

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

LABORATOIRE DE PLANÉTOLOGIE DE GRENOBLE

LABORATOIRE DE GLACIOLOGIE ET GÉOPHYSIQUE
DE L'ENVIRONNEMENT

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

THÈSE

pour obtenir le titre de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

Spécialité: Physique

Soutenue le 20 décembre 2001

par

Nicolas BONNEFOY

**Développement d'un spectrophoto-goniomètre pour l'étude
de la réflectance bidirectionnelle de surfaces géophysiques.
Application au soufre et perspectives pour le satellite Io.**

Composition du jury :

Mme.	Claudine Kahane	Université Grenoble I	<i>Présidente</i>
M.	Marc Leroy	CESBIO, Toulouse	<i>Rapporteur</i>
M.	Patrick Pinet	LDTP, Toulouse	<i>Rapporteur</i>
M.	Pierre Drossart	DESPA, Meudon	<i>Examineur</i>
M.	Wlodek Kofman	LPG, Grenoble	<i>Examineur</i>
M.	Francis Rocard	CNES, Paris	<i>Examineur</i>
M.	Bernard Schmitt	LPG, Grenoble	<i>Directeur de thèse</i>

Table des matières

Merci!	vii
Résumé	ix
Abstract	xi
Acronymes et notations	xiii
Introduction	1
Cadre physique et planétologique	7
1 Éléments de télédétection	9
I Le rayonnement électromagnétique, support d'information	9
I.1 Nature, représentation et propagation	9
I.2 Polarisation	10
I.3 Le spectre électromagnétique	11
II Radiométrie et photométrie	11
II.1 Définitions géométriques	11
II.2 Grandeurs radiométriques	12
II.3 Grandeurs photométriques	18
III Techniques d'observation des surfaces planétaires	19
III.1 Concepts de spectro-imagerie	19
III.2 Spectro-imageurs et spectro-photomètres	21
III.3 Quelques systèmes de spectro-imagerie	22
2 De l'extinction particulière à la réflectance bidirectionnelle	25
I Formalisation de l'extinction	25
I.1 L'extinction en termes de sections efficaces	25
I.2 L'extinction en termes de constantes optiques	26
I.3 Extinction et réflectance bidirectionnelle	27
II Processus d'absorption du rayonnement	28
II.1 Approche quantique	28
II.2 Transitions électroniques: la gamme UV-Visible	29
II.3 Vibration, rotation, phonons: la gamme infrarouge	29

III	Processus de diffusion du rayonnement	32
III.1	Quelques types de diffusion	32
III.2	Paramètres de diffusion	34
III.3	Effets polarisants de la diffusion	38
IV	Le transfert radiatif	39
IV.1	Généralités	39
IV.2	Formalisme mathématique	40
IV.3	Contextes physiques et méthodes de résolution	40
IV.4	Effets en marge du transfert radiatif	42
V	Réflectance bidirectionnelle et transfert radiatif	44
V.1	Solutions analytiques	44
V.2	Solutions numériques	47
VI	Réflectance bidirectionnelle et rugosité macroscopique	49
3	Les surfaces glacées du Système Solaire	51
I	Définition et intérêt de l'étude des glaces	51
I.1	Un cocktail hérité de la nébuleuse solaire	51
I.2	Des archives et témoins de processus (géo)physiques	52
II	Les surfaces glacées planétaires	54
II.1	La cryosphère terrestre	54
II.2	Les glaces extraterrestres	57
III	Spectroscopie en réflectance des glaces	60
III.1	Dissemblance des diffusions particulière (microscopique) et planétaire (macroscopique)	60
III.2	Sensibilité de la réflectance aux caractéristiques des glaces	62
III.3	Intérêt de l'étude du soufre	63
	L'expérience de spectrophoto-goniométrie	65
4	Objets et méthodes de Spectrophoto-goniométrie	67
I	Contexte et champs d'application	68
I.1	Compréhension du transfert radiatif	68
I.2	Modélisation de la BRDF	69
I.3	Mesures de BRDFs d'intérêt géophysique et planétologique	70
II	Éléments clefs de spectrophoto-goniométrie	70
II.1	Principe et instrumentation	70
II.2	Stratégies de mesure	70
III	Panorama non exhaustif sur les moyens expérimentaux existants	71
III.1	Goniomètres dédiés à l'effet d'opposition	72
III.2	Goniomètres à vocation d'étalonnage	72
III.3	Goniomètres à vocation géophysique et planétologique	74

5	Le spectrophoto-goniomètre du LPG	77
I	Contraintes scientifiques et techniques	77
II	Présentation détaillée	77
II.1	L'optique d'éclairage	77
II.2	L'optique de détection	87
II.3	Le système goniométrique	92
II.4	Conditions expérimentales de mesure	94
III	Tests, réglages et performances du système	95
IV	Acquisition et traitement des données	96
V	Spécificités du spectrophoto-goniomètre	96
V.1	Comparaison avec les instruments équivalents	96
V.2	Couplage des fonctions spectrale et photométrique	97
6	Etalonnage spectral	99
I	Une cible de référence pour les gammes UV-Vis-IR	99
II	Une cellule d'étalonnage pour la gamme IR	100
II.1	Méthodologie	100
II.2	Spectres d'absorption de référence	101
II.3	Modalités d'étalonnage des réseaux	102
III	Analyse des mesures	103
III.1	Remarque préliminaire importante	103
III.2	Cible et cellules à gaz: résultats préliminaires	104
III.3	Apport de la spectrométrie à transformée de Fourier	109
IV	Conclusion	112
IV.1	Limites de l'étude actuelle	112
IV.2	Précision spectrale des mesures en réflectance	115
IV.3	Perspectives	115
7	Etalonnage photométrique et obtention de BRDF	117
I	Contexte géométrique et signaux mesurés	117
I.1	Conditions géométriques d'éclairage et d'observation	117
I.2	Des signaux électriques aux grandeurs radiométriques	120
I.3	Recensement des principales sources d'erreurs potentielles	122
II	Estimation de l'éclairage et de la luminance réfléchie	128
II.1	Eclairage	128
II.2	Luminance réfléchie	133
III	Déduction de la BRDF	138
III.1	BRDF par voie "absolue"	138
III.2	BRDF par voie "relative"	142
IV	Mesure de la BRDF des standards d'étalonnage	144
IV.1	Standards de référence	144
IV.2	Aspect analytique	146
IV.3	Aspect expérimental	149
IV.4	Aspect numérique	151
IV.5	BRDF du Spectralon	157

IV.6	Conclusion	170
BRDF du soufre et amorce d'application à Io		175
8	BRDF du soufre	177
I	Tour d'horizon bibliographique	177
I.1	Propriétés physiques du soufre	177
I.2	Le soufre dans le système solaire	181
I.3	Photométrie du soufre	183
II	Caractérisation et conditionnement des échantillons	188
II.1	Etude des propriétés structurales et optiques	188
II.2	Préparation des échantillons	191
II.3	Modalités d'inversion de la BRDF	194
III	Mesure et analyse de la BRDF du soufre	195
III.1	Poudre non altérée: effet de la taille et de la texture des grains . . .	195
III.2	Poudre exposée à la sublimation	204
III.3	Poudre frittée	206
III.4	Condensation de poudre sublimée	218
III.5	Fusion de poudre puis solidification	223
III.6	Conclusions	223
9	Ebauche d'une application planétaire: le satellite Galiléen Io	229
I	Présentation du satellite	229
I.1	Généralités	229
I.2	Physico-chimie des composés soufrés à la surface de Io	233
I.3	Photométrie de la surface de Io	236
II	Comment extraire les signatures photométriques du soufre sur Io?	238
II.1	BRDF d'un givre de SO ₂ sur un substrat de soufre	239
II.2	Pistes pour la cartographie de τ_{SO_2} sur Io	242
Synthèse et perspectives		249
Annexes		257
A	Eléments de détection	259
I	Principe de la détection du rayonnement (gamme UV-Vis-IR)	259
II	Caractérisation d'un détecteur	259
II.1	Définition de paramètres préliminaires	259
II.2	Caractéristiques d'un détecteur	261
II.3	Figures de mérite	265

B	Compléments sur le spectrophoto-goniomètre	267
I	Contraintes scientifiques et techniques	267
I.1	Définition des contraintes	267
I.2	Recensement des contraintes	267
II	Tests, réglages et performances du système	272
II.1	Instabilités et dérives photométriques	274
II.2	Imprécisions mécaniques “statiques”	274
II.3	Imprécisions mécaniques “dynamiques”	277
II.4	Imperfections et limitations intrinsèques au système	282
II.5	Quelques opérations supplémentaires	291
II.6	Récapitulatif des sources d’erreurs	293
C	Acquisition et traitement des données de réflectance	295
I	Organisation instrumentale et informatique	295
I.1	Le protocole de communication IEEE	295
I.2	Aspects informatiques	297
I.3	Organigramme du dispositif de pilotage-acquisition	297
II	L’interface de pilotage du spectrophoto-goniomètre	299
II.1	Définition des caractéristiques de mesure	299
II.2	Définition des conditions spectrales de mesure	301
II.3	Définition des géométries d’illumination et d’observation	304
II.4	Définition des composantes de polarisation	307
II.5	Définition de paramètres complémentaires	307
II.6	Acquisition des données	308
III	Traitement des données	311
III.1	Construction d’un cube de données	311
III.2	Étalonnage spectral et photométrique	311
III.3	Représentation graphique	311

Merci!

Un deuxième tome serait nécessaire si je devais avoir un mot pour chaque personne ayant concouru, directement ou non, à l'accomplissement de ce travail. Le souvenir encore vivace des derniers mois de rédaction et le budget de reproduction limité m'inciteront cependant à être bref, mais que les "oublié(e)s" (loin de l'être) soient convaincus de ma profonde reconnaissance.

Je remercie avant tout Marc Leroy et Patrick Pinet d'avoir rapporté un manuscrit volumineux et parfois aride. Leurs commentaires m'ont grandement aidé dans la préparation de ma soutenance. Mes remerciements s'adressent aussi à Claudine Kahane, présidente du jury, ainsi qu'à Pierre Drossart, Francis Rocard et Wlodek Kofman pour le temps qu'ils ont consacré à l'examen de ce mémoire.

Mes plus vifs remerciements vont évidemment à Bernard, qui m'a accordé sa confiance pour la conduite d'un projet, auquel je n'étais pas forcément préparé au départ, dans le domaine passionnant de la planétologie. J'ai particulièrement apprécié la grande rigueur scientifique de Bernard, son approche intuitive et toujours très fertile des phénomènes physiques. Sans oublier sa gentillesse, sa disponibilité et son implication sans faille, notamment lors des corrections "dominicales" du manuscrit, qui ont grandement contribué à la qualité de son encadrement. Je remercie également Olivier dont la bonne humeur et les grands talents en conception et en instrumentation m'ont bien souvent aidé au cours de la phase de développement. Un grand merci aussi à Sylvain qui, depuis son arrivée au sein de l'équipe, m'a fait profiter de ses compétences en traitement et en analyse de spectro-images. Je n'ometts pas non plus le temps que W. Grundy, P. Geissler, P. Chaudouët et R. Bini ont consacré à l'étude de mes diverses requêtes. Enfin, je suis reconnaissant à la direction du LGGE d'avoir accepté de m'héberger deux années supplémentaires dans ses locaux afin que je puisse terminer le travail entrepris dans les meilleures conditions.

Que tous les membres de mes deux laboratoires hôtes soient remerciés pour l'atmosphère conviviale et détendue qui y règne. Ma gratitude va plus particulièrement aux pompiers numériques Marie-Christine, Pierre, Eric, Béatrice et Catherine dont la disponibilité n'a d'égale que la virtuosité à flusher un buffer, rebooter un swap ou flasher un firmware. Je citerai également le soutien logistique offert par les membres de l'atelier et du "labo gaz" du LGGE, ainsi que l'efficacité du personnel administratif, en particulier Isabelle. Je remercie par ailleurs Jean-Pierre Benoist et Anne Letreguilly, qui m'ont délégué une partie de leurs enseignements et ainsi permis d'acquérir une petite expérience en la matière.

Si la vie au(x) labo(s) et en dehors a été si agréable, c'est que je l'ai partagée avec d'autres générations de galériens. Certains ont depuis longtemps quitté la navire, d'autres sont encore là et je les remercie tous pour les joyeux moments passés (et à venir) en leur

compagnie. Parmi ceux qui naviguent encore plus ou moins, je pense notamment à Susanne et Silvano, presque convaincus que la France est le plus beau pays du monde et qu'on y fait la meilleure cuisine. Olive, le marin breton qui éprouve toujours le curieux besoin de faire des phrases; Vince, à qui les performances de l'OM depuis 10 ans confèrent un teint couleur pastis; Fred, l'homme qui murmurait à l'oreille des chevaux et des bergeronnettes cendrées; Matthieu et Aurélien, qui ont su réconcilier philosophie et Heineken tiède sur les plages niçoises. Je souhaite également une bonne continuation à Estelle, Delphine et Gilou au LGGE, Alex (pour qui le ciel n'a plus de secrets), Jeff et Fred au LPG.

Une dédicace spéciale à l'attention de toute ma famille s'impose, en particulier à mon père Georges pour m'avoir détourné de la voie de la paresse, à ma mère Danièle pour son soutien constant et à ma sœur Caroline. Merci aussi à tous mes amis, à Peggy et à tous ces gens rencontrés aux détours de coïncidences si bien agencées.

Enfin, cette thèse n'aurait pas eu cette délicieuse saveur sans Mounia (et sa cuisine inégalable!), que je remercie pour son affection, son humour et sa générosité.

Et pour clore le tout, merci à la vie et aux êtres bienveillants qui me soutiennent en permanence.

Résumé

L'expérience de spectrophoto-goniométrie conçue au *LGGE* puis au *LPG* pour mesurer la réflectance bidirectionnelle (BRDF) de surfaces géophysiques granulaires et compactes poursuit trois objectifs:

- (1) Améliorer la modélisation du transfert radiatif dans ces types de milieux et valider les modèles de BRDF.
- (2) Analyser rigoureusement les observations par télédétection des surfaces terrestre et planétaires.
- (3) Constituer une base de données de BRDFs de divers matériaux (glaces, minéraux, . . .) disponible pour les communautés géophysique et planétologique.

Au cours de cette thèse ce système opto-mécanique couvrant les gammes UV-Vis-NIR (300-5000 nm) selon un large éventail de configurations bidirectionnelles, a fait l'objet de nombreux tests et développements. D'une part pour quantifier et limiter l'impact photométrique d'imperfections (dont l'inhomogénéité de l'éclairement), des dérives temporelles et de quelques effets non reproductibles. D'autre part pour piloter, *via* un logiciel, les séquences d'acquisition en fonction d'options spectrales et géométriques définies par l'utilisateur. Afin de disposer de données exploitables, une procédure originale d'étalonnage photométrique a été formalisée puis concrétisée par l'obtention de la BRDF d'une surface de référence en Spectralon entre 450 et 1000 nm. L'étalonnage spectral a bénéficié de diverses techniques: cible de référence, cellule à gaz et spectrométrie à transformée de Fourier.

Une fois opérationnel, le spectrophoto-goniomètre a permis d'étudier la BRDF du soufre dans la gamme visible et sa sensibilité à quelques phénomènes physiques propres aux environnements planétaires (sublimation, frittage, condensation, fusion puis solidification). La mise en évidence d'un comportement rétrodiffusant de certains échantillons, une caractéristique des surfaces planétaires non reproduite par les modèles, constitue à cet égard un résultat intéressant. De telles expériences peuvent aider à déduire les propriétés texturales du soufre suspecté à la surface du satellite jovien Io à partir de ses signatures photométriques. Les jalons d'une méthode susceptible d'y parvenir sont exposés.

Mots clefs:

réflectance, BRDF, goniomètre, spectroscopie, planétologie, Spectralon, soufre, Io.

Abstract

The spectrophoto-goniometer designed at *LGGE* and *LPG* to measure the bidirectional reflectance distribution function (BRDF) of granular and compact geophysical surfaces is intended to fulfil three purposes:

- (1) To improve radiative transfer modeling in such media and validate BRDF models.
- (2) To analyse accurately remote sensing observations of terrestrial and planetary surfaces.
- (3) to provide remote sensing scientists with a reliable database of BRDFs of various materials (ices, minerals, ...).

The instrument covers the solar spectrum, from 3000 to 5000 nm, and enables a wide range of bidirectional configurations. During this thesis, it was subjected to numerous tests and improvements to quantify and overcome the photometric influence of several shortcomings (*e.g.* the inhomogeneity of the illumination beam), temporal instabilities and drifts, and some non-reproducible phenomena. Moreover, a dedicated software was developed to monitor the data acquisition according to user-defined spectral and geometric specifications. In order to deal with meaningful data, a calibration protocol was also theorized, performed and applied to obtain the BRDF of a Spectralon reference panel between 450 and 1000 nm. The spectral calibration involved various approaches: reference target, gas cell and Fourier transform spectrometry.

Once operational, the spectrophoto-goniometer allowed to measure the BRDF, in the visible range, of sulfur powder affected or not by physical phenomena expected in planetary environments (sublimation, condensation, sintering, melting). Contrary to numerical simulations, several samples exhibit a noticeable backscattering behavior similar to what is observed on some planetary surfaces. Such experiments may help to determine the textural properties of sulfur from its photometric signatures on Jupiter's satellite Io. Some ideas to achieve this study are described.

Keywords:

reflectance, BRDF, goniometer, spectroscopy, planetology, Spectralon, sulfur, Io.

Acronymes et notations

LABORATOIRES ET ORGANISMES

CEN	Centre d'Etudes de la Neige	Grenoble
CESBIO	Centre d'Etudes Spatiales de la BIOSphère	Toulouse
CNES	Centre National des Etudes Spatiales	Grenoble
DESPA	DÉpartement de Recherche Spatiale de l' Observatoire de PARIS	Meudon
DLR	Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt	Berlin
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers	USA
IEF	Institut d'Electronique Fondamentale	Orsay
JPL	Jet Propulsion Laboratory	Los Angeles
JRC	Joint Research Centre	Ispra
LAOG	Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble	Grenoble
LDTP	Laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire	Toulouse
LGGE	Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement	Grenoble
LMGP	Laboratoire des Matériaux et du Génie Physique	Grenoble
LPG	Laboratoire de Planétologie de Grenoble	Grenoble
LPGN	Laboratoire de Planétologie et de Géodynamique de Nantes	Nantes
LPL	Lunar and Planetary Laboratory	Tucson, USA
LSM	Laboratorio di Spettroscopia Molecolare	Florence
NIST	National Institute of Standards and Technology	USA
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales	Toulouse
VGRG	Volcanology and Geohazards Research Group	Lancaster, UK

ABBREVIATIONS

BRDF	Bidirectional Reflectance Distribution Function <i>fonction de distribution de la reflectance bidirectionnelle</i>
CBOE	Coherent Backscattering Opposition Effect <i>effet d'opposition par rétrodiffusion cohérente</i>
FIR	Far Infrared (<i>infrarouge lointain</i>)
FTS	Spectromètre à Transformée de Fourier
GPIB	General Purpose Interface Bus
IR	InfraRed (<i>infrarouge</i>)
MEB	Microscope Electronique à Balayage
NEP	Noise Equivalent Power
NIR	Near Infrared (<i>proche infrarouge</i>)
PSF	Point Spread Function
SDR	Surface Diffusante de Référence
SHOE	Shadow Hiding Opposition Effect <i>effet d'opposition par phénomène d'ombrage</i>
SNR	Signal to Noise Ratio

	<i>rapport signal sur bruit</i>	
SPL	Surface diffusante Parfaitement Lambertienne	
Vis	Visible	
UV	UltraViolet	

ELECTROMAGNÉTISME

\vec{E}	champ électrique	$V.m^{-1}$
\vec{B}	champ magnétique	Tesla
c	vitesse de la lumière dans le vide	$m.s^{-1}$
λ	longueur d'onde	m
ψ	onde électromagnétique	-
φ	pulsation propre d'une onde électromagnétique	$rad.s^{-1}$
k	vecteur d'onde	m^{-1}
ν	fréquence d'une onde électromagnétique	Hz

TRANSFERT RADIATIF

m	indice complexe de réfraction	-
n, n'	indices réel et imaginaire de réfraction	-
α	polarisabilité d'une molécule	m^{-3}
N	nombre de particules par unité de volume	m^{-3}
σ_{ext}	section efficace d'extinction	m^2
σ_{scat}	section efficace de diffusion	m^2
σ_{abs}	section efficace d'absorption	m^2
Q_{ext}	efficacité d'extinction	-
Q_{scat}	efficacité de diffusion	-
Q_{abs}	efficacité d'absorption	-
X	facteur de forme d'une particule	-
a_n, b_n	coefficients de Bessel	-
F	matrice de diffusion	-
p	fonction de phase de diffusion simple	-
ξ	coefficient d'anisotropie ou paramètre d'asymétrie	-
w	albedo de diffusion simple	-
τ	épaisseur optique	-
B_s	effet d'opposition Shadow hiding	-
B_0	amplitude de l'effet d'opposition	-
B_c	effet d'opposition rétrodiffusion cohérente	-
ς	largeur angulaire de l'effet d'opposition	rad
κ	constante de Minnaert	-
M	contribution de diffusion multiple isotrope	-
S	fonction de rugosité de surface	-
E	pente moyenne du relief	rad
γ	coefficient lié à w	-

GÉOMÉTRIE

θ_i	angle d'éclairement	rad
θ_r	angle d'observation	rad
Φ_i	azimut d'éclairement	rad
Φ_r	azimut d'observation	rad
Φ	azimut relatif d'observation	rad

μ_i	cosinus de l'angle d'éclairement	-
μ_r	cosinus de l'angle d'observation	-
g	angle de phase	rad
ϱ	angle entre l'observation et le spéculaire	-
Θ	angle de diffusion	rad
$\omega, d\omega$	angle solide intégré, infinitésimal	sr
$\Omega, d\Omega$	angle solide projeté intégré, infinitésimal	sr
$\beta, d\beta$	demi-angle au sommet d'un cône intégré, infinitésimal	rad
G, dG	étendue géométrique intégrée, infinitésimale	sr.m ²
S, dS	surface, élément de surface	m ²

SPECTROPHOTO-GONIOMÈTRE

g_{bras}	angle bras observation/bras éclairment ($g \pm 5^\circ$)	rad
S_{ref}	surface détecteur référence	m ²
S_{det}	surface détecteur d'observation	m ²
S_{dia}	surface diaphragme	m ²
S_i	surface d'illumination à θ_i	m ²
S_{i0}	surface d'illumination au nadir	m ²
S_r	surface d'observation à θ_r	m ²
S_{r0}	surface d'observation au nadir	m ²
a_{i0}	rayon du faisceau d'éclairement	m
a_{r0}	rayon de la surface d'observation au nadir	m
$a_{r1} + a_{r2}$	grand axe d'une ellipse d'observation décentrée	m
a_{lens}	rayon d'une lentille de détection	m
a_{rd}	rayon de la pupille d'un détecteur	m
d_i	distance source-échantillon	m
d_r	distance détecteur-échantillon	m
$d_{lens-samp}$	distance lentille-échantillon	m
$d_{lens-det}$	distance lentille-détecteur	m
ρ	rapport d_r/d_i	-
x, y	coordonnées sur la surface	m
x_\perp, y_\perp	coordonnées dans le plan \perp faisceau	m
h	sensibilité d'un détecteur	V.W ⁻¹
V	signal mesuré par un détecteur	V. μm^{-1}
$f_{i\perp}$	inhomogénéité de l'éclairement	-
$Int f_{i\perp}$	intégrale spatiale de $f_{i\perp}$	-
f_r	convolution de $f_{i\perp}$ par la PSF du matériau	-
$Int f_r$	intégrale spatiale de f_r	-
\hat{f}_{i0}	fonction introduite pour le calcul de la BRDF	-
$Int \hat{f}_{i0}$	intégrale sur S_i de \hat{f}_{i0}	-
\hat{f}_{r0}	inhomogénéité luminance (matériau non absorbant)	-
$Int \hat{f}_{r0}$	intégration de \hat{f}_{r0} sur S_r	-
s_i	variations temporelles de l'éclairement	-
s_{ech}	variations temporelles de l'échantillon	-
s_{ref}	variations temporelles du détecteur de référence	-
s_{det}	variations temporelles d'un détecteur d'observation	-
$\Pi_{ref}(x_\perp, y_\perp)$	réponse spatiale de détecteur de référence	-
$\Pi_{det}(x_\perp, y_\perp)$	réponse spatiale de détecteur d'observation	-
$\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$	réponse angulaire d'un détecteur d'observation	-

GRANDEURS ÉNERGÉTIQUES ET LUMINEUSES

F_i	flux énergétique incident (/surface réelle)	W
$F_{i\perp}$	flux énergétique incident (/surface \perp faisceau)	W
F_{lum}	flux lumineux	lm
E_i	éclairage par unité de surface réelle	$W.m^{-2}$
$E_{i\perp}$	éclairage par unité de surface \perp faisceau	$W.m$
$E_{i\perp}^0$	$E_{i\perp}$ en $(x, y) = (0, 0)$	$W.m^{-2}$
E_{ir0}^0	éclairage rattaché à \hat{f}_{i0}	-
M	émittance d'une surface	$W.m^{-2}$
L_r	luminance réfléchie par unité de surface réelle	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
L_r^0	L_r en $(x, y) = (0, 0)$	$W.m^{-2}$
\tilde{L}_r^0	moyenne de L_r^0 sur ω_{det}	$W.m^{-2}$
L_{lum}	luminance lumineuse	$lm.m^{-2}.sr^{-1}$
L_f	luminance de "fond"	$lm.m^{-2}.sr^{-1}$
h_{oeil}	conversion luminance-sensation lumineuse par l'œil	-
P_i	état de polarisation du rayonnement incident	-
P_r	état de polarisation du rayonnement réfléchi	-
R	réflectance bidirectionnelle	-
R_{dh}	réflectance directionnelle-hémisphérique	-
R_b	réflectance biconique	-
R_f	fonction de réflectance anisotropique	-
A_h	albedo hémisphérique	-
A_n	albedo normal	-
A_g	albedo géométrique	-
A_b	albedo de Bond	-

CARACTÉRISTIQUES D'UN DÉTECTEUR

λ_c	longueur d'onde de coupure	m
NEP	Noise Equivalent Power	$W.Hz^{-\frac{1}{2}}$ ou W
D	délectivité	W^{-1}
D^*	délectivité spécifique	$W^{-1}.m.Hz^{\frac{1}{2}}$
V_{polar}	tension de polarisation d'une jonction PN	V
Λ	coefficient d'absorption du semi-conducteur	m^{-1}
η	rendement d'un détecteur	-
B	bruit dans un détecteur	V

Introduction

Introduction

Cadre scientifique

Si désireux qu'ils soient de marquer l'exploration spatiale de leur empreinte indélébile, les héritiers de Neil Armstrong fouleront seulement du regard, pour quelques décennies encore, les surfaces des planètes et satellites du Système Solaire. L'acuité de ce regard est néanmoins continuellement affinée par les instruments optiques abrités à bord des sondes spatiales ou confinés au sol, comme en témoigne l'avènement de la spectro-imagerie. Cette technique scelle aujourd'hui une union fructueuse entre ses devancières autrefois distinctes, la spectroscopie et l'imagerie. Fers de lance de la télédétection visible et infrarouge, les spectro-imageurs sont en effet capables de recueillir des spectres en réflexion (spectroscopie) pour toute une mosaïque de points (imagerie) de la scène planétaire observée.

Véritables vestiges électromagnétiques, ces spectres stigmatisent l'interaction de la lumière solaire avec les surfaces extraterrestres. Il semble donc *a priori* possible d'en extraire des informations susceptibles de nous éclairer sur les propriétés physiques, chimiques, texturales et sur la distribution spatiale des matériaux rencontrés. Outre de nombreuses et évidentes applications à vocation principalement "terrestre" (géologie, hydrologie, agriculture, ...) la télédétection étendue de l'ultraviolet au proche infrarouge se révèle aussi tout à fait appropriée à l'étude des solides moléculaires communément appelés "glaces" disséminés sur les surfaces planétaires (H_2O , CH_4 , CO_2 , CO , N_2 , SO_2 , ...). Elle autorise en effet l'examen de la nature et la composition de ces glaces, ainsi que le suivi temporel de leur répartition géographique, éventuellement stratigraphique, synonyme de meilleure compréhension des processus thermiques, géologiques, volcaniques, ... dont elles sont responsables ou tributaires. L'estimation de la contribution des glaces au bilan radiatif global fournit d'autre part de précieuses indications pour l'étude de la météorologie et de l'évolution climatique de leurs planètes hôtes.

Nous constatons donc que la réflectance des glaces en particulier et des surfaces planétaires en général détient la clef de plusieurs interrogations d'intérêt géophysique et planétologique. La lui extorquer signifie cependant se heurter aux difficultés inhérentes à l'analyse des données satellitaires. Imaginons-nous à la place d'un satellite dont la tache d'observation au sol est toujours circonscrite dans une même région donnée. Nous constatons que les luminances des différentes zones de ladite surface apparaissent généralement différentes lorsque nous changeons de configuration bidirectionnelle, c'est à dire lorsque les positions relatives de la source (le Soleil), de la cible (la surface planétaire) et du récepteur (le satellite, notre "œil") sont modifiées. Ce peut être un écueil car de deux observations géométriquement distinctes d'une même surface pourront émerger deux interprétations divergentes, voire antithétiques. *A contrario*, il peut être intéressant de formaliser et ex-

exploiter cette variabilité photométrique pour accéder aux propriétés physiques et texturales de la surface. La notion de réflectance bidirectionnelle a été introduite à cet effet.

Bien que nombre d'outils numériques aient été déployés pour la modéliser, leur validité n'est pas toujours formellement établie. En particulier, la réflectance bidirectionnelle "macroscopique" qu'ils délivrent dépend de paramètres "microscopiques" souvent méconnus. Ce sont principalement, à l'échelle de la particule isolée, la fonction de phase de diffusion et l'albedo de diffusion simple. S'ajoute à cela la polarisation du rayonnement réfléchi, peu exploitée et encore largement incomprise. En outre, la tâche d'analyse des données de télédétection confiée à ces modèles serait grandement facilitée par la comparaison systématique avec des spectres en réflexion de matériaux "à portée de main", naturels ou synthétiques, aux propriétés optiques et texturales bien définies.

Objectifs du projet de spectrophoto-goniométrie

En réponse aux limitations précédentes, le *LPG* a entrepris, en collaboration avec l'équipe de télédétection du *LGGE*, la réalisation d'un ensemble instrumental unique, baptisé spectrophoto-goniomètre, assigné aux objectifs suivants:

- Etudier, dans la gamme UV-Vis-IR, l'interaction du rayonnement avec les surfaces composées de matériaux granulaires ou compacts d'intérêt "géophysique" afin d'améliorer, au sein de ces dernières, la modélisation du transfert radiatif.
- Etudier spécifiquement les BRDFs de ces surfaces en fonction de leurs caractéristiques physiques et constituer une base de données de BRDF de divers matériaux (par exemple des neiges de différents types).
- En corollaire des deux aspects précédents, valider les modèles numériques de BRDF et analyser de façon plus rigoureuse les observations satellitaires.

Objectifs de la thèse

Dans ce contexte, mon travail de thèse s'est principalement articulé autour des points suivants:

- Compléter, tester et étalonner le système expérimental.
- Mesurer la BRDF du soufre dans différents états physiques et en rechercher quelques applications potentielles pour le satellite Io, pour lequel nous disposons des spectro-images *NIMS* de la sonde *Galileo*.

Le premier objectif a tout d'abord consisté à adjoindre au système expérimental encore incomplet à mon arrivée un certain nombre d'éléments indispensables à son fonctionnement. J'ai simultanément effectué une série de tests variés, afin d'en déterminer les performances, et procédé aux améliorations qui s'imposaient. Si certaines des modifications étaient programmées, d'autres furent en effet dictées par l'émergence en cours de route de nouveaux besoins. Par des méthodes tantôt classiques, tantôt originales car spécifiques à

l'instrument, j'ai également assuré l'étalonnage spectral et photométrique de ce dernier. D'un point de vue informatique, j'ai en grande partie programmé et adapté à de nouvelles exigences le logiciel de pilotage-acquisition de l'ensemble du système, ainsi que les outils d'analyse et de visualisation des données.

Une fois la phase de développement expérimental et numérique achevée, j'ai utilisé le spectrophoto-goniomètre pour mesurer la BRDF de quelques solides moléculaires, en particulier celle du soufre élémentaire. L'élaboration d'une enceinte de conditionnement des échantillons s'est avérée nécessaire pour simuler certains effets physiques typiquement rencontrés sur les surfaces planétaires. J'ai ensuite enregistré les signatures photométriques associées aux divers échantillons puis inversé les données avec le modèle de Hapke afin d'en estimer les paramètres de diffusion.

La perspective d'une future application au satellite Galiléen Io m'a enfin incité à conduire deux études préliminaires: tout d'abord la simulation simplifiée de la BRDF d'une surface de soufre recouverte de givre de SO_2 à l'aide du modèle de réflectance bidirectionnelle du laboratoire, mais aussi l'ébauche d'une méthode de cartographie de l'épaisseur optique de SO_2 sur Io afin d'extraire les signatures photométriques du substrat sous-jacent, peut-être localement constitué de soufre.

Organisation du manuscrit

Le contexte dans lequel s'inscrit cette thèse fait l'objet d'une première partie intitulée "**Cadre physique et planétologique**". Le *Chapitre I* dispense les éléments de télédétection et de radiométrie préalables à la définition de la réflectance bidirectionnelle, ainsi qu'une vision succincte des techniques d'exploration des surfaces planétaires dans la gamme UV-Vis-IR. En "zoomant" depuis l'échelle moléculaire jusqu'aux surfaces planétaires, le *Chapitre II* décrit les phénomènes et quantités "microscopiques" présidant à l'expression "macroscopique" de la réflectance bidirectionnelle déduite à partir la théorie du transfert radiatif. Les simplifications analytiques généralement adoptées pour la photométrie planétaire y sont également consignées. Un bref inventaire des glaces planétaires, accompagné d'une discussion sur leur comportement en réflectance, constitue enfin la substance du *Chapitre III*.

La deuxième partie présente "**L'expérience de spectrophoto-goniométrie**" développée au *LGGE* puis au *LPG*. Le *Chapitre IV* redéfinit plus précisément que ne le fait l'introduction les enjeux et les moyens de cette discipline puis dresse un panorama des instruments existants qui lui sont dédiés. Les contraintes scientifiques attachées au spectrophoto-goniomètre, sa description et quelques-uns des tests, modifications et améliorations opérés au cours de cette thèse sont évoqués dans le *Chapitre V*. Les *Chapitres VI et VII* abordent quant à eux les étapes essentielles à l'obtention de données exploitables que sont les étalonnages spectral et photométrique du système: le premier est consacré aux tests expérimentaux effectués, le second développe au préalable tout le formalisme de la mesure de BRDF et son application à l'étalonnage photométrique de la surface de référence (Spectralon). Cette partie s'adresse non seulement aux personnes qui utiliseront le spectrophoto-goniomètre ou travailleront à son amélioration, mais aussi aux concepteurs et utilisateurs d'autres instruments susceptibles d'être confrontés à des problèmes techniques équivalents.

Le titre de la troisième partie “**BRDF du soufre et amorce d’application à Io**” reflète son agencement. Dans le *Chapitre VIII*, une revue des propriétés physiques et photométriques du soufre sert de support à l’étude de sa BRDF en fonction de différentes méthodes de préparation et de conditionnement des échantillons (sublimation, condensation, frittage, fusion puis solidification). Une application directe au satellite Io, sur lequel la présence du soufre est suspectée, n’est pas du ressort de cette thèse. Le *Chapitre IX* se limitera donc, après une présentation générale du satellite, à une étude de sensibilité aux paramètres microscopiques de diffusion de la BRDF d’un substrat de soufre recouvert de SO₂ condensé d’épaisseur optique variable. Parallèlement, quelques pistes sont également présentées pour cartographier cette dernière à la surface de Io.

Enfin, un chapitre de clôture synthétise les principaux concepts et développements abordés dans ce mémoire et anticipe sur les perspectives liées au perfectionnement du spectrophoto-goniomètre, au programme de mesures établi et aux applications terrestres et planétaires potentielles.

Cadre physique et planétologique

Chapitre 1

Éléments de télédétection

Résumé: la vision des surfaces terrestre et planétaires prodiguée par la télédétection offre de multiples facettes. En premier lieu, elle étend le domaine spectral de la perception de l'œil humain en détectant et rendant accessible à l'analyse des portions du spectre jusque là invisibles. En permettant de disséquer spectralement l'information reçue, elle favorise également la quantification des images et l'appréciation des signatures spectrales. Enfin, elle autorise une sélection des phénomènes détectés en fonction des propriétés propres aux mécanismes d'interaction entre les surfaces observées et le rayonnement solaire. Ne reste plus qu'à collecter l'onde électromagnétique fruit de cette interaction. Cette fonction est dévolue aux instruments de télédétection à bord des satellites et sondes spatiales, en particulier les spectro-imageurs. La conversion des signaux recueillis en réflectance bidirectionnelle, grandeur physique d'intérêt, nécessite l'introduction de quantités photométriques telles que l'éclairement et la luminance.

I Le rayonnement électromagnétique, support d'information

I.1 Nature, représentation et propagation

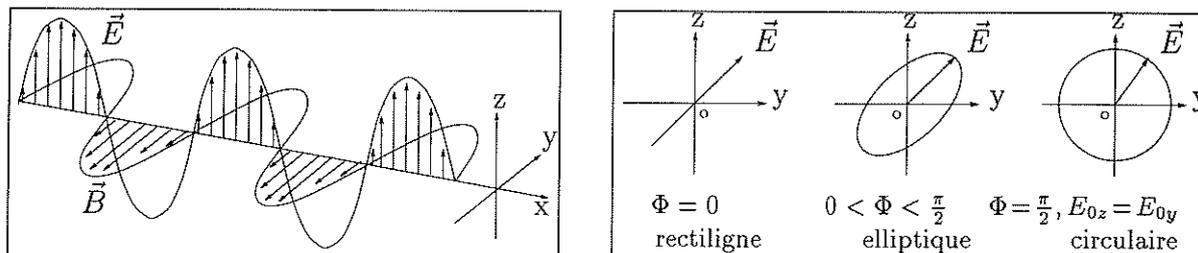
Selon Maxwell, le rayonnement électromagnétique est une forme dynamique d'énergie qui ne se manifeste que dans son interaction avec la matière et dont elle affecte les propriétés électriques et magnétiques au gré de ses variations. Représentée par deux vecteurs indissociables, le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{B} (*cf* **Fig.** 1.1(a)), elle est mathématiquement décrite par sa fonction d'onde qui associe le temps et l'espace. Son expression, pour l'onde plane, résulte des conventions choisies initialement pour résoudre les équations de Maxwell. Elle peut revêtir la forme suivante:

$$E = E_0 \cdot \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \varphi) \quad (1.1)$$

où ω désigne la pulsation (ou fréquence angulaire), λ la longueur d'onde, x la direction de propagation et φ le déphasage. La pulsation de l'onde est directement reliée à sa longueur d'onde λ et à sa fréquence ν :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = c \cdot \frac{2\pi}{\omega} \quad (1.2)$$

$c = 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ étant la vitesse de propagation de l'onde dans le vide. Il est intéressant de noter que λ dépend du milieu de propagation, contrairement à ν qui demeure constante quel que soit le support matériel.



(a) Représentation de la fonction d'onde pour une onde plane se propageant dans la direction \vec{x} .

(b) Les trois principaux types de polarisation. Précisons, par rapport au schéma, que la polarisation est elliptique si $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$ ou $E_{0z} \neq E_{0y}$.

Fig. 1.1: Représentation d'une onde électromagnétique, propagation et polarisation ([Bonn and Rochon, 1992]).

Au-delà d'un seuil de fréquence voisin de 10^{18} Hz, les ondes électromagnétiques semblent abandonner leur nature ondulatoire pour adopter un comportement particulaire. La mécanique quantique explique cette dualité.

I.2 Polarisation

Si les phénomènes d'interférences prouvent bien la nature ondulatoire de la lumière, c'est la polarisation qui sous-tend sa représentation par la grandeur vectorielle perpendiculaire au rayon lumineux qu'est le champ électrique. Celui-ci admet deux composantes décrites dans les Equations 1.3a et 1.3b et dont le déphasage φ détermine le comportement. Lorsque φ est nul, \vec{E} reste dans un plan et conserve une direction fixe au cours de la propagation, l'onde est dite polarisée *rectilignement*. Si φ prend la valeur $\frac{\pi}{2}$ et $E_{0z} = E_{0y}$, son extrémité décrit une spirale inscrite sur un cylindre à base circulaire, dont l'axe est la direction de propagation: la polarisation est alors *circulaire*. Si φ est compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$, ou si $E_{0z} \neq E_{0y}$ elle devient *elliptique* (cf Fig. 1.1(b)).

$$E_z = E_{0z} \cdot \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x) \quad (1.3a)$$

$$E_y = E_{0y} \cdot \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x + \varphi) \quad (1.3b)$$

La polarisation est un phénomène prépondérant en matière de télédétection radar, où le degré de polarisation du signal rétrodiffusé¹ peut apporter des informations sur la nature de la surface observée, comme par exemple sa rugosité. Elle résulte fondamentalement d'une **dissymétrie** qui a affecté l'émission même du rayonnement (effet Zeeman), ou qui a modifié celui-ci durant son parcours, au cours d'une diffusion par exemple.

