{L}^\downarrow(\lambda_{max}) > 0$. Ainsi si $\hat{\varepsilon}_{max} < \varepsilon_{max}$, T_{max} est pris égal à \hat{T} , sinon $T_{min} = \hat{T}$. La boucle est reprise avec la nouvelle valeur de T_{min} ou T_{max} .

De même que pour "Reference channel", la valeur maximale d'émissivité est déterminée après analyse d'un jeu d'émissivités d'échantillons mesurées en laboratoire.

Maximum Spectral Temperature (ou Normalization method)

L'hypothèse est la même que celle de Black body Fit. L'algorithme est cependant amélioré. L'émissivité est supposée constante et égale à ε_{max} sur l'intervalle spectral considéré. Avec l'équation Eq. 2.21 un spectre de températures de brillance $T(\lambda)$ est calculé (Eq. 2.22) :

$$T(\lambda) = B^{-1} \left(\frac{L(\lambda) - \bar{L}^\downarrow(\lambda)}{\varepsilon_{max}} + \bar{L}^\downarrow(\lambda) \right) \quad (2.22)$$

Sous l'hypothèse $L(\lambda) - \bar{L}^\downarrow(\lambda) > 0$ et comme $B(\lambda, T)$ est une fonction strictement croissante de T , on montre que $T > T(\lambda) \forall \lambda$. En effet :

$$\begin{aligned} & \varepsilon < \varepsilon_{max} \\ \Leftrightarrow & \frac{L(\lambda) - \bar{L}^\downarrow(\lambda)}{\varepsilon_{max}} < \frac{L(\lambda) - \bar{L}^\downarrow(\lambda)}{\varepsilon} \\ \Leftrightarrow & B^{-1} \left(\frac{L(\lambda) - \bar{L}^\downarrow(\lambda)}{\varepsilon_{max}} + \bar{L}^\downarrow(\lambda) \right) < B^{-1} \left(\frac{L(\lambda) - \bar{L}^\downarrow(\lambda)}{\varepsilon} + \bar{L}^\downarrow(\lambda) \right) \\ & T(\lambda) < T \end{aligned}$$

La température de surface T est donc estimée par $\hat{T} = max(T(\lambda))$. Le spectre d'émissivité est ensuite déterminé avec \hat{T} comme température. Au contraire de la méthode Black body fit, cette méthode ne nécessite aucune itération. En réalité, du fait du bruit instrumental, une méthode itérative est employée pour s'affranchir de ce bruit [31].

Cette méthode a été employée pour des mesures au sol de l'émissivité de surfaces géologiques au moyen d'un spectromètre de terrain procédant en infrarouge thermique. Dans le cas des roches, le maximum d'émissivité, très proche de l'unité, est assez bien défini, justifiant l'emploi d'une telle méthode.

[31] compare les émissivités retrouvées par les trois méthodes à partir de mesures effectuées avec un spectromètre à transformée de Fourier de terrain à des mesures en laboratoire. Les résultats en terme de précision sont équivalents pour les trois méthodes, paramétrées avec $\varepsilon_{max} = 1$. Inférieure 0.02, l'erreur en valeur absolue sur l'émissivité est en moyenne faible dans la bande thermique (TIR, 8-12 μm) et dépasse 0.05 en moyen-infrarouge (MIR, 3-5 μm). Les bons résultats en bande TIR se justifient par un vraisemblable choix de matériaux vérifiant l'hypothèse d'émissivité maximale unitaire.

2.2.3.2 TES (Temperature Emissivity Separation)

[9][25][27][29][30][16]

La méthode TES est dédiée à des mesures multispectrales. Elle est initialement développée pour ASTER (*Advanced Spaceborne Thermal Emission reflectance Radiometer*, [9]), instrument satellital possédant cinq bandes en infrarouge thermique, en vue d'établir des cartes d'émissivités et de températures de la surface terrestre. [29] l'applique à des mesures au sol multi- et hyper-spectrales de 3 à 13 μm [29] et compare les émissivités de deux échantillons retrouvées par TES à des mesures laboratoire acquises à l'ONERA. Dans le cas des mesures multispectrales, l'écart entre les deux est en moyenne de 0.03. Les résultats sont beaucoup moins bons quand TES est utilisé avec des mesures hyperspectrales, l'écart entre les émissivités pouvant dépasser 0.1 à certains nombres d'onde dans les bandes TIR et MIR.

L'algorithme de TES est basé sur une relation empirique reliant la valeur minimale de l'émissivité à une grandeur liée au contraste du spectre d'émissivité. Cette relation décrite plus loin résulte d'une régression effectuée sur des échantillons de la librairie ASTER.

Le TES est divisé en trois modules :

- le module NEM
- le module ratio
- le module MMD

Le module NEM est basé sur la méthode Maximum Spectral Temperature. A partir d'une valeur maximale donnée de l'émissivité, une première estimation T_{NEM} de la température est calculée. Le module ratio calcule les ratios β_λ définis par :

$$\beta_\lambda = \frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon}$$

Ils servent au calcul de l'émissivité dans le module suivant, le module MMD. C'est dans ce module qu'intervient l'hypothèse permettant le découplage. Elle estime l'émissivité minimale à partir de la relation empirique :

$$\varepsilon_{min} = 0.994 - 0.687MMD^{0.737} \quad (2.23)$$

avec :

$$MMD = \max(\beta) - \min(\beta)$$

D'autres relations du type 2.23 peuvent être obtenues par apprentissage sur d'autres échantillons d'intérêt pour d'autres configurations de canaux de mesure. Une fois ε_{min} déterminé, les émissivités spectrales sont calculées suivant $\varepsilon_\lambda = \beta_\lambda \frac{\varepsilon_{min}}{\min(\beta)}$. La valeur

ε_{max} est ensuite déterminée et la température T_{TES} est calculée suivant le module NEM. La figure 2.4 détaille plus précisément l'algorithme TES.

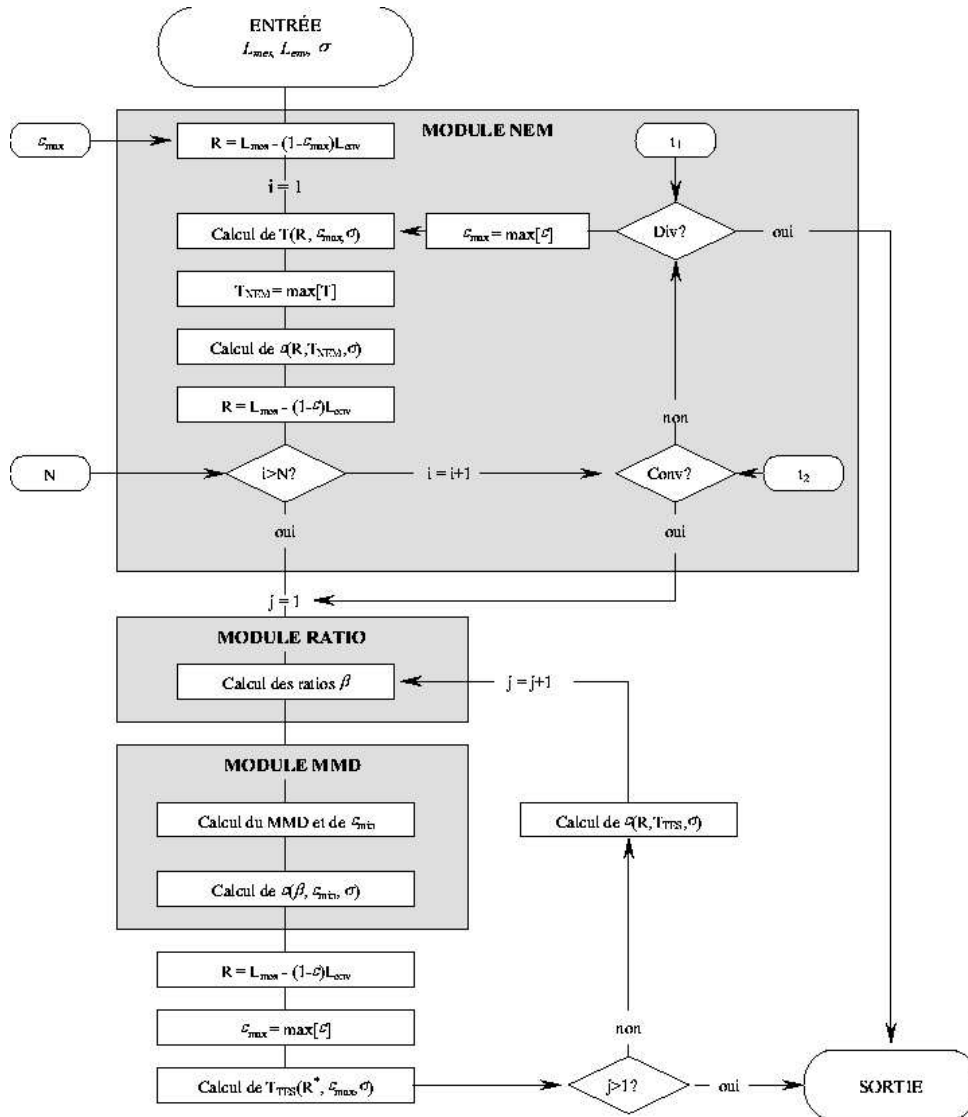


FIG. 2.4 - Schéma de l'algorithme TES

2.2.3.3 Méthode absolue alpha residual

[18][6]

Cette méthode est utilisée en multispectral, sur les données ASTER et TIMS. Afin d'obtenir un spectre d'émissivité absolu, une hypothèse est ajoutée à la méthode d'émissivité alpha relative (cf. partie 2.2.2.3). Elle est empirique et relie les émissivités à la variance des coefficients alpha. En reprenant l'équation 2.17, on extrait l'émissivité

dans la bande i en fonction des autres émissivités :

$$\varepsilon_i = \exp\left(\frac{\alpha_i + X - K_i}{\lambda_i}\right)$$

avec K_i donné par 2.18 et $X = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \lambda_j \ln \varepsilon_j$.

L'hypothèse s'exprime par :

$$X = c(\sigma_\alpha^2)^{1/J}$$

où σ_α est la variance des N coefficients α_i . Les coefficients c et J sont des constantes devant être obtenues par régression sur un certain nombre d'échantillons mesurés en laboratoire.

2.2.4 Méthodes de régularisation

Ces méthodes font partie des plus récentes. Elles s'appuient sur le fait que le spectre d'émissivité d'un sol naturel par exemple, d'un milieu dense plus généralement, est régulier. Ses variations sont lentes comparées à celles d'un spectre atmosphérique. La régularité est mesurée de différentes façons d'une méthode à l'autre, mais dans tous les cas, un nombre de bandes spectrales assez élevé est nécessaire pour pouvoir mesurer cette régularité.

2.2.4.1 Grey body emissivity

[2]

Cette méthode a été développée pour des besoins de caractérisation en température et émissivité de surfaces géologiques à partir d'images TIMS. Elle émet l'hypothèse de régularité de l'émissivité pour des longueurs d'onde supérieures à $10\mu m$. Cette hypothèse est justifiée par l'observation de spectres de nombreux matériaux, notamment naturels ou dérivés. Ces spectres présentent en effet souvent une zone lisse au delà de $10\mu m$. La méthode est appliquée à des mesures multispectrales (N est le nombre de bandes). Elle vise à minimiser la fonction J définie par :

$$J = \sum_{i=1}^N [\langle L_i \rangle - e(\lambda_i) B(\lambda_i, t)]^2$$

L'hypothèse de régularité de l'émissivité s'exprime en limitant à $M < N$ le nombre de valeurs prises par $e(\lambda_i)$. Une hypothèse supplémentaire concerne le modèle de la luminance mesurée $\langle L_i \rangle$ dans lequel le terme réfléchif est négligé et un bruit additif est ajouté pour compenser le terme réfléchif. Ainsi,

$$\text{hyp : } e(\lambda_i) \in \{e_1, \dots, e_M\} \quad M < N \quad (2.24)$$

$$\langle L_i \rangle = \varepsilon(\lambda_i) B(\lambda_i, t) + n_i \quad i = 1..N \quad (2.25)$$

Les paramètres $e(\lambda_i)$ et t qui minimisent J sont les meilleurs estimateurs de l'émissivité ε et de la température de surface T au sens des moindres carrés sur la luminance spectrale émise par la surface. En écrivant que la dérivée de J suivant e est nulle, on obtient une expression de $e(\lambda_i)$ en fonction de t (Eq. 2.26) et J devient uniquement fonction de t . Minimiser J revient à trouver t tel que $dJ/dt = 0$.

$$\frac{\partial J}{\partial e}(e, t) = 0 \Leftrightarrow e(\lambda_i) = \frac{\sum \langle L_i \rangle B(\lambda_i, t)}{\sum B^2(\lambda_i, t)} = f(t) \quad (2.26)$$

$$\Rightarrow J = J(t) \quad \text{et} \quad \frac{dJ}{dt} = 0 \quad (2.27)$$

L'algorithme utilisé dans [2] prend $M = N/2$. Il est initialisé avec une valeur de t donnée par l'une des méthodes simples décrites dans la partie 2.2.3. L'itération $k + 1$ est déduite de l'itération k d'abord par calcul de $e_{k+1} = f(t_k)$ (Eq. 2.26). Les N valeurs de e_{k+1} sont ensuite classées par ordre croissant et couplées deux à deux pour n'en garder que M valeurs. Avec celles-ci, dJ/dt et d^2J/dt^2 sont calculées en t_k . L'incrément sur la température δt_k est calculé en linéarisant l'équation Eq. 2.27 et t_{k+1} est déterminée par la relation Eq. 2.28 :

$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dt} \Big|_{t_k + \delta t_k} &= \frac{dJ}{dt} \Big|_{t_k} + \frac{d^2J}{dt^2} \Big|_{t_k} \delta t_k = 0 \\ \Leftrightarrow \delta t_k &= - \frac{\frac{dJ}{dt} \Big|_{t_k}}{\frac{d^2J}{dt^2} \Big|_{t_k}} \\ t_{k+1} &= t_k + \delta t_k \end{aligned} \quad (2.28)$$

La référence [2] donne une expression analytique des dérivées première et seconde, qui ne sera pas rapportée ici. Elle annonce une convergence assez rapide de l'algorithme.

2.2.4.2 Spectral Smoothness (SpSm)

[4][14] [15][31][19][5]

Cette méthode, assez récente, est principalement appliquée à des fins géologiques pour caractériser les sols à partir des émissivités qu'elle restitue. Elle est également utilisée indirectement par des missions météorologiques mesurant des profils atmosphériques à partir d'acquisitions aéroportées ou satellitales. Quelle que soit son utilisation, elle est généralement appliquée à des mesures hyperspectrales.

En reprenant l'équation 2.20, qui donne l'émissivité en fonction de la luminance mesurée, de la luminance atmosphérique descendante et de la température de surface T , on peut étudier les effets des raies d'absorption atmosphériques sur le spectre d'émissivité lorsque T est mal estimée. On constate alors qu'une variation de l'estimée \hat{T} autour de la vraie valeur T accentue la présence des raies dans le spectre d'émissivité.

La méthode s'appuie sur cette constatation et sur l'hypothèse de régularité de l'émissivité. La mesure de cette régularité spectrale de l'émissivité peut s'écrire de différentes façons. [14] énonce que \hat{T} est la température pour laquelle l'écart quadratique entre l'émissivité et cette même émissivité lissée est minimal (éq. 2.29). \hat{T} vérifie alors,

$$\hat{T} = \arg \min_T (\|fit(\varepsilon(T, \Delta\lambda)) - \varepsilon(T, \Delta\lambda)\|_2) \quad (2.29)$$

$\Delta\lambda$ est la bande spectrale sur laquelle l'émissivité est supposée lisse et où sont présentes de nombreuses raies d'absorption atmosphériques. L'intervalle $8, 1 - 8, 6 \mu m$ est souvent choisi, car il présente de nombreuses raies de la vapeur d'eau et car il se situe dans un creux d'émissivité (*bandes de Restrahlen*) des silicates où les valeurs d'émissivité s'écartent de l'unité. $fit(\varepsilon(T, \Delta\lambda))$ est l'émissivité lissée. [14] a choisi comme fonction $fit()$ le polynôme du second degré, en λ , qui interpole le mieux le spectre d'émissivité ε sur $\Delta\lambda$. Dans [4], la mesure de régularité, appliquée de 8 à $14 \mu m$, est la suivante,

$$Sm = \sum_{i=2}^{N-1} \left\{ \varepsilon_i - \frac{\varepsilon_{i-1} + \varepsilon_i + \varepsilon_{i+1}}{3} \right\}^2 \quad (2.30)$$

La température optimale est celle pour laquelle le spectre d'émissivité calculé minimise Sm . L'expression de Sm donnée par Eq. 2.30 est à un facteur multiplicatif près celle

de la dérivée seconde de l'émissivité en discret. En effet,

$$Sm = \frac{1}{9} \sum_{i=2}^{N-1} \{\varepsilon_{i+1} - 2\varepsilon_i + \varepsilon_{i-1}\}^2$$

La nécessité de pouvoir mesurer la présence de raies d'absorption gazeuses dans un spectre d'émissivité calculé avec une température fautive dédie cette méthode à des mesures à haute résolution spectrale. [4] détermine d'ailleurs qu'au delà d'une résolution de 16 cm^{-1} , Spectral Smoothness est inefficace.

[31] compare les émissivités trouvées par Spectral Smoothness, appliquée de 8.12 à $8.6 \mu\text{m}$ à des mesures hyperspectrales au sol, aux méthodes décrites dans la partie 2.2.3.1. Les résultats sont identiques entre toutes les méthodes : erreur sur l'émissivité en moyenne inférieure à 0.02 de 8 à $12 \mu\text{m}$ et supérieure à 0.05 de 3 à $5 \mu\text{m}$.

La thèse [5], qui utilise SpSm de 8 à $13 \mu\text{m}$, compare des émissivités simulées de billes de silicate à des mesures terrain de ces mêmes billes au moyen d'un spectroradiomètre à transformée de Fourier. Les écarts entre les deux sont inférieurs à 0.02 en moyenne. Ce résultat est confirmé par des simulations du protocole de mesure.

2.2.4.3 Décomposition en série de Fourier

[24]

Cette méthode, proposée pour être appliquée à l'instrument MODIS (*MODerate Infrared Spectrometer*), est indirectement basée sur une hypothèse de régularité de l'émissivité. Afin de réduire le nombre d'inconnues, trop élevé par rapport au nombre d'équations, le spectre d'émissivité est décomposé en série de Fourier :

$$\varepsilon(\lambda) = \sum_{i=0}^l \left[a_i \cos\left(\frac{2\pi i \lambda}{\lambda_{max}}\right) + b_i \sin\left(\frac{2\pi i \lambda}{\lambda_{max}}\right) \right]$$

où λ_{max} est la longueur d'onde maximale de l'instrument. Les inconnues sont les $2l - 1$ coefficients a_i et b_i , la température T , le contenu en vapeur d'eau et la température de l'air, ces derniers intervenant dans la détermination des termes atmosphériques du modèle de luminance en entrée capteur. Le nombre l est choisi de telle sorte que le nombre d'inconnues $M = 2l + 2$ soit égal à celui des bandes N . Les M inconnues s'obtiennent par minimisation du critère :

$$F = \sum_{j=1}^N (L_j^{mesure} - L_j^{modèle})^2 + f$$

où f est une fonction de pénalité qui force l'émissivité à rester dans une bande autour d'une droite de régression obtenue empiriquement sur un grand nombre d'échantillons (relation 2.23 du TES).

2.2.5 Méthodes multitemporelles

Ces méthodes sont basées sur des mesures effectuées sur une même cible à plusieurs moments différents. Elles font l'hypothèse que l'émissivité de la cible reste inchangée entre ces deux instants. Certains cas contredisent cette supposition. Les variations de l'humidité ou de la couverture végétale de la cible entre les différentes mesures, et dans des cas rares comme celui du sable, les variations de la température peuvent en effet modifier l'émissivité [6]. Cependant l'hypothèse reste vraie la plupart du temps.

2.2.5.1 TISI jour/nuit

[21][10] [6] [16]

Deux calculs des TISI (cf. partie 2.2.2.2) sont effectués, un de jour ($TISI_{jour}$) et un de nuit ($TISI_{nuit}$). De nuit l'éclairement solaire est nul, donc $TISI_{nuit}$ suit la relation 2.14 (le coefficient C est pris égal à l'unité). En revanche de jour, la réflexion du rayonnement solaire n'est plus négligeable dans la bande $3 - 5\mu m$. Dans cette bande spectrale, l'équation 2.5 devient :

$$L_i = \varepsilon_i b_i T^{n_i} + (1 - \varepsilon_i) \bar{L}_i^\downarrow + \rho_i E_i^{soleil} \cos \theta_s \quad (2.31)$$

où ρ_i désigne la réflectance bidirectionnelle et E_i^{soleil} l'éclairement solaire incident dans la direction θ_s .

A partir de l'expression précédente, on obtient une relation du type éq. 2.14 pour le $TISI_{jour}$:

$$TISI_{jour} = g(TISIE_{jour}, \rho_i)$$

La fonction g dépend entre autres des coefficient a_i choisis dans la relation 2.10 et de E_i^{soleil} . L'hypothèse a priori qui permettra d'ajouter l'équation manquante au problème considère que :

$$TISIE_{jour} = TISIE_{nuit}$$

Autrement dit, les rapports entre les émissivités ne changent pas entre le jour et la nuit. La réflectance bidirectionnelle ρ_i peut être alors déterminée dans la bande où l'équation 2.31 est valable. Si l'on connaît le facteur de forme f , défini par $f_i = \frac{\pi \rho_i}{1 - \varepsilon_i}$, l'émissivité s'obtient facilement en fonction de la réflectance bidirectionnelle. Par exemple, pour une surface lambertienne, le facteur de forme est égal à l'unité. Les émissivités calculées dans la bande de réflexion solaire et les TISI adéquats permettent d'obtenir les émissivités dans les autres bandes.

2.2.5.2 Séparation à plusieurs températures

[35][33][6][7]

Le but est de mesurer une cible à plusieurs températures différentes. Si N_T est le nombre de températures et N le nombre de canaux, les mesures fournissent $N \times N_T$ équations. Avec l'hypothèse d'invariance de l'émissivité entre les deux mesures, le nombre d'inconnues est $N + N_T$: les N_T températures et les N émissivités. Pour $N = 2$ et $N_T = 2$, le nombre d'équations égale celui des inconnues, le système est donc résolvable. Si $N > 2$ et $N_T \geq 2$, le nombre d'équations est supérieur à celui des inconnues. Il est alors possible de considérer comme nouvelles inconnues des paramètres qui étaient jusqu'alors estimés ou négligés. C'est ce qu'envisage l'application suivante qui introduit comme inconnues la réflectance bidirectionnelle, et des paramètres atmosphériques tels le contenu en vapeur d'eau et la température de l'air.

Dans le cadre de l'inversion des mesures de l'instrument satellital MODIS [33], le modèle de luminance $L(j)$ de Eq. 2.32 mesurée par le satellite est la somme de la luminance quittant la cible affectée de facteurs de transmission $t_i(j)$ et de la luminance atmosphérique montante. La luminance quittant la cible ne considère pas la réflexion solaire comme lambertienne, au contraire de Eq. 2.19, ce qui introduit une nouvelle inconnue qui est le facteur de forme f . Ce coefficient est pris indépendant de la bande j ([33]).

$$L(j) = t_1(j) \varepsilon(j) B_j(T) + L_a(j) + L_s(j) + \frac{1 - \varepsilon(j)}{\pi} [t_2(j) f \mu_0 E_0(j) + t_3(j) E_d(j) + t_4(j) E_t(j)] \quad (2.32)$$

L'indice j est celui de la bande spectrale considérée. $L_a(j)$ est la luminance montante due à l'émission propre de l'atmosphère et $L_s(j)$ la luminance atmosphérique montante due à la diffusion de l'éclairement solaire. $E_0(j)$ est l'éclairement solaire direct incident et μ_0 le cosinus de l'angle solaire zénithal. $E_d(j)$ est l'éclairement solaire diffus descendant et $E_t(j)$ l'éclairement descendant émis par l'atmosphère.

Les paramètres optiques décrivant le transfert radiatif dans Eq. 2.32 sont régis par des propriétés physiques qui constituent les paramètres supplémentaires intégrés dans le système d'équations. Ce sont la température de l'air au niveau du sol T_a et le contenu en vapeur d'eau cvv . Cela ajoute deux inconnues par mesure. Si N est le nombre de bandes, le nombre total d'inconnues est égal à $N + 7$: les N émissivités, le facteur de forme f , les deux températures du sol T (jour et nuit), les quatre paramètres atmosphériques (T_a et cvv pour le jour et la nuit). Les mesures de jour et de nuit fournissent $2N$ équations. En choisissant $N = 7$, le système aura quatorze équations et quatorze inconnues.

Deux algorithmes indépendants sont utilisés pour résoudre le système. Le premier est une régression linéaire effectuée sur des simulations couvrant le domaine d'observation (atmosphère à ciel dégagé, conditions atmosphériques et terrestres réalistes). Les quatorze variables x_i sont reliées aux quatorze températures de brillance y_i par :

$$x_i = \sum_{j=1}^{14} w_{i,j} y_j + w_{i,0} \quad (2.33)$$

$w_{i,j}$ sont des coefficients déterminés à partir de la régression.

Le second algorithme est basé sur les moindres carrés. L'algorithme est non linéaire contrairement au précédent, ce qui est mieux adapté au système lui-même non linéaire. Il minimise la fonction :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{14} \left\{ \frac{1}{\sigma_j^2} [L_j - L(j)]^2 \right\} \quad (2.34)$$

L_j est la luminance mesurée et $L(j)$ la luminance simulée suivant Eq. 2.32. Le terme σ_j est l'incertitude sur la valeur de l'observation L_j , relié au bruit de mesure.

[7] utilise de manière différente la méthode multi-températures en jouant sur la variabilité spatiale, et non temporelle de l'émissivité, l'esprit restant toutefois le même. Appliquée à des mesures de HIRS (*High resolution Infrared Radiation Sounder*), cette technique présente l'avantage de ne nécessiter qu'une seule image satellitale, la variabilité en température étant trouvée d'un pixel à l'autre. Son principal problème est que ces pixels doivent posséder la même émissivité, ce qui n'est a priori pas évident à déterminer.

2.2.6 Méthodes de regression

[33][7][26][13]

De nombreuses méthodes résolvent le problème de séparation émissivité température par l'utilisation de différents types de regression (linéaires, par réseaux de neurones...), exercées sur de volumineuses bases de données de profils atmosphériques et émissivités de sol. Elles permettent de retrouver simultanément émissivité, température et composition de l'atmosphère à partir de mesures aéroportées ou satellitales.

Ces méthodes ont généralement pour objectif principal la caractérisation de l'atmosphère et considèrent l'émissivité comme une donnée secondaire. La problématique est donc assez différente de la nôtre, qui d'une part travaille au niveau du sol et d'autre part cherche à déterminer l'émissivité avec le moins d'hypothèses *a priori* sur la surface observée.

2.3 Définition des méthodologies de mesure

2.3.1 Mesure des termes environnementaux

Au vu des différentes remarques des parties 2.1.1 et 2.1.2, une méthodologie essentiellement basée sur la mesure est choisie pour accéder aux termes environnementaux. Concernant les termes montants, ce choix ne prête guère à discussion. Il est toutefois beaucoup moins évident en ce qui concerne les termes descendants, au regard des difficultés que pose le caractère non lambertien du réflecteur. Néanmoins, par rapport au problème de la modélisation de l'éclairement associé à l'instrumentation et celui de cohérence spectrale entre éclairement et luminance de la surface observée, les difficultés engendrées par le réflecteur s'avèrent surmontables, comme on le verra dans la partie 4.2 où l'erreur sur l'éclairement retrouvé suivant la démarche proposée est au pire cas de 10% (cf. chapitre 5).

La méthode de détermination des termes environnementaux retenue nécessite trois mesures de luminance sur trois corps de référence en plus de celle sur l'échantillon. Les corps de référence se composent de deux corps noirs horizontaux à deux températures différentes et d'un réflecteur diffusant. Ils doivent d'une part être maîtrisés en température et émissivité de surface. L'émissivité peut être mesurée en laboratoire et les températures au moyen de sondes de contact ou par l'inversion des mesures du spectroradiomètre hors des bandes d'absorption, si ce dernier est correctement étalonné. D'autre part les corps de référence doivent être mesurés dans des conditions les plus proches, spatialement et temporellement, de celles du matériau dont on cherche à déterminer l'émissivité.

A partir des trois mesures de luminance sur les corps de référence, les termes environnementaux sont restitués par la simple résolution d'un système à trois équations et trois inconnues. Il peut de plus être noté que cette méthode, sous réserve d'une très bonne maîtrise des corps noirs horizontaux, permet un étalonnage du spectroradiomètre au niveau du sol, les coefficients d'étalonnage étant dans ce cas inclus dans les termes montants.

2.3.2 Séparation émissivité - température

Parmi les méthodes présentées dans la partie précédente, deux méthodes, qu'il y a lieu d'approfondir, s'avèrent a priori bien adaptées aux mesures hyperspectrales de terrain : la méthode Spectral Smoothness (SpSm) et la méthode multi-températures (MTM). Deux raisons motivent ce choix. La première est que ces méthodes sont dédiées explicitement (SpSm) à l'hyperspectral ou compatibles totalement (MTM) à la mesure au sol de l'émissivité. La seconde est qu'elles n'impliquent que des hypothèses faibles sur l'émissivité : régularité spectrale pour SpSm et invariance de l'émissivité entre les instants de mesure pour MTM, ne restreignant pas la mesure d'émissivité à un type particulier de matériaux.

Comme il a été dit précédemment, la méthode Spectral Smoothness joue sur la différence de régularité entre un spectre atmosphérique et le spectre d'émissivité d'un milieu dense. Le premier présente de nombreux pics ou raies spectrales alors que le second est en général assez lisse, du fait des structures électronique et moléculaire de la matière solide. La méthode se base sur le fait que si la température est mal évaluée, les structures spectrales atmosphériques se retrouvent dans le spectre d'émissivité. Elle cherchera donc la température qui minimise leur présence. Les différentes façons de mesurer la régularité spectrale de l'émissivité ne seront pas discutées ici, mais seront par la suite évaluées sur les mesures expérimentales.

Les méthodes multi-températures présentent également l'avantage de ne pas nécessiter de connaissance *a priori* sur la cible. Elles ont l'inconvénient d'être sensibles

au bruit. Il est cependant envisageable de mettre à profit le grand nombre d'équations ($2N$) qu'offre l'hyperspectral par rapport au nombre d'inconnues ($\sim N$) pour conditionner ce problème. En ce qui concerne l'hypothèse d'invariance de l'émissivité entre les mesures, il y a lieu de remarquer que les mesures terrain autorisent une certaine souplesse dans le protocole qui peut être mise à profit pour limiter l'éventuelle erreur associée à cette hypothèse.

2.3.3 Protocoles de mesure envisagés

Les deux méthodes de séparation retenues nécessitent des entrées différentes. SpSm détermine l'émissivité à partir de la luminance de la surface d'intérêt et de l'éclairement qu'elle reçoit, tous deux ramenés au niveau de la surface via les termes montants, alors que MTM a besoin d'au moins deux couples luminance-éclairage.

Protocole simple

Dans le cas de SpSm, les mesures de luminance sont donc au total au nombre de quatre : les trois mesures nécessaires à la mesure des termes environnementaux et la mesure sur la surface d'intérêt (figure 2.5).

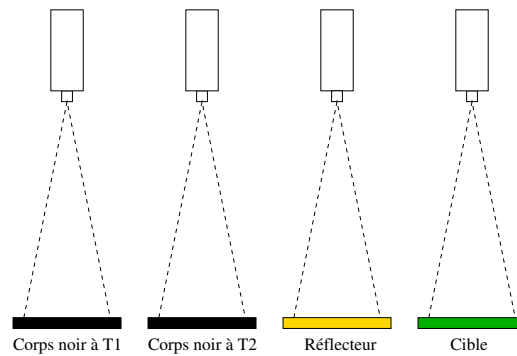


FIG. 2.5 - Schéma du protocole de mesure de l'émissivité de SpSm (quatre mesures de luminances)

Protocole ombre/soleil

Dans le cas de MTM, au moins deux mesures à deux températures de la surface d'intérêt sont nécessaires. Deux protocoles de mesures sont proposés. Soit le changement de température de la surface évolue naturellement (dû par exemple au changement d'éclairement solaire au cours de la journée), auquel cas le protocole de SpSm est à multiplier autant de fois qu'il y a de températures à considérer. Soit le changement de température est forcé, en faisant passer la surface d'intérêt de l'ombre au soleil et en mesurant le nombre souhaité de températures durant la transition thermique de la surface. Cette transition étant assez courte, de l'ordre de quelques minutes à quelques dizaines de minutes, une seule détermination des termes environnementaux est nécessaire.

La mise en pratique des différents protocoles envisagés est détaillée dans le chapitre suivant, traitant de la campagne de validation entreprise durant la thèse.

Chapitre 3

Campagne de mesure

La méthodologie de mesure de l'émissivité spectrale présentée dans le chapitre précédent a été mise en oeuvre expérimentalement lors d'une campagne de mesure. L'objectif de cette campagne était de valider, sur des matériaux préalablement caractérisés, les approches retenues, à la fois sur le plan du protocole expérimental visant à restituer les termes environnementaux, et sur le plan des méthodes de séparation émissivité-température.

Les travaux de la thèse ont délibérément porté l'accent sur cette partie expérimentale, principalement car elle permet de confronter la problématique de détermination de l'émissivité à une conjoncture réaliste, encore peu explorée, et que la simulation ne peut donc *a priori* reproduire exactement. Un effort important a donc été entrepris dans la préparation de cette campagne de mesure, afin de disposer d'un jeu de données le plus complet et maîtrisé possible, en vue d'établir un bilan d'erreur étayé sur la méthodologie mise en oeuvre.

La première partie de ce chapitre est consacrée à cette préparation. Y sont exposés la caractérisation du spectroradiomètre utilisé, le choix et la caractérisation des matériaux sur lesquels les méthodes seront évaluées, et une description des corps de référence utilisés par le protocole de mesure.

La seconde partie décrit le déroulement de la campagne et présente les données acquises ainsi que leur évaluation qualitative.

3.1 Préparation

3.1.1 Caractérisation du spectroradiomètre

La caractérisation du spectroradiomètre utilisé durant la campagne répond à deux objectifs complémentaires : la prise en compte de paramètres instrumentaux réalistes pour l'évaluation de performances des méthodes d'inversion par voie numérique et la recherche d'un point de fonctionnement optimal de l'instrument pour la campagne de mesure. Cette caractérisation a principalement porté sur trois postes :

- la dérive temporelle de l'instrument : l'instrument utilisé est un spectroradiomètre de laboratoire présentant des performances particulièrement élevées dans cet environnement stabilisé. Il convenait donc d'adapter son utilisation à l'environnement extérieur.
- le bruit instrumental : il représente un poste d'erreur pour l'estimation de l'émissivité qu'il convient de maîtriser afin de mettre en regard les performances de l'instrument et le bilan d'erreur sur les grandeurs restituées (termes environnementaux et émissivité).

- le champ instrumental qui dimensionnera les conditions géométriques de prise de vue

3.1.1.1 Présentation de l'instrument

L'instrument utilisé est le spectroradiomètre à transformée de Fourier BOMEM MR254, prêté par le CEAT (Centre d'Essais Aéronautique de Toulouse). Il possède deux détecteurs : MCT (*Mercury Cadmium Telluride, soit HgCdTe*) et InSb (antimoniure d'Indium), dont les réponses couvrent respectivement l'infrarouge thermique (750 à 2200 cm^{-1}) et le moyen infrarouge (1800 à 3500 cm^{-1}). Le concept du bloc interférométrique, présenté sur la figure 3.1, est basé sur le mouvement pendulaire de deux miroirs coin de cube. La variation de chemin optique résulte d'une rotation des miroirs et non de la traditionnelle translation, permettant de diminuer le temps d'acquisition d'un interférogramme complet (10 à 65 spectres par seconde pour des résolutions allant de 1 à 16 cm^{-1}).

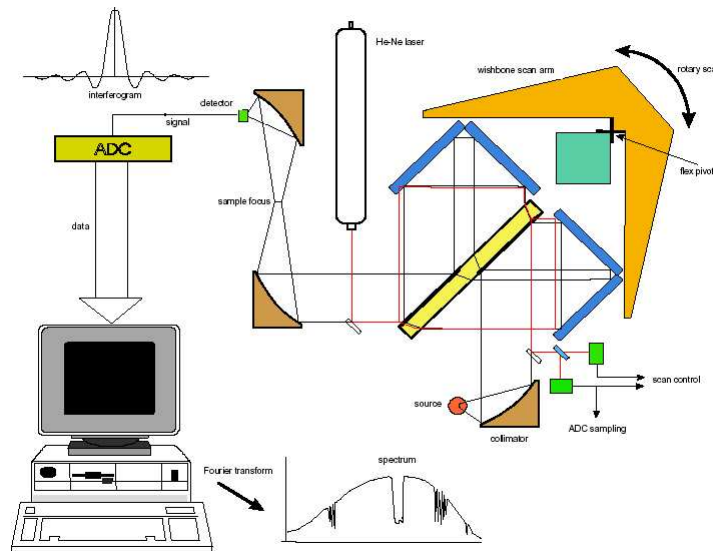


FIG. 3.1 - Schéma de l'interféromètre du BOMEM (origine constructeur)

D'autres choix de conception permettent d'assurer une bonne qualité radiométrique. L'acquisition de l'interférogramme sur les deux détecteurs est déclenchée par la mesure des franges d'interférence d'une source laser *HeNe*, afin de minimiser l'erreur d'estimation de la différence de marche instantanée entre les deux "bras" interférométriques. Par ailleurs, la lame séparatrice est symétrique, rendant le système autocompensé par construction. Enfin, une source froide placée sur l'entrée secondaire de l'interféromètre (figure 3.2) permet de corriger le fond instrumental.

Les mesures peuvent être acquises à des résolutions spectrales comprises entre 1 et 128 cm^{-1} et avec une large gamme de temps d'intégration directement reliés au nombre de scans du système pendulaire (1 scan = 1 rotation aller-retour). Les conditions standard de mesure choisies pour la caractérisation instrumentale sont une résolution spectrale $\delta\nu = 4\text{ cm}^{-1}$ et un nombre de scans par mesure $N_{\text{scans}} = 1$.

Les spécifications constructeur sont rapportées sur la figure 3.3.

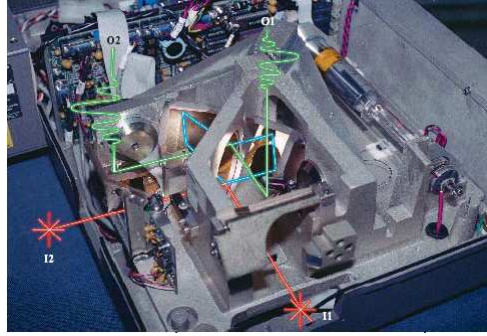


FIG. 3.2 - Parcours des rayons de la surface observée (I1) et de la source froide (I2) dans l'interféromètre (origine constructeur)

3.1.1.2 Caractéristiques spectrales

Le pas d'échantillonnage est relié aux franges du laser *HeNe* par :

$$d\nu = \frac{\nu_{HeNe}}{N}$$

où $N = 32768/\delta\nu$ et $\delta\nu$ est la résolution du constructeur. Ainsi pour une résolution constructeur de 4 cm^{-1} , le pas d'échantillonnage vaut $d\nu = 1.93 \text{ cm}^{-1}$.

$\delta\nu$ est une résolution garantie si une apodisation est appliquée à l'interférogramme. Dans notre cas, aucune apodisation n'est appliquée et la sensibilité spectrale réelle théorique pour un système parfait s'écrit :

$$S_j(\nu) = \text{sinc}\left(\frac{\pi}{d\nu}(\nu - \nu_j)\right)$$

où ν_j est le nombre d'onde central du canal j .

La largeur totale à mi-hauteur associée à S_j s'écrit :

$$\Delta\nu = 1.207 \times d\nu$$

et vaut dans notre cas ($\delta\nu = 4 \text{ cm}^{-1}$) $\Delta\nu = 2.3 \text{ cm}^{-1}$.

3.1.1.3 Etalonnage radiométrique

Les détecteurs du spectroradiomètre répondent linéairement au flux incident. L'étalonnage du spectroradiomètre consiste alors à acquérir la réponse à deux luminances connues, L_1 et L_2 , et à établir la relation linéaire entre les interférogrammes bruts acquis, X_1 et X_2 , et ces luminances. Aux deux luminances L_1 et L_2 , sont associées les transformées de Fourier des interférogrammes acquis¹ :

$$\begin{cases} L_1 = a \times TF(X_1) + b \\ L_2 = a \times TF(X_2) + b \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} a = (L_1 - L_2) / (TF(X_1) - TF(X_2)) \\ b = L_2 - a \times TF(X_2) \end{cases} \quad (3.1)$$

Une fois les coefficient a et b déterminés, un interférogramme brut mesuré X est converti en luminance en ne prenant que la partie réelle de la transformation linéaire² :

$$L = \text{Re}(a \times TF(X) + b)$$

¹Les termes $TF(X_i)$ sont généralement complexes du fait de l'asymétrie des interférogrammes X_i , due aux retards non-nuls des chaînes électroniques déclenchant les acquisitions. Ces retards diffèrent entre les trajets aller et retour du miroir rotatif, mais sont stables temporellement pour un même trajet. Les deux trajets sont donc traités séparément.

²Si l'instrument est stable entre les deux acquisitions sur les deux sources étalon et le matériau d'intérêt, la partie imaginaire de $a \times TF(X_i) + b$ ne contient que du bruit de mesure.

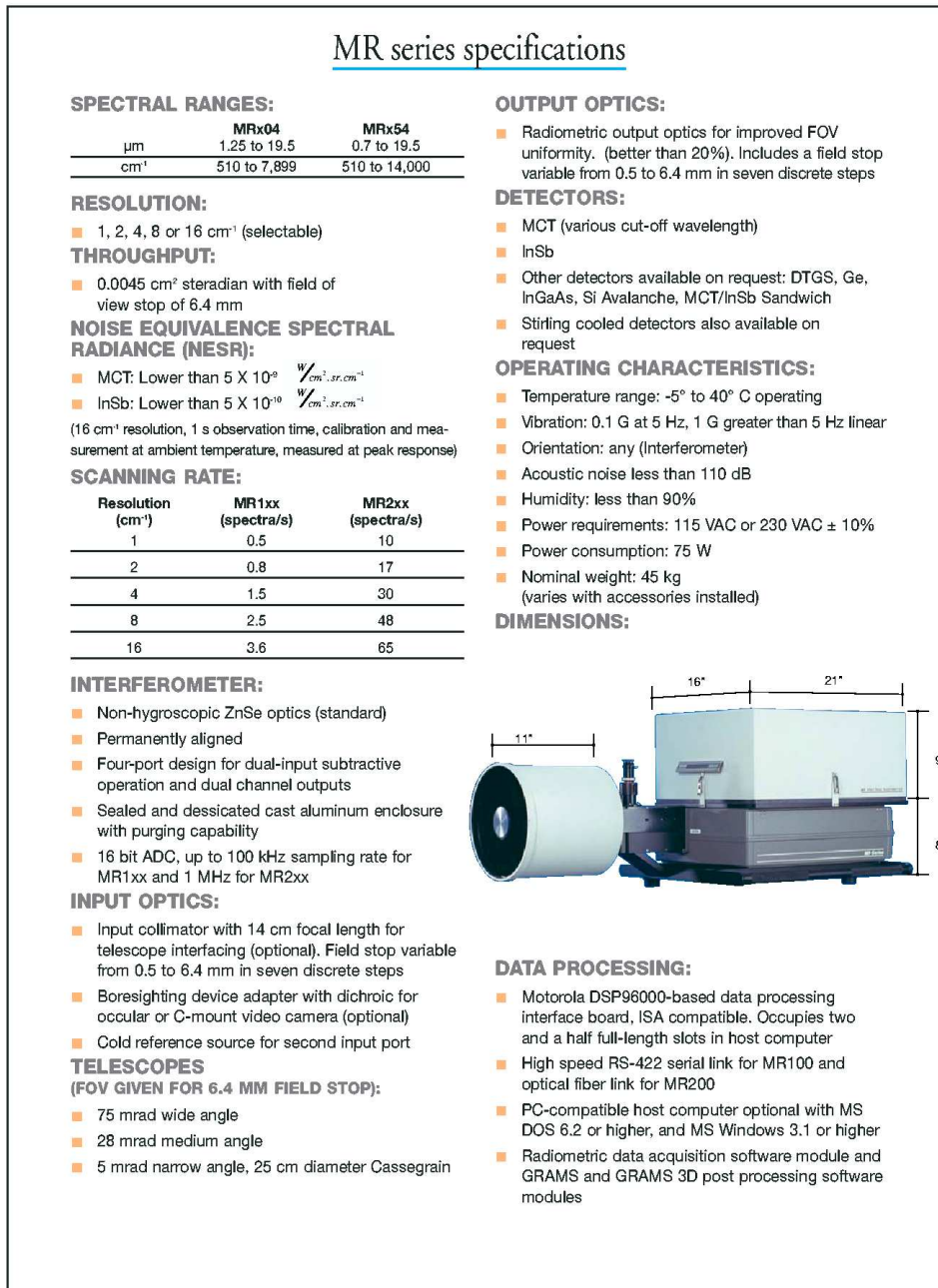


FIG. 3.3 - Caractéristiques du spectroradiomètre BOMEM

Dans notre cas, un corps noir étendu et vertical est observé à deux températures différentes. Il s'agit d'un corps noir MIKRON qui sera décrit dans la partie 3.1.2.2. Bien que son spectre d'émissivité ne soit pas égal à un, il sera supposé dans cette partie qu'il rayonne selon la loi de Planck avec la température de consigne. L'erreur résiduelle d'étalonnage associée à cette simplification reste sans conséquence sur les résultats présentés dans la suite. La procédure d'étalonnage, adaptée à une mesure en extérieur et prenant en compte l'émissivité réelle du corps noir d'étalonnage, est décrite au chapitre 4.1.