1. Diffusion "vers l'arrière" dans la direction de l'observateur.

I.3 Le spectre électromagnétique

Les différentes ondes électromagnétiques que l'on peut observer dans la nature résultent de la superposition d'ondes sinusoïdales simples caractérisées par leur propre longueur d'onde. Ce sont les **composantes spectrales** du rayonnement considéré. Le spectre électromagnétique représenté dans la Figure 1.2 regroupe en particulier les principales gammes spectrales dans lesquelles les mesures de télédétection sont possibles: l'ultraviolet (quoique rarement), le visible, l'infrarouge proche, l'infrarouge moyen, l'infrarouge thermique et les hyperfréquences également appelées micro-ondes.

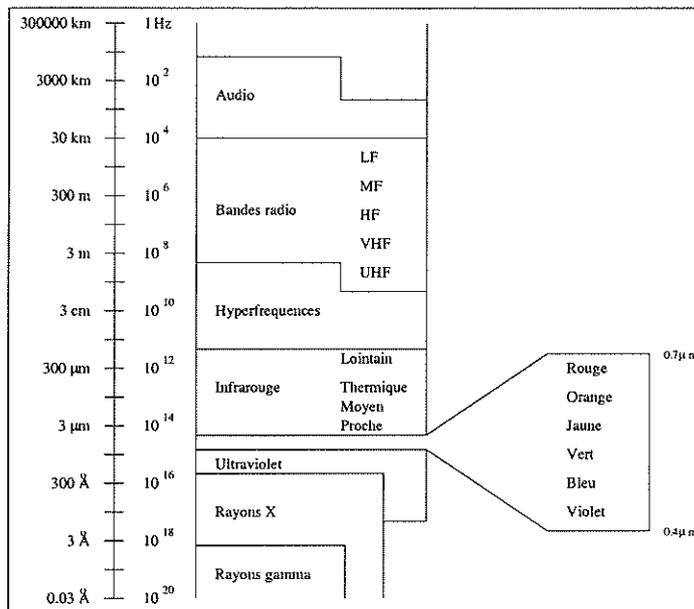


Fig. 1.2: Le spectre électromagnétique ([Bonn and Rochon, 1992]).

II Radiométrie et photométrie

La **radiométrie** concerne la mesure de grandeurs physiques liées à la lumière et, par extension, à tout le rayonnement électromagnétique. Certains ouvrages lui préfèrent le terme plus spécifique de **photométrie** impliquant une restriction à la partie visible du spectre. La photométrie est plus spécialement associée à la mesure psychophysique de la sensation visuelle. Dans cette section, nous nous attacherons à les définir précisément.

II.1 Définitions géométriques

Les configurations géométriques des observations satellitaires sont décrites par une série d'angles exprimant les positions de la source et du détecteur. Les angles zénithaux sont généralement définis par rapport à la normale à la surface d'étude. En télédétection, les angles azimutaux se réfèrent à la direction du nord et sont comptés dans le sens rétrograde. Cependant, le choix d'une telle référence se révèle anecdotique si la surface

est isotrope car alors seul l'azimut relatif importe. La Figure 1.3(b) visualise toutes les notations répertoriées ci-dessous:

θ_i, θ_r	angles d'éclairement, d'observation
Φ_i, Φ_r	azimuts d'éclairement, d'observation
$\Phi = \Phi_i - \Phi_r $	azimut relatif

L'angle de phase g , complémentaire à 180° de l'angle de diffusion Θ , désigne l'angle entre les faisceaux incident et observé. Il est évalué à partir de relations de trigonométrie sphérique.

$$\cos g = \cos \theta_i \cos \theta_r + \sin \theta_i \sin \theta_r \cos \Phi \quad (1.4a)$$

$$g = \pi - \Theta \quad (1.4b)$$

Continuons par un rappel concernant les notions d'*angle solide* et d'*étendue géométrique* intervenant dans l'expression de plusieurs grandeurs radiométriques. Soit dS l'aire de la surface interceptée par un cône de centre O et de demi-angle au sommet $d\omega$ sur une sphère de même centre et de rayon r (cf Fig. 1.3(a)). L'angle solide $d\omega$ sous-tendu par dS est indifféremment donné par les Equations 1.5a et 1.5b et sa "projection" sera notée $d\Omega$ (cf Eq. 1.5c).

$$d\omega = \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\Phi \quad (1.5a)$$

$$d\omega = \frac{dS}{r^2} \cos \theta \quad (1.5b)$$

$$d\Omega = d\omega \cdot \cos \theta \quad (1.5c)$$

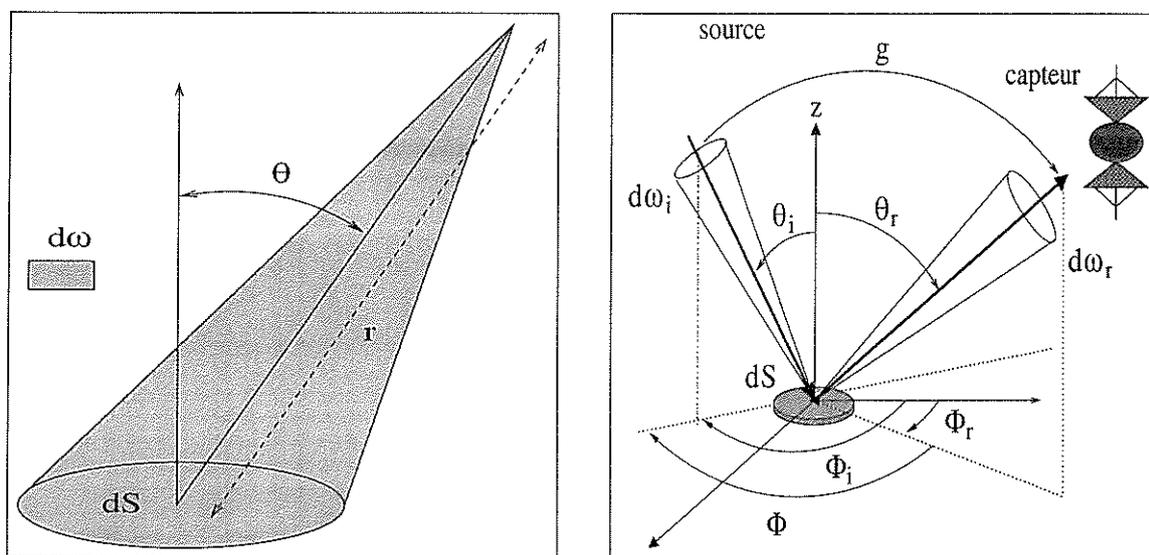
Enfin, en considérant les notations de la Figure 1.3(c), l'étendue géométrique G s'obtient à partir de l'Equation 1.6.

$$dG = \frac{dS_1 \cos \theta_1 \cdot dS_2 \cos \theta_2}{r_{12}^2} \quad (1.6)$$

$$(1.7)$$

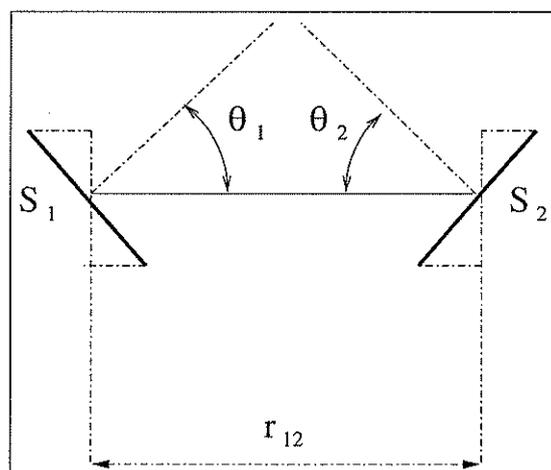
II.2 Grandeurs radiométriques

Les diverses grandeurs caractérisant les ondes électromagnétiques peuvent être abordées selon deux points de vue, **énergétique** et **spectral**, la puissance totale transportée (aspect énergétique) cumulant les puissances véhiculées par chacune des longueurs d'onde (aspect spectral). D'une manière générale, les grandeurs spectrales s'interprètent donc en termes de différentielles de leurs équivalents énergétiques. Les plus significatives d'entre elles sont exposées dans la Table 1.1 qui ne mentionne toutefois pas la dépendance en longueur d'onde des quantités qu'elle contient.



(a) Angle solide.

(b) Définition des angles.



(c) Etendue géométrique.

Fig. 1.3: Notions angulaires relatives à la télédétection.

II.2.1 Flux F

On appelle flux d'énergie F la quantité d'énergie que reçoit ou émet une surface par unité de temps dans toutes les directions de l'espace. A partir du flux énergétique, on peut définir diverses quantités radiométriques.

II.2.2 Luminance L

Comme l'indique la Figure 1.4, la luminance L d'une source étendue (indice i) ou d'une cible (indice r) de surface dS est la puissance émise par unité d'angle solide et par unité de surface *réelle* selon la direction $\theta_{i,r}$. Elle donne une indication quant à la répartition

Grandeur	définition	Systèmes d'unités		
		Energétiques	Photoniques	Lumineuses
Flux (F)	valeur instantanée d'un débit de rayonnement	<i>Watt</i> ($W = Js^{-1}$)	<i>photons/s</i> (s^{-1})	<i>lumen</i> ($lm = cd \cdot sr^{-1}$)
Etendue géométrique (G)	intégrale du produit d'une surface par un angle solide	$m^2 \cdot sr$	$m^2 \cdot sr$	$m^2 \cdot sr$
Luminance (L)	valeur locale du rapport entre le flux et l'étendue géométrique	$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$	$s^{-1} \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$	$cd \cdot m^{-2}$
Eclairement (E)	valeur locale du rapport entre le flux reçu et l'aire réceptrice	$W \cdot m^{-2}$	$s^{-1} \cdot m^{-2}$	<i>lux</i> ($lm \cdot m^{-2}$)
Emittance (M)	valeur locale du rapport entre le flux émis et l'aire émettrice	$W \cdot m^{-2}$	$s^{-1} \cdot m^{-2}$	<i>lux</i> ($lm \cdot m^{-2}$)
Intensité (I)	valeur locale du rapport entre le flux émis et l'angle solide dans lequel il est émis	$W \cdot sr^{-1}$	$s^{-1} \cdot sr^{-1}$	<i>cd</i>

Tab. 1.1: Grandeurs et unités radiométriques et photométriques liées au Système International d'unités (d'après [Desvignes, 1997]). Les grandeurs spectrales s'obtiennent par différenciation des grandeurs énergétiques par rapport à la longueur d'onde.

directionnelle du rayonnement. Sa valeur, lors d'une mesure effectuée par un instrument aéroporté, est conditionnée par l'ouverture angulaire du détecteur et la distance au sol, qui détermine l'aire balayée et la résolution spatiale. Certains auteurs préconisent une définition rapportée à l'unité de surface *perpendiculaire au faisceau*. Dans ce cas, la luminance notée L_{\perp} est décrite par l'Equation 1.8b.

$$L_{i,r}(\theta_{i,r}, \Phi_{i,r}, P_{i,r}, \lambda) = \frac{d^2 F_{i,r}(\theta_{i,r}, \Phi_{i,r}, P_{i,r}, \lambda)}{dS \cdot \cos \theta_{i,r} \cdot d\omega_{i,r}} [W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}] \quad (1.8a)$$

$$L_{i,\perp,r}(\theta_{i,r}, \Phi_{i,r}, P_{i,r}, \lambda) = \frac{d^2 F_{i,r}(\theta_{i,r}, \Phi_{i,r}, P_{i,r}, \lambda)}{dS \cdot d\omega_{i,r}} [W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}] \quad (1.8b)$$

Remarques:

- La luminance L_r réfléchie par une surface et parvenant au détecteur est fonction non seulement de la longueur d'onde et de l'état de polarisation du rayonnement,

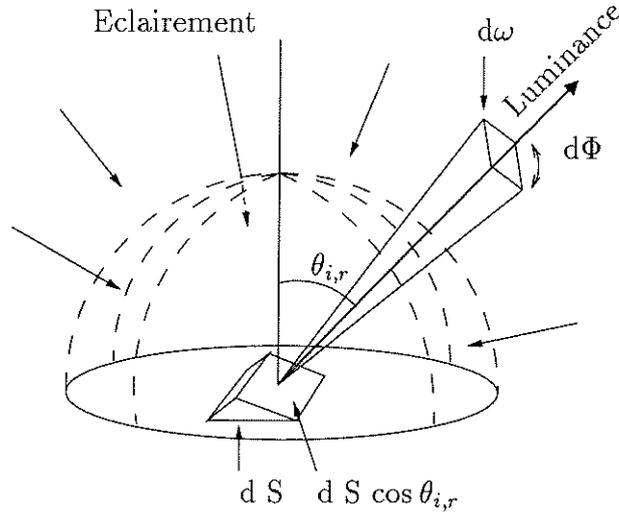


Fig. 1.4: Schéma illustrant la notion de luminance d'une surface étendue.

mais aussi, implicitement, des variables θ_i , Φ_i , et P_i qui conditionnent la quantité de rayonnement reçu et donc émergent de la surface:

$$L_r \equiv L_r(\theta_i, \Phi_i, P_i, \theta_r, \Phi_r, P_r, \lambda) \quad (1.9)$$

- Si la luminance émise ou réfléchiée dans une direction faisant un angle $\theta_{i,r}$ avec la normale à la surface est proportionnelle à $\cos \theta_{i,r}$, elle est indépendante de la direction d'émission ou de réflexion (θ_r, Φ_r). Le corps est alors dit *lambertien*.

II.2.3 Eclaircement \mathbf{E}

Nous définirons l'éclaircement \mathbf{E} comme étant le flux incident, issu de toutes les directions du demi-espace supérieur, par unité de surface *réelle* de la cible. De la même manière que pour la luminance, certains auteurs préfèrent considérer une *unité de surface perpendiculaire au faisceau*, approche valable uniquement si l'éclaircement est unidirectionnel. Dans la gamme spectrale visible, l'éclaircement naturel d'une surface combine le rayonnement solaire direct très peu divergent au rayonnement multidirectionnel issu de la diffusion par les particules atmosphériques.

$$E_i(\theta_i, \Phi_i, P_i, \lambda) = \frac{dF_i(\theta_i, \Phi_i, P_i, \lambda)}{dS} \quad [W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}] \quad (1.10a)$$

$$E_{i\perp}(\theta_i, \Phi_i, P_i, \lambda) = \frac{dF_i(\theta_i, \Phi_i, P_i, \lambda)}{dS \cos \theta_i} \quad [W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}] \quad (1.10b)$$

Le lien entre ces deux quantités s'exprime également simplement en fonction de l'angle d'incidence:

$$E_i(\theta_i, \Phi_i, P_i, \lambda) = E_{i\perp}(\theta_i, \Phi_i, P_i, \lambda) \cdot \cos \theta_i \quad (1.11)$$

II.2.4 Emittance (ou exitance) M

L'émittance M désigne simplement le flux émis par la source étendue ou la cible par unité de surface et n'est rien d'autre que sa luminance intégrée sur toutes les directions d'un demi-espace.

$$M_{i,r}(\theta_{i,r}, \Phi_{i,r}, P_{i,r}, \lambda) = \frac{dF_{i,r}(\theta_{i,r}, \Phi_{i,r}, P_{i,r}, \lambda)}{dS} \quad [W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1}] \quad (1.12a)$$

$$= \int_{\phi_{i,r}=0}^{\phi_{i,r}=2\pi} \int_{\theta_{i,r}=0}^{\theta_{i,r}=\pi/2} L_{i,r}(\theta_{i,r}, \Phi_{i,r}, \lambda) \cos \theta_{i,r} d\omega_{i,r} \quad (1.12b)$$

L'émittance d'une surface lambertienne s'en déduit alors facilement:

$$M_r = \pi \cdot L_r^{lamb} \quad (1.13)$$

II.2.5 Réflectance Bidirectionnelle R

La réflectance d'une surface désigne le quotient de la luminance qu'elle réfléchit et de l'éclairement auquel elle est soumise. Elle peut se décliner sous plusieurs formes en fonction des conditions d'éclairement et d'observation, collimatées ou non. Par souci de clarté, abandonnons les notations liées à la polarisation et à la longueur d'onde.

Définition La réflectance R est le rapport entre la luminance diffusée par un élément de surface de la cible dans la direction d'observation $\omega_r = (\theta_r, \Phi_r)$ et l'éclairement incident collimaté dans la direction $\omega_i = (\theta_i, \Phi_i)$ sur ce même élément de surface.

$$R(\omega_i \rightarrow \omega_r) = \pi \cdot \frac{L_r(\omega_r)}{E_i(\omega_i)} \quad [\text{sans dimension}] \quad (1.14)$$

Le facteur π , éludé par certains auteurs, permet d'obtenir une réflectance sans dimension rapportée à celle d'une surface lambertienne parfaite, égale à 1. Des valeurs de réflectance bidirectionnelle supérieures à 1 traduisent simplement l'existence de directions de diffusion surfacique privilégiées. L'ensemble des valeurs des réflectances bidirectionnelles correspondant à toutes les géométries d'éclairement et d'observation possibles aboutit à la notion de *fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle* (FDRB ou BRDF en anglais).

Telle qu'elle est définie ici, la réflectance bidirectionnelle correspond au facteur de réflectance (**REFF**) de Hapke ([Hapke, 1993]) et au facteur de luminance ou de réflexion bidirectionnelle f introduit dans certains livres d'optique ([Desvignes, 1997]).

Propriétés La réflectance bidirectionnelle vérifie un certain nombre de propriétés physiques:

- **Le principe de réciprocité de Helmholtz**, qui stipule que:

$$R(\omega_i \rightarrow \omega_r) = R(\omega_r \rightarrow \omega_i) \quad (1.15)$$

ce qui nous permet de nous affranchir du symbole \rightarrow .

- **Le principe de conservation de l'énergie** signifie que le flux réfléchi par la surface dans tout l'hémisphère est inférieur ou égal au flux incident. Cela se traduit par l'équation suivante:

$$\int_{hem} R(\omega_i, \omega_r) \cos \theta_r d\omega_r \leq 1 \quad (1.16)$$

- **Anisotropie ou isotropie** de la réflectance bidirectionnelle dépendent de la surface observée. Si le matériau est isotrope, la réflectance bidirectionnelle dépend seulement de l'azimut relatif Φ , et non des valeurs individuelles de Φ_i et Φ_r :

$$R(\omega_i, \omega_r) = R(\theta_i, \theta_r, \Phi) \quad (1.17)$$

Une revue détaillée et la démonstration de ces propriétés est disponible dans la thèse de [Noe, 1999].

II.2.6 Autres quantités liées à la réflectance bidirectionnelle

Réflectance directionnelle-hémisphérique R_{dh} : le rapport entre la luminance diffusée dans toutes les directions et l'éclairement incident collimaté délivre la réflectance directionnelle-hémisphérique R_{dh} .

$$R_{dh}(\theta_i) = \frac{\int_{\phi_r=0}^{\phi_r=2\pi} \int_{\theta_r=0}^{\theta_r=\pi/2} L_r(\theta_i, \theta_r, \Phi) d\Omega_r}{E_i(\theta_i)} \quad (1.18)$$

Facteur de réflectance R_f : le rapport entre la réflectance bidirectionnelle et la réflectance directionnelle-hémisphérique met en exergue les anisotropies de réflexion du rayonnement par une surface. Par exemple un facteur de réflectance R_f égal à 1 signifie une quantité d'énergie réfléchie identique à celle qu'aurait réfléchie une surface lambertienne.

$$R_f(\theta_i, \theta_r, \Phi) = \frac{R(\theta_i, \theta_r, \Phi)}{R_{dh}(\theta_i)} \quad (1.19)$$

Réflectance biconique R_b : la notion de réflectance bidirectionnelle considère des angles solides ω_i et ω_r infinitésimaux. En pratique, l'ouverture angulaire du détecteur et/ou de la source autorisent seulement des mesures de réflectance biconique R_b .

$$R_b(\theta_i, \theta_r, \Phi) = \frac{1}{\Omega_i \cdot \Omega_r} \int_{\omega_i} \int_{\omega_r} R(\theta_i, \theta_r, \Phi) d\Omega_i d\Omega_r \quad (1.20)$$

Albedos: de nombreuses définitions existent et sèment quelque peu la confusion. Citons-en quelques-unes parmi celles que recense [Hapke, 1993].

- *L'albedo hémisphérique ou albedo plan A_h* résulte du rapport entre l'émittance de la surface et l'éclairement incident. Il est donc équivalent à la réflectance directionnelle-hémisphérique R_{dh} si l'éclairement est parallèle.

$$A_h(\theta_i) = \frac{M_r(\theta_i)}{E_i(\theta_i)} \quad (1.21)$$

- L'albedo normal A_n se rapporte à la luminance d'une surface observée à angle de phase nul normalisée par la luminance d'une surface parfaitement lambertienne illuminée et observée perpendiculairement ($\theta_i = \theta_e = 0$).
- L'albedo géométrique ou albedo physique A_g désigne le rapport de la luminance d'une planète à angle de phase nul et de la luminance d'un disque parfaitement lambertien de même diamètre, à la même distance que la planète mais illuminé et observé perpendiculairement. Il correspond à la moyenne de l'albedo normal A_n pondérée par l'aire de la surface illuminée de la planète.
- L'albedo sphérique ou albedo de Bond A_b est la grandeur énergétique de bilan radiatif global d'une planète. Il correspond à la puissance totale réfléchie par une planète dans toutes les directions rapportée à la puissance totale interceptée. Tout système physique devant respecter le principe de conservation de l'énergie, la conséquence immédiate est que A_b ne peut dépasser 1.
- L'albedo bolométrique A_b résulte de l'intégrale spectrale de l'albedo sphérique pondérée par l'éclairement énergétique du Soleil.

II.3 Grandeurs photométriques

II.3.1 Flux lumineux F_{lum}

En optique, on définit également des quantités photométriques analogues aux quantités énergétiques et spectrales fondées sur le pouvoir de détection de l'œil humain qui, sous l'effet de processus photochimiques agissant au niveau de la rétine, est *sensible de manière différentielle* aux longueurs d'onde comprises entre 400 et 700 nm. Ceci explique la distinction nécessaire entre flux lumineux F_{lum} et flux énergétique F . Le flux lumineux (en lumen, cf **Tab. 1.1**) d'une source monochromatique de longueur d'onde λ_0 s'exprime comme la pondération du flux énergétique par la courbe de sensibilité relative de l'œil humain moyen, le maximum de sensibilité se situant aux alentours de 550 nm.

De même que précédemment, le flux lumineux sous-tend la luminance lumineuse, l'éclairement lumineux et l'intensité lumineuse. Pour indiquer quelques ordres de grandeurs, mentionnons qu'un ciel d'été clair dans une zone tempérée produit un éclairement d'environ 100000 lux, alors qu'un bureau et un clair de Lune génèrent respectivement 500 lux et 0.5 lux. Une herbe sous un ciel clair a une luminance de 2900 $\text{lm.m}^2.\text{sr}^{-1}$. Enfin, l'œil est sensible à un flux minimal de 10^{-13} lumen.

II.3.2 Perception visuelle

La couleur que perçoit l'œil humain d'un objet est:

- Indépendante de la taille de cet objet.
- Indépendante de la distance entre l'objet et l'œil, si on suppose que le milieu intermédiaire n'est ni absorbant, ni dispersant.
- Dépendante de l'orientation de l'objet par rapport à l'œil.

Or, parmi les grandeurs radiométriques introduites dans le Paragraphe II.2, la luminance vérifie les conditions ci-dessus. On peut donc considérer la quasi-concordance entre la luminance et la perception visuelle de la couleur par le système œil-cerveau. L'œil convertit cette luminance en sensation lumineuse, mais de façon non linéaire, suivant la loi de Weber (*cf* Eq. 1.22a) ou, selon une autre formulation, la loi de Bodman (*cf* Eq. 1.22b), qui intègre la luminance du fond L_f . Le facteur de conversion $h_{\text{œil}}$ est l'expression mathématique de ce lien:

$$h_{\text{œil}} = 25 \cdot L^{\frac{1}{3}} - 17 \quad (1.22a)$$

$$h_{\text{œil}} = 23 \cdot \ln L - 5.5 \cdot \ln L_f - 1.6 \quad (1.22b)$$

La perception est en réalité beaucoup plus complexe, et la couleur peut, par des effets d'échelle de la géométrie de l'objet, de son environnement lumineux, ... dépendre de la distance objet-œil.

III Techniques d'observation des surfaces planétaires

Habituellement, les mesures en réflectance explorent la gamme spectrale solaire, bien que d'autres bandes spectrales soient accessibles. Dans la plupart des travaux de télédétection visant à identifier des surfaces terrestres, on utilise les signatures spectrales de ces surfaces comme outil d'identification, que ce soit de manière visuelle ou à partir d'une extraction automatique de l'information.

Au préalable, les propriétés du rayonnement électromagnétique sont transformées en informations perceptibles à l'analyse humaine ou automatique à l'aide de capteurs embarqués à bord de satellites et de sondes spatiales. Ces capteurs fonctionnent soit en *mode actif*, en éclairant artificiellement un astre avant d'enregistrer le signal renvoyé, soit en *mode passif* en intégrant simplement l'énergie naturelle émise ou réfléchi par cet astre. La première catégorie, qui comprend notamment les radars, n'entre pas dans le cadre de notre étude. Nous focaliserons donc notre attention sur l'outil privilégié d'observation des surfaces planétaires que constitue la **spectro-imagerie**. Ce paragraphe, loin d'être exhaustif, admet comme supports essentiels les ouvrages de [Bonn and Rochon, 1992], [Pieters and Englert, 1993] et la thèse de Sylvain Douté ([Douté, 1998]) qui offriront au lecteur de plus amples informations.

III.1 Concepts de spectro-imagerie

Comme son nom le laisse supposer, la spectro-imagerie réunit les techniques préalablement découplées de spectroscopie et d'imagerie.

La **spectroscopie** nous renseigne sur l'interaction différentielle en longueur d'onde du rayonnement électromagnétique avec la matière. Sa naissance coïncide avec la découverte, par Newton en 1665-1666, de la lumière blanche comme résultante de la superposition de lumières monochromatiques. Son essor "technologique" demeura toutefois muet jusqu'au début du XIX^{ème} siècle, précisément 1802, lorsque le scientifique anglais William Wollaston élaborait un "spectroscope", grâce auquel il espérait séparer chacune des couleurs du spectre

solaire. Au début du XIX^{ème} siècle, en élargissant ses potentialités à l'examen des bandes en émission de la photosphère et de la chromosphère solaires, la spectroscopie s'affirma comme précurseur de l'astrophysique moderne.

Appareils asservis à la spectroscopie, les **spectromètres** ont la capacité de scinder le rayonnement reçu en un grand nombre de bandes détentrices d'une signature spectrale. C'est principalement à des spectromètres à réseaux (dispersif) ou à des spectromètres à transformée de Fourier (interférentiel) qu'incombe la décomposition spectrale du rayonnement. En fonction de la géométrie d'observation de l'objet scruté, ces appareils fournissent au final une courbe témoin de son comportement spectral en réflexion, en transmission ou en émission. Un spectre se signale donc par une série de bandes d'absorption ou d'émission dont les positions, les amplitudes et les formes sont conditionnées intrinsèquement par la nature et l'état des corps impliqués et extrinsèquement par les contextes thermodynamiques (température, pression, ...). Nous en verrons l'origine dans le Chapitre 2.

Concernant la branche de la planétologie consacrée à l'étude physico-chimique des surfaces planétaires, les gammes spectrales se limitent à l'ultraviolet, au visible et à l'infrarouge. Néanmoins, les performances croissantes des détecteurs en termes de sensibilité et de résolution les autorisent d'une part à explorer l'infrarouge moyen et lointain (gammes "d'expression" des objets froids du système solaire) et d'autre part à discriminer les bandes avec une précision accrue.

L'**imagerie** consiste à imprégner une surface sensible bidimensionnelle (film photographique, rétine ou détecteur) de l'image d'un objet en intégrant spectralement et temporellement le rayonnement émanant de celui-ci. Cette fonction de retranscription est dévolue à un système optique assurant la collecte et la focalisation des rayons lumineux. Par le biais de la photographie, l'imagerie constitua le point de départ de tout un cheminement qui jeta les bases de la télédétection contemporaine, puisque, dès le début du XX^{ème} siècle, il fut possible de sillonner le ciel et d'obtenir une vision d'ensemble de notre milieu. Contrairement aux spectres, les images sont formées d'un ensemble d'ondes de fréquences spatiales, d'amplitudes et de phases diverses représentatives des fluctuations spatiales de brillance d'une scène. Leur décryptage est assuré par le cerveau ou un système approprié qui, après traitement, fournit une information géométrique et texturale à deux voire trois dimensions en cas de prise de vue stéréoscopique. La limite de résolution spatiale des instruments d'imagerie s'exprime en *pixels* (picture element) ou *tachèles* (tache élémentaire).

De plus en plus, les applications de l'imagerie se font dans le cadre de systèmes d'informations géographiques combinant les données acquises à tout un éventail de domaines: cartographie de la végétation, des zones agricoles et urbaines, mesures climatiques, océaniques, cryosphériques, ... A ce niveau, un bémol subsiste néanmoins: même si certains satellites délivrent des images d'une grande finesse spatiale, ils intègrent le rayonnement sur un seul canal large panchromatique (510 à 730 nm, soit 0.51 à 0.73 μm) parfois complété d'autres canaux spectraux: l'on parle alors de *radiomètres multispectraux* et d'**imagerie multispectrale à bande large** (cf Tab. 1.2).

A l'évidence, les capacités complémentaires de la spectroscopie et de l'imagerie à exploiter par deux voies dissemblables les manifestations d'un processus physique commun contenait les germes d'une association concrétisée par l'avènement de la **spectro-**

LANDSAT (MSS)	LANDSAT (RBV)	LANDSAT (TM)	SPOT-1-2 (HRV)
0.5 à 0.6 MSS4	0.5 à 0.75	0.45 à 0.52 TM1	0.50 à 0.59 XS1
0.6 à 0.7 MSS5		0.52 à 0.60 TM2	0.61 à 0.69 XS2
0.7 à 0.8 MSS6		0.63 à 0.69 TM3	0.79 à 0.90 XS3
0.8 à 1.1 MSS7		0.76 à 0.90 TM4	
10.5 à 12.4 MSS8 (LANDSAT-3)		1.55 à 1.75 TM5	0.51 à 0.73 (P)
		10.4 à 12.5 TM6	
		2.1 à 2.35 TM7	

Tab. 1.2: Bandes spectrales (unité: μm) des capteurs MSS et TM de LANDSAT, HRV et de SPOT. Ce dernier allie un mode panchromatique (P) et trois bandes spectrales larges (XS) ([Bonn and Rochon, 1992]).

imagerie, c'est à dire l'association de spectres continus à résolution moyenne² (50-100) ou élevée (≥ 300) à chaque pixel d'observation. Les données acquises se présentent dorénavant sous forme de cubes à trois dimensions (deux spatiales et une spectrale) appelés images hyperspectrales ou spectro-images (cf Fig. 1.5).

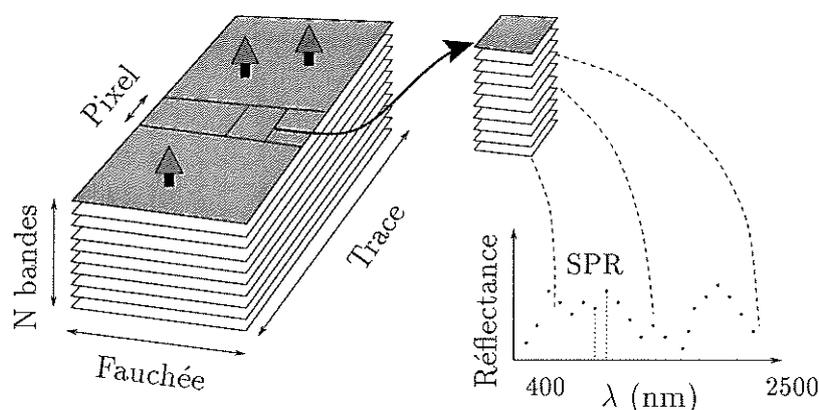


Fig. 1.5: Concept de la spectro-imagerie: les images sont acquises simultanément pour plusieurs bandes spectrales et à chaque pixel est associé un spectre continu permettant d'identifier les composés de surface ([Vane et al., 1993]).

Avec la spectro-imagerie, la télédétection dispose ainsi d'un formidable outil de cartographie, de caractérisation physico-chimique et de suivi de l'évolution temporelle des surfaces planétaires.

III.2 Spectro-imageurs et spectro-photomètres

Recueillir une image simultanément pour plusieurs canaux spectraux étroitement contigus a nécessité la conception de nouveaux systèmes de détection classables en trois types principaux:

- Les *spectro-imageurs à réseau ou à prisme* dispersent, après collimation, l'image de la scène sur une barrette ou une matrice de détecteurs. Dans le premier cas, un système de *balayage par miroir orientable* déplace linéairement le point visé et

2. La résolution est définie par le rapport $\lambda/\partial\lambda$.

contribue à la collecte d'une ligne d'images, la transition d'une ligne à la suivante s'opérant grâce au *déplacement de la sonde* relativement à la surface observée: ce mode de fonctionnement est appelé "whiskbroom". Dans le deuxième cas, la seconde dimension de la matrice remplace le balayage spatial et le mouvement de la sonde suffit à obtenir l'image selon un mode dit "pushbroom".

- Les *spectro-imageurs à transformée de Fourier* autorisent un champ de vue élargi et un nombre accru de bandes spectrales de mesure. Malheureusement, les points de l'interférogramme sont acquis à des instants différents et donc individuellement porteurs des fluctuations temporelles éventuelles de toutes sortes.
- Les *spectro-imageurs à bande modulable* utilisent une caméra CCD classique munie d'un filtre spectral à bande passante continûment modulable de type AOTF (**A**cousto-**O**ptical **T**unable **F**ilter) ou LCTF (**L**iquid **C**ystal **T**unable **F**ilter).

III.3 Quelques systèmes de spectro-imagerie

III.3.1 Systèmes précurseurs et actuels

Laissons de côté les systèmes dédiés à la couverture de la surface terrestre et intéressons-nous à l'exploration planétaire. Les missions *Rosetta* (instrument *Virtis*, **V**isible **I**nfra**R**ed **T**hermal **I**maging **S**pectrometer), *Mars 96* (instrument *Omega*, **O**bservatoire pour la **M**inéralogie, l'**E**au, les **G**laces et l'**A**ctivité) et *Cassini* (instrument *VIMS*, **V**isual and **I**nfrared **M**apping **S**pectrometer) dont certaines caractéristiques sont spécifiées dans la Table 1.3, figurent parmi les développements récents intégrant les techniques de spectro-imagerie. Elles s'inscrivent dans la lignée des missions pionnières que furent *Phobos* (instrument *ISM* dédié au tracé des premières cartes minéralogiques de la Mars et de son satellite Phobos, et à l'étude de l'atmosphère Martienne) et *Galileo*, lancées respectivement vers Mars en 1988 et Jupiter en 1989.

Gravitant autour de la planète géante dès 1995, *Galileo* n'abrite pas moins de dix instruments consacrés d'une part à l'analyse de l'atmosphère et de la magnétosphère joviennes et d'autre part à l'étude de la géochimie des satellites galiléens. Parmi eux, citons en particulier l'imageur *SSI* (**S**olid **S**tate **I**maging), une caméra CCD 800×800 à haute résolution spatiale cumulant 8 canaux spectraux (404, 559, 611, 671, 734, 756, 887 et 986 nm) et le spectro-imageur proche infrarouge *NIMS* (**N**ear **I**nfrared **M**apping **S**pectrometer) objet du paragraphe suivant.

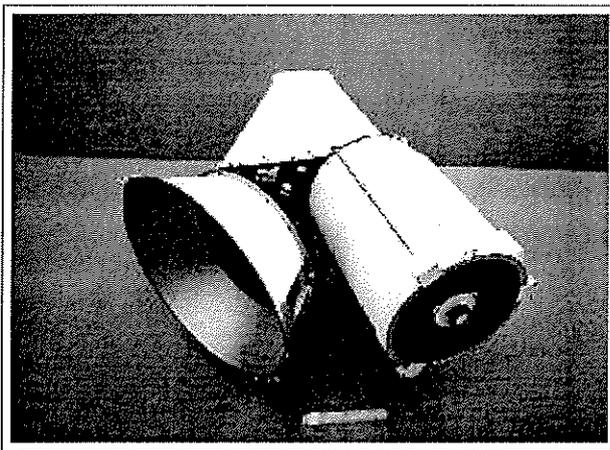
III.3.2 Le spectro-imageur *NIMS*

Conçu selon un mode de fonctionnement de type "whiskbroom", *NIMS* (cf **Fig. 1.6**) fédère quatre éléments essentiels. Un télescope Cassegrain muni d'un miroir secondaire articulé autorise tout d'abord un pointage dans 20 directions différentes distribuées sur une étendue de 10 mrad, une fente assurant la collecte de la lumière sur une largeur angulaire de 0.5 mrad autour de l'axe d'incidence. Dans la gamme spectrale 700-5200 nm (*ie* 0.7-5.2 μm), un spectromètre à réseau produit ensuite des images décalées en longueur d'onde du plan focal du télescope. Seules sont en fait mesurées celles que les 17 détecteurs

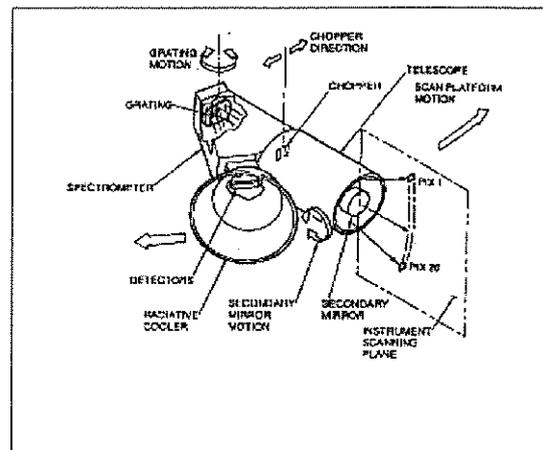
Instrument	ISM	NIMS	OMEGA	VIMS	VIRTIS-M
Mission	Phobos	Galileo	Mars 96	Cassini	Rosetta
Cible	Mars Phobos	système Jovien	Mars	système Saturnien	comète Wirtanen
Gamme résolution ou pouvoir res.	0.76-3.14 μm < 1.54 μm :12.5 nm > 1.65 μm :25 nm	0.7-5.2 μm < 1.0 μm :12.5 nm > 1.0 μm :25 nm	0.35-5.2 μm < 1.05 μm :7.3 nm > 1.05 μm :11 nm	0.35-5.2 μm < 1.05 μm :7.3 nm > 0.95 μm :16.6 nm	0.24-5.03 μm 150-500(0.24-1.04 μm) 98-500(0.93-5.03 μm)
IFOV GIFOV (min)	3.5 mrad 5 km	0.5 mrad 5 km	1.2 mrad 560 m	0.5 mrad 1 km	2.5 mrad
Spectromètre	réseau fixe	réseau tournant	réseau fixe	réseau fixe	réseau fixe

Tab. 1.3: Caractéristiques de quelques instruments de spectro-imagerie ([Vane et al., 1993]).

non contigus de l'ensemble de détection (15 détecteurs InSb, 2 photodiodes silicium) interceptent. Au gré des 24 mouvements de rotation du réseau, ce sont autant de jeux de 17 longueurs d'onde qui deviennent accessibles, avec un échantillonnage à la résolution spectrale (12.5 nm) en deça de 1000 nm, au double au-delà (25 nm). Chaque détecteur, refroidi par un cryostat et conjugué à un circuit de préamplification, est également équipé d'un filtre optique estompant le rayonnement thermique émanant de l'instrument. L'ensemble est protégé du rayonnement cosmique par un caisson en tantale. Enfin, l'électronique d'acquisition amplifie le signal avec un gain fixe (détecteurs 1 à 14, 700 à 4380 nm) ou automatique (détecteurs 15 à 17, 4360 à 5200 nm).



(a) Le spectro-imageur *NIMS* comporte un télescope de forme cylindrique (à droite) couplé à un radiateur à refroidissement passif (à gauche).



(b) Diagramme schématisé de *NIMS*. Le miroir secondaire assure le pointage de 20 positions dans la direction orthogonale au mouvement de la plateforme, illustré par les flèches larges.

Fig. 1.6: Photo et schéma de l'instrument *NIMS* disponibles sur le site <http://www.jpl.nasa.gov/galileo/>.

Si l'association du réseau et du miroir secondaire délivre des lignes d'images hyperspectrales, l'image proprement dite résulte du regroupement de ces lignes consécutif au mouvement coordonné de la plate-forme supportant le spectro-imageur, perpendiculairement au plan de balayage.

Chapitre 2

De l’extinction particulaire à la réflectance bidirectionnelle

Résumé: l’interaction entre un corps quelconque et un rayonnement électromagnétique se décline sous différentes formes. D’une part, le corps peut en *absorber* une fraction qui modifie son énergie interne, par exemple en augmentant sa température. En retour, il émet alors un rayonnement décalé vers les grandes longueurs d’onde. D’autre part, le corps a la capacité de *diffuser* le rayonnement incident dans diverses directions. Ces deux mécanismes interviennent en fait à toutes les échelles spatiales, de la simple molécule d’air vibrant sous l’effet des rayons solaires jusqu’aux entités macroscopiques que sont les surfaces planétaires. Leur conjugaison consacre l’émergence du concept plus global d’*extinction* dans lequel s’intègrent aussi les phénomènes de réflexion, de réfraction et de diffraction inhérents au passage à l’échelle “macroscopique” et conditionnés par les propriétés optiques et géométriques (taille et forme des grains, rugosité, . . .) généralement inhomogènes des matériaux rencontrés. L’étude de l’extinction qui amorce ce chapitre nous conduira naturellement à évoquer le phénomène de transfert radiatif sur lequel se fondent nombre de modèles de réflectance bidirectionnelle des milieux géophysiques.

I Formalisation de l’extinction

I.1 L’extinction en termes de sections efficaces

Un point de vue fort utile pour la suite de cet exposé propose une traduction mathématique de l’extinction en termes de **sections efficaces** (notées σ_{ext} (extinction), σ_{scat} (diffusion) et σ_{abs} (absorption)) parfois converties, par commodité, en *facteurs d’efficacité* sans dimension Q_{ext} , Q_{scat} et Q_{abs} en normalisant par rapport à la section efficace géométrique σ_{geo} :

$$\sigma_{ext} = \sigma_{scat} + \sigma_{abs} \quad (2.1a)$$

$$Q_{ext} = Q_{scat} + Q_{abs} \quad (2.1b)$$

$$Q_{ext,scat,abs} = \sigma_{ext,scat,abs} / \sigma_{geo} \quad (2.1c)$$

La forme mathématique générale de σ_{ext} se déduit de la perturbation occasionnée par une particule entravant la propagation d’une onde plane incidente. L’intrus se comporte comme un générateur d’ondes sphériques dont nous baptisons la fonction d’amplitude, dans la direction Θ , $\Psi(0)$ (*cf* Fig. 2.1). Une série de calculs que nous n’explicitons

pas débouche sur la formule fondamentale de l'extinction (cf **Eq. 2.2**), en conservant les notations du Chapitre 1:

$$\sigma_{ext} = \frac{\lambda^2}{\pi} \cdot \text{Re}(\psi(0)) \quad (2.2)$$

L'établissement de cette relation montre l'implication de subtils phénomènes d'interférences ([Van de Hulst, 1981]), au-delà d'un simple "blocage" de l'onde incidente par la particule.

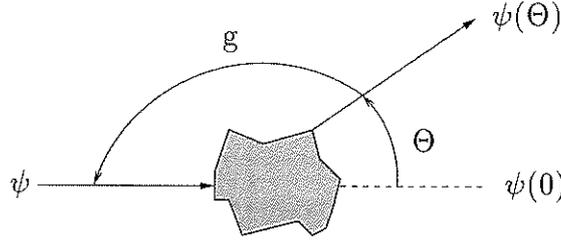


Fig. 2.1: Diffusion d'une onde d'amplitude complexe S par un particule. Θ et g désignent respectivement l'angle de diffusion et l'angle de phase.

I.2 L'extinction en termes de constantes optiques

L'on peut aussi spécifier les propriétés d'un milieu par son **indice complexe de réfraction** m combinant un indice réel n et un indice imaginaire n' .

$$m = n + in' \quad (2.3)$$

Une expression mathématique de m valable si les particules, au nombre de N par unité de volume, sont *suffisamment éloignées les unes des autres* de sorte que la propagation de l'onde est favorisée vers l'avant ($\Theta = 0$) est donnée par l'Equation 2.4. Elle conduit à des valeurs de m voisines de 1. Comme le suggère la ressemblance entre les relations 2.2 et 2.4, cette vision est à rapprocher du concept de section efficace d'extinction discuté précédemment.

$$m = 1 - i \frac{2\pi}{k^3} \psi(0)N \quad (2.4)$$

La théorie de l'optique moléculaire associe également l'indice de réfraction complexe aux propriétés diffusantes, mais dans le cas de *milieux denses* composés de particules petites par rapport à λ (approche de Lorentz-Lorenz). m dépend alors de la polarisabilité α , et ces deux entités sont simultanément soit réelles soit imaginaires (cf **Eq. 2.5**). C'est pourquoi l'extinction par le milieu n'est effective que si les particules absorbent réellement.

$$\frac{3(m^2 - 1)}{m^2 + 2} = 4\pi\alpha N \quad (2.5)$$

Ces deux points de vue, électromagnétique et moléculaire, semblent donc déboucher sur deux visions distinctes d'un même phénomène. Tous deux trouvent néanmoins un terrain de réconciliation dans le cas de diffuseurs de petite taille largement séparés. Les conditions de cette réunification sont discutées en détail par [Van de Hulst, 1981].

Les Figures 2.2(a) et 2.2(a) montrent le comportement de n et n' au voisinage d'une fréquence d'absorption.

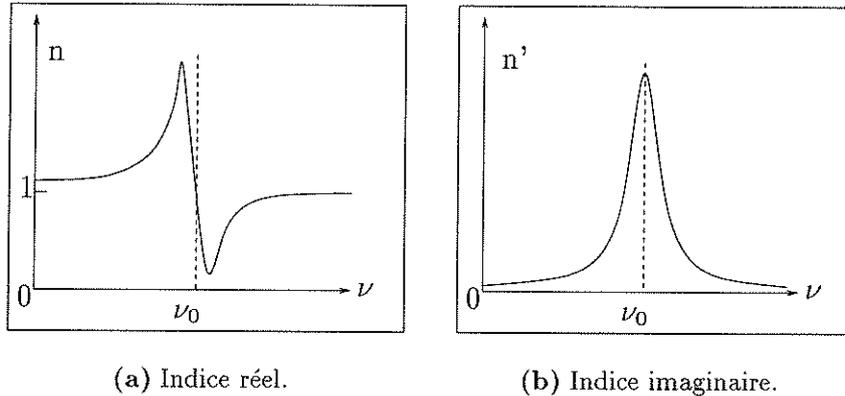


Fig. 2.2: Tracé des constantes n et n' au voisinage d'une absorption à une fréquence ν_0 .

Remarque: on peut de manière équivalente raisonner sur les *permittivités diélectriques réelle* (ϵ) et *imaginaire* (ϵ'). Pour un matériau diélectrique, les électrons liés aux atomes ou aux molécules constitutifs se comportent comme des oscillateurs harmoniques que le champ haute fréquence peut exciter. Les électrons subissent donc conjointement l'action d'un champ électrique externe oscillant, une force de rappel du noyau et une friction engendrée par ses collisions avec le réseau. Ce point de vue suscite davantage l'adhésion de la communauté "radar". Le lien entre permittivités et constantes optiques est le suivant:

$$\epsilon = n^2 - n'^2 \quad (2.6a)$$

$$\epsilon' = 2nn' \quad (2.6b)$$

I.3 Extinction et réflectance bidirectionnelle

Le concept d'extinction joue un rôle primordial dans le cadre d'une estimation de la **réflectance bidirectionnelle** d'une surface, car la lumière réfléchie relève, hormis l'émission thermique, de deux de ses manifestations ([Wagner et al., 1987]):

- la **diffusion de surface**, approximativement proportionnelle au coefficient de réflexion de Fresnel en incidence et réflexion normales:

$$\text{extinction surfacique} \propto \frac{(n-1)^2 + n'^2}{(n+1)^2 + n'^2} \quad (2.7)$$

- la **diffusion volumique** de la lumière à l'intérieur d'un grain de diamètre d_{grain} . L'intensité lumineuse décroît alors de manière exponentielle:

$$\text{extinction volumique} \propto \exp\left(\frac{-4\pi n'}{\lambda} \cdot d_{\text{grain}}\right) \quad (2.8)$$

Les considérations multi-échelles autour desquelles s'articule ce chapitre nous conduiront donc à aborder les contributions à l'extinction qu'apportent l'**absorption** et la **diffusion**, amorces de la théorie **transfert radiatif** dont nous dégagerons les aspects utiles

à nos travaux d'intérêt astrophysique. Étant donnée l'étendue du champ d'investigation sous-jacent, la vision présentée demeurera globale et non exhaustive.

II Processus d'absorption du rayonnement

II.1 Approche quantique

L'interaction entre un rayonnement électromagnétique et un atome, un ion ou une molécule nécessite la résolution de l'équation de Schrödinger qui montre une distribution discrète des niveaux d'énergie. Le problème moléculaire est bien entendu plus complexe que son homologue atomique dans la mesure où les molécules possèdent six degrés de liberté supplémentaires liés à leurs **rotations** et à leurs **vibrations**. Une approximation, dite de Born-Oppenheimer, préconise le découplage de ces deux modes mettant en jeu des énergies très différentes. Cependant, en toute rigueur, cette hypothèse est invalidée par le fait qu'au cours d'une rotation, une molécule vibre environ 1000 fois. La longueur de la liaison varie donc continuellement et ce d'une manière d'autant plus complexe que le régime d'oscillations auquel obéissent les vibrations est anharmonique.

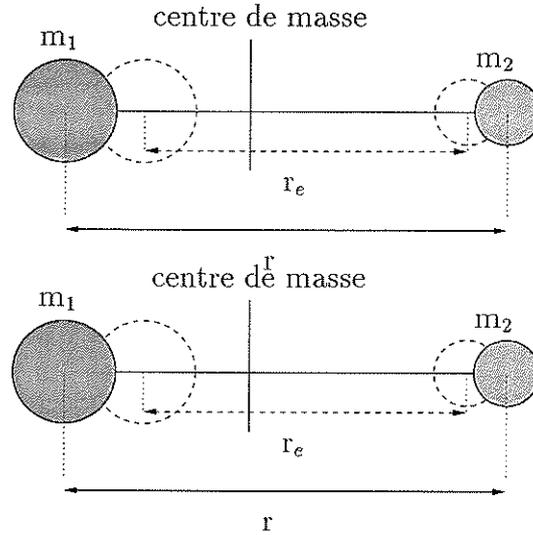


Fig. 2.3: Représentation schématique d'une molécule diatomique. r_e désigne la distance à l'équilibre.

Compte-tenu de l'interaction vibration-rotation, un terme correctif contribue à l'énergie d'un niveau à laquelle aboutit la résolution de l'équation de Schrödinger. En voici l'expression dans le cas simple d'une molécule diatomique (cf Fig. 2.3):

$$E(J, v) = \underbrace{hc [B_e J(J+1) - D_e J^2(J+1)^2 + \dots]}_{\text{rotation}} \quad (2.9)$$

$$+ \underbrace{hc\omega_0 \left[\left(v + \frac{1}{2}\right) - \zeta \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 \right]}_{\text{vibration}} + E_{\text{vib-rot}} \quad (2.10)$$

Les notations étant les suivantes:

{	J	moment angulaire
	B_e	constante rotationnelle à l'équilibre
	D_e	constante de distorsion centrifuge à l'équilibre
	ζ	constante d'anharmonicité
	v	nombre quantique vibrationnel
	$E_{vib-rot}$	Energie de couplage rotation-vibration

Sans plus nous y attarder, tirons à présent profit de cet héritage quantique pour mieux comprendre les mécanismes d'absorption de la lumière par la matière.

II.2 Transitions électroniques: la gamme UV-Visible

Au cours d'une transition électronique, un électron change d'orbitale moléculaire. Les énergies mises en jeu atteignent l'eV et provoquent inmanquablement l'excitation vibrationnelle ou rotationnelle de la molécule. Si l'énergie des photons incidents est suffisante, des liaisons peuvent être brisées et des électrons arrachés de leur cortège.

La couleur "macroscopique" des substances est fréquemment due à une absorption électronique de la lumière visible par les molécules. En ce qui concerne les minéraux, le processus classique d'absorption électronique provient du **remplissage incomplet de la couche externe des éléments de transition**. D'autres bandes émanent de transferts de charge ou de transitions entre éléments, lorsque l'absorption de photons force un électron à migrer d'un ion à un autre. Elles apparaissent souvent dans l'ultraviolet sous forme d'une aile rognant une partie du spectre visible, ce qui par exemple confère aux oxydes de fer leur couleur rouge. Pour les semi-conducteurs, le gap énergétique séparant les bandes de valence et de conduction est responsable de spectres en "marche d'escalier" dont l'escarpement naît dans le visible ou l'infrarouge ([Pieters and Englert, 1993]), comme l'illustre la teinte jaune du soufre.

II.3 Vibration, rotation, phonons: la gamme infrarouge

II.3.1 A l'échelle microscopique

Les molécules se comportent comme autant d'oscillateurs anharmoniques dont les fréquences de vibrations dépendent des masses des atomes constitutifs et de la force des liaisons. Pour une molécule composée de N atomes, les modes de vibration fondamentaux sont au nombre de $3N-5$ si elle est linéaire, $3N-6$ dans le cas contraire. La molécule de CO_2 , linéaire et symétrique, possède ainsi quatre modes de vibrations (*cf* Fig. 2.4), le mode ν_2 étant dégénéré. La molécule H_2O admet en revanche trois modes normaux de vibration ν_1 , ν_2 et ν_3 , tous actifs. D'autres vibrations beaucoup plus faibles énergétiquement marquent de leur empreinte les spectres d'absorption: les **harmoniques des vibrations fondamentales**, sises aux fréquences multiples, et les **combinaisons de vibrations**, qu'elles soient fondamentales ou non.

A cela, il faut ajouter la rotation des molécules, en première approximation assimilables à un rotateur rigide (premier terme de l'Equation 2.9), qui perturbe le spectre de vibration par une structure fine de raies régulièrement espacées, en nombre d'onde, de

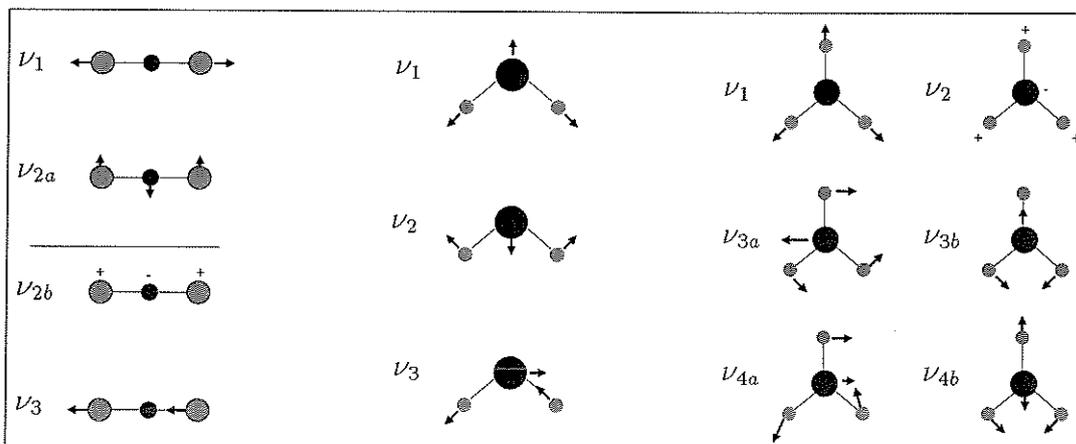


Fig. 2.4: Les modes de vibration fondamentaux de quelques molécules ([Pieters and Englert, 1993]). Les flèches indiquent la direction du mouvement de chaque atome, leur longueur étant proportionnelle à l'amplitude du déplacement. Les signes + et - désignent un mouvement perpendiculaire au plan de la page, respectivement vers l'avant et vers l'arrière. *A gauche:* molécule linéaire XY_2 , comme CO_2 . *Au centre:* molécule non-linéaire XY_2 , comme H_2O et SO_2 . *A droite:* molécule plane XY_3 telle qu'un ion carbonate.

$2B_e$. Les molécules dont les vibrations et/ou de rotations modifient le dipôle électrique, en amplitude ou en direction, sont aussi susceptibles d'interagir avec une radiation électromagnétique. Une molécule diatomique hétéronucléaire satisfait par exemple à cette condition.

La solution en énergie fournie par la résolution de l'équation de Schrödinger incite également à tenir compte de deux termes supplémentaires groupés dans le terme $E_{vib-rot}$ de l'Equation 2.9. Il s'agit d'une part de la rotation non rigide de la molécule. Les niveaux d'énergie, légèrement abaissés par rapport au rotateur rigide, ne sont pas tout à fait équidistants. D'autre part, vibration et rotation ne sont pas complètement découplées et pour être valide, une correction intégrant leur couplage est nécessaire. Dans le cadre de notre étude, la formulation explicite de ces corrections n'est pas de rigueur.

II.3.2 A l'échelle macroscopique

Le traitement des solides moléculaires est à présent bien établi pour de petites molécules orientationnellement ordonnées ([Schettino and Califano, 1983]): les forces intermoléculaires qui en assurent la cohésion demeurent faibles en regard des forces intramoléculaires (sauf dans le cas de H_2O) et chaque molécule y conserve son identité. Voici les tendances que l'on peut en dégager :

- La disposition périodique des atomes au sein d'un réseau cristallin génère des mouvements collectifs de translation et de vibration des molécules par rapport à leur centre de gravité et imprègne le spectre en énergie d'une structure de bandes. La région de l'**infrarouge lointain** contient les signatures spectrales des quanta d'énergie ou **phonons** associés à cette contribution sans équivalent en phase gazeuse.
- La gamme de l'**infrarouge moyen** rassemble les **modes de vibration fondamentaux** de la molécule, bien qu'un décalage en fréquence des modes soit généralement

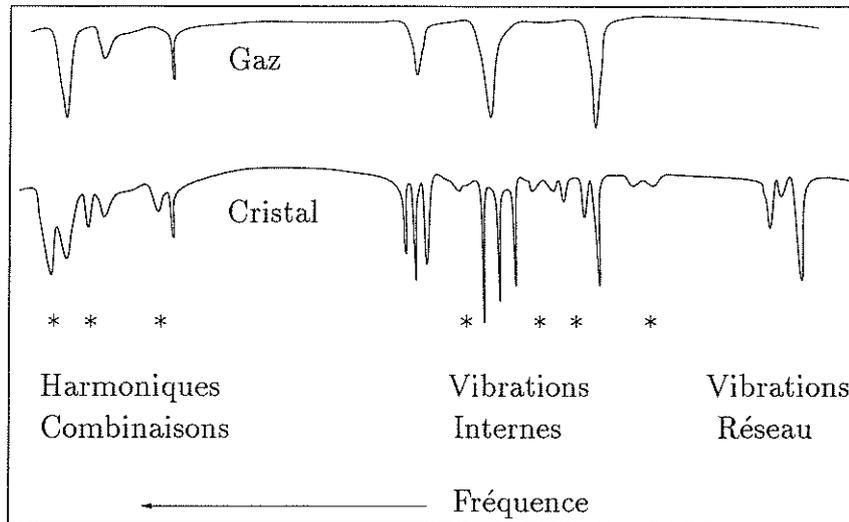


Fig. 2.5: Spectres optiques (infrarouge ou Raman) d'un solide moléculaire et du gaz correspondant, d'après [Schettino and Califano, 1983]. Les astérisques distinguent les bandes multiphononiques.

observé entre les phases gazeuse et solide et que des sous-structures fassent leur apparition. Les atomes du réseau cristallin ou de groupes atomiques (cas des verres) peuvent absorber des photons dont l'énergie correspond à des changements quantifiés d'état de résonance, donnant alors lieu à des bandes d'absorption élargies par rapport aux gaz. Chaque atome est effectivement couplé à son environnement et voit de ce fait ses propres modes de vibration et de rotation perturbés. Les modes dégénérés d'une molécule isolée peuvent ainsi être dissociés par des effets de groupe asymétriques.

- La gamme du **proche infrarouge** hérite quant à elle des **harmoniques** et des **bandes de combinaison** évoquées lors de l'étude de la molécule isolée. En prime, de nouvelles bandes larges dites multiphononiques se signalent près des bandes internes. Vue la ténuité des bandes de combinaison, cette région se révèle peu adaptée à l'identification dans le milieu interstellaire. En revanche, elle demeure une gamme d'observation privilégiée en ce qui concerne les surfaces planétaires glacées, pour lesquelles les modes fondamentaux sont souvent saturés.

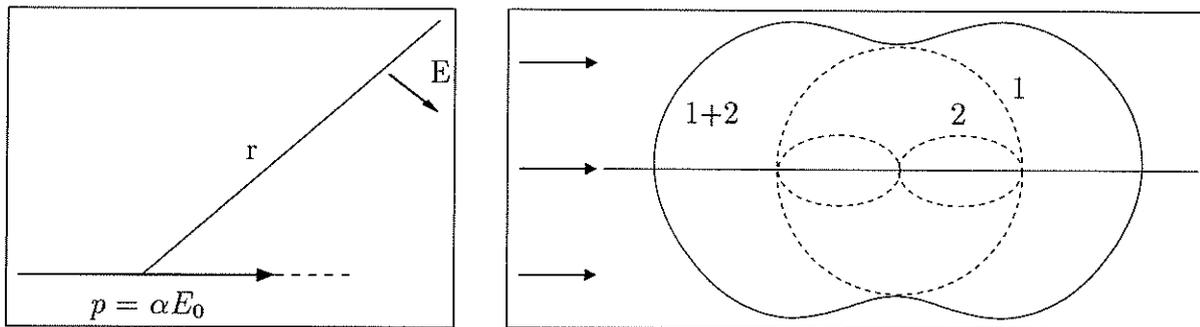
Signalons enfin un dernier effet macroscopique propre aux phases condensées, liquide et solide: confinées dans un environnement à symétrie inférieure à leur propre symétrie, les molécules voient leurs spectres vibrationnels s'enrichir de nouvelles bandes provenant soit de l'activation de bandes inactives à l'état isolé, soit de dédoublements ou "splits" dus à des levées de dégénérescence.

III Processus de diffusion du rayonnement

III.1 Quelques types de diffusion

III.1.1 Diffusion par les petites particules ($< \lambda$)

La théorie de la diffusion de la lumière par les particules de très petites dimensions, à l'origine œuvre de Rayleigh et disséquée dans l'ouvrage de [Van de Hulst, 1981], est essentiellement fondée sur l'homogénéité spatiale du champ électrique appliqué. L'intensité du rayonnement diffusé s'exprime en fonction de leur polarisabilité α , complexe et tensorielle en général.



(a) Diffusion par un dipôle électrique.

(b) Diagramme polaire de l'intensité diffusée si la radiation incidente est non polarisée..

Fig. 2.6: Un moment dipolaire est créé lorsqu'une particule de polarisabilité α est plongée dans un champ électrique E_0 supposé homogène à cette échelle. La diffusion Rayleigh représentée à droite considère une polarisabilité isotrope; 1 \equiv composante diffusée polarisée avec $E \perp$ plan de la feuille, 2 \equiv polarisée avec $E \in$ plan de la feuille, 1+2 \equiv total.

Cette diffusion peut se résumer à 3 règles: le rayonnement est diffusé dans toutes les directions (ce qui produit des ombres pas complètement noires), l'intensité diffusée est proportionnelle à λ^{-4} (ce qui justifie la couleur bleue du ciel), et la diffusion est d'autant plus marquée que les éléments diffusants sont nombreux (ce qui explique la quasi-obscurité de l'espace, pratiquement dépourvu de molécules).

III.1.2 Diffusion par les grandes particules ($> \lambda$)

L'extinction causée par une particule sensiblement plus grande que la longueur d'onde est estimée soit par des considérations énergétiques, soit à partir de la relation 2.2. Ces deux approches distinctes démontrent à l'unisson qu'une telle particule ampute un faisceau incident de deux fois la quantité de lumière interceptée ($Q_{ext} = 2$, cf **Tab. 2.1**). Ce paradoxe apparent s'explique en supposant d'une part que la lumière diffusée à très faible angle est éradiquée du faisceau et d'autre part que l'observation s'effectue à grande distance. Dans ces conditions, la *diffraction* devient effectivement prédominante.

III.1.3 Diffusion par des sphères de taille quelconque: la théorie de Mie

Beaucoup de milieux naturels, et en particulier les atmosphères planétaires, abritent des particules de dimensions voisines de la longueur d'onde, en suspension dans un gaz et capables de diffuser la lumière suivant une loi angulaire. Grâce à la théorie de Mie, dont les solutions sont dictées par les conditions de continuité des équations de Maxwell entre deux milieux, on sait calculer analytiquement l'intensité et la polarisation du rayonnement diffusé par une particule sphérique de taille quelconque que l'on caractérise par son facteur de forme $X = \frac{2\pi a}{\lambda}$ défini à partir de son rayon a . Les sections efficaces et donc les facteurs d'efficacité de diffusion, d'absorption et d'extinction consistent en des séries numériques de coefficients de diffusion a_n et b_n calculés à partir de fonctions de Bessel en x et mX :

$$Q_{ext} = \frac{2}{X^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot \text{Re}(a_n + b_n) \quad (2.11a)$$

$$Q_{scat} = \frac{2}{X^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (2.11b)$$

Les premiers résultats obtenus eurent trait aux particules sphériques homogènes non absorbantes pour lesquelles $Q_{ext} = Q_{scat}$. Elles engendrent une extinction variable selon les valeurs de X et m (ici réel).

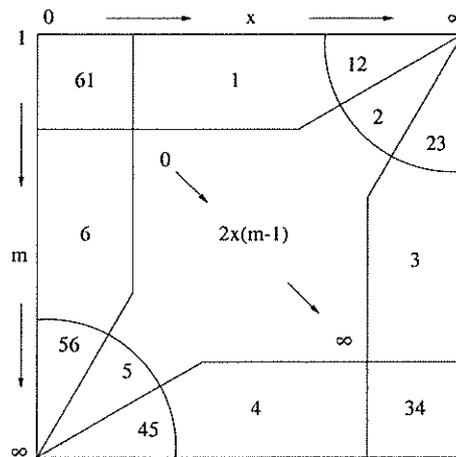


Fig. 2.7: Domaines du plan m - X à partir desquels on définit différents styles de diffusion (cf **Tab. 2.1**). $2X(m-1)$ est appelé "phase shift" et traduit le changement de phase d'un rayon de lumière traversant la sphère.

6 régions se distinguent ainsi, dont les intersections définissent d'autres sous-domaines au sein desquels la formulation des efficacités d'extinction est plus simple (cf **Tab. 2.1**). Certaines correspondent aux cas de figures évoqués au début de cette section (région 1, *diffusion Rayleigh*, région 6 *diffusion Rayleigh-Gans*, qui peut être vue comme une diffusion Rayleigh simultanée de tous les éléments de volume de la sphère, et région 3, *optique géométrique*). Dans la *résonance optique* (région 5), la courbe d'extinction arbore des pics caractéristiques, et Q_{ext} augmente drastiquement. La zone de *réflexion* (région 4) concerne par exemple les métaux dans les gammes infrarouge et micro-onde. Pour finir,

région	X	$m - 1$	$X(m - 1)$	diffusion	Q_{ext}
61	s	s	s		$\frac{32}{27} (m - 1)^2 X^4$
1	arb	s	s	Rayleigh-Gans	
12	l	s	s		$2(m - 1)^2 X^2$
2	l	s	arb	diffraction anormale	
23	l	s	l		2
3	l	arb	l	grandes sphères	
34	l	l	l		2
4	arb	l	l	réflecteur total	
45	s	l	l		$\frac{10}{3} X^4$
5	s	l	arb	résonance optique	
56	s	l	s		$\frac{8}{3} X^4$
6	s	arb	s	Rayleigh	

Tab. 2.1: Sections efficaces et type d'extinction pour diverses catégories de sphères non absorbantes. Les régions de la colonne de gauche correspondent à celles de la Figure 2.7; “*arb*” signifie arbitraire, “*s*” small (petit) et “*l*” large (grand).

l'aire 2 consacre la diffusion de la lumière en anneaux de *diffraction anormale*, terme proposé pour singulariser cette conjoncture parmi d'autres pour lesquelles $m \sim 1$ et $X \gg 1$.

III.2 Paramètres de diffusion

Lorsque la lumière se propage dans un milieu **optiquement hétérogène**, elle subit des déviations qui modifient sa répartition spatiale avec ou sans changement de fréquence: elle est diffusée. Ce sont bien les hétérogénéités qui en sont responsables car, *a contrario*, la traversée d'un milieu homogène tel qu'un cristal parfait à température absolue nulle altère simplement la célérité de la lumière. La sélectivité de la diffusion est liée aux propriétés des milieux traversés, à la densité, à la forme, aux dimensions des particules constitutives et à la distribution spatiale des hétérogénéités. Suivant le type de diffuseurs, le problème est résolu analytiquement ou par le biais de méthodes numériques. Dans les deux cas, le traitement de la **diffusion simple**, attachée à une particule (ou à un élément de volume si dans celui-ci ne se produit qu'une diffusion), précède et esquisse celui de la **diffusion multiple**.

III.2.1 L'albedo de diffusion simple

Comme pour l'absorption, le concept de section efficace de diffusion demeure valide mais fréquemment exploité par le biais de l'**albedo de diffusion simple**, défini comme

la fraction de lumière “éteinte” exclusivement par diffusion.

$$w = \frac{\sigma_{scat}}{\sigma_{ext}} \quad (2.12)$$

III.2.2 La fonction de phase de diffusion: définition

La connaissance de l'énergie radiative transportée par le champ électromagnétique et l'état de polarisation du rayonnement s'articule autour de 5 paramètres (luminance totale, amplitude et direction de la polarisation linéaire, amplitude et ellipticité de la polarisation circulaire) dont 4 forment une famille libre et, au prix de quelques combinaisons, le vecteur de Stokes. Au processus de diffusion est donc associée une matrice 4×4 de diffusion $\mathbb{F}(\Theta, \Phi)$, normalisée, qui sous-tend la distribution angulaire et la polarisation du rayonnement diffusé. Dans le cas général, \mathbb{F} n'est pas symétrique et le nombre de termes matriciels indépendants varie en fonction du milieu considéré. A titre d'exemple, lorsque les particules sont orientées aléatoirement et possèdent un plan de symétrie, \mathbb{F} prend la forme suivante, exempte de dépendance azimutale:

$$\mathbb{F}(\Theta) \equiv \left\{ \begin{array}{cccc} \mathbb{F}_{11}(\Theta) & \mathbb{F}_{12}(\Theta) & 0 & 0 \\ \mathbb{F}_{12}(\Theta) & \mathbb{F}_{22}(\Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbb{F}_{33}(\Theta) & \mathbb{F}_{34}(\Theta) \\ 0 & 0 & -\mathbb{F}_{34}(\Theta) & \mathbb{F}_{44}(\Theta) \end{array} \right\} \quad (2.13)$$

Cette matrice de diffusion \mathbb{F} complète le point de vue des sections efficaces en nous renseignant sur la répartition angulaire du rayonnement diffusé puisqu'elle fournit la probabilité $p(\Theta)/4\pi = \mathbb{F}_{11}(\Theta)/4\pi$ pour qu'un photon soit dévié d'un angle Θ par rapport à sa direction initiale. $p(\Theta)$ est appelée **fonction de phase de diffusion simple** et, par définition, son intégration sur tout l'espace égale l'unité (*cf* Eq. 2.14). Pour des raisons de cohérence avec la suite de cet exposé, nous préférons cependant raisonner avec l'angle de phase g plutôt qu'avec l'angle de diffusion Θ , en se rappelant que l'un est le complémentaire de l'autre à 180° .

$$\frac{1}{4\pi} \cdot \int_{4\pi} p(g) d\omega = 1 \quad (2.14)$$

$p(g)$ se caractérise d'autre part par un **coefficient d'anisotropie** ξ issu de sa projection intégrée (*cf* Eq. 2.15) et dont le signe trahit une tendance à diffuser vers l'avant ($0 < \xi < 1$) ou vers l'arrière ($-1 < \xi < 0$), ainsi que l'illustre la Figure 2.8.

$$\xi = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{4\pi} p(g) \cos g d\omega \quad (2.15)$$

III.2.3 La fonction de phase de diffusion: représentation

Dans les modèles photométriques, la fonction de phase de diffusion est souvent approximée par diverses formes paramétrées.

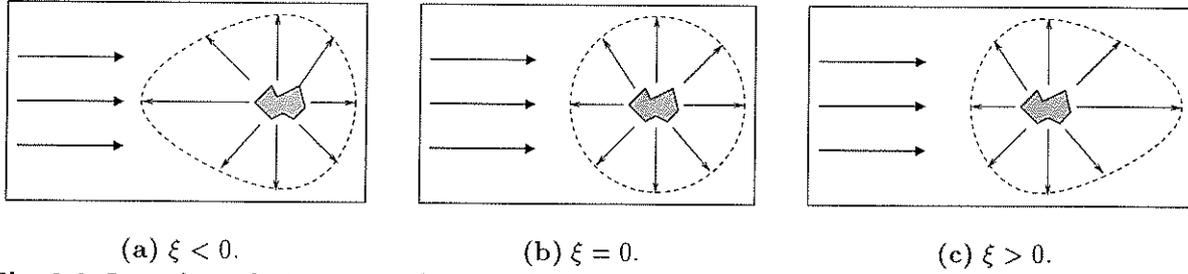


Fig. 2.8: Les valeurs de ξ négatives (resp. positives) indiquent que le rayonnement est préférentiellement diffusé vers l'arrière (resp. vers l'avant). Si $\xi = 0$, la diffusion est isotrope. Pour chaque particule, la ligne pointillée représente l'enveloppe de l'intensité diffusée.

♣ **La représentation par les polynômes de Legendre P_j** (cf Eq. 2.16a) peut être utilisée avec profit si la diffusion par les particules est de nature approximativement isotrope. La complexité des calculs exigés par le transfert radiatif ne retient néanmoins qu'une forme réduite de cette fonction de phase, projection de cette dernière sur les deux premières composantes de la base des polynômes de Legendre (cf Eq. 2.16b).

$$p(g) = \sum_{j=0}^{\infty} b_j P_j(g) \quad (2.16a)$$

$$p(g) = 1 + b_1 \cos(g) \quad (2.16b)$$

Cette approximation n'est malheureusement pas très réaliste et de nombreuses surfaces, telle que la neige, ne peuvent être décrites de la sorte.

♣ **La représentation de "Henyey-Greenstein"** est caractérisée par un ou deux lobes de diffusion avant et/ou arrière. Avec un seul lobe, nous avons:

$$p_{HG}(g, \xi) = \frac{1 - \xi^2}{(1 + 2\xi \cos g + \xi^2)^{3/2}} \quad (2.17)$$

Avec deux lobes de même largeur, un paramètre libre, q , détermine la contribution de chaque lobe à la fonction globale:

$$p_{HG2}(g, \tilde{\xi}) = \frac{1+q}{2} \cdot \frac{1 - \tilde{\xi}^2}{(1 - 2\tilde{\xi} \cos g + \tilde{\xi}^2)^{3/2}} + \frac{1-q}{2} \cdot \frac{1 - \tilde{\xi}^2}{(1 + 2\tilde{\xi} \cos g + \tilde{\xi}^2)^{3/2}} \quad (2.18)$$

Où le paramètre d'asymétrie ξ se déduit simplement de $\tilde{\xi}$:

$$\xi = -q\tilde{\xi} \quad (2.19)$$

Cette forme mathématique est visualisée pour quelques valeurs de $\tilde{\xi}$ et q dans la Figure 2.9.

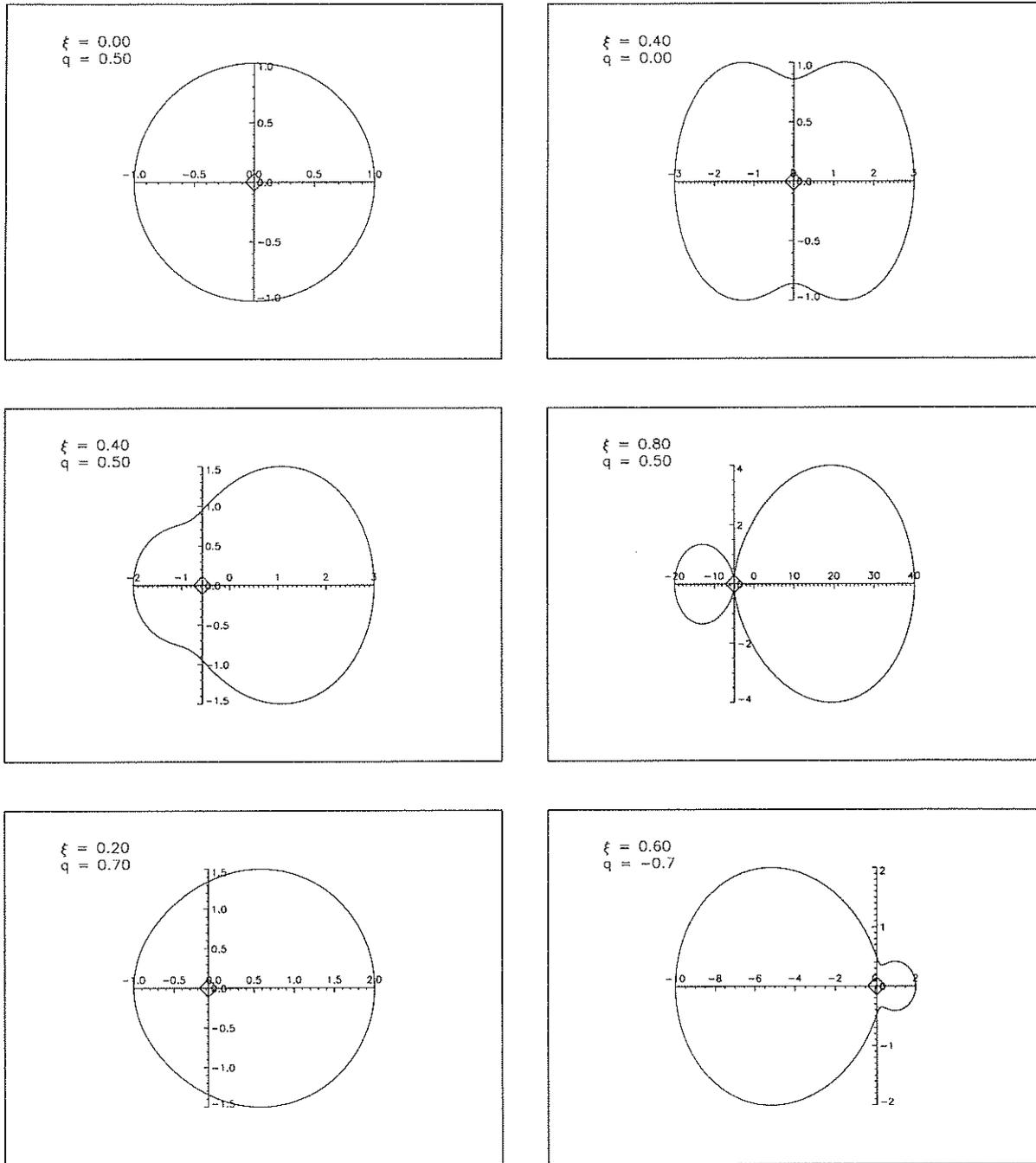


Fig. 2.9: Représentation de l'Equation 2.18 pour quelques valeurs de $\tilde{\xi}$ et q .

Si nous ajoutons l'hypothèse de paramètres d'asymétrie propres à chaque lobe de diffusion, nous affinons encore le modèle:

$$p_{HG2b}(g, \tilde{\xi}_1, \tilde{\xi}_2) = \frac{1+q}{2} \cdot p_{HG}(g, \tilde{\xi}_1) + \frac{1-q}{2} \cdot p_{HG}(g, \tilde{\xi}_2) \quad (2.20)$$

Notons pour finir que la fonction de Henyey-Greenstein peut s'exprimer sur la base des

polynômes de Legendre. Voici par exemple la décomposition de l'Equation 2.17:

$$p(g) = \sum_{j=0}^{\infty} (2j+1)(-\xi)^j P_j(g) \quad (2.21)$$

III.2.4 La fonction de phase de diffusion: modélisation

Numériquement, $p(g)$ est généralement simulée, dans le cadre de l'optique géométrique ($\text{particule} > \lambda$), à l'aide d'algorithmes de type Monte Carlo, comme celui développé par Will Grundy. *SSCAT* calcule à une longueur d'onde donnée les trajectoires statistiques d'une collection de photons en interaction avec un grain isolé, homogène et isotrope, d'indices réel n et imaginaire n' déterminés. Un grain se présente sous la forme d'un volume discrétisé à facettes décrit par la suite des coordonnées de tous les sommets dans un repère d'espace à trois dimensions (*cf* Fig. 2.10).