3.1.1.4 Dérive instrumentale

La dérive d'un instrument représente l'évolution temporelle basse-fréquence de ses mesures sur un corps stable. Dans le cas présent, sa détermination consiste à mesurer à différents instants la luminance d'un corps noir maintenu à température constante. Le corps noir utilisé est le corps noir MIKRON cité plus haut, dont la température est maintenue à 35°C . Les mesures sont acquises toutes les dix minutes durant huit heures. Une mesure résulte de la moyenne sur 150 scans du miroir pour réduire le bruit instrumental.

Les résultats, montrant l'évolution temporelle de la luminance relative, rapport de la luminance à un instant t sur la luminance à un instant de référence t_{ref} , sont présentés pour les deux voies de mesure, MCT et InSb, dans différents domaines spectraux et dans deux conditions environnementales différentes.

En environnement stable

Le spectroradiomètre est ici placé dans un laboratoire de température régulée, avoisinant 20°C . La figure 3.4 présente la dérive relative des luminances du capteur MCT de 700 à 1250 cm^{-1} . Le temps $t = 0$ correspond à l'allumage de l'instrument.

Les figures 3.4 (b) et (c) montrent que l'instrument ne commence à se stabiliser qu'au bout de deux heures et n'atteint véritablement une zone stable, où la dérive devient inférieure à 1% par heure quel que soit le nombre d'onde, qu'à partir de quatre heures de fonctionnement. Le temps de référence est choisi comme celui à partir duquel cette stabilité est atteinte, soit $t_{ref} = 4h$. Le temps de stabilisation est donc important. Il peut également être noté qu'après six heures, une forte hausse de la dérive est observée, du fait de l'évaporation totale de l'azote liquide qui ne refroidit plus les détecteurs. La zone de stabilité, dans laquelle le régime asymptotique semble être atteint, s'étend donc sur un peu plus de deux heures. Dans cette zone la dérive, variant peu avec le nombre d'onde, est de l'ordre de 0.5% par heure aux faibles nombres d'ondes et de 1% par heure aux forts nombres d'onde.

Le capteur InSb montre une plus grande stabilité que le MCT dans leur domaine spectral commun (1800 à 2200 cm^{-1}). La figure 3.5 indique en effet une dérive du même ordre de grandeur que celle du MCT dans la bande thermique (maximum 1% par heure). La dérive de l'InSb de 2200 à 3500 cm^{-1} n'est quant à elle pas représentée. La faiblesse du signal dans ce domaine spectral implique une dérive du signal masquée par le bruit et donc difficilement observable.

L'importante durée de stabilisation de la réponse instrumentale est essentiellement due à la régulation thermique du bloc interférométrique. Afin de s'affranchir de ce délai pénalisant, l'instrument sera automatiquement mis sous tension par une minuterie, quatre heures avant le début des mesures quotidiennes de la campagne expérimentale. Une stabilisation complète est alors atteinte environ une heure après remplissage des cryostats de chaque détecteur refroidi à l'azote liquide.

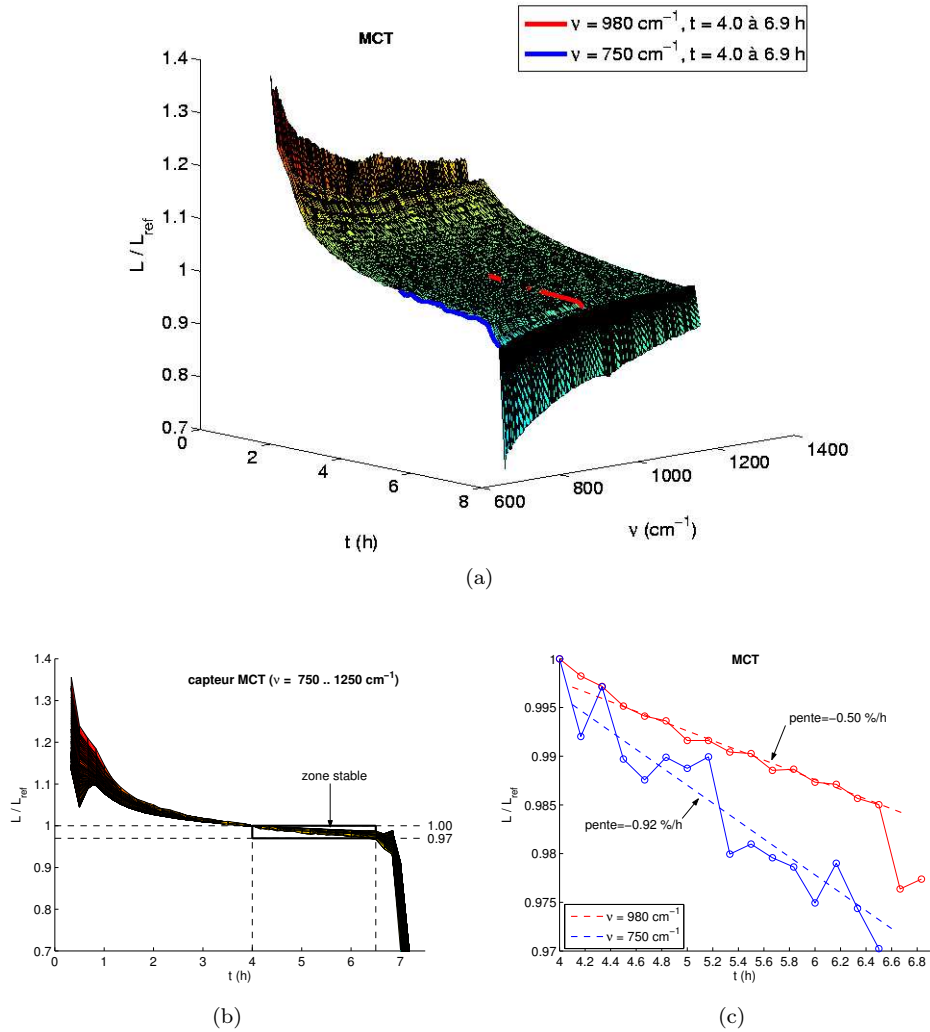


FIG. 3.4 - Dérive du MCT : (a) rapport de la luminance mesurée L sur la luminance de référence L_{ref} (luminance à $t = 4h$) en fonction du nombre d'onde et du temps après allumage du spectroradiomètre. (b) projection de (a) dans le plan Luminance/temps. (c) L/L_{ref} à deux nombres d'onde dans la zone temporelle stable.

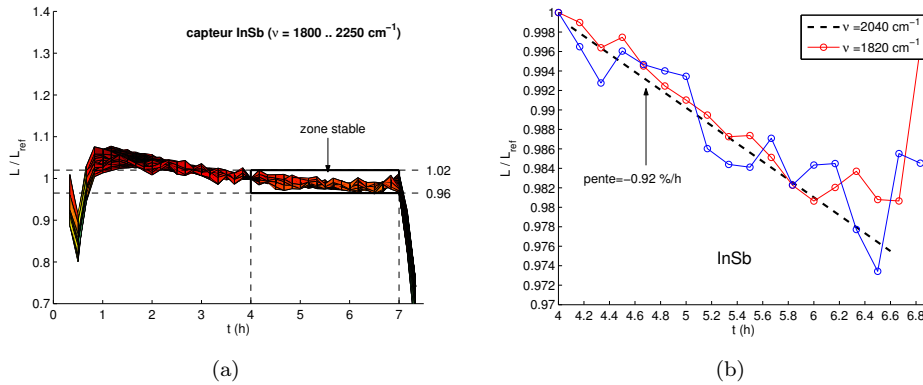


FIG. 3.5 - Dérive de l'InSb : (a) *idem* figure 3.4-(b). (b) *idem* figure 3.4-(c).

En environnement variable

Afin de caractériser le comportement du spectroradiomètre dans un environnement variable en température, l'instrument est placé dans une chambre climatique dont la température varie de 5°C à 40°C par paliers de 5°C, puis de 40°C à 5°C en suivant les paliers inverses. L'instrument vise toujours le corps noir, positionné lui aussi dans la chambre, dont la température est maintenue à 25°C. Du fait de sa qualité de régulation et des variations lentes de la température de la chambre, le corps peut être supposé parfaitement stable.

Un thermocouple est de plus placé à l'intérieur du spectroradiomètre en vue d'évaluer son inertie thermique et d'éventuellement corrélérer la réponse de l'instrument à sa température interne.

Deux étalonnages sont réalisés, l'un avant la montée en température (la chambre est alors à 5°C) et l'autre après (chambre à 40°C). La figure 3.6 présente les dérives relatives de la luminance mesurée sur le corps noir au cours des montée et descente de la chambre en température, en considérant chacun des deux étalonnages. Elle met en évidence la grande sensibilité du spectroradiomètre à la température ambiante, et plus précisément à sa température interne, différente de celle de la chambre du fait de l'inertie thermique de l'instrument.

La dépendance de l'écart des mesures du spectroradiomètre en fonction de sa température interne apparaît déterministe : pour deux valeurs égales cette température interne, l'une prise sur la montée en température de la chambre (courbe pointillée) et l'autre sur la descente (courbe trait plein), le même écart est retrouvé quel que soit l'étalonnage. Il semble donc possible de corriger les mesures connaissant la température interne. Cependant, étant donnée la particularité de l'environnement utilisé (chambre climatique) en comparaison d'un environnement en extérieur, les corrections ne pourront être transposées d'un milieu à l'autre. De plus, envisager le même type d'expérimentation en vue de corrections en milieu extérieur paraît beaucoup plus délicat qu'en chambre, car le nombre de paramètres à prendre en compte est beaucoup plus grand (la seule température interne risque de n'être pas suffisante).

Ainsi, la solution choisie est de thermaliser le spectroradiomètre au moyen d'une enceinte isolante refroidie (figure 3.7). Cette dernière a été réalisée en polystyrène extrudé recouvert sur le côté extérieur d'un film doré pour limiter l'échauffement par absorption du rayonnement solaire. Le film doré n'est pas appliqué sur les faces avant

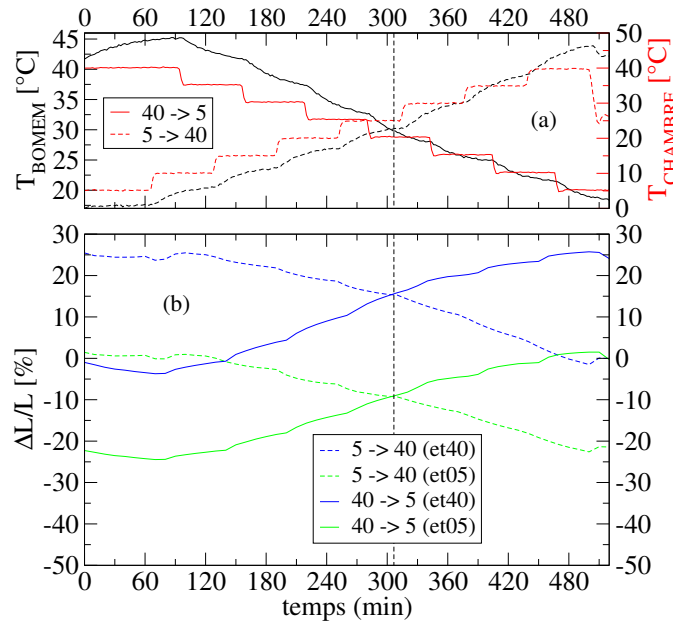


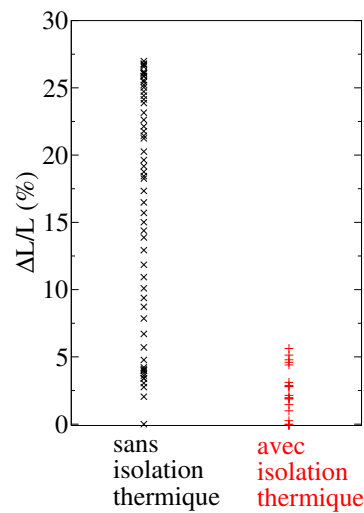
FIG. 3.6 - Dérive en chambre thermique. (a) Températures de la chambre et du spectroradiomètre lors d'une descente en température de la chambre de 40 à 5°C ("40->5" dans la légende) et lors d'une montée de 5 à 40°C ("5-> 40"). (b) Ecart relatif entre la luminance d'un corps noir à 25°C à $\nu = 1003 \text{ cm}^{-1}$, et les luminances mesurées à ce nombre d'onde lors de la descente et de la montée pour deux étalonnages à deux températures de chambre : 5 et 40°C ("et05" et "et40" respectivement).

et inférieure pour éviter les phénomènes de réflexion solaire vers la surface observée par le spectroradiomètre. Le refroidissement de l'enceinte est assuré à l'aide d'un climatiseur portatif soufflant de l'air froid dans l'enceinte d'isolation. L'air froid injecté doit compenser grossièrement la puissance thermique dissipée par l'instrument ($\sim 500\text{W}$), de sorte qu'une température d'équilibre raisonnable soit rapidement atteinte dans l'enceinte. Cette conception, d'approche empirique et volontairement rustique, a pour vocation d'adapter un moyen de laboratoire à l'environnement extérieur, sans faire appel à des systèmes de régulation sophistiqués sortant de nos préoccupations premières.

Afin d'évaluer l'apport de l'isolation thermique sur la précision des mesures du spectroradiomètre, une première série de mesures de dérive s'est déroulée en chambre climatique. La figure 3.8 montre que sur un même changement de l'environnement (ici la température de l'air augmente de 5 à 40°C), la plage de valeurs de la dérive relative entre les différentes mesures est beaucoup plus faible (divisée par 5) lorsque le système d'isolation thermique est utilisé. Cependant, dans ce dernier cas, elle peut encore atteindre des valeurs importantes (de l'ordre de 5% hors bande d'absorption gazeuse). La cause principale n'est pas l'isolation de l'enceinte en polystyrène, mais l'instabilité de la climatisation qui délivre un air dont la température peut varier de presque 5°C lorsque la température ambiante varie de 35°C. Nous verrons que durant la campagne, ces variations sont moindres et la dérive estimée du spectroradiomètre, alliée à un étalonnage plus fréquent assurent des valeurs inférieures au pourcent.



FIG. 3.7 - Isolation thermique du spectroradiomètre (coupe)

FIG. 3.8 - Nuages des écarts relatifs à $\nu = 1003 \text{ cm}^{-1}$ entre les différentes luminances mesurées et la dernière luminance obtenue lors d'une montée en température (de 5 à 40°C) de la chambre climatique pour deux cas : avec et sans isolation thermique.

3.1.1.5 Écart-type du bruit

Le bruit est caractérisé par son écart-type σ_L défini par :

$$\sigma_L(\nu) = \sqrt{\frac{1}{N_m - 1} \sum_{k=1}^{N_m} (L_k(\nu) - \bar{L}(\nu))^2} \quad (3.2)$$

où \bar{L} est la moyenne de N_m acquisitions successives devant une source stable. Le bruit est étudié pour différentes configurations afin de déterminer sa dépendance aux paramètres de réglage de l'instrument (nombre de scans moyennés, résolution spectrale) et au niveau du signal mesuré. Il est calculé à partir de N_m mesures successives, aux paramètres identiques, sur le corps noir MIKRON réglé à 35°C. Le tableau 3.1 résume la configuration de base à partir de laquelle les écarts-types sont calculés.

Résolution spectrale	$\delta\nu = 4 \text{ cm}^{-1}$
Fréquence du miroir	1040 scans/min
Nombre de mesures	$N_m = 450$
Nombre de scans par mesure	$N_{\text{scans}} = 1$
Distance pupille d'entrée - corps noir	$\simeq 90 \text{ cm}$
Température du corps noir	35°C

TAB. 3.1 - Paramètres de mesure de la dépendance temporelle de σ_L

Dépendance spectrale

La figure 3.9 révèle les écarts-types du bruit sur les spectres bruts des deux détecteurs, résultats de la transformée de Fourier de leur interférogramme. Ils sont peu marqués spectralement, en particulier dans les bandes d'absorption, ce qui démontre la contribution négligeable des gaz absorbants (vapeur d'eau et dioxyde de carbone) dans le bruit brut. En revanche, ils influenceront indirectement sur le bruit du signal brut converti en luminance via l'étalonnage, comme le montre la figure 3.10, qui représente les écart-types des luminances mesurées par les deux capteurs en fonction du nombre d'onde.

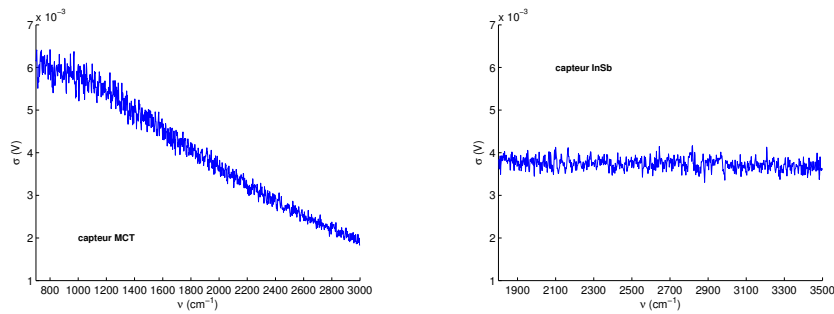


FIG. 3.9 - Ecart-type du bruit sur le signal brut des deux capteurs.

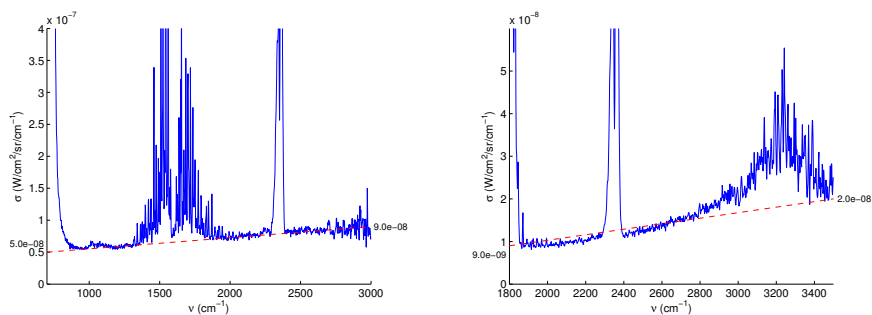


FIG. 3.10 - Ecart-type du bruit sur le signal étalonné des deux capteurs.

La valeur “plancher”³ (hors bandes d’absorption) de l’écart-type du MCT est de l’ordre de $5 \times 10^{-8} \text{ W/cm}^2/\text{sr/cm}^{-1}$. Celle de l’InSb de l’ordre de $1 \times 10^{-8} \text{ W/cm}^2/\text{sr/cm}^{-1}$, est environ sept fois plus faible que celle du MCT dans leur domaine spectral commun (figure 3.10). Les deux présentent les mêmes caractéristiques à des échelles différentes : augmentation globale faible et linéaire en fonction du nombre d’onde, contributions marquées des spectres d’absorption gazeuses. L’augmentation brutale du bruit à la coupure basse des deux détecteurs est due à leur chute brutale de détectivité.

Dépendance temporelle

L’écart-type est calculé tous les quarts d’heure sur une durée de quatre heures à partir de l’allumage du spectroradiomètre. Le dépouillement fournit donc une cartographie $\sigma_L(\nu, t)$, avec le même pas temporel (15 min). Elle est représentée en figure 3.11, qui montre que très rapidement (au bout d’une demie heure), l’écart-type du bruit devient indépendant du temps, *i.e* le bruit mesuré est décorrélié de la dérive instrumentale.

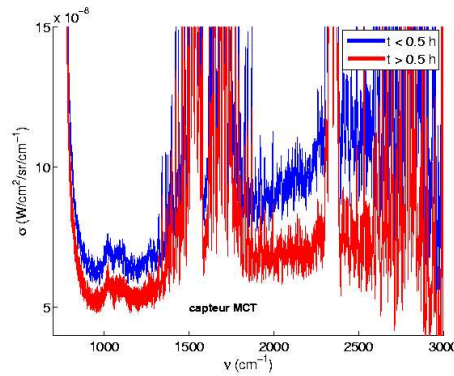


FIG. 3.11 - *Ecart-type du bruit en fonction du temps (après allumage du spectroradiomètre)*

Dépendance en nombre de scans

Le spectroradiomètre permet de moyennner un nombre de scans N_{scans} par mesure. Dans ce cas, le signal délivré résulte de la sommation de N_{scans} interférogrammes. Les écart-types de la mesure à N_{scans} scans et de la mesure à 1 scan sont alors théoriquement reliés par un facteur $1/\sqrt{N_{\text{scans}}}$. Ce point a été vérifié en réalisant différentes acquisitions à différents nombres de scans : $N_{\text{scans}} = 1, 2, 4, 8, 16, 32$. Les résultats sont présentés sur la figure 3.12 pour le capteur MCT. Ils peuvent être appliqués au capteur InSb.

Dépendance en résolution spectrale

L’influence de la résolution spectrale est présentée en figure 3.13, où sont tracés les écart-types obtenus pour différentes résolutions spectrales d’acquisition : $\delta\nu = 1, 2, 4, 8, 16, 32 \text{ cm}^{-1}$.

Les résultats MCT et InSb sont identiques et la relation théorique d’un écart-type proportionnel à $1/\sqrt{\delta\nu}$ est vérifiée.

³La valeur plancher proportionnelle à ν est conforme à l’hypothèse d’un bruit blanc au niveau du détecteur, exprimé en grandeurs photoniques.

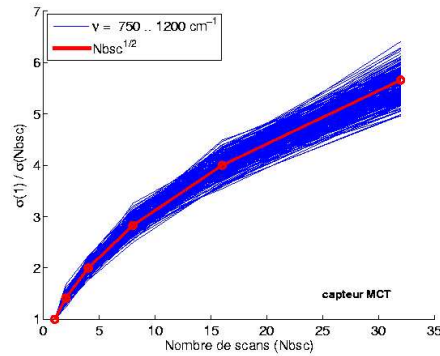


FIG. 3.12 - *Ecart-type du bruit en fonction du nombre de scans (superposition des différents nombres d'onde entre 750 et 1200 cm^{-1}).*

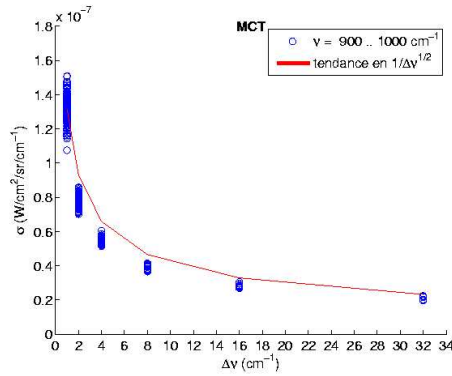


FIG. 3.13 - *Ecart-type du bruit (intégré) en fonction de la résolution spectrale*

Dépendance en niveau de signal

Des mesures, effectuées sur un corps noir à différentes températures, de 15 à 50°C, ont permis de montrer la dépendance nulle de l'écart-type en fonction du niveau du signal mesuré. Des résultats équivalents sont observés pour le détecteur InSb. Ce résultat conforte le modèle constructeur d'un bruit essentiellement d'obscurité.

Comparaison avec les données constructeur

Les dépendances aux paramètres instrumentaux étant vérifiées, le bruit mesuré est transposé aux paramètres de réglage constructeur. Le tableau 3.2 montre que le bruit transposé est conforme à la spécification.

3.1.1.6 Calage spectral

La figure 3.14 superpose une courbe de transmission fournie par le code raie par raie LBLRTM (*Line By Line Radiative Transfer Model*) et une différence ajustée entre

	constructeur	mesure
MCT	$< 5 \times 10^{-9}$	$< 8 \times 10^{-9}$
InSb	$< 5 \times 10^{-10}$	$< 1 \times 10^{-9}$

TABLE 3.2 - Comparaison du niveau de bruit en $W/cm^2/sr/cm^{-1}$ spécifié par le constructeur et mesuré par nos soins ($\delta\nu = 16 cm^{-1}$ et $N_{\text{scans}} = 32$).

deux mesures réalisées sur un même corps noir placé à deux distances de l'instrument. Elle révèle un très bon positionnement en nombre d'onde des raies d'absorption.

Il sera vu, durant la campagne de mesure, que la forme et l'intensité des raies présentes dans la luminance mesurée sur un réflecteur diffusant s'accordent moins bien avec celles de la luminance simulée de ce dernier, que leur positionnement spectral.

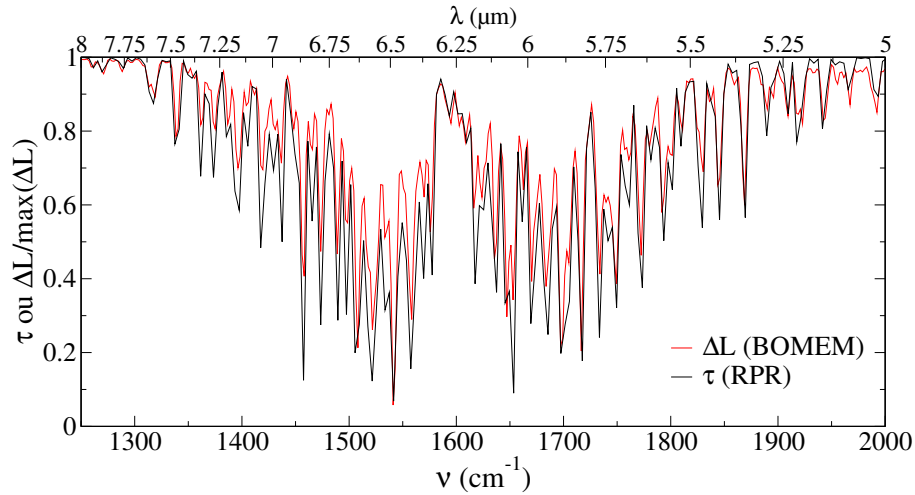


FIG. 3.14 - Superposition d'une transmission calculée par un code raie par raie et une différence entre deux mesures d'un corps noir à deux distances de l'objectif (la différence est ajusté manuellement à la transmission)

3.1.1.7 Champ de l'instrument

La détermination du champ du spectroradiomètre a consisté à mesurer sa réponse au rayonnement d'un point source déplacé autour de l'axe optique. La figure 3.15 illustre le dispositif de mesure. Le point source est constitué d'un corps noir à $300^\circ C$ diaphragmé.

Pour un point source situé à une distance de l'objectif de $2 m$, correspondant à la distance à laquelle les matériaux seront observés durant la campagne, les champs du MCT et de l'InSb sont présentés en figure 3.16. Ils sont *quasi* circulaires, de diamètre $20 cm$ et *quasi* symétriques par rapport à la ligne de visée du spectroradiomètre.

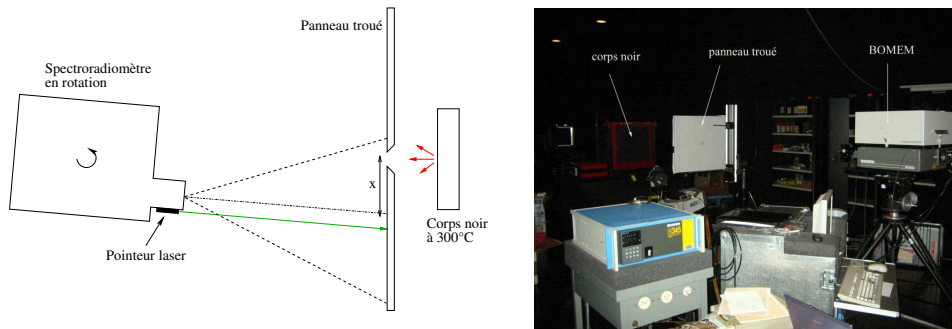


FIG. 3.15 - Mesure du champ

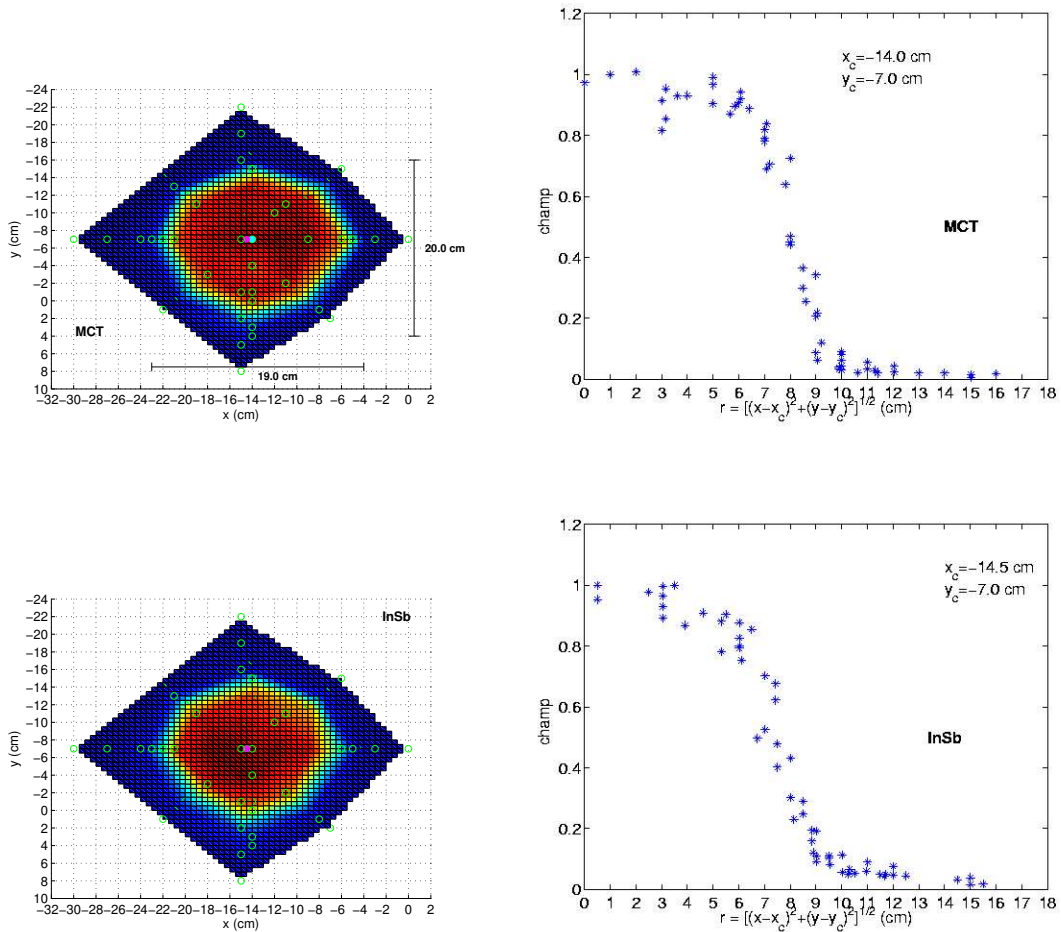


FIG. 3.16 - Champ des deux capteurs du spectroradiomètre, dans la configuration de la campagne, à 2m (gauche : image 2D du champ, droite : profil radial normalisé).

3.1.2 Matériaux observés

Une partie de la préparation de la campagne a résidé dans le choix et la caractérisation des matériaux à employer pour valider la méthodologie de mesure de l'émissivité. Le choix des matériaux porte à la fois sur les corps de référence, utilisés comme corps noirs ou réflecteur diffusant pour la mesure des termes environnementaux, et sur les matériaux dont on cherchera à déterminer l'émissivité. Ces derniers seront appelés échantillons par la suite.

Tous les matériaux sont placés dans des caisses de dimensions avoisinant $30 \times 30 \times 10$ cm. Le choix d'un tel conditionnement résulte autant des contraintes de mesure de la campagne (champ instrumental de 20 cm, configuration géométrique...), que du protocole choisi pour la validation. Ils sont instrumentés autant que possible en mesure de température de surface et leurs propriétés optiques sont mesurées en laboratoire préalablement à la campagne.

3.1.2.1 Caractérisation optique des matériaux en laboratoire

La caractérisation optique a pour objectif de maîtriser la réflectance ou l'émissivité spectrale des corps de référence, requises pour la détermination des termes environnementaux, et de disposer, pour les échantillons, d'un point de comparaison pour la validation expérimentale.

Le spectromètre de laboratoire utilise une sphère intégrante pour mesurer la réflectance directionnelle hémisphérique d'un échantillon plaqué à l'ouverture de cette sphère. Ce système de mesure impose un échantillon plat, pouvant être placé horizontalement et de dimension n'excédant pas 40 cm de largeur et 10 cm de hauteur. L'émissivité se détermine à partir de la réflectance mesurée grâce à la seconde loi de Kirchhoff (Eq. 1.7). L'ouverture de la sphère intégrante possède un diamètre d'environ quatre centimètres, rendant la surface observée du matériau en laboratoire largement inférieure à celle vue par le spectroradiomètre ($\Phi \simeq 20$ cm). La mesure s'effectue sous un angle de visée de 13° , proche de celui de la campagne de mesure. L'erreur de mesure sur la réflectance avoisine 0.03 dans le domaine spectral d'intérêt.

Pour chaque échantillon ou chaque corps de référence, la réflectance a été mesurée à différents endroits de sa surface afin de préjuger de son éventuelle hétérogénéité. Aucun des matériaux n'a présenté de dispersion de ses différentes mesures de réflectance dépassant l'incertitude sur la mesure. Sans établir de conclusion définitive sur leurs hétérogénéité, nous pourrions tout de même considérer comparables, pour la validation, les mesures de la sphère avec $\Phi \simeq 4$ cm et celles de la campagne avec $\Phi \simeq 20$ cm.

3.1.2.2 Corps de référence

Deux corps noirs de températures différentes et un réflecteur diffusant sont nécessaires à la détermination des termes environnementaux. Ces corps doivent satisfaire plusieurs critères :

- pouvoir être disposés horizontalement en lieu et place, ou à proximité des échantillons, afin d'être observés dans les mêmes conditions que ces derniers.
- être minces pour être à même distance de l'entrée de l'objectif que le sol observé.
- couvrir intégralement le champ de l'instrument pour éviter les effets d'adjacence.
- être munis de sondes de mesure de la température de surface.
- être le plus lambertien possible.
- posséder une émissivité la plus proche de un pour les corps noirs et la plus proche de zéro pour le réflecteur.

Corps noirs

Concernant les corps noirs, deux solutions répondant le mieux aux critères précédents ont été retenues.

La première utilise deux **bacs d'eau**. L'un est à température ambiante et l'autre contient de l'eau chaude, d'environ 60°C, non régulée. La sonde de température est disposée le plus près possible de la surface. L'émissivité de l'eau, tracée en figure 3.17 est très proche de l'unité. En revanche, le terme de réflexion est très spéculaire et la surface du bac d'eau chaude en particulier présente de fortes hétérogénéités en luminance, dues aux fluctuations importantes de température.

La seconde solution utilise deux **plaques de cuivre revêtues d'une peinture fortement émissive**. L'une est régulée en température, l'autre est inerte. L'utilisation du cuivre se justifie par sa très bonne conductivité et sa bonne inertie thermiques, qui assurent l'homogénéité de surface. Concernant le revêtement, différentes peintures ont été testées. Idéalement, une peinture peu absorbante dans le domaine spectral solaire, tout en restant très émissive sur le domaine spectral d'étude, permettrait de minimiser l'échauffement solaire et donc d'être moins sensible à ses éventuelles variations. Seules des peintures noires dans le visible ont toutefois permis d'atteindre un niveau d'émissivité élevé de 750 à 3500 cm^{-1} . La peinture retenue est une peinture Nextel Black Velvet dont l'émissivité est donnée en figure 3.17.

La température de surface de chaque plaque peinte est mesurée par un thermocouple inséré dans la plaque par sa face inférieure et remontant à moins de quatre millimètres de sa surface. Dans le cas de la plaque régulée en température, un thermocouple supplémentaire placé sous la plaque permet l'asservissement, via un PID, d'un film chauffant collé sur la totalité de la face inférieure de la plaque.

Les deux plaques sont enfin insérées dans un réceptacle isolant, constitué de polystyrène extrudé, évitant les fuites thermiques par leurs cotés et leurs faces inférieures.

Réflecteur

Le réflecteur utilisé durant la campagne est un Infragold (série S) de Labsphère. Sa réflectance, tracée en figure 3.17, est élevée, gardant une valeur quasi constante proche de 0.94 sur le domaine spectral d'intérêt. Le réflecteur présente en revanche d'importants effets directionnels. Sa BRDF, mesurée en laboratoire sur un échantillon de même référence à 3.39 μm (2950 cm^{-1}) pour une incidence normale et une visée dans un plan principal, est présentée en figure 3.18. Le réflecteur est muni d'un thermocouple inséré sous sa surface.

3.1.2.3 Échantillons de test

Les émissivités d'une cinquantaine de matériaux, se différenciant aussi bien par leur type, leur état de surface (hétérogénéité et rugosité) et leur spectre d'émissivité, ont été mesurées. Dix d'entre eux, dont les trois caractéristiques précédentes encadrent correctement celles de l'ensemble des matériaux, sont retenus. Ils comprennent des sables, des roches de rugosités diverses et divers matériaux artificiels, et leurs spectres d'émissivités présentent des signatures spectrales variées. Ils sont décrits dans le tableau 3.3 et leurs mesures laboratoire d'émissivité tracées en figure 3.19.

Ces dix matériaux, appelés échantillons de test, vérifient, autant qu'il a été possible de l'évaluer, les différents critères énoncés dans la partie précédente pour les corps de référence. Aux dix échantillons, la plaque de cuivre peinte inerte est ajoutée comme échantillon de test.

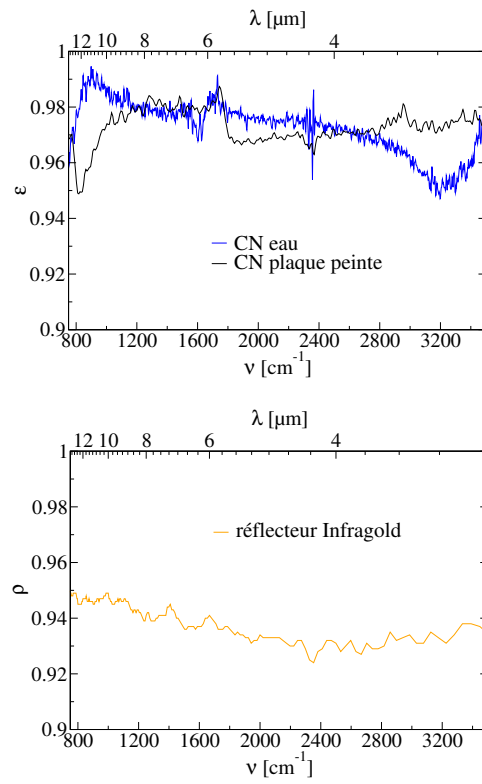
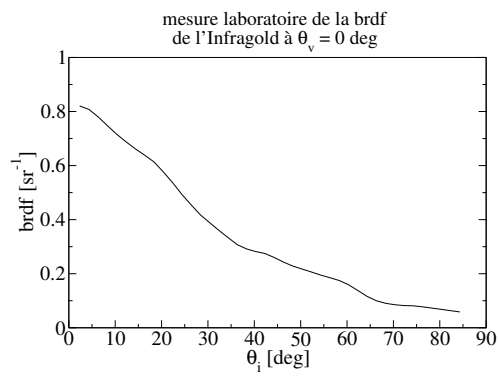



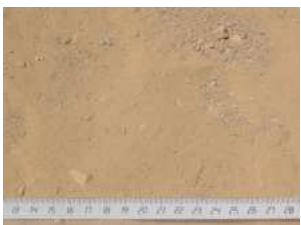



FIG. 3.17 - Spectres des corps de référence

FIG. 3.18 - Mesure laboratoire de la BRDF de l'Infragold à $\theta_v = 0$ deg

Nom	Description	Photo
ardois	Dalle d'ardoise Composition : SiO_2 (60%), Al_2O_3 (17%), Fe_2O_3 (7.6%), K_2O (3.9%), MgO (2.5%), ...	
bois_	Bois contreplaqué (couverture de boîte d'échantillon)	
maroc	Sable du Maroc Composition : SiO_2 (96.3%), Al_2O_3 (1%), ...	
negev	Sable du désert du Néguev Composition : SiO_2 (42.2%), CaO (22.8%), Al_2O_3 (5.5%), Fe_2O_3 (2.7%), perte au feu (22.5%), ...	
pie02	Roche n°2 Composition : SiO_2 (97.4%), Al_2O_3 (0.7%), ...	

TAB. 3.3 - Liste des échantillons de test (1/2)

nom	description	photo
pie03	Roche n°3 Composition : SiO_2 (77%), Al_2O_3 (12.6%), K_2O (4.6%), Na_2O (3.1%), Fe_2O_3 (1.2%), ...	
pie06	Roche n°6 Composition : SiO_2 (97.6%), Al_2O_3 (0.8%), ...	
pstyr	Polystyrène extrudé	
sablF	Sable de Fontainebleau Composition : SiO_2 (98.4%), Al_2O_3 (0.6%), ...	
SiC__	Poudre de SiC	

TAB. 3.4 - Liste des échantillons de test (2/2)

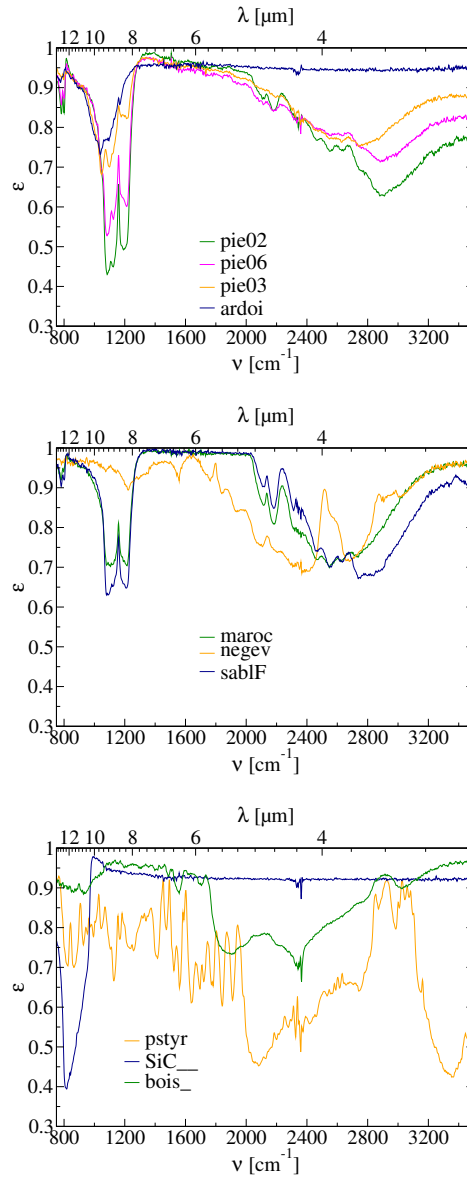


FIG. 3.19 - Emissivités des échantillons mesurées en laboratoire



FIG. 3.20 - Photo aérienne de l'emplacement des mesures sur la base FERMAT (fournie par J.-F. Amy, CEAT)

3.2 Mise en oeuvre de la campagne

La campagne a eu lieu sur la base FERMAT (Fond d'Expérimentation pour la Radiométrie sur les MATériaux), du site PIRENE (Programme Interdisciplinaire de Recherche sur la Radiométrie en ENVironnement Extérieur), à l'ONERA - Centre du Fauga-Mauzac. Le choix de la base FERMAT est essentiellement dû à des considérations pratiques : le revêtement est dur et plan, l'eau et l'électricité y sont disponibles, FERMAT dispose d'un laboratoire mobile pour accueillir les moyens informatiques et le site est protégé permettant ainsi au matériel de rester à poste tout au long de la campagne. Par ailleurs, la base FERMAT présente l'avantage, par rapport aux fonds naturels présents sur PIRENE, de limiter les phénomènes d'évapotranspiration pouvant perturber les conditions de propagation au niveau du sol. La surface en bitume a été retenue car elle présente des échauffements moindres que la surface contigue, en béton poreux peint en noir. La figure 3.20 présente une vue aérienne de l'expérimentation déployée sur le site.

3.2.1 Configuration de mesure et instrumentation

Tel qu'il est suggéré dans le chapitre 2, la détermination de l'émissivité de surface nécessite plusieurs mesures de luminance. En premier lieu, celle de la luminance provenant de l'échantillon au sol, en second lieu celle d'un réflecteur diffusant pour mesurer l'éclairement reçu par l'échantillon, et enfin, pour corriger le transfert montant, celles de deux corps noirs à deux températures différentes.

Les corps de référence doivent être observés dans des conditions identiques à celle de l'échantillon, pour que les termes environnementaux restitués soient ceux qui interagissent avec la luminance de l'échantillon. Idéalement, ils doivent donc être mesurés au même instant et au même emplacement que l'échantillon. Le dispositif de mesure doit répondre le mieux possible à ces deux exigences. Ne disposant que d'un seul spectroradiomètre, la contrainte temporelle ne peut être respectée. Elle est toute-

fois correctement approchée si l'enchaînement des quatre mesures de luminance est rapide. L'exigence spatiale est moins contraignante du fait de la mobilité aisée des échantillons et des corps de référence placés dans des caisses.

Le dispositif de mesure doit également être en adéquation avec les objectifs principaux de la campagne, *ie.* la production d'un jeu de données conséquent pour chaque échantillon et la maîtrise qualitative de ce jeu de données. Le premier objectif est satisfait par la durée de la campagne et l'exigence de rapidité des mesures évoquée plus haut. Le second l'est par le déploiement de nombreux instruments de contexte et de contrôle opérant simultanément aux mesures spectroradiométriques.

Afin d'assurer les exigences spatiales et temporelles, choix a été fait de placer l'échantillon et les corps de référence sur un rail défilant dans le champ du spectroradiomètre (figure 3.21). Cette technique permet d'acquérir toutes les luminances en moins d'une minute, temps pouvant être considéré faible devant les variations de l'environnement par temps clair.