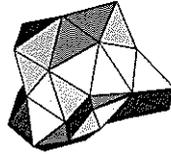


Fig. 2.10: Volume discrétisé à facettes représentant un grain d'irrégularité moyenne. Ce type de forme est utilisé en entrée du programme Monte Carlo de diffusion particulaire *SSCAT* développé par Will Grundy.

Dans la plupart des cas, *SSCAT* prédit une **forte tendance du grain isolé à diffuser les photons vers l'avant**. Nous aurons l'occasion de comparer cette propriété "microscopique" importante à la diffusion "macroscopique" de la lumière par les surfaces glacées planétaires.

III.3 Effets polarisants de la diffusion

Les processus de diffusion s'avèrent être d'efficaces mécanismes de polarisation du rayonnement. A commencer par la **diffusion Rayleigh** qui polarise presque totalement la lumière du ciel bleu observée à 90° du Soleil (*cf* Fig. 2.11(a)). A mesure que la taille des particules croît, la **diffusion de Mie** montre un taux de polarisation linéaire décrivant de plus en plus d'oscillations négatives, signe d'une polarisation radiale (*cf* Fig. 2.11(b)).

Notons qu'une **diffusion simple** par une particule engendre une **polarisation linéaire** si le faisceau incident n'est pas polarisé, mais une composante circulaire peut émerger si ce dernier est partiellement polarisé linéairement. La mise en évidence d'une **polarisation circulaire** peut donc, sous certaines conditions, être la signature d'une **diffusion multiple**.

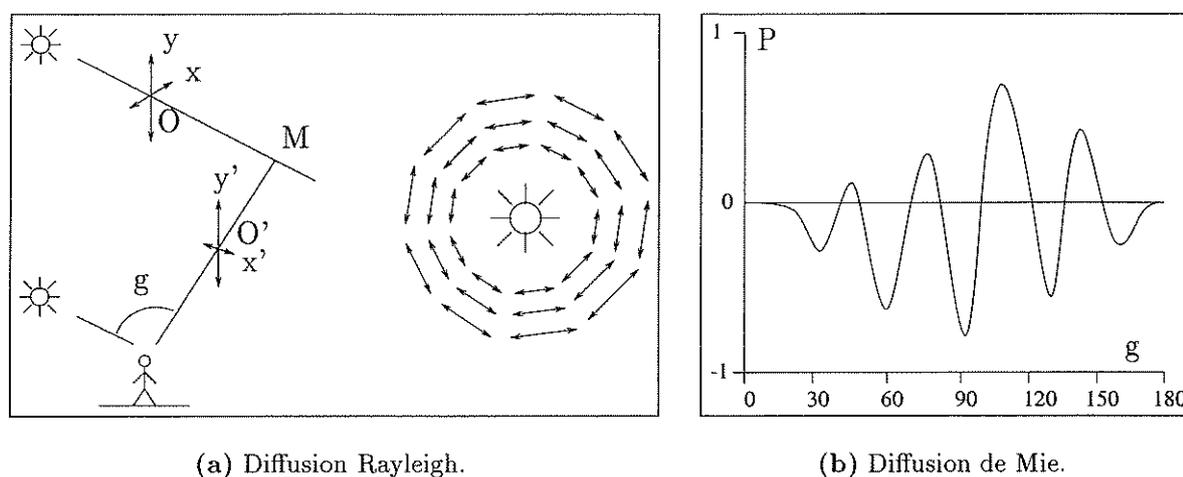


Fig. 2.11: *A gauche:* dans la diffusion Rayleigh, une vibration polarisée (Oy) est diffusée plus efficacement que l'autre. La direction de polarisation privilégiée correspond bien à une configuration possédant une symétrie de révolution autour de la source primaire (figure tirée de [Leroy, 1998]). *A droite,* diffusion de Mie. Plus la particule est grande (ici $X=6$), plus le nombre d'oscillations dans le demi-plan des polarisations négatives est grand. P représente le taux de polarisation.

IV Le transfert radiatif

IV.1 Généralités

Les processus de transfert radiatif jouent un rôle essentiel dans le bilan d'énergie d'un système. La Terre, par la diversité des milieux géophysiques qu'elle présente -océans, atmosphère, nuages, ... , constitue un objet d'étude privilégié. La compréhension de ces phénomènes est effectivement d'une importance capitale ne serait-ce que pour prédire l'évolution du climat que l'on soupçonne fortement perturbé par l'activité humaine. Rappelons qu'un des objectifs de la télédétection est de comprendre et connaître ces processus de transfert radiatif par l'implémentation d'algorithmes susceptibles d'**extraire les informations d'intérêt scientifiques des signaux mesurés**. Cette démarche, dite du **problème inverse**, requiert le développement de deux outils: un modèle capable de simuler précisément la modification du champ de radiance par le milieu traversé et un algorithme permettant d'estimer les paramètres du modèle reproduisant le plus fidèlement les observations. Leur choix est dicté par le domaine d'application, la disponibilité et la quantité des données ainsi que du coût imputable à l'obtention de l'information désirée. Un compromis est par conséquent nécessaire: si un modèle trop simpliste risque de fournir des informations erronées, l'inclusion d'un grand nombre de paramètres libres ajuste certes mieux les observations mais favorise, en contrepartie, la multiplicité des solutions. **Le traitement du transfert radiatif impose donc un éventail réduit de variables indépendantes** et la quantification de l'erreur qu'induisent les hypothèses simplificatrices adoptées.

IV.2 Formalisme mathématique

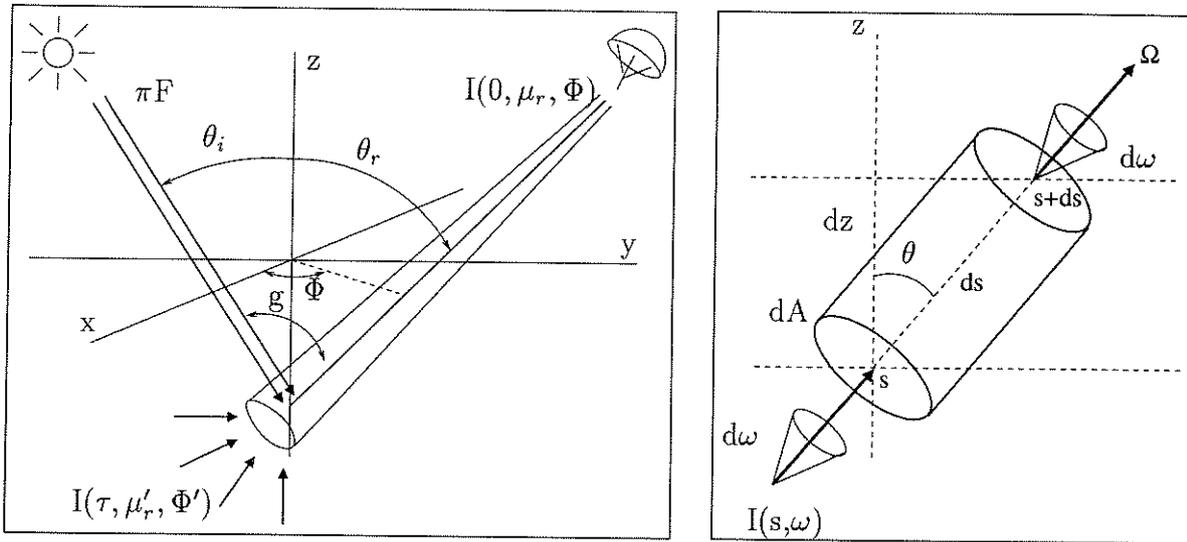
Physiquement, la luminance émanant d'une couche de matériau constituée d'un grand nombre de particules diffusantes est décrite par l'équation de transport des photons, exprimant la conservation de l'énergie au sein de la couche et intégrant la spécification des sources externes de radiation. Cette équation de transport, intégrée-différentielle, traduit simplement le fait que la variation d'intensité dans une direction ω_r donnée résulte soit de l'absorption ou de la diffusion dans d'autres directions ($\omega_r \rightarrow \omega'_r$: *terme d'extinction*), soit d'un apport à partir d'autres directions dans la direction de référence ($\omega'_r \rightarrow \omega_r$: *terme de diffusion multiple*), y compris depuis la source ($\omega_i \rightarrow \omega_r$: *terme source*). L'équation de transport décrivant vectoriellement l'intensité $I(s, \omega)$ ($\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$) passant au point s rapporté à l'unité de surface normale et dans l'angle solide unitaire dirigé suivant $\omega = (\theta, \Phi)$ intègre l'éclairement du milieu stratifié par un faisceau collimaté d'extension infinie (cf Fig. 2.12(a)). L'éclairement est défini par le flux associé πF (W.m^{-2}). En effectuant deux changements de variable (remplacement de la coordonnée z par l'épaisseur optique τ et introduction de $\mu_{i,r} = |\cos \theta_{i,r}|$, cf Fig. 2.12(b)), nous obtenons le bilan énergétique local du champ de rayonnement dans un élément de volume dV selon un axe quelconque $\omega(\pm\mu, \Phi)$ entre deux niveaux τ et $\tau + d\tau$ ([Chandrasekhar, 1960]):

$$\mu_r \frac{\partial I(\tau, \mu_r, \Phi)}{\partial \tau} = \underbrace{I(\tau, \mu_r, \Phi)}_{\text{atténuation}} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} w p(g) I(\tau', \mu'_r, \Phi') d\mu'_r d\Phi'}_{\text{diffusion multiple}} - \underbrace{\frac{F}{4} e^{-\frac{\tau}{\mu_i}} p(g_i)}_{\text{diffusion simple}} \quad (2.22)$$

Remarque: Nous pourrions également écrire cette équation en fonction des coefficients différentiels d'extinction et de diffusion qui, nous l'avons vu, traduisent les propriétés des diffuseurs individuels ou les caractéristiques statistiques du milieu selon l'échelle spatiale d'investigation.

IV.3 Contextes physiques et méthodes de résolution

La diversité de tous ces mécanismes associée à la variété des structures possibles complexifient notablement la modélisation du transfert de rayonnement au sein des milieux géophysiques. Outre l'albedo de diffusion simple w et la fonction de phase de diffusion $p(g)$ ou, selon le point de vue, les coefficients d'extinction et de diffusion, la résolution de l'équation de transport en tout point du milieu est assignée à la connaissance des conditions aux limites. Ceci est valable quelle que soit la complexité du système, pourvu qu'il puisse être représenté par un empilement de couches homogènes. Par conséquent, de nombreux problèmes de télédétection incluant des contextes géophysiques divers et des couplages entre couches variés peuvent formellement être résolus de manières similaires. C'est d'ailleurs dans le cas d'un empilement de couches planes parallèles que les solutions exactes de l'équation du transfert radiatif furent établies par [Chandrasekhar, 1960] en associant à ces couches des fonctions de phase de diffusion soit représentatives d'une diffusion Rayleigh, soit combinaisons linéaires de polynômes de Legendre. Classiquement, la diffusion de la lumière par un ensemble de particules est décrite au prix d'un certain



(a) Géométrie de la diffusion dans un milieu particulaire.

(b) Propagation d'une radiation électromagnétique à travers une couche d'épaisseur dz dans la direction ω .

Fig. 2.12: 2 schémas simplifiés visualisant les géométries et volumes élémentaires considérés pour étayer le transfert radiatif. Les angles ont déjà été définis dans la Figure 1.3(a).

nombre d'approximations, en particulier celle dite de **champ lointain** ("far field" en anglais) dans le cas d'événements de diffusion indépendants les uns des autres.

Cette hypothèse cohabite sans heurts avec la première application de Chandrasekhar aux **milieux optiquement minces** tels que les atmosphères planétaires et stellaires, où chaque élément de volume contient un grand nombre de diffuseurs infiniment petits et séparés par une distance nettement supérieure à leur taille. La formulation physique du problème est dès lors simplifiée puisque les sections efficaces d'extinction et de diffusion sont affranchies des directions absolues de la radiation émise par les sources extérieures. La définition de ces dernières dans l'équation de transport s'avère donc *a priori* inutile et le coefficient de diffusion, seulement fonction de l'angle de phase, peut être simplement projeté sur une base de fonctions orthogonales (polynômes de Legendre).

En revanche, dans les **milieux optiquement épais** constitués de diffuseurs relativement grands, tels que les sols et les couvertures végétales, le champ de radiation ne peut atteindre sa valeur asymptotique entre les diffusions dont l'interdépendance est désormais scellée ([Pinty and Verstraete, 1998]). Cet effet d'ombre mutuel ("mutual shadowing" en anglais) rend *a priori* caduque l'approximation du champ lointain. D'autre part, la forme, l'orientation, les propriétés optiques et la taille non négligeable par rapport à la longueur d'onde des particules, tout au moins dans la gamme spectrale solaire, exigent en principe l'élaboration de modèles tridimensionnels. Or, cette dimension spatiale supplémentaire impose souvent l'utilisation de modèles de *lancers de rayons du type Monte Carlo ray-tracing* qui simulent le comportement statistique d'un grand nombre de photons injectés dans le milieu et soumis aux lois de la réflexion, de la réfraction, de l'absorption et de la diffraction. Mais un inconvénient subsiste: **la quantité de paramètres mis en jeu et les capacités informatiques requises interdisent l'inversion des données acquises**

par télédétection. D'autres solutions ont été envisagées. La nature duale de la lumière a par exemple conduit à privilégier la recherche de *solutions de type ondulatoire* à partir de la théorie de Maxwell ([Lumme et al., 1997]). Les conditions d'application demeurent néanmoins restreintes et les algorithmes utilisés se révèlent eux aussi inadaptés à l'analyse d'images hyperspectrales.

L'inexistence d'une théorie applicable simultanément aux milieux discrets et continus peut justifier l'**utilisation étendue de la théorie classique** à condition de proposer des expressions générales et sophistiquées pour les coefficients d'extinction. Ces expressions devraient, suivant les milieux considérés, englober non seulement les apports relatifs au transport en milieu turbulent (cas de la végétation par exemple, [Pinty et al., 1998]) mais aussi les effets d'un milieu de nature discrète sur la propagation du rayonnement. Malgré son incapacité à fournir une solution "universelle", ce point de vue a néanmoins le mérite de proposer une formulation uniforme et cohérente du problème de diffusion au sein de nombreuses entités géophysiques. De la sorte, certains auteurs, contournent l'écueil de la tridimensionnalité en modélisant l'interaction de la lumière avec la végétation par implémentation d'une description statistique de la nature discrète de cette dernière ([Pinty and Verstraete, 1998], [Gobron et al., 2000]). Leur modèle unidimensionnel s'affranchit ainsi de l'hypothèse d'un milieu continu turbulent en introduisant une représentation explicite des effets structuraux de la végétation. Qui plus est, la genèse préliminaire d'une base de spectres en réflectance synthétiques (LUT, Look Up Tables) systématiquement comparés aux mesures satellitaires autorise une extraction optimisée et accélérée des propriétés de surface.

Un niveau de simplification supplémentaire consiste à **supposer la lumière sensible à des propriétés moyennes locales de diffusion et d'absorption en volume** et non à la distribution spatiale discrète de structures. Pour une surface granulaire par exemple, [Hapke, 1993] considère préalablement l'interaction entre un faisceau incident et une particule isolée avant de prendre en compte, selon différentes méthodes, les effets de proximité entre grains voisins. Diverses méthodes numériques de résolution aboutissent alors à l'obtention de la **réflectance bidirectionnelle** de la surface qui décrit ses propriétés en réflexion en fonction des directions d'illumination et de visée. Elles diffèrent bien entendu selon la classe de problème rencontré. Le cas particulier des surfaces stratifiées plan parallèles peut par exemple requérir un **algorithme d'"adding"** qui, pour chaque couche, évalue les indicatrices géométriques de réflexion et de transmission et traite par diverses techniques mathématiques les phénomènes d'absorption et de diffusion. Si chaque couche fait elle-même l'objet d'une subdivision en couches d'épaisseurs infinitésimales sièges d'un faible nombre d'interactions, on préférera le terme plus approprié d'**"adding-doubling"**. Un algorithme "discrete ordinate" offre quant à lui une autre démarche de résolution en explicitant, pour chaque couche, le champ lumineux en fonction d'une série de constantes fixées par les conditions aux limites du problème.

IV.4 Effets en marge du transfert radiatif

Certains phénomènes surfaciques ne peuvent être intégrés de manière inhérente dans l'équation du transfert radiatif. Il s'agit en particulier de la **réflexion spéculaire**, de l'**effet d'opposition** et de la **rugosité**.

IV.4.1 La réflexion spéculaire

La réflexion simple (ou spéculaire) à l'interface de deux milieux de propriétés optiques distinctes entre généralement dans le cadre des équations de Fresnel. Elle peut apporter une contribution significative à la diffusion au sens large, surtout pour les surfaces sombres, mais sa prise en compte dans les modèles de transfert radiatif est souvent ignorée ([Pieters, 1983]). De nature équivalente à la diffusion simple, on ne peut pourtant l'intégrer dans la fonction de phase $p(g)$.

IV.4.2 L'effet d'opposition

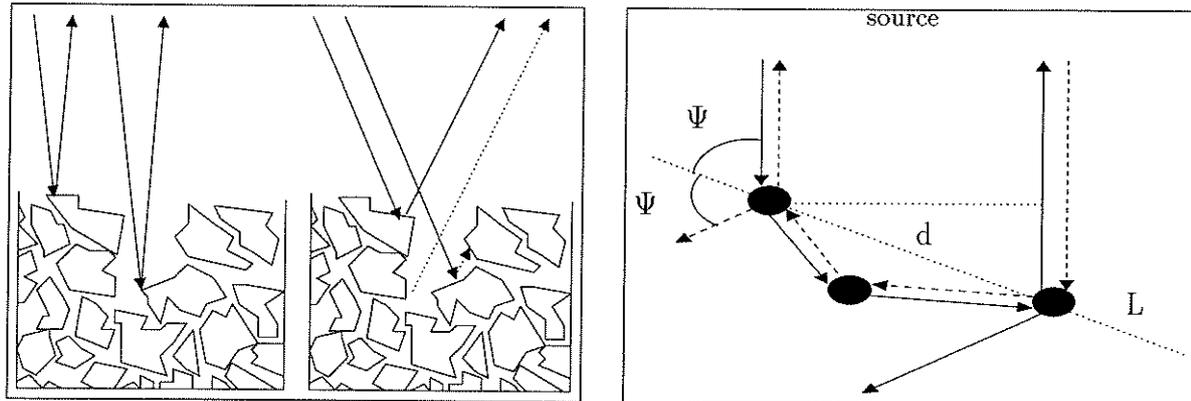
Remarqué au XIX^{ème} siècle par Seeliger, l'effet d'opposition tire son nom d'observations astronomiques pour lesquelles l'angle de phase g avoisine zéro, lorsque le Soleil, l'observateur et le corps observé sont alignés dans cet ordre. Il concerne par extension la plupart des milieux particuliers, de la végétation aux poudres manipulées en laboratoire, et une kyrielle d'objets abrités par le système solaire: régolites lunaires, astéroïdes, anneaux et satellites des planètes externes, ... Sa largeur angulaire à mi-hauteur est typiquement comprise entre 0° et 5° .

L'explication physique de cet effet a suscité de nombreuses investigations (entre autres [Lumme and Bowell, 1981], [Hapke, 1986]), mais celles-ci réclament soit un traitement numérique, soit une approche analytique simplifiée. Quoiqu'il en soit, il admettrait principalement deux contributions (*e.g.* [Nelson et al., 1998]):

- Le *shadow hiding* (SHOE) dont une description théorique possible est fournie dans l'article de [Stankevitch et al., 1999]: dans un milieu granulaire à constituants plus grands que la longueur d'onde, les grains superficiels projettent sur leurs homologues enfouis des ombres importantes à grand angle de phase mais qui s'amenuisent en configuration géométrique proche de l'opposition (*cf* Fig. 2.13(a)). Cette explication demeure toutefois insuffisante puisque des milieux fortement réfléchissants composés de matériaux transparents exhibent un pic d'opposition, alors que la diffusion multiple des photons devrait estomper l'ombre tapissant les anfractuosités superficielles.
- Préconisée plus récemment ([Kuga and Ishimaru, 1984], [Hapke, 1990]), l'hypothèse de *rétrodiffusion cohérente* (CBOE, *Coherent Backscattering Opposition Effect* en anglais) argumente des interférences constructives entre des fronts d'onde voyageant dans des directions opposées le long de chemins de diffusion multiple semblables (*cf* Fig. 2.13(b)). Comme l'ont prouvé les expériences menées il y a peu par [Nelson et al., 2000] sur des poudres d'oxyde d'aluminium, cet effet s'illustre surtout lorsque la longueur d'onde et la taille des grains sont du même ordre de grandeur.

IV.4.3 La rugosité

La prise en compte de la rugosité macroscopique impose le choix de modèles géométriques indépendants du transfert radiatif dont la diversité égale la variété des formes imaginées par la nature. Nous y reviendrons brièvement dans la Section VI.



(a) *SHOE*: à faible angle de phase (à gauche), les anfractuosités du matériau concourent davantage à la luminance reçue par l'observateur.

(b) *CBOE*: les ondes se propageant dans des directions opposées interfèrent constructivement à très faible angle de phase et dans les directions formant un cône autour de l'axe L . Dans les autres directions, les interférences sont constructives ou destructives suivant la longueur d'onde et la distance d entre et l'orientation du premier et du dernier diffuseur ([Muinonen, 1994]).

Fig. 2.13: 2 schémas simplifiés explicitant les phénomènes de *Shadow Hiding Opposition Effect* et de *Coherent Backscattering Opposition Effect*.

V Réflectance bidirectionnelle et transfert radiatif

V.1 Solutions analytiques

Les algorithmes de résolution de l'équation du transfert radiatif délivrent en fin de compte la **réflectance bidirectionnelle**. Pour cela, ils s'affranchissent généralement des solutions exactes proposées par Chandrasekhar qui pèchent par leur complexité et leur lourdeur d'utilisation. Malgré tout, nombre d'entre eux s'attachent à modéliser des problèmes éloignés de la spectro-imagerie planétaire qui, en vue d'une adaptation, mobiliseraient de toutes façons trop de ressources informatiques. En réponse, certains auteurs ont proposé des **expressions analytiques de la réflectance bidirectionnelle**. Pour des raisons de commodité, le présent paragraphe suivra un cheminement progressif et nous conduira des modèles empiriques très simplifiés à la solution classique de Hapke, par intégration successive des phénomènes de **diffusion simple**, de **diffusion multiple**, d'**effet d'opposition** et de **rugosité**. La simplicité de l'**expression de la réflectance bidirectionnelle purement analytique** explique sa souplesse d'utilisation pour l'analyse des données planétaires spectrophotométriques. Son champ d'application couvre les milieux optiquement épais formés d'une couche homogène au sein de laquelle les particules sont orientées aléatoirement.

V.1.1 Modèles empiriques

Les équations empiriques telles que celle proposée par [Minnaert, 1941] caractérisent d'une manière très simple la diffusion du rayonnement par une surface. Leur champ de validité et d'application se limite à des estimations de réflectance normale ($\theta_i = \theta_r = g = 0^\circ$) ou à des cartographies d'albedo de surfaces planétaires. La Table 2.2 en recense quelques-unes.

loi	équation
Minnaert	$R(\theta_i, \theta_r) = \mathcal{A} \mu_i^\kappa \mu_r^\kappa$
Lambert	$R(\theta_i, \theta_r) = \mathcal{A}$
Lambert (lunaire)	$R(\theta_i, \theta_r, g) = p(g) \mathcal{A} \frac{1}{\mu_i + \mu_r} + (1 - \mathcal{A})$

Tab. 2.2: Fonctions photométriques empiriques fréquemment utilisées (d'après [Verbiscer and Helfenstein, 1998]). Rappelons que $\mu_i = \cos \theta_i$ et $\mu_r = \cos \theta_r$.

♣ la *loi de Lambert* (cf Eq. 2.23) délivre ainsi une réflectance bidirectionnelle proportionnelle à l'angle d'éclairement et pondérée par un facteur \mathcal{A} égal à 1 si la diffusion est parfaite. Elle reproduit assez fidèlement le comportement de la neige, beaucoup moins bien celui des matériaux sombres.

$$R(\theta_i, \theta_r) = \mathcal{A} \tag{2.23}$$

♣ Plus élaborée, la *loi de Minnaert* (cf Eq. 2.24) décrit une réflectance bidirectionnelle dépendant des angles d'incidence et de réflexion, et donc de l'angle de phase, et d'une constante κ communément nommée constante de Minnaert. Prise égale à 0, elle nous ramène au cas précédent. Cette loi perd en réalisme physique à mesure que les angles d'observation se rapprochent de l'horizontale ($\theta_r \simeq 90^\circ$).

$$R(\theta_i, \theta_r) = \mathcal{A} \mu_i^\kappa \mu_r^\kappa \tag{2.24}$$

♣ La loi de *Lomme-Seeliger* date de plus d'un siècle. Au premier ordre, elle ajuste relativement correctement la réflectance d'objets de faible albedo comme la Lune ou Mercure mais se révèle en revanche inadaptée aux astres brillants. De plus, elle reflète mal les variations photométriques liées à l'angle de phase:

$$R(\theta_i, \theta_r) = \frac{w}{4} \frac{1}{\mu_i + \mu_r} \tag{2.25}$$

♣ Combinaison de Lambert et de Lommel-Seeliger, la *loi de Lambert Lunaire* se réduit à l'une ou à l'autre pour des valeurs particulières de \mathcal{A} , respectivement 1 et 0.

$$R(\theta_i, \theta_r) = R(\theta_i, \theta_r, g) = p(g) \mathcal{A} \frac{A}{\mu_i + \mu_r} + (1 - A) \quad (2.26)$$

Nous venons de rencontrer des équations fondées sur des arguments purement géométriques qui occultent totalement la nature du matériau sous-jacent. L'examen des apports de différents types d'interactions optiques vont nous aider à combler cette lacune.

V.1.2 La contribution de diffusion simple

La **diffusion simple** du rayonnement est inféodée à la **fonction de phase** $p(g)$ des particules qui, rappelons-le, en caractérise l'**anisotropie** en termes de diffusion, et à l'effet d'opposition de type SHOE (*cf* **Sec. IV.4.2**). A partir de considérations statistiques semi-empiriques sur les propriétés géométriques des diffuseurs, [Hapke, 1986] suggère d'apporter un terme correctif $\mathbb{B}_S(g)$ (**Shadow Hiding**) dont il fournit l'expression (*cf* **Eq. 2.27b**). La réflectance bidirectionnelle se réduit alors à l'Equation 2.27a.

$$R(\theta_i, \theta_r, g) = \frac{w}{4} \frac{1}{\mu_i + \mu_r} \left[\left(1 + \mathbb{B}_S(g) \right) p(g) \right] \quad (2.27a)$$

$$\mathbb{B}_S(g) = \frac{\mathbb{B}_0}{1 + (1/\zeta) \tan(g/2)} \quad (2.27b)$$

où \mathbb{B}_0 et ζ symbolisent respectivement avec l'amplitude et la largeur angulaire de cette composante de l'effet d'opposition. Le terme \mathbb{B}_0 permet de jauger la "transparence" d'une particule: il se confond avec la fraction de lumière rétrodiffusée uniquement par sa surface.

V.1.3 La contribution de diffusion multiple

Comme précédemment, la diffusion multiple globale résulte du concours de deux candidats: la **diffusion multiple** entre diffuseurs au sens strict et l'**effet d'opposition, variante CBOE**.

Un pallier de simplification décrété par Hapke stipule que les effets d'anisotropie se concentrent essentiellement dans le terme de diffusion simple, puisqu'au cours des multiples diffusions ultérieures les photons perdent rapidement la mémoire de leur direction initiale. L'idée consiste alors à retenir une contribution de **diffusion multiple isotrope** incarnée par le terme $\mathbb{M}(\mu_i, \mu_r, g)$ ([Hapke, 1993]). Cette approximation est peu valable si les particules sont de petite taille, peu absorbantes, espacées les unes des autres et fortement diffusantes vers l'avant. Elle se révèle quand même compatible avec une grande partie des régolites planétaires d'albedo faible à moyen.

Hapke a aussi noté qu'une fonction représentative de la **rétrodiffusion cohérente**, que nous noterons $\mathbb{B}_C(g)$, devait être introduite au niveau de la fonction de diffusion multiple $\mathbb{M}(\mu_i, \mu_r, g)$ ([Hapke, 1990], [Hapke, 1993]). Il suffit donc de conjuguer ces deux facteurs:

$$R(\theta_i, \theta_r, g) = \frac{w}{4} \frac{1}{\mu_i + \mu_r} \left[\left(1 + \mathbb{B}_S(g) \right) p(g) + [1 + \mathbb{B}_C(\mu_i, \mu_r, g)] \mathbb{M}(\mu_i, \mu_r, g) \right] \quad (2.28)$$

$\mathbb{M}(\mu_i, \mu_r, g)$ s'exprime simplement au moyen de la fonction H formulée de manière rigoureuse par [Chandrasekhar, 1960]:

$$\mathbb{M}(\mu_i, \mu_r, g) = H(\mu_i)H(\mu_r) - 1 \quad (2.29)$$

Dans la pratique, H est réduite à des approximations analytiques (cf **Eq.** 2.30a ou 2.30b, plus précise):

$$H(\mu) = \frac{1 + 2\mu}{1 + 2\gamma\mu} \quad (2.30a)$$

$$H(\mu) = \left\{ 1 - (1 - \gamma)\mu \left[\frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} + \left(1 - \frac{1 - \gamma}{2} \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} - \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} \mu \right) \ln \left(\frac{1 + \mu}{\mu} \right) \right] \right\}^{-1} \quad (2.30b)$$

où le paramètre γ se déduit l'albedo de diffusion simple w :

$$\gamma = \sqrt{1 - w} \quad (2.31)$$

A peine approchée jusqu'aux années 80, la rétrodiffusion cohérente s'est muée depuis en un vaste champ d'investigations pour les modélisateurs armés de formalismes mathématiques toujours plus sophistiqués ([Hapke, 1990], [Mishchenko and Macke, 1992], [Mishchenko and Macke, 1993]) s'avérant fructueux pour l'analyse d'observations. En vue d'une application lunaire, [Helfenstein et al., 1997] ont par exemple greffé au modèle de Hapke la description de la rétrodiffusion cohérente de [Mishchenko and Macke, 1992]. Hapke en a lui-même récemment suggéré une expression analytique ([Hapke, 2001]) qui pourrait parachever l'édifice bâti depuis 1981.

V.1.4 La rugosité macroscopique

[Hapke, 1984] modélise la rugosité macroscopique par une distribution isotrope de pentes d'inclinaison moyenne Ξ . L'Equation 2.28 admet alors une fonction "d'ombre" $\mathbb{S}(\theta_i, \theta_r, g, \Xi)$ ("shadowing function"), mais au prix d'une redéfinition complexe des quantités μ_i et μ_r ([Hapke, 1984],[Hapke, 1993]).

$$R(\theta_i, \theta_r, g) = \frac{w \mathbb{S}(\theta_i, \theta_r, g, \Xi)}{4 \mu_i + \mu_r} \left[(1 + \mathbb{B}_S(g))p(g) + [1 + \mathbb{B}_C(\mu_i, \mu_r, g)]\mathbb{M}(\mu_i, \mu_r, g) \right] \quad (2.32)$$

V.2 Solutions numériques

V.2.1 De l'analytique au numérique

L'approche semi-empirique de Hapke affiche des carences évidentes allant jusqu'à la violation des lois de conservation de l'énergie ([Mishchenko and Macke, 1997]). Les solutions numériques, fondées sur les méthodes décrites dans le Paragraphe IV.3, ont profité de l'essor des capacités informatiques pour devenir largement usitées. Parmi les progrès récents, citons les travaux de [Mishchenko et al., 1999] et [Cheng and Domingue, 2000], de conceptions similaires, qui confirment l'imprécision véhiculée par le modèle de Hapke lors de l'estimation de la réflectance bidirectionnelle, de l'albedo de diffusion simple w et du paramètre d'asymétrie ξ , souvent exagérément négatif après inversion comme le

soulignent [Warren et al., 1998]. Mentionnons aussi la tentative d'inclusion de l'effet de SHOE dans un modèle de Hapke élargi à une surface stratifiée à deux couches par une technique d'adding-doubling ([Hillier, 1997]).

Une nouvelle voie prometteuse fonde ses espoirs sur la combinaison des contributions de SHOE et de CBOE *via* une représentation fractale du régolite planétaire à différentes échelles spatiales. Le modèle heuristique de [Shkuratov and Helfenstein, 2001] parvient en effet à expliquer la concomitance de ces deux effets au sein des surfaces de faible albedo comme la Lune. Ce modèle admet de plus une approximation analytique directement utilisable en vue d'une interprétation des propriétés photométriques des surfaces planétaires.

V.2.2 Solution semi-empirique développée au *LPG*

Un algorithme simplifié de type "adding" capable de traiter des milieux stratifiés a récemment été développé au laboratoire ([Douté and Schmitt, 1998], [Douté, 1998]). Il s'articule autour d'une forme semi-analytique des fonctions qui expriment le comportement en réflexion et en transmission diffuse d'une couche d'épaisseur finie. Pour une couche, le calcul des phénomènes d'absorption et de diffusion multiple est conduit suivant la méthode des fonctions "H,X,Y" de Chandrasekhar ([Chandrasekhar, 1960]).

La diffusion multiple est traitée de manière "anisotrope adoucie", à mi-chemin entre l'anisotropie "exacte" décrite par $p(g)$ et l'isotropie supposée dans le modèle de Hapke (*cf* Fig. 2.14). La fonction de phase réduite donnée par l'Equation 2.16b est utilisée à

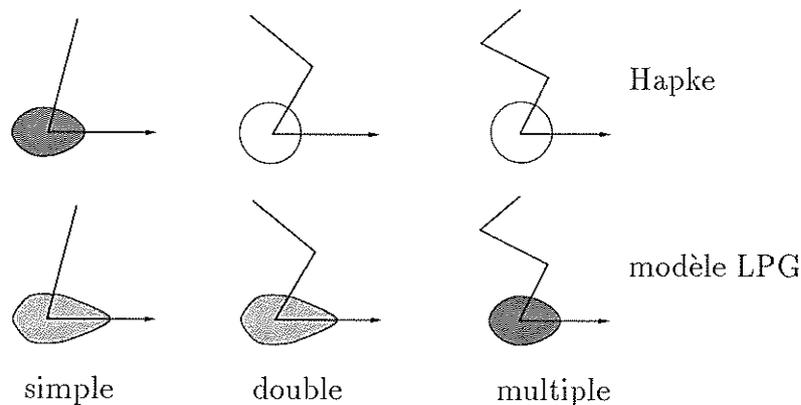


Fig. 2.14: Comparaison du traitement de la diffusion particulaire du rayonnement par le modèle de Hapke (simple: adoucie, double: isotrope, multiple: isotrope) et par le modèle développé au *LPG* (simple: réelle, double: réelle, multiple: adoucie).

cet effet. Des diffusions simple et double plus réalistes sont quant à elles considérées par décomposition de la fonction de phase $p(g)$ sur la base des harmoniques de Fourier, ce qui améliore notablement les fonctions de transmission et de réflexion diffuses obtenues. La BRDF est ensuite élaborée étape par étape en ajoutant progressivement les différentes couches les unes sur les autres à partir d'un substrat homogène semi-infini. Cet algorithme constitue la trame de Spectrimag, logiciel dédié à la modélisation directe de spectro-images.

VI Réflectance bidirectionnelle et rugosité macroscopique

Le modèle de Hapke intègre certes la rugosité macroscopique mais suppose une distribution aléatoire et isotrope de cette dernière (donc indépendante de l'azimut Φ), ce qui est assez peu représentatif de nombreux milieux naturels rencontrés. En Antarctique, les *sastrugis*, sortes de murs de neige orientés qu'érigent les vents incessants¹, montrent par exemple les limites d'une telle hypothèse ([Warren et al., 1998]). Le transfert radiatif atta-

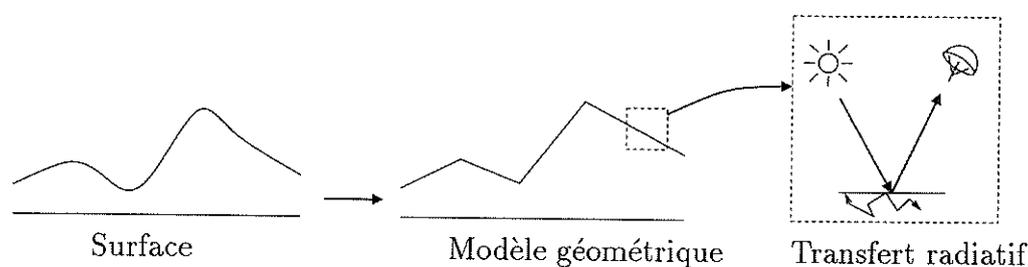


Fig. 2.15: BRDF et rugosité: la surface observée est généralement modélisée “géométriquement”, indépendamment du transfert radiatif. Les caractéristiques de ce dernier sont appliquées par la suite à chaque facette suivant ses conditions particulières d'éclairage et d'observation.

ché à une surface plane “standard” est généralement intégré dans un modèle géométrique de rugosité, comme l'illustre la Figure 2.15.

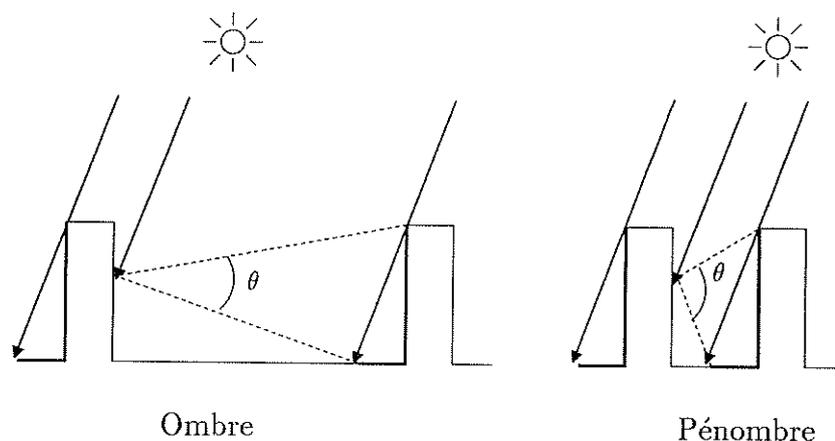


Fig. 2.16: Exemple de modélisation du relief par des parallélépipèdes (cas des sastrugis). **A gauche**, les sastrugis sont suffisamment éloignés les uns des autres pour que soient négligées les interactions entre voisins ($\theta \sim 0$): les ombres sont noires. **A droite**, les rayons diffusés par un élément atteignent l'élément voisin: l'ombre peut alors être estompée, elle n'est pas noire.

Dans les modèles de [Roujean et al., 1992] et [Leroux and Fily, 1998], les sastrugis sont approximés par des parallélépipèdes. Selon la complexité du modèle, l'ombre portée est

1. Notamment les vents *cabatiques* issus de l'écoulement gravitationnel, en surface, de masses d'air froides. L'orientation des sastrugis permet d'estimer leur direction. Le lecteur pourra se référer à la thèse de [Mondet, 1999] pour de plus amples explications.

supposée noire ou au contraire réduite à une pénombre si l'on tient compte du rayonnement diffusé entre éléments de relief voisins (*cf* **Fig.** 2.16).

Dans certains cas, la rugosité peut favoriser la rétrodiffusion du rayonnement (*backscattering*) par la surface illuminée tout en réduisant, simultanément, la contribution relative de la diffusion vers l'avant, à cause du phénomène d'ombrage discuté précédemment. Les sastrugis sont toutefois insuffisamment hauts, par rapport à la distance typique entre deux sastrugis voisins, pour que les neiges de l'Antarctique (et les neiges terrestres en général) soient rétrodiffusantes ([Warren et al., 1998]).

Chapitre 3

Les surfaces glacées du Système Solaire

Résumé: l'intérêt suscité par l'étude des surfaces glacées se justifie par leur implication dans de nombreux phénomènes, en termes d'initiateurs ou de résultantes, qui conditionnent fortement la physionomie et l'évolution des planètes et satellites hôtes. Nous nous attacherons à examiner le type d'informations que l'on peut extraire des propriétés physico-chimiques, thermiques et texturales des glaces, avant d'en aborder la répartition dans le Système Solaire. Nous passerons ensuite en revue les principaux facteurs physiques, thermodynamiques et texturaux dont dépend la réflectance des surfaces planétaires glacées. Contrairement aux surfaces terrestres enneigées, ces dernières apparaissent souvent rétrodiffusantes: la rugosité macroscopique en est certes partiellement responsable, mais des effets purement photométriques semblent exister, sans doute liés à la texture et à la porosité des grains.

I Définition et intérêt de l'étude des glaces

I.1 Un cocktail hérité de la nébuleuse solaire

Au regard des classifications établies par les géologues, de nombreux solides moléculaires, comprenant notamment H_2O , CO , CO_2 , CH_4 , SO_2 , N_2 , ... s'apparentent aux minéraux. Comme les roches silicatées terrestres, ils répondent en effet aux contraintes mécaniques par une déformation de nature fragile et subissent les affres du métamorphisme. Mais leurs faibles densités et leurs points de solidification bas condamnent définitivement leur appartenance à la caste minérale. *Malgré leur diversité chimique, ces composés marginaux manifestent cependant des propriétés thermodynamiques, optiques et mécaniques communes propices à leur fédération au sein d'une nouvelle famille: les glaces.* Si un simple coup d'œil sur la table d'abondance des éléments constitutifs de la nébuleuse solaire primitive suffit à comprendre la raison de leur omniprésence dans le Système Solaire, les modèles de chimie de la nébuleuse condensation nous en expliquent globalement la répartition [Prinn and Fegley, 1988]: les nuages protoplanétaires de Jupiter et Saturne ont hérité d'aggrégats riches en NH_3 - CH_4 - H_2O , ceux d'Uranus et de Neptune ont, en plus de ces derniers, recueilli N_2 - CO - H_2O , et les régions plus internes, en deçà de la ceinture d'astéroïdes, ont dû se contenter de H_2O et CO_2 . Toutefois, Titan renferme la molécule N_2 en abondance et semble dépourvu de NH_3 ! Tous ces modèles, nécessairement incomplets, sont donc en cours de révision car inaptes à expliquer certains faits établis. Un progrès

significatif semble avoir été accompli avec un modèle turbulent de la subnébuleuse de Saturne, présenté lors d'un séminaire par Olivier Mousis du *LPGN*. Aujourd'hui, les glaces entrent dans la composition de nombreux objets sous l'empire d'environnements et de conditions physiques variées:

- sous forme d'aérosols et de nuages au sein des atmosphères des planètes géantes, de Mars, de Titan, ...
- à l'état granulaire dans les anneaux de Saturne.
- comme principal constituant des comètes, qui regorgent par ailleurs de molécules hors équilibre pour la plupart non prévues par les modèles de nébuleuse comme CH_3OH , HCN ou HCHO ([Kargel, 1998]).
- à l'intérieur et à la surface de nombreux corps différenciés, planètes ou satellites, objets transneptuniens (*Kuiper Belt Objects*).

Ce sont ces derniers qui retiendront plus particulièrement notre attention.

I.2 Des archives et témoins de processus (géo)physiques

Les surfaces des planètes et satellites évolués du Système Solaire sont le théâtre de la compétition que se livrent les phénomènes d'origine *endogène* (tectonique et volcanisme), et *exogène* (vent et rayonnement solaire, impacts, irradiation cosmique, ...) ([Johnson, 1998]). Leurs propriétés physico-chimiques, thermiques et structurales reflètent donc la nature et l'évolution de ces phénomènes concurrents dont la rivalité dépasse le cadre strictement géologique. Le relief, la distribution géographique et les caractéristiques radiatives des composés conditionnent en effet la fraction de rayonnement solaire absorbé et influent par là même drastiquement sur l'état climatique.

A toutes les échelles spatiales, *les espaces colonisés par les glaces constituent simultanément un témoin privilégié et un acteur majeur de l'histoire de ces astres*. Les multiples points de vues selon lesquels on peut aborder les composés glacés offrent chacun une moisson d'informations susceptibles d'éclairer les rouages présidant à leur formation et à leur évolution.

I.2.1 Composition chimique

En termes de composition chimique, les glaces "rocheuses" ou volatiles émises sous forme liquide ou gazeuse puis solidifiées ou condensées lors d'épisodes de "cryovolcanisme" nous renseignent sur les processus de *différenciation géochimique* en vigueur non seulement au sein de la lithosphère mais aussi en surface, lors des séquences de sublimation-transport-condensation avec l'atmosphère. De ces deux aspects tirent respectivement bénéfice les modèles de structure interne et la compréhension des cycles de transport saisonniers, des conditions climatiques et plus généralement du système atmosphérique. La composition est aussi un révélateur des *contextes géophysiques* régnant à la naissance d'entités géologiques lithosphériques plus superficielles. Selon les cas, nous détecterons ainsi des glaces à l'état pur, dilué ou composé (clathrates, hydrates). Sensibles de manière sélective, en

fonction de la profondeur, à la photochimie ([Salama, 1998]), au bombardement de particules chargées ([Strazzula, 1998]) et aux réactions de spallation ([Johnson, 1998]), elles témoignent de surcroît de l'*intensité et des fluctuations de processus exogènes*: irradiation UV et flux de particules d'origine solaire ou cosmique.

I.2.2 Etat physique

L'état physique et la phase thermodynamique des glaces de surfaces sont essentiellement régis par leur température, dont la valeur exprime l'équilibre énergétique entre gains (rayonnement solaire, ...) et pertes (réémission dans la gamme infrarouge, conduction, ...). Les changements de phase solide-gaz éventuels, sources ou puits de chaleur non négligeables, sont fortement conditionnés par la volatilité de la glace. Ils sont à l'origine de l'existence d'une atmosphère sur certains corps (Mars, Titan, triton, Pluton, ...).

I.2.3 Texture

En complément de la vision précédente, un zoom spatial nous révèle l'agencement des éléments constitutifs permettant d'identifier la texture des glaces. Le microscope nous dévoile alors des phases amorphes ou cristallines étayant des structures tantôt granulaires, tantôt compactes, parfois structurés de manière complexe (agrégats, filaments). Ces propriétés renseignent sur les *conditions thermodynamiques de formation et d'évolution des glaces*. Nous pouvons ainsi imputer leur formation à des mécanismes de nature atmosphérique (condensation, précipitation, ...) ou interne (volcanisme, géothermie). Leur évolution temporelle, marquée notamment par la variabilité de la taille des grains, trahit quant à elle les *processus d'altération et de métamorphisme* affectant les glaces.

I.2.4 Stratification

L'étude de la stratification chimique, physique ou texturale fournit des indications relatives à la *chronologie des dépôts*, des épisodes successifs de condensation-sublimation de matière et de différenciation chimique de mélanges, comme sur Pluton par exemple, au gré des processus et fluctuations climatiques. Outre une contribution active à l'équilibre radiatif local de la surface, sa corrélation fréquente avec la notion de pression lui octroie une autorité certaine sur les effets de métamorphisme.

I.2.5 Distribution spatiale

Ce critère d'étude, qui nécessite une observation résolue spatialement de tout ou partie de l'astre considéré, élargit considérablement les possibilités de compréhension des processus mis en jeu à toutes les échelles spatiales. La répartition géographique des dépôts glacés, de leurs compositions, de leurs textures, assujettie aux événements géologiques, thermiques, volcaniques, énergétiques ou climatiques, locaux ou globaux, peut en effet *révéler l'âge, le dynamisme des zones actives, le relief, ainsi que les champs énergétiques en surface*. Son suivi temporel par des moyens de télédétection récurrents met en exergue d'éventuelles tendances (dynamique atmosphérique, extensions et régressions saisonnières des surfaces glacées, ...) susceptibles d'alimenter les modèles de climat. L'infléchissement

de courants atmosphériques ou l'occurrence de précipitations peuvent également signaler les obstacles localement érigés par le relief.

II Les surfaces glacées planétaires

II.1 La cryosphère terrestre

Le solide "glace d'eau" est disséminé sur Terre sous forme de glaciers, de neige et de calottes polaires, l'étendue couverte pouvant atteindre jusqu'à 40% des terres émergées ([Foster and Rango, 1982]). Bien que 10 formes cristallines et au moins 2 phases amorphes aient été observées à ce jour (*cf* Fig. 3.1), les températures et pressions régnant en surface la confinent dans sa phase cristalline hexagonale (notée glace Ih).

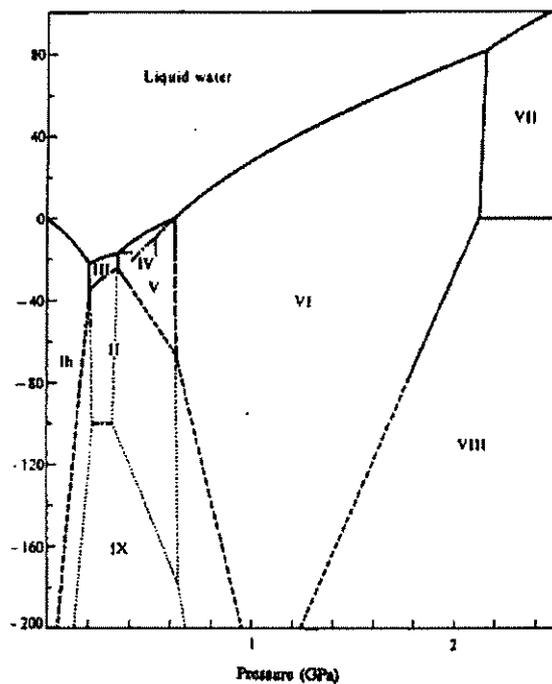


Fig. 3.1: Diagramme de phase de l'eau (phases solides). La glace cubique, métastable, n'est pas représentée (<http://skua.gps.caltech.edu/hermann/ice.fig2.html>).

Les textures macroscopiques potentielles s'organisent fréquemment en structures stratifiées au sein desquelles leurs propriétés subissent de profondes modifications. Elles dispensent aux glaciologues de précieux indices nécessaires à la reconstruction du climat et de l'environnement atmosphérique ainsi qu'à la modélisation des calottes polaires et du comportement mécanique des glaces. Ces textures s'insèrent dans l'une des trois catégories suivantes, illustrées dans les Figures 3.2 et 3.3.

II.1.1 Les textures granulaires

Il s'agit d'un amoncèlement de grains de tailles disparates résultant de l'agglomération et du frittage de cristaux de neige et de givre. *La géométrie de ces cristaux dépend*

essentiellement de deux facteurs: la température et la sursaturation présidant lors de leur formation. Si tous les monocristaux revêtent la même structure de base (prisme hexagonal, ie deux plans basaux et six faces prismatiques), leur évolution est ensuite guidée par la vitesse de croissance des différentes faces et par l'impactage éventuel de gouttelettes surfondues au cours de leur chute depuis les nuages (phénomène de *givrage*).

Nous pouvons alors découvrir le faciès anguleux des neiges fraîches avec des *étoiles*, des *colonnes*, des *plaquettes* hexagonales, traduisant les 3 types d'expansion possibles, mais aussi des silhouettes altérées par le transport et/ou par le métamorphisme (*cf Fig. 3.3(a)*), dû à une action mécanique ou thermodynamique ([Pahaut and Sergent, 1991]): mécanique si issue de la compression exercée par les couches supérieures, thermodynamique si existe un équilibre entre les phases solide et gazeuse pour la neige sèche, auxquelles s'ajoute la phase liquide pour la neige humide. Malgré tout, la neige demeure un milieu très poreux et perméable.

II.1.2 Les textures de névé

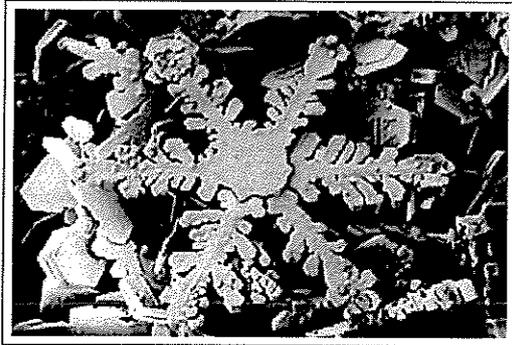
Au-delà d'un certain degré d'évolution, les grains constitutifs de la neige, auparavant individualisés, se solidarisent par de larges connexions. Se dessinent alors des réseaux tubulaires de glace zébrés de canaux en contact avec l'air extérieur (visibles sur la Figure 3.3(b)). Ces textures sont dites de névé.

II.1.3 Les textures compactes

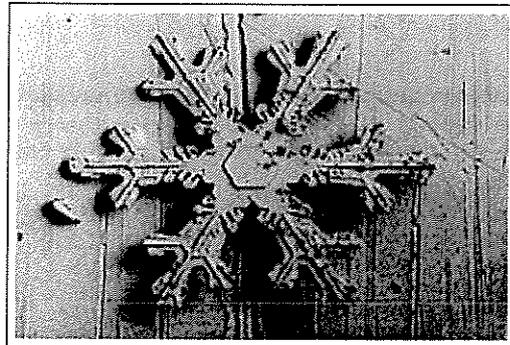
L'aggrégation plus ou moins régulières de cristaux en contact intime confère à la texture de glace compacte diverses conformations (colonnes, polyèdres irréguliers, disques de quelques millimètres à plusieurs décimètres) *généralement affectées par un ensemble d'imperfections*, comme l'atteste l'échantillon de glace compacte présenté en coupe photographique dans la Figure 3.3(c). Ces défauts sont recensés de manière détaillée dans la thèse de [Ray-Hanot, 1999].

Ils comprennent en particulier les *dislocations*, qui proviennent du glissement d'un plan d'atomes par rapport à un autre. Leur regroupement génère des *sous-joints* localisés à l'intérieur d'un grain ou d'un morceau de glace monocristallin. Les *joints de grains*, qui délimitent les cristaux individuels, s'apparentent aussi à des défauts fortement modelés par l'histoire thermique de l'échantillon. *Fissures et bulles d'air* complètent l'éventail de défauts ayant une incidence directe sur la texture de la glace.

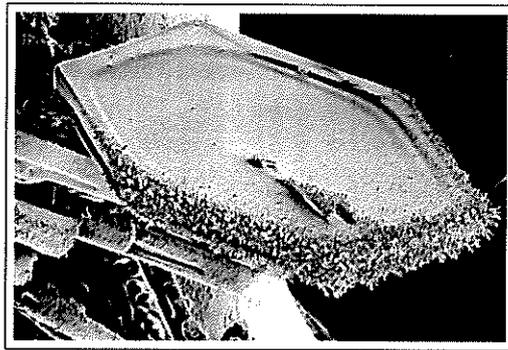
C'est en revanche moins le cas des *défauts ponctuels* qui exercent surtout une forte influence sur la conductivité électrique et les propriétés optiques de la glace. Ils sont qualifiés de moléculaires lorsqu'ils essaient le cristal de lacunes et de sites interstitiels pouvant favoriser, par auto-migration, la diffusion des molécules d'eau dans d'autres contrées du réseau. Ils sont ioniques et dits de Bjerrum lorsque des processus quantiques (effet tunnel) provoquent l'apparition d'ions OH^- et H_3O^+ par sauts d'atomes H d'une liaison à une autre.



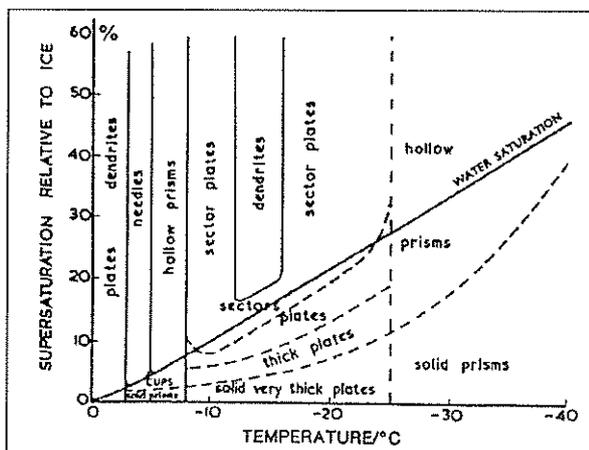
(a) Dendrites.



(b) Etoile/dendrites.



(c) Plaquette.



(d) Variation de la forme des cristaux de glace en fonction de la température et de la sursaturation (par rapport à la glace).

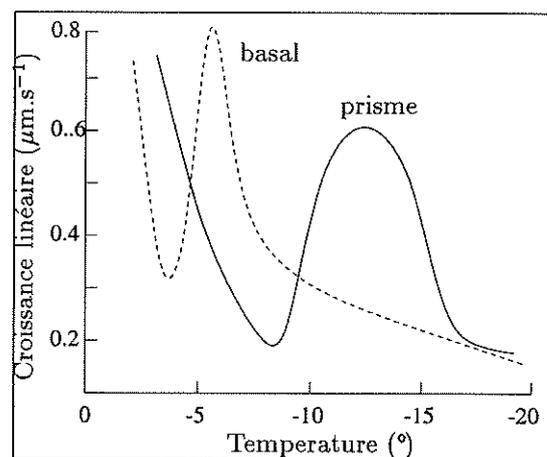
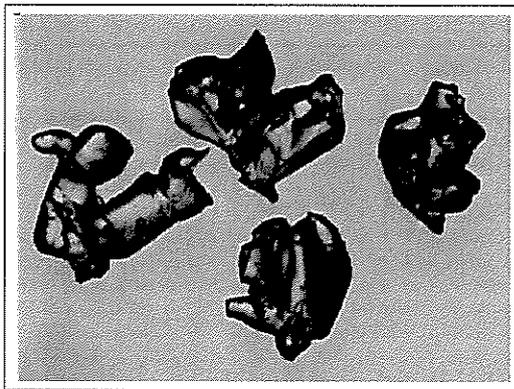
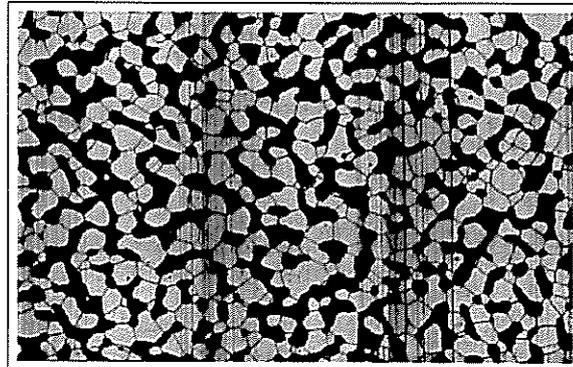
(e) Vitesses de croissance linéaire du plan basal et des faces prismatiques d'un cristal de glace pour un excès de vapeur d'eau de $1.3 \cdot 10^{-5}$ bar.

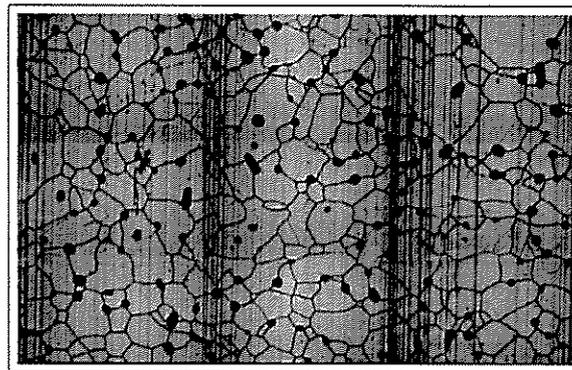
Fig. 3.2: Observations au MEB par [Wergin et al., 1998] de cristaux de neige (de (a) à (c)) dont quelques caractéristiques physiques et thermodynamiques apparaissent dans les deux graphes (d) et (e).



(a) Grains ronds issue d'une neige évoluée.



(b) Texture de névé. Les canaux d'air apparaissent en noir, les joints de grains sont déjà visibles.



(c) Texture de glace compacte avec inclusions de bulles d'air isolées.

Fig. 3.3: Les deux textures adoptées par la glace d'eau terrestre en dehors de la neige. Les clichés ont été fournis par Michel Gay du LGGE.

II.2 Les glaces extraterrestres

La distribution des glaces à la surfaces des planètes et satellites glacés du Système Solaire est résumée dans le Tableau 3.1. Deux modes de classification de ces astres sont possibles, fondés sur des arguments de *composition* et de *texture*.

II.2.1 Critère de composition

Du point de vue de la *composition de surface*, et abstraction faite de Mars et de la Terre, trois groupes se distinguent (*cf* Fig. 3.4): le premier rassemble les satellites dominés par la glace d'eau, le second ceux qui recèlent d'importantes quantités d'azote moléculaire et de méthane. Le troisième se restreint à un seul et unique membre dominé par le soufre: Io.

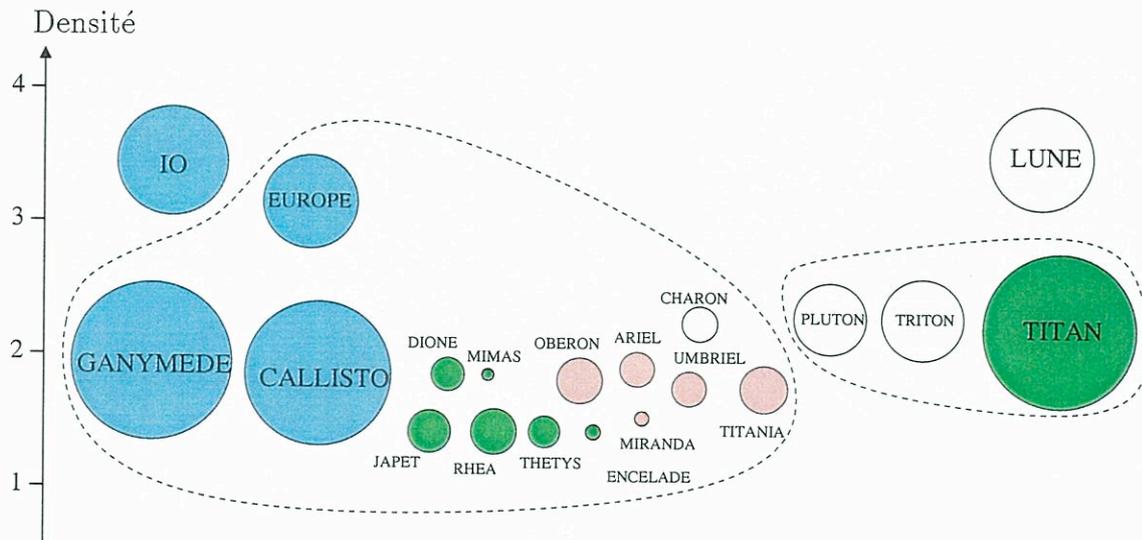


Fig. 3.4: Les 3 classes de satellites et planètes glacées du Système Solaire (sauf Mars et la Terre), répartis verticalement en fonction de leur densité. Les dimensions des ces astres sont respectées et comparées à celle de la Lune à titre indicatif (d'après [Quirico, 1995]). **En bleu:** satellites de Jupiter, **en vert:** satellites de Saturne, **en rose:** satellites d'Uranus.

II.2.2 Critère de texture

Selon le deuxième point de vue, les glaces pourraient élire domicile à la surface de ces astres en adoptant *deux textures majeures*:

♣ **Les structures rocheuses** Un certain nombre de corps comprenant les satellites galiléens Ganymède, Europe et Callisto et une kyrielle de satellites Saturniens et Uraniens, semblent affublés d'une carapace rigide dominée par la glace d'eau parfois susceptible d'être enrichie d'hydrates d'ammoniaque ([Kargel, 1998], [Sotin et al., 1998]), de sels de magnésium et de sodium et de minéraux. Mis à part la molécule de CO_2 , identifiée sur tous les satellites Galiléens, on peut également rencontrer de petites quantités de O_2 sur Ganymède, de SO_2 , H_2O_2 et H_2SO_4 sur Europe. Les glaces de CO_2 coexistent pour leur part avec la glace de H_2O sur Triton, peut-être avec un comportement mécanique de type lithosphérique. Le tandem Pluton-Charon, siège des températures les plus basses régnant à la surface des planètes et satellites du Système Solaire, aurait bénéficié du même héritage chimique, hormis CO_2 . Les épisodes tectoniques, volcaniques et les contraintes extérieures (effets de marée, bombardement météoritique, flux de particules énergétiques, ...) ont toutefois frappé d'un sceau singulier chacune de ces surfaces en sculptant des reliefs parfois étonnants.

♣ **Les dépôts volatils** Le givrage et les précipitations terrestres admettraient deux mécanismes équivalents chez nos voisins glacés. Les composés pourraient en effet *se déposer au sol* après un séjour dans l'atmosphère ou *se condenser directement en surface*. Le givre tapisserait ainsi Triton et Pluton d'une pellicule saisonnière de CH_4 , N_2 , CO en mélange moléculaire ([Cruishank et al., 1998]). A cause de ces deux mécanismes, Mars possède deux calottes polaires de CO_2 ([Forget, 1998]), une neige d'eau agrémentant de

Molécule	Objet
H ₂ O	Terre, Mars, Saturne (anneaux) satellites Jupiter, Saturne et Uranus Charon, Triton, Pluton (?)
CO ₂	Mars, Triton, Europa, Callisto, Ganymède
CO	Triton, Pluton
¹³ CO	Triton
N ₂	Triton, Pluton
O ₂	Ganymède
O ₃	Ganymède (?), Dione (?), Rhéa (?)
SO ₂	Io, Europa, Callisto
³³ SO ₂ , ³⁴ SO ₂ , S ₂ ¹⁸ O	Io
SO ₃	Io, Europa (?)
S ₈	Io
S ₄ (?), S _n O (?)	Io
S ₂ O, Na ₂ S (?)	Io
Cl ₂ SO ₂ (?)	Io
H ₂ S (?)	Io
CH ₄	Pluton, Triton
organiques -C≡N	Iapetus, anneaux d'Uranus, Callisto
H ₂ O ₂	Europa
NH ₃	Charon (?)
H ₂ SO ₄ hydraté	Europe

Tab. 3.1: Glaces identifiées à la surface des planètes et satellites du Système Solaire (compilation réactualisée de [Schmitt et al., 1998] et [Salama, 1998]).

manière saisonnière la calotte sud. Enfant terrible du système Jovien, Io retient particulièrement l'attention des planétologues avec ses éruptions volcaniques responsables de spectaculaires panaches sources du SO₂ dominant l'atmosphère. Ce dernier migrerait ensuite vers les régions froides de la surface où il subirait une succession de phases de condensation-sublimation au gré des variations d'insolation.

A l'instar du contexte terrestre, le transport dynamique, les changements de phase, la diffusion moléculaire et peut-être des écoulements engendrent une stratification mêlant des textures et des rugosités hétéroclites. L'impact du métamorphisme serait exacerbé en cas d'équilibre avec une atmosphère de composition semblable, comme N₂ sur Triton et CO₂ sur Mars, SO₂ sur Io.

En outre, une stratification de la composition peut émaner des phénomènes de sublimation et/ou de diffusion chimique différentielle. Sur Pluton, par exemple, ces processus affecteraient d'une part la molécule CH₄ et d'autre part les composants N₂ et CO au sein de dépôts volatils N₂-CH₄-CO, lors d'une exposition prolongée au rayonnement solaire. Ils créeraient ainsi, en surface, un résidu de CH₄ pur sous forme d'une croûte d'épaisseur variable coiffant un substrat de N₂-CO ([Douté, 1998]).

III Spectroscopie en réflectance des glaces

III.1 Dissemblance des diffusions particulaire (microscopique) et planétaire (macroscopique)

D'emblée, une évidence s'impose: *La réflectance des glaces à l'échelle planétaire ne présume pas toujours de leurs propriétés diffusantes à l'échelle microscopique (et vice versa)*. Les modèles de diffusion par une particule isolée plus grande que la longueur d'onde prédisent en effet une diffusion préférentielle du rayonnement vers l'avant (*cf* Chap. 2, Sec. III.2.4).

L'application de la théorie de Hapke aux mesures *in situ* de BRDF des neiges et glaces terrestres par [Verbiscer and Veverka, 1990] démontre la forte propension de ces dernières à **diffuser le rayonnement vers l'avant** (*forward scattering*), comme en témoignent les valeurs essentiellement positives du paramètre d'asymétrie ξ (*cf* Eq. 2.15) compilées dans la Table 3.2. La logique semble donc respectée sur Terre.

Type de neige ou glace	w	ξ
Neige tassée par le vent	0.992	0.63
Neige fraîche déposée "en douceur"	0.999	0.52
Neige issue d'un regel	0.988	0.62
Neige ancienne déposée "en douceur"	0.994	0.62
Glace	0.993	0.79

Tab. 3.2: Paramètres de Hapke pour la neige et les surfaces glacées ([Verbiscer and Helfenstein, 1998]).

Les surfaces planétaires affichent en revanche, de manière surprenante, une **tendance prononcée à la rétrodiffusion**. Et l'argument d'une différence entre les espèces moléculaires mises en jeu ne fournit en aucun cas une explication valable puisque la surface d'Europe, comme celle de la Terre, regorge de glace d'eau! Deux facteurs, et éventuellement leur conjugaison, pourraient expliquer ces disparités inter-échelles:

III.1.1 La rugosité macroscopique

La rugosité se définit à plusieurs échelles spatiales en fonction de sa taille caractéristique par rapport au libre parcours moyen des photons. Avec les phénomènes d'ombrage qu'elle génère, nous avons vu dans le chapitre précédent que la rugosité "macroscopique" de surface a un impact sur la réflectance¹ et peut favoriser la contribution de rétrodiffusion ([Warren et al., 1998]). Mais elle ne saurait tout expliquer.

III.1.2 Les effets photométriques

Même en tenant compte de la rugosité macroscopique, certains auteurs ont en effet montré que la fonction de phase de diffusion est au moins en partie responsable de la

1. En Antarctique, les *sastrugis*, dont nous avons déjà parlé, peuvent ainsi réduire l'albedo intégré d'environ 1% ([Carroll and Fitch, 1981]).

rétrodiffusion des surfaces planétaires glacées, comme l'illustrent les valeurs négatives du paramètre d'asymétrie ξ dans la Table 3.3.

Satellite	w	ξ	Ξ	B_0	ς	auteurs
Europa						
whole-disk	0.96	-0.43	10			[Buratti, 1985]
leading	0.922	-0.363	10	0.50	0.0016	[Domingue et al., 1991]
trailing	0.897	-0.183	10	0.45	0.0016	[Domingue et al., 1991]
Ganymède						
leading	0.82	-0.20				[Buratti, 1991]
trailing	0.78	-0.21	29			[Buratti, 1991]
Callisto						
whole-disk	0.74	+0.23	25	1.55	0.022	[Verbiscer and Helfenstein, 1998]
leading	0.43	-0.23	36			[Buratti, 1991]
trailing	0.45	-0.17	29			[Buratti, 1991]
Io						
		-0.27				[Douté et al., 2001]

Tab. 3.3: Paramètres de Hapke pour les satellites Galiléens ([Verbiscer and Helfenstein, 1998]). La rugosité d'Europe pourrait être biaisée car la formule de Hapke ignore les diffusions entre facettes. Les paramètres d'opposition demeurent eux aussi spéculatifs en raison du faible nombre d'observations à petit angle de phase. Ξ , B_0 et ς ont été définis dans le Chapitre 2.

Généralement, la couverture angulaire des observations, rares à grand angle de phase, s'avère insuffisante pour contraindre simultanément les comportements rétrodiffusant et diffusant vers l'avant des objets glacés du Système Solaire. Dans certains cas, il est néanmoins possible d'en estimer les contributions respectives que l'on peut modéliser par des fonctions de phase Henyey-Greenstein à deux lobes (*cf* Eq. 2.18). L'on peut alors estimer l'importance relative des lobes de diffusion vers l'avant et vers l'arrière. C'est notamment le cas du régolite de l'hémisphère "trailing" d'Europe. Les valeurs consignées dans la Table 3.4 tempèrent alors quelque peu les résultats précédents (Callisto serait par exemple légèrement diffusant vers l'avant), sans que les propriétés des surfaces soient fondamentalement remises en cause ([Verbiscer and Helfenstein, 1998]).

Des travaux plus récents publiés par [Domingue and Verbiscer, 1998] abordent l'analyse photométrique des satellites Galiléens d'une manière plus fine au moyen d'une fonction de Henyey-Greenstein double comportant deux paramètres d'asymétrie $\tilde{\xi}_1$ et $\tilde{\xi}_2$ distincts (*cf* Eq. 2.20).

Comment justifier la diffusion vers l'arrière du rayonnement par une particule isolée? *La complexité de la forme et de la structure interne des grains, à une échelle plus petite que la longueur d'onde, est une hypothèse envisageable* ([Verbiscer et al., 1990]). Comme le rapportent [Verbiscer and Helfenstein, 1998], les simulations numériques de [Peltoniemi et al., 1989] semblent confirmer l'idée qui gagne encore en crédibilité avec les expériences de [McGuire and Hapke, 1995]. L'extrapolation aux surfaces planétaires demeure cependant délicate en raison de l'incapacité de la formule de Hapke à décrire correctement la diffusion multiple si l'on considère des particules de fort albedo nanties

Astre	$\tilde{\xi}_1$	$\tilde{\xi}_2$	q	auteurs
Europa				
leading	-0.431	0.431	0.079	[Domingue et al., 1991]
trailing	-0.430	0.430	0.287	[Domingue et al., 1991]
Callisto				
whole-disk	-0.38	0.40	0.78	[Verbiscer and Helfenstein, 1998]

Tab. 3.4: Fonctions de phase de type Henyey-Greenstein à trois paramètres ([Verbiscer and Helfenstein, 1998]).

d'une fonction de phase fortement anisotrope. Bien que prometteuse, cette piste n'a donc pas encore fourni une explication définitive.

III.2 Sensibilité de la réflectance aux caractéristiques des glaces

III.2.1 Taille des grains et porosité

La taille des grains affecte la réflectance de la surface qu'ils composent avec une efficacité fonction de leurs propriétés optiques (*e.g.* [Pieters, 1983]). Prenons l'exemple de la neige. Dans la région spectrale de transparence optique, la gamme visible, la taille des grains influence peu la réflectance et l'albedo de diffusion simple est proche de 1 ([Wiscombe and Warren, 1980], [Fily et al., 1998]). Ce n'est plus le cas aux longueurs d'onde supérieures, à mesure que l'absorption progresse, non seulement pour des particules sphériques (modélisées, rappelons-le, par la théorie de Mie) mais aussi pour les cristaux de neige de forme quelconque ([Warren, 1982], [Leroux and Fily, 1998]).

En règle générale, dans les régions relativement transparentes, une décroissance de la taille des grains augmente le nombre de diffusions subies par les photons et accroît donc la réflectance. Dans les zones d'absorption, la diffusion de surface éclipse la diffusion volumique. Or la diffusion multiple amenuise davantage la composante spéculaire si les grains sont petits, ce qui entraîne une chute de la réflectance ([Gradie and Veverka, 1984]).

La porosité jouit également d'un ascendant significatif sur la réflectance d'une surface. A la faveur d'une diffusion accentuée aux interfaces grain-vide (ou grain-fluide) par rapport aux interfaces grains-grains, les matériaux brillants se caractérisent ainsi par un albedo d'autant plus élevé que leur porosité est grande, cet effet s'estompant dans les gammes spectrales d'absorption. [Salisbury and Eastes, 1985] soulignent par ailleurs que lorsque les deux facteurs sont conjugués, la porosité plus qu'une taille de grains décroissante atténue l'intensité des bandes de vibrations moléculaires fondamentales.

III.2.2 Coexistence des phases solide et liquide

Cette conjoncture est particulière au mélange neige-eau terrestre. Les indices de réfraction de ces deux phases diffèrent peu et leur association n'a qu'une influence faible sur la réflectance, sauf lorsque la neige devient "humide". De gros grains se forment alors au détriment des plus petits qui disparaissent ou les pores se remplissent d'eau. Quoiqu'il en soit, la réflectance diminue.

III.2.3 Contamination

Considérons à nouveau le cas de la neige. Sa pureté, qui lui confère un albedo proche de 1, est généralement souillée par des impuretés impliquant divers processus d'intégration. Elles peuvent jouer le rôle de noyau de congélation pour la formation des cristaux de neige, être assimilées lors de chute de neige ou au sol. Ces intrus sont surtout des poussières continentales, désertiques, volcaniques et des composés organiques. Le carbone suie, d'origine anthropique et reliquat de la combustion incomplète du carbone, est particulièrement redoutable: sa présence, même restreinte à quelques ppm^2 , suffit à amenuiser drastiquement l'albedo (et donc la réflectance) de la neige³.

III.2.4 Température

Les variations de température régissent l'amplitude des vibrations moléculaires et, parfois, les changements de phase ou, au sein de la phase solide, les changements polymorphiques qui modifient la structure cristalline. [Ferraro and Fink, 1977] en ont par exemple montré les répercussions sur les propriétés en réflectance de la glace de H_2S , entre 65°K et 143°K, qui met en lumière une transition polymorphique à 125°K (structure tétragonale en deça, cubique au-delà). Les spectres en réflectance sont donc particulièrement sensibles à la température de surface dont ils constituent donc un bon indicateur ([Gaffey et al., 1993]). Signalons que les effets de ce paramètre thermodynamique ont été largement étudiés (en transmission) au *LPG* sur divers solides moléculaires (*e.g.* [Schmitt et al., 1998]): N_2 , H_2O , SO_2 , CH_4 , H_2S , ...

III.3 Intérêt de l'étude du soufre

Bien que la neige soit un matériau d'étude privilégié, les premières mesures de réflectance avec le spectrophotogoniomètre ont été obtenues sur du soufre. Les arguments suivants plaident en effet en sa faveur:

- Le soufre est stable à température ambiante, contrairement à la neige.
- Il est disponible en grande quantité.
- Son spectre en réflectance relativement "simple" (une bande électronique d'absorption lui confère une réflectance faible dans l'UV, élevée dans le visible) apparaît adapté en termes d'interprétation pour une première campagne de mesures.
- Il présente un intérêt planétologique indéniable, comme l'atteste sa présence sur le satellite Io, pour lequel les données de la sonde Galileo sont de plus disponibles.

Une bibliographie complète relative au soufre et les mesures de réflectance effectuées sont reportées dans le Chapitre 8. Les possibilités d'une application au satellite Jovien Io font elles l'objet du Chapitre 9.

2. Parties par million.

3. [Leroux, 1996]) a consacré une partie de sa thèse à la modélisation de l'influence de ce composé.

L'expérience de spectrophoto-goniométrie

Chapitre 4

Objets et méthodes de Spectrophoto-goniométrie

Résumé: les mesures de réflectance en laboratoire s'inscrivent naturellement dans un triptyque comprenant également les modèles numériques et les observations satellitaires, l'objectif principal étant de compléter la vision fournie par ces deux dernières approches. Plus précisément, il s'agit de *contraindre et/ou valider les modèles de transfert radiatif*, de mieux *comprendre les phénomènes de diffusion* prévalant à l'échelle *microscopique* et de *construire une base de données de BRDFs* regroupant divers composés dans différents états physiques, en vue d'une meilleure interprétation des données spatiales.

Précisons de suite que les expériences de laboratoire concernent des échantillons dont la rugosité demeure microscopique, c'est à dire inférieure au libre parcours moyen des photons au sein du matériau. La compréhension du transfert radiatif au niveau d'une surface "standard" est en effet une étape préliminaire indispensable avant la prise en compte éventuelle de la rugosité macroscopique (*cf* Chap. 2, Sec. VI). On peut en première approximation ramener l'observation d'un terrain accidenté à celle d'une série de terrains plats mais visés à angle de phase fixe selon diverses géométries (*cf* Fig. 4.1). Cette approche ne permet néanmoins pas la prise en compte des effets d'ombre et de pénombre. Il faut pour cela modéliser géométriquement les éclairagements diffus mutuels des pentes se faisant face.

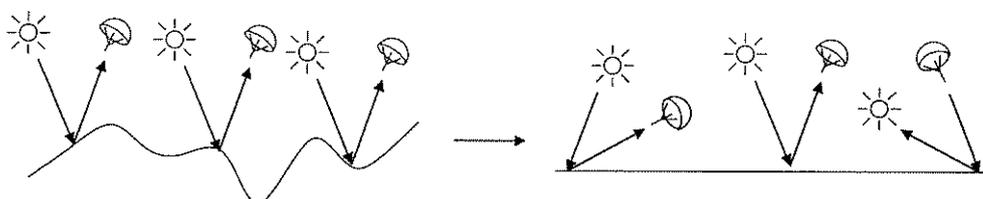


Fig. 4.1: L'observation d'une surface rugueuse est équivalente, en première approximation, à celle d'une série de terrains plats de même nature visés à angle de phase fixe selon différentes configurations d'éclairage/observation.