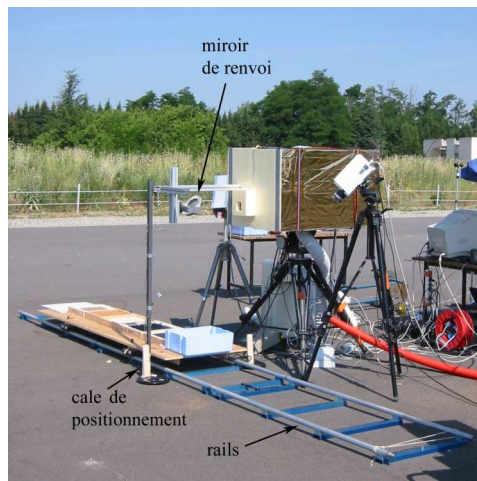


FIG. 3.21 - Protocole de mesure : les différents éléments à mesurer (échantillons, réflecteurs, corps noirs) défilent successivement dans le champ du BOMEM

3.2.1.1 Mesure de luminances hyperspectrales

L'instrument principal de cette campagne est le spectroradiomètre à transformée de Fourier BOMEM MR254, décrit dans la partie 3.1.1. Très sensible aux conditions extérieures (cf. chapitre 3.1.1), il est placé dans une enceinte thermiquement isolée, alimentée en air frais (environ 10°C) par un climatiseur. Il est de plus purgé avec de l'azote gazeux pour limiter les effets d'absorption gazeuse à l'intérieur de l'intéromètre.

Le spectroradiomètre possède une ligne de visée horizontale. Etant peu maniable, sa ligne de visée est déviée vers les matériaux à observer au moyen d'un miroir de renvoi. Afin d'éviter les ombres portées par le dispositif sur les matériaux, les angles de visée ont pu être modifiés, restant toutefois compris entre -10° et $+10^\circ$. Le trajet total entre la surface du matériau et l'entrée de l'objectif vaut environ deux mètres. Le champ au niveau de la surface observée est de l'ordre de 20 cm de diamètre. Le miroir sert également, une fois dépointé, à orienter la ligne de visée du spectroradiomètre vers le corps noir vertical MIKRON, situé en bout de rail et servant à l'étalonnage.

Lors de la campagne, le spectroradiomètre a été configuré avec une résolution de $\delta\nu = 4 \text{ cm}^{-1}$ (pas d'échantillonnage égal à $d\nu = 2 \text{ cm}^{-1}$, cf. 3.1.1.2). La focalisation de son objectif a été réglée sur les échantillons en début de campagne et n'a pas été modifiée par la suite. Les acquisitions ont été effectuées en gain automatique et le nombre de scans a été variable ($N_{\text{scans}} = 100$ pour la majorité des mesures, ce qui équivaut à un temps d'acquisition de six secondes).

Résolution spectrale	$\delta\nu = 4 \text{ cm}^{-1}$
Pas d'échantillonnage	$d\nu = 2 \text{ cm}^{-1}$
Nombre de scans	$N_{\text{scans}} = 100$
Temps d'acquisition	6 sec
Distance entrée objectif - MIKRON	$\simeq 2 \text{ m}$
Distance entrée objectif - échantillon	$\simeq 2 \text{ m}$

TAB. 3.5 - Paramétrage standard du spectroradiomètre durant la campagne

3.2.1.2 Données de contexte

Plusieurs paramètres ou données autres que des luminances spectrales ont été acquises durant la campagne simultanément à ces luminances pour appuyer la validation expérimentale de la méthodologie.

Ces mesures comprennent d'abord les acquisitions continues (toutes les secondes) d'un pyromètre très stable temporellement. Il s'agit d'un pyromètre Heitronix KT19, instrument à bande large, dont la réponse spectrale s'étend de 9.6 à 11.6 μm . Il permet d'une part de vérifier la stabilité du signal issu de la surface étudiée tout au long de l'acquisition par le spectroradiomètre et d'autre part d'estimer une éventuelle dérive de ce dernier. En outre, c'est un moyen secondaire pour estimer la température de surface des corps noirs utilisés.

Les données de contexte concernent ensuite la détermination des termes environnementaux. Afin d'évaluer les éclaircissements descendants mesurés à partir des luminances acquises sur le réflecteur diffusant, des profils PTH sont mis à disposition par le CNRM (Centre National de Recherche Météorologique). Il s'agit des résultats d'analyse Arpège. A ces profils sont associées des mesures de température et d'humidité de l'air au sol (environ à deux mètres) fournies par une station météo Cimel. Ils permettent de réajuster au niveau du sol les profils atmosphériques Arpège. Concernant les termes montants, cinq thermocouples sont positionnés à peu près au dessus de l'échantillon sur un mât vertical fixe, pour mesurer le profil de fort gradient de la température de l'air sur le trajet sol-capteur.

Les mesures de contexte ont enfin trait à la vérification de l'hypothèse d'homogénéité de la surface employée par les méthodes de séparation émissivité-température. L'homogénéité est estimée au moyen d'une caméra infrarouge Cedip Jade III LWIR, opérant dans l'infrarouge thermique et fournissant des images de la surface observées simultanément à chaque déclenchement de mesure spectroradiométrique.

Les instruments de contexte sont représentés en figure 3.22 et leur emploi est rappelé dans le tableau 3.6.

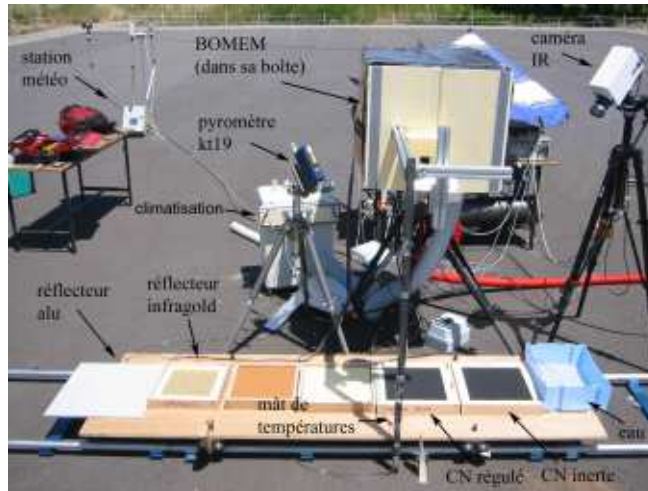


FIG. 3.22 - Instruments et corps de référence de la campagne PIRRENE

Mesure	Instrument
Homogénéité de surface	Caméra IR Cedip Jade III LWIR
Stabilité temporelle	Radiomètre KT19
Températures de l'air	Thermocouples sur mât
Profils PTU	Données Arpège
Humidité et Tair à 2m	Station météo Cimel

TAB. 3.6 - Mesures de contexte et instruments associés

3.2.2 Jeu de mesures spectroradiométriques

Deux protocoles de mesure, adaptés aux deux méthodes de séparation SpSm et MTM, ont été proposés dans la partie 2.3.3. Ils ont été répétés autant que possible sur l'ensemble des échantillons, souvent encadrés par des étalonnages radiométriques. Sur deux semaines effectives d'expérimentation, seuls trois jours de mesure se sont avérés exploitables compte tenu des conditions météorologiques. Presqu'une dizaine de protocoles simples ont tout de même été réalisés sur chacun des échantillons et trois protocoles ombre/soleil ont pu être effectués sur trois échantillons.

3.2.2.1 Etalonnage

Au début de chaque journée de mesure, le spectroradiomètre, la caméra IR et le radiomètre IR sont placés devant le corps noir vertical MIKRON, amené successivement à 20°C et 70°C, pour être interétalonnés.

Spectroradiomètre

Durant la campagne, le spectroradiomètre a suivi un schéma d'étalonnage identique à celui effectué en laboratoire. Les luminances d'un corps noir vertical à deux températures (20°C et 70°C), placé en bout de rail, sont mesurées en dépointant le miroir de renvoi. A la différence de l'étalonnage en laboratoire, l'émissivité ϵ_{CN} non

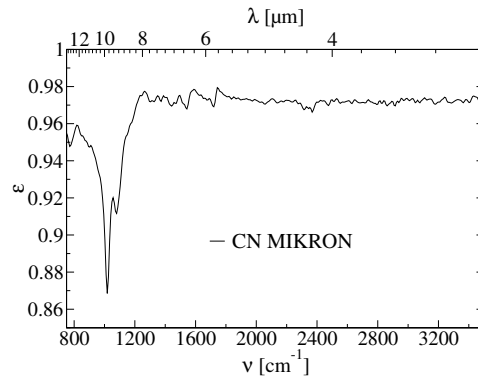


FIG. 3.23 - Emissivité du corps noir d'étalonnage mesurée avec un SOC400⁴.

unité du corps noir d'étalonnage, présentée en figure 3.23, est prise en compte et la luminance provenant de ce corps noir n'est plus considérée égale à celle de Planck à sa température T_{CN} . Elle est supposée suivre le modèle lambertien de Eq. 1.12, avec un éclairage égal à une luminance de Planck à la température de l'air au sol T_{air} . Elle s'écrit :

$$L_{CN} = \varepsilon_{CN} B(T_{CN}) + (1 - \varepsilon_{CN}) B(T_{air}) \quad (3.3)$$

L'éclairage reçu par le corps noir provient pour moitié du sol (goudron et végétation) et de l'atmosphère en visée horizontale. La luminance provenant du sol, de température moyenne supérieure à T_{air} , est légèrement plus élevée que $B(T_{air})$. Celle de l'atmosphère, visée quasiment à l'horizontale, est légèrement inférieure à $B(T_{air})$. Considérer l'éclairage reçu par le corps noir égal à $B(T_{air})$ semble donc être l'estimation la plus juste à disposition.

En complément de l'étalonnage matinal, pour limiter les effets de dérive du spectroradiomètre (cf. chapitre 3.1.1.4), des mesures régulières sur le corps noir étalon, alternativement à 20°C et 70°C, et espacées d'environ quarante minutes, sont entreprises tout au long de la journée de mesure.

Caméra IR

L'étalonnage de la caméra est précédé d'une égalisation de sa matrice sur le corps noir étalon aux deux températures. Son étalonnage suit un schéma linéaire classique. La caméra n'est étalonnée qu'une seule fois par jour. Sa dérive n'étant pas maîtrisée, l'analyse de ses images ne sera que relative.

Radiomètre IR

Le radiomètre IR KT19 a été étalonné avant et après la campagne de mesure, sur le corps noir étalon à plusieurs températures. Des acquisitions matinales sur le corps noir étalon ont été effectuées simultanément à l'étalonnage du spectroradiomètre et de la caméra pour vérifier la bonne stabilité temporelle du radiomètre.

3.2.2.2 Analyse et sélection des mesures

Le radiomètre IR possédant une bonne stabilité temporelle, les luminances mesurées par le spectroradiomètre sont intégrées sur sa bande spectrale et comparées à ses luminances. Cette comparaison permet de sélectionner, parmi toutes les mesures de

la campagne, des séquences de mesures de luminance utilisables pour la validation de la méthodologie de détermination de l'émissivité.

Un exemple de comparaison de mesures acquises lors de deux jours de campagne (les 29 et 30 juin) se trouve tracé sur la figure 3.24. On n'observe pas de dérive du spectroradiomètre, relativement au radiomètre, pour neuf séquences de mesures (sur les deux jours de mesure). En revanche pour deux d'entre elles (le 29 juin 2005, après 10h50 et 17h30), le spectroradiomètre dérive brutalement et les mesures correspondantes ne seront pas sélectionnées. L'écart résiduel observé entre le radiomètre IR et le spectroradiomètre résulte vraisemblablement de la différence de surface visée associée à une hétérogénéité de surface de la cible (T ou ε), ou d'un effet angulaire (la visée du radiomètre IR était plus inclinée que celle du spectroradiomètre).

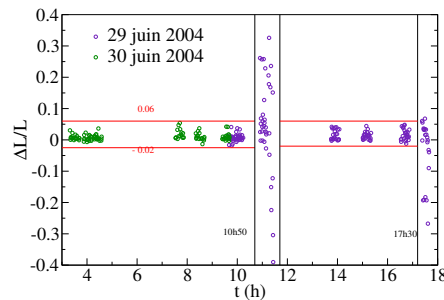


FIG. 3.24 - *Ecart relatif entre la luminance mesurée par le KT19 et celle mesurée et par le BOMEM, intégrée sur la bande du KT19. Tous les échantillons et corps de référence, à l'exception de l'Infragold (effets angulaires importants), figurent sur ce graphique.*

Après une analyse complète de l'ensemble des journées d'acquisition de la campagne, trois jours sont gardés pour la validation expérimentale :

- 18/06 : 2 mesures ombre/soleil sur *maroc* et *ardois* (temps clair).
- 29/06 : 3 mesures simples de jour par échantillon (temps clair).
- 30/06 : 3 mesures simples de nuit et 3 mesures simples de jour par échantillon (temps clair).

Au total, neuf mesures simples sont donc disponibles pour chacun des échantillons.

Afin de borner le plus précisément possible la dérive du spectroradiomètre (par rapport au radiomètre IR), l'écart relatif entre leurs luminances mesurées sur *CNamb* (plaque de cuivre peinte en noir), paraissant être le plus homogène et lambertien des divers matériaux, est tracé en figure 3.25. L'écart reste inférieur à $\pm 1\%$ sur quatre jours de mesure, autorisant à affirmer que la mesure du spectroradiomètre (comportant l'étalonnage régulier) dérive de moins d'un pour cent durant la campagne. Cette affirmation est justifiée par la bonne stabilité de la référence que constitue le radiomètre IR, vérifiée tout au long de la campagne.

L'encadrement donné ici fournit un ordre de grandeur de la dérive des mesures. La précision radiométrique absolue est plus difficile à obtenir. Les comparaisons entre mesures et simulation sur l'infragold, présentes sur la figure 4.3 de la partie 4.2.1, permettent toutefois d'évaluer la précision de mesure de luminance. Dans la bande de vapeur d'eau (de 1250 à 2000 cm^{-1}), où, du fait de la forte absorption, la luminance atmosphérique est isotrope, édulant ainsi les effets angulaires du réflecteur, et égale à la fonction de Planck prise à la température de l'air au sol, l'écart entre simulation et mesure reste inférieur à 0.5%. Ce chiffre peut être considéré comme ordre de grandeur de la précision radiométrique dans la bande de vapeur d'eau. Il n'est cependant pas

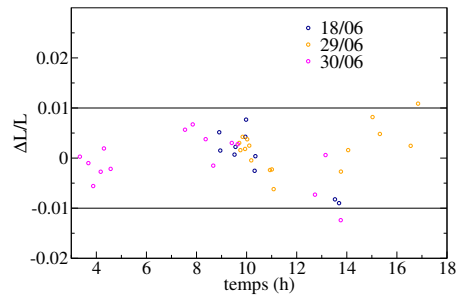


FIG. 3.25 - *Ecart relatif entre la luminance mesurée par le KT19 et celle mesurée et par le BOMEM, intégrée sur la bande du KT19, sur CNamb (plaque de cuivre peinte en noir) pour les trois journées de mesure retenues.*

évident de l'extrapoler à l'infrarouge thermique, du fait de la faible émissivité de l'étalon (corps noir étalon, figure 3.17), et au moyen infrarouge, du fait de la faiblesse du signal.

La comparaison entre simulation et mesure permet également de qualifier le calage spectral des mesures. Il est observé que les raies atmosphériques sont justement localisées, mais que leur intensité et leur forme correspondent peu entre simulation et mesure. Cette remarque justifie la voie engagée jusqu'à présent pour mesurer les termes environnementaux et assurer la cohérence spectrale. Ce point sera illustré au chapitre suivant.

Concernant l'homogénéité de la surface observée, qui, pour rappel, fait partie des hypothèses sur lesquelles sont établis les modèles de luminance, les images de la caméra CEDIP étalonnées ont permis de donner des ordres de grandeur de l'hétérogénéité spatiale des luminances provenant de la surface.

La figure 3.26 montre un exemple d'image infrarouge acquise le 29/06 à 9h50 sur l'échantillon *pie02*, ainsi que l'histogramme en température de brillance associé. L'écart-type σ de l'histogramme vaut 1.8K. Cet exemple est assez représentatif de l'ensemble des images sur tous les échantillons. Dans le chapitre 5, l'effet de l'hétérogénéité des surfaces observées sur la méthodologie de mesure sera évalué.

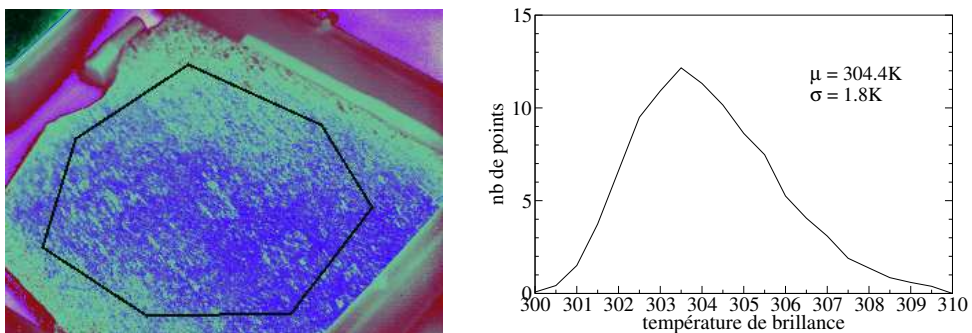


FIG. 3.26 - *Hétérogénéité de surface. (a) Exemple d'image IR sur pie02. (b) Histogramme des températures de brillance de la zone sélectionnée sur l'image.*

Chapitre 4

Traitement et Inversion des mesures

L'exploitation des données acquises durant la campagne de mesure présentée dans le chapitre 3 est décrite dans le présent chapitre. Elle a pour objectif d'estimer à partir de ces mesures les émissivités des onze échantillons de test.

La comparaison des émissivités obtenues aux mesures de référence, réalisées en laboratoire, permet de valider la mise en oeuvre expérimentale de la méthodologie de mesure définie au chapitre 2, puis de dresser un bilan d'erreur associé.

La détermination des termes environnementaux, premier problème à résoudre, est d'abord détaillée. Les résultats sont comparés à des simulations par code de transfert radiatif. Les deux méthodes de séparation émissivité - température retenues, SpSm et MTM, sont ensuite appliquées aux mesures de luminance de la campagne. Une troisième méthode, nommée *Smoothness and Continuity* (SmaC), prenant en compte les effets directionnels en infrarouge médian, est proposée pour améliorer les résultats d'émissivité dans cette bande. La qualité de détermination de l'émissivité des trois méthodes est évaluée en comparant leurs résultats aux mesures d'émissivité effectuées en laboratoire et en analysant leur reproductibilité au long de la campagne.

Pour les analyses, il est commode de subdiviser le domaine spectral en trois sous-domaines définis par :

$$\begin{aligned} D_{III} &: [750; 1350] \text{ cm}^{-1} \\ D_{IIa} &: [1900; 2350] \text{ cm}^{-1} \\ D_{IIb} &: [2500; 3000] \text{ cm}^{-1} \\ D_{II} &: D_{IIa} \cup D_{IIb} \end{aligned}$$

4.1 Détermination des termes montants

Comme indiqué dans le chapitre 1, pour un instrument étalonné les termes montants n'influent sur le signal que dans les bandes d'absorption (domaine D^-), domaine où, corrélativement, la connaissance de l'émissivité présente moins d'intérêt¹.

Conformément à l'option sélectionnée dans la partie 2.3, les termes montants sont estimés à partir des luminances mesurées sur deux corps de référence, les plus noirs possibles au sens thermique du terme, observés en lieu et place de l'échantillon. Les corps à disposition durant la campagne sont les deux bacs d'eau (chaude et à température ambiante), et la plaque de cuivre peinte inerte, la plaque régulée en température

¹La détermination est en effet limitée à la mesure au niveau du sol, la surface observée ne contribuant plus au signal mesuré au-delà d'une centaine de mètres.

ayant été victime d'une erreur de manipulation en cours de campagne, la rendant inexploitable pour les séquences sélectionnées.

L'analyse des termes montants obtenus tend à montrer que leur apport à la détermination de l'émissivité n'est pas significatif dans notre cas de campagne. L'obtention et l'analyse des termes montants ne seront pas détaillées. Nous citerons toutefois quelques résultats généraux.

Durant la campagne, un effort important a été consacré à l'étalonnage, effectué sur un corps noir vertical considéré comme de référence. A titre indicatif, les termes montants dans D^+ ont été analysés afin d'étudier la pertinence des corps noirs horizontaux (bacs d'eau ou plaque de cuivre peintes) pour l'étalonnage radiométrique. Il sort de cette analyse que, même si les transmissions et luminances mesurées sont globalement proches de un et zéro respectivement, elles induisent des résidus sur les émissivités, certes faibles, par rapport à l'utilisation directe des luminances étalonnées sur le corps noir MIKRON. Ces erreurs sur les termes montants sont imputées à une précision insuffisante sur les mesures de la température et, dans une moindre mesure, de l'émissivité des corps noirs horizontaux.

Il est à noter que dans une perspective de mesure où un corps noir de référence ne serait pas disponible sur le terrain, l'alternative offerte par l'utilisation des corps noirs horizontaux développés reste très prometteuse.

Après analyse des émissivités retrouvées dans D^- , avec et sans correction des termes montants, il s'avère que l'utilisation de ces derniers n'est pas complètement satisfaisante. Même si une amélioration notable est constatée en moyenne, les spectres d'émissivité retrouvés présentent une signature résiduelle, de type raie atmosphérique, importante, qui pourrait être traitée par filtrage. La figure 4.1 en montre un exemple caractéristique.

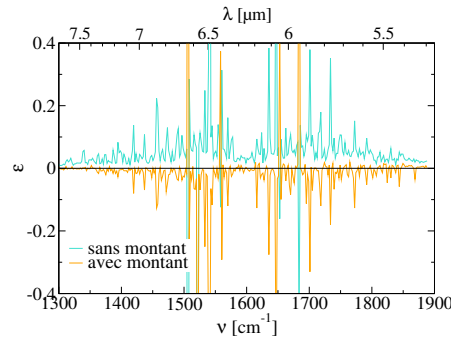


FIG. 4.1 - *Ecart entre l'émissivité laboratoire de negev et les émissivités retrouvées par SpSm, dans la bande d'absorption de vapeur d'eau, avec et sans correction du montant.*

Au vu des résultats des termes montants dans D^+ et D^- , disposant de plus d'un étalonnage fiable dans D^+ et étant donné l'intérêt limité qu'offre la recherche de l'émissivité dans D^- , nous ne nous attacherons pas à améliorer la mesure des termes montants et nous restreindrons par la suite l'étude au domaine spectral D^+ exclusivement. Dans ce domaine, la transmission sera prise égale à un et la luminance montante égale à zéro.

4.2 Détermination des éclairagements

D'après l'analyse du chapitre 2, les termes descendants sont déterminés à partir d'une mesure de luminance sur le réflecteur diffusant. Ce choix pose le problème de l'inversion de la luminance du réflecteur, dû au comportement directionnel de ce dernier. Une première partie justifie ce choix en comparant simulation et mesure. Les deux parties suivantes, proposent deux méthodes de détermination de l'éclairagement, adaptées respectivement aux deux domaines D_{III} et D_{II} .

4.2.1 Comparaison simulation mesure

La luminance en entrée d'un capteur observant le réflecteur diffusant, utilisé durant la campagne de mesure, suit l'équation Eq. 1.10 du fait du comportement hautement directionnel de ce dernier. L'équation est ici rappelée :

$$\begin{aligned} L_{rfl}(\theta_v, \varphi_v, \nu) &= (1 - \rho_{rfl}(\theta_v, \varphi_v, \nu)) B(\nu, T_{rfl}) \\ &+ \int_{2\pi} brdf_{rfl}(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i, \nu) \cos \theta_i d\Omega_i \\ &+ brdf_{rfl}(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \nu) E_{dir}^\downarrow(\theta_s, \varphi_s, \nu) \end{aligned}$$

La réflectance ρ_{rfl} et la température T_{rfl} du réflecteur sont mesurées. ρ_{rfl} est mesurée en laboratoire (figure 3.17) et T_{rfl} mesurée pendant la campagne au moyen d'un thermocouple simultanément à l'acquisition spectroradiométrique. En revanche, aucune mesure complète de la BRDF n'est disponible. Seule une mesure, réalisée en laboratoire à $3.39 \mu m$, pour une observation à la normale d'un échantillon de même type est à disposition (figure 3.18). A défaut de mieux, la BRDF considérée pour la simulation, sera prise égale à cette mesure, quel que soit l'angle de visée (bien que variant entre -10 et 10° durant la campagne), et quel que soit l'azimut d'incidence.

Des simulations MODTRAN4, prenant en entrée le profil Arpège le plus proche de l'heure de la mesure, fournissent l'éclairagement direct E_{dir}^\downarrow et la part atmosphérique L_{atm}^\downarrow des luminances environnementales directionnelles L_{env}^\downarrow .

La part instrumentale, *ie.* le rayonnement de l'instrumentation atteignant la surface visée par le spectroradiomètre, est quant à elle calculée en modélisant l'instrumentation par un panneau vertical de dimension $h \times l$, situé à une distance d du centre de la surface visée, et rayonnant comme un corps noir à la température de l'air au sol T_{air} (figure 2.3). Les longueurs h , l et d correspondant à la configuration du montage expérimental sont respectivement $h = 1.2 m$, $l = 80 cm$ et $d = 30 cm$.

Tous les contributeurs déterminés, la luminance issue du réflecteur peut être simulée. Un exemple de simulation est comparé à la mesure correspondante en figure 4.2. Sur les trois jours de mesure retenus pour la validation, de 750 à $2400 cm^{-1}$, la différence moyenne relative entre les simulations et les mesures de luminance du réflecteur, représentée en figure 4.3, est inférieure à 10% (et majoritairement à 5%). Cette différence peut devenir importante suivant l'heure de la mesure au-delà de $2400 cm^{-1}$. Cet écart, localisé dans une zone spectrale où l'éclairagement direct prédomine, présente une signature fortement corrélée avec l'heure de mesure, et donc avec θ_s . Il s'explique par une mauvaise connaissance *a priori* de la BRDF du réflecteur. La correspondance entre simulation et mesure est donc bonne en moyenne. Cependant, regardée à chaque nombre d'onde de mesure, elle révèle des incohérences spectrales, *ie.* des écarts fréquents et parfois élevés, altérant les résultats d'émissivité trouvés par une méthode comme Spectral Smoothness.

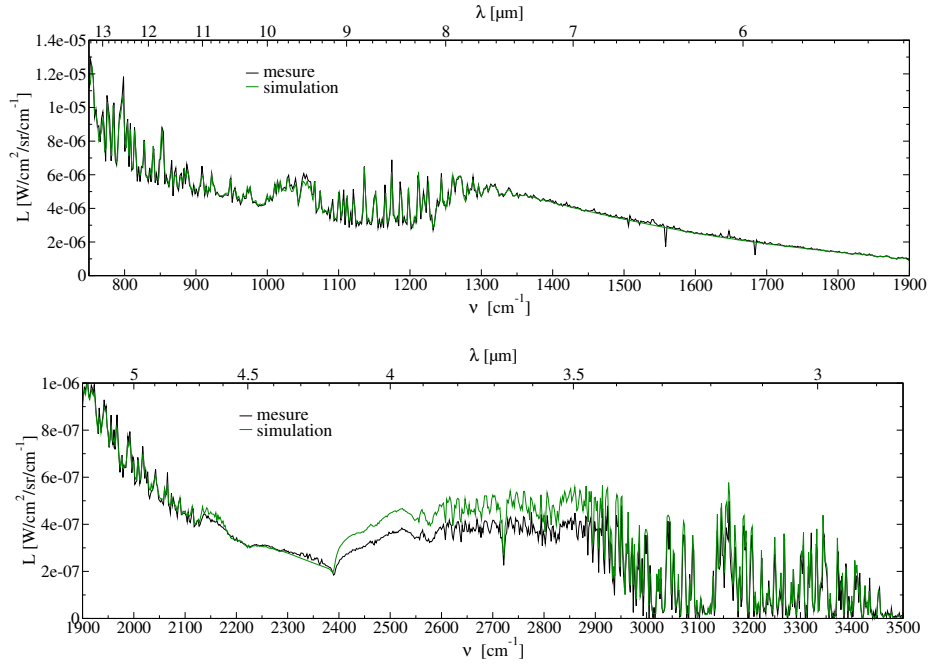


FIG. 4.2 - Comparaison entre une mesure sur le réflecteur (le 29/06 à 13h46) et la simulation correspondante.

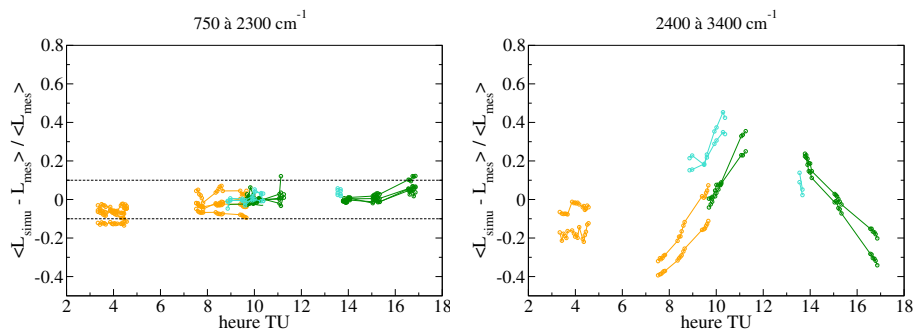


FIG. 4.3 - Ecart relatif entre simulations et mesures de la luminance du réflecteur pour trois jours de mesure 18/06, 29/06 et 30/06/04 et selon deux domaines spectraux

4.2.2 Eclairage en infrarouge thermique

De 750 à 1350 cm^{-1} , l'éclairage solaire direct peut être négligé. La luminance provenant du réflecteur s'écrit alors (les dépendances en ν , θ_v et φ_v sont volontairement omises pour une écriture simplifiée) :

$$L_{rfl} = (1 - \rho_{rfl}(\theta_v, \varphi_v)) B(T_{rfl}) + \int_{2\pi} brdf_{rfl}(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v) L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v) \cos\theta_i d\Omega_i \quad (4.1)$$

De la seule mesure de L_{rfl} ne peut être extraite la distribution angulaire de L_{env}^\downarrow sur le demi-espace. Seule une grandeur intégrée peut être déduite en supposant connues les dépendances angulaires de $brdf_{rfl}$ et de L_{env}^\downarrow . En l'absence d'hypothèses *a priori*, on considère l'intégrale comme séparable :

$$\int_{2\pi} brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v) L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i \simeq 1 / \int_{2\pi} \cos\theta_i d\Omega_i \times \int_{2\pi} brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v) \cos\theta_i d\Omega_i \times \int_{2\pi} L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i$$

Soit

$$\int_{2\pi} brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i, \nu) \cos\theta_i d\Omega_i \simeq \rho(\theta_v, \varphi_v, \nu) E_{env}^\downarrow / \pi$$

D'après Eq. 1.5 et Eq. 1.7, en omettant les dépendances en (θ_v, φ_v) :

$$L_{rfl} = (1 - \rho_{rfl}) B(T_{rfl}) + \rho_{rfl} E_{env}^\downarrow / \pi \quad (4.2)$$

Connaissant la réflectance ρ_{rfl} et sa température T_{rfl} , et négligeant l'éclairage direct, l'éclairage total reçu par le réflecteur est déterminé selon :

$$E^\downarrow = E_{env}^\downarrow = \pi \frac{L_{rfl} - (1 - \rho_{rfl}) B(T_{rfl})}{\rho_{rfl}} \quad (4.3)$$

L'hypothèse de séparabilité de l'intégrale est équivalente à l'hypothèse d'une luminance atmosphérique isotrope. Les lentes variations angulaires de L_{atm}^\downarrow de $\theta_i = 0$ à environ 60° (figure 1.7) permettent d'appuyer cette hypothèse, atténuant ainsi l'erreur engendrée par la séparation de l'intégrale. En fait, il sera montré au chapitre 5, que cette hypothèse engendre une erreur maximale de l'ordre de 10% sur l'éclairage. Dans l'absolu non négligeable, cette erreur n'a pas de répercussion trop importante sur l'inversion de la luminance de la surface observée, tant que le terme d'émission prévaut sur celui de réflexion.

4.2.3 Eclairage en infrarouge médian

De 1900 à 3500 cm^{-1} , l'éclairage direct n'est plus négligeable. La luminance provenant du réflecteur s'exprime alors, en considérant toujours la séparabilité de l'intégrale de réflexion des luminances de ciel, selon :

$$L_{rfl} = (1 - \rho_{rfl}(\theta_v, \varphi_v)) B(T_{rfl}) + \rho_{rfl}(\theta_v, \varphi_v) E_{env}^\downarrow / \pi + brdf_{rfl}(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v) E_{dir}^\downarrow(\theta_s, \varphi_s) \quad (4.4)$$

Cette équation comporte trois inconnues, que sont l'éclairage diffus E_{env}^\downarrow , la BRDF du réflecteur aux angles d'incidence solaires $brdf_{rfl}(\theta_s, \varphi_s)$, et l'éclairage direct E_{dir}^\downarrow .

L'éclairage environnemental $E_{env}^\downarrow[MDT]$ est déterminé par simulation :

$$E_{env}^\downarrow[MDT] = \int_{2\pi} L_{env}^\downarrow[MDT](\theta_i, \varphi_i) \cos\theta_i d\Omega_i$$

où $L_{env}^\downarrow[MDT](\theta_i, \varphi_i)$ est la luminance environnementale descendante à l'incidence (θ_i, φ_i) . L'erreur engendrée par cette modélisation et par l'utilisation de la simulation est réduite comparée au cas de l'infrarouge thermique, en raison de la prépondérance de l'éclairement direct sur l'éclairement environnemental en moyen infrarouge et par une modélisation instrumentale tout de même correcte (partie 4.2.1).

La détermination de l'éclairement direct passe par l'estimation, notée $br\tilde{d}f_{rfl}$, de la BRDF du réflecteur aux angles $(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v)$. Cette dernière s'exprime à partir de Eq. 4.4 :

$$br\tilde{d}f_{rfl}(\theta_s, \varphi_s) = \left\langle \frac{L_{rfl} - (1 - \rho_{rfl}) B(T_{rfl}) - \rho_{rfl} E_{env}^\downarrow[MDT]/\pi}{E_{dir}^\downarrow[MDT](\theta_s, \varphi_s)} \right\rangle_{2735-2880} \quad (4.5)$$

$\langle X \rangle_{2735-2880}$ signifie moyenne spectrale de X de 2735 à 2880 cm^{-1} . Le moyennage spectral pour estimer la BRDF est choisi pour limiter les erreurs causées par le bruit et l'incohérence spectrale entre mesure et simulation. Il suppose que la BRDF ne dépend pas du nombre d'onde sur l'intervalle de moyennage, ce qui est très vraisemblable sur un intervalle aussi réduit et compte tenu de la *quasi* constance de la réflectance du réflecteur sur cet intervalle (figure 3.17).

Le choix des bornes $[2735; 2880 cm^{-1}]$ résulte quant à lui du faible écart, en moyenne, entre l'éclairement direct simulé et l'éclairement direct réel. Sur cet intervalle, et pour des conditions de ciel clair au moins dans la direction solaire, la transmission atmosphérique est en effet proche de un et ne dépend que du contenu en vapeur d'eau. Une éventuelle erreur de restitution du profil de vapeur d'eau Arpège n'aura ainsi qu'une répercussion limitée sur la simulation de l'éclairement direct.

La figure 4.4 présente l'ensemble des valeurs de $br\tilde{d}f_{rfl}$ obtenues durant la campagne, en fonction des angles zénithaux d'incidence solaire θ_s . Ces valeurs sont déterminées aux différentes positions solaires (θ_s, φ_s) , et à des angles de visée (θ_v, φ_v) variant d'une demie journée de mesure à l'autre, entre -10° et $+10^\circ$, pour éviter les ombres portées de l'instrumentation sur la surface observée.

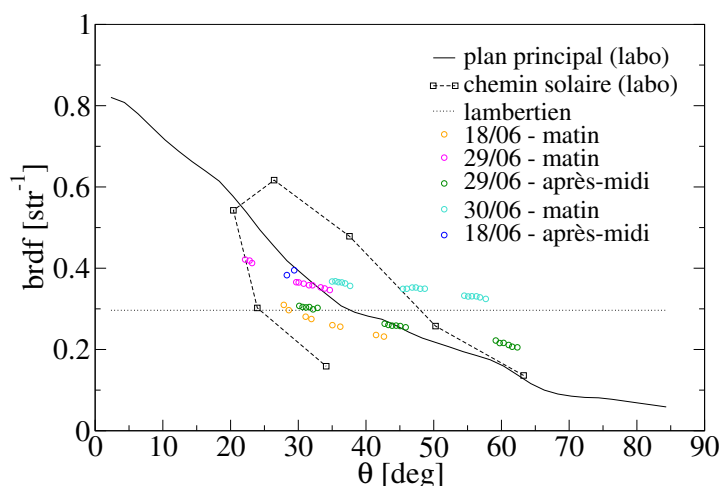


FIG. 4.4 - BRDF du réflecteur retrouvée ($br\tilde{d}f_{rfl}$), en comparaison de mesures en laboratoire

Deux jeux de mesures de BRDF, réalisées en laboratoire à $3.39 \mu m$, sont également tracés en fonction de θ_s . Le premier correspond à un plan principal avec une visée normale à l'échantillon, tandis que le second suit la courbe relative solaire (ensemble des positions (θ_s, φ_s) suivies par le soleil au cours d'une journée) avec un angle zénithal de visée $\theta_v = 10^\circ$ et un angle azimuthal de 90° par rapport au nord.

En toute rigueur, les différents jeux de données ne sont pas directement comparables car les conditions de visée varient d'un jeu à l'autre. Malgré tout, il peut être noté que les valeurs de \tilde{brdf}_{rfl} retrouvées restent assez proches des mesures laboratoire et sont surtout cohérentes à l'intérieur de chaque demie journée de mesure.

L'éclairement direct se déduit de Eq. 4.4 et Eq. 4.5, sous l'hypothèse que \tilde{brdf}_{rfl} n'a pas de comportement spectral dans le domaine D_{II} :

$$E_{dir}^\downarrow = \frac{L_{rfl} - (1 - \rho_{rfl}) B(T_{rfl}) + \rho_{rfl} E_{env}^\downarrow / \pi}{\tilde{brdf}_{rfl}(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v)} \quad (4.6)$$

Cette démarche, employant la simulation de l'éclairement, pour accéder à une mesure de la BRDF du réflecteur aux angles d'incidence solaires nécessite d'opérer par temps clair et de connaître les profils atmosphériques, restreignant ainsi son champ d'application. Elle est cependant le seul moyen d'obtenir, en satisfaisant la nécessaire cohérence spectrale, l'éclairement sur D_{II} où se combinent les caractéristiques directionnelles à la fois de l'éclairement direct et du réflecteur. Un exemple de résultat est tracé en figure 4.5. L'éclairement calculé sous l'hypothèse lambertienne du réflecteur y est présenté pour rendre compte de l'erreur que cette hypothèse peut engendrer en moyen infrarouge. Les incohérences spectrales entre les éclairagements retrouvé (courbe " E^\downarrow (calcul)") et simulé (courbe " E^\downarrow (mdt)") peuvent également y être observées.

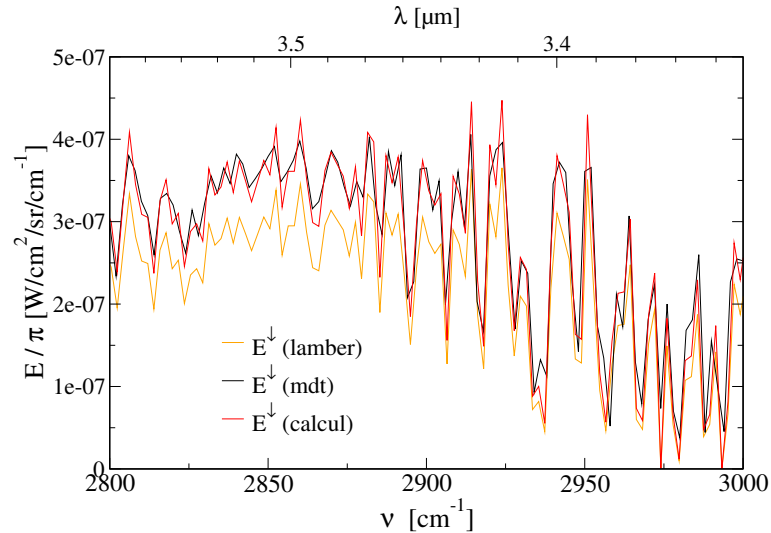


FIG. 4.5 - Détermination de l'éclairement en moyen infrarouge (E^\downarrow (lamber) est l'éclairement obtenu en considérant le réflecteur lambertien, E^\downarrow (mdt) est l'éclairement simulé par MODTRAN et E^\downarrow (calcul) est l'éclairement retrouvé en suivant la voie décrite dans le chapitre 4.2.3.

4.3 Méthode Spectral Smoothness (SpSm)

La méthode de séparation émissivité-température *Spectral Smoothness* est appliquée aux mesures de la campagne sur les échantillons de test (les échantillons sont référencés selon la nomenclature du tableau 3.3). SpSm peut être appliquée de différentes façons suivant la fonction de mesure de régularité de l'émissivité employée, et suivant le domaine spectral où cette mesure est effectuée. Cette partie décrit le choix de ces deux paramètres et analyse les émissivités retrouvées par SpSm.

4.3.1 Paramétrisation

Les deux paramètres de SpSm considérés sont la fonction de régularité et le domaine spectral d'application D_{SpSm} . Le choix de chacun d'entre eux est déterminé à partir de l'ensemble de mesures sélectionnées de la campagne.

4.3.1.1 Fonction de régularité

Pour mesurer la régularité de l'émissivité, sa dérivée première peut être employée [5, 31]. La fonction de régularité correspondante s'écrit :

$$Sm1 = \int_{D_{SpSm}} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \nu} \right)^2 d\nu \propto \sum_i (\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i)^2 \quad (4.7)$$

[4] et [15] utilisent pour leur part la mesure de la dérivée seconde, soit une fonction de régularité correspondante :

$$Sm2 = \int_{D_{SpSm}} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \nu^2} \right)^2 d\nu \propto \sum_i (\varepsilon_{i+1} - 2\varepsilon_i + \varepsilon_{i-1})^2 \quad (4.8)$$

En plus de ces deux critères, d'autres, mesurant l'écart entre l'émissivité et son lissage par différents types de filtrage, ont été considérés. Tous fournissent statistiquement des résultats d'émissivité identiques, sur l'ensemble des mesures de la campagne retenues (pas de trace résiduelle de raies atmosphériques dans les spectres d'émissivité), rendant le choix de l'une ou l'autre des fonctions de régularité difficile. La fonction $Sm1$, plus simple, sera utilisée par la suite.

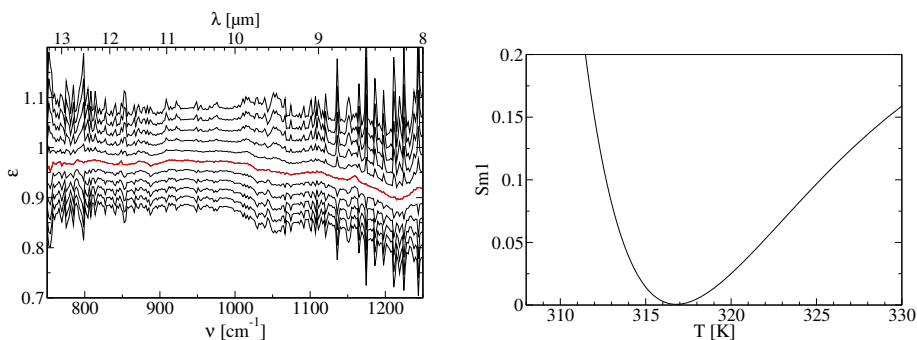


FIG. 4.6 - Exemple d'émissivités retrouvées en fonction de la température (pas de 1K entre les courbes) et critère $Sm1$ associé (mesure sur negev).

A titre illustratif, la figure 4.6 donne un exemple d'émissivités calculées pour différentes températures, ainsi que le critère $Sm1$ associé. Il est intéressant de noter

que pour des mesures réelles, donc bruitées, le critère fonction de la température est lisse et a son minimum bien défini.

4.3.1.2 Domaine spectral d'application

SpSm est couramment utilisée en bande TIR (de 750 à 1250 cm^{-1}) [5, 14, 19, 31]. Dans notre cas, le domaine spectral d'intérêt s'étend de 750 à 3500 cm^{-1} . Il est possible d'appliquer SpSm sur différents sous-domaines spectraux ou sur le domaine entier, afin d'essayer de déterminer celui sur lequel la méthode est optimale.

Compte tenu de l'absence de correction du transfert montant dans les bandes d'absorption, engendrant en particulier des défauts haute fréquence sur le spectre de luminance au niveau du sol, le domaine D^- est exclu de D_{SpSm} . Les domaines de D_{SpSm} testés sont des combinaisons des trois sous-domaines d'application² :

$$\begin{aligned} DA_{III} &: [800; 1200] \text{ cm}^{-1} \\ DA_{IIa} &: [1900; 2300] \text{ cm}^{-1} \\ DA_{IIb} &: [2500; 3000] \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

Pour chacune des combinaisons des trois sous-domaines DA , SpSm a été appliquée à l'ensemble du jeu de mesures de la campagne. Les résultats en émissivité et températures sont disparates et contrairement au cas du choix d'une fonction de régularité, celui du domaine spectral d'application semble être déterminant sur la qualité de SpSm. Trois observations sont tirées de l'analyse des résultats :

- SpSm, appliquée sur DA_{III} uniquement, fournit seule de bons résultats d'émissivité en comparaison des mesures laboratoire.
- Lorsque SpSm cherche la régularité en bande MIR uniquement (combinaisons de DA_{IIa} et DA_{IIb}), l'émissivité retrouvée est sujette à de forts écarts par rapport à la mesure laboratoire. Elle présente de plus une signature de type raie atmosphérique marquée en bande TIR.
- Lorsque SpSm est appliquée sur l'union de DA_{III} et DA_{IIa} ou DA_{IIb} , les résultats sont largement détériorés par rapport à l'application sur DA_{III} seul.

La figure 4.7 illustre partiellement ces observations.