I Contexte et champs d'application

I.1 Compréhension du transfert radiatif

I.1.1 Lien entre échelles microscopique et macroscopique

L'obtention de mesures de réflectance bidirectionnelle à l'aide d'instruments développés en laboratoire apporte indéniablement un éclairage complémentaire aux simulations numériques. Si les modèles produisent des spectres en réflectance "macroscopique", les paramètres microscopiques injectés demeurent souvent empiriques, voire méconnus. Nous avons déjà évoqué les paramètres de diffusion que sont l'albedo de diffusion simple (*cf* Chap. 2, Eq. 2.14) et la fonction de phase de diffusion simple (*cf* Eq. 2.12). La méconnaissance de cette dernière constitue une des fréquentes limitations des modèles. De plus, sa modélisation pour des particules irrégulières de taille supérieure à la longueur d'onde prédit en général une forte diffusion vers l'avant ([Grundy et al., 2000]) en contradiction avec les mesures de réflectance à grande échelle sur les surfaces planétaires glacées, hormis la Terre (*cf* Chap. 3, Sec. III). **Un des objectifs majeurs est donc de comprendre les mécanismes inter-échelles responsables des variations photométriques microscopiques et inter-échelles.**

I.1.2 Les effets de polarisation

Nous l'avons esquissé dans le Chapitre 2, la polarisation de la lumière diffusée par une particule isolée ou un ensemble de particules dans un contexte simplifié a engendré des études ([Van de Hulst, 1981], [Pitter et al., 1999]) parfois incorporées dans un algorithme de transfert radiatif ([McCormick and Sanchez, 1983], [Mueller and Crosbie, 1997]). Mais les surfaces granulaires réelles sont plus délicates à appréhender, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement. Pour certains types de matériaux, des **relations empiriques entre différentes caractéristiques de la courbe de polarisation et de la surface**, ont certes été établies sans toutefois bénéficier d'une interprétation théorique satisfaisante. En voici deux illustrations:

♣ **La relation albedo-polarisation de Umov** *La propension d'un sol sombre à davantage polariser le rayonnement est une illustration de la loi heuristique de Umov stipulant que pour un matériau sombre toute la lumière reçue provient de la diffusion surfacique (spéculaire sur les facettes des grains).* Dans la lumière réfléchie, les vibrations parallèles à la surface de séparation dominant et, pour une surface diélectrique polie, on peut observer une forte polarisation si l'angle d'incidence est favorable. Pour les matériaux peu absorbants (et donc d'albedo élevé) on intègre une contribution supplémentaire provenant de la lumière qui, ayant pénétré dans le matériau, se trouve réfléchi et est susceptible de ressortir après avoir eu maintes fois l'occasion de changer de polarisation. Par conséquent, lorsque le faisceau issu des profondeurs accompagne le faisceau directement réfléchi, la polarisation globale diminue.

♣ **La branche négative de la courbe de polarisation** La polarisation globale de la Lune, archétype des corps dépourvus d'atmosphère, évolue au cours de la lunaison.

*Le sol lunaire est responsable, juste avant et après la pleine Lune, d'une composante de polarisation négative*¹ non prévue par les formules de Fresnel et systématiquement plus forte dans les mers, régions les plus sombres. La diffusion simple ne suffit pas à expliquer les polarisations négatives et les mécanismes incluant la diffusion multiple furent rapidement invoqués. [Wolff, 1975] franchit un pas supplémentaire en calculant théoriquement les courbes de polarisation ayant une branche négative à partir de paramètres géométriques et physiques en traitant les réflexions de Fresnel sur une surface partiellement absorbante. Son raisonnement confirma la relation entre la polarisation négative et la présence de petites cavités de taille supérieure à la longueur d'onde du rayonnement mis en jeu.

I.2 Modélisation de la BRDF

I.2.1 Contraindre et valider les modèles de BRDF

Les expériences de laboratoire présentent l'avantage précieux de fournir des spectres en réflectance de matériaux dont les propriétés texturales (taille et forme des grains) et optiques (indice de réfraction complexe m) peuvent être contrôlées et appréhendées selon diverses méthodes (microscopie, spectroscopie). Différents modèles de réflectance bidirectionnelle pourront être confrontés aux mesures, leur inversion sur un grand nombre de géométries permettant *a priori* de tester la validité des formes analytiques des fonctions de diffusion et de remonter à leurs paramètres.

I.2.2 La fonction de phase de diffusion

Si le modèle de Hapke ne précise pas la forme mathématique de la fonction de phase associée à un grain, nous avons vu que l'auteur en indique une forme paramétrée empirique (Henyey-Greenstein, cf **Chap. 2, Eq. 2.17 et Eq.2.18**). Elle prévaut surtout par la simplicité de sa formulation et de son interprétation physique.

Mais un inconvénient subsiste: **les paramètres de diffusion injectés ne dépendent généralement pas de la longueur d'onde et des constantes optiques du matériau**. Or, les calculs de diffusion de photons par méthode Monte-Carlo soulignent l'influence majeure des indices optiques réels et imaginaire, ainsi que de la forme, la taille et l'irrégularité des grains ([Grundy et al., 2000]).

[Grundy et al., 2000] proposent également une forme de fonction de phase comportant des termes Gaussiens (cf **Eq. 4.1**) capables de décrire plus précisément la diffusion par des particules irrégulières. Nous distinguons ainsi un lobe de diffusion vers l'avant d'amplitude q_1 , un lobe de diffusion vers l'arrière d'amplitude q_2 et un troisième lobe, d'amplitude q_3 , simulant la diffusion "latérale" centrée sur un angle θ donné. Les largeurs des Gaussiennes sont contrôlées par les facteurs c_1 , c_2 et c_3 . Le nombre de paramètres libres est malheureusement élevé (6 après normalisation).

$$p(g) = a + q_1 e^{-\left(\frac{g-\pi}{c_1}\right)^2} + q_2 e^{-\left(\frac{g}{c_2}\right)^2} + q_3 e^{-\left(\frac{g-\theta}{c_3}\right)^2} \quad (4.1)$$

1. Désigne une polarisation ayant des vibrations privilégiées parallèles au plan d'incidence.

I.3 Mesures de BRDFs d'intérêt géophysique et planétologique

Un aspect important qu'il est prévu de développer est l'élaboration d'une **base de données de spectres en réflectance** sur des matériaux détectés ou suspectés sur les surfaces terrestre et planétaires. Les collaborations étroites avec le *LGGE* et le *CEN* désignent naturellement la **neige** comme candidat immédiat. Son albedo détermine en effet le bilan énergétique de surfaces telle que les calottes polaires Antarctique et du Groenland et constitue par conséquent un paramètre primordial dans les modèles de circulation générale (GCM) ([Nolin and Stroeve, 1997]) . . . Le spectrophoto-goniomètre s'inscrit idéalement dans le projet de télédétection des surfaces enneigées initié au *LGGE* et enrichi par l'exploitation des données *POLDER*. Ce radiomètre multispectral embarqué à bord du satellite *ADEOS* a été conçu pour mesurer l'anisotropie et la polarisation du rayonnement solaire réfléchi par les surfaces terrestres, dont l'Antarctique, et l'atmosphère.

Plus généralement, les nombreux composés planétaires potentiels recensés dans le Chapitre 3 élargissent les perspectives à d'autres **solides moléculaires** tels que les glaces de CO_2 , CH_4 , SO_2 , les sels de magnésium et de sodium hydratés, le soufre, . . . , et leurs mélanges avec divers minéraux. L'analyse et l'interprétation des observations planétaires par les missions spatiales telles que *Galileo* (*NIMS*, *SSI*), *Cassini* (*VIMS*, *DISR*), *Mars Express* (*OMEGA*) ou *Rosetta* (*VIRTIS*, *CIVA*, *OSIRIS*) pourraient alors assurément gagner en rigueur et en précision. En complément de la librairie **spectrale** de l'*USGS* ([Clark et al., 1993]), cette base de données **spectrales bidirectionnelles** pourra sans doute satisfaire un certain nombre de besoins de la communauté et de notre propre laboratoire liés à l'**interprétation des observations spatiales**. Le nombre de géométries décrites lors des missions est en effet souvent insuffisant pour prétendre à une analyse univoque de la texture des éléments disséminés sur la surface, et les résultats expérimentaux peuvent dispenser un outil de discrimination intéressant.

II Eléments clefs de spectrophoto-goniométrie

II.1 Principe et instrumentation

Obtenir la BRDF d'une surface signifie connaître, sur une plage de longueurs d'onde, le flux réfléchi par cette dernière pour une large gamme de configurations géométriques d'éclairement et d'observation. Les instruments auxquels cette tâche est confiée cumulent trois éléments fondamentaux:

- Une unité d'éclairement.
- Une unité de détection.
- Un goniomètre pour le positionnement des deux unités précédentes.

II.2 Stratégies de mesure

Inscrivons-nous d'emblée dans le cadre général d'un éclairage et d'une observation de l'échantillon selon une tache circulaire au nadir, elliptique en géométrie oblique. Les

fondements de la spectrophoto-goniométrie se revendiquent nécessairement de l'une des deux configurations répertoriées par la Figure 4.2 ([Oehler, 1996]):

- *L'ellipse d'éclairément est toujours entièrement comprise dans l'ellipse d'observation ($S_r > S_i$). L'intensité du signal mesuré devient alors proportionnelle à $\cos \theta_r$, ce qui se traduit par un tassement de la surface apparente du faisceau d'illumination non compensé par l'aire de la surface observée, croissante mais dont la fraction éclairée diminue.*
- *L'ellipse d'observation est toujours entièrement comprise dans l'ellipse d'éclairément ($S_r < S_i$). L'intensité du signal mesuré affiche alors une dépendance en $\cos \theta_i$. Cette configuration présente deux avantages décisifs. Tout d'abord, elle est conforme à une observation satellitaire. Mais elle est aussi gage d'un protocole expérimental simplifié n'exigeant pas d'optiques de détection trop volumineuses. Un éclairément de grande taille est de surcroît plus aisé (et moins coûteux!) à mettre en œuvre. Cette solution avait d'emblée été retenue pour l'élaboration du spectrophoto-goniomètre.*

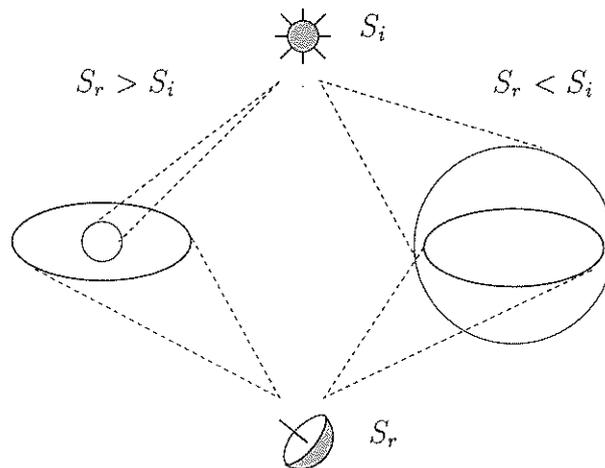


Fig. 4.2: Les mesures de spectrophoto-goniométrie sont de deux sortes. **A gauche:** la zone éclairée (S_i) est entièrement contenue dans la région observée (S_r). **A droite:** l'observation intercepte une partie de l'illumination et $S_r < S_i$ ([Oehler, 1996]).

Nous voici quasiment prêts à aborder la partie technique de ce manuscrit. Seuls manquent quelques points de repère susceptibles de situer notre spectrophoto-goniomètre par rapport à d'autres appareils. Dressons donc, au préalable, une revue des champs d'applications couverts par les techniques existantes, agrémentée de la description de certaines d'entre elles.

III Panorama non exhaustif sur les moyens expérimentaux existants

Plusieurs motivations essentielles ont suscité, au sein de divers laboratoires de recherche, le développement d'appareils dédiés à l'étude des propriétés en réflectance des

matériaux. Une revue de la littérature consacrée au sujet montre la congruité d'une classification comportant trois catégories essentielles, ne s'excluant pas mutuellement. Certains dispositifs ont tout d'abord été imaginés dans la perspective d'une meilleure **compréhension d'un effet physique** déterminé, comme l'effet d'opposition (*cf* Chap. 2, Sec. IV.4.2). Une deuxième catégorie regroupe les **appareils à vocation d'étalonnage** qui servent principalement, en matière de télédétection, à étalonner des surfaces de référence. Enfin, une troisième classe englobe des systèmes goniométriques polyvalents avec comme objectif, par exemple, d'**élaborer des bibliothèques de spectres en réflectance** pour certains types de matériaux. Parmi tous ces goniomètres, certains sont convertis en "facilités" accessibles à des laboratoires de recherche extérieurs. Les quelques exemples qui suivent balayeront de manière non exhaustive les familles de systèmes en service.

III.1 Goniomètres dédiés à l'effet d'opposition

III.1.1 Goniomètre du Jet Propulsion Laboratory

Le Jet Propulsion Laboratory (*JPL*) a construit un spectrogoniomètre spécifiquement destiné aux mesures à faible angle de phase ($g \in [0^\circ-6^\circ]$) sur des composés planétaires à des longueurs d'onde théoriquement comprises entre 350 et 1100 nm ([Buratti et al., 1988]). Un laser He-Ne faisant office de source lumineuse fortement collimatée, la longueur d'onde de mesure effective est de 632 nm. La difficulté majeure consistait à éviter un masquage du faisceau d'illumination par le détecteur, écueil qui fut contourné par la mise en place d'un miroir. L'agencement des composants est schématisé dans la Figure 4.3(a). Bien que précédé par d'autres dispositifs équivalents, celui-ci fut le premier dont les mesures bénéficièrent d'une confrontation avec des modèles d'effet d'opposition. Il a, depuis, subi diverses améliorations et modifications: l'ajout de polariseurs linéaires d'éclairement et d'observation éventuellement accompagnés de lames quart d'onde permet par exemple d'imposer ou de mesurer une composante polarisée circulairement ([Nelson et al., 1998], [Nelson et al., 2000]).

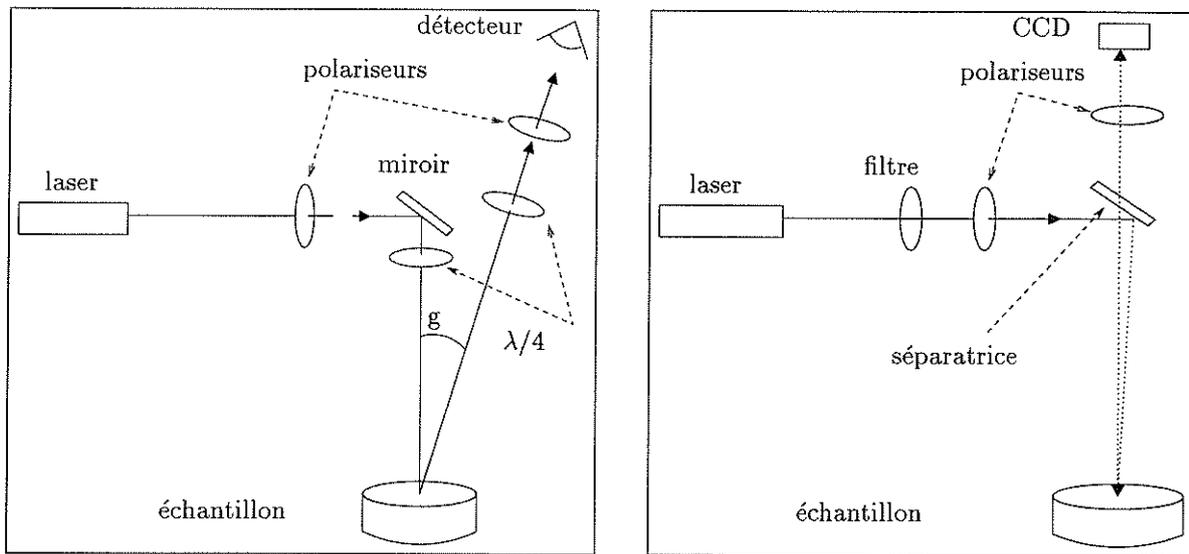
III.1.2 Goniomètre de l'Observatoire d'Helsinki

Signalons qu'un appareil de conception similaire est actuellement développé à l'Observatoire de l'Université d'Helsinki ([Kaasalainen et al., 2001]). Il concrétise la volonté de l'équipe de confronter ses compétences théoriques et numériques, que nous avons entrevues lors de sa venue à Grenoble, à un verdict expérimental. Les résultats sont d'autre part destinés à améliorer la compréhension des données issues des expériences *SMART-1 AMIE* et *DCIXS/XSM* conduites à faibles angles de phase.

III.2 Goniomètres à vocation d'étalonnage

III.2.1 Goniomètres pour sphères intégrantes

Les sphères intégrantes sont fréquemment employées pour déterminer la réflectance directionnelle-hémisphérique. Leur intérieur est recouvert d'un matériau aux propriétés



(a) Schéma d'ensemble du goniomètre du *JPL*, pourvu de lames quart d'onde pour polariser circulairement l'éclairage et/ou l'observation ([Nelson et al., 2000]).

(b) Schéma d'ensemble du goniomètre de l'Observatoire de l'Université d'Helsinki ([Kaasalainen et al., 2001]).

Fig. 4.3: Présentation de deux goniomètres dédiés à l'étude de l'effet d'opposition.

diffusantes particulières, généralement choisi le plus lambertien² possible (Halon, composé de polytétrafluoroéthylène) ou tout au moins peu absorbant (BaSO_4 , MgO , soufre, or) dans la gamme spectrale d'intérêt. Les publications sur le sujet abondent et nous nous contenterons de renvoyer le lecteur à des travaux récents (*e.g.* [Nostell et al., 1999]), ou plus anciens (*e.g.* [Gindele et al., 1975]). Notons que certains de ces systèmes consacrés à des mesures d'albedo peuvent, au prix de quelques modifications, permettre une acquisition de la réflectance bidirectionnelle ([Egan and Hilgeman, 1975]).

III.2.2 Instruments du National Institute of Standards and Technology

Le *NIST*, organisme américain spécialisé dans l'étalonnage des standards de réflectance, a conçu *STARR*, un réflectomètre automatisé capable de couvrir la gamme 380-1600 nm ([Proctor and Barnes, 1996]). La source, fixe, éclaire un échantillon tournant sous l'œil d'un détecteur lui aussi mobile. [Nadal and Barnes, 1996] ont fait appel à ses services pour déterminer la réflectance bidirectionnelle de Halon compacté. *STARR* est accompagné de deux autres instruments, *GOSI* (Goniometric Optical Scatter Instrument) et la facilité *SOSI* (Scanning Optical Scatter Instrument). Le premier exploite les longueurs d'onde de différents lasers (HeNe 632 nm, Nd:Yag 532 nm, HeCd 442 nm, HeCd 325 nm) pour caractériser les surfaces peu diffusantes telles que les miroirs et les lames de silicium. Le deuxième, encore en gestation, alliera 28 systèmes de détection aptes à traquer simultanément la réflectance bidirectionnelle sur tout l'hémisphère de diffusion.

2. Rappelons qu'il s'agit d'une surface diffusant le rayonnement de manière isotrope.

III.2.3 Goniomètre du Jet Propulsion Laboratory

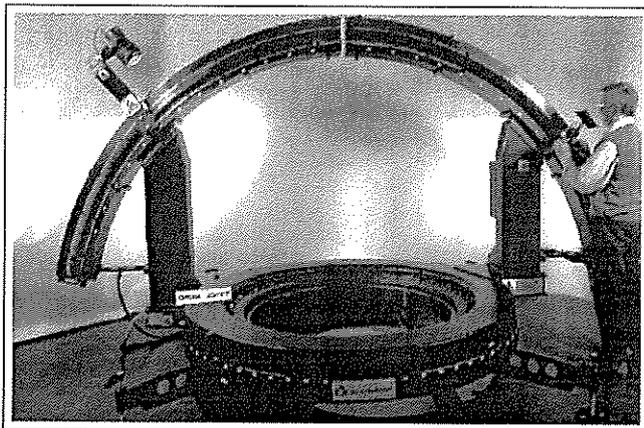
Le spectromètre *MISR* (Multi-angle Imaging Spectrometer) de la NASA a nécessité le développement d'une "facilité de caractérisation de la réflectance directionnelle" spécifiquement destinée à l'étalonnage de surfaces de référence en Halon à 3 longueurs d'onde ([McGuckin et al., 1996]): 442 nm (laser HeCd), 632 nm (laser HeNe) et 860 nm (laser GaAlAs). Le faisceau incident peut être polarisé linéairement et l'observation, assurée par une photodiode en silicium, couvre la majeure partie de l'hémisphère supérieur (qui correspond à $0^\circ \leq \Phi \leq 360^\circ$, $0^\circ \leq \theta_r \leq 90^\circ$).

III.3 Goniomètres à vocation géophysique et planétologique

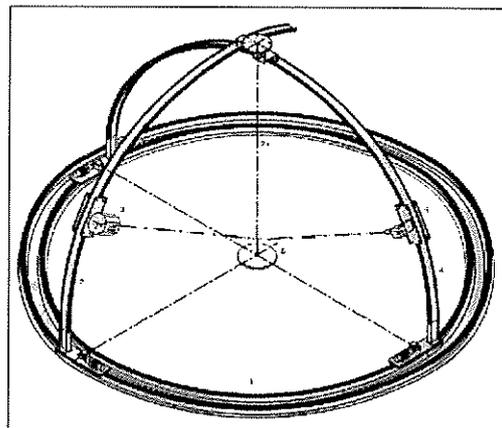
Au-delà des catégories précédentes, nous trouvons des instruments polyvalents pour la caractérisation en réflectance de divers types de matériaux et l'élaboration de bases de données.

III.3.1 Goniomètre de l'ONERA

Le goniomètre du Département d'Optique Théorique et Appliquée de l'ONERA (*DOTA*, Toulouse) présenté dans la Figure 4.4(a), privilégie l'étude de surfaces naturelles telles que le sable ou de l'herbe. Il est utilisable aussi bien en laboratoire qu'à l'extérieur. La source de lumière, une lampe halogène de 650 W stabilisée mais non collimatée, alliée à une matrice CCD refroidie à -30°C lui confèrent une gamme spectrale utile comprise entre 420 et 950 nm. Avant de parvenir au détecteur, le flux réfléchi est acheminé vers un spectromètre par un assemblage de 59 fibres optiques multimodes à effet dépolarisant. Les angles zénithaux d'éclairage (θ_i) et d'observation (θ_r) varient entre 0° et 60° , l'azimut (Φ) de 0° à 180° . L'ensemble est présenté dans les papiers de [Serrot et al., 1998] et [Boucher et al., 1999].



(a) Le goniomètre de l'ONERA à Toulouse (cliché fourni par Yannick Boucher, DOTA).



(b) Le goniomètre *EGO* du Joint Research Centre, Ispra.

Fig. 4.4: Présentation des goniomètres du *JRC* et de l'ONERA.

III.3.2 Les jumeaux *EGO* et *FIGOS*

En marge de cela, l'Université de Zurich et le *Joint Research Centre* (Ispra, Italie) ont également mis au point deux systèmes, *EGO* ([Koechler et al., 1994]) et *FIGOS* ([Sandmeier et al., 1998], [Sandmeier and Itten, 1999]), très ressemblants de par leurs dimensions et leurs gammes spectrales de fonctionnement. Imposant, *EGO* comporte un rail circulaire de 4 mètres de diamètre, disposé horizontalement, sur lequel sont enchassés deux arcs mobiles assignés à l'illumination et à l'observation de l'échantillon (cf Fig. 4.4(b)). Là encore, une lampe halogène de 1 kW s'approprie la fonction de source lumineuse. Le spectre accessible, idéalement de 300 à 2500 nm, est en pratique restreint de 400 à 1000 nm pour des raisons liées à la source elle-même mais aussi à la sensibilité de la détection. Comme pour l'instrument précédent, une lumière "blanche" fortement divergente éclaire l'échantillon et la décomposition spectrale du rayonnement est effectuée au moment de la collecte du flux réfléchi. Une des applications majeures d'*EGO* et de *FIGOS* concerne les surfaces végétales dans le cadre de projets climatologiques, comme l'*International Satellite Land Surface Climatology Project*.

III.3.3 Le spectro-goniomètre *RELAB*

Le spectro-goniomètre *RELAB* opère dans la gamme 450-2600 nm selon un protocole décrit dans la Figure 4.5. Disposés sur un même plateau tournant, l'échantillon et le standard peuvent être étudiés successivement dans le plan d'éclairement³ avec ou sans prise en compte de la polarisation. Les configurations angulaires accessibles s'inscrivent dans les limites suivantes: $\theta_i \in [0^\circ, 60^\circ]$, $\theta_r \in [0^\circ, 60^\circ]$, $g \in [12^\circ, 120^\circ]$. *RELAB* explore essentiellement la spectroscopie en réflectance des minéraux ([Pieters, 1983], [Gaffey et al., 1993]).

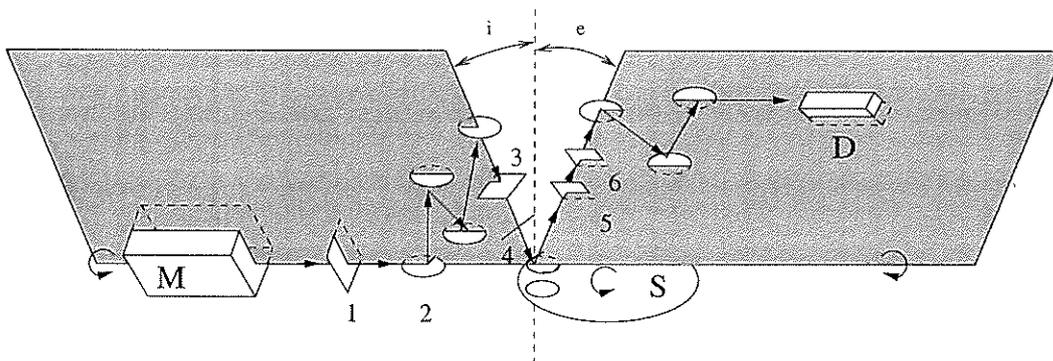


Fig. 4.5: Le goniomètre *RELAB*. M: monochromateur, S: échantillon/standard, D: détecteur, 1: filtre coupe-ordres, 2: miroirs, 3: dépolariseurs, 4: ouverture, 5: polariseur, 6: dépolariseur.

III.3.4 Goniomètre du Laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire

Les terrains planétaires offrent en général un visage accidenté que les observations satellitaires scrutent avec une résolution spatiale sans cesse améliorée. Aussi, les mesures

3. *i.e.* l'azimut est fixé à 0° ou 180° en fonction des conventions choisies. La direction d'observation est alors contenue dans le plan défini par le faisceau d'illumination et la normale à l'échantillon.

de BRDF en laboratoire devraient concerner des surfaces macroscopiques diélectriques de roches plus ou moins rugueuses et hétérogènes, présentant un certain degré de cristallinité. Le *Laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire* (Toulouse) a récemment relevé ce défi avec un imageur hyperspectral expérimental capable de reproduire et d'analyser des surfaces géologiques selon des géométries couvrant la majorité des conditions d'observation ($0^\circ \leq \theta_i \leq 50^\circ$, $-70^\circ \leq \theta_r \leq 70^\circ$).

Cet instrument devrait aider à mieux comprendre l'influence des caractéristiques physiques des surfaces rocheuses et des sols (granulométrie, rugosité, distribution et échelle spatiale des hétérogénéités) sur les propriétés optiques des cibles naturelles lorsque l'on passe de manière contrôlée de l'échelle du cristal ou de la poudre monominérale à l'échelle spatiale macroscopique (roche rugueuse, pixel d'observation) qui intègre l'hétérogénéité physique et compositionnelle subpixellaire ([Pinet et al., 2001]).

III.3.5 Goniomètre du Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt

Par la technologie mise en œuvre et les applications planétologiques recherchées, le goniomètre du *DLR* (Berlin) s'apparente sans doute plus que tout autre matériel au projet de spectrophoto-goniométrie amorcé au *LPG* dont il a en partie inspiré la conception (tout au moins en ce qui concerne les problèmes à éviter ...). Nanti d'un bras d'éclairage supportant la source et d'un bras d'observation surmonté d'un monochromateur, également orientable en azimut, il couvre la gamme 250-2500 nm. Ce système a principalement été réalisé dans l'optique d'une corrélation entre les paramètres de diffusion intrinsèques au modèle de Hapke d'une part et les caractéristiques physiques et texturales des régolites planétaires d'autre part ([Oehler, 1996]).

Chapitre 5

Le spectrophoto-goniomètre du LPG

Résumé: ce chapitre est consacré à la description du spectrophoto-goniomètre, qui couvre de nombreuses configurations géométriques représentatives des observations satellitaire sur la gamme spectrale solaire (300-4500 nm). Certains aspects techniques sont reportés en annexe. Il s'agit tout d'abord des contraintes scientifiques auxquelles sa conception a obéi. Il s'agit également des tests et opérations mis en œuvre pour évaluer et améliorer les performances de l'instrument en vue de son étalonnage spectral et photométrique. Comme ce dernier volet a constitué une part importante de ce travail de thèse, ses grandes lignes seront toutefois discutées ici, avec un récapitulatif des sources erreurs affectant les mesures. Le dernier point consigné en annexe concerne le logiciel de pilotage automatisé du système associé à la procédure de traitement des données.

I Contraintes scientifiques et techniques

Les contraintes ayant présidé à la mise en œuvre du spectrophoto-goniomètre sont reportées dans l'Annexe B.

II Présentation détaillée

L'instrument se décompose en trois parties relativement distinctes: l'optique d'éclairage, l'optique d'observation et le goniomètre proprement dit auquel on peut adjoindre le porte-échantillon. L'ensemble, dont le schéma général apparaît sur les Figures 5.1, 5.2(a), 5.2(b) et 5.3, est couplé à un système informatique de pilotage-acquisition.

II.1 L'optique d'éclairage

Cette première composante du dispositif optique global assure l'éclairage monochromatique de l'échantillon par le couplage d'une source lumineuse, d'un monochromateur, d'un faisceau de fibres optiques et de trois miroirs.

II.1.1 La source lumineuse

L'ensemble optique, composé de nombreux éléments agissant comme autant de dissipateurs d'énergie, rend indispensable l'utilisation d'une source de lumière puissante et à

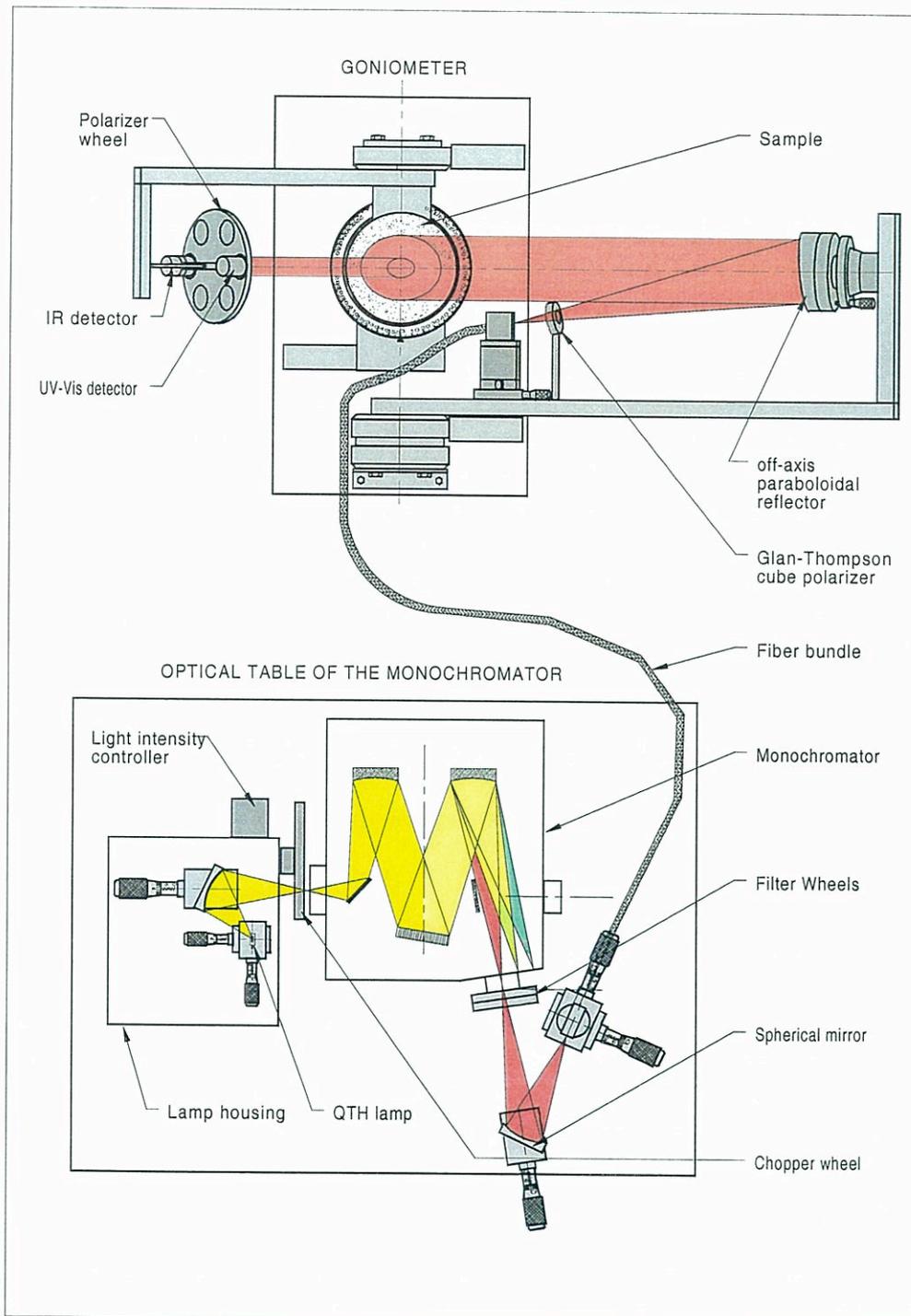
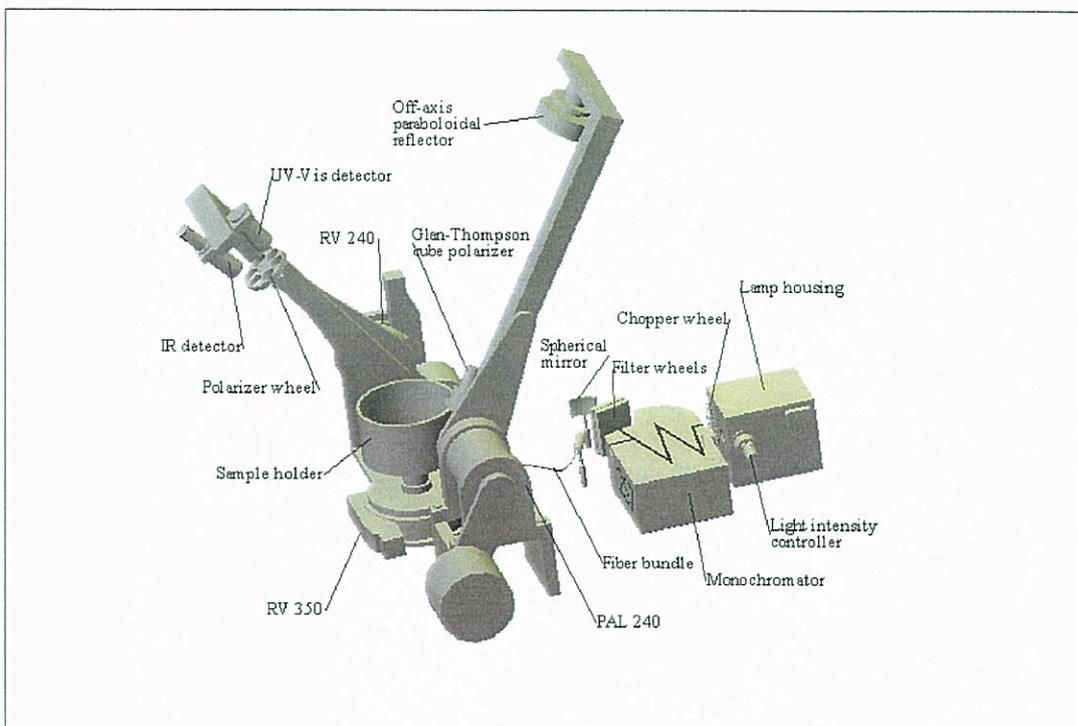


Fig. 5.1: Schéma d'ensemble 2D du spectrophoto-goniomètre. Le polariseur Glan Thomson n'est pas installé pour l'instant. Un détecteur de référence amovible en rotation pour la mesure directe de l'éclairement prend en revanche sa place. *Chopper wheel* désigne une roue qui module optiquement le faisceau lumineux.



(a) Le bras d'éclairage est au premier plan.



(b) Le bras d'observation est au premier plan.

Fig. 5.2: Schéma d'ensemble 3D du spectrophoto-goniomètre.

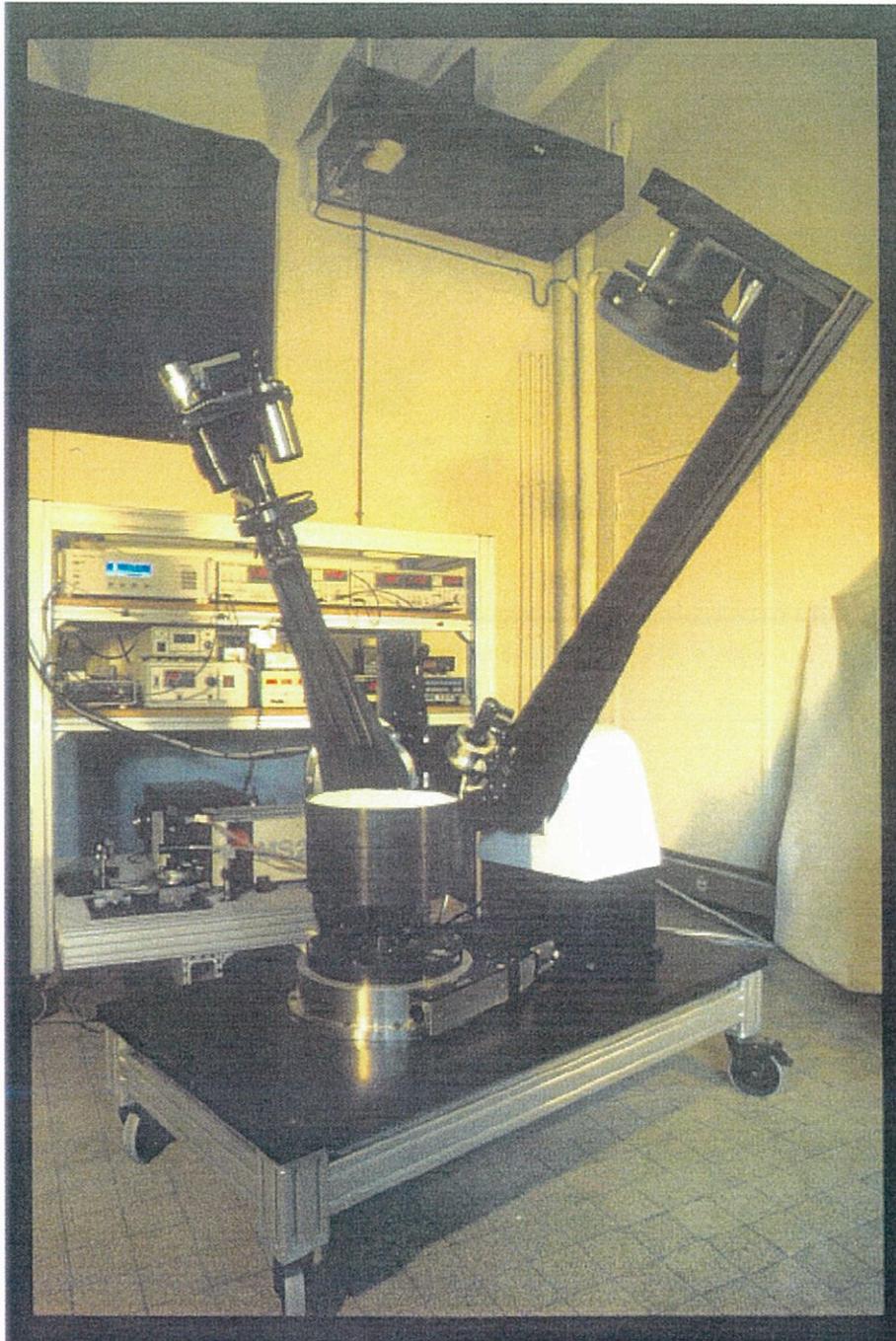


Fig. 5.3: Vue d'ensemble du spectrophoto-goniomètre.

durée de vie longue. Une **lampe Quartz Tungstène Halogène** de 250 W (12 V) à filament de tungstène satisfait relativement bien à de telles exigences (*cf* **Tab. 5.1**). Le gaz halogène présent dans l'ampoule forme avec le tungstène évaporé, selon la réaction 5.1, un composé volatil qui se redissocie au contact du filament. Le tungstène est donc redéposé tandis que l'halogène, restitué en phase gazeuse, peut à nouveau contribuer au nettoyage de la lampe et augmenter sa durée de vie.

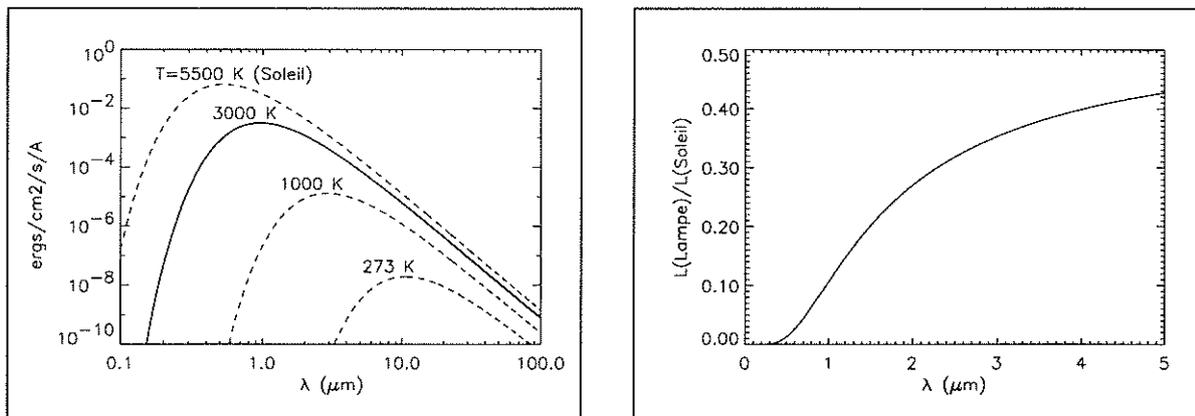


La température de la lampe, voisine de 3000°K, est suffisante pour couvrir une bonne partie de la gamme spectrale solaire bien qu'une forte décroissance du flux dans l'UV, attestée par le rapport de luminances de la Figure 5.4(b), impose une longueur d'onde minimale de l'ordre de 300 nm.

Source					
Type	Puissance	Filament	Température	Désignation	Fournisseur
lampe QTH	250 W	7 × 3.5 mm	3000°K	JC24V/250W ref 05095	Kamivolt

Tab. 5.1: Caractéristiques de la lampe.

En supposant un comportement analogue à celui d'un corps noir, sa distribution spectrale de rayonnement admet un maximum aux alentours de 1000 nm (*cf* **Fig. 5.4(a)**).



(a) Rayonnement d'un corps noir à diverses températures.

(b) Rapport des luminances des corps noirs associés au Soleil et à la lampe source.

Fig. 5.4: Distributions spectrales des rayonnements de la lampe et du Soleil dans l'approximation du corps noir. Les longueurs d'onde sont exprimées en μm.

II.1.2 Le contrôleur d'intensité

Cette source est alimentée par un **générateur** délivrant une puissance ajustable. Elle est régulée en flux par un **contrôleur d'intensité** qui assure une stabilité du flux émis par la lampe (de l'ordre de ± 0.1% rms sur 35 heures) suivi par un détecteur Silicium utilisé

sans filtre et stabilisé en température ($15^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$). Le vieillissement de la lampe, l'érosion du filament, l'adsorption ou la désorption des gaz et les fluctuations de températures malmènent en effet quelque peu la constance du flux émis à puissance électrique constante.

Générateur		Contrôleur d'intensité	
Désignation	Fournisseur	Désignation	Fournisseur
68831	Oriel	68850	Oriel

Tab. 5.2: Caractéristiques du contrôleur d'intensité.

II.1.3 Les miroirs de focalisation

Deux **miroirs sphériques** assurent la focalisation du faisceau à deux reprises lors de son parcours (*cf* Tab. 5.3). Le premier, disposé avec la lampe et le détecteur du contrôleur d'intensité dans un boîtier source ventilé, forme une image de la source sur la fente d'entrée du monochromateur. Le second (anticipons sur les étapes évoquées dans les paragraphes suivants) opère de même entre la sortie de ce dernier et l'entrée de la fibre optique. L'ouverture numérique de ces miroirs est conditionnée par celle du monochromateur.

Miroirs de focalisation					
Miroir	Type	Diamètre	Focale	Désignation	Fournisseur
entrée monochromateur	sphérique	64 mm	250 mm	7295	Oriel
sortie monochromateur	sphérique	64 mm	250 mm	7295	Oriel

Tab. 5.3: Caractéristiques des miroirs de focalisation.

Dans une version plus ancienne du système, deux miroirs paraboliques remplaçaient le miroir sphérique dans le boîtier source et en sortie du monochromateur. En sortie, ils facilitaient le positionnement et les réglages de la fibre mais occasionnaient en contrepartie une perte de flux et une inhomogénéité de l'éclairement à l'entrée de la fibre (phénomène de *coma*).

II.1.4 La modulation optique

Entre la source et le monochromateur, **la lumière est optiquement modulée par un "chopper" motorisé**. Sa fréquence de modulation doit être imposée de manière opportune. Ce choix sera évoqué dans le Paragraphe II.

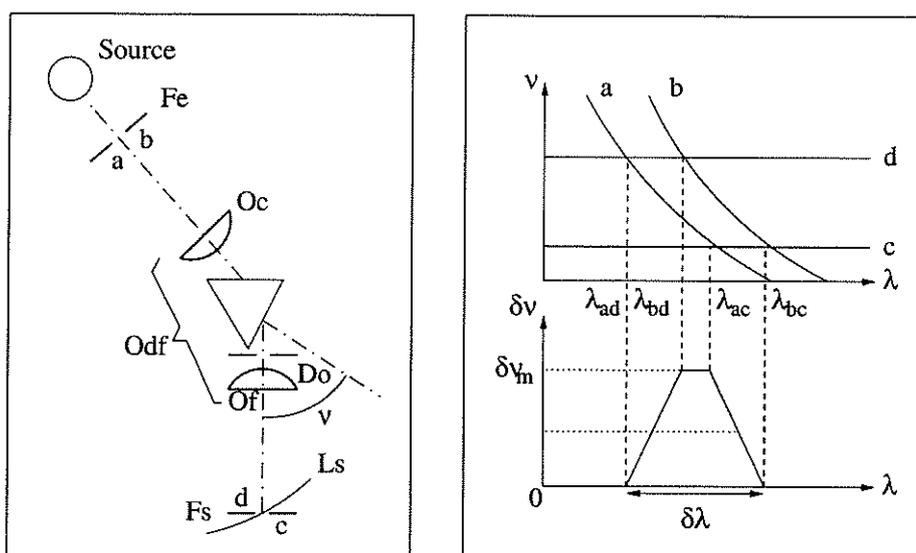
Modulation optique			
Fréquence modulation	Diamètre chopper	Désignation	Fournisseur
4 Hz à 3.7 kHz	102. mm	SR540	Stanford Res. Sys.

Tab. 5.4: Caractéristiques du "chopper" optique.

La modulation optique trouve sa raison d'être dans l'utilisation conjointe d'une détection synchrone.

II.1.5 Le monochromateur

Le principe du **monochromateur**, schématisé dans la Figure 5.5(a), repose sur l'extraction d'une lumière monochromatique à partir de la lumière blanche incidente grâce à un ensemble optique de dispersion-focalisation noté O_{df} . Ces deux fonctions sont généralement délégués à des composants distincts: un prisme à faces planes ou un réseau plan faisant office de disperseur. L'ensemble O_{df} forme de la source en amont (fente F_e) une image dont la position transversale dans le plan F_s dépend de la longueur d'onde. Comme l'explique la Figure 5.5(b), seule une gamme spectrale réduite est susceptible de quitter l'instrument et il en résulte une *distribution spectrale du rayonnement transmis*.



(a) Principe de fonctionnement.

(b) Distribution spectrale du rayonnement transmis. Seule la gamme $\lambda_{ad}\lambda_{bc}$ quitte l'instrument.

Fig. 5.5: Monochromateur à fentes. Les deux fentes parallèles F_e et F_s restreignent le rayonnement émergent à une bande spectrale étroite. En effet, dans l'espace contenant le diaphragme d'ouverture D_0 de l'instrument, les images des bords a, b, c et d des fentes F_e et F_s sont à l'infini et à chacune d'entre elles correspond une valeur de l'angle d'émergence ν . Pour F'_e , image de F_e , les angles ν_a et ν_b évoluent en fonction de la longueur d'onde alors que ν_c et ν_d associés à F_s y sont insensibles. Le recouvrement variable de F'_e et F_s conduit alors à une distribution spectrale du rayonnement transmis.

Monochromateur					
Modèle	Fournisseur	Gamme spectrale	Ouverture	Focale in	Focale out
MS257	Oriel	170 nm à 24 μm	3.9	220.0 mm	257.36 mm
Dispersion	Résolution	Précision	Répétabilité	Pas	Dérive
3.22 nm/mm	≥ 0.15 nm	± 0.01 nm	± 0.015 nm	0.028 nm	0.001 nm/h

Tab. 5.5: Caractéristiques du monochromateur données par Oriel pour le réseau 1 (1200 lignes/mm), une fente de 10 μm , à une longueur d'onde de 546 nm.

Les principales caractéristiques du modèle Oriël MS257 utilisé sont reportées dans la Table 5.5. Il est pourvu de **4 réseaux** (*cf* Tab. 5.6) qui occupent une tourelle pivotante. Leur structure à échellette permet de concentrer la plus grande partie de la lumière diffractée dans le premier ordre de dispersion, l'efficacité optimale étant obtenue à la longueur d'onde dite de Blaze.

Réseaux							
Réseau	Nombre lignes	λ_{blaze} (nm)	$\lambda_{min}-\lambda_{max}$ (nm)	Dispersion (nm/mm)	Bande passante (nm)	Désignation	Fournisseur
1	1200	350	180-1400	3.2	6	77742	Oriël
2	600	1000	550-2500	6.4	12	77745	Oriël
3	300	2000	1100-3400	12.8	24	77748	Oriël
4	150	4000	2500-9000	25.6	48	77750	Oriël

Tab. 5.6: Caractéristiques des réseaux du monochromateur. La bande passante (approximative) est donnée pour une largeur des fentes de 1.5 mm.

Conjuguées à ces réseaux, **deux fentes motorisées**, en entrée et en sortie du monochromateur, contrôlent l'intensité du flux sortant, la bande passante, et par conséquent la résolution spectrale. Leur largeur peut s'étendre de 0 à 2 mm (*cf* Tab. 5.7). La *résolution*

Fentes				
Largeur max.	Hauteur	Reproductibilité	Parallélisme	Précision
2 mm	20 mm	$\pm 5\mu\text{m}$	$\pm 2\mu\text{m}$	$\pm 10\mu\text{m}$

Tab. 5.7: Caractéristiques des fentes du monochromateur.

spectrale est obtenue à partir de l'équation de dispersion du réseau et d'un certain nombre de paramètres dont la largeur l_{slit} de la fente de sortie, l'angle χ , constante donnée par le constructeur, N_{lig} et f qui désignent le nombre de lignes du réseau et la focale du monochromateur (*cf* Eq. 5.2), et k_{res} l'ordre de la dispersion.

$$\Delta\lambda (nm) = l_{slit} \left\{ \cos \chi \sqrt{\left(\frac{1}{k_{res} f N_{lig}}\right)^2 - \left(\frac{\lambda}{2f \cos \chi}\right)^2} + \tan \chi \frac{\lambda}{f} \right\} \quad (5.2)$$

Les harmoniques du faisceau émergent de la fente de sortie sont éliminés par **8 filtres coupe-ordres** passe-haut et passe-bande dédiés à la gamme 300-5000 nm et partagés entre les deux roues porte-filtres. Leur nature est adaptée à la longueur d'onde mise en jeu (*cf* Tab. 5.8). Dans le visible, il s'agissait au départ de *filtres colorés* fonctionnant soit par absorption ionique, les oxydes de nickel, de cobalt ou de chrome constituant généralement l'espèce absorbante, soit par diffusion colloïdale à partir de micro cristaux de composés inorganiques et de sels. Deux de ces filtres ayant été progressivement altérés par le rayonnement de la lampe ont finalement été remplacés par des *filtres interférentiels*, également utilisés dans l'infrarouge, combinant verre absorbant et films fins interférentiels qui éliminent les longueurs d'onde indésirables par des réflexions aux interfaces (pertes de Fresnel).

Dans l'UV, deux filtres passe-bande ont été acquis pour amenuiser le "stray light", lumière parasite toujours présente au sein du monochromateur mais particulièrement gênante aux faibles flux. Si l'on se fie aux spécifications de l'appareil, l'importance de cette perturbation est largement sous-estimée par le constructeur. Ces filtres ont réduit son ampleur d'un facteur 4 environ.

Filtres coupe-ordres							
Filtre	Roue	Gamme (nm)	λ_c (nm)	Type	Transmittance	Désignation	Fournisseur
5	1			pas de filtre			
1	1	260-380	270	PB coloré	$\geq 50\%$ (290-365 nm)	03FCG579	Melles Griot
2	1	340-480	350	PB coloré	$\geq 50\%$ (370-440 nm)	03FCG413	Melles Griot
3	1	400-2000	375	PH interf.	85% (400-2000 nm)	57345	Oriel
4	1	650-2000	630	PH interf.	85% (650-2000 nm)	57355	Oriel
1	2	1100-2500	1000	PH interf.	75% (1100-2500 nm)	LL-1000-F	Optilas
2	2			pas de filtre			
3	2	1700-3400	1500	PH interf.	75% (1700-3400 nm)	RL-1500-F	Optilas
4	2	2200-4100	2000	PH interf.	80% (2200-4100 nm)	RL-2000-F	Optilas
5	2	2800-5000	3000	PH interf.	80% (2800-5000 nm)	RL-3000-F	Optilas

Tab. 5.8: Caractéristiques des filtres du monochromateur. PH \equiv passe-haut, PB \equiv passe-bande. La longueur d'onde de coupure λ_c est définie pour une transmittance de 5%.

Enfin, le MS257 présente l'avantage d'être *automatisé et entièrement pilotable via une carte IEEE*. Oriel fournit à cet égard une série de *drivers*¹ directement utilisables par le langage de programmation Labview, en particulier concernant le contrôle des fentes, des réseaux et des roues porte-filtres.

II.1.6 Fibre optique et miroir d'éclairement: un éclairage collimaté

Une des originalités du spectrophoto-goniomètre réside dans sa capacité à éclairer l'échantillon de manière collimatée. Parmi les diverses possibilités envisagées et testées lors de la conception, le couplage d'un ensemble de fibres optiques et d'un miroir parabolique hors-axe s'est affirmé comme étant la solution la plus judicieuse.

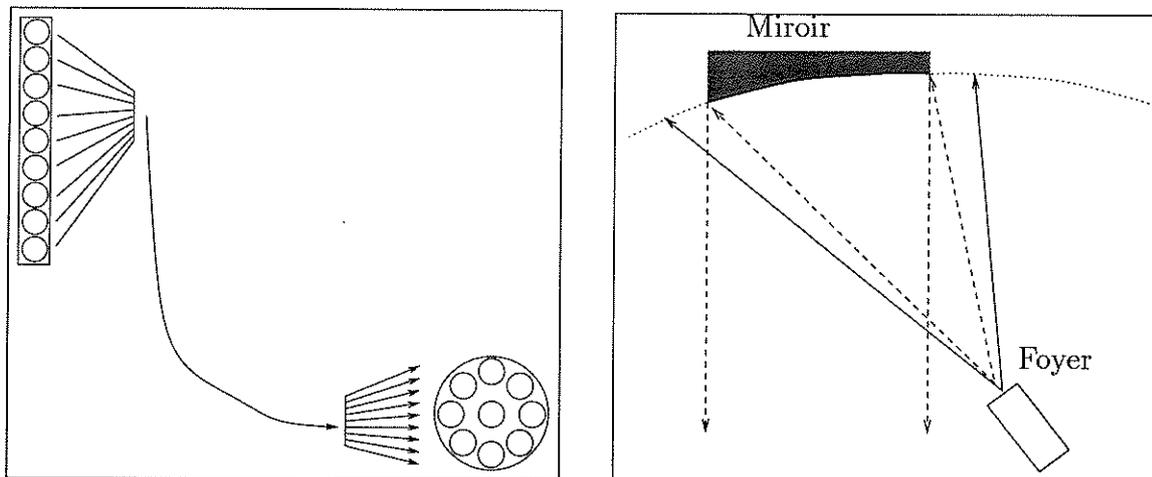
Un miroir sphérique (*cf* Sec. II.1.3) focalise le faisceau issu de la fente de sortie du monochromateur sur un alignement de 9 fibres optiques multimodes à saut d'indice en verre fluoré. Leur diamètre, leur nombre et leur disposition rectiligne (*cf* Fig. 5.6(a)) ainsi que leur ouverture numérique (0.2) sont adaptés à l'image de la fente. La transmission s'étendait *a priori*, d'après le fabricant, de 500 à 4500 nm avec une atténuation inférieure ou égale à 1 dB.m⁻¹, mais de nouveaux tests ont montré que du flux pouvait être transmis en dehors de cette plage: jusqu'à 300 nm dans l'UV et 5000 nm dans l'infrarouge.

Le faisceau de fibres, réparti circulairement en sortie (*cf* Fig. 5.6(a)), achemine de façon souple la lumière au point focal d'un grand miroir parabolique hors-axe (diamètre 200 mm, focale 750 mm, hors axe 10°, *cf* Tab. 5.10) fixé sur un bras mobile du goniomètre. Le miroir intercepte le flux émergent de la fibre dans un angle de 7.5°

1. Programme spécifique à un instrument de mesure simplifiant la communication des données.

Fibres optiques						
∅ cœur	∅ gaine	Longueur	Ouverture	Gamme	Atténuation	Fournisseur
750 μm	800 μm	1.70 m	0.2	300-5000 nm	<1 dB.m ⁻¹	Verre Fluoré
Faisceau de fibres optiques						
Nb fibres	Entrée			Sortie		
9	alignées 7.2×0.8 mm			concentriques ∅ 2.4 mm		

Tab. 5.9: Caractéristiques d'une fibre optique individuelle et du faisceau de 9 fibres.



(a) Configurations d'entrée et de sortie de la fibre optique. La dimension de l'alignement en entrée est de 7.2×0.8 mm, le diamètre total en sortie est de 2.4 mm.

(b) La sortie de la fibre optique est située au point focal du miroir parabolique hors-axe.

Fig. 5.6: Obtention d'un faisceau d'éclairage parallèle par association d'une fibre optique et d'un miroir parabolique.

autour de son axe (*cf* Fig. 5.6(b)). Cette configuration particulière engendre un faisceau d'illumination quasi-parallèle, de divergence voisine de $\pm 0.1^\circ$, et de grande dimension.

Miroir d'éclairage				
Diamètre	Focale	Hors-axe	Substrat	Fournisseur
200 mm	750 mm	10°	Al+MgF ₂	Opticad

Tab. 5.10: Caractéristiques du miroir d'éclairage.

II.1.7 Le(s) polariseur(s) d'éclairage

A la sortie du jeu de fibres peut être installé un **polariseur Glan-Thomson** en calcite extrayant une seule direction de polarisation avec un taux de réjection de 10^{-5} de 300 à 3000 nm (*cf* Tab. 5.11). L'ouverture angulaire de ce polariseur est suffisante pour que

le cône d'angle au sommet 7.5° collecté par le miroir ne soit pas entravé. Le principe est fondé sur la biréfringence de la calcite (CaCO_3). Un faisceau se propageant parallèlement à l'axe optique ne subit aucune double réfraction. Dans la direction perpendiculaire à l'axe optique, deux indices de réfraction séparent en revanche les deux composantes polarisées en un rayon "extraordinaire" (*e-ray*, composante dans le plan de l'axe optique) et un rayon "ordinaire" (*o-ray*).

Polariseur d'éclairement					
Gamme	Extinction	Diamètre	Diamètre utile	Champ	Fournisseur
300-3000 nm	$< 10^{-5}$	25 mm	24 mm	16°	J. Fichou

Tab. 5.11: Caractéristiques du polariseur d'éclairement. L'extinction correspond au rapport des deux composantes polarisées: transmissions mineure (polariseur orienté selon le minimum de transmission) et majeure (polariseur orienté selon le maximum de transmission). Le taux d'extinction désigne le rapport des transmissions des deux composantes polarisées.

L'extension manquante à 4500 nm, pourrait, à l'avenir, nécessiter l'acquisition d'un polariseur de même type en YVO_4 , mais ce type de polariseur n'est pas encore disponible avec une ouverture angulaire suffisante.

II.2 L'optique de détection

II.2.1 Les détecteurs de mesure

En sortie, deux détecteurs associés aux gammes visible et infrarouge convertissent le flux réfléchi par le matériau en un signal électrique. Ces détecteurs sont disposés de part et d'autre de l'extrémité du bras d'observation, de sorte qu'ils visent la surface avec un décalage de 5° par rapport à l'axe de ce dernier.

En ce qui nous concerne, la collecte des signaux lumineux incombe à deux détecteurs photovoltaïques:

La gamme UV-visible est confiée à un détecteur Silicium dont la longueur d'onde de coupure avoisine 1100 nm. Il s'agit d'une photodiode de type PIN pour laquelle la jonction PN comporte une couche interstitielle de haute résistance améliorant le temps de réponse. Quelques caractéristiques la concernant apparaissent dans la Table 5.12.

Détecteur gamme visible							
Ø	Gamme	Sensibilité		Résist.	NEP à 900 nm	Capacité (100 kHz)	Four- nisseur
		250 nm	900 nm				
2.5 mm	185-1100 nm	0.12 A/W	0.58 A/W	1000 MΩ	7.10^{-15} W/Hz $^{1/2}$	120 pF	EG&G

Tab. 5.12: Caractéristiques à 295°K de la photodiode PIN silicium avec fenêtres en quartz (gamme 185-1100 nm), . [EGG, 1996].

Dans la gamme proche IR, un détecteur InSb est employé. Son corps photosensible, placé dans son enceinte sous vide fermée par une fenêtre en saphir, est refroidi par une machine cryogénique (*cryocooler*) pour s'affranchir au mieux de l'agitation thermique. Celle-ci engendre effectivement un courant d'obscurité d'autant plus important que l'énergie moyenne d'agitation thermique à la température du corps photosensible est grande par

rapport au seuil photoélectrique. Faible dans les détecteurs pour la gamme UV-visible, cette contribution devient un inconvénient majeur dans les détecteurs sensibles à l'infrarouge. Les propriétés d'un cycle thermodynamique de Stirling imposé à de l'hélium gazeux assurent le maintien à basse température (77°K, soit -196°C) du détecteur. Davantage de détails sont consignés dans la Table 5.13.

Détecteur gamme infrarouge				
Diamètre nominal	Gamme	Température	λ_{Pic}	$\lambda_{Coupure}$
2 mm	800-5400 nm	77°K	5100 nm	5400 nm
Sensibilité à λ_{Pic}	D^* à λ_{Pic}	NEP à λ_{Pic}	Fournisseur	
3.63 A.W^{-1}	$2.01 \cdot 10^{11} \text{ cm.Hz}^{\frac{1}{2}}.\text{W}^{-1}$	$10^{-12} \text{ W/Hz}^{\frac{1}{2}}$	EG&G	

Tab. 5.13: Caractéristiques du détecteur InSb.

Le lecteur intéressé pourra se reporter à l'Annexe A pour obtenir de plus amples informations relatives aux principes physiques de détection du rayonnement dans les gammes UV-Vis-IR (jonctions PN) et les quantités usitées pour la caractérisation des détecteurs.

II.2.2 Les optiques des détecteurs de mesure

Ces deux détecteurs sont chacun affublés d'une optique conçue de manière à ce que la lumière réfléchiée par la surface de l'échantillon sur un diamètre de 200 mm au nadir (la tache d'observation) soit collectée dans un angle solide de $\pm 2^{\circ}$, définissant ainsi l'étendue géométrique des optiques et la résolution angulaire de l'instrument.

Ces systèmes optiques sont tous deux constitués d'un jeu de lentilles dont les caractéristiques sont imposées par les contraintes précédentes, auxquelles il faut ajouter la distance lentille frontale-échantillon, $d_{lens-samp}$. La modélisation des lentilles effectives par une lentille équivalente permet de cerner les propriétés de cette dernière (rayon, noté a_{lens} , ouverture). Des calculs simplifiés peuvent dans un premier temps être menés en considérant le schéma optique décrit par la Figure 5.7. Ils conduisent aux valeurs suivantes de la

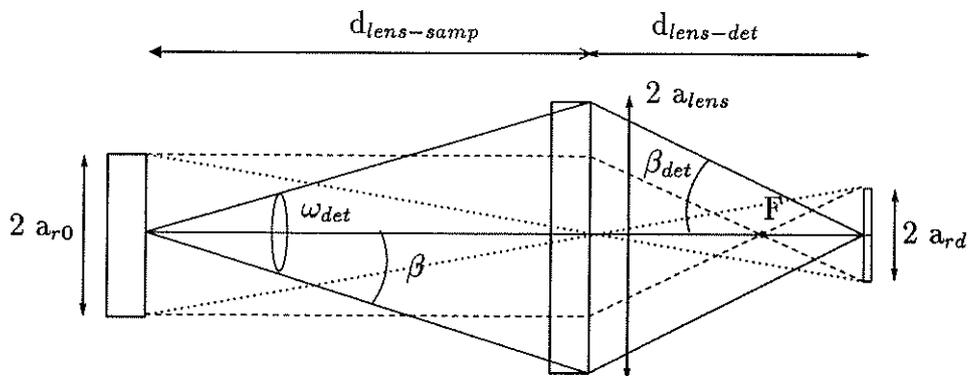


Fig. 5.7: Schéma optique simplifié d'un détecteur.

Table 5.14:

Caractéristiques des deux systèmes optiques						
Caractéristiques imposées		Caractéristiques en conséquence				
$2a_{r0}$	β_{det}	$d_{lens-samp}$	$2a_{lens}$	$2a_{rd}$	ouverture	β
20 mm	2°	Vis 700 mm	48.88 mm	2.5 mm	1.7	28°
		IR 700 mm	48.88 mm	2 mm	1.4	20°

Tab. 5.14: Caractéristiques du système optique équivalent au système optique effectif. Les valeurs de $2a_{r0}$ et β_{det} sont imposées et conditionnent les autres propriétés du système.

Optique du détecteur visible				
	lentille 1	lentille 2	lentille 3	lentille 4
Matériau	CaF ₂	Bak2	CaF ₂	CaF ₂
Rayon courbure 1 (mm)	72.28	-52.78	40.73	45.52
Rayon courbure 2 (mm)	-62.93	40.01	-118.61	∞
Qualité	$\lambda/4$	$\lambda/4$	$\lambda/4$	$\lambda/4$
Epaisseur (mm)	13	3	14.5	9
Anti-reflet	non	non	non	non
Fournisseur	Opticad	Opticad	Opticad	Opticad

Optique du détecteur infrarouge				
	lentille 1	lentille 2	lentille 3	lentille 4
Matériau	CaF ₂	saphir	CaF ₂	CaF ₂
Rayon courbure 1 (mm)	81.029	-50.16	103.45	45.52
Rayon courbure 2 (mm)	-52.96	-266.2	-121	216.72
Qualité	$\lambda/4$	$\lambda/4$	$\lambda/4$	$\lambda/4$
Epaisseur (mm)	14	3	9	9
Anti-reflet	non	oui	non	non
Fournisseur	Opticad	Opticad	Opticad	Opticad

Tab. 5.15: Caractéristiques des optiques des détecteurs visible et infrarouge.

Comme pour les miroirs, la conception des systèmes optiques réels a été prise en charge par les ingénieurs du LAOG, Patrick Rabou et Pierre Kern, qui ont développé un programme de simulation optique (*LASSO*). Les conceptions des 4 lentilles en CaF₂ et BaK₂ pour l'UV-Vis et en CaF₂ saphir pour l'IR ont aussi pour but de réduire au maximum l'achromatisme sur les gammes spectrales respectives des détecteurs et de fournir des réponses spatiales et angulaires optimisées. La Table 5.15 résume les propriétés de ces optiques.

II.2.3 Un détecteur de référence pour l'éclairage

La déduction de la réflectance bidirectionnelle repose essentiellement sur la connaissance de deux quantités: les flux reçu et réfléchi par l'échantillon. Si ce dernier est indirectement déterminé par les détecteurs Si et InSb, le premier demeure inaccessible. Cela ne poserait pas un inconvénient majeur si cet éclairage demeurerait stable temporellement et angulairement, pour toutes les positions θ_i . Les fluctuations de la source et les effets

photométriques liés à la courbure de la fibre optique en ont malheureusement décidé autrement et nous ont incité à **équiper le spectrophoto-goniomètre d'un détecteur de référence**. Grâce au suivi régulier des variations de l'illumination et à leur correction connexe, il garantit une validité accrue de l'estimation des réflectances.

Comme le détecteur d'observation de la gamme visible, ce détecteur est une photodiode silicium (*cf* Tab. 5.16) montée sur un support amovible piloté et solidaire du bras d'éclairage du goniomètre. Lorsqu'il est amené dans le champ du faisceau d'illumination, le détecteur est donc toujours perpendiculaire à ce dernier. Son diamètre important (24.7 mm) permet en outre de sonder une surface éclairée plus grande que celle de la tache d'observation au nadir.

Détecteur de référence					
Surface mm ²	Responsivité typique A/W			Capacité pF	
	400 nm	632 nm	970 nm	0 V	10V
613	0.12	0.40	0.65	9500	1800
Gamme	Courant d'obscurité (nA)	NEP W/Hz ^{1/2}	Modèle	Fournisseur	
350-1100 nm	15 -10 V	-10 V, 970 nm 1.1.10 ⁻¹³	PIN-25D	UDT Sensors	

Tab. 5.16: Caractéristiques du détecteur de référence.

Un problème restait toutefois en suspens: trois signaux interviennent dans les mesures, ceux des détecteurs Si et InSb et celui du détecteur de référence, alors que nous disposons de seulement deux détections synchrones pilotables! Nous avons opté pour un dédoublement de l'entrée de l'une d'elles, avec un basculement alternatif programmable entre le signal de référence et le signal de mesure (détecteur Si) orchestré par le programme de pilotage. Nous constaterons que ce palliatif peu coûteux est sans incidence notable sur les mesures.

II.2.4 La préamplification du signal

Les signaux transmis par les détecteurs sous forme de courants sont convertis en tensions et amplifiés par **deux amplificateurs à sensibilités réglables**, typiquement 10^{-8} A.V⁻¹ pour le détecteur Si et 10^{-5} A.V⁻¹ pour le détecteur InSb (*cf* Tab. 5.17).

Préamplificateurs de signaux			
Gamme spectrale	Amplification	Modèle	Fournisseur
Visible + Référence	$10^{-5} - 10^{-8}$ A.V ⁻¹	5182	EG&G
Infrarouge	10^{-5} A.V ⁻¹	PA-7-50	EG&G

Tab. 5.17: Caractéristiques des préamplificateurs de signaux.

II.2.5 La démodulation du signal

A ce stade, deux problèmes subsistent au niveau de la détection. La gamme infrarouge est fortement polluée par des flux parasites, en particulier l'*émission thermique* ambiante qui peut dominer de plusieurs ordres de grandeur le flux réfléchi par l'échantillon et collecté par le détecteur. D'autre part, l'information contenue dans un signal lentement variable est limitée aux très basses fréquences, pour lesquelles les détecteurs ont un *bruit important* qui entrave la détection de signaux très faibles, la précision des mesures ou la comparaison de deux niveaux d'excitations très voisins. En dépit de la perte de signal optique inévitablement engendrée, **la modulation optique du signal, couplée à un procédé de détection synchrone est à même de pallier ce type de limitation.** Pour chaque détecteur, l'appareil utilisé est le modèle SR830 de Stanford (*cf* Tab. 5.18) qui digitalise les signaux à l'aide d'un convertisseur analogique-digital de 12 bits.

Détection synchrone					
Canal signal		Canal référence		Démodulateur	Oscillateur
Courant	Sensibilité	Bruit	Gamme fréquence	Cste temps	Fréquence
10^6 - 10^8 V/A	2 nV-1 V	6 nV.Hz ^{1/2}	1 mHz-102 kHz	1 μ s-30 s	1 mHz-102 kHz
Modèle	Fournisseur				
SR830	Stanford				

Tab. 5.18: Caractéristiques des détections synchrones (les deux appareils sont identiques).

Le principe d'extraction par la détection synchrone d'un signal optiquement modulé à la fréquence de référence ν_{mod} du modulateur est esquissé dans la Figure 5.8. Ce signal d'entrée V_{sig} est multiplié par un signal de référence *via* un Phase Sensitive Detector (PSD). La sortie du PSD est donc le produit de deux sinusoides que l'on peut décomposer en une somme de signaux alternatifs de fréquences respectives ($\nu_{mod} - \nu_{psd}$) et ($\nu_{mod} + \nu_{psd}$):

$$V_{psd1} = V_{sig} \sin(\nu_{mod}t + \psi_{sig}) \cdot V_{psd} \sin(\nu_{psd}t + \psi_{psd}) \quad (5.3)$$

Un filtre passe-bas élimine les composantes alternatives et seule subsiste donc la composante continue obtenue pour $\nu_{mod} = \nu_{psd}$:

$$V_{psd1} = \frac{1}{2} V_{sig} V_{psd} \cos(\psi_{sig} - \psi_{psd}) \quad (5.4)$$

Un second PSD est couplé à l'oscillation de référence déphasé de 90°. La sortie du filtre passe-bas est par conséquent:

$$V_{psd2} = \frac{1}{2} V_{sig} V_{psd} \sin(\psi_{sig} - \psi_{psd}) \quad (5.5)$$

et la combinaison de ces deux signaux fournit finalement le signal recherché:

$$V_{sig}^2 \propto V_{psd1}^2 + V_{psd2}^2 \quad (5.6)$$

Remarque: nous avons constaté que la détection synchrone génère un signal résiduel de 4 "digits" qui entache systématiquement les signaux mesurés.

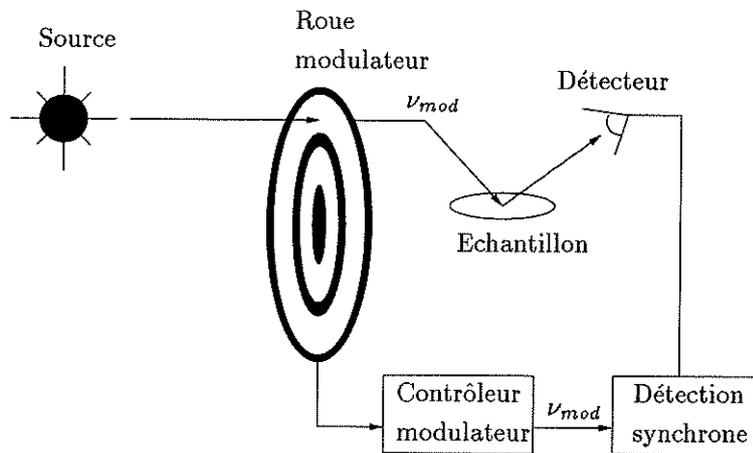


Fig. 5.8: Schéma de la démodulation du signal par la détection synchrone. Le faisceau incident est modulé à la fréquence ν_{mod} transmise à la détection synchrone. Le signal d'intérêt peut ainsi être différencié des signaux parasites extérieurs non modulés.

II.2.6 Les polariseurs d'observation

Une roue motorisée abritant deux trous et quatre polariseurs, un pour l'UV, un pour le visible et deux pour l'IR, est placée à l'avant des optiques des détecteurs pour permettre la mesure du flux total et d'une des composantes polarisées de la lumière réfléchie, la seconde étant déduite de la différence des deux précédentes. Les caractéristiques des polariseurs sont données dans la Table 5.19. Le choix du polariseur UV n'a pas encore été fait.

Polariseurs d'observation				
Gamme	Type	Gamme (nm)	Extinction	∅
visible	dichroïque	400-800 nm	$4 \cdot 10^{-5}$	50 mm
infrarouge	dichroïque	740-2000 nm	$10^{-4} \rightarrow 10^{-2}$	50 mm
infrarouge	grille en CaF_2	1000-9000 nm	$1 \cdot 10^{-2} \rightarrow 8 \cdot 10^{-2}$	46 mm

Désignation	Fournisseur
27301	Oriel
27361	Oriel
GS 57.081	Optophotonics

Tab. 5.19: Caractéristiques des polariseurs d'observation.

II.3 Le système goniométrique

II.3.1 Les configurations géométriques de mesure

Au goniomètre, partie mécanique du système, est confié le **positionnement des optiques d'éclairement et d'observation** selon les angles d'illumination et d'observation choisis. Il comprend deux bras, d'environ 1 mètre, solidaires d'un bâti et actionnés par des plateaux tournants de haute précision équipés de moteurs pas à pas (*cf* Tab. 5.20) dont le positionnement est assuré par le biais d'un codeur. Le bras d'illumination supporte

l'extrémité du faisceau de fibre optique, le polariseur ainsi que le miroir d'éclairement et sa platine de réglage. Il peut pivoter sur un arc de 90° dans un plan vertical (angle d'incidence $\theta_i \in [0^\circ \rightarrow 90^\circ]$). Le bras d'observation maintient les deux optiques de détection, espacées de 10° , et la roue porte-polariseurs. Son mouvement peut décrire un arc de 180° ($\theta_r \in [-90^\circ \rightarrow 90^\circ]$) dans un plan vertical et l'azimut d'observation Φ peut tourner de 180° autour d'un axe vertical.

Moteurs pas à pas				
	θ_i	θ_r	Φ	Détecteur réf.
Désignation	PAL240PP	RV240PPHL	RV350PPHL	RV80PPHL
Type	UE63 PP	UE63 PP	UE63 PP	UE63PP
Résolution	0.001°	0.001°	0.001°	0.001°
Fournisseur	Microcontrole	Microcontrole	Microcontrole	Microcontrole

Tab. 5.20: Caractéristiques des moteurs pas à pas.

Il s'agit là d'angles mécaniquement accessibles mais qui, en pratique, ne peuvent adopter des valeurs extrêmes correspondant à un éclairage ou une observation trop proches de l'horizontale. Ainsi, la tache d'observation atteint déjà une longueur de 115 mm pour $\theta_r = 80^\circ$ et un faible incrément ($\sim 4^\circ$) suffirait à approcher les 200 mm de diamètre de la surface illuminée. En outre, l'agencement du goniomètre exclut des mesures à faible angle de phase puisque les détecteurs et la roue porte-polariseurs tronqueraient le faisceau d'illumination. La valeur minimum de l'angle de phase dépend en fait des propriétés optiques du matériau sous-jacent.

Nous disposons d'un **contrôleur multi-axes** doté de 4 sorties de pilotage de moteurs pas à pas régissant les mouvements du bras d'éclairement et d'observation, la rotation en azimut et le déplacement du détecteur de référence *via* un cycle d'asservissement numérique de 0.3 ms (*cf* Tab. 5.22). Les signaux des codeurs de chaque moteur sont véhiculés par 4 câbles standards (terminaisons à 25 connecteurs à chaque extrémité) jusqu'à la carte principale du contrôleur qui "suit" l'écart entre les mouvements programmés et réels.

Contrôleur de moteurs pas à pas					
Processeur	Fréquence max.	Asservissement	Nb axes	Désignation	Fournisseur
5×86-100	1 MHz	0.3 ms	4	MM4005	Newport

Tab. 5.21: Caractéristiques du contrôleur de moteurs pas à pas.

II.3.2 Les porte-échantillons

Les matériaux étudiés remplissent des **réipients cylindriques de dimensions variables fonctions des propriétés diffusantes du matériau**. La simulation d'un échantillon de profondeur et d'extension infinie pour l'ensemble des longueurs d'onde et des géométries demeure bien sûr un objectif utopique, mais les tailles des réipients sont choisies pour limiter au mieux l'erreur photométrique aux grands angles d'observation en tenant compte de la quantité de matériau disponible, de sa texture et de ses propriétés optiques connues ou supposées. Le réipient le plus grand (diamètre 300 mm, profondeur 150 mm) est réservé à la neige, très transparente et disponible en grande quantité. Chaque

porte-échantillon possède une cale d'épaisseur permettant un positionnement précis et identique du bord supérieur² du récipient au niveau du plan horizontal contenant les axes de rotation des bras d'éclairage et d'observation.

II.3.3 La rotation de l'échantillon et de la roue porte-polariseurs

L'échantillon peut être mis en rotation lente afin de moyenniser les effets discrets, dont les réflexions spéculaires par les facettes, liés au petit nombre de grains de surface (50-100) observés par les détecteurs dans le cas de grosses tailles de grains (0.5-2 mm). La sélection des polariseurs d'observation s'effectue aussi par rotation de deux moteurs à courant continu animés par une alimentation commune (*cf* Tab. 5.22).

Moteurs à courant continu				Alimentation	
Élément	Puissance	Désignation	Fournisseur	Désignation	Fournisseur
Roue	6 W	1.13.040/STG61*24/0187	Maxon	AX322	Metrix
Echantillon	6 W	2322G/GP022A*24/1621	Maxon	AX322	Metrix

Tab. 5.22: Caractéristiques des moteurs à courant continu.

II.4 Conditions expérimentales de mesure

La goniomètre, son système optique et les détecteurs sont conçus pour pouvoir fonctionner sur une large gamme de températures, de l'ambiante à -40°C . Afin de conduire des campagnes de mesures sur des matériaux instables à température ambiante, en particulier la glace d'eau, **la partie goniométrique du système prendra place dans la chambre froide maintenue à environ $-40 \pm 1^{\circ}\text{C}$** , dont la construction est prévue au LPG. Le bâti comportant l'instrumentation optique et électronique fragile (détecteurs synchrones, monochromateur, préamplificateurs, contrôleur pas à pas, ...) héritera quant à lui d'une confortable enceinte thermostatée, la fibre optique établissant un lien souple entre les deux. En outre, la chambre froide simplifie considérablement le protocole cryogénique et affranchit des contraintes optiques et photométriques qu'occasionnerait inmanquablement l'utilisation d'une cellule cryogénique munie de fenêtres optiques.