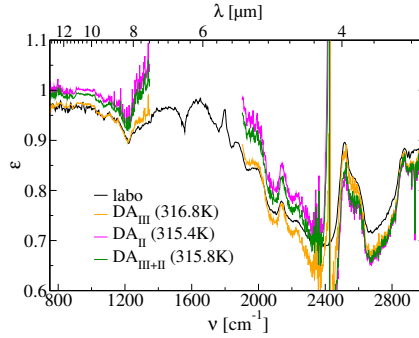


FIG. 4.7 - Emissivités et températures (entre parenthèses) trouvées par SpSm en fonction du choix du domaine spectral d'application (exemple sur negev) ($DA_{II} = DA_{IIa} \cup DA_{IIb}$ et $DA_{III+IIa} = DA_{III} \cup DA_{IIa}$).

Elle représente les émissivités retrouvées en fonction de trois domaines sur lesquels SpSm recherche la régularité (les émissivités représentées sont les extrapolations,

²La borne inférieure de DA_{III} ne dépasse pas 800 cm^{-1} en raison de l'augmentation du bruit instrumental à partir de ce nombre d'onde.

utilisant la température trouvée par SpSm, des émissivités retrouvées à tout le domaine d'intérêt). L'émissivité retrouvée par SpSm appliquée sur DA_{III} est régulière en bande TIR, mais l'est moins en bande MIR. Etendre le domaine d'application à DA_{II} n'améliore cependant que peu la régularité en MIR, la diminuant en revanche significativement en TIR.

Au vu des différentes observations, SpSm sera appliquée sur DA_{III} : de 800 à 1200 cm^{-1} .

4.3.2 Résultats

Les émissivités trouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne PIR-RENE sont ici présentées. La régularité spectrale de l'émissivité est mesurée de 800 à 1200 cm^{-1} au moyen du critère $Sm1$ de Eq. 4.7. Les émissivités présentées dans cette partie sont les spectres calculés, au moyen de la température trouvée par SpSm, sur tout le domaine D^+ . Les émissivités retrouvées sur trois échantillons, représentatifs de l'ensemble des échantillons, sont soumises à une analyse détaillée dans un premier paragraphe. Une synthèse, ainsi que l'ensemble des résultats SpSm, sont ensuite présentés.

4.3.2.1 Analyse des spectres de trois échantillons

Les émissivités de *pie02*, *negev* et *sablF* retrouvées par SpSm sont tracées en figures 4.8, 4.9 et 4.10 respectivement. Les résultats dans les domaines D_{III} (de 750 à 1350 cm^{-1}) et D_{II} (de 1900 à 3000 cm^{-1}) des mesures de jour et de nuit sont présentés séparément. Les résultats de jour dans D^- et de nuit dans D_{II} ne sont pas montrés en raison de la présence du bruit de mesure important et du transfert montant non corrigé.

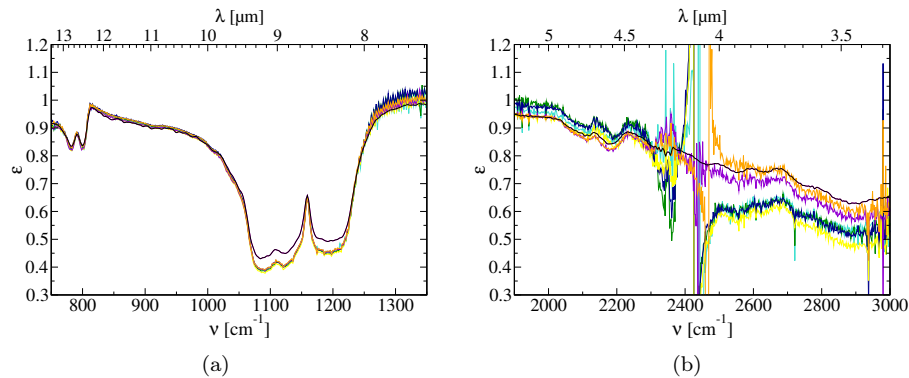


FIG. 4.8 - Emissivités de **pie02** retrouvées par SpSm appliquée aux mesures de jour de la campagne

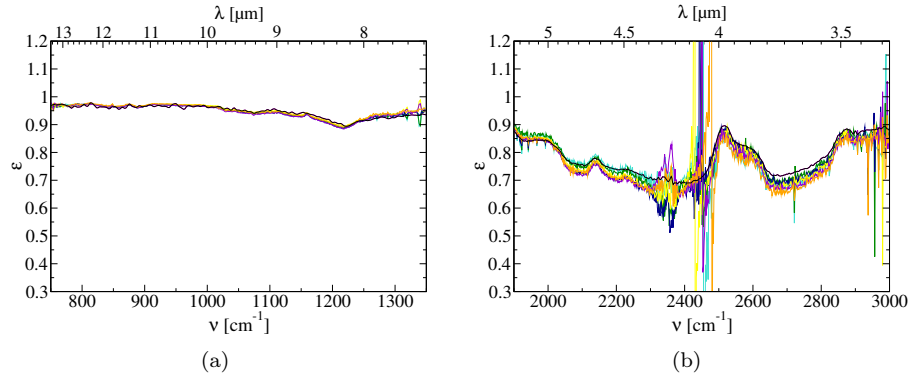


FIG. 4.9 - Emissivités de **negev** retrouvées par *SpSm* appliquée aux mesures de jour de la campagne

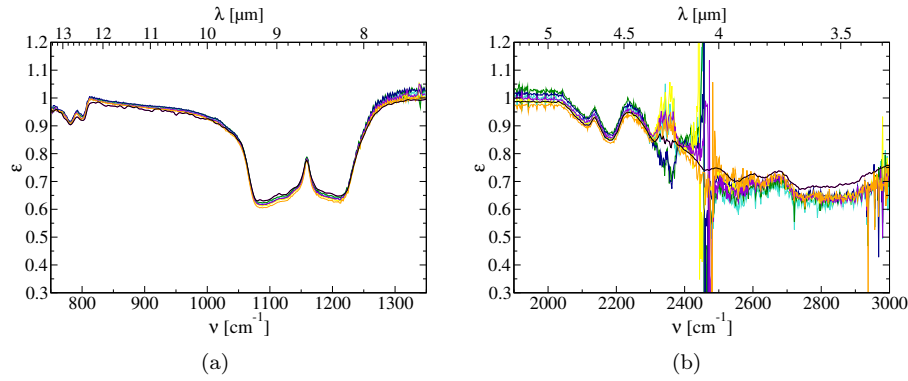


FIG. 4.10 - Emissivités de **sablf** retrouvées par *SpSm* appliquée aux mesures de jour de la campagne

De 750 à 1350 cm^{-1}

Au vu des figures 4.8, 4.9 et 4.10 - (a), les spectres d'émissivité des trois échantillons, retrouvés par *SpSm*, sont très proches des mesures effectuées en laboratoire (courbes "labo"), et ce pour l'ensemble des mesures, de jour et de nuit, soient environ huit mesures par échantillon. L'écart en valeur absolue est en moyenne inférieur à 0.02 sur la totalité du domaine D_{III} pour *negev* et *sablf*. Pour *pie02*, l'écart garde cet ordre de grandeur pour les valeurs d'émissivité supérieures à 0.6, alors qu'il augmente pour les plus faibles valeurs d'émissivité, atteignant presque 0.05.

L'écart entre les émissivités mesurées lors de la campagne et celles mesurées en laboratoire est donc globalement faible (< 0.02). Il varie d'un échantillon à l'autre, n'est pas constant spectralement sans toutefois sembler être corrélé au nombre d'onde (écarts différents autour de 1100 cm^{-1} et quasi identiques autour de 900 cm^{-1} entre les trois échantillons). En revanche, il paraît être lié au niveau d'émissivité, pouvant augmenter quand ce dernier diminue, *ie.* lorsque la contribution réfléctive au signal mesuré augmente.

La dispersion entre les différentes mesures d'un même échantillon est également très faible, n'excédant pas ± 0.01 dans la totalité du domaine D_{III} .

De 1900 à 3000 cm^{-1}

Sur ce domaine, les résultats sont moins bons, restant toutefois corrects. Ils sont à la fois bruités et biaisés, comme le montrent les figures 4.8, 4.9 et 4.10 - (b). Une zone de divergence et éventuellement de discontinuité apparaît systématiquement entre 2400 et 2500 cm^{-1} (à différencier de la bande d'absorption du dioxyde de carbone située autour de 2350 cm^{-1}).

Afin d'en comprendre l'origine, considérons l'expression sous l'hypothèse lambertienne de la luminance de Eq. 1.12. Lorsque la fonction de Planck est égale à l'éclairement divisé par π , la luminance provenant de la surface est aussi égale à l'éclairement (divisé par π), et l'émissivité ne peut être déterminée :

$$B(T) = L^\perp \Leftrightarrow L = L^\perp \Rightarrow \varepsilon = \frac{L - L^\perp}{B(T) - L^\perp} \rightarrow ? \quad (4.9)$$

avec :

$$L^\perp = E^\perp / \pi$$

Pour peu que les luminances et éclairagements soient un peu bruités, l'indétermination de l'émissivité, qui ne devrait se produire qu'au nombre d'onde d'égalité, s'étend à une zone spectrale de divergence autour de ce nombre d'onde, plus ou moins importante selon les erreurs de mesure sur L et L^\perp .

Un exemple de luminance et d'éclairement sur *pie02*, ainsi que l'émissivité retrouvée correspondante, sont tracés en figure 4.11. Il peut être observé que la zone de discontinuité correspond à la zone de croisement (d'égalité) entre la fonction de Planck à la température de surface de l'échantillon et l'éclairement (divisé par π).

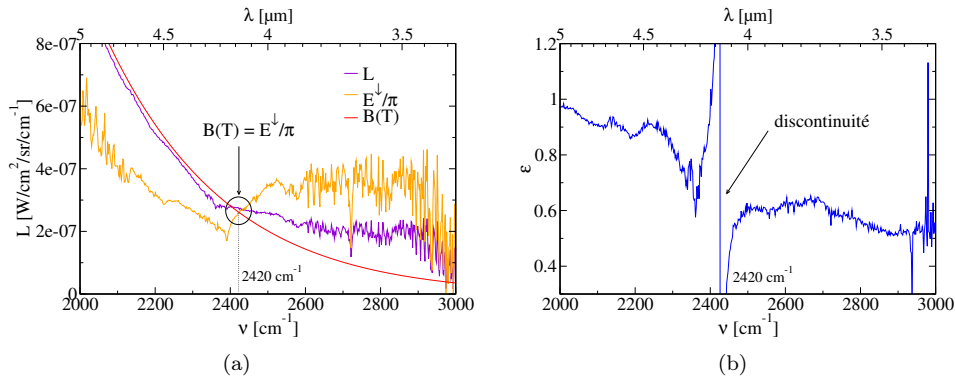


FIG. 4.11 - Nombre d'onde d'indétermination de l'émissivité. (a) : zone de croisement entre $B(T)$ et E^\perp/π . (b) : discontinuité sur l'émissivité restituée.

En plus de discontinuités, d'importants écarts peuvent être observés entre émissivités SpSm et laboratoire. Ils dépassent en effet 0.15 au-delà de la zone de divergence (domaine D_{IIb}), restant par ailleurs inférieurs à 0.05 en-deçà de cette zone (domaine D_{IIa}). Leur importance, en particulier sur D_{IIb} , varie d'un échantillon à l'autre et entre les mesures sur un même échantillon.

Une erreur sur la détermination de l'émissivité peut provenir i) d'une erreur δT sur la température trouvée par SpSm, ii) d'une erreur δL sur la mesure de luminance ou iii) d'une erreur δL^\perp sur la détermination de l'éclairement. En effectuant un

développement limité de ε au premier ordre, on obtient :

$$\delta\varepsilon = \frac{1}{B(T) - L^\downarrow} \left[-\varepsilon \frac{\partial B}{\partial T}(T) \times \delta T - \rho \times \delta L^\downarrow + \delta L \right] \quad (4.10)$$

Au vu de Eq. 4.10, chacune des trois sources d'erreur peut expliquer la forte divergence et la discontinuité de l'émissivité du fait du facteur commun $1/(B - L^\downarrow)$, ce qu'illustre d'ailleurs la figure 4.12, qui montre les $\delta\varepsilon$ sur *pie02* à $T = 312K$. L'hypothèse i) ne saurait être la plus importante cause d'erreur au vu des bons résultats de la campagne obtenus dans D_{III} et car elle implique une erreur sur l'émissivité d'autant plus grande que cette dernière est élevée, ce qui n'est pas observé. Elle a toutefois une influence importante sur domaine D_{II} , plus sensible à la température, et ne saurait être négligée dans ce domaine. Les mêmes remarques peuvent être établies concernant l'hypothèse ii) (source d'erreur δL), si ce n'est que son influence est à peu près homogène sur tout le domaine spectral. L'hypothèse iii) implique, dans l'exemple sur *pie02* montré par la figure 4.12, une erreur sur l'émissivité spectrale similaire à celle observée sur les résultats de campagne. L'incertitude δL^\downarrow étant essentiellement intrinsèque à la mesure, elle devrait cependant induire ce type d'erreurs sur l'ensemble des échantillons, ce qui n'est pas le cas.

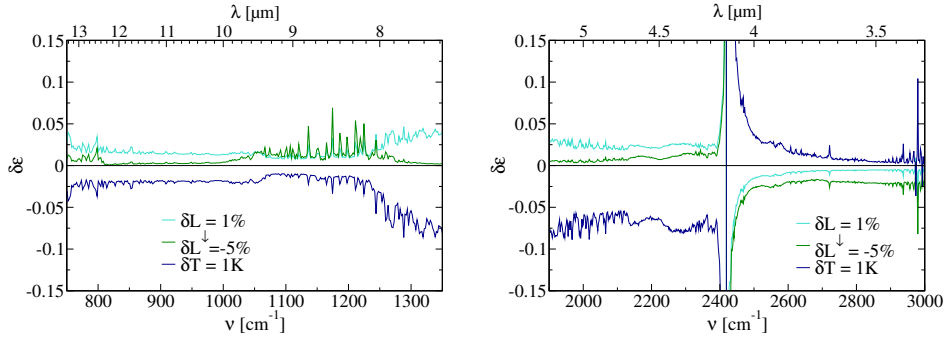


FIG. 4.12 - Erreurs sur l'émissivité en fonction de différentes sources d'erreur (exemple sur *pie02* à 312K).

Les écarts importants entre émissivités SpSm et laboratoire ne semblent donc pas provenir seulement d'erreurs de mesure ou d'une mauvaise détermination de la température. La partie 4.4 de ce chapitre propose d'en expliquer l'origine principale par les effets directionnels des échantillons, *ie.* la dépendance angulaire de leurs propriétés optiques, qui, bien qu'existantes [12, 32, 8, 23], ont été négligés jusqu'à présent.

4.3.2.2 Ensemble des résultats SpSm

Afin de synthétiser les résultats d'émissivités SpSm des onze échantillons obtenus sur les trois jours de campagne retenus, deux paramètres sont observés pour chacun des échantillons et chacun des trois intervalles D_{III} , D_{IIa} , D_{IIb} . Le premier est l'écart entre la moyenne des différentes émissivités obtenues par SpSm sur un même échantillon et la mesure laboratoire correspondante. Pour un échantillon donné, il s'écrit :

$$\Delta_{M/L} = \frac{1}{N_D} \sum_{i=1}^{N_D} [M[i] - \varepsilon_L[i]] \quad (4.11)$$

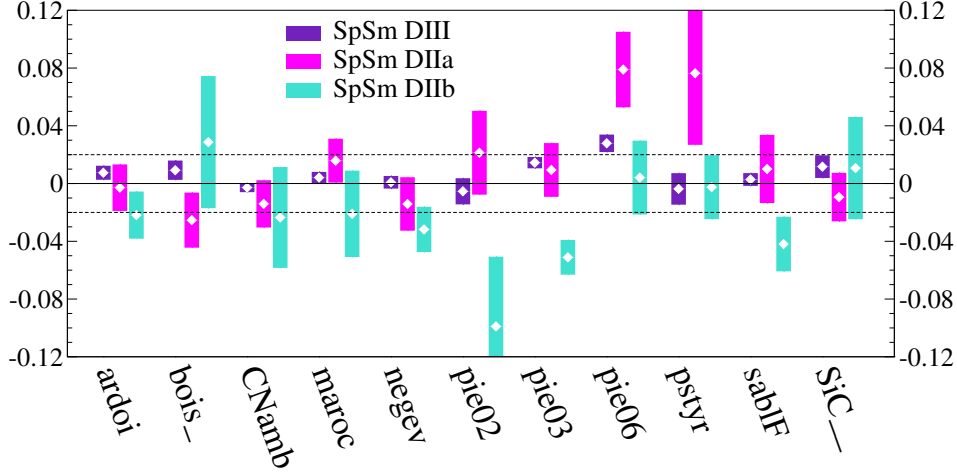


FIG. 4.13 - Synthèse des émissivités retrouvées par SpSm par rapport aux mesures laboratoire, pour chaque échantillon, selon trois domaines spectraux et pour toutes les mesures retenues de la campagne : les barres d'écart représentées sont centrées sur $\Delta_{M/L}$ (Eq. 4.11) et ont pour demi hauteur σ_m (Eq. 4.12).

$$\text{avec} \quad M[i] = \frac{1}{N_m} \sum_{j=1}^{N_m} \varepsilon_j[i]$$

où $\varepsilon_j[i]$ est l'émissivité SpSm obtenue à partir de la mesure m_j au nombre d'onde ν_i , $\varepsilon_L[i]$ la mesure laboratoire à ν_i , N_D le nombre de nombres d'onde du domaine spectral D ($D \in \{D_{III}; D_{IIa}; D_{IIb}\}$) et N_m le nombre de mesures effectuées durant la campagne sur l'échantillon concerné. $\Delta_{M/L}$ représente le biais moyen des mesures de la campagne par rapport à celles du laboratoire, prises comme références.

Le second paramètre est l'écart-type des écarts entre les mesures d'émissivité SpSm d'un même échantillon et leur moyenne. Il représente la dispersion des différentes émissivités SpSm d'un même échantillon autour de la valeur moyenne et est défini par :

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{1}{N_m N_D - 1} \sum_{i=1}^{N_D} \sum_{j=1}^{N_m} (\varepsilon_j[i] - M[i])^2} \quad (4.12)$$

La figure 4.13 représente simultanément $\Delta_{M/L}$ et σ_m . Elle est composée de barres d'écart associées aux résultats d'émissivité sur un échantillon, dans un domaine spectral. Chaque barre est centrée sur $\Delta_{M/L}$ et a pour demi-hauteur σ_m . A titre d'exemple, la barre "SpSm DIIb" de l'échantillon "bois_" indique que les émissivités de cet échantillon retrouvées par SpSm s'écartent en moyenne sur D_{IIa} d'environ 0.03 (position du centre) de la mesure laboratoire et qu'il sont répartis sur une plage d'environ ± 0.04 (demi hauteur de la barre) autour de la moyenne.

Le choix de ce mode de représentation provient du fait que les écarts associés à un échantillon donné, dans chaque sous-domaine spectral, varient très peu spectralement, s'apparentant presque à des biais. Les résultats pouvant être très différents d'un échantillon à l'autre, on a choisi de les représenter séparément. Trois résultats principaux peuvent être extraits de la figure 4.13 :

- **Bons résultats sur D_{III} (de 750 à 1350 cm^{-1})** : les émissivités SpSm s'écartent en majorité de moins de 0.02 des mesures laboratoire et la dispersion des mesures est inférieure à 0.01 indiquant une très bonne reproductibilité des mesures.
- **Les résultats en bande MIR (de 1900 à 3000 cm^{-1}) sont disparates.** Cinq échantillons présentent des écarts importants aux mesures laboratoire et une grande dispersion : *bois_*, *pie02*, *pie03*, *pie06* et *pstyr*. Pour les autres, l'écart est de l'ordre de 0.03 avec une dispersion autour de la moyenne d'environ 0.04.
- **Présence de discontinuités entre 2400 et 2500 cm^{-1}** (sauts des centres des barres entre D_{IIa} et D_{IIb})

D'autres remarques générales, tirées de l'analyse du paragraphe précédent sur trois échantillons, et observables sur les figures 4.14 à 4.24 qui représentent les émissivités des onze échantillons retrouvées par SpSm, sont de plus rappelées.

- Les discontinuités entre 2400 et 2500 cm^{-1} sont accompagnées de divergences importantes.
- Sur tout le domaine spectral d'intérêt, les écarts supérieurs à 0.02 semblent dépendre plus de l'échantillon que d'une erreur de mesure. Ils sont alors attribués aux comportements directionnels des échantillons.

A ces remarques générales, peuvent être ajoutées des observations particulières à deux échantillons, *pie06* et *pstyr*. D'après la figure 4.13, leurs émissivités sont extrêmement biaisées sur D_{IIa} , alors qu'elles ne le sont pas sur D_{IIb} . Au regard des figures 4.20 et 4.22, représentant l'ensemble de leurs spectres d'émissivité respectifs, il s'avère que l'erreur moyenne de *pstyr* sur D_{IIa} n'est pas due à un biais, mais à une zone de divergence plus importante que celle des autres échantillons et débordant ainsi sur D_{IIa} . Concernant *pie06*, l'erreur est en revanche bien un biais, de l'ordre de 0.08. Il est le prolongement amplifié, du fait de la plus forte sensibilité de D_{IIa} à la température, d'un biais dans D_{III} , certes moindre, mais important en comparaison des autres échantillons. SpSm commet donc une erreur systématique sur la température de *pie06*, plus grande que pour les autres échantillons. Puisque systématique, cette erreur est intrinsèque à l'échantillon. Encore une fois nous l'attribuons au comportement directionnel de la surface. Ce dernier a un effet plus marqué dans le cas de *pie06*, car le terme de réflexion des luminances de l'environnement, faisant intervenir la BRDF de la surface, est plus important dans D_{III} que pour les autres échantillons, du fait d'une émissivité moyenne plus basse dans ce domaine.

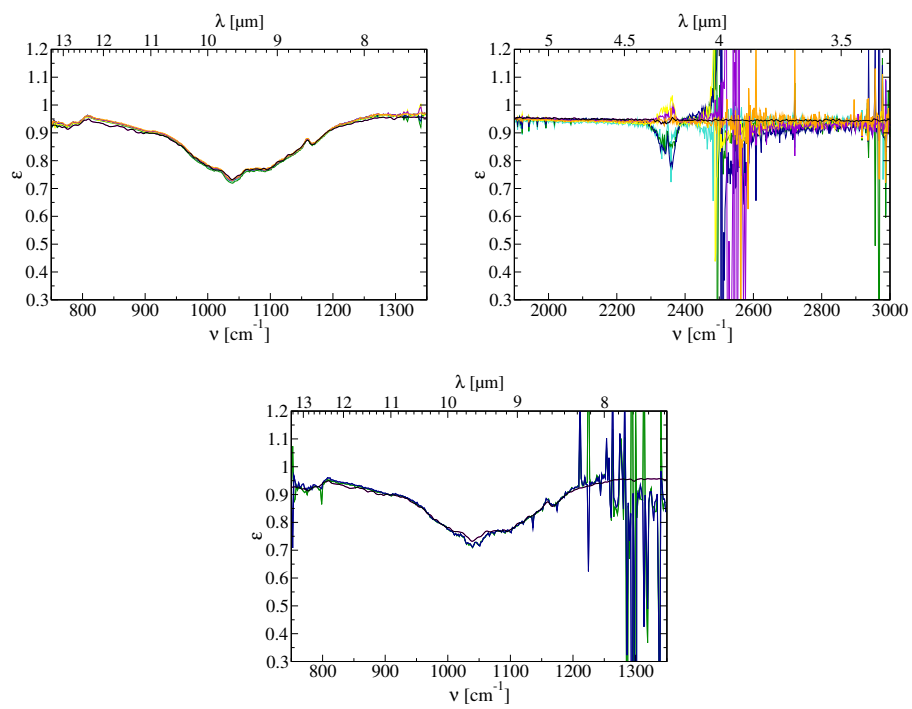


FIG. 4.14 - Emissivités de *ardoi* retrouvées par *SpSm* appliquée aux mesures de la campagne. (haut) : ensemble des résultats sur les mesures de jour du 29/06 et du 30/06. (bas) : mesures de nuit du 30/06.

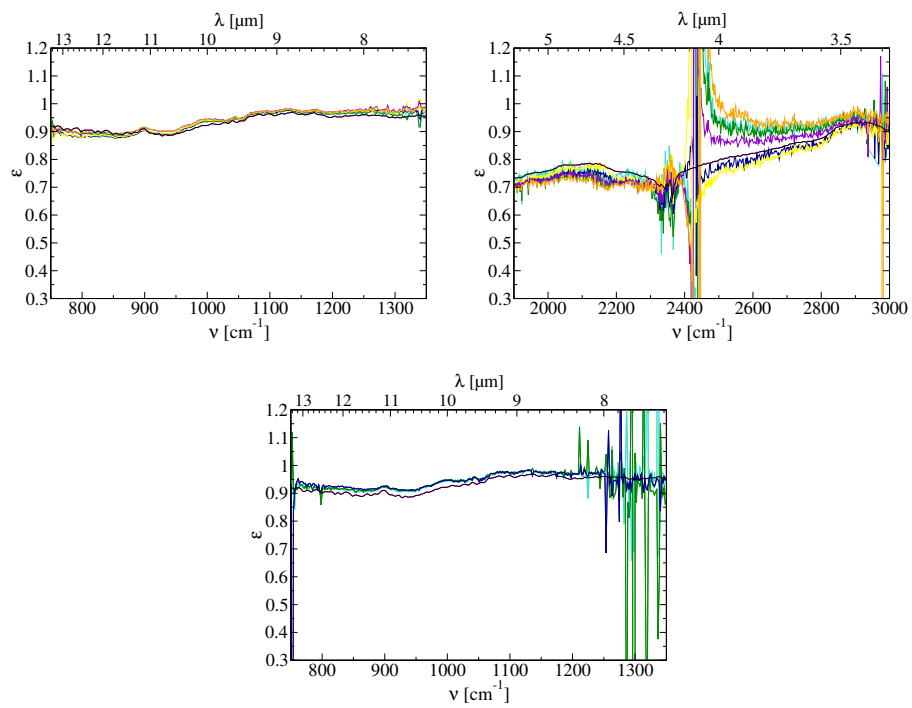


FIG. 4.15 - Emissivités de *bois* retrouvées par *SpSm* appliquée aux mesures de la campagne. (légende idem figure 4.14)

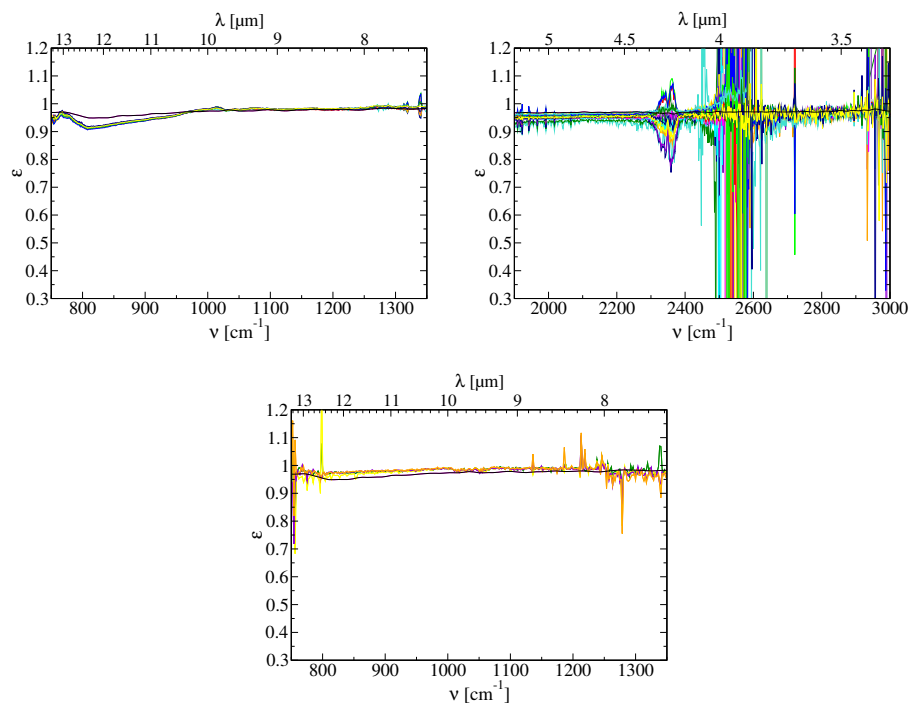


FIG. 4.16 - Emissivités de *CNamb* retrouvées par *SpSm* appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)

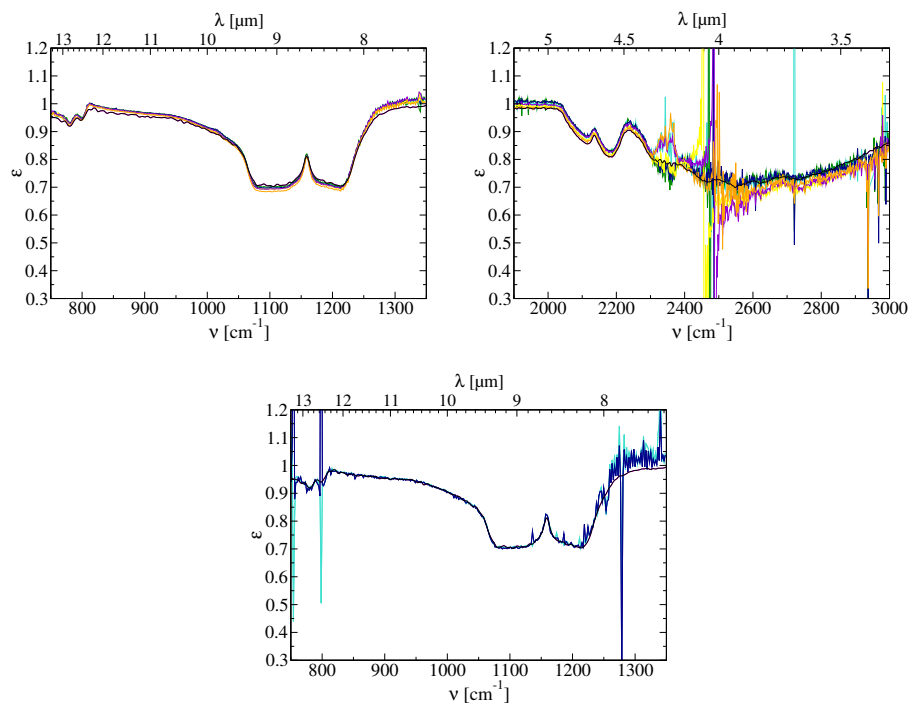


FIG. 4.17 - Emissivités de *maroc* retrouvées par *SpSm* appliquée aux mesures de la campagne (légende *idem* figure 4.14)

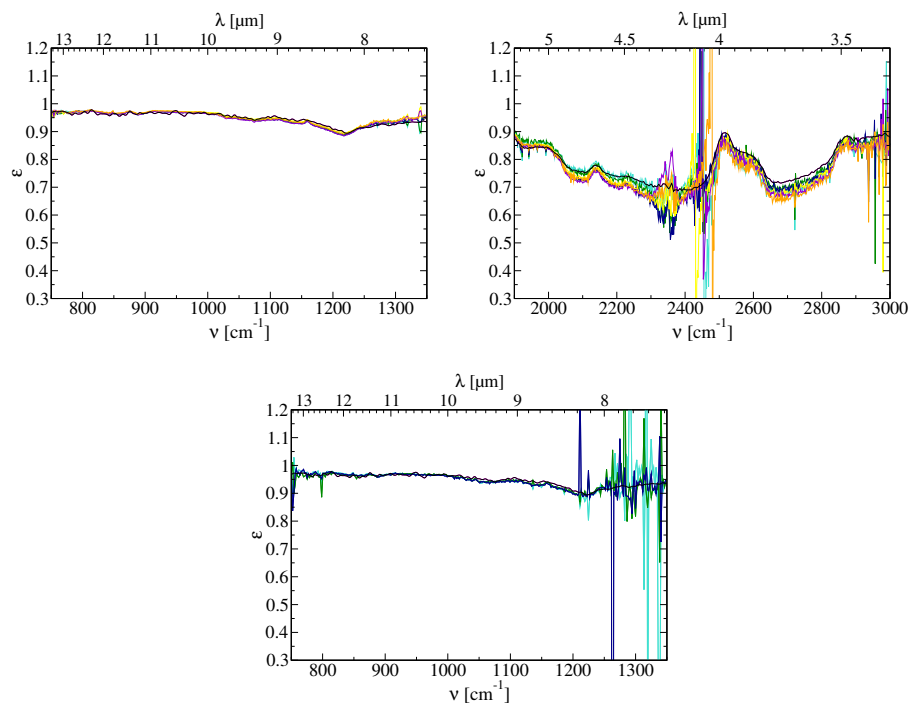


FIG. 4.18 - Emissivités de *negev* retrouvées par *SpSm* appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)

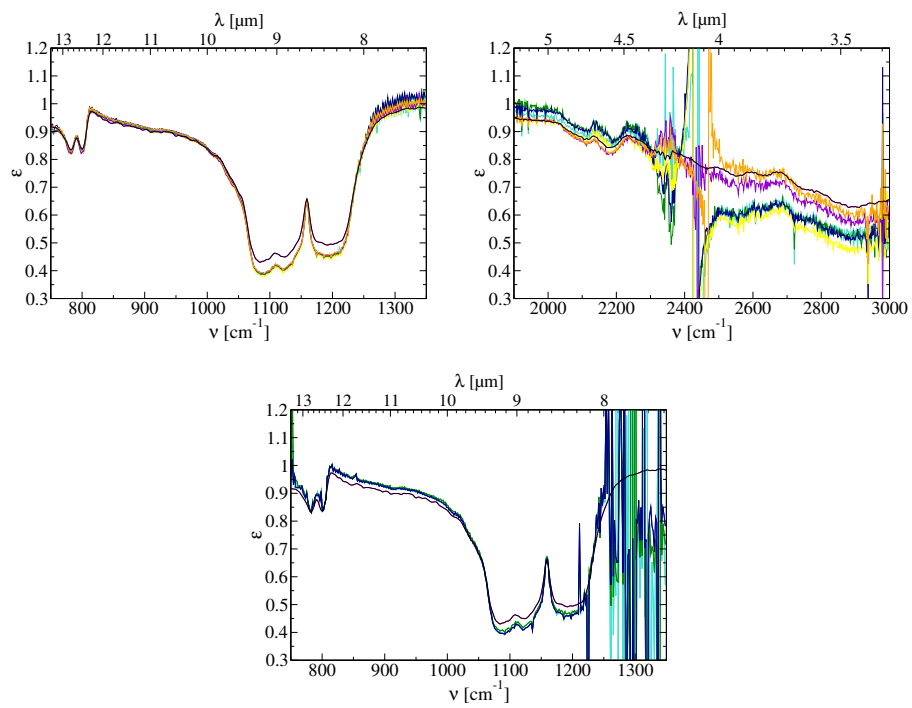


FIG. 4.19 - Emissivités de *pie02* retrouvées par *Spsm* appliquée aux mesures de la campagne (légende *idem* figure 4.14)

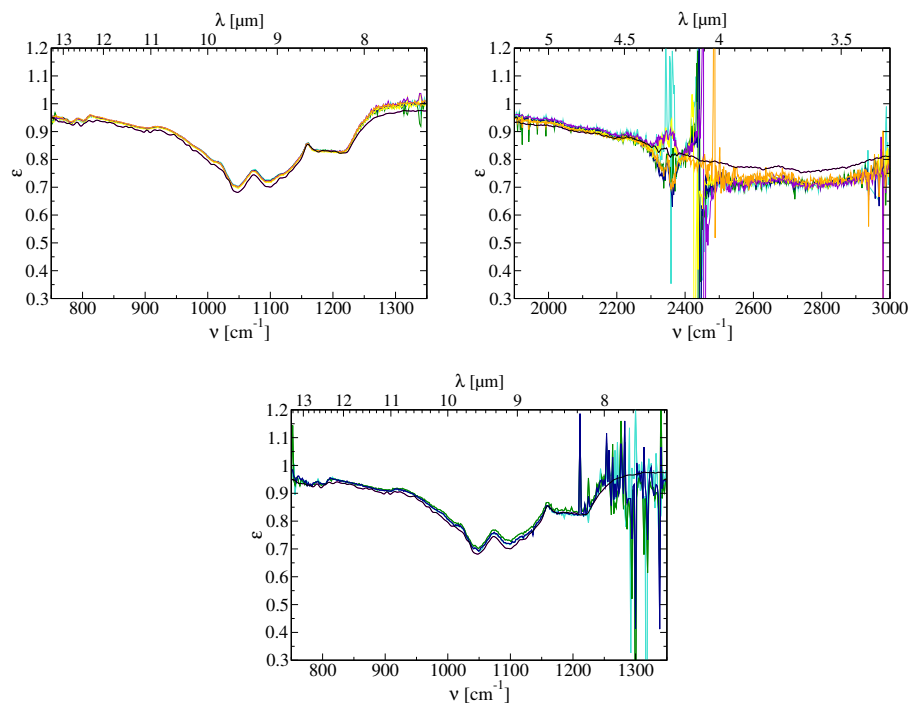


FIG. 4.20 - Emissivités de *pie03* retrouvées par *Spsm* appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)

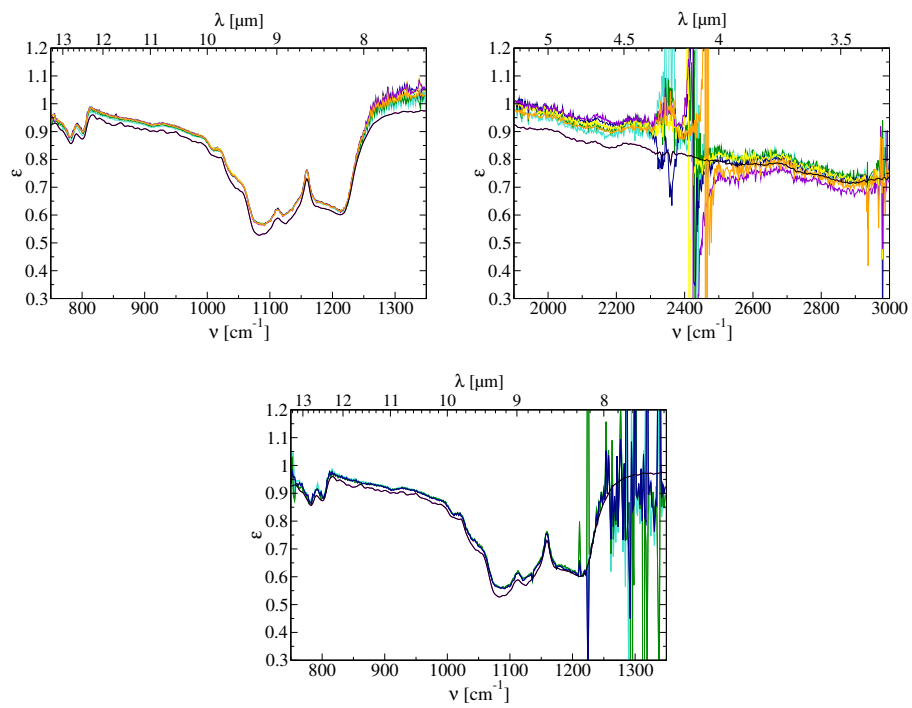


FIG. 4.21 - Emissivités de **pie06** retrouvées par **Spsm** appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)

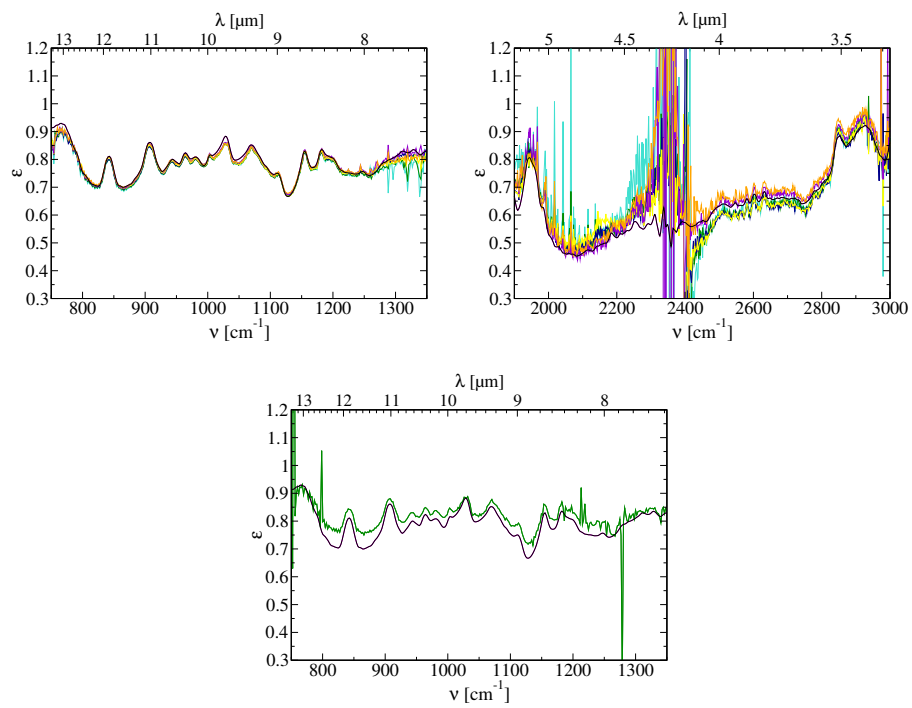


FIG. 4.22 - Emissivités de *pstyr* retrouvées par *SpSm* appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)

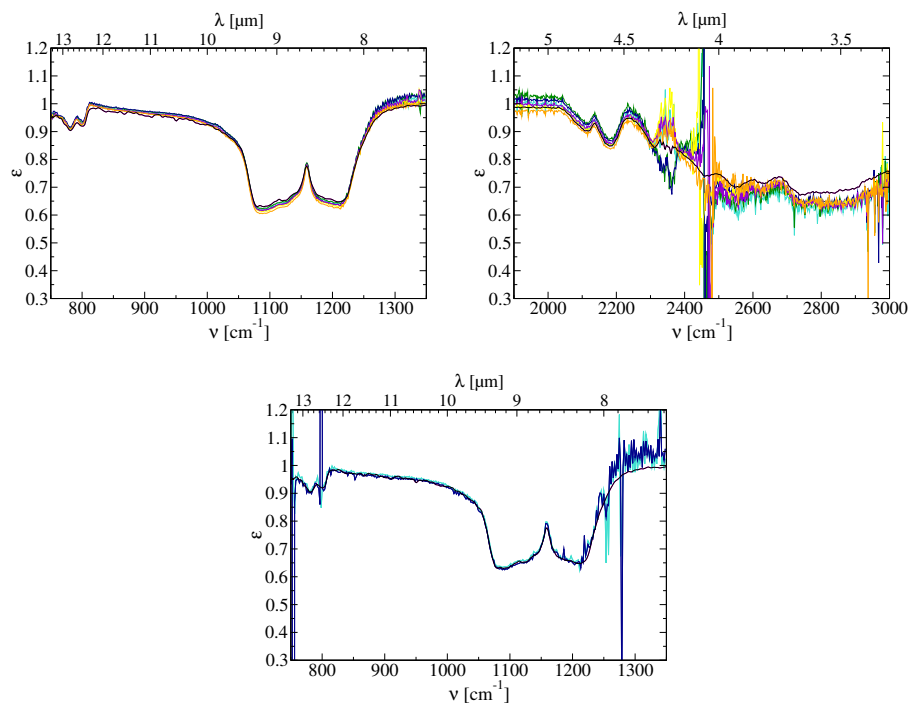


FIG. 4.23 - Emissivités de *sablf* retrouvées par *SpSm* appliquée aux mesures de la campagne (légende *idem* figure 4.14)

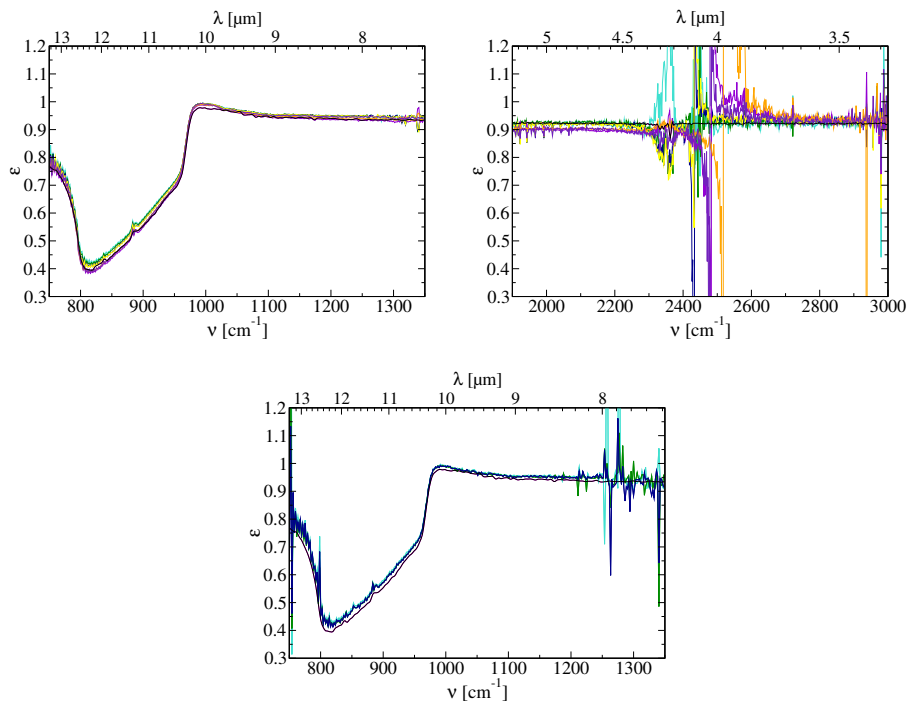


FIG. 4.24 - Emissivités de **SiC** retrouvées par **Spsm** appliquée aux mesures de la campagne (légende idem figure 4.14)

4.4 Prise en compte des effets directionnels méthode SmaC

Hypothèse a été faite dans la partie précédente que les écarts importants entre émissivités SpSm et laboratoire étaient dus au comportement directionnel des échantillons. Cette partie propose une méthode prenant en compte ces effets directionnels pour améliorer la détermination de l'émissivité.

4.4.1 Simplification du modèle directionnel

Reprenant l'Eq. 1.10, la luminance provenant d'une surface directionnelle s'écrit :

$$L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) B(\nu, T) + \int_{2\pi} brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) L_{env}^\downarrow(\theta_i, \varphi_i, \nu) \cos\theta_i d\Omega_i + brdf(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \nu) E_s^\downarrow(\theta_s, \varphi_s, \nu)$$

L'inversion de cette équation pose deux problèmes, en plus de la séparation émissivité-température. Le premier est que L_{env}^\downarrow n'est pas accessible simplement (cf. partie 4.2.1). Le second, plus important, réside dans l'introduction de la BRDF de l'échantillon comme inconnue, en plus de ses valeurs spectrales d'émissivité et température. La BRDF doit en effet être déterminée sur un demi-espace (en incidence) pour que le terme de réflexion des luminances environnementales puisse être calculé.

Les deux problèmes précédents, particulièrement le second, impliquent un nombre de nouvelles inconnues trop important pour pouvoir être résolu. Il est donc choisi de simplifier l'expression de $L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu)$ en faisant l'hypothèse de séparabilité de l'intégrale du terme de réflexion environnementale (cf. partie 4.2.2). Cette hypothèse revient à considérer la surface lambertienne au regard de l'éclairement provenant de l'environnement. Le comportement directionnel de la surface n'intervient donc plus que dans le terme de réflexion solaire présent sur D_{II} . Dans ce domaine spectral, $L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu)$ s'écrit donc maintenant :

$$L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) B(\nu, T) + \rho(\theta_v, \varphi_v, \nu) E_{env}^\downarrow / \pi + brdf(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \nu) E_s^\downarrow(\theta_s, \varphi_s, \nu) \quad (4.13)$$

Les valeurs spectrales de la BRDF de la surface aux angles solaires restent toutefois inconnues. Ceci conduit à un système à N équations (les N luminances spectrales) et $2N + 1$ inconnues (les N émissivités, N BRDF et la température). Afin de réduire davantage le nombre d'inconnues, on supposera que les dépendances angulaire et spectrale de la BRDF sont séparables [32] :

$$brdf(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \nu) = \frac{1}{\pi} \times f(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v) \times \rho(\theta_v, \varphi_v, \nu) \quad (4.14)$$

f est appelé facteur de forme [21, 33]. Il est égal à un lorsque la cible est lambertienne.

Sous l'hypothèse de séparabilité de la BRDF, la luminance au sol de l'Eq. 4.13 devient (en utilisant la loi de Kirchhoff $\rho = 1 - \varepsilon$, Eq. 1.7) :

$$L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) B(\nu, T) + \frac{1}{\pi} [1 - \varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu)] \times [E_{env}^\downarrow + f(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v) \times E_s^\downarrow(\theta_s, \varphi_s, \nu)] \quad (4.15)$$

Pour un angle de visée et un angle solaire donnés, le système d'équations comporte maintenant $N + 2$ inconnues (les N émissivités, la température et le facteur de forme), pour N équations. La partie suivante propose une méthode pour le résoudre.

4.4.2 Méthode Smoothness and Continuity (SmaC)

4.4.2.1 Principe

Cette méthode s'inspire largement du principe de SpSm qui reste applicable dans le domaine D_{III} . Il est complété dans D_{II} par un algorithme tenant compte du modèle de Eq. 4.15. L'émissivité s'obtient alors par :

$$\varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \frac{L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu) - \tilde{E}^\downarrow / \pi}{B(\nu, T) - \tilde{E}^\downarrow / \pi} \quad \text{avec} \quad \tilde{E}^\downarrow = E_{env}^\downarrow + f(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v) \times E_s^\downarrow(\theta_s, \varphi_s, \nu) \quad (4.16)$$

Pour calculer l'émissivité, la température T et le facteur de forme f de la surface doivent être estimés.

La température est d'abord estimée au moyen de SpSm appliquée sur D_{III} . Sur ce domaine on a :

$$D_{III} : \quad \varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) = \frac{L_{sol}(\theta_v, \varphi_v, \nu) - \tilde{E}^\downarrow / \pi}{B(\nu, T) - \tilde{E}^\downarrow / \pi} \quad \text{avec} \quad \tilde{E}^\downarrow = E_{env}^\downarrow$$

L'expression de l'émissivité est identique à l'expression sous l'hypothèse lambertienne et indépendante du facteur de forme et SpSm peut donc être appliquée pour déterminer la température de la surface.

Pour déterminer le facteur de forme, une contrainte de continuité du spectre d'émissivité est ajoutée au système sous-déterminé. Cette hypothèse complète l'hypothèse de régularité employée par SpSm. Ainsi, de même que la température était trouvée par SpSm en cherchant le spectre d'émissivité le plus régulier, le facteur de forme le sera en cherchant le spectre le plus continu. La méthode correspondante est dénommée Smoothness and Continuity (en référence à SpSm) et notée SmaC.

Pratiquement, le nombre d'onde de discontinuité, observé sur les spectres d'émissivité obtenus par SpSm, est dans un premier temps déterminé en cherchant le point d'égalité entre la fonction de Planck et l'éclairement (chapitre 4.3.2). Il sera noté ν_c par la suite.

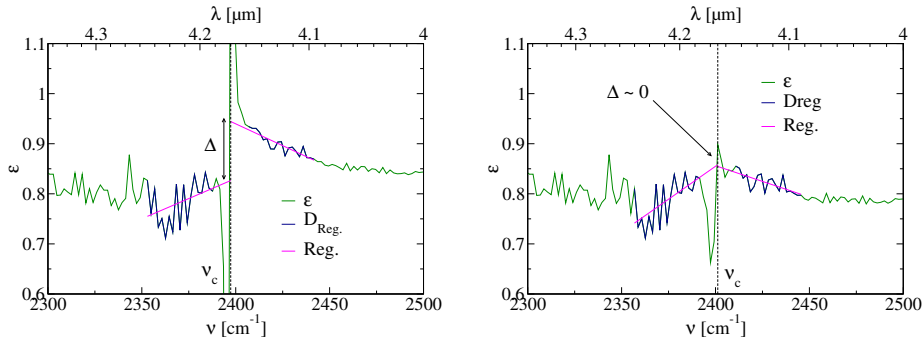


FIG. 4.25 - Mesure de la discontinuité : critère Δ (exemple sur *pie02*). “ ε ” est l'émissivité estimée, “ D_{Reg} .” est le domaine spectral où la régression est calculée et “*Reg.*” est la droite de régression.

On cherche ensuite à maximiser la continuité, en minimisant deux critères, fonction du facteur de forme. Le premier, noté Δ , mesure la continuité du spectre en ν_c :

$$\Delta = \left| \lim_{\nu \rightarrow \nu_c^-} \varepsilon(\nu) - \lim_{\nu \rightarrow \nu_c^+} \varepsilon(\nu) \right| \quad (4.17)$$

La figure 4.25 illustre la manière de déterminer Δ . Deux régressions linéaires sont d’abord calculées sur une vingtaine de points du spectre d’émissivité, situés “à gauche” et “à droite” respectivement de ν_c (courbes “régression linéaire” de la figure 4.25, les tracés “où la régression est calculée” représentent les points du spectres sur lesquels les régressions sont effectuées). Les valeurs au point ν_c des régressions linéaires sont prises comme limites “à gauche” et “à droite” en ν_c . Δ est calculé en différenciant ces valeurs.

Les deux régressions linéaires étant fortement sujettes aux bruit de mesure et au débordement de la divergence autour de ν_c (chapitre 4.3.2), un second critère est ajouté à la mesure de continuité Δ . Il mesure l’énergie de la divergence autour de ν_c en calculant la variance du spectre d’émissivité sur une dizaine de points situés autour du nombre d’onde de discontinuité.

SmaC cherche ainsi le facteur de forme f qui minimise une somme pondérée des deux critères décrits précédemment. Les résultats d’émissivité et de facteur de forme sont présentés dans la partie suivante.

4.4.2.2 Résultats

La figure 4.26 présente deux exemples d’émissivités retrouvées par SmaC dans le domaine D_{II} (dans D_{III} SmaC est identique à SpSm, cf. partie précédente).

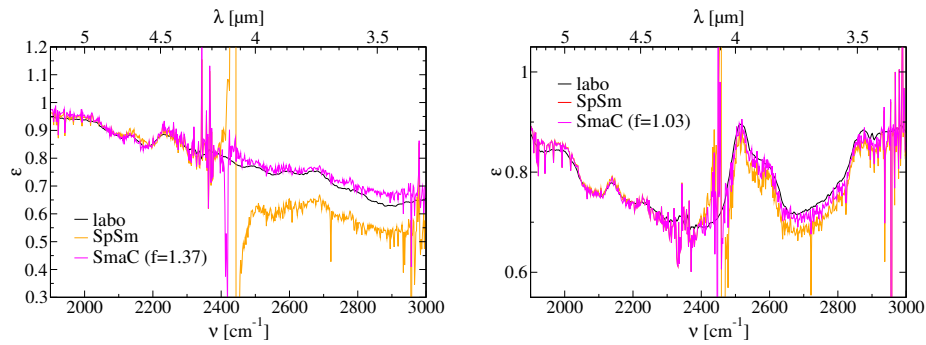


FIG. 4.26 - Exemples d’émissivités retrouvées par SmaC (*pie02* à gauche et *negev* à droite). Comparaison avec les mesures SpSm et laboratoire.

Dans le cas de *pie02*, la forte discontinuité du spectre trouvé par SpSm disparaît presque totalement, rapprochant l’émissivité SmaC de l’émissivité laboratoire. Le facteur de forme correspondant vaut 1.37, indiquant un comportement directionnel important de l’échantillon. Au contraire, du fait d’une discontinuité initiale du spectre SpSm de *negev* faible, l’émissivité trouvée par SmaC est très proche de celle trouvée par SpSm et le facteur de forme du *negev* correspondant est très proche de 1.0.

L’ensemble des résultats de SmaC est synthétisé dans les figures 4.27 et 4.28, qui confrontent les résultats de SmaC à ceux SpSm dans les domaines D_{IIa} et D_{IIb} ^{3,4}.

³Les calculs de $\Delta_{M/L}$ et σ_m (Eq. 4.11 et Eq. 4.12) évitent les nombres d’onde où la valeur d’émissivité est assimilable à du bruit impulsionnel.

⁴Deux des émissivités de *pstyr* ont été trouvées manuellement car SmaC ne convergeait pas dans ces deux cas en raison de la trop grande proximité de la discontinuité et de la bande d’absorption du CO_2 .

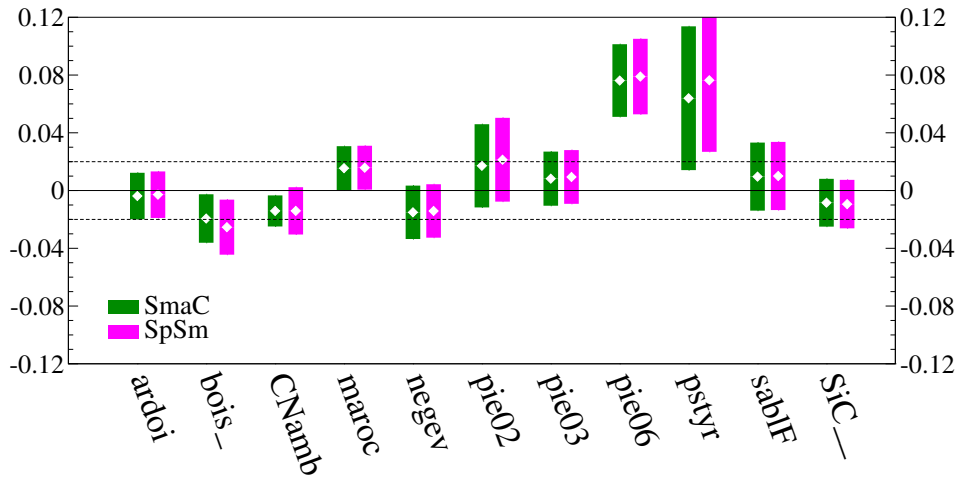


FIG. 4.27 - Emissivités retrouvées par SmaC dans D_{IIa} en comparaison à SpSm (la figure se lit de la même façon que la figure 4.13).

Deux remarques importantes peuvent être formulées⁵ :

- **SmaC améliore la restitution de l'émissivité dans D_{IIb} (de 2400 à 3000 cm^{-1})** : les écarts entre les moyennes des émissivités et les mesures laboratoire sont recentrés et deviennent inférieurs à 0.02 dans la grande majorité des cas. La dispersion des mesures est également réduite, indiquant leur meilleure reproductibilité, quel que soit l'éclairement solaire incident.
- **SmaC a très peu d'influence dans D_{IIa} (de 1900 à 2300 cm^{-1})** : les résultats dans ce domaine sont peu modifiés par rapport à SpSm, certainement du fait de la moindre influence de E_{dir}^{\downarrow} en comparaison de E_{env}^{\downarrow} .

Une remarque particulière peut être ajoutée concernant le facteur de forme de *CNamb*. Ses valeurs retrouvées par SmaC sont chaotiques. Ce résultat est dû au fait que l'émissivité de *CNamb* étant presque unitaire, le terme réfléchif, et donc le facteur de forme, n'ont que peu d'influence sur l'émissivité. Une modification minimale de cette dernière, pour atteindre la continuité, nécessite ainsi de grandes valeurs de f , plus liées alors à la compensation des différentes sources d'erreur de mesure qu'aux effets directionnels de *CNamb*.

Afin de justifier la prise en compte des effets directionnels comme moyen d'amélioration de la détermination de l'émissivité, une analyse des facteurs de forme restitués par SmaC devant fournir une information sur le comportement directionnel de l'échantillon, est tentée. En figure 4.29 sont tracés les facteurs de formes de *pie02* et *negev* en fonction de l'angle zénithal solaire θ_s , pour trois périodes de mesure, correspondant à trois angles de visée différents (approximativement compris entre -10 et $+10^\circ$ environ). Les facteurs de forme de *negev* sont tous proches de l'unité, quelle que soit la configuration de mesure, indiquant un comportement lambertien, comme on peut s'y attendre pour un matériau de type sable. En revanche, les valeurs du facteur de

⁵Une remarque secondaire peut être notée : de 2300 à 2400 cm^{-1} , la forte dispersion observée est due au CO_2 .

4.4. PRISE EN COMPTE DES EFFETS DIRECTIONNELS MÉTHODE SMAC111

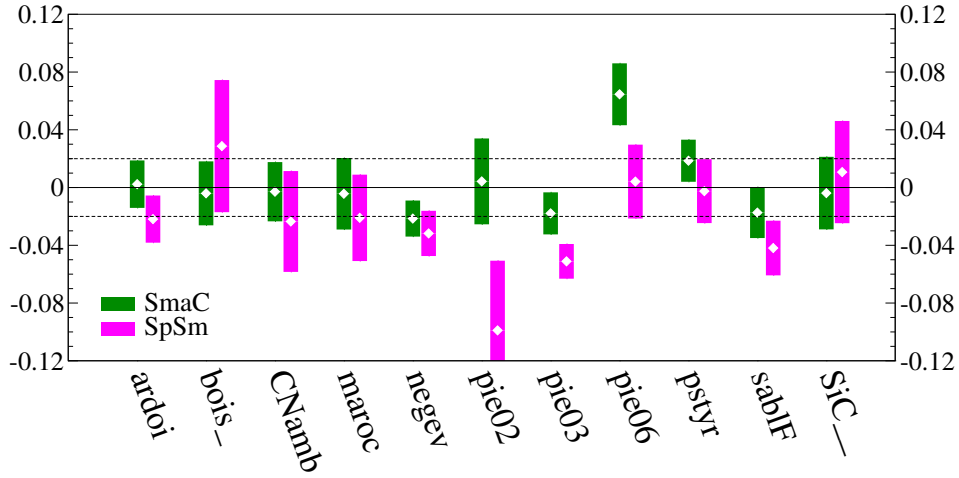


FIG. 4.28 - Emissivités retrouvées par SmaC dans D_{11b} en comparaison à SpSm (la figure se lit de la même façon que la figure 4.13).

forme de *pie02* sont significativement différents d'une configuration à l'autre, ce qui doit pouvoir être relié à un comportement directionnel important de *pie02*. Le nombre de point de mesures limité ne permet pas d'étayer quantitativement ces observations.

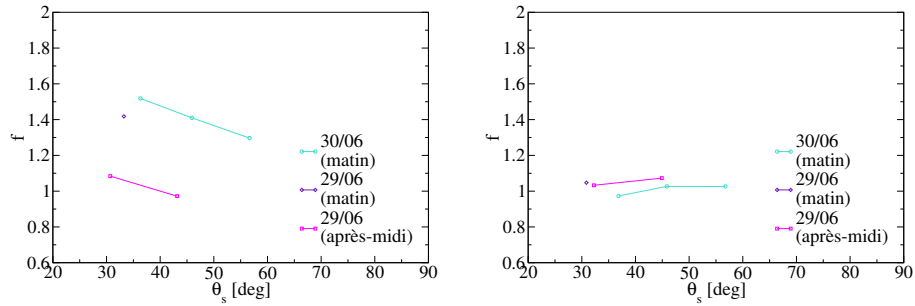
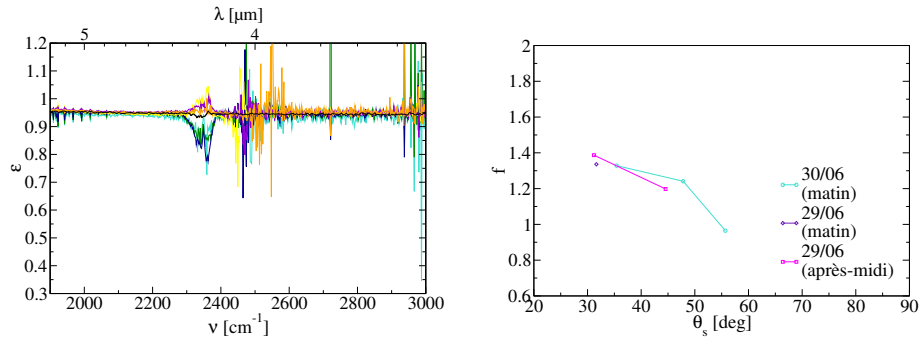
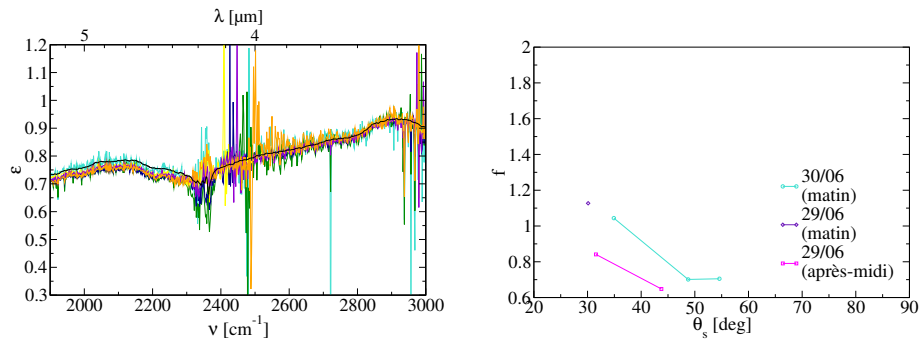
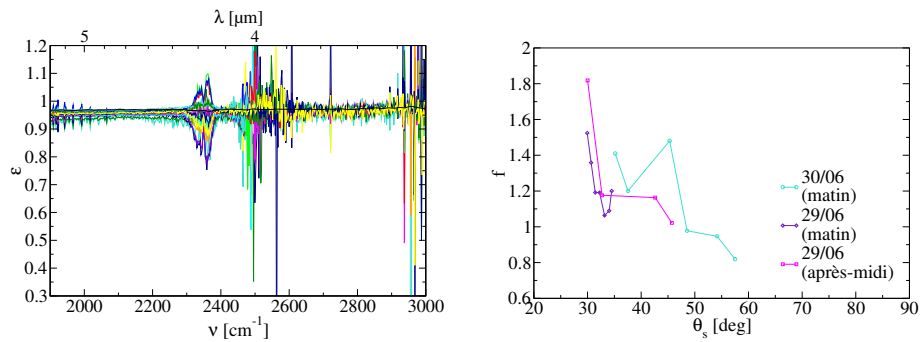


FIG. 4.29 - Facteurs de forme de *pie02* (à gauche) et *negev* (à droite)

Les facteurs de forme obtenus sur l'ensemble des échantillons vérifient les mêmes observations que celles faites sur *pie02* et *negev*. Les matériaux, pour lesquels un comportement lambertien est attendu, présentent tous des facteurs de forme proches de l'unité (*maroc*, *negev*, *sabIF*), alors que les facteurs de forme d'échantillons attendus comme directionnels s'en éloignent de manière disparate (*pie02* et *pie03*). Tout ceci va dans le sens d'une corrélation entre le coefficient f obtenu par SmaC et le facteur de forme réel de l'échantillon.

L'analyse numérique du chapitre 5 confirmera cette corrélation. Elle montrera toutefois que les facteurs de forme ne pourront être retrouvés qu'avec une précision modeste à partir des données collectées pendant la campagne. On montrera aussi que dans le cas d'un échantillon directionnel, les facteurs de forme f tendent à compenser les trois sources d'erreurs identifiées dans la partie 4.3.2, *ie.* les erreurs sur la température retrouvée, sur la luminance de la surface et sur l'éclaircissements mesurés.

FIG. 4.30 - Emissivité en bande II et facteur de forme de *ardoi* retrouvés par *SmaC*.FIG. 4.31 - Emissivités et facteurs de forme de *bois_* retrouvés par *SmaC*.FIG. 4.32 - Emissivités et facteurs de forme de *CNamb* retrouvés par *SmaC*.

4.4. PRISE EN COMPTE DES EFFETS DIRECTIONNELS MÉTHODE SMAC113

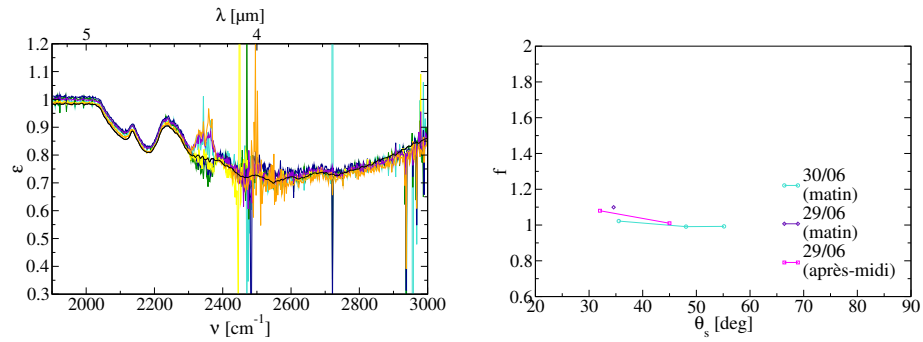


FIG. 4.33 - Emissivités et facteurs de forme de *maroc* retrouvés par *SmaC*.

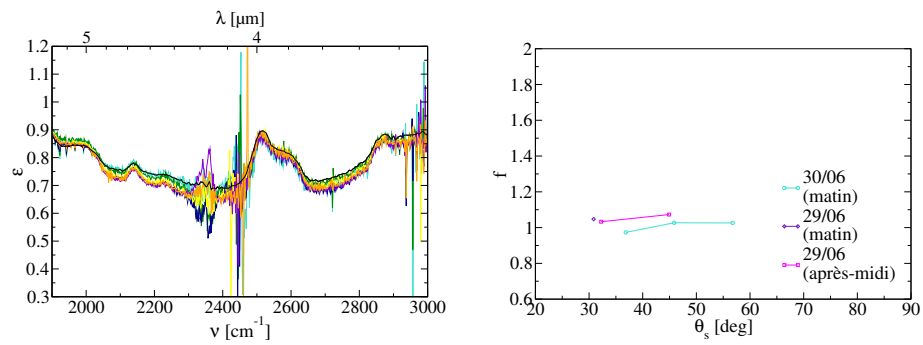


FIG. 4.34 - Emissivités et facteurs de forme de *negev* retrouvés par *SmaC*.

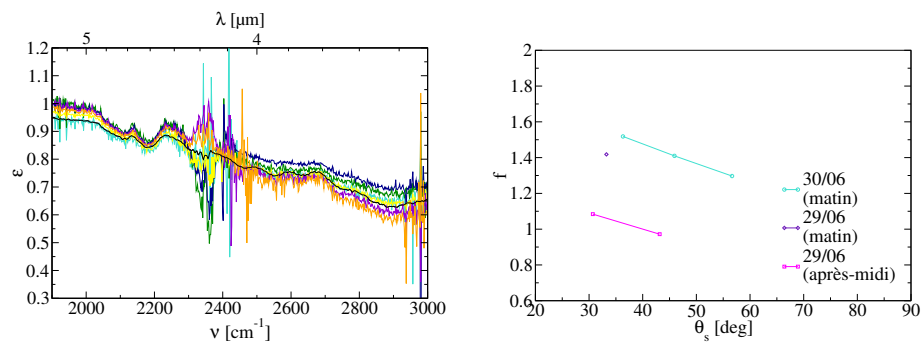
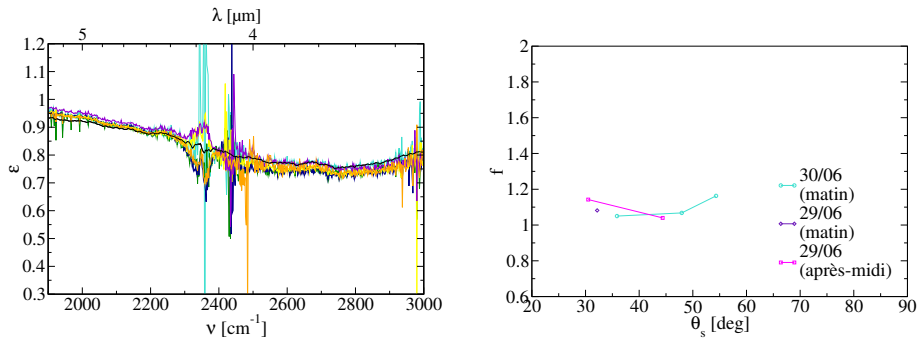
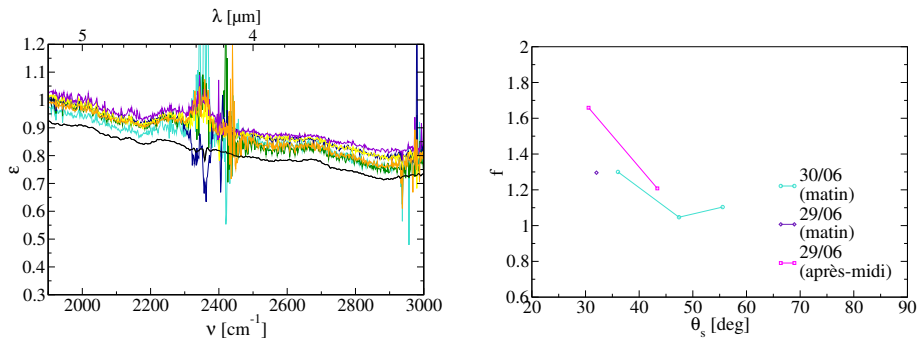
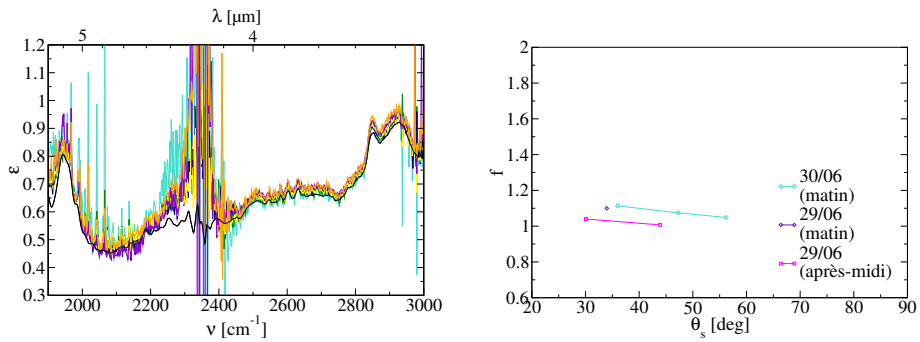


FIG. 4.35 - Emissivités et facteurs de forme de *pie02* retrouvés par *SmaC*.

FIG. 4.36 - Emissivités et facteurs de forme de *pie03* retrouvés par *SmaC*.FIG. 4.37 - Emissivités et facteurs de forme de *pie06* retrouvés par *SmaC*.FIG. 4.38 - Emissivités et facteurs de forme de *pstyr* retrouvés par *SmaC*.

4.4. PRISE EN COMPTE DES EFFETS DIRECTIONNELS MÉTHODE SMAC115

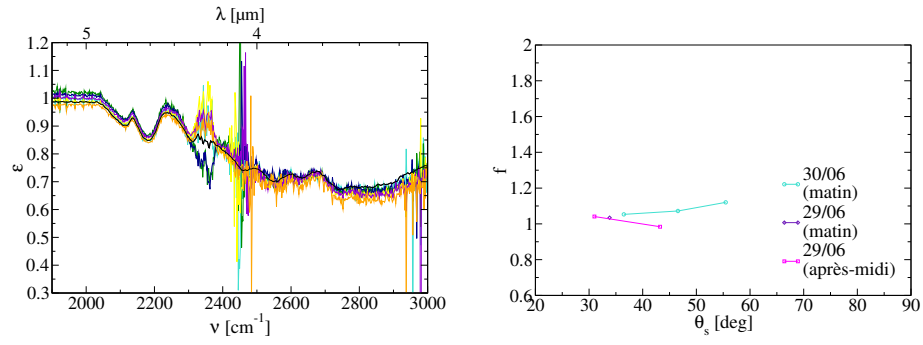


FIG. 4.39 - Emissivités et facteurs de forme de *sablf* retrouvés par *SmaC*.

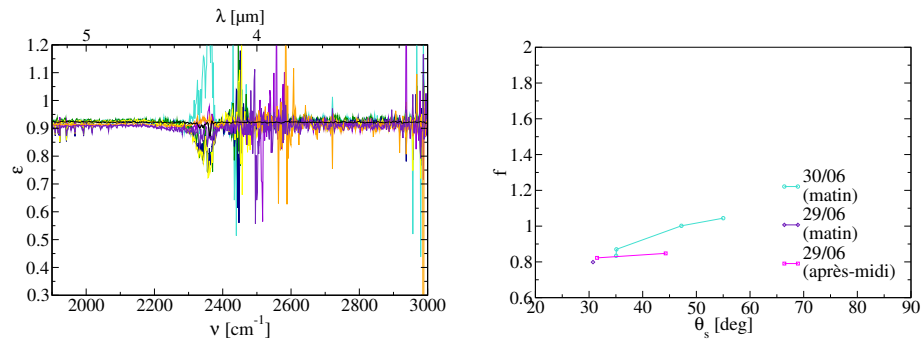


FIG. 4.40 - Emissivités et facteurs de forme de *SiC_-* retrouvés par *SmaC*.

4.5 Méthode Multi-Températures (MTM)

La méthode multi-températures, consistant en la résolution d'un système surdéterminé, dont l'émissivité spectrale de la surface constitue une des inconnues, est également appliquée aux mesures de la campagne. Son mode d'application, utilisant deux méthodes d'optimisation différentes, est d'abord décrit. Il est suivi d'une étude numérique du système d'équations, précédant la présentation des résultats sur l'ensemble des échantillons.

4.5.1 Résolution numérique du système

Soient N_T le nombre de mesures de luminances à N_T températures (indice j) et N le nombre de nombres d'onde de chacune de ces mesures (indice i). Une luminance mesurée à la température T_j , au nombre d'onde ν_i , est notée M_{ij} . En reprenant le modèle simplifié de Eq. 4.15, elle se modélise en fonction de l'émissivité spectrale ε , de la température T et du facteur de forme f de l'échantillon selon :

$$L_{ij} = \varepsilon_i B(\nu_i, T_j) + \frac{(1 - \varepsilon_i)}{\pi} \left[E_{env,ij}^\downarrow + f_j \cdot E_{dir,ij}^\downarrow \right]$$

L'objectif de MTM est d'égaliser modèle et mesure, soit $L_{ij} - M_{ij} = 0$, en ajustant les valeurs des émissivités, températures et facteurs de formes. Le système à résoudre comporte donc $N \times N_T$ équations et $N + 2N_T$ inconnues.

Résolution par la méthode quasi-Newton (QN)

La méthode de quasi-Newton cherche le zéro d'une fonction $g(\mathbf{X})$ de manière itérative, en la linéarisant par utilisation d'un développement de Taylor au premier ordre :

$$g(\mathbf{X}^{k+1}) = g(\mathbf{X}^k) + (\mathbf{X}^{k+1} - \mathbf{X}^k)^T \mathbf{grad}_X(g)|_{\mathbf{X}^k}$$

Elle cherche, à partir d'une valeur \mathbf{X}^k de l'itération k , la valeur \mathbf{X}^{k+1} de l'itération suivante, telle que :

$$g(\mathbf{X}^{k+1}) = 0$$

Dans notre cas, les fonctions g à annuler sont au nombre de $N \times N_T$. Elles sont formées de la concaténation des différences mesure/modèle $g_{ij} = L_{ij} - M_{ij}$. Le vecteur \mathbf{X} a quant à lui $N + 2N_T$ composantes. Il est formé de la concaténation des émissivités spectrales, des températures et des facteurs de forme. Le système étant sur-déterminé et n'acceptant pas de solution exacte, la méthode de résolution cherche en fait un minimum de g au sens des moindres carrés.

Le nombre d'itération nécessaire pour atteindre la convergence, pour tous les échantillons, a été fixé à huit. Il permet d'atteindre une convergence meilleure que la pourmille.

Résolution par la méthode Levenberg-Marquardt LM

La méthode d'optimisation Levenberg-Marquardt (LM) cherche à minimiser l'écart quadratique moyen $\xi(X)$ entre mesures et modèles :

$$\xi(X) = \left\langle (L_{ij}(X) - M_{ij})^2 \right\rangle_{ij}$$

Pour se faire, le modèle de luminance sera approché par son développement de Taylor du premier ordre (comme pour la méthode QN).

$$\hat{L}_{ij}(X) = L_{ij}(X_0) + \nabla L_{ij}(X_0)^T (X - X_0)$$

Cette approximation du modèle amène à une approximation de l'écart quadratique.

$$\hat{\xi}(X) = \left\langle \left(\hat{L}_{ij}(X) - M_{ij} \right)^2 \right\rangle_{ij}$$

L'optimisation LM procède de manière itérative en cherchant le vecteur X qui minimise l'approximation de $\xi(X)$, *ie.* en annulant son gradient. Ce dernier s'écrit :

$$\nabla \hat{\xi}(X) = 2d + 2H \cdot \delta X$$

avec

$$d = \langle (L_{ij}(X_0) - M_{ij}) \nabla L_{ij}(X_0) \rangle_{ij}$$

$$H = \left\langle \nabla L_{ij}(X_0) \nabla L_{ij}(X_0)^T \right\rangle$$

$$\delta X = X - X_0$$

d est un terme de gradient du modèle, alors que H est assimilable à une approximation de son Hésien.

Le passage d'une itération k à l'itération $k+1$ s'effectue en considérant $X_0 = X_k$ et $X = X_{k+1}$ et en annulant le gradient de $\hat{\xi}(X)$, soit

$$\begin{aligned} \nabla \hat{\xi}_k(X_{k+1}) &= 0 \\ \Leftrightarrow d + H \cdot \delta X &= 0 \\ \Leftrightarrow \delta X &= -H^{-1}d \end{aligned}$$

soit

$$X_{k+1} = X_k - H^{-1}d$$

Cette formulation, nommée descente LM, est très proche d'une descente en gradient classique où $X_{k+1} = X_k - \mu d$. Elle ne nécessite que le calcul de $\nabla L_{ij}(X_0)$ et de $L_{ij}(X_0)$. Levenberg et Marquardt, tenant compte de la restriction de la validité de l'approximation linéaire du modèle à un domaine proche du minimum, ont combiné les deux descentes énoncées en introduisant un coefficient λ pondérant leur part respective.

$$X_{k+1} = X_k - (H + \lambda \text{diag}(H))^{-1} d$$

Ce coefficient est nul pour une descente LM et élevé pour une descente en gradient. La méthode d'optimisation LM le diminue donc au fur et à mesure que l'on se rapproche du minimum.

4.5.2 Etude du système et résultats

4.5.2.1 Etude du système à deux températures

Nous étudions ici la résolution par LM et QN de différents systèmes d'équations, tous construits à partir de deux mesures de *maroc*, acquises le 29/06 à 9h40 et à 14h00 respectivement. Les systèmes diffèrent les uns des autres par leur nombre d'équations et par le domaine spectral d'où leurs équations sont tirées.

Nombre d'équations

Le nombre d'équations du système est égal à $2N$, N étant le nombre de nombres d'onde d'une mesure. Afin d'étudier le rôle du nombre d'équations, nous avons construit plusieurs systèmes en tirant aléatoirement N nombres d'onde parmi les 493 nombres d'ondes du domaine $D_{MTM} = D_{III} \cup D_{IIa}$ (le domaine D_{IIb} n'est pas considéré en

raison de la très faible influence de la température sur ce domaine et des éventuels effets directionnels. Le facteur de forme f est retiré du système d'équations). Pour chaque valeur de N , allant de 2 à 493, cinq cents tirages sont effectués (à l'exception de $N = 493$, où un seul tirage est possible). Pour chaque valeur de N , et chacune des deux méthodes de résolution (LM et QN) cinq cents couples de températures sont donc trouvées par MTM. Les histogrammes de ces températures sont tracés en figure 4.41. A titre illustratif, un exemple d'émissivités retrouvées par LM et QN est tracé en figure 4.42.

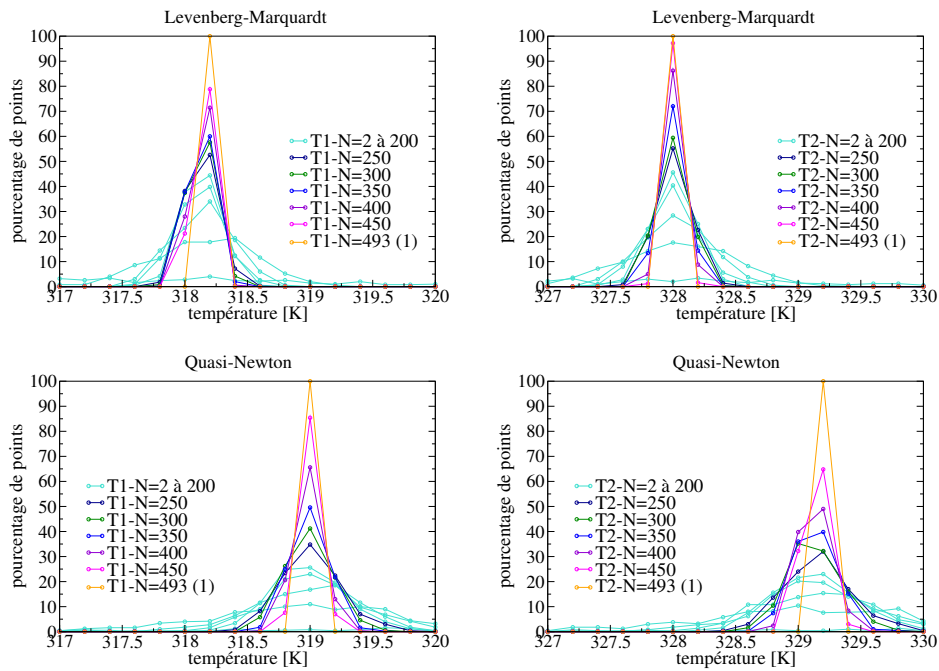


FIG. 4.41 - Histogrammes des températures trouvées par les méthodes Levenberg-Marquardt et Quasi-Newton pour différents nombres de nombres d'onde N

Deux résultats principaux peuvent être tirés des histogrammes de la figure 4.41. Le premier est que la température optimale (minimum local) est atteinte avec quasi-certitude, à $0.2K$ près, pour un nombre de nombres d'ondes $N \geq 250$. Le second est que les deux algorithmes, LM et QN, ne convergent pas vers la même solution. Les températures trouvées par les deux méthodes diffèrent en effet de $1K$, engendrant une différence non négligeable des émissivités associées. L'écart relatif entre modèle et mesure reste cependant extrêmement faible dans les deux cas. Celui de la méthode QN est inférieur à 0.2% dans les domaines D_{II} et D_{III} , et celui de la méthode LM, inférieur à 0.2% dans D_{III} et inférieur à 1% dans D_{II} . La convergence de LM n'est donc pas aussi bonne que celle de QN dans cet exemple. Ceci n'explique pour autant pas la différence entre les températures qu'elles procurent, différence certainement due en grande partie au mauvais conditionnement du système. En effet, pour $N = 493$, celui-ci présente un nombre de conditionnement (rapport de la plus haute valeur singulière sur la plus faible) proche de 350, alors que celui d'un système bien conditionné reste proche de l'unité.

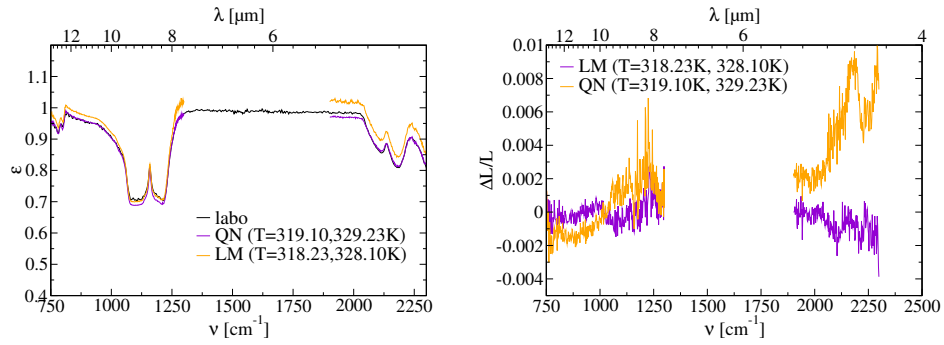


FIG. 4.42 - (gauche) Exemple d'émissivités de maroc retrouvées par les deux méthodes LQ et QN. (droite) écarts relatifs entre modèle et mesure associés.

Domaine spectral d'application

Le rôle de la localisation des nombres d'onde sur le domaine spectral D_{MTM} est également étudié. La figure 4.43 montre que l'histogramme des températures trouvées pour des nombres d'onde pris dans D_{III} uniquement est légèrement décalé (0.4K) par rapport à celui du résultat précédent (tirage aléatoire sur tout D_{MTM}). Celui de D_{IIa} est quant à lui plat, ne fournissant, sur 500 tirages, quasiment aucune température à moins de 3K de la température optimale trouvée sur $D_{III} \cup D_{IIa}$.

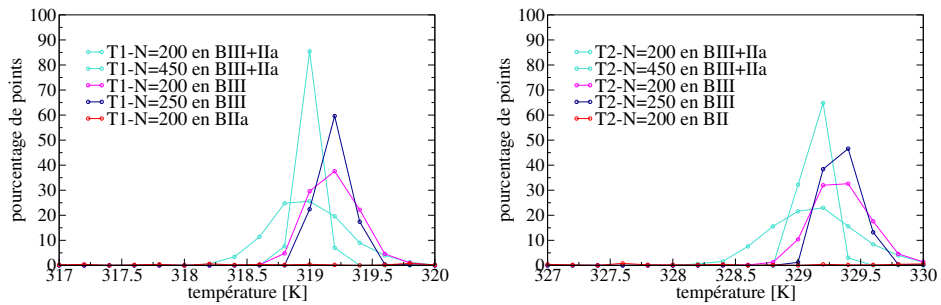


FIG. 4.43 - Histogrammes des températures trouvées par la méthode QN pour différents nombres de nombres d'onde pris en D_{III} ou D_{IIa} . Comparaison avec les résultats précédents.

Conditionnement du système

Afin de démontrer le mauvais conditionnement du système d'équations de MTM, deux analyses sont effectuées.

La première considère un modèle extrêmement simplifié de la luminance en entrée capteur, en limitant celle-ci à la seule émission de la surface, soit $L(\nu) = \varepsilon(\nu) B(\nu, T)$. Considérant le système d'équations construit avec $N = 2$ (le nombre d'équations égale celui des inconnues) et prenant l'approximation de Wien de la loi de Planck (valable pour $T \ll 1000K$) :

$$B(\nu, T) \simeq C_1 \nu^3 \times e^{-\frac{C_2 \nu}{T}}$$

le système devient dégénéré [35]. En effet, le système s'écrit :

$$\left\{ L_{i,j} = \varepsilon_i \times C_1 \nu_i^3 \times e^{\frac{C_2 \nu_i}{T_j}} \quad \Leftrightarrow \quad \left\{ \ln L_{i,j} - \ln C_1 \nu_i^3 = \ln \varepsilon_i + C_2 \nu_i \times \frac{1}{T_j} \quad i, j \in \{1; 2\} \right. \right.$$

où $L_{i,j}$ est la mesure de luminance à ν_i et T_j . Le déterminant du système linéarisé (partie droite), où les inconnues sont les $\ln \varepsilon_i$ et les $1/T_j$, est nul. Le système n'admet donc pas de solution unique, ses quatre équations n'étant pas indépendantes.

Le terme réfléchif de la luminance en entrée capteur peut donc seul permettre de lever la dégénérescence du système. Afin de montrer que le terme réfléchif n'est toutefois pas suffisant pour assurer le bon conditionnement du système d'équations de MTM, le minimum global du critère MTM est numériquement recherché.

Une grille de températures $\{T_k\}$ (T_k est un vecteur de taille $N_T = 2$), est ainsi construite autour des températures trouvées par LM et QN. La grille est bornée par les températures T_{min} et T_{max} (également vecteurs de taille N_T). De chaque vecteur de températures T_k , N_T émissivités spectrales $\varepsilon_{k,i}$ sont déduites ($\varepsilon_{k,i}$ est une matrice $N_T \times N$). La moyenne, sur tous les nombres d'onde de D_{MTM} , des valeurs absolues des écarts spectraux entre les émissivités et leur moyenne est alors calculée et prise comme critère à minimiser (elle est notée $\Delta \varepsilon_{1,2}$) :

$$\Delta \varepsilon_{1,2} = \frac{1}{N \times N_T} \sum_k \sum_i \left| \varepsilon_{i,k} - \frac{1}{N_T} \sum_k \varepsilon_{i,k} \right| \quad (4.18)$$

Dans l'exemple suivi jusqu'à présent, les températures trouvées par LM et QN sont $T_{LM} = [319, 329.1] K$ et $T_{QN} = [318.1, 328] K$. Il est choisi $T_{min} = [316, 326] K$ et $T_{max} = [322, 332] K$. Le pas de la grille est fixé à $0.05 K$. La figure 4.44 représente $\Delta \varepsilon_{1,2}$ en fonction de cette grille. Il apparaît que le minimum est très mal défini. Il est localisé autour de $318.4 K$ (entre les températures de LM et QN) et vaut environ 2.4×10^{-3} . De 317 à $320 K$, $\Delta \varepsilon_{1,2}$ varie de 2.4×10^{-3} à 2.7×10^{-3} . Autrement dit, sur une gamme de température de $3 K$, deux émissivités proches de 0.3×10^{-3} au pire peuvent être trouvées.

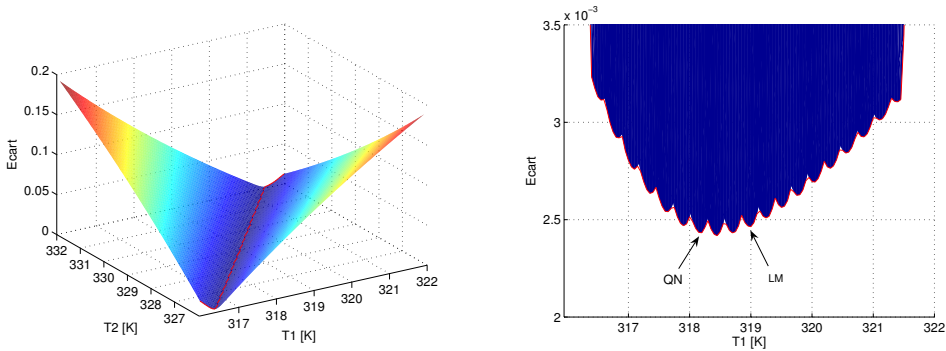


FIG. 4.44 - *Ecart moyen, sur tous les nombres d'onde et émissivités, entre les émissivités et leur moyenne, en fonction de T_k (les bosses observées sont un artéfact numérique, disparaissant au fur et à mesure que le pas de la grille diminue).*

Afin de confirmer la difficile localisation d'un minimum et la grande étendue des solutions acceptables, trois couples de températures ont été relevés sur la ligne des

minima (ligne rouge de la figure 4.44) : $[317, 326.6] K$, $[319, 329] K$ et $[321, 331] K$. Pour chaque couple, deux émissivités sont calculées. Elles sont représentées sur la figure 4.45 (dans les trois cas elles sont quasiment confondues avec leur moyenne). La moyenne de ces deux émissivités est alors prise comme émissivité de l'échantillon. Elle permet le calcul des deux modèles de luminance aux deux températures du couple. L'écart relatif entre ces modèles et les mesures correspondantes est représenté sur la figure 4.45. Il est inférieur à 0.5% sur tout le domaine D_{MTM} , pour les trois couples de températures, pourtant distants de 4K.

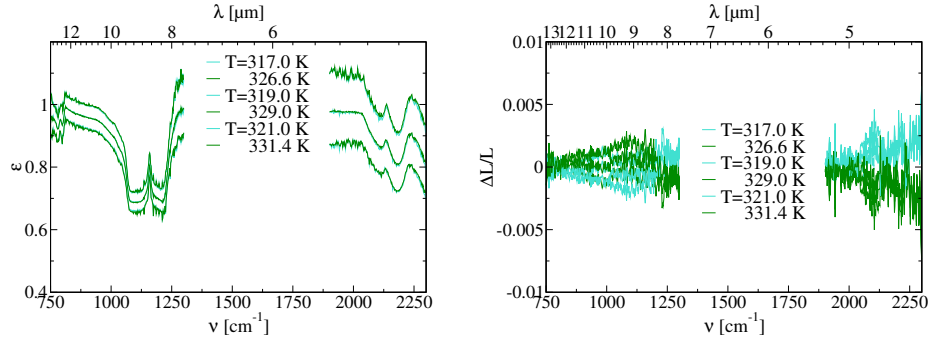


FIG. 4.45 - *Émissivités et écarts relatifs entre modèle et mesure de luminance pour trois couples de températures.*

4.5.2.2 Ensemble des résultats du système à deux températures

Les résultats de la méthode MTM à deux températures, appliquée à l'ensemble des combinaisons de deux mesures de jour de la campagne, sont présentés sur les figures 4.49 à 4.59 et synthétisés dans la figure 4.46. La méthode LM est utilisée pour résoudre le système d'équations sur D_{MTM} ⁶.

Pour chacun des échantillons, les écarts entre les émissivités retrouvées par MTM et les émissivités laboratoire peuvent être importants et ce, malgré des écarts entre modèles et mesures de luminances inférieurs au pourcent. Sur tout le domaine spectral, les écarts se présentent sous forme de biais, l'émissivité retrouvée par MTM gardant ainsi une forme proche de la mesure laboratoire.

D'après la figure 4.46, de 750 à 1250 cm^{-1} , les moyennes des émissivités retrouvées pour chaque échantillon sont correctes, s'approchant à moins de 0.02 des émissivités laboratoire. En revanche, la dispersion des mesures l'est moins. La majorité des émissivités retrouvées oscillent en effet autour de leur moyenne sur des plages de largeurs supérieures à 0.03.

Dans le domaine D_{IIa} , de 1900 à 2300 cm^{-1} , les résultats d'émissivité sont mauvais, que ce soit en moyenne ou en dispersion, les écarts entre mesure et laboratoire atteignant facilement ± 0.06 pour tous les échantillons.

Afin de libérer l'éventuelle mauvaise convergence de la méthode LM de toute responsabilité dans les mauvais résultats de MTM, le minimum global a été cherché, pour chaque mesure, de la même manière que dans la partie précédente (en balayant une grille de couples de températures autour du couple de températures trouvé par

⁶Dans l'exemple de la partie précédente, LM n'a pas convergé aussi bien que QN. En revanche, sa convergence moyenne sur l'ensemble des mesures est très légèrement meilleure.

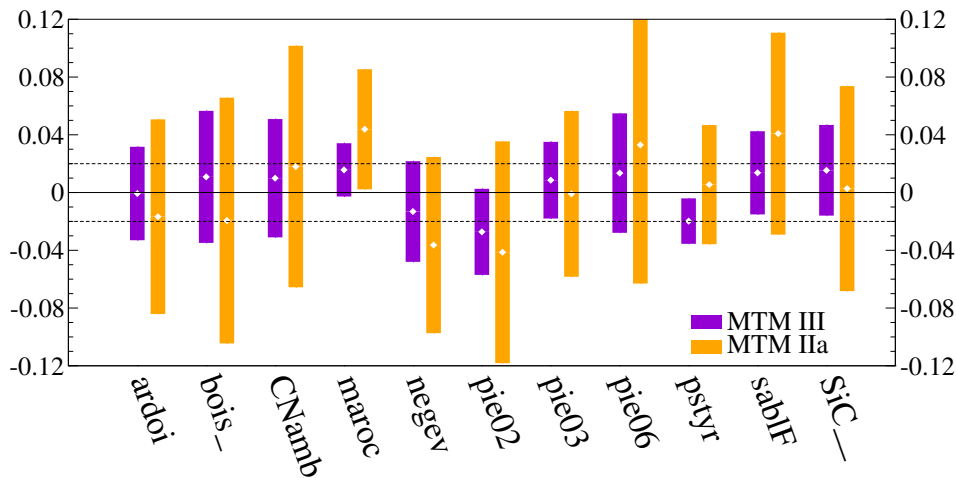


FIG. 4.46 - Emissivités retrouvées par MTM dans D_{III} et D_{IIa} (la figure se lit de la même façon que la figure 4.13).

LM). Les résultats sont légèrement améliorés pour certains matériaux estimés lambertiens. L'écart entre les émissivités MTM et laboratoire reste toutefois important, pouvant dépasser 0.1, particulièrement dans le domaine D_{II} , alors que l'écart relatif entre luminance modélisée et luminance mesurée ne dépasse pas le pourcent.

Notons enfin que, corrélativement à la nullité du déterminant d'un système sans terme de réflexion, les émissivités retrouvées sur des échantillons ayant une émissivité proche de l'unité (comme *CNamb*) sont les plus dispersées.

4.5.2.3 Mesures ombre/soleil

La méthode MTM est ici appliquée aux mesures ombre/soleil décrites dans la partie 3.2.2. La mesure effectuée sur *maroc* en est un exemple. Elle compte 61 acquisitions, réalisées toutes les 5 sec et étalées sur 5 min. La résolution du système par la méthode LM est utilisée sur le domaine $[750 - 1300] \text{ cm}^{-1}$ afin d'éviter d'éventuels problèmes causés par l'augmentation du rapport signal à bruit dans D_{IIa} , due à la diminution du temps d'acquisition des mesures de luminance (environ 2s).

La figure 4.48 montre les résultats des températures et des émissivités calculées pour différents nombres de températures N_T . Quel que soit N_T , l'émissivité restituée reste la même, laissant supposer qu'une augmentation de N_T n'améliore pas la détermination de l'émissivité. Ceci est confirmé en appliquant QN (qui produit les mêmes émissivités que LM) et en calculant le nombre de conditionnement pour chaque N_T . Celui-ci ne diminue pas avec N_T .

Le domaine spectral d'application de MTM a lui aussi été élargi à D^+ (bande II et bande III). Les résultats trouvés sont inchangés. Concernant les températures, leur évolution temporelle suit, aux quelques oscillations près, une loi de transition en racine du temps, prédite par la thermique, appuyant malgré tout une cohérence relative des résultats obtenus.

Les résultats obtenus sur *ardoï* sont similaires aux précédents, à la différence que les algorithmes semblent converger, au vu de l'émissivité, vers un minimum local et ce, quels que soient les nombres de températures et de nombres d'onde.

Le minimum global de $\Delta\varepsilon_{1,2}$ (écart entre deux émissivités calculées indépendamment pour deux températures différentes, Eq. 4.18) a donc été cherché pour les deux

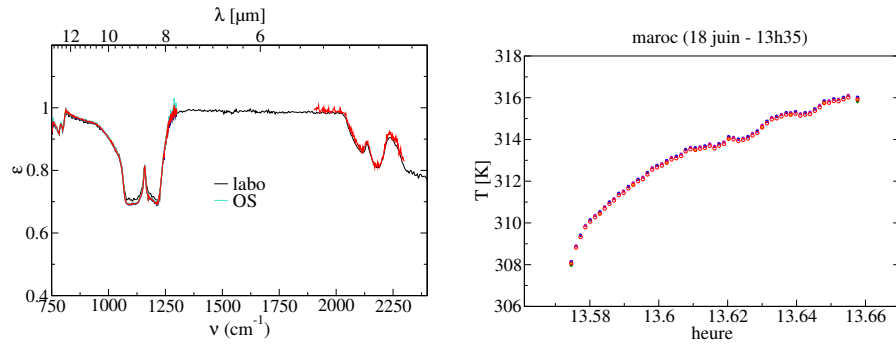


FIG. 4.47 - MTM (LM et QN) appliquée à une mesure ombre/soleil (OS) sur maroc pour $N_T \in [2; 91]$ et $N \in \{286; 493\}$

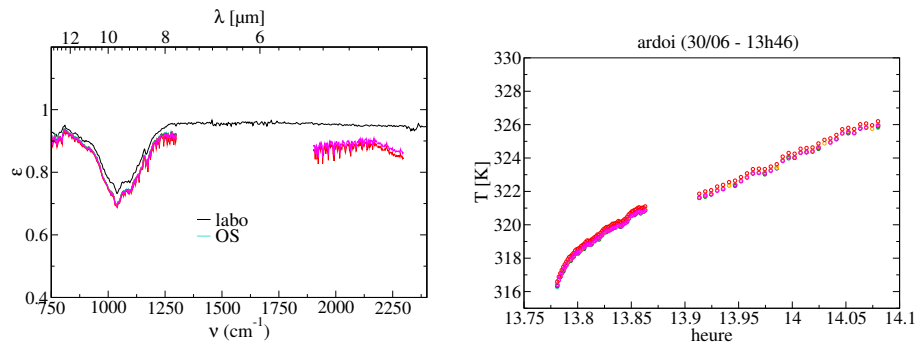


FIG. 4.48 - MTM (LM et QN) appliquée à une mesure ombre/soleil (OS) sur ardoi pour $N_T \in [2; 91]$ et $N \in \{286; 493\}$

mesures sur ardoi les plus éloignées de la séquence ombre/soleil. Le couple de températures minimisant $\Delta\varepsilon_{1,2}$ est $[316.25, 325.7] K$. L'émissivité moyenne correspondante à ce couple est très proche des émissivités trouvées par LM (ou QN). Ce constat conforte l'explication d'un mauvais conditionnement de la méthode MTM, d'autant plus important que l'émissivité est proche de l'unité.

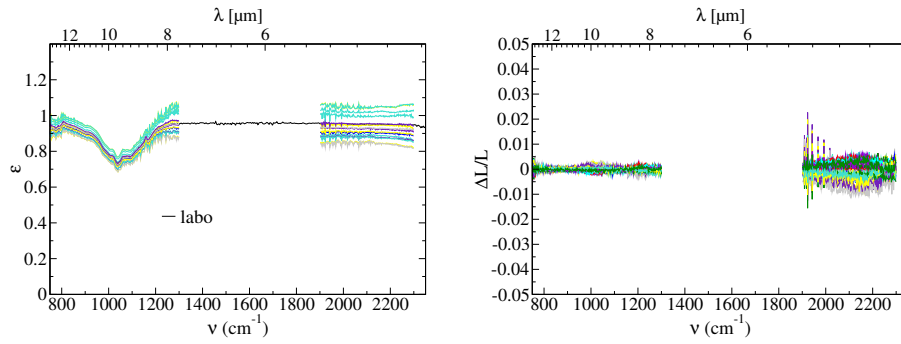


FIG. 4.49 - (droite) Emissivités de **ardois** retrouvées par **MTM** (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06. (gauche) Ecart relatif entre luminances modélisées et mesurées.

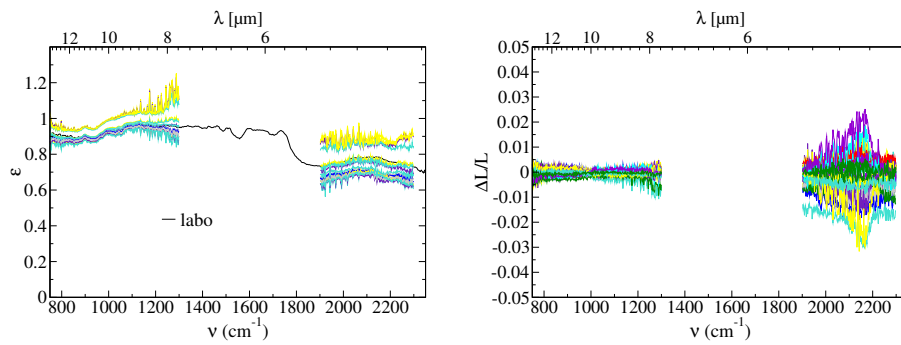


FIG. 4.50 - Emissivités de **bois_** retrouvées par **MTM** (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

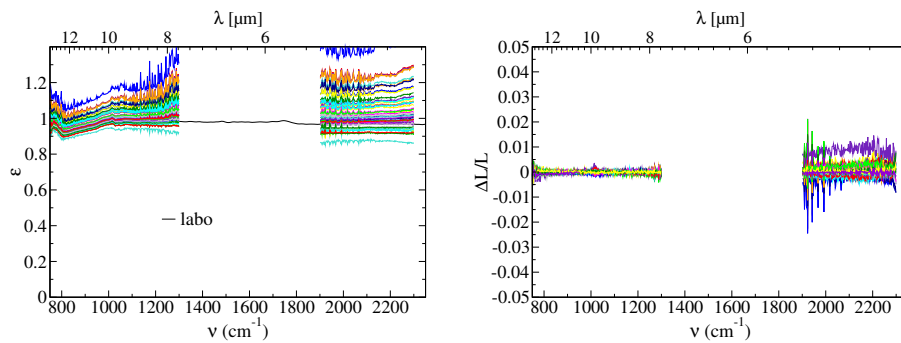


FIG. 4.51 - Emissivités de **CNamb** retrouvées par **MTM** (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

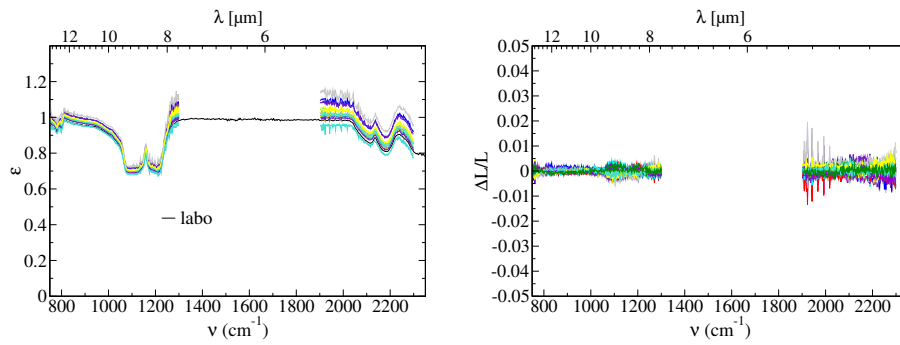


FIG. 4.52 - Emissivités de **maroc** retrouvées par **MTM** (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

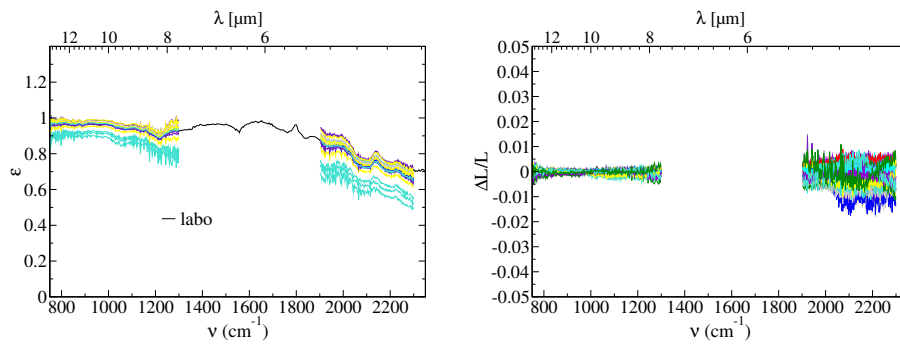


FIG. 4.53 - Emissivités de **negev** retrouvées par **MTM** (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

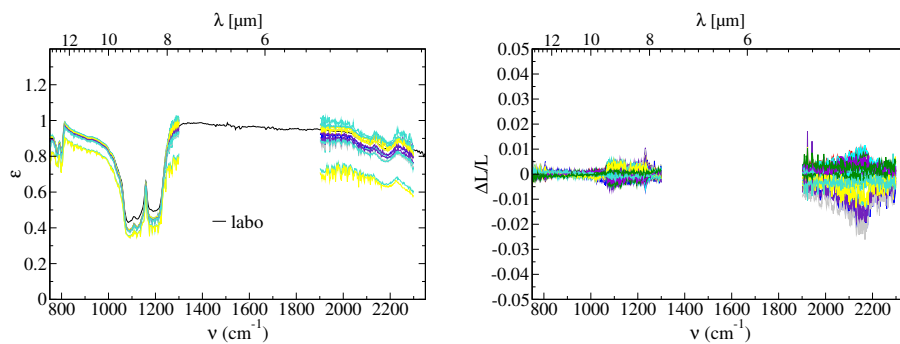


FIG. 4.54 - Emissivités de **pie02** retrouvées par **MTM** (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

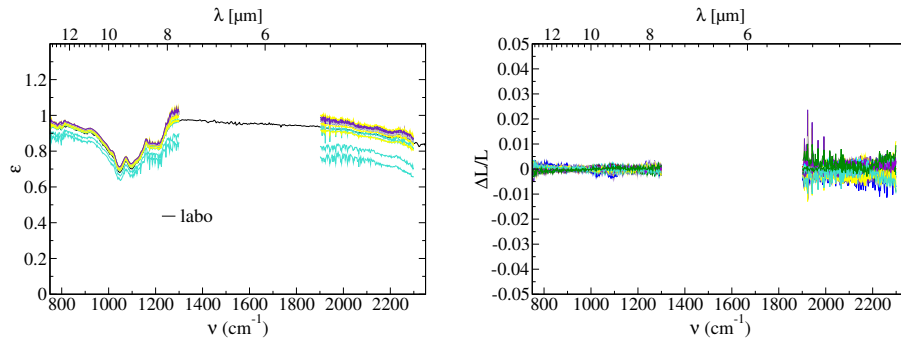


FIG. 4.55 - Emissivités de **pie03** retrouvées par **MTM** (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

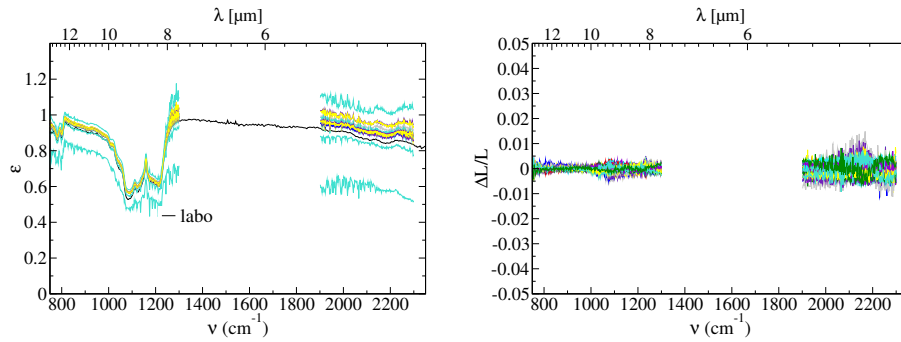


FIG. 4.56 - Emissivités de **pie06** retrouvées par **MTM** (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

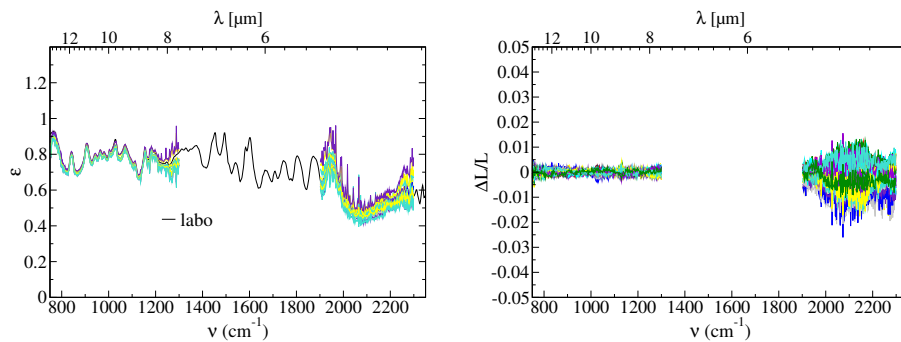


FIG. 4.57 - Emissivités de **pstyr** retrouvées par **MTM** (méthode LM) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

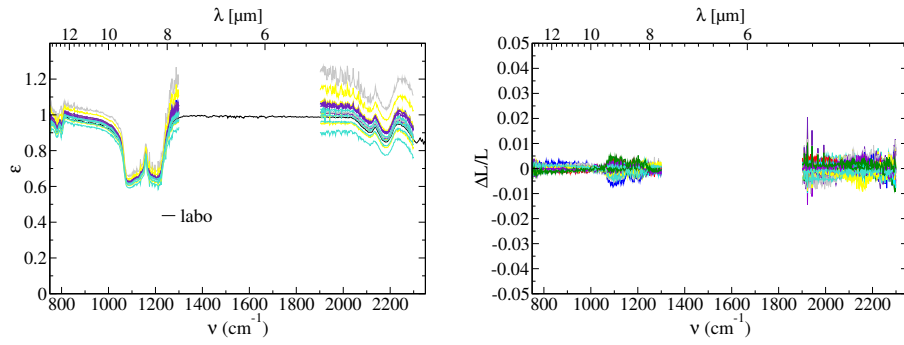


FIG. 4.58 - Emissivités de **sablif** retrouvées par **MTM** (méthode **LM**) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

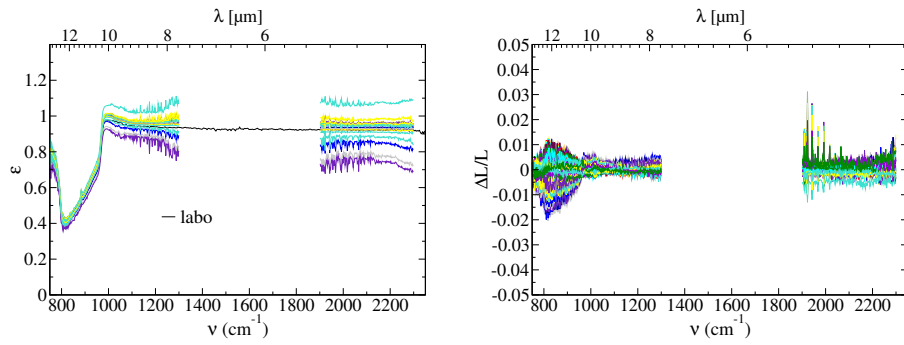


FIG. 4.59 - Emissivités de **SiC** retrouvées par **MTM** (méthode **LM**) sur les mesures de jour des 29/06 et 30/06

4.6 Synthèse

Cette partie compare de manière synthétique les résultats des trois méthodes de séparation émissivité-température sur l'ensemble des onze échantillons de test et suivant les trois domaines spectraux D_{III} , D_{IIa} et D_{IIb} . Le tableau 4.1 présente, pour chaque méthode, les moyennes $\langle \Delta_{M/L} \rangle$ et $\langle \sigma_m \rangle$, dans D_{III} , D_{IIa} et D_{IIb} respectivement, sur tous les échantillons des valeurs absolues des écarts $\Delta_{M/L}$ et σ_m (cf. partie 4.3.2), représentant respectivement l'écart absolu entre la moyenne des émissivités retrouvées et la mesure laboratoire, et la dispersion des émissivités autour de cette moyenne.

	III		IIa		IIb	
	$\langle \Delta_{M/L} \rangle$	$\langle \sigma_m \rangle$	$\langle \Delta_{M/L} \rangle$	$\langle \sigma_m \rangle$	$\langle \Delta_{M/L} \rangle$	$\langle \sigma_m \rangle$
SpSm	0.008	0.006	0.025	0.023	0.031	0.028
SmaC	0.008	0.006	0.021	0.014	0.015	0.020
MTM	0.013	0.031	0.024	0.068	-	-

TAB. 4.1 - Synthèse des résultats des trois méthodes SpSm, SmaC et MTM

Au vu de ce tableau et en guise de conclusion de ce chapitre, trois résultats généraux sont énoncés :

- SpSm et SmaC déterminent en moyenne l'émissivité à ± 0.01 en infrarouge thermique (de 750 à 1250 cm^{-1}).
- SmaC améliore notablement la restitution en moyen infrarouge (de 1900 à 3000 cm^{-1}) par rapport à SpSm, avec une incertitude de l'ordre de ± 0.03 .
- Les résultats de MTM sont moins bons que les deux autres méthodes, notamment en terme de dispersion.

Chapitre 5

Analyse numérique

L'exploitation des données de la campagne de validation, acquises suivant un protocole de mesure bien défini, a produit de nombreux résultats d'émissivités portant sur onze échantillons observés durant trois journées et une nuit de mesure. Jusqu'à présent, les résultats ont été évalués par intercomparaison, ou par comparaison avec des mesures effectuées en laboratoire. Leur analyse a abouti à différentes conclusions portant aussi bien sur leur qualité, que sur des aspects phénoménologiques concernant en particulier les effets directionnels des échantillons observés.

Le premier objectif de l'analyse numérique proposée dans le présent chapitre est de conforter autant que possible, par simulation de la campagne de mesure, les conclusions tirées de l'expérimentation. Elle cherchera en particulier à confirmer les bons résultats de SpSm et à démontrer le lien entre les facteurs de forme retrouvés par SmaC et le comportement directionnel de l'échantillon. L'analyse numérique estimera de plus grossièrement, à partir d'un exemple de simulation, l'influence de l'hétérogénéité des échantillons sur la qualité des résultats.

Le second objectif est d'approfondir l'étude du protocole de mesure et des méthodes d'inversion en étendant les simulations à des configurations de mesure autres que celles rencontrées durant la campagne. Cette analyse permettra ainsi de quantifier l'impact des différentes sources d'erreur en considérant successivement les trois postes principaux, potentiellement améliorables sur le plan expérimental : la maîtrise des deux corps noirs jouant sur l'étalonnage, celle du réflecteur influençant la précision sur la connaissance de l'éclairement et finalement la qualité intrinsèque de l'instrument.

De même qu'au chapitre précédent, l'analyse sera restreinte au domaine D^+ , hors des bandes d'absorption.

5.1 Description des simulations

Le principe de l'analyse numérique est de simuler l'ensemble des différentes phases d'acquisition et de traitement du protocole de mesure, aboutissant à l'obtention des données d'entrée des algorithmes d'inversion, que sont la luminance au niveau de la surface de l'échantillon, et les éclairagements environnemental et direct qu'il reçoit.

Durant la campagne, chacune des phases du protocole a été altérée par différentes sources d'erreur. L'analyse numérique tente de les intégrer avec le plus de réalisme possible, en estimant leurs ordres de grandeur et leurs influences à partir d'observations de la campagne et de données constructeur ou laboratoire sur les différents instruments ou corps de référence employés pendant la campagne.

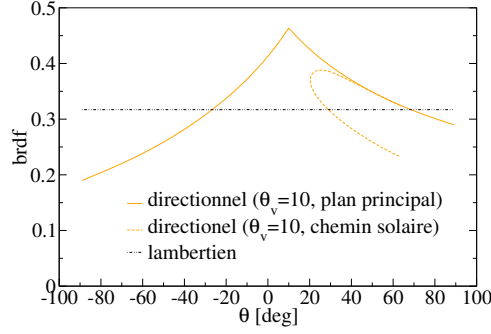


FIG. 5.1 - BRDF de la surface simulée, dans les cas directionnel (“plan principal” : $\varphi_i = 0^\circ$, $\theta_i \in [-\pi/2; \pi/2]$, “chemin solaire” : (θ_i, φ_i) suit la trajectoire du soleil dans le repère lié à l’échantillon) et lambertien.

La figure 5.2 schématise les différentes phases aboutissant à l’obtention de l’émissivité, rappelant les erreurs auxquelles chacune d’entre elles est soumise.

Les luminances en entrée pupille L d’un échantillon, d’un réflecteur et d’un corps noir vertical à deux températures sont dans un premier temps calculées par transfert radiatif. Leur conversion par le spectroradiomètre en signaux bruts X est ensuite simulée en prenant en compte les caractéristiques de l’instrument. La phase d’étalonnage, s’appuyant sur les deux signaux bruts du corps noir vertical, est alors appliquée pour obtenir les luminances étalonnées \tilde{L} de l’échantillon et du réflecteur. Les éclaircissements sont ensuite déterminés à partir de la luminance étalonnée du réflecteur suivant la méthode de traitement employée sur les mesures de la campagne (cf. partie 4.2). Enfin, les différentes méthodes de séparation (SpSm, SmaC et MTM) restituent, à partir de la luminance étalonnée et des éclaircissements, une estimée $\tilde{\varepsilon}$ de l’émissivité de l’échantillon qui est comparée à l’émissivité “vraie” ε .

L’échantillon choisi pour les simulations est *pie02*, en raison de son fort contraste d’émissivité et de son comportement directionnel. Il est mesuré à deux instants, respectivement à 9h50 et 15h05, correspondant à deux mesures de la campagne acquises sur *pie02* le 29/06, à 9h50m02s et 15h04m41s. Pour les simulations, son émissivité ε est prise égale à sa mesure laboratoire (figure 3.19) et ses deux températures T aux températures trouvées par SpSm appliquée aux mesures de la campagne (cf. tableau 5.1).

Ne disposant pas de mesure de BRDF, un modèle analytique de Hapke [12] est choisi. Ses paramètres, issus de [32], sont ajustés sur des mesures laboratoire de BRDF (valeurs précisées dans le tableau 5.1).

La BRDF résultante est présentée en figure 5.1 dans le plan principal. Hypothèse est faite que les dépendances spectrale et angulaire de la BRDF sont séparables, ce qui implique, dans notre cas, la constance des paramètres du modèle analytique vis à vis du nombre d’onde. La BRDF de l’échantillon s’écrit alors :

$$brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) = \frac{1}{\pi} \times f_H(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v) \times (1 - \varepsilon(\nu))$$

où f_H est le modèle analytique, normalisé de manière à ce que la relation entre BRDF et réflectance soit vérifiée (Eq. 1.4).

Une description détaillée des différents modules de la chaîne de simulation est présentée ci-après. Le tableau 5.1 récapitule les conditions standard considérées, tandis que le tableau 5.2 précise les différents postes d’erreur pris en compte.

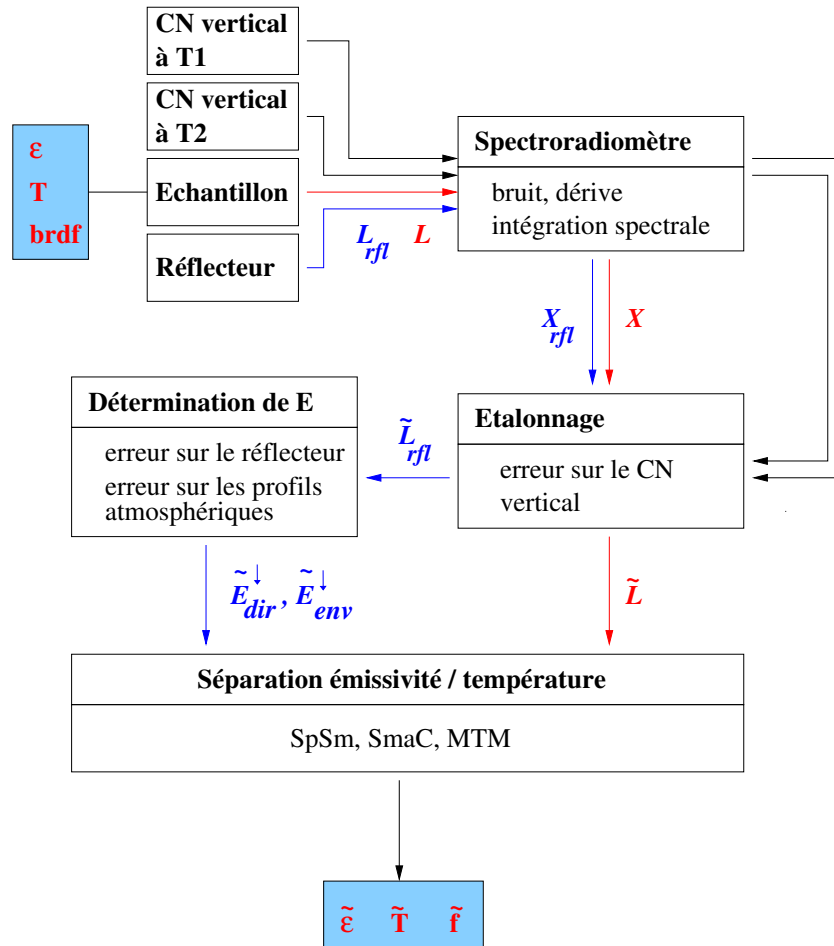


FIG. 5.2 - Chaîne de simulation de l'analyse numérique. L et L_{rfl} sont les luminances respectives de l'échantillon et du réflecteur atteignant le capteur. \tilde{L} et \tilde{L}_{rfl} sont les luminances "mesurées", soumises aux erreurs intervenant lors des acquisitions respectives de L et L_{rfl} par le spectroradiomètre et de l'étalonnage. $\tilde{E}_{dir}^{\downarrow}$ et $\tilde{E}_{env}^{\downarrow}$ sont les éclaircissements directs et de l'environnement estimés à partir de \tilde{L}_{rfl} .

CONDITIONS STANDARD		
symbole	définition	valeur
----- <i>Surface visée</i> -----		
T	température de la surface visée	312K (9h50) et 319K (15h05)
ε	émissivité de la surface visée	spectre de <i>pie02</i> (figure 3.19)
$brdf$	BRDF de la surface visée	Modèle de Hapke [32, 12]($\rho_0=.3$, $b=.9$, $c=.1$, $S=2.$, $h=.6$) (figure 5.1).
----- <i>Atmosphère</i> -----		
T_{air}	température de l'air au sol	300K (9h50) et 304K (15h05)
w_{air}	vapeur d'eau au sol	38% HR (9h50) et 28% HR (15h05)
$T(z)$	profil de température	Arpège+sol : 9h50 et 15h05
$w(z)$	profil de vapeur d'eau	Arpège+sol : 9h50 et 15h05
$p(z)$	profil de pression	Arpège+sol : 9h50 et 15h05
-	modèle MODTRAN	mid-latitude summer, aérosols ruraux
----- <i>Corps Noir</i> -----		
ε_{CN}	émissivité du corps noir étalon	mesure soc400 (figure 3.23)
$T1_{CN}$	première température du corps noir étalon	20 °C
$T2_{CN}$	deuxième température du corps noir étalon	70 °C
----- <i>Réflecteur</i> -----		
ρ_{rfl}	réflectance de l'Infragold	mesure Brucker (figure 3.17)
$brdf_{rfl}$	BRDF de l'Infragold	mesure labo dans le plan principal extrapolée sur 2π (figure 3.18) ou lambertien
T_{rfl}	température de l'Infragold	312K (9h50) et 318K (15h05)

TAB. 5.1 - *Situation standard de simulation*

ERREURS		
symbole	définition	valeur
----- <i>Bruit Instrumental</i> -----		
σ_L	Ecart-type du bruit sur la luminance	Courbes MCT et InSb de caractérisation du BOMEM en labo ($\sim 7e-8$ pour MCT et $1e-8$ pour InSb)
mbL	Moyenne du bruit sur la luminance	Biais uniforme spectralement. Tirage aléatoire d'écart-type $\sigma bL = 1\%$ (cf. carac. BOMEM)
----- <i>Etalonnage</i> -----		
$m\epsilon_{CN}$	biais sur valeur de l'émissivité du Corps Noir	tirage aléatoire d'écart type $\sigma\epsilon_{CN} = 5\%$ (precision soc400)
$aT1_{CN}$	erreur sur $T1_{CN}$	tirage aléatoire d'écart type $\sigma T_{CN} = 0.1K$
$aT2_{CN}$	erreur sur $T2_{CN}$	tirage aléatoire d'écart type $\sigma T_{CN} = 0.1K$
----- <i>Détermination de l'éclairément</i> -----		
$m\rho_{rfl}$	biais sur valeur de la réflectance de l'Infragold	tirage aléatoire d'écart type $\sigma\rho_{rfl} = 3\%$ (precision Brucker)
mT_{rfl}	erreur sur la température de l'Infragold	tirage aléatoire d'écart type $\sigma T_{rfl} = 5K$
$mT(z)$	biais sur le profil de température	tirage aléatoire d'écart type $\sigma T(z) = 1\%$
$mw(z)$	biais sur le profil de vapeur d'eau	tirage aléatoire d'écart type $\sigma w(z) = 10\%$

TAB. 5.2 - Sources d'erreur

5.1.1 Luminance en entrée pupille

Les différentes configurations de simulation essaient de se rapprocher le plus possible de celles de la campagne. L'échantillon, dont on cherche à déterminer l'émissivité, plat et homogène, est placé au niveau du sol. Il est observé par un capteur situé à une distance de deux mètres, avec un angle de visée $\theta_v = 10^\circ$, $\varphi_v = 90^\circ$.

L'environnement de l'échantillon est constitué de l'atmosphère et de l'instrumentation. Les luminances L_{atm}^\downarrow provenant de l'atmosphère ainsi que l'éclairement direct solaire E_{dir}^\downarrow sont simulés avec MODTRAN4 prenant en entrée les profils Arpège ajustés aux mesures sol (partie 3.2.1.2) et correspondant aux deux instants de mesure de la campagne. L'instrumentation est quant à elle simulée de la même manière que dans la partie 2.1.2 (panneau vertical d'émissivité unité à la température de l'air T_{air} au sol).

La luminance en entrée pupille L de l'échantillon, vérifiant Eq. 1.10, est simulée ainsi par :

$$\begin{aligned} L(\theta_v, \varphi_v, \nu) = & \varepsilon(\theta_v, \varphi_v, \nu) B(\nu, T) \\ & + \int_{ciel} brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) L_{atm}^\downarrow(\theta_i, \nu) \cos\theta_i d\Omega_i \\ & + B(\nu, T_{air}) \int_{instr} brdf(\theta_i, \varphi_i, \theta_v, \varphi_v, \nu) \cos\theta_i d\Omega_i \\ & + brdf(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \nu) E_{dir}^\downarrow(\theta_s, \varphi_s, \nu) \end{aligned} \quad (5.1)$$

L'intégration en angle solide est numériquement réalisée avec un pas angulaire de 2° en θ_i et de 18° en φ_i . Cette discrétisation assure une précision sur L très largement satisfaisante.

5.1.2 Acquisition par l'instrument

La réponse de l'instrument est linéaire de sorte que le signal mesuré s'écrit $X = \alpha \times L + \beta$. Sans perte de généralité et par souci de simplification nous considérerons ici que $\alpha = 1$ et $\beta = 0$, de sorte que la sortie soit homogène à une luminance.

L'échantillonnage spectral et l'intégration spectrale simulent les conditions de campagne avec un pas d'échantillonnage et une largeur à mi-hauteur valant respectivement $d\nu = 2 \text{ cm}^{-1}$ et $\Delta\nu = 2.3 \text{ cm}^{-1}$.

Un bruit instrumental est ensuite ajouté. Sa simulation consiste simplement en un tirage aléatoire d'un vecteur spectral, suivant une loi gaussienne centrée d'écart-type spectral σ_L , égal à l'écart-type mesuré durant la campagne.

La dérive maximale de l'instrument, évaluée durant la campagne, avoisine le pourcent. En guise de simulation, un biais relatif mb_L , tiré aléatoirement avec un écart-type $\sigma b_L = 1\%$ ($=0.01$), est appliqué au signal mesuré.

En notant $N(\sigma_L)$ un tirage selon une loi gaussienne centrée d'écart-type σ_L , la simulation du signal bruité suit donc :

$$X_{bruité} = L(1 + mb_L) + N(\sigma_L) \quad (5.2)$$

5.1.3 Etalonnage

La première étape du protocole est l'étalonnage, convertissant le signal bruité, mesuré sur une surface, en luminance au niveau de cette surface. La procédure d'étalonnage du spectroradiomètre, utilisant un corps noir à deux températures, est décrite dans la partie 4.1. Les sources d'erreurs y intervenant sont constituées des erreurs de mesure sur les deux températures de surface du corps noir et sur son émissivité et de l'erreur sur l'évaluation de l'éclairement qu'il reçoit. Se référant à la campagne de mesure, le corps noir est considéré vertical. Pour la simulation, l'éclairement qu'il

reçoit est ainsi pris égal à celui de la fonction de Planck à la température de l'air (partie 4.2) :

$$E_{CN} = \pi B(T_{air}) \quad (5.3)$$

L'incertitude sur l'estimation de l'éclairement est alors uniquement liée à l'erreur de mesure sur la température de l'air au sol T_{air} (en ne considérant pas l'erreur commise par la modélisation de E_{CN}).

Le corps noir étant pris lambertien, les deux signaux bruts $X1$ et $X2$ correspondants aux deux températures "réelles" du corps noir $T1_{CN}$ et $T2_{CN}$ s'écrivent¹ :

$$Xk = Lk = \varepsilon_{CN} B(Tk_{CN}) + (1 - \varepsilon_{CN}) B(T_{air}) \quad k = \{1; 2\} \quad (5.4)$$

où l'émissivité ε_{CN} est égale à la mesure de l'émissivité du corps noir vertical MIKRON utilisé durant la campagne (cf. figure 3.23). Ce modèle de luminance provenant du corps noir est certainement inexact dans le cas réel de la campagne, en particulier du fait de la modélisation de l'éclairement E_{CN} . Estimant qu'il se rapproche tout de même suffisamment de la réalité et ne disposant pas de modèle plus élaboré, nous le considérerons exact pour les simulations.

L'étalonnage relie les signaux bruts aux luminances absolues selon une loi linéaire :

$$\tilde{L} = \frac{X - \tilde{\beta}}{\tilde{\alpha}}$$

Les coefficients $\tilde{\alpha}$ et $\tilde{\beta}$ sont déterminés à partir des estimations des luminances de référence, notées Lk_{ref} , provenant du corps noir, selon :

$$\tilde{\alpha} = \frac{X1 - X2}{L1_{ref} - L2_{ref}} \quad \text{et} \quad \tilde{\beta} = X1 - \tilde{\alpha} \times L1_{ref}$$

Si les luminances Lk_{ref} sont correctement estimées, les coefficients $\tilde{\alpha}$ et $\tilde{\beta}$ sont respectivement égaux à un et zéro. Dans la réalité, les luminances ne le sont évidemment pas, leur incertitude résultant des erreurs de mesures sur les différents termes à partir desquels elles sont évaluées : l'émissivité du corps noir, ses deux températures et la température de l'air au sol.

Suivant les données constructeur complétées par notre connaissance des différents instrument de mesure, l'erreur aTk_{CN} sur la température Tk_{CN} suit une loi gaussienne d'écart-type σTk_{CN} , l'erreur $m\varepsilon_{CN}$, constante spectralement. L'erreur sur l'émissivité suit une loi gaussienne d'écart-type $\sigma\varepsilon_{CN}$, et l'erreur aT_{air} sur la température T_{air} une loi gaussienne d'écart-type σT_{air} . Les luminances de référence vérifient ainsi :

$$Lk_{ref} = \varepsilon_{CN} (1 + m\varepsilon_{CN}) \times B(Tk_{CN} + aTk_{CN}) + (1 - \varepsilon_{CN} (1 + m\varepsilon_{CN})) \times B(T_{air} + aT_{air}) \quad k = \{1; 2\}$$

La valeurs constructeur de σTk_{CN} est de $0.01K$. Nous considérerons ici des valeurs plus pessimistes de $0.1K$, car le corps noir est placé en extérieur. Concernant $\sigma\varepsilon_{CN}$, l'incertitude de mesure est évaluée à 5%. La valeur estimée de σT_{air} est prise égale à $2K$.

La figure 5.3 représente la luminance de *pie02* à *9h50*, résultant d'un étalonnage erroné où $aT1_{CN} = -0.04K$, $aT2_{CN} = 0.087K$, $m\varepsilon_{CN} = 3.2\%$ et $aT_{air} = 0.0K$, en comparaison de la luminance vraie. Ces incertitudes, pourtant peu élevées, se traduisent par un biais de l'ordre de 3%, dans notre cas de figure, de 750 à 3000 cm^{-1} , auquel s'ajoute un bruit haute-fréquence important à partir de 2300 cm^{-1} .

¹Le bruit sur les luminances provenant du corps noir vertical n'est pas indiqué pour simplifier l'écriture de Xk . Il est toutefois pris en compte par les simulations.

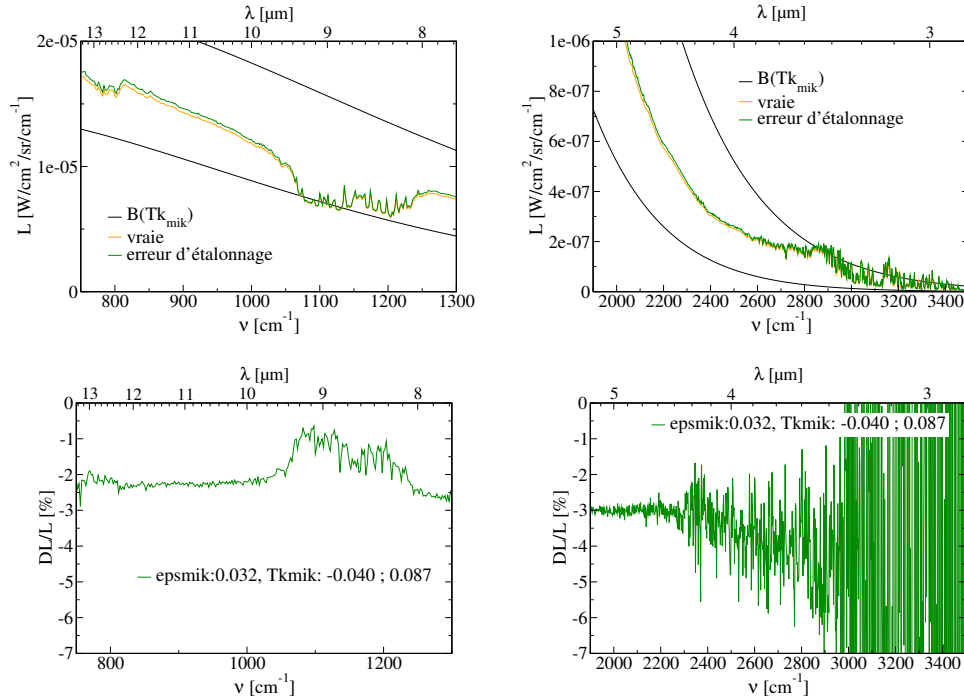


FIG. 5.3 - Effet d'une erreur d'étalonnage sur la luminance mesurée ($aT_{1CN} = -0.04K$, $aT_{2CN} = 0.087K$, $m\epsilon_{CN} = 3.2\%$ et $aT_{\text{air}} = 0.0K$)

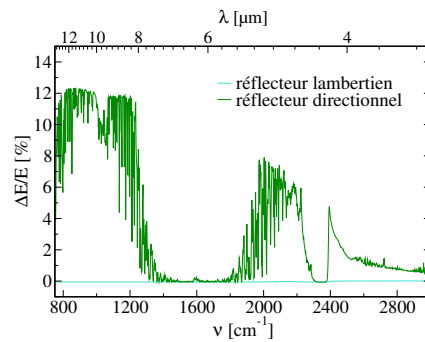


FIG. 5.4 - Erreur intrinsèque de la méthode de détermination de l'éclaircement

5.1.4 Détermination de l'éclairement

Les éclairements, E_{dir}^\downarrow et E_{env}^\downarrow , atteignant l'échantillon sont déterminés principalement à partir de la mesure L_{rfl} de la luminance d'un réflecteur, simulée suivant Eq. 5.1.

Les mesures de la campagne sont utilisées comme valeurs de température de surface du réflecteur T_{rfl} (cf. tableau 5.1). La mesure laboratoire de ρ_{rfl} est utilisée pour simuler la réflectance du réflecteur. La mesure laboratoire, à une visée nadir dans le plan principal, seule disponible (cf. figure 3.18), est employée comme BRDF à $\theta_v = 10^\circ$ et $\forall \varphi_i$.

En plus des erreurs auxquelles la mesure L_{rfl} est soumise (bruit instrumental et étalonnage), trois sources d'erreur supplémentaires contribuent à l'erreur sur la détermination de l'éclairement : i) le principe même de la méthode de détermination qui considère le réflecteur lambertien vis à vis de l'éclairement environnemental, ii) les incertitudes sur la connaissance des profils atmosphériques et iii) les incertitudes de mesure des caractéristiques du réflecteur (température et réflectance).

5.1.4.1 Hypothèse de réflecteur lambertien

La méthode de détermination de l'éclairement utilise l'hypothèse d'un réflecteur lambertien vis à vis de l'éclairement environnemental (cf. partie 4.2). Cette hypothèse entraîne une erreur intrinsèque et systématique sur la détermination de l'éclairement.

La figure 5.4, montre l'écart entre l'éclairement total retrouvé, sans aucune erreur de mesure (tous les bruits additifs ou multiplicatifs sont nuls, $aX = 0$ et $mX = 0 \forall X$), et celui qui est réellement reçu par l'échantillon dans le cas de la mesure à 9h50. Elle révèle une erreur sur la restitution de l'éclairement, intrinsèque à la méthode et due aux effets directionnels, pouvant dépasser 10%. On peut toutefois supputer que cette erreur est surestimée par rapport au cas réel, où la variation de la BRDF du réflecteur est certainement moins importante sur le demi-espace que celle envisagée pour les simulations (BRDF du plan principal étendue à tout le demi-espace).

5.1.4.2 Température et réflectance du réflecteur

La température du réflecteur est mesurée au moyen d'un thermocouple. L'erreur de mesure aT_{rfl} , supposée additive, suit une loi gaussienne d'écart-type σT_{rfl} évaluée à 5K. La mesure laboratoire de la réflectance est quant à elle sujette à une erreur multiplicative $m\rho_{rfl}$, spectralement uniforme, suivant une loi gaussienne d'écart-type $\sigma\rho_{rfl}$ égale à 3%.

5.1.4.3 Profils atmosphériques

Des erreurs sont également ajoutées à l'estimation des profils atmosphériques de température et vapeur d'eau, qui interviennent dans la détermination de E_{dir}^\downarrow . Elles consistent en des biais relatifs, mTz et mwz , indépendants de l'altitude et constants sur les quatre acquisitions, suivant des lois gaussiennes dont les valeurs des écarts-types, σTz et σwz , sont respectivement prises à 1% ($\sim 3K$ autour de l'ambiante) et 10%. Les estimations $\tilde{T}(z)$ et $\tilde{w}(z)$ des profils en température et vapeur d'eau s'écrivent :

$$\begin{aligned}\tilde{T}(z) &= T(z)(1 + mTz) \\ \tilde{w}(z) &= w(z)(1 + mwz)\end{aligned}$$

Estimant que les variations des profils atmosphériques sur une dizaine de secondes (temps nécessaire aux acquisitions sur le réflecteur et l'échantillon) influencent négligemment, par temps clair, la valeur de l'éclairement, les effets de variations temporelles de l'atmosphère entre les différentes mesures de luminance sont négligés dans

les simulations. Les variations de la température de l'air au sol, entre les deux mesures précédentes et l'étalonnage, n'ont en revanche pas été négligeables, durant la campagne. Elles ont toutefois été prises en compte par des mesures au sol fréquentes, et ne seront non plus considérées dans les simulations.

5.2 Résultats des simulations

Afin d'établir une statistique des erreurs sur les émissivités, les températures et les facteurs de forme retrouvés par les différentes méthodes d'inversion, un nombre $N_{tir} = 400$ de tirages d'erreurs sont effectués pour chacune des deux heures de "mesure" (9h50 et 15h05) sur *pie02*. Un tirage consiste à choisir aléatoirement chacune des sources d'erreur décrites dans la partie précédente et synthétisées dans le tableau 5.2, selon leurs lois de probabilité.

Les statistiques des émissivités retrouvées par SpSm ou SmaC se feront sur 800 tirages, car les résultats d'émissivités aux deux instants de mesure sont cumulés. Les résultats des facteurs de forme et des températures, seront séparés car différents suivant l'instant de mesure. Les résultats de MTM (émissivités et couples de T) seront établis à partir de 400 couples de mesures.

Les résultats d'émissivité, de températures et de facteurs de forme, sont présentés sous forme d'histogrammes des différences entre valeur estimée \tilde{x} et valeur vraie x . Pour l'émissivité, trois histogrammes, correspondant aux trois domaines spectraux D_{III} , D_{IIa} et D_{IIb} , sont calculés. Chacun de ces histogrammes regroupe les différences $\Delta\varepsilon$ entre $\tilde{\varepsilon}$ et ε sur l'ensemble des nombres d'onde du domaine concerné.

5.2.1 Cas de la campagne de mesure

Cette configuration se veut une reproduction la plus fidèle de celle rencontrée durant la campagne. Elle tente de simuler les diverses incertitudes associées aux mesures effectuées durant la campagne, ainsi que les divers comportements radiométriques des différentes surfaces observées. Deux cas de simulation sont ainsi envisagés. Le premier considère l'échantillon directionnel et le réflecteur directionnel, alors que le second considère l'échantillon lambertien et le réflecteur toujours directionnel. Dans les deux cas, l'émissivité de l'échantillon est identique, égale à celle de *pie02*, afin de pouvoir les comparer.

5.2.1.1 Echantillon directionnel, réflecteur directionnel

Ce cas correspond typiquement à celui de *pie02*, échantillon supposé directionnel au vu de ses facteurs de formes retrouvés par SmaC à partir des mesures de la campagne.

La BRDF de l'échantillon suit la courbe "directionnelle" de la figure 5.1. Celle du réflecteur est l'extrapolation de la mesure laboratoire dans le plan principal à l'ensemble du demi-espace (cf. partie 5.1.4). Cette dernière considération est une estimation certainement sévère de la BRDF réelle du réflecteur, car hors du plan principal et du cas spéculaire, il est vraisemblable que le facteur de forme soit plus proche de l'unité que celui considéré.

La figure 5.5 présente un exemple, issu d'un tirage aléatoire, d'émissivités retrouvées par SpSm et SmaC, appliquées à des luminances simulées ou mesurées sur *pie02* à 9h50. Entre simulation et mesure, les courbes sont assez proches, tendant à montrer que la simulation est globalement représentative. On remarquera toutefois un écart entre les émissivités issues de mesures et l'émissivité de référence ("labo") inversé en bande III (négatif autour de 1100 cm^{-1} et positif autour de 1300 cm^{-1}), alors qu'il

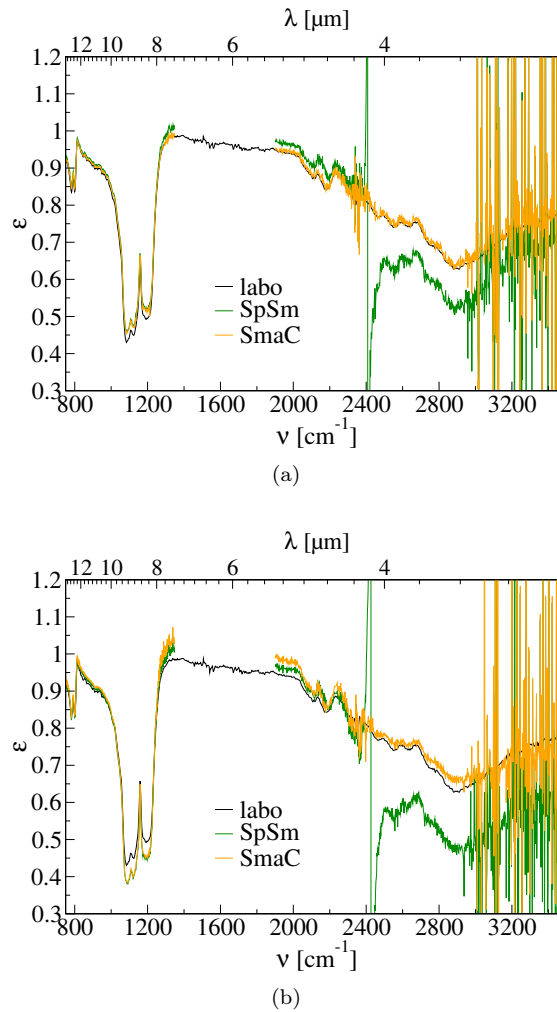


FIG. 5.5 - Exemple d'émissivités retrouvées par *SpSm* et *SmaC* à partir de luminances simulées (a) et luminances mesurées (b)

ne l'est pas avec les émissivités issues des simulations. Cette constatation se retrouve fréquemment sur d'autres exemples de comparaisons simulation/mesure, laissant à penser que le modèle pris pour simuler la BRDF de l'échantillon est incorrect ou mal paramétré, ou que certaines sources d'erreur sont mal évaluées ou non prises en compte par la simulation.

Emissivité

La figure 5.6 représente les histogrammes d'écart des émissivités retrouvées par *SpSm*, ainsi que l'émissivité spectrale moyenne des 800 tirages.

De 750 à 1250 cm^{-1} (domaine D_{III}), la moyenne des écarts n'est pas nulle sur tout le spectre, avoisinant 0.03 dans la zone de faible émissivité de *pie02*, expliquant le mode de l'histogramme centré sur cette même valeur. L'écart-type de l'histogramme est de l'ordre de 0.02 . Il est supérieur à celui observé sur l'ensemble des mesures sur *pie02* dans D_{III} (l'écart-type de la campagne vaut ~ 0.01). La dissymétrie de

l'histogramme est due aux deux niveaux d'émissivité, hors de et dans le creux autour de 1200 cm^{-1} , soumis à deux erreurs de niveaux différents.

De 1900 à 2350 cm^{-1} (domaine D_{IIa}), l'histogramme est centré (moyenne presque nulle). Son écart-type reste correct, valant 0.03 . Cette valeur est identique à celle observée durant la campagne de mesure.

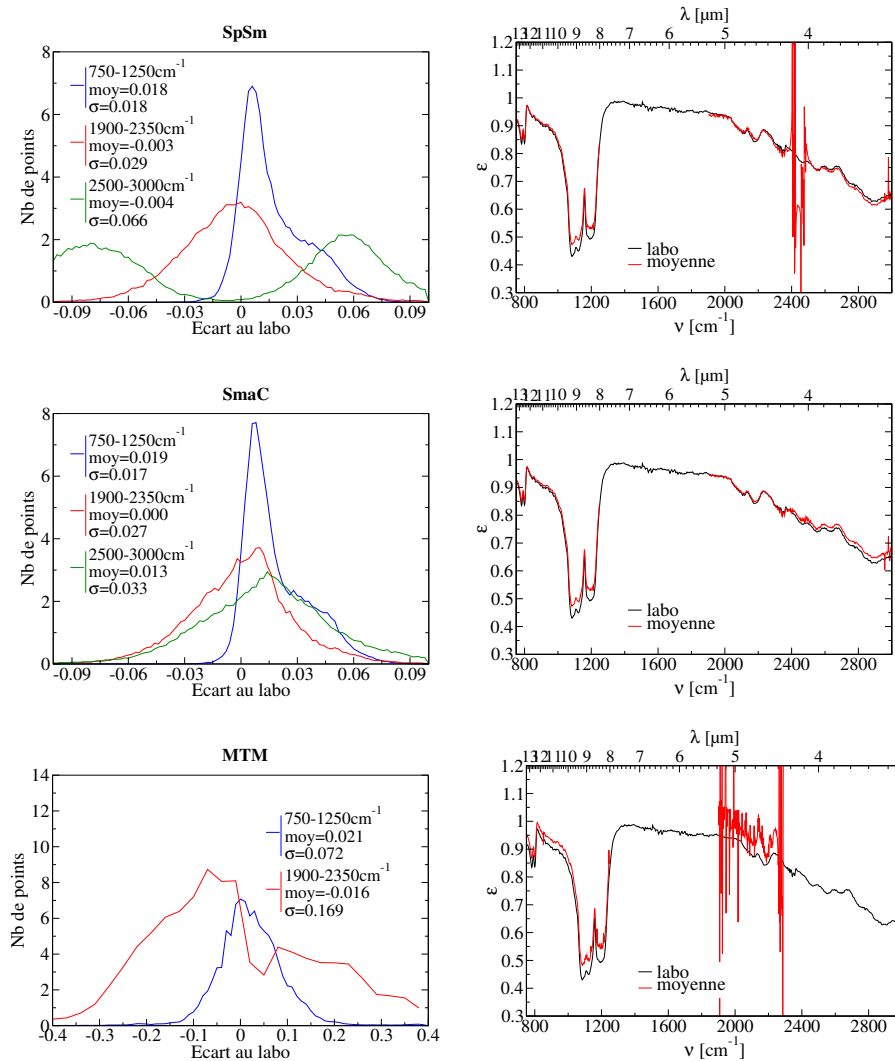


FIG. 5.6 - **Emissivités** retrouvées par *SpSm*, *SmaC* et *MTM* pour un **échantillon directionnel** et un **réflecteur directionnel**. Gauche : histogramme des écarts entre les émissivités trouvées et l'émissivité vraie ("labo") suivant trois domaines spectraux ("moy" et "σ" : moyenne et écart-type des écarts) . Droite : moyenne spectrale des émissivités en comparaison de l'émissivité vraie ("labo")

En revanche, de 2500 à 3000 cm^{-1} (domaine D_{IIb}), l'histogramme est beaucoup plus étalé que dans les autres domaines. Il présente une allure bimodale marquée avec des centres de modes situés respectivement à -0.08 et 0.06 . Chaque mode correspond à un comportement directionnel de l'échantillon spécifique à l'heure de mesure. Dans ce domaine spectral, l'erreur sur l'émissivité retrouvée est donc importante, atteignant

0.07. Elle est de plus surévaluée par rapport à celle observée durant la campagne de mesure (~ 0.048).

La méthode SmaC corrige efficacement les effets directionnels observés de 2500 à 3000 cm^{-1} . L'histogramme de la figure 5.6 correspondant à cette bande spectrale est en effet largement amélioré par rapport à celui de SpSm, possédant un écart-type de l'ordre de 0.03 et une moyenne de l'ordre de 0.01. Le gain réel est en fait obtenu plus sur le biais que sur la dispersion des écarts, si l'on considère séparément chacun des modes de l'histogramme correspondant à SpSm, *ie.* chacune des deux séquences horaires.

Concernant MTM, les résultats obtenus confortent malheureusement les observations de la campagne, certes de manière plus sévère. Les histogrammes de la figure ?? sont extrêmement étalés, montrant en effet des écarts-types de l'ordre de 0.07 dans le domaine D_{III} et 0.17 dans le domaine D_{II} .

Température et facteur de forme

Les histogrammes des températures et facteurs de forme retrouvés par SpSm et SmaC sont tracés en figure 5.7. Trois remarques sont à formuler. La première est que la température est en moyenne correctement trouvée aux deux heures de mesure, mais la dispersion est importante avec un écart-type de l'ordre de 1K (graphique de gauche de la figure 5.7). La seconde est que le facteur de forme est en moyenne légèrement surestimé, l'écart entre la moyenne et la valeur exacte atteignant 10%. Enfin, les écarts-types des histogrammes des facteurs de formes aux deux angles d'incidence solaires (correspondant aux deux heures de mesure) sont également importants. Les valeurs de f obtenues durant la campagne sont donc vraisemblablement biaisés et assez peu précises pour les matériaux directionnels.

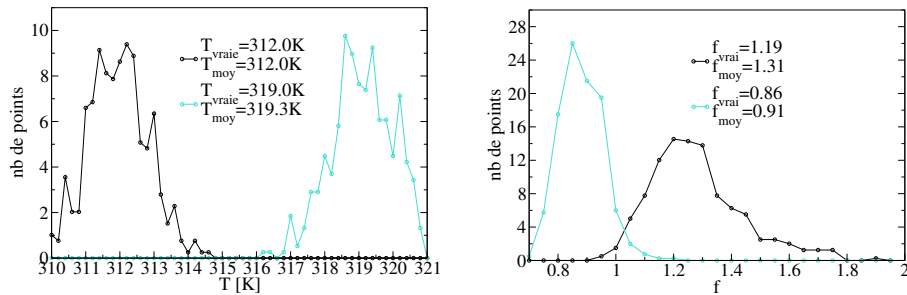


FIG. 5.7 - Histogrammes des couples de **températures** (gauche) et **facteurs de forme** (droite) retrouvés par SpSm et SmaC pour un **échantillon directionnel** et un **réflecteur directionnel**.

5.2.1.2 Échantillon lambertien, réflecteur directionnel

Ce cas de simulation est également rencontré durant la campagne sur des échantillons comme *negev* ou *maroc*. Même si le spectre d'émissivité considéré pour les simulations, *ie.* celui de *pie02*, n'est pas celui d'un échantillon lambertien, ce choix permet de comparer les résultats de ce cas avec ceux du précédent (échantillon directionnel). Les résultats obtenus par simulation seront malgré tout en partie comparés à ceux de la campagne de mesure.

Emissivité

Contrairement au cas d'un échantillon directionnel, les émissivités sont en moyenne correctement retrouvées par SpSm de 750 à 1250 cm^{-1} , du fait de la meilleure détermination dans le domaine spectral de faible émissivité. L'écart-type reste en revanche inchangé autour de 0.02 (figure 5.8).

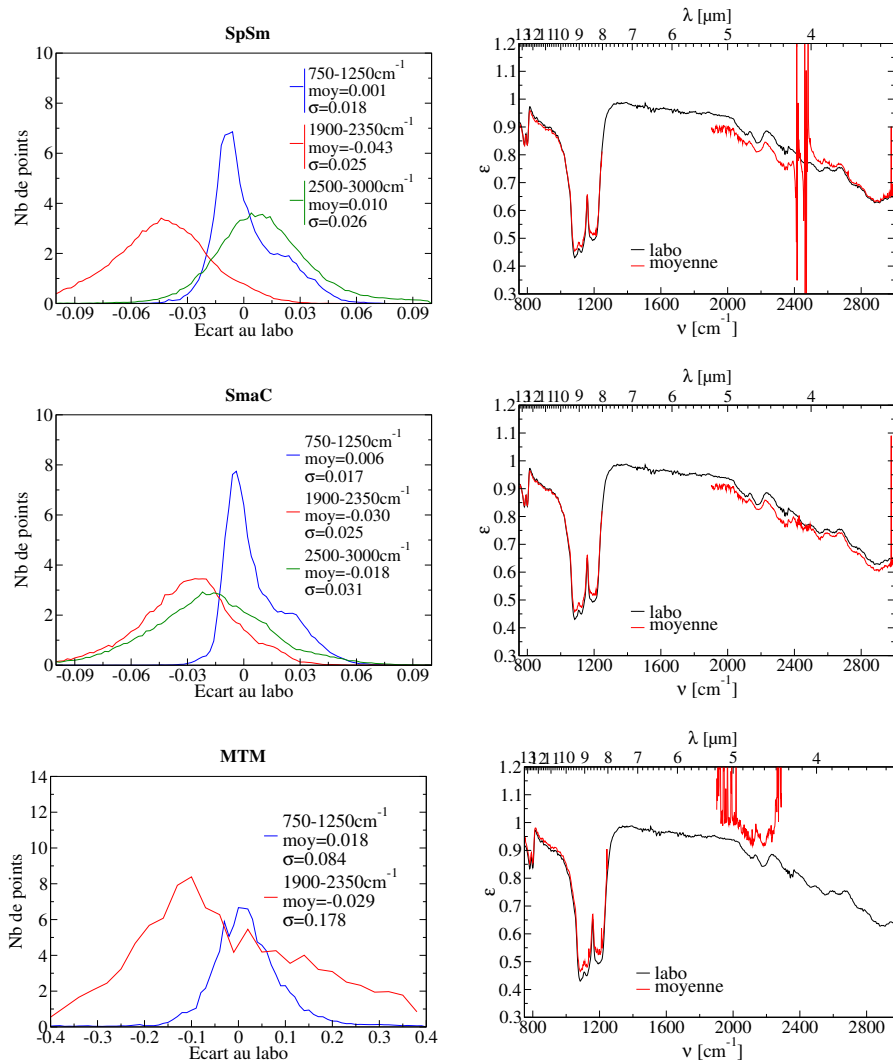


FIG. 5.8 - *Emissivités retrouvées pour un échantillon lambertien et un réflecteur directionnel (légendes idem 5.6).*

De 1900 à 2350 cm^{-1} , les résultats sont moins bons que dans le cas directionnel avec un biais systématique proche de 0.04. Celui-ci s'explique vraisemblablement par une erreur, même faible, sur la température retrouvée (cf. sous-partie suivante) et par la grande sensibilité à la température du terme émissif dans le domaine D_{IIa} (au contraire de D_{III} , dans lequel aucun biais important n'est observé). Ces observations tendent à montrer que les erreurs dans le domaine D_{IIa} ne sont pas principalement

dues au comportement directionnel de l'échantillon.

De 2500 à 3000 cm^{-1} , du fait du comportement lambertien de l'échantillon et de la faible sensibilité de cette bande à un biais sur la température, l'émissivité retrouvée par SpSm est correcte, présentant un histogramme de moyenne presque nulle et d'écart-type de l'ordre de 0.03.

SmaC améliore légèrement, par rapport à SpSm, la détermination de l'émissivité de 1900 à 2350 cm^{-1} . Cette amélioration s'effectue au détriment des résultats de 2500 à 3000 cm^{-1} , où l'historgramme est décalé vers celui de 1900 à 2350 cm^{-1} . Comme il l'a été observé sur les résultats de la campagne de mesure, SmaC influe essentiellement sur D_{IIb} . La recherche de continuité du spectre aura ainsi davantage tendance à amener le spectre de D_{IIb} à la hauteur de celui de D_{IIa} que l'inverse.

Concernant MTM, même si les résultats sont légèrement améliorés, ils restent toutefois très dispersés sur tout le domaine spectral.

Température et facteur de forme

Les températures retrouvées par SpSm sont légèrement biaisées (environ $0.5K$), vraisemblablement du fait de l'erreur intrinsèque de la méthode de détermination de l'éclairement (cf. 5.1.4). Cette erreur est identique au cas de simulation précédent, qui considère un échantillon directionnel, car le réflecteur est le même. Son effet sur la restitution de la température est cependant atténué dans le cas de l'échantillon directionnel car la BRDF de ce dernier se rapproche davantage de celle du réflecteur que celle d'un échantillon lambertien (constante angulairement), compensant ainsi partiellement l'erreur sur l'éclairement.

Les facteurs de forme se rapprochent fortement en moyenne de l'unité, malgré une légère sous-évaluation. La dispersion des résultats reste élevée, de l'ordre de 20%, montrant que l'emploi du facteur de forme ne corrige pas uniquement les éventuels effets directionnels de l'échantillon, mais compense aussi diverses erreurs, comme celles sur l'éclairement, la température ou la mesure de luminance. Cette dispersion se retrouve, cependant plus faible, sur les résultats de facteur de forme retrouvés, à partir des mesures de la campagne, sur des échantillons *a priori* lambertiens.

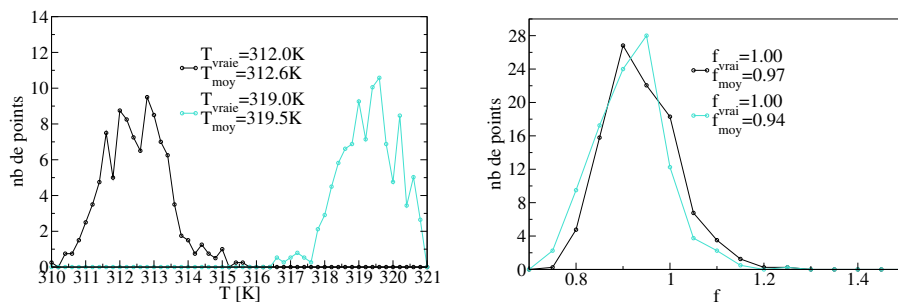


FIG. 5.9 - Histogrammes des couples de températures (gauche) et facteurs de forme (droite) retrouvés par SpSm et SmaC pour un échantillon lambertien et un réflecteur directionnel.

5.2.1.3 Bilan

Plusieurs remarques peuvent être tirées de l'analyse des résultats des simulations correspondantes au cas de la campagne de mesure :

- Les simulations confirment, en ordre de grandeur, les bilans d'erreur dressés pour les trois méthodes SpSm, SmaC et MTM, même si elles sont globalement pessimistes, *ie.* les erreurs sur les émissivités retrouvées par SpSm et SmaC à partir des simulations sont supérieures à celles retrouvées à partir des mesures de la campagne.
- La corrélation du facteur de forme f retrouvé par SmaC avec le comportement directionnel de la surface observée est confirmée. Cependant, l'introduction du facteur de forme ne corrige pas uniquement le comportement directionnel, mais compense également les erreurs sur la température, l'éclairement et la luminance.
- Dans le cas d'un matériau lambertien, du fait de la sensibilité du facteur de forme aux différents postes d'erreurs, l'émissivité restituée par SmaC est moins bonne que celle trouvée par SpSm.
- Les températures et facteurs de formes sont déterminés avec de fortes dispersions, respectivement de l'ordre de $\pm 1K$ et $\pm 15\%$.

5.2.2 Effets de l'hétérogénéité

L'impact de l'hétérogénéité de la surface est brièvement abordé afin de quantifier, dans le bilan d'erreur expérimental, la part d'incertitude imputable à la non homogénéité. Ce point sera traité en considérant successivement, sur un exemple, le cas d'une hétérogénéité en émissivité seule, en température seule, et combinée : en émissivité et température. Les amplitudes considérées encadrent celles observées durant la campagne, soit $\sim 6K$ (en température de brillance).

Soit une surface observée, composée de H sous-surfaces lambertiennes S_h , d'émissivités respectives ε_h , de températures T_h , recevant un même éclairement E^\downarrow . En notant $L^\downarrow = E^\downarrow/\pi$, la luminance totale L en entrée pupille d'un instrument visant la surface s'écrit (les termes montants sont négligés) :

$$L = \sum_{h=1}^H S_h [\varepsilon_h B(T_h) + (1 - \varepsilon_h) L^\downarrow]$$

Les aires S_h vérifient de plus :

$$\sum_{h=1}^H S_h = 1$$

5.2.2.1 Hétérogénéité en émissivité

Nous considérons ici $T_h = T (= cte)$. La luminance totale devient alors :

$$L = B(T) \sum_{h=1}^H S_h \varepsilon_h + \left(1 - \sum_{h=1}^H S_h \varepsilon_h \right) L^\downarrow$$

Cette expression est identique à l'expression de la luminance d'une surface lambertienne de température T et d'émissivité équivalente $\varepsilon_{eq} = \sum_{h=1}^H S_h \varepsilon_h$, égale à la moyenne pondérée des émissivités ε_h .

Les méthodes de séparation émissivité-température, appliquées à une surface hétérogène en émissivité uniquement, retrouveront ainsi son émissivité équivalente, avec des performances identiques à celles associées à un échantillon homogène.

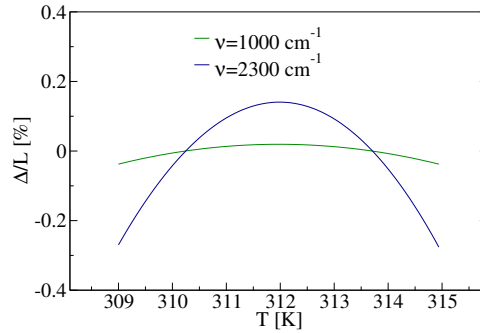


FIG. 5.10 - Différence relative entre la fonction de Planck et sa régression linéaire pour deux nombres d'onde.

5.2.2.2 Hétérogénéité en température

Nous considérons ici $\varepsilon_h = \varepsilon$ (= cte). La luminance totale devient alors :

$$L = \varepsilon \sum_{h=1}^H S_h B(T_h) + (1 - \varepsilon) L^\downarrow$$

Sur des gammes de températures ambiantes larges de quelques degrés, la fonction de Planck est *quasi* linéaire en température. La figure 5.10 montre la différence relative entre la fonction de Planck et sa régression linéaire pour une gamme de température [309;315] K, et deux nombres d'ondes, respectivement dans D_{III} et D_{II} , $\nu = 1000 \text{ cm}^{-1}$ et $\nu = 2300 \text{ cm}^{-1}$. Dans tous les cas, sur une plage de 6K, la différence est inférieure en valeur absolue à 0.2%. L'approximation linéaire est donc bonne et l'on peut écrire² :

$$B(T) = a \times T + b$$

La luminance totale s'écrit alors :

$$\begin{aligned} L &= \varepsilon \left(a \times \sum_{h=1}^H S_h T_h + b \right) + (1 - \varepsilon) L^\downarrow \\ &= \varepsilon B \left(\sum_{h=1}^H S_h T_h \right) + (1 - \varepsilon) L^\downarrow \end{aligned}$$

Elle est égale à la luminance d'une surface lambertienne, d'émissivité ε et de température équivalente $T_{eq} = \sum_{h=1}^H S_h T_h$ égale à la moyenne pondérée des températures.

Comme pour l'hétérogénéité en émissivité, les méthodes de séparation émissivité-température, appliquées à une surface hétérogène en température uniquement, retrouveront sa température équivalente. Les performances obtenues seront donc maintenues par rapport à celles d'un échantillon homogène.

²Les coefficients a et b sont spectraux.

5.2.2.3 Hétérogénéité en émissivité et température

Lorsque la surface est hétérogène en émissivité et température à la fois, il n'existe pas de formulation de la luminance totale qui soit équivalente à une formulation lambertienne homogène.

Des simulations sont alors réalisées pour rendre compte de l'effet de l'hétérogénéité. La surface considérée possède deux sous-surfaces d'aires respectives $S_1 = 70\%$ et $S_2 = 30\%$. L'émissivité de la seconde est celle d'un feldspath, tirée de la bibliothèque spectrale ASTER. L'émissivité de la première est calculée de sorte que la moyenne pondérée des deux émissivités soit égale à celle de *pie02*. Toutes deux, ainsi que l'émissivité moyenne, sont représentées en figure 5.11-(a).

SpSm et SmaC sont appliquées à la surface hétérogène dans deux cas. Le premier considère que la température de la première sous-surface vaut $T_1 = 312K$ et la température de la seconde $T_2 = 316K$, alors que le second considère $T_1 = 316K$ et $T_2 = 312K$. L'écart entre T_1 et T_2 , égal à $4K$, est choisi par rapport aux hétérogénéités en température de brillance observées durant la campagne.

La figure 5.11-(b) montre les émissivités retrouvées dans les deux cas. L'effet de l'hétérogénéité est peu marqué sur D_{III} . Il l'est davantage sur D_{II} , où il est source de discontinuité, provoquant des écarts à l'émissivité moyenne de l'ordre de 0.05. L'influence importante de l'hétérogénéité sur les émissivités dans D_{IIa} pourrait laisser penser que l'hétérogénéité peut seule expliquer divergences et discontinuités dans ce domaine. Une objection se dresse cependant du fait de la constatation que l'effet spectral de l'hétérogénéité, *ie.* important sur D_{IIa} et très faible sur D_{III} indépendamment du niveau d'émissivité, n'est pas observé sur les résultats de la campagne. L'influence de l'hétérogénéité, évaluée sur un exemple, est donc à relativiser, les différences en émissivité et température des deux sous-surfaces étant certainement exagérée par rapport au cas de la campagne de mesure. Toutefois, au vu de l'exemple sur *pie02*, l'hétérogénéité de la surface joue certainement un rôle sur les résultats de SpSm et SmaC et participe à la dispersion des températures et facteurs de forme retrouvés. Son effet est cependant assez difficile à observer sur les mesures de la campagne, car l'hétérogénéité est difficile à prendre en compte. En effet, l'observation de l'hétérogénéité en luminance, au moyen de la caméra IR, ne permet pas de différencier ses deux contributeurs : l'hétérogénéité en émissivité et l'hétérogénéité en température, dont les connaissances distinctes sont indispensables à la correction de l'hétérogénéité.

5.2.3 Protocole de mesure

Une étude de sensibilité exhaustive du protocole de mesure prenant en compte de manière indépendante les différentes sources d'erreur n'est pas réaliste compte tenu du trop grand nombre de postes d'erreur à considérer. L'évaluation de l'impact du protocole sur la qualité des résultats est donc traitée en agissant sur trois postes globaux : le corps noir d'étalonnage, le réflecteur et le spectroradiomètre.

L'objectif est de caractériser et hiérarchiser les erreurs en fonction de leur origine, en vue de proposer d'éventuelles voies d'amélioration et de déceler des limites de la méthodologie. Ainsi plusieurs points de fonctionnement sont envisagés, considérant des corps de référence parfaits (sans erreur de mesure) ou améliorés, et une paramétrisation de l'instrumentation différente de celle de la campagne. La surface observée est prise lambertienne.

Note : Du fait de la considération d'une surface lambertienne, les résultats de la méthode SmaC, intrinsèquement adaptée au cas directionnel, apparaissent dégradés dans le domaine D_{IIb} par rapport à ceux de SpSm, comme il a été observé dans la partie précédente. En outre, il est à noter que cette dégradation est exagérée au regard des résultats de la campagne de mesure.

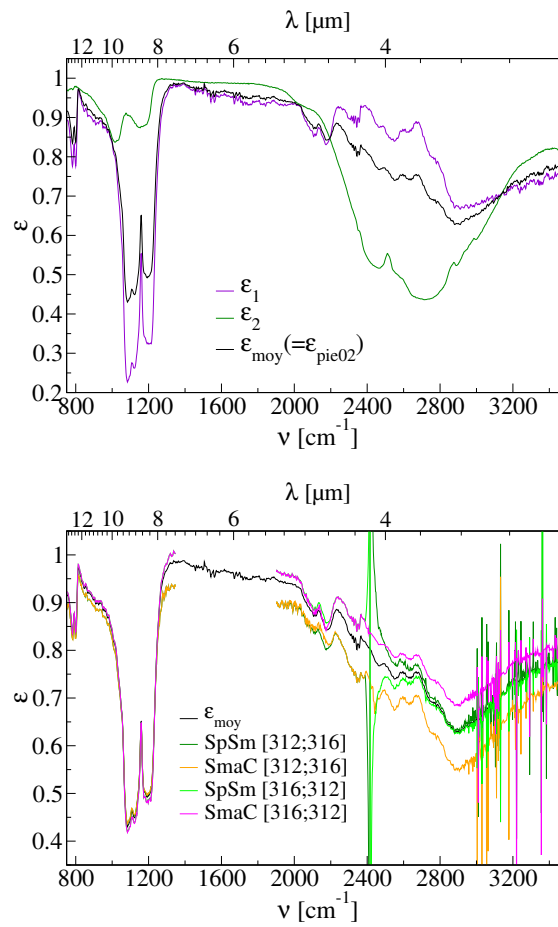


FIG. 5.11 - (a) Emissivités des deux sous-surfaces. (b) Emissivités retrouvées par SpSm et SmaC de la surface hétérogène.

5.2.3.1 Cas idéaux

Plusieurs cas de simulation, considérant des instruments ou corps de référence parfaits, sont envisagés indépendamment les uns des autres :

- réflecteur parfait : surface lambertienne de réflectance $\rho_{rfl} = 1$, sans incertitude sur la réflectance ($m\rho_{rfl} = 0\%$).
- corps noir d'étalonnage parfait : surface lambertienne d'émissivité $\varepsilon_{CN} = 1$, sans incertitude sur son émissivité et sa température ($m\varepsilon_{CN} = 0\%$ et $aTk_{CN} = 0K$).
- spectroradiomètre parfait : instrument de mesure sans dérive ni bruit ($mb_L = 0\%$ et $\sigma_L = 0 W/sr/cm^2/cm^{-1}$).

Les figures 5.12 et 5.13 présentent les résultats de ces cas de simulation en comparaison du cas de simulation de la campagne où le réflecteur est directionnel et sujet à des incertitudes sur sa réflectance et sa température, le corps noir plutôt gris ($\varepsilon < 1$) avec des incertitudes sur son émissivité et sa température et le spectroradiomètre bruité.

Réflecteur parfait

Les histogrammes correspondant au réflecteur parfait sont nettement améliorés de 750 à 2350 cm^{-1} par rapport au cas de campagne. De 750 à 1250 cm^{-1} , l'écart-type de l'histogramme des écarts entre émissivités retrouvée et vraie est largement diminué passant en deçà du pourcent. Dans le domaine D_{IIa} , de 1900 à 2350 cm^{-1} , si leurs écarts-types sont inchangés par rapport au cas de campagne, les histogrammes sont en revanche recentrés, avec des moyennes *quasi* nulles.

Corps noir d'étalonnage parfait

Au contraire du cas précédent, les histogrammes de l'étalonnage parfait se démarquent assez peu de ceux du cas de campagne. Les erreurs d'étalonnage ne constituent donc pas une source d'erreur prépondérante, mis à part de 2500 à 3000 cm^{-1} où, du fait du bas niveau des luminances d'étalonnage (fonctions de Planck à deux températures) et de leur grande sensibilité à la température, les histogrammes "CN parfait" de SpSm sont améliorés.

Spectroradiomètre parfait

L'effet du bruit et de la dérive instrumentale semble également minime, étant eux aussi certainement masqués par les effets du réflecteur imparfait. Les histogrammes sur D_{III} de SpSm et SmaC sont similaires à ceux du cas de campagne. Dans le domaine D_{IIa} , ils sont toujours biaisés, mais leurs écarts-types sont un peu plus faibles (ce qui est corrélé à ceux du facteur de forme, figure 5.13).

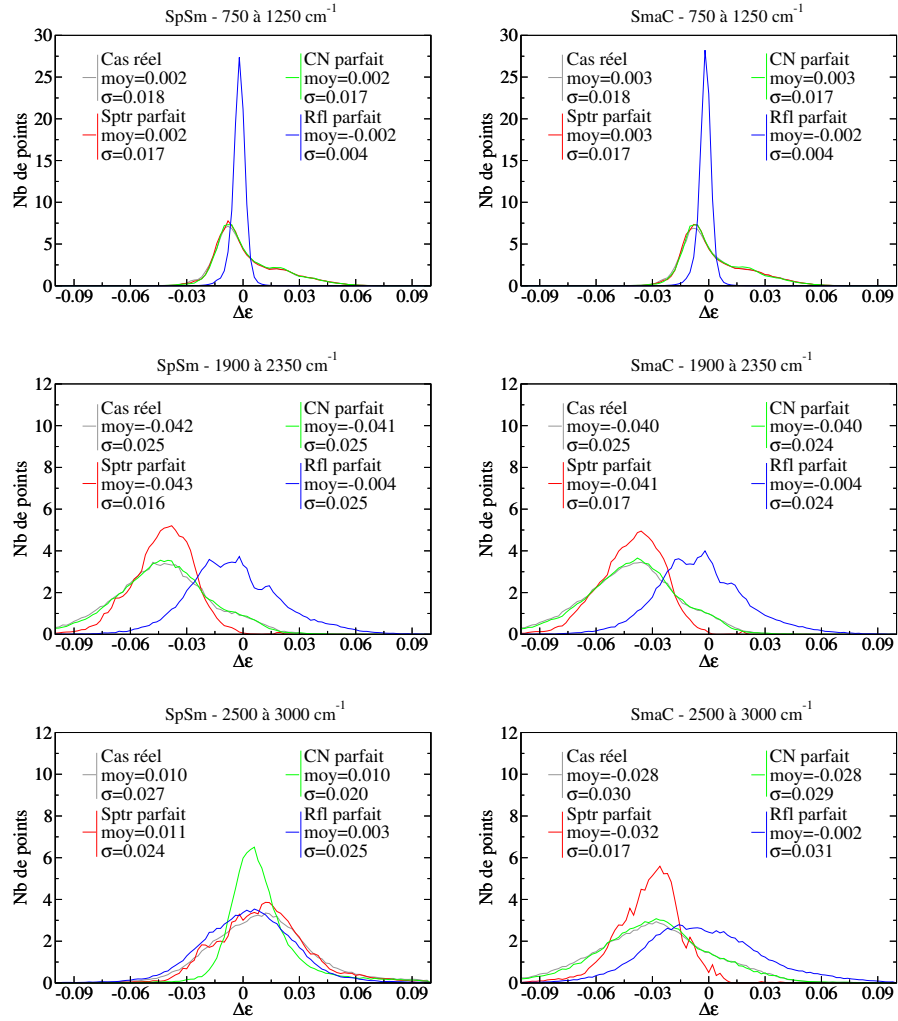


FIG. 5.12 - Effets d'un réflecteur ("Rfl parfait"), d'un corps noir d'étalonnage ("CN parfait") et d'un spectroradiomètre ("Sptr parfait") parfaits sur les émissivités SpSm et SmaC. Comparaison cas de simulation de campagne de la partie 5.2.1.2 ("Cas réel").

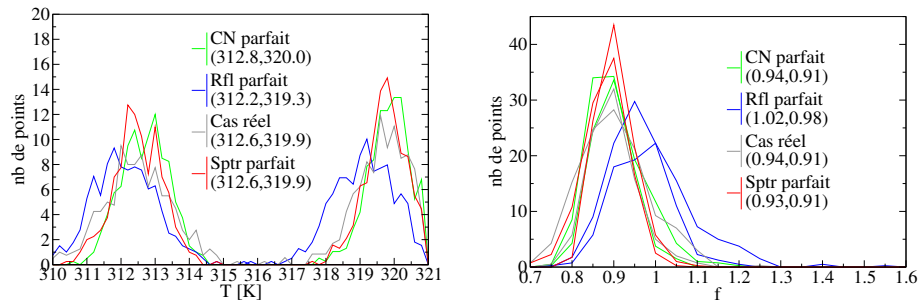


FIG. 5.13 - Effets de corps de référence ou d'un spectroradiomètre parfaits les températures et facteurs de forme retrouvés par SpSm et SmaC (légende idem 5.12).

5.2.3.2 Autres cas de campagne

Impact du bruit de mesure

Les cas simulés ici prennent en paramètre un bruit instrumental dont l'écart-type est multiplié par deux puis par quatre, le pas d'échantillonnage étant inchangé ($d\nu = 2 \text{ cm}^{-1}$).

Au vu des figures 5.15 et 5.14, SpSm et SmaC apparaissent assez robustes au bruit en infrarouge thermique (domaine D_{III}). En revanche, en moyen infrarouge (domaine D_{II}), si le biais des méthodes SpSm et SmaC n'évolue pas significativement, la dispersion des résultats augmente sensiblement et les méthodes SpSm et SmaC semblent assez robustes au bruit.

Il peut de plus être observé que, pour un bruit multiplié par quatre, l'un des facteurs de forme restitué par SmaC possède un histogramme d'écart-type important ($> 20\%$), semblant indiquer une limite de la méthode.

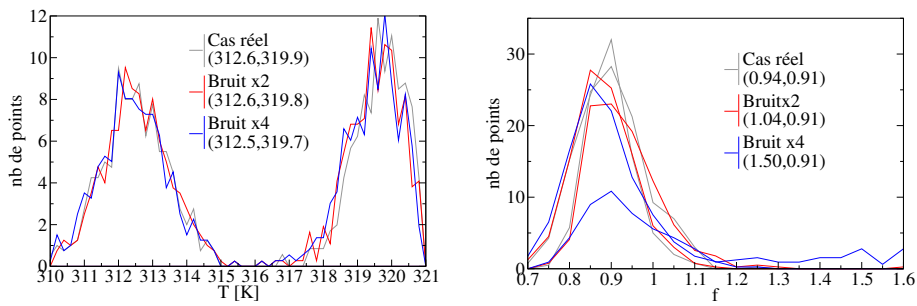


FIG. 5.14 - Effets du bruit instrumental sur les températures et facteurs de forme SpSm et SmaC.

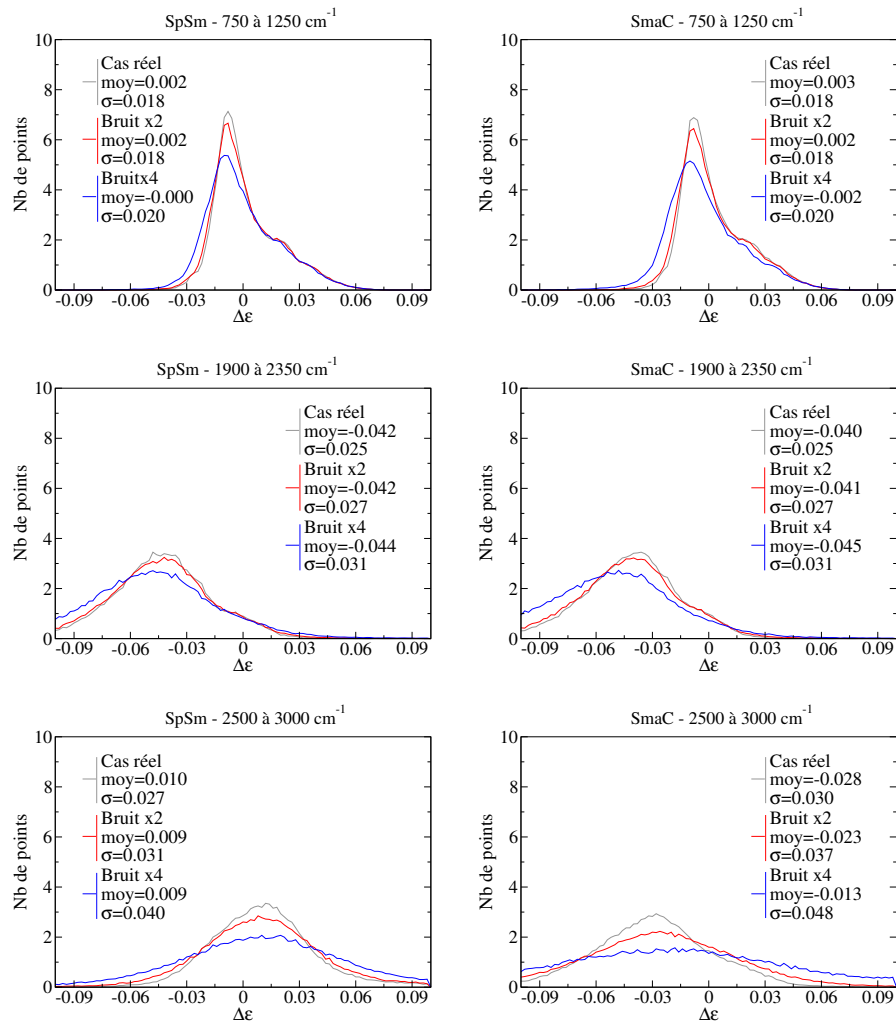


FIG. 5.15 - Effets du bruit instrumental sur les émissivités SpSm et SmaC.

Pas d'échantillonnage ($d\nu = 1, 4, 8 \text{ cm}^{-1}$)

Le pas d'échantillonnage est à présent modifié, variant de 1 cm^{-1} à 8 cm^{-1} . Afin de rester dans une configuration proche de la campagne, l'écart-type du bruit est modifié en même temps que $d\nu$ selon la loi du spectroradiomètre BOMEM (loi en $\sqrt{d\nu}$, cf. partie 3.1.1.5). Deux remarques peuvent être émises d'après les résultats des simulations présentés en figures 5.18 et 5.17 (pour rappel "Cas réel" a un pas d'échantillonnage $d\nu = 2 \text{ cm}^{-1}$). La première est qu'une diminution du pas d'échantillonnage, par rapport au cas de campagne $d\nu = 2 \text{ cm}^{-1}$, n'améliore pas significativement l'émissivité et la température retrouvées par SpSm. La seconde est que son augmentation entraîne une dégradation non négligeable (cf. écarts-types et moyennes à $d\nu = 4 \text{ cm}^{-1}$). A 8 cm^{-1} , SpSm retrouve d'ailleurs parfois des émissivités extrêmement éloignées de la réalité (cf. figure 5.16).

Finalement, le point de fonctionnement retenu pour la campagne de mesure semble proche d'un optimum, en terme de compromis bruit/résolution.

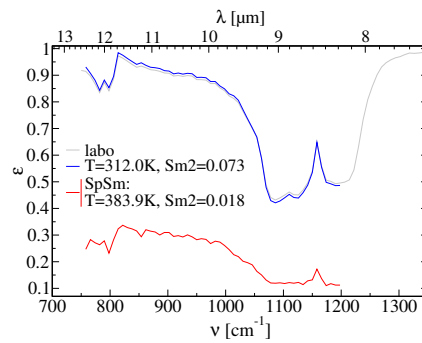


FIG. 5.16 - Exemple d'émissivité retrouvées par **SpSm** à une résolution spectrale $\delta\nu = 8 \text{ cm}^{-1}$, pour un échantillon lambertien et un réflecteur lambertien.

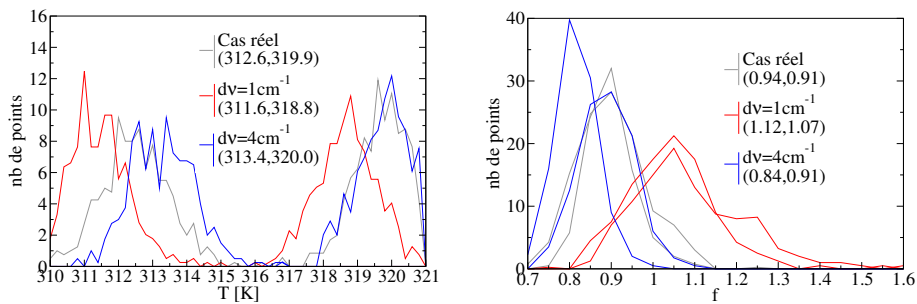
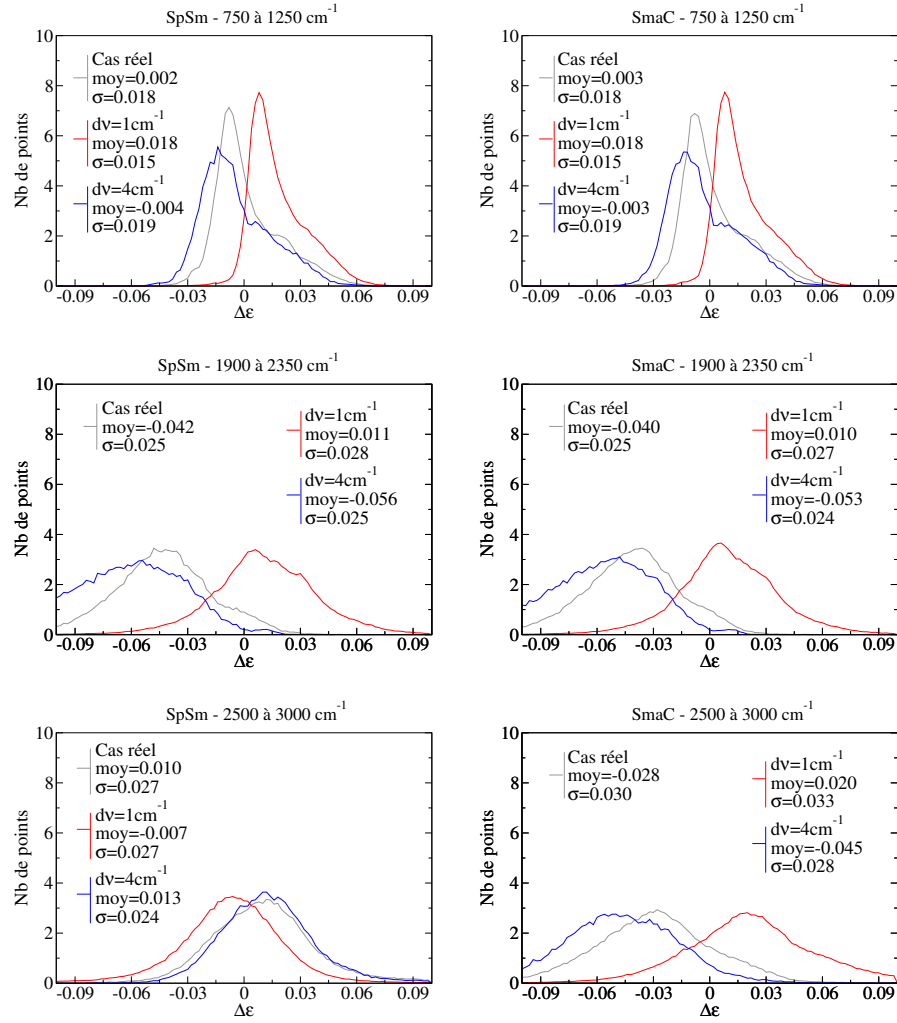


FIG. 5.17 - Effets du pas d'échantillonnage $d\nu$ sur les températures et facteurs de forme retrouvés par SpSm et SmaC.

FIG. 5.18 - Effets du pas d'échantillonnage dv sur les émissivités SpSm et SmaC.

Corps de référence améliorés

Ce cas évalue le gain que produirait l'emploi de corps de référence améliorés tout en restant réalistes ou envisageables. Le nouveau corps noir d'étalonnage possède une émissivité quasiment constante sur tout le domaine spectral d'intérêt, avoisinant $\varepsilon_{CN} = 0.97$, avec une incertitude sur cette émissivité de $m\varepsilon_{CN} = 1\%$. Le réflecteur devient quant à lui lambertien avec une réflectance inchangée par rapport à l'ancien représentant une extrapolation du réflecteur Infragold au pouvoir diffusant amélioré.

L'emploi de ces deux nouveaux corps de référence amène à de nettes améliorations des restitutions d'émissivité (et de températures et facteurs de forme), si l'on s'en tient aux résultats de simulation des figures 5.20 et 5.19.

Il est à noter que l'amélioration conjointe du réflecteur et du corps noir procure un gain globalement supérieur à celui observé en considérant un cas parfait sur l'un ou l'autre des deux corps de référence. En particulier, les erreurs deviennent systématiquement centrées quel que soit le domaine spectral.

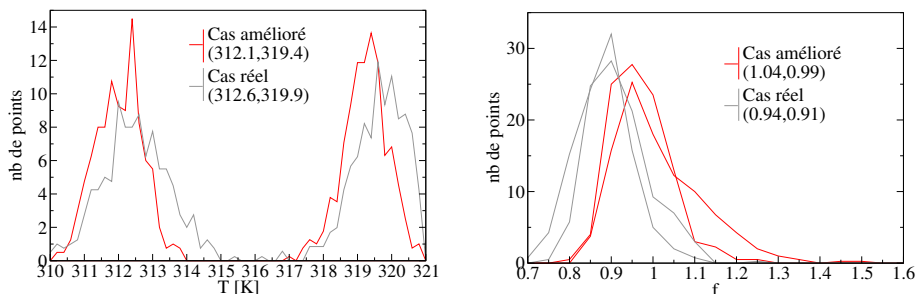


FIG. 5.19 - Résultats de températures et facteurs de forme dans le cas de corps de référence plus performants ("Cas amélioré") que ceux employés durant la campagne ("Cas réel").

5.2.3.3 Bilan

D'après les résultats de l'analyse numérique du protocole de mesure, les erreurs sur la restitution de l'émissivité à partir des mesures de la campagne ont pour source principale le comportement directionnel du réflecteur, même si le réflecteur considéré pour la simulation présente un comportement directionnel vraisemblablement plus élevé que celui employé durant la campagne. Les erreurs d'étalonnage et la dérive de l'instrument ont joué un rôle moindre, bien qu'intervenant tout de même au-delà de 2500 cm^{-1} . Les perspectives d'amélioration du protocole résident essentiellement dans la diminution du comportement directionnel du réflecteur et se heurteront alors à une limitation technologique.

Les résultats énoncés ici ont trait à une surface lambertienne, pour laquelle le protocole était initialement prévu, avant que des effets directionnels soient observés. Concernant ces derniers, l'effort devra certainement porter dans un premier temps sur le protocole lui-même plutôt que sur ses différents postes d'erreur. Ce point sera discuté, en perspective de suite à cette thèse, dans le chapitre suivant.

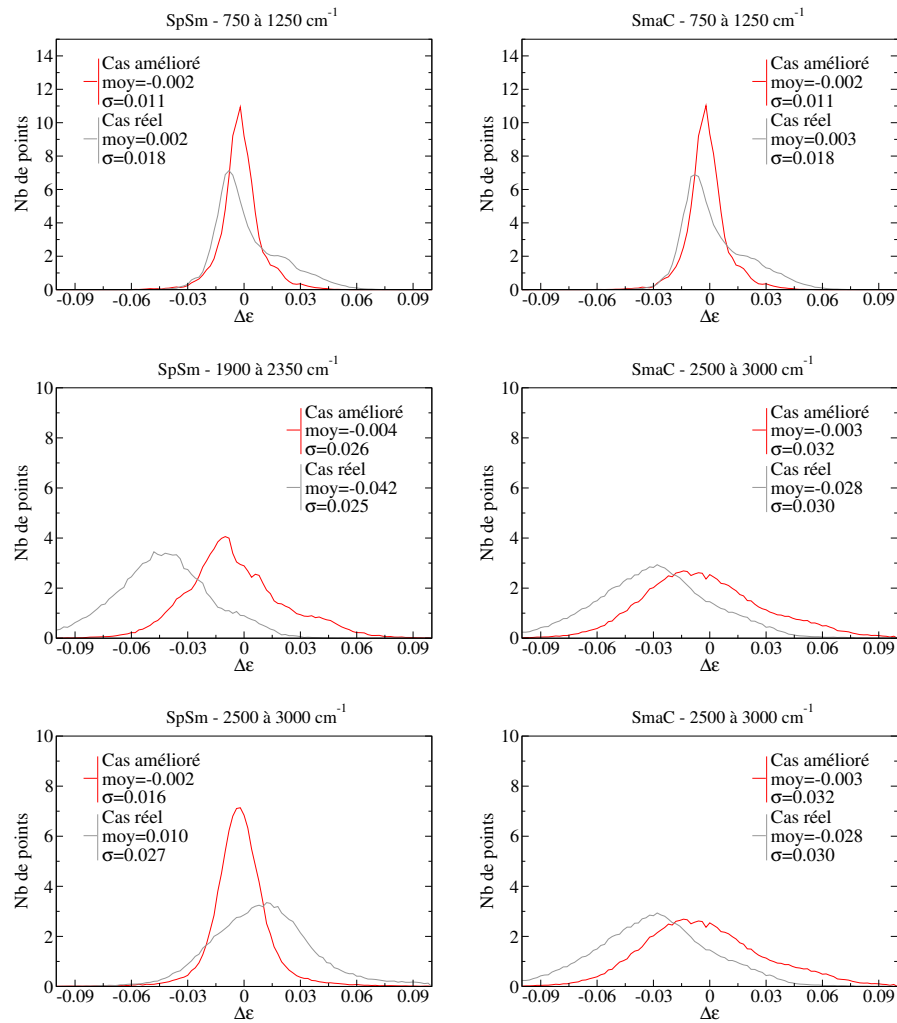


FIG. 5.20 - Résultats d'émissivité dans le cas envisageable ("Cas env.") de corps de référence plus performants.

Conclusion

L'obtention de l'émissivité d'une surface à partir d'une mesure spectroradiométrique de terrain requiert au préalable un modèle direct, reliant le signal mesuré et l'information recherchée. Une formulation analytique de ce signal est ainsi présentée dans une première partie, considérant les cas d'une surface observée lambertienne et d'une surface directionnelle. L'expression des deux modèles posée et leurs contributeurs identifiés, la problématique de la détermination de l'émissivité spectrale à partir de mesures au sol peut être abordée. Elle distingue deux problèmes : la détermination des termes environnementaux, montants et descendants, d'une part, et la détermination de l'émissivité et de la température d'autre part. L'analyse du premier problème a conduit à privilégier une voie axée sur la mesure plutôt que sur la simulation du signal, approche qui prend en compte l'influence de l'instrumentation et assure la cohérence spectrale entre l'estimation des différents termes environnementaux et la mesure de la luminance de la surface observée. Les termes environnementaux sont estimés à partir des mesures de luminance sur trois corps de référence : un réflecteur diffusant pour les termes descendants et deux corps noirs horizontaux à deux températures différentes pour les termes montants. Le second problème, appelé séparation émissivité - température, consiste à résoudre un système d'équations sous-déterminé, dont les inconnues sont l'émissivité et la température. Après avoir dressé un état de l'art des méthodes de résolution de ce problème, deux d'entre elles sont retenues pour être appliquées et analysées dans notre cas de mesure, *ie.* la mesure au sol à haute résolution spectrale. Il s'agit des méthodes *Spectral Smoothness*, notée SpSm, et *Multi-Temperatures*, notée MTM. Toutes deux sont choisies pour les faibles hypothèses sur l'émissivité qu'elles utilisent. SpSm présente aussi la particularité de tirer pleinement bénéfice de la mesure hyperspectrale. La méthode s'appuie en effet sur la régularité spectrale de l'émissivité en comparaison de celle d'un spectre d'éclairement atmosphérique composé de nombreuses raies d'absorption ou d'émission gazeuses. La méthode MTM rend quant à elle le système sur-déterminé en observant une même surface à différentes températures. Elle se base sur l'hypothèse que l'émissivité de la surface est invariante entre les mesures aux différentes températures, ce qui est acceptable si l'intervalle de température nécessaire est faible et les mesures très rapprochées dans le temps.

Afin de valider la méthodologie de mesure de l'émissivité, comprenant l'estimation des termes environnementaux et la séparation émissivité - température, et d'en établir un bilan d'erreur étayé, une campagne de mesure a été mise en oeuvre. Elle vise à déterminer les émissivités de onze échantillons, sélectionnés pour la variété de leurs natures et des signatures de leurs spectres d'émissivité. Un spectroradiomètre à transformée de Fourier, dont le pas d'échantillonnage spectral est réglé à $d\nu = 2 \text{ cm}^{-1}$, est utilisé pour la mesure des luminances spectrales des échantillons et des corps de référence. Un effort important, concernant la caractérisation et la mise en oeuvre du spectroradiomètre, a été entrepris pour disposer de mesures maîtrisées et fiables, compatibles avec notre exigence de validation.

Les mesures de luminances spectrales sont accompagnées de nombreuses données de contexte. Certaines permettent de caractériser l’atmosphère, via les profils météorologiques “Arpège” produits par le CNRM et des mesures de température et humidité au sol, alors que d’autres sont employées au contrôle de la qualité des mesures du spectroradiomètre (en particulier stabilité temporelle et homogénéité spatiale des échantillons mesurés). Ces évaluations ont entre autres permis de sélectionner trois jours de mesure durant lesquels la précision radiométrique est estimée meilleure que le pourcent. Ces trois jours ont fourni une dizaine de séquences de mesures par échantillon, chaque séquence étant composée des mesures de luminance sur l’échantillon et les trois corps de référence. Elles ont toutes été effectuées par temps clair à des instants variés de la journée (de 3h à 17h). Chacune des séquences de mesures sélectionnées est ensuite traitée. Le traitement commence par la détermination des termes environnementaux. Le capteur étant situé au niveau du sol et étalonné, on montre que les termes montants n’interviennent que dans les bandes d’absorption gazeuse (de 1250 à 2000 cm^{-1} et au-delà de 3500 cm^{-1} principalement). L’exploitation des deux corps noirs horizontaux donne des résultats encourageants, mais qui nécessiteraient encore des traitements plus élaborés pour être exploités. La connaissance de l’émissivité dans les bandes d’absorption ne présentant pas un grand intérêt pour le contexte de la télédétection, la détermination des termes montants n’est pas poussée plus avant et l’étude est restreinte aux fenêtres atmosphériques. La détermination des termes descendants, quant à eux indispensables, a en revanche fait l’objet d’une analyse approfondie. Du fait de comportements de l’éclairement différents suivant le domaine spectral, la méthode de détermination des termes descendants change d’un domaine à l’autre. En infrarouge thermique (de 750 à 1250 cm^{-1}), l’éclairement ne provient que de l’environnement (atmosphère et instrumentation) de la surface et est associé à une luminance répartie sur l’ensemble de l’hémisphère supérieur. Il est déterminé à partir de la luminance mesurée sur le réflecteur comme envisagé dans l’étude méthodologique. Ce réflecteur présente un comportement directionnel marqué, mais non complètement caractérisé, qui biaise intrinsèquement la restitution des éclaircissements. Le biais maximal est évalué à 10% par simulation. On montre que cette incertitude n’a cependant qu’un impact très faible (5% dans le pire des cas) sur la restitution de la signature d’émissivité. L’utilisation du réflecteur permet d’assurer la cohérence spectrale (cohérence des localisations et intensités des raies atmosphériques) entre l’éclairement estimé et la luminance mesurée sur l’échantillon. Cette cohérence est primordiale pour une méthode telle que SpSm. Elle n’a pas lieu dans le cas d’une détermination de l’éclairement par simulation. L’emploi de la simulation pour déterminer l’éclairement a été testé. Il entraîne des résultats d’émissivité moins bons, d’une manière générale, qu’une mesure de l’éclairement au moyen d’un réflecteur.

En infrarouge médian (de 1900 à 3000 cm^{-1}), l’éclairement est essentiellement directionnel, accentuant les effets directionnels du réflecteur. Une méthode estimant la BRDF du réflecteur aux angles solaires d’incidence a été élaborée. Elle combine simulation et mesure sur le réflecteur et permet de conserver la nécessaire cohérence spectrale, et d’améliorer notablement la restitution de l’éclairement en infrarouge médian.

Une fois les éclaircissements déterminés, les méthodes de séparation ont été appliquées. Après analyse de la paramétrisation de SpSm, il est choisi d’appliquer SpSm en infrarouge thermique uniquement, *ie.* la régularité du spectre d’émissivité n’est mesurée que sur ce domaine. Les résultats d’émissivité de SpSm se déclinent ainsi en trois points :

- Bons résultats de 750 à 1350 cm^{-1} : les émissivités SpSm s’écartent en majorité de moins de 0.02 des mesures laboratoire, valeur inférieure à la précision absolue sur cette mesure laboratoire. La dispersion des mesures est de plus inférieure à

0.01 indiquant une très bonne reproductibilité des mesures.

- Les résultats de 1900 à 3000 cm^{-1} sont disparates. Quatre échantillons présentent des écarts importants aux mesures laboratoire et une grande dispersion de leurs résultats. Pour les autres, l'écart est de l'ordre de 0.03 avec une dispersion autour de la moyenne d'environ 0.04.
- Présence systématique de discontinuités et de divergences des spectres émissivité entre 2400 et 2500 cm^{-1} .

Après un examen détaillé, les discontinuités et divergences qui apparaissent sur les spectres d'émissivité retrouvés par SpSm sont attribuées au comportement directionnel des échantillons observés. Afin de les corriger, une approche originale, la méthode SmaC (*Smoothness and Continuity*) a été élaborée. Elle utilise un modèle simplifié de la luminance en entrée capteur, ne prenant en compte le comportement directionnel de la surface observée que vis à vis de la réflexion de l'éclairement solaire direct. Pour les autres termes de la luminance, la surface est toujours considérée lambertienne.

La méthode SmaC introduit dans le modèle de luminance une propriété optique de la surface supplémentaire : le facteur de forme f , qui possède une dépendance angulaire, mais dont la dépendance spectrale est supposée négligeable. Cette nouvelle inconnue est déterminée en ajoutant une contrainte de continuité au système d'équations. SmaC cherche ainsi la valeur de f qui maximise la continuité de l'émissivité, après avoir obtenu, comme SpSm, la température qui maximisait sa régularité. SmaC est appliquée à l'ensemble des séquences de mesures retenues de la campagne. Ses résultats se résument ainsi :

- SmaC améliore significativement la restitution de l'émissivité de 2400 à 3000 cm^{-1} : les écarts entre les moyennes des émissivités et les mesures laboratoire sont recentrés et deviennent inférieurs à 0.02 dans la grande majorité des cas. La dispersion des mesures est également réduite, indiquant une meilleure reproductibilité, quel que soit l'éclairement solaire incident.
- SmaC modifie très peu, de 1900 à 2300 cm^{-1} , les résultats d'émissivité par rapport à SpSm, certainement du fait de la moindre influence de l'éclairement direct en comparaison de l'éclairement environnemental.
- Les facteurs de forme retrouvés sont proches de l'unité pour des échantillons *a priori* lambertiens. Ils sont en revanche disparates pour les échantillons dont les émissivités SpSm présentent de fortes discontinuités et *a posteriori* supposés directionnels.

Les résultats d'émissivité bénéficient clairement de l'emploi du facteur de forme. La corrélation entre ce dernier et les caractéristiques directionnelles de la surface est plus difficile à vérifier du fait du nombre insuffisant de mesures et de la méconnaissance *a priori* des comportements directionnels des échantillons. L'analyse numérique, sur laquelle nous reviendrons, confortera cependant cette corrélation et donc l'hypothèse sur laquelle se fonde SmaC.

Concernant la méthode MTM, les résultats sont beaucoup moins bons, que ce soit en infrarouge thermique ou médian. Afin de s'affranchir des effets directionnels, MTM est appliquée sur $[750; 1250] \cup [1900; 2300] cm^{-1}$. Deux méthodes de résolution sont testées. Toutes deux convergent correctement, les écarts entre luminances modélisée et mesurée ne dépassant pas le pourcent. Malgré cela, les émissivités sont retrouvées avec une dispersion de l'ordre d'environ ± 0.03 en infrarouge thermique et ± 0.06 en infrarouge médian de 1900 à 2300 cm^{-1} . Ces résultats sont dus au mauvais conditionnement du système dont les équations, bien qu'en surnombre par rapport aux inconnues, ne sont pas suffisamment indépendantes.

Une analyse numérique, simulant les mesures spectroradiométriques de la campagne expérimentale, a été menée. Elle reproduit le plus fidèlement possible les différentes sources d'erreur (dérive de l'instrument, erreurs d'étalonnage...) qui ont altéré

les mesures de luminance de la campagne et qui se répercutent sur les résultats d'émissivité. Cette analyse permet, dans un premier temps, de conforter par la simulation les diverses conclusions sur la méthodologie tirées de l'expérimentation. Bien que légèrement pessimiste (du fait d'une probable surévaluation des effets directionnels), elle confirme les bons résultats de SpSm en infrarouge thermique, de SmaC sur tout le domaine spectral, et les limites de MTM. L'analyse numérique démontre de plus le lien entre les facteurs de forme retrouvés par SmaC et le comportement directionnel de l'échantillon. Elle montre également que ce lien n'est pas unilatéral. En effet, en plus du comportement directionnel, le facteur de forme incorpore et compense également les effets de sources d'erreur telles que les erreurs sur la détermination de la température de surface ou sur l'éclairement. Ces dernières sont évaluées à $\sim 1K$ et 10% respectivement, et entraînent une restitution du facteur de forme dispersée et biaisée de presque 15%. Rappelons que la simulation surévalue les erreurs et de ce fait, les ordres de grandeurs cités précédemment le sont vraisemblablement aussi en comparaison de ceux réellement déterminés sur les mesures de la campagne. Du reste, une indication à 15% du facteur de forme présente une information nouvelle et intéressante sur le comportement directionnel du matériau étudié.

Dans un second temps, l'analyse numérique approfondit l'étude du protocole de mesure et des méthodes d'inversion en étendant les simulations à des configurations de mesure autres que celles rencontrées durant la campagne. Elle permet ainsi de quantifier relativement et de comprendre l'impact des différentes sources d'erreur en considérant successivement les trois postes principaux, potentiellement améliorables sur le plan expérimental : la maîtrise des deux corps noirs se répercutant sur l'étalonnage, celle du réflecteur se répercutant sur la précision de l'éclairement et finalement la qualité de l'instrument lui-même. Il ressort principalement de l'analyse de ces simulations que l'emploi d'un réflecteur directionnel, dans notre cas de campagne, est plus pénalisant que les deux autres postes d'erreur. Il implique une erreur systématique sur la détermination de l'éclairement, qui se répercute sur celle de la température retrouvée par SpSm. En infrarouge médian, du fait de la forte sensibilité de la fonction de Planck à la température, une erreur, même faible, sur celle-ci se traduit par un biais important sur l'émissivité retrouvée. En revanche en infrarouge thermique, moins sensible, l'émissivité est moins touchée, comme il a pu être observé sur les résultats de la campagne.

★

★ ★

La thèse s'est ainsi attachée à définir et évaluer une méthodologie de mesure au niveau du sol de l'émissivité spectrale de 750 à 3000 cm^{-1} . Elle en a analysé les différentes étapes dans le cadre réel de l'expérimentation complété quand nécessaire par de la simulation. L'analyse a mis en exergue l'importance du comportement directionnel de certaines des surfaces observées. S'en sont suivies l'élaboration et la mise en oeuvre de méthodes corrigeant ces effets directionnels et améliorant ainsi la détermination de l'émissivité. D'autres améliorations de la méthodologie sont envisageables.

Elles peuvent d'abord porter sur une meilleure prise en compte des effets directionnels. En effet, quelle que soit la surface observée, les effets directionnels n'ont été considérés, dans ces travaux, que partiellement, car uniquement pris en compte dans le terme de réflexion par la surface de l'éclairement solaire direct. Pour les considérer vis à vis du terme de réflexion des luminances environnementales, deux voies sont à explorer.

La première concerne la détermination de la distribution angulaire des luminances environnementales L_{env}^\downarrow sur tout le demi espace. Le seul emploi d'un réflecteur ne permet *a priori* pas de remonter, à partir d'une seule mesure de luminance, à la distribution angulaire L_{env}^\downarrow . Cependant, par temps clair, sous réserve de l'existence de relations analytiques reliant les valeurs de L_{env}^\downarrow à différents angles d'incidence ou couplée à de la simulation, l'utilisation d'un réflecteur devient envisageable et reste certainement le moyen le plus fiable pour accéder à l'éclairement.

La seconde voie à approfondir, toujours relative à une meilleure prise en compte des effets directionnels, concerne la connaissance de la BRDF de la surface d'intérêt. l'ONERA développe actuellement MISTERE, un système consistant en un spectro-radiomètre, opérant de 1040 à 3300 cm^{-1} , monté sur un banc goniométrique. En utilisant la méthode SmaC, MISTERE permettra de déterminer des émissivités directionnelles, et un jeu plus complet de facteurs de forme. En parallèle de MISTERE, un banc laboratoire de mesure de BRDF à plusieurs nombres d'onde dans l'infrarouge est également en développement. Il pourra servir à valider les facteurs de formes retrouvés en extérieur.

Les effets directionnels mis à part, d'autres voies mériteraient d'être creusées. Tout d'abord, SmaC et SpSm peuvent être couplées différemment en recherchant simultanément la température et le facteur de forme. Cela revient à rechercher la température et le facteur de forme qui minimisent un critère pondéré sur la régularité et la continuité du spectre d'émissivité. Dans le prolongement de SmaC, toujours dans un souci de mieux prendre en compte le comportement directionnel de la surface observée, le facteur de forme peut être remplacé par un ou plusieurs paramètres de modèles de BRDF. Ces paramètres seront trouvés, en parallèle de la température, toujours en minimisant le critère de continuité et de régularité.

Même si MTM, telle qu'elle a été employée, n'a pas fourni de résultats concluants, elle n'est pas à bannir. Une voie d'amélioration pourrait consister à résoudre le système sur-déterminé sous contraintes de régularité et de continuité. La méthode MTM, englobant alors indirectement SmaC, devrait alors être plus robuste que ces dernières grâce à la sur-détermination de son système.

L'esprit de la méthodologie proposée dans ce mémoire est de séparer la détermination de l'éclairement de celle de l'émissivité. De plus en plus de méthodes, essentiellement développée dans le cadre de missions spatiales, tendent, au contraire, à rechercher simultanément propriétés de la surface et propriétés de l'atmosphère. Il s'agit de méthodes de régression, succinctement évoquées dans la partie 2.2. Elles retrouvent l'émissivité (ou d'autres propriétés) par interpolation de fonctions plus ou moins complexes, utilisant par exemple des réseaux de neurones, dont les paramètres ont été ajustés à partir de bases de données de profils atmosphériques et de propriétés optiques des surfaces naturelles. Les résultats de telles méthodes mériteraient d'être comparés à ceux de la méthode SmaC développée dans cette thèse.

Bibliographie

- [1] G.P. Anderson, A. Berk, P.K. Acharya, M.W. Matthew, L.S. Bernstein, J.H. Chetwynd, H. Dothe, S.M. Adler-Golden, A.J. Ratkowski, G.W. Felde, J.A. Gardner, M.L. Hoke, S.C. Richtsmeier, B. Pukall, J. Mello, and L.S. Jeong. Modtran4-based atmospheric correction algorithm : Flaash (fast line-of-sight atmospheric analysis of spectral hypercubes). *SPIE - Algorithms and technologies for multispectral, hyperspectral and ultraspectral imagery*, 4725, 2002.
- [2] A. Barducci and Y. Pippi. Temperature and emissivity retrieval from remotely sensed images using the "grey body emissivity" method. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 34(3) :681–695, 1996.
- [3] F. Becker and Z.-L. Li. Temperature-independent spectral indices in thermal infrared bands. *Remote Sensing of Environment*, 32 :17–33, 1990.
- [4] C. C. Borel. Surface emissivity and temperature retrieval for a hyperspectral sensor. *Proceedings of IEEE, Conference on Geoscience and Remote Sensing*, pages 504–509, 1998.
- [5] N. Bower. *Measurement of Land Surface Emissivity and Temperature in the Thermal Infrared using Ground-Based Interferometer*. PhD thesis, Curtin University of Technology (Australia), 2001.
- [6] V. Caselles, E. Valor, C. Coll, and E. Rubio. Thermal band selection for the prism instrument. 1. analysis of emissivity-temperature separation algorithms. *Journal of Geophysical Research*, 102(10) :11145–11164, 1997.
- [7] A. Chédin, E. Péquinot, S. Serrar, and N.A. Scott. Simultaneous determination of continental surface emissivity and temperature from noaa 10/hirs observations : Analysis of their seasonal variations. *Journal of Geophysical Research*, 109(D20110) :1–11, 2004.
- [8] J. Cuenca and J. A. Sobrino. Experimental measurements for studying angular and spectral variation of thermal infrared emissivity. *Applied Optics*, 43(23) :4598–4602, 2004.
- [9] A.R. Gillespie, S. Rokugawa, T. Matsunaga, J.S. Cothorn, and A.B. Kahle. A temperature and emissivity separation algorithm for advanced spaceborne thermal emission and reflection radiometer (aster) images. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36(4) :1113–1126, 1998.
- [10] K. Goita and A. Royer. Surface temperature and emissivity separability over land surface from combined tir and swir avhrr data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35(3) :718–733, 1997.
- [11] R. M. Goody and Quart. *QJR Meteorol. Soc.*, 78(165), 1952.
- [12] B. Hapke. Bidirectional reflectance spectroscopy - 1. theory. *Journal of Geophysical Research*, 86(B4) :3039–3054, 1981.

- [13] E.D. Hernandez-Baquero. *Characterization of the Earth's Surface and Atmosphere from Multispectral and Hyperspectral Thermal Imagery*. PhD thesis, Rochester Institute of Technology, 2000.
- [14] K.A. Horton, J.R. Johnson, and P G Lucey. Infrared measurements of pristine and disturbed soils 2. environmental effects and field data reduction. *Remote Sensing of Environment*, 64(1) :47–52, 1998.
- [15] P.M. Ingram and A.H. Muse. Sensitivity of iterative spectrally smooth temperature/emissivity separation algorithmic assumptions and measurement noise. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(10), 2001.
- [16] F. Jacob, F. Petitcolin, T. Schmugge, E. Vermote, A. French, and K. Ogawa. Comparison of land surface emissivity and radiometric temperature derived from modis and aster sensors. *Remote Sensing of Environment*, 90(2) :137–152, 2004.
- [17] A.B. Kahle and R.E. Alley. Separation of temperature and emittance in remotely sensed radiance measurements. *Remote Sensing of Environment*, 42(2) :107–111, 1992.
- [18] P.S. Kealy and S.J. Hook. Separating temperature and emissivity in thermal infrared multispectral scanner data : Implications for recovering land surface temperatures. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 31(6) :1155–1164, 1993.
- [19] R.O. Knuteson, B. Osborne, J. Short, H.E. Revercomb, D.C. Tobin, and S.L. Nasiri. Progress towards a characterization of the infrared emissivity of the land surface in the vicinity of the arm sgp central facility : Surface (s-aeri) and airborne sensors (nast-i/s-his). *Eleventh ARM Team Meeting Proceedings, Atlanta, Georgia, Mars 19-23 2001*.
- [20] K.Y.A. Kondratyev. In *International Geophysic Series, Volume 12*. Academic Press INC, New York, 1969.
- [21] Z.-L. Li and F. Becker. Feasibility of land surface temperature and emissivity determination from avhrr data. *Remote Sensing of Environment*, 43 :67–85, 1993.
- [22] Z.-L. Li, F. Becker, M. P. Stoll, and Z. Wan. Evaluation of six methods for extracting relative emissivity spectral from thermal infrared images. *Remote Sensing of Environment*, 69(2) :197–214, 1999.
- [23] Z.-L. Li, R. Zhang, X. Sun, H. Su, X. Tang, Z. Zhu, and J. A. Sobrino. Experimental system for the study of the directional thermal emission of natural surfaces. *International Journal of Remote Sensing*, 25(1) :195–204, 2004.
- [24] S. Liang. A new algorithm for retrieving land surface temperature and emissivity and applications to airborne hyperspectral sebas data. *IEEE, Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings*, 1 :550–552, 1998.
- [25] S. Liang. An optimization algorithm for separating land surface temperature and emissivity from multispectral hermal infrared imagery. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(2) :264–274, 2001.
- [26] H.E. Motteler, L.L. Strow, L. McMillin, and J.A. Gaultieri. Comparison of neural networks and regression-based methods for temperature retrievals. *Applied Optics*, 34(24) :5390–5397, 1995.
- [27] A. Mushkin, L. K. Balick, and A.R. Gillespie. Temperature / emissivity separation of mti data using the terra/aster tes algorithm. *Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery VIII, Proceedings of SPIE*, 4725 :328–337, 2002.
- [28] F.E. Nicodemus. Directional reflectance and emissivity of an opaque surface. *Applied Optics*, 4 :767–773, 1965.

- [29] V. Payan and A. Royer. Analysis of temperature emissivity separation (tes) algorithm applicability and sensitivity. *International Journal of Remote Sensing*, 25(1) :15–37, 2004.
- [30] V. Payan and A. Royer. Spectral emissivity of northern land cover types derived with MODIS and ASTER sensors in mwir and lwir. *The Canadian Journal of Remote Sensing*, 30(2) :150–156, 2004.
- [31] C. Salvaggio and C.J Miller. Comparison of field and laboratory collected mid-wave and longwave infrared emissivity spectra / data reduction techniques. *Proceedings of SPIE Vol 4381*, 4381 :549–558, 2001.
- [32] W. C. Snyder, Z. Wan, Y. Zhang, and Y.-Z. Feng. Thermal infrared (3 – 14 μ m) bidirectional reflectance measurements of sands and soils. *Remote Sensing of Environment*, 60(1) :101–109, 1997.
- [33] Z. Wan and Z.L. Li. A physics-based algorithm for retrieving land-surface emissivity and temperature from eos/modis data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35(4) :980–996, 1997.
- [34] K. Watson. Spectral ratio method for measuring emissivity. *Remote Sensing of Environment*, 42(2) :113–116, 1992.
- [35] K. Watson. Two-temperature method for measuring emissivity. *Remote Sensing of Environment*, 42(2) :117–121, 1992.

Résumé :

La thèse se consacre à la détermination de l'émissivité de surfaces situées en extérieur à partir de mesures spectroradiométriques au niveau du sol. Le domaine spectral d'étude s'étend de 750 à 3500 cm^{-1} (3 à 13 μm) et la résolution spectrale est de l'ordre du cm^{-1} , inscrivant ainsi ce travail dans le giron de la radiométrie à très haute résolution spectrale (ou hyperspectrale) infrarouge. L'émissivité est une propriété thermo-optique caractérisant la capacité d'un corps à émettre un rayonnement propre. L'intérêt qu'on lui porte est étroitement lié à celui porté à la mesure par télédétection de la température de surface, paramètre clef des bilans énergétiques de surface. La connaissance de l'émissivité permet de plus d'aider à la caractérisation de la surface observée par télédétection (type et état de surface).

L'étude conduite dans cette thèse a pour principal objectif de définir et de qualifier une méthodologie de mesure au sol de l'émissivité spectrale. L'étude se base sur deux techniques de séparation émissivité-température : les méthodes Spectral Smoothness (SpSm) et multi températures (MTM), en élargit le domaine spectral d'application, généralement restreint à l'infrarouge thermique (750 à 1250 cm^{-1}), leur associe une méthode d'estimation du rayonnement incident, et propose une nouvelle technique, baptisée SmaC (Smoothness and Continuity), qui prend en compte le comportement directionnel de la surface observée pour améliorer la restitution de l'émissivité. Une campagne de mesure est mise en oeuvre afin de valider la méthodologie et d'en établir un bilan d'erreur étayé, tiré de l'expérimentation. De l'analyse des résultats de la campagne, il ressort que SpSm restitue correctement l'émissivité en infrarouge thermique (erreur < 0.02), alors que ses résultats sont moins bons en infrarouge médian (2000 à 3000 cm^{-1}), où des discontinuités sont observées sur les spectres d'émissivité retrouvés. La méthode SmaC corrige ces discontinuités et améliore très significativement la restitution de l'émissivité en infrarouge médian (erreur < 0.03). Finalement, une évaluation numérique permet de consolider le bilan d'erreur obtenu expérimentalement, de valider l'impact des effets directionnels de la surface observée et donc le fondement de la méthode SmaC, puis d'identifier les limitations et proposer des améliorations associées au protocole expérimental.

Abstract :

Emissivity is an optical property of materials, related to their ability to emit electromagnetic radiation. This PhD is devoted to retrieving emissivities of outdoor surfaces from high spectral resolution (4 cm^{-1}) spectroradiometric measurements at ground level, in the 750 cm^{-1} to 3500 cm^{-1} (3-13 μm) spectral range.

The main objective of this work, which combines theoretical and experimental approaches, is to define and assess a methodology. Two emissivity-temperature separation techniques are addressed, the Spectral Smoothness Method (SpSm) and the Multi-Temperatures Method (MTM), with particular attention paid to extending their usual domain of application on the short wavelength side beyond 1250 cm^{-1} . Sources of errors are identified and an experimental approach to mitigate errors on the determination of the irradiance of the surface is proposed. A new method, named Smoothness and Continuity (SmaC), is introduced, which takes into account the directional behaviour of the observed surface, to improve emissivity retrieval in the mid-infrared band (MWIR from 2000 to 3000 cm^{-1})

To quantitatively assess the retrieval methods and validate the measurement protocol, a field campaign, that took place in June 2004, aimed at providing an error budget of the methods by measuring emissivities of several samples at different times of day. SpSm, applied to the campaign measurements, provides very good results in the LWIR band (from 750 to 1300 cm^{-1}). In the MWIR band, systematic spectral discontinuities and deviations to laboratory measurements are observed in the retrieved spectra. This is interpreted as a manifestation of angular dependence of emissivity: the new SmaC method, through the introduction of a surface form factor, leads to significantly improved results. The standard deviation of the retrieved emissivity spectra over all measurements and samples is less than 0.01 in LWIR and less than 0.03 in MWIR. MTM results are less satisfactory than SpSm ones, due to ill-conditioned system of equations. Finally, a numerical analysis is carried out to confirm and validate SmaC hypothesis and findings.