La vapeur d'eau présente dans l'air ambiant ne devrait pas perturber les mesures pour deux raisons: ses raies d'absorption sont très fines et sa pression de vapeur saturante est faible à -40°C . En revanche, le CO_2 risque de poser quelques problèmes à cause de sa large bande d'absorption aux alentours de 2300 nm.

Un jeu de capteurs de température (*cf* Tab. 5.23) a d'ores et déjà été installé pour contrôler tous les éléments dont la température nécessite une surveillance prioritaire. Leur principe est fondé sur la thermométrie par résistance signifiant que la résistance du conducteur employé (en l'occurrence le platine) est fonction de la température. Deux de ces capteurs sont affectés à l'enceinte thermostatée, dont un plus spécifiquement au monochromateur. Un troisième sera également disposé près de l'échantillon. Tous transmettent au système informatique un signal sous forme de tension convertie en température grâce à un étalonnage préalable. Enfin, la machine cryogénique possède son propre capteur qui délivre la température du détecteur InSb.

². *ie* la surface de l'échantillon.

Température				
Capteurs			Régulateur	
Type	Désignation	Fournisseur	Désignation	Fournisseur
sonde platine	PT 100 classe A	Radiospares	TC REX DI100	TC S.A.

Tab. 5.23: Caractéristiques des capteurs de température.

III Tests, réglages et performances du système

Le fonctionnement du spectrophoto-goniomètre et la précision des mesures qu'il délivre sont conditionnés par une série de montages, tests et réglages mécaniques, optiques et électroniques décrits en détails dans l'Annexe B. Leur implication directe dans le protocole d'étalonnage spectral (*cf* Chap. 6) et photométrique (*cf* Chap. 7) du système justifie cependant leur évocation sommaire, articulée autour des 4 principaux biais perturbant les mesures.

♣ Instabilités et dérives photométriques

Les instabilités comprenant les bruits et dérives photométriques sont en grande partie imputables à des fluctuations de température se répercutant sur les différents éléments de la chaîne optique et électronique.

Les *fluctuations* du signal mesuré par le détecteur d'observation sont de l'ordre de $\pm 0.07\%$ pic à pic, à peine plus fortes, que celles enregistrées par le détecteur qui contrôle directement la source ($\pm 0.05\%$ pic à pic). Les tests ont d'autre part montré une *dérive* d'environ $0.025\%/^{\circ}\text{C}$ pour le détecteur de mesure visible, plus exposé à ces variations que le détecteur infrarouge.

La **climatisation** à $\pm 1^{\circ}\text{C}$ prévue dans le futur laboratoire et la future chambre froide devrait encore améliorer ces performances.

♣ Imprécisions mécaniques "statiques"

Ces imprécisions concernent les *miroirs*, la *focalisation du faisceau lumineux monochromatique sur l'entrée de la fibre optique* et l'*optique de détection*.

Après réglage, le décentrage absolu des taches d'observation visible et IR n'excède pas 2 mm lors de visées proches de l'horizontale pour lesquelles le décalage est accentué. Cette valeur correspond à une erreur angulaire de 0.05° . Le décalage relatif entre les taches visible et IR est lui limité à 1 mm à grand θ_r , soit 0.03° d'écart.

Les réponses spatiale $\Pi_{det}(x, y)$ et angulaire $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ des détecteurs ont également fait l'objet d'une étude. $\Pi_{det}(x, y)$ est quasiment une fonction "porte" et $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ revêt une forme trapézoïdale.

♣ Imprécisions mécaniques "dynamiques"

Ces imprécisions témoignent de la "non reproductibilité" de certaines séquences mécaniques de positionnement. Cela concerne en particulier:

- **Le monochromateur:** les mouvements des roues porte-filtres sont responsables de petites fluctuations photométriques ($\leq 0.8\%$ pour les filtres interférentiels) et le positionnement des réseaux est précis à ± 0.1 nm près.

- **La fibre optique:** sa courbure est fonction de θ_i et n'est pas reproductible. Ces deux facteurs induisent des perturbations photométriques au niveau du faisceau émergent: environ 0.5% pour l'effet " θ_i " et environ $\pm 0.15\%$ pour la non reproductibilité. Le détecteur de référence installé pour intercepter le faisceau d'éclairement permet de prendre en compte ces perturbations.

♣ Imperfections et limitations intrinsèques au système

Parmi les imperfections, citons notamment:

- L'inhomogénéité de l'éclairement, véhiculée depuis la sortie du monochromateur ($\leq 1\%$ sur un profil unidimensionnel) jusqu'à l'échantillon par la fibre optique. Sa cartographie, possible au nadir ($\theta_i = 0^\circ$), montre des variations n'excédant pas 2.5% (après intégration spatiale) au sein de la tache d'observation dans le cas défavorable de grands angles d'observation ($\theta_r = 75^\circ$).
- Aux petits angles de phase, les détecteurs masquent une partie de l'éclairement. L'effet photométrique au niveau de l'observation dépend du comportement diffusant du matériau. g peut typiquement décroître jusqu'à 8° pour les matériaux transparents (comme la neige dans le visible), en deçà pour les matériaux caractérisés par une faible diffusion latérale du rayonnement.

♣ Récapitulatif des sources d'erreurs

Dans la Table 5.24 sont résumées les sources d'erreurs recensées et leurs impacts photométriques respectifs.

IV Acquisition et traitement des données

Une interface pratique et complète de pilotage de l'ensemble expérimental a été développée en langage graphique Labview. Elle permet de définir et contrôler les caractéristiques géométriques et spectrales des expériences, tout en assurant une collecte et une mise en forme des signaux mesurés. **Le traitement, l'analyse et la visualisation** de ces derniers relèvent d'outils spécifiques réalisés avec le logiciel scientifique IDL. Ces deux aspects, pilotage et traitement des données, sont approfondis dans l'Annexe C.

V Spécificités du spectrophoto-goniomètre

V.1 Comparaison avec les instruments équivalents

Par rapport aux instruments s'inscrivant dans un contexte scientifique équivalent (*cf* Chap. 4), le spectrophoto-goniomètre du *LPG* s'illustre par des particularités que nous voudrions mentionner avant de clore ce chapitre.

- L'éclairement est fortement collimaté ($\pm 0.1^\circ$) et de dimension supérieure à l'observation, ce qui est conforme aux conditions réelles de télédétection.

Effets et dérives temporels			
Origine	Erreur	Étalonnage actuel	Étalonnage futur
fluctuations source	$\pm 0.05\%$	non	non
dérive source	$\leq 0.05\%/jour$	non	signal contrôleur
détecteur (Si) + dérive électronique lock-in amplifieur	$0.025\%/^{\circ}C$ $0.03\%/^{\circ}C$	interpolation des mesures	climatisation
Effets non reproductibles			
Origine	Erreur	Étalonnage actuel	Étalonnage futur
fibre optique	$\pm 0.15\%$	détecteur référence	détecteur référence
filtres coupe-ordres	± 0.1	non	?
Imperfections			
Origine	Erreur	Étalonnage actuel	Étalonnage futur
courbure fibre	$\sim 0.5\%$	détecteur référence	détecteur référence
homogénéité	$\theta_i = 0^{\circ}, \theta_r \leq 75^{\circ}: \leq 2.5\%$ $\theta_i \neq 0^{\circ}, \theta_r \leq 75^{\circ}: \leq 2.5\%$	carto à 1λ étirement carto($\theta_i = 0^{\circ}$)	carto à autres λ dispositif pour mesurer carto(θ_i)

Tab. 5.24: Récapitulatif des principales sources d'erreurs photométriques à prendre en compte lors de l'étalonnage.

- La grande taille de l'éclairement et sa relative homogénéité permettent d'observer des échantillons très peu absorbants selon de grands angles de visée sans que l'erreur photométrique par rapport à un plan d'illumination infini ne soit importante (erreur $< 1\%$ tant que $\theta_r < 83^{\circ}$ dans le cas défavorable d'un matériau transparent comme la neige dans le visible).
- La gamme spectrale solaire est largement couverte (de 300 à 4500 nm, voire 5000 nm).
- La décomposition spectrale de la lumière est effectuée au niveau de l'éclairement, ce qui présente deux avantages: (1) la puissance incidente sur l'échantillon est réduite et limite le métamorphisme, voire la fonte des grains (cas de la neige). (2) la prise en compte et l'étalonnage de la polarisation sont considérablement simplifiés.

V.2 Couplage des fonctions spectrale et photométrique

La volonté d'obtenir simultanément des informations spectrales et angulaires nécessaires à la compréhension du transfert radiatif au sein des surfaces géophysiques a motivé le choix d'un instrument cumulant les fonctions spectrale et photométrique. Séparer ces dernières en élaborant deux systèmes distincts n'aurait pas forcément abouti à une conception et un étalonnage simplifiés.

Privilégier l'information photométrique conduit par exemple à utiliser un éclairement

monochromatique, en général à l'aide d'un laser synonyme d'inconvénients majeurs:

- Le diamètre du faisceau est petit, au mieux de l'ordre du cm, et inclus dans la tache d'observation. Or la BRDF est définie pour une tache d'observation éclairée *entièrement et uniformément*, ce qui nous amène à considérer le second point:
- L'inhomogénéité spatiale d'un faisceau laser est beaucoup plus importante que celle qui caractérise l'éclairement du spectrophoto-goniomètre (plusieurs dizaines de % contre environ 2.5% à grand angle d'observation).

Chapitre 6

Étalonnage spectral

Résumé: une connaissance précise des longueurs d'onde décrites par chacun des réseaux est nécessaire. L'étalonnage spectral consiste donc à rechercher la correspondance entre la longueur d'onde centrale transmise par le monochromateur et la valeur fournie par l'organe de commande des réseaux. A cet effet, on exploite en général les spectres en émission de sources lumineuses (gammes UV et Visible) ou, dans l'infrarouge, les spectres en absorption de gaz divers. Dans notre cas, cette deuxième méthode se révèle inadaptée en deçà de 1500 nm. Le recalage spectral s'obtient alors à l'aide d'une cible d'étalonnage dont le spectre en réflectance est connu. Des "oscillations" d'amplitudes comprises entre ± 0.15 nm (réseau 2) et ± 0.6 nm (réseau 4) de la longueur d'onde ont été mises en évidence par spectrométrie à transformée de Fourier. En attendant des études plus poussées, ce sont elles qui limitent la précision sur les longueurs d'onde.

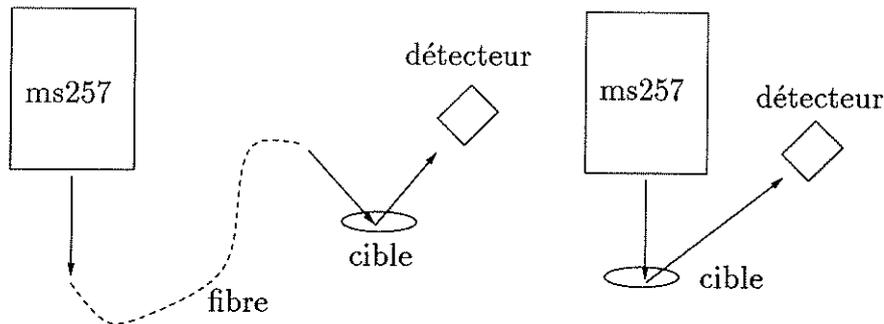
I Une cible de référence pour les gammes UV-Vis-IR

Les cibles d'étalonnage conçues par Labsphere consistent en un amalgame de spectralon et d'oxyde de terre rare. Celle dont nous disposons contient de l'oxyde de dysprosium et présente des bandes d'absorption caractérisées avec précision entre 300 et 1700 nm. L'existence de bandes d'absorption en deçà de 1000 nm offre la possibilité d'un étalonnage des réseaux 1 et 2 dans les gammes ultraviolet, visible et proche infrarouge. Notons également que d'éventuelles ambiguïtés inhérentes au réseau 3, à cheval sur les gammes visible et IR, pourront aussi être levées par comparaison avec la méthode de la cellule à gaz, objet de la Section II.

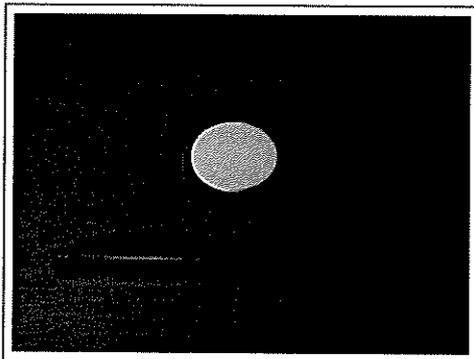
Chaque bande d'absorption des spectres acquis à l'aide de la cible est ajustée par une fonction garantissant une correction améliorée par rapport à une simple comparaison visuelle avec le spectre de référence. Si une Lorentzienne semble adaptée aux bandes gazeuses, cette fonction a été choisie de forme Gaussienne pour les absorptions de la cible en raison des perturbations occasionnées en phase solide.

Plusieurs campagnes de mesures ont été menées. Nous avons dans un premier temps placé la cible au centre du porte-échantillon, conformément à une utilisation classique du goniomètre. Sa taille réduite, 1 pouce de diamètre, soit 25.4 mm, a exigé une observation au nadir de manière à ce que soit interceptée toute la tache d'observation, large, rappelons-le, de 20 mm dans cette configuration. Hélas, la nécessité de travailler à une résolution spectrale de l'ordre de 1 nm invalide quelque peu le procédé. La largeur très réduite des

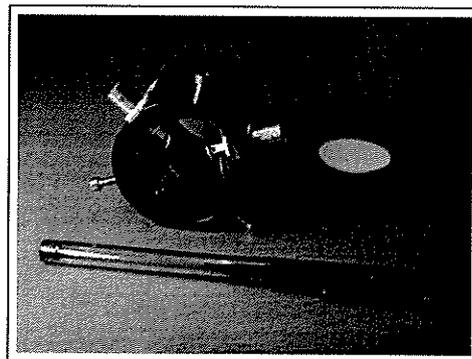
fentes du monochromateur et les pertes photométriques au cours du trajet du faisceau lumineux amoindrissent en effet considérablement le rapport signal sur bruit, comme en ont témoigné les premières mesures, fortement bruitées. Pour esquiver ces inconvénients, nous avons développé et inséré un dispositif directement en sortie du monochromateur (cf Fig. 6.1), rassemblant la cible, un détecteur Silicium (gamme 300-1100 nm) et un détecteur InGaAs (gamme 800-1700 nm). Nous pouvons légitimement espérer une hausse drastique du flux recueilli et par là même un meilleur rapport signal sur bruit à résolution spectrale élevée.



(a) Principe des mesures en réflectance avec la cible d'étalonnage. à gauche de manière classique, avec la fibre optique et l'ensemble goniométrique; à droite avec le module spécifique adapté en sortie du monochromateur.



(b) Vue de la cible.



(c) Vue de la cible et de son support muni de deux détecteurs.

Fig. 6.1: La cible d'étalonnage et son utilisation.

II Une cellule d'étalonnage pour la gamme IR

II.1 Méthodologie

Une recherche bibliographique et théorique a tout d'abord conduit à la sélection de divers gaz jugés intéressants au vu de leurs spectres d'absorption dans la gamme du

proche infrarouge. Le choix préliminaire s'est porté sur CO, SO₂, CH₄ et le mélange H₂S-OCS. L'eau et le CO₂, "polluants" fréquents, sont également susceptibles d'apporter des renseignements précieux.

Chacun de ces composés a été étudié à l'aide du spectromètre à transformée de Fourier Nicolet du laboratoire. Les méthodes liées à la transformée de Fourier permettant effectivement l'obtention de très bons rapports signal/bruit, le spectromètre apparaît comme un outil d'investigation fort utile dans le domaine infrarouge, pour lequel les sources sont généralement faibles et les détecteurs peu sensibles. Un autre intérêt majeur réside dans la grande précision avec laquelle les longueurs d'onde peuvent être mesurées.

II.2 Spectres d'absorption de référence

II.2.1 Principe du spectromètre à transformée de Fourier (FTS)

L'interféromètre enregistre la fonction d'autocorrélation de la radiation observée en fonction de la différence de marche entre les deux faisceaux qui en sont issus, donnée par la position du miroir mobile. La précision de l'échantillonnage est assurée par l'interférence d'une source monochromatique, un laser He-Ne, dont la longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde minimale d'étude. Le faisceau recombinaison est ensuite dirigé sur l'échantillon dont la nature absorbante altère la distribution de fréquences et entache le spectre en énergie de bandes d'absorption. L'interférogramme temporel, pour une différence de longueur entre les parcours des deux rayons notée δ est donné par:

$$\Upsilon(\delta) = \int \Upsilon(\nu) \cos(2\pi\delta\nu) d\nu \quad (6.1)$$

La transformée de Fourier de l'interférogramme délivre alors le spectre en fréquences:

$$\Upsilon(\nu) = \int \Upsilon(\delta)\Pi(\delta) \cos(2\pi\delta\nu) d\delta \quad (6.2)$$

L'imprécision de l'interférogramme est liée au pouvoir de résolution de l'appareil puisque le déplacement du miroir secondaire est limité, ce qui conduit à introduire une fonction porte $\Pi(\delta)$ dans l'équation précédente. La fonction instrumentale induit donc une troncature du spectre de fréquences qui nécessite une opération corrective qualifiée d'apodisation.

Le spectromètre, dont la résolution maximale est de 0.1 cm⁻¹, comprend une source quartz-halogène, une séparatrice Si/CaF₂ et un détecteur InSb refroidi à l'azote liquide. Un spectre résulte de la moyenne statistique d'un nombre d'interférogrammes choisi par l'utilisateur, typiquement 400, de sorte que le rapport signal/bruit atteint 3000 vers 5000 cm⁻¹ (ie 2000 nm).

II.2.2 Acquisition des spectres

Un spectre de référence, dit de "background", est préalablement effectué à vide en début d'expérience. Chaque gaz est ensuite injecté dans la cellule du spectromètre à diverses pressions contrôlées. Les spectres obtenus sont alors divisés par celui de background et fournissent les spectres en transmission désirés.

Dans le cadre d'une analyse des bandes d'absorption, les spectres sont convertis en absorbance, selon la relation (*cf* Eq. 6.3a), à partir de laquelle se déduit le coefficient d'absorption Λ (*cf* Eq. 6.3b):

$$Abs = \log \frac{I_0}{I} \quad (6.3a)$$

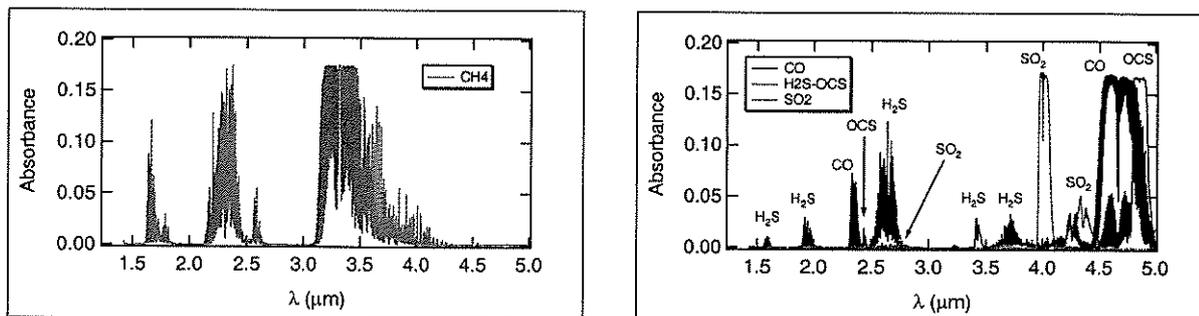
$$\Lambda = \frac{2.3 \cdot Abs}{l \cdot P} \quad (6.3b)$$

I_0 et I étant respectivement les intensités mesurées à la sortie de la cellule de longueur l vide et remplie de gaz à la pression P . Le coefficient d'absorption se révèle fort utile pour connaître les spectres d'absorption à d'autres valeurs de l et P . Bien que cette opération ne revête pas un caractère fondamental dans notre cas, la dérive de la ligne de base des spectres est corrigée manuellement avec précaution cependant, de manière à ne pas élarguer les ailes des bandes d'absorption.

II.3 Modalités d'étalonnage des réseaux

II.3.1 Elaboration d'une cellule à gaz

Une cellule de longueur $l = 30$ mm à fenêtres en saphir a été spécialement développée pour contenir le mélange gazeux. Sa forme cylindrique autorise un montage rapide en sortie du monochromateur sans perturber le schéma classique d'acquisition de spectre par le spectrophoto-goniomètre. Concernant son remplissage, il semble judicieux de composer un mélange tel que l'absorption du faisceau soit comprise entre 10% (absorbance=0.1) et 90% (absorbance=1) aux maxima des bandes. Les spectres obtenus avec le FTS nous apportent des indications précieuses pour le choix des pressions de gaz adéquates. Le cas standard d'une épaisseur traversée de 10 mm est reporté dans la Figure 6.2 pour des gaz purs à une pression de 1 bar. Ces spectres bruts donnent une bonne estimation de l'absorbance maximale des différents gaz.



(a) Absorption du méthane (CH_4)

(b) Absorption de CO , SO_2 , H_2S , OCS

Fig. 6.2: Spectres FTS en absorbance de CH_4 , CO , SO_2 et $\text{H}_2\text{S-OCS}$, pour des valeurs standards $l = 10$ mm et $P = 1$ bar.

L'analyse sommaire des spectres précédents nous a initialement incité à réaliser deux mélanges de gaz dont les caractéristiques sont résumées dans la Table 6.1, afin notamment de tirer profit des bandes du SO_2 et du mélange $\text{H}_2\text{S-OCS}$ dans la gamme 2000-3000 nm.

	CO	H ₂ S-OCS	SO ₂	CH ₄
Cellule 1	1	1	0	1
Cellule 2	0	0	1	1
Cellule 3	0	0	0	1

Tab. 6.1: Choix des gaz constitutifs de chaque cellule d'étalonnage et pressions associées (en bars).

II.3.2 Acquisition des spectres

Les spectres d'étalonnage du monochromateur ont été obtenus dans une configuration géométrique particulière du goniomètre avec l'éclairage et le détecteur d'observation InSb en vis à vis ($\theta_i = 90^\circ, \theta_r = 90^\circ, \Phi = 180^\circ$). Ainsi, le détecteur collecte directement l'éclairage incident, beaucoup plus intense que les flux mis en jeu lors d'une acquisition en réflectance classique. L'avantage essentiel réside dans la possibilité de mesures à meilleure résolution spectrale par diminution de la largeur des fentes du monochromateur.

En vue d'une comparaison, les spectres de référence acquis à très haute résolution (1 cm^{-1}) avec le FTS doivent cependant subir une convolution et un rééchantillonnage spectral. Pour cela, un outil conçu à partir d'un programme fourni par Pierre Drossart (*DESPA*, Meudon) génère dans un premier temps un fichier spectral contenant une série arithmétique de longueurs d'onde d'incrément modulable par l'utilisateur, mais calqué, dans ce cas précis, sur le pas spectral de mesures imposé au monochromateur. A chaque longueur d'onde de ce fichier est ensuite attribuée la résolution spectrale correspondante du spectre du monochromateur, variable ou non en fonction de la longueur d'onde, qu'utilise la routine de "dérésolution" proprement dite¹. Les spectres de référence sont convolués par une fonction triangle de largeur variable et deviennent ainsi directement comparables aux spectres provenant du monochromateur. Par souci de précision, leurs principales bandes d'absorption ont, comme dans le cas précédent, été ajustées par des fonctions lorentziennes permettant ainsi un recalage optimisé de leurs longueurs d'onde.

III Analyse des mesures

III.1 Remarque préliminaire importante

A plusieurs reprises, le monochromateur a totalement perdu le schéma de configurations de ses 4 réseaux. Ce problème s'est notamment manifesté lors de l'utilisation de la commande manuelle du monochromateur alors que ce dernier venait juste d'être mis en route, sans avoir terminé l'initialisation "mécanique" de ses composants. Dans une telle situation, l'étalonnage effectué avant la perte de mémoire devient évidemment obsolète et il est nécessaire de réitérer la démarche d'étalonnage dans son intégralité! A chaque fois, il a donc fallu réutiliser la cible et confectionner de nouvelles cellules à gaz. Cependant, pour des raisons pratiques, seul du méthane y fut injecté par la suite (cas des cellules n , $n \geq 3$).

1. La relation entre la largeur des fentes du monochromateur et la résolution spectrale est indiquée dans le Chapitre 5 (Eq. 5.2, relation exacte) et l'Annexe C (Eq. C.1, relation approchée).

Les résultats présentés dans les paragraphes qui suivent décrivent des recalages effectués pas forcément comparables entre eux, car associés à différents “bugs” du monochromateur. J’ai cependant estimé utile de les présenter afin d’appréhender:

- la précision spectrale que l’on peut escompter pour chaque réseau
- l’impact des améliorations apportées à la méthode d’étalonnage, en particulier le montage de la cible en sortie du monochromateur
- le caractère reproductible des décalages spectraux mis en lumière par le FTS (*cf* Sec. III.3)

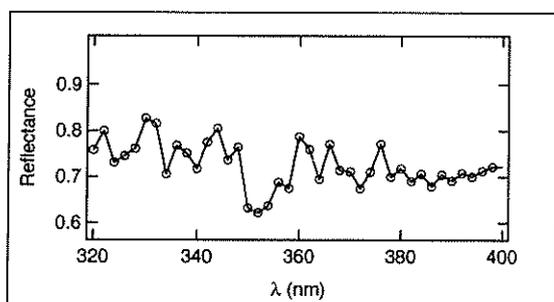
III.2 Cible et cellules à gaz: résultats préliminaires

Les premières mesures en réflectance sur la **cible d’étalonnage** étaient globalement insatisfaisantes du point de vue résolution spectrale et rapport signal sur bruit. Citons en particulier les bandes représentées dans les Figures 6.3(a) et 6.3(c) (réseau 1), 6.3(e) et 6.3(f) (réseau 2), 6.3(g) (réseau 3), fortement bruitées, trop plates ou mal définies pour prétendre à un ajustement digne de confiance. Le montage de la cible sur le module spécifique, en sortie du monochromateur, améliore sensiblement le rapport signal sur bruit des mesures (*cf* Fig. 6.4) mais cristallise en contrepartie l’incertitude non négligeable (± 0.2 nm entre 235 et 800 nm, ± 0.8 nm entre 800 et 2000 nm) que fournit Labsphere sur la position des bandes d’absorption, d’autant plus que le constructeur élude la méthodologie d’extraction de ces dernières.

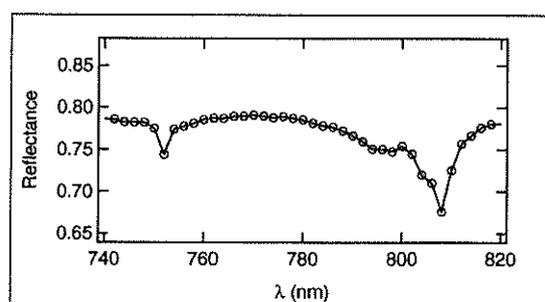
L’exploitation de la **cellule à gaz** apparaît à l’inverse beaucoup plus convaincante, par conjonction de la finesse des raies et d’une résolution spectrale plus grande (*cf* Fig. 6.5). Néanmoins, celle-ci demeure peut-être insuffisante dans le cadre d’un étalonnage très précis.

Une constante se dégage effectivement des deux approches: le **décalage spectral non linéaire** entre les spectres acquis avec la cible ou la cellule à gaz et les spectres de référence (*cf* Fig. 6.6 et Fig. 6.7).

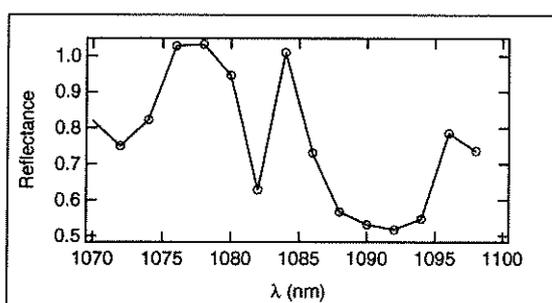
Comment l’expliquer? La démarche la plus immédiate consisterait à effectuer, pour chaque réseau, une correction manuelle de l’offset moyen alliée à une prise en compte des fluctuations résiduelles, de l’ordre de 1 nm, dont la modélisation constitue la principale difficulté. On pourrait à cet égard chercher à déterminer un polynôme susceptible de décrire au mieux ces fluctuations. Le fait que l’écart entre les longueurs d’onde mesurées et leurs homologues théoriques tantôt croisse, tantôt décroisse conduirait théoriquement au choix d’un polynôme de degré élevé. Cependant, sans la connaissance des phénomènes perturbateurs impliqués, cette méthode ne suffit pas à répondre de manière satisfaisante au problème car le nombre de longueurs d’onde de référence est limité et leur répartition spectrale irrégulière, notamment en deçà de 1600 nm. De quels éléments de réponse dispose-t-on? Au-delà de l’erreur d’interprétation inévitablement occasionnée par les ajustements gaussiens ou lorentziens des bandes d’absorption, la dérive observée traduit l’influence possible de facteurs tels que le **positionnement imparfait des réseaux** et les **effets de température** sur les formes et positions des bandes d’absorption. Examinons la validité de ces hypothèses:



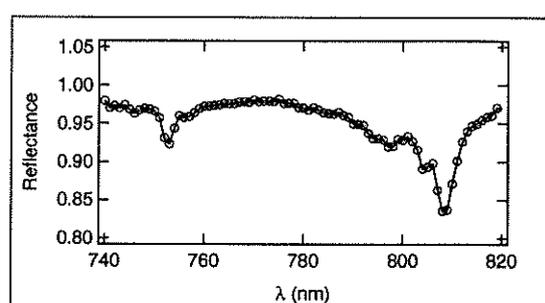
(a) Réseau1, résolution 3 nm.



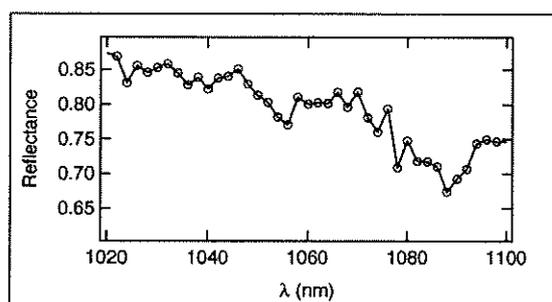
(b) Réseau1, résolution 3 nm.



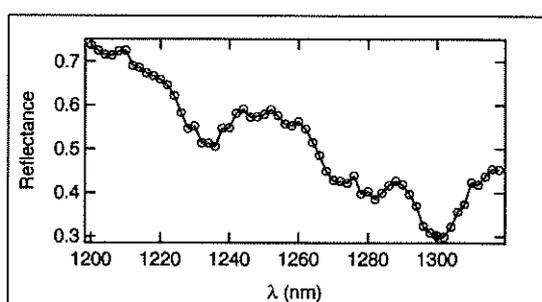
(c) Réseau1, résolution 3 nm.



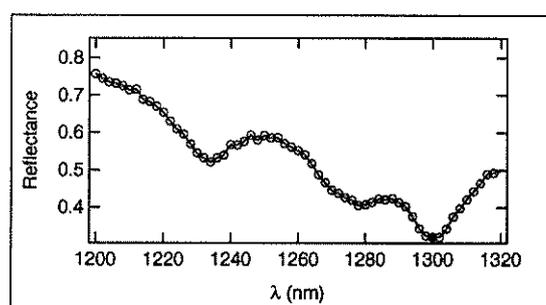
(d) Réseau2, résolution 3 nm.



(e) Réseau2, résolution 3 nm.

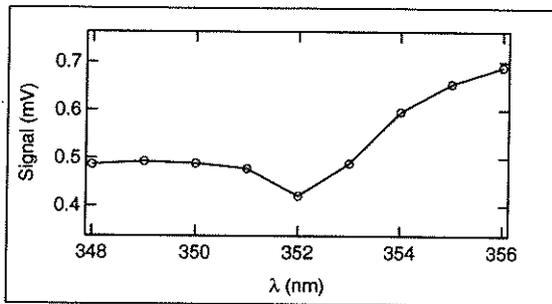


(f) Réseau2, résolution 3 nm.

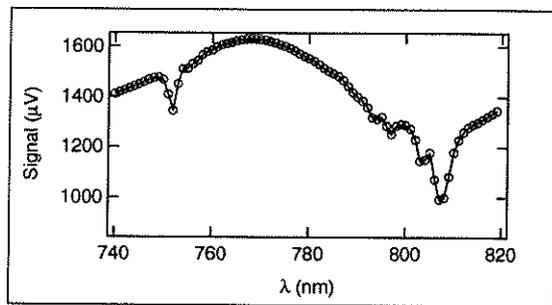


(g) Réseau3, résolution 6 nm.

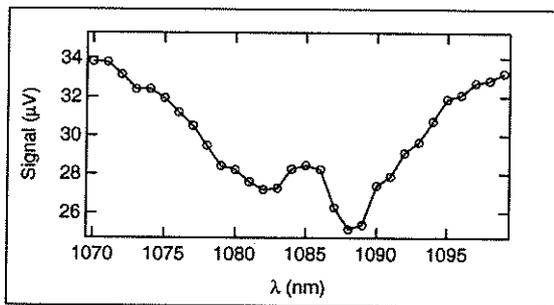
Fig. 6.3: Cible d'étalonnage, réseaux 1, 2 et 3: mesures préliminaires. Spectres en réflectance de la cible de référence obtenus avec le spectrophoto-goniomètre. Pour les réseaux 1 et 2, l'échantillonnage spectral ne satisfait pas au critère de Shannon.



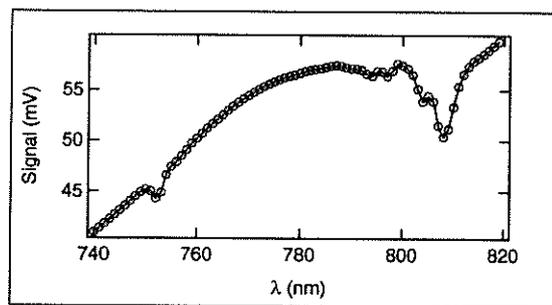
(a) Réseau1, résolution 2 nm.



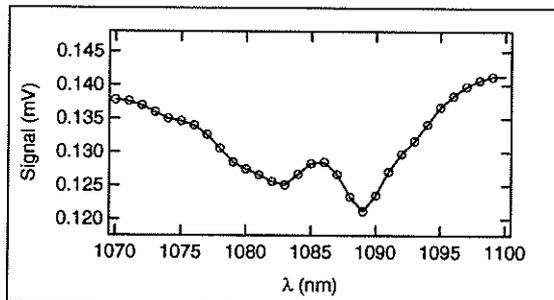
(b) Réseau1, résolution 2 nm.



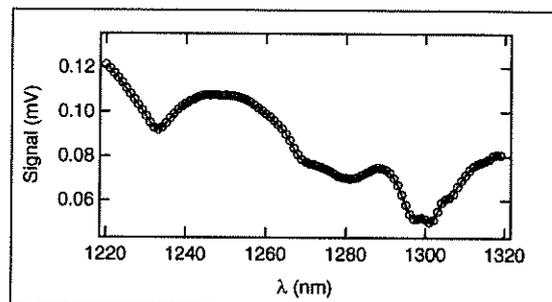
(c) Réseau1, résolution 2 nm.



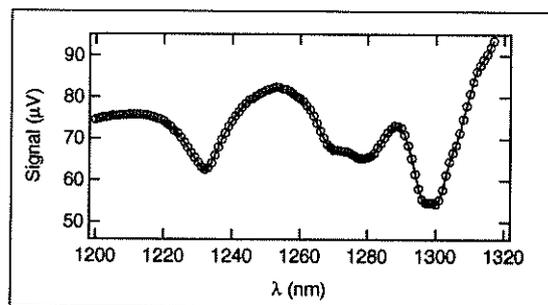
(d) Réseau2, résolution 2 nm.



(e) Réseau2, résolution 2 nm.

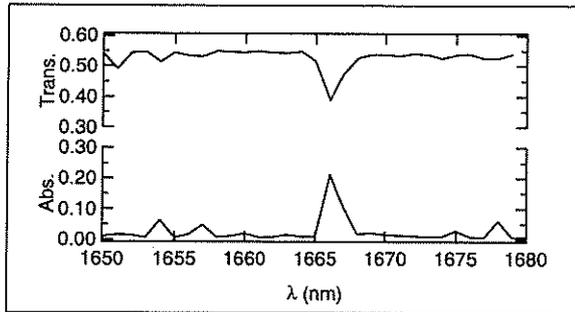


(f) Réseau2, résolution 2 nm.

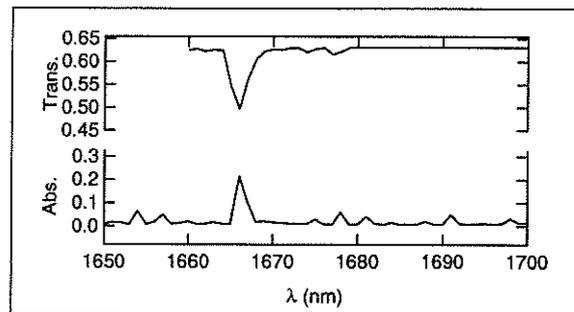


(g) Réseau3, résolution 2 nm.

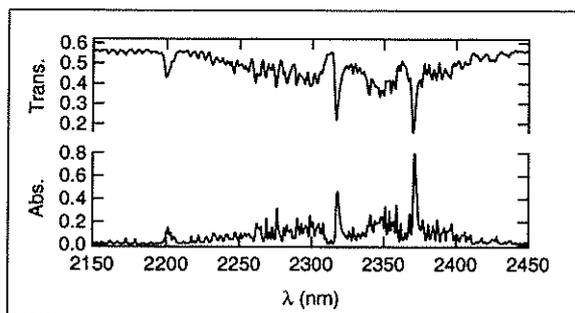
Fig. 6.4: Cible d'étalonnage, réseaux 1, 2 et 3: mesures optimisées. Spectres en réflectance de la cible de référence obtenus avec le module d'acquisition en sortie du monochromateur.



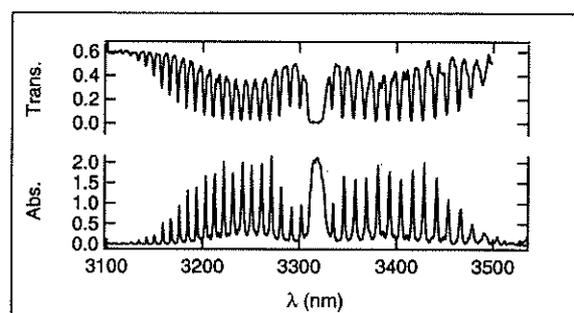
(a) Réseau 2, bande du CH₄, résolution 2 nm.



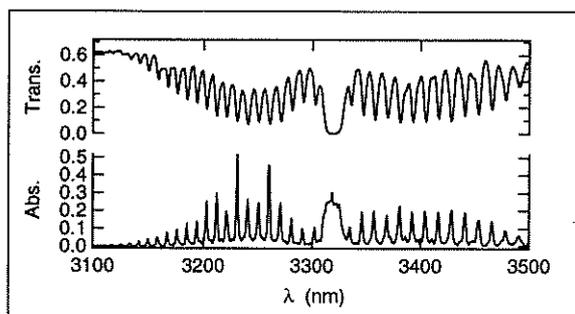
(b) Réseau 3, bande du CH₄, résolution 1 nm.



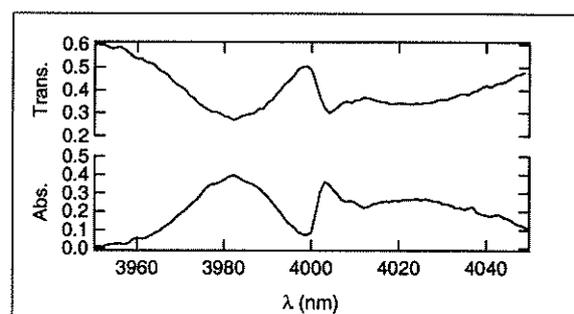
(c) Réseau 3, bandes du CH₄, résolution 1 nm.



(d) Réseau 3, bandes du CH₄, résolution 1 nm.



(e) Réseau 4, bandes du CH₄, résolution 2 nm.



(f) Réseau 4, bandes du SO₂, résolution 2 nm.

Fig. 6.5: Cellule à gaz. Comparaison des spectres de la *deuxième cellule à gaz*, contenant CH₄ et SO₂ obtenus avec le spectrophoto-goniomètre (en transmittance) et le FTS (en absorbance). Pour la représentation graphique, les spectres ont été rééchantillonnés aux résolutions des mesures acquises avec le goniomètre, dépendantes de la longueur d'onde, soit environ 1 nm (réseaux 2 et 3) et 2 nm (réseau 4).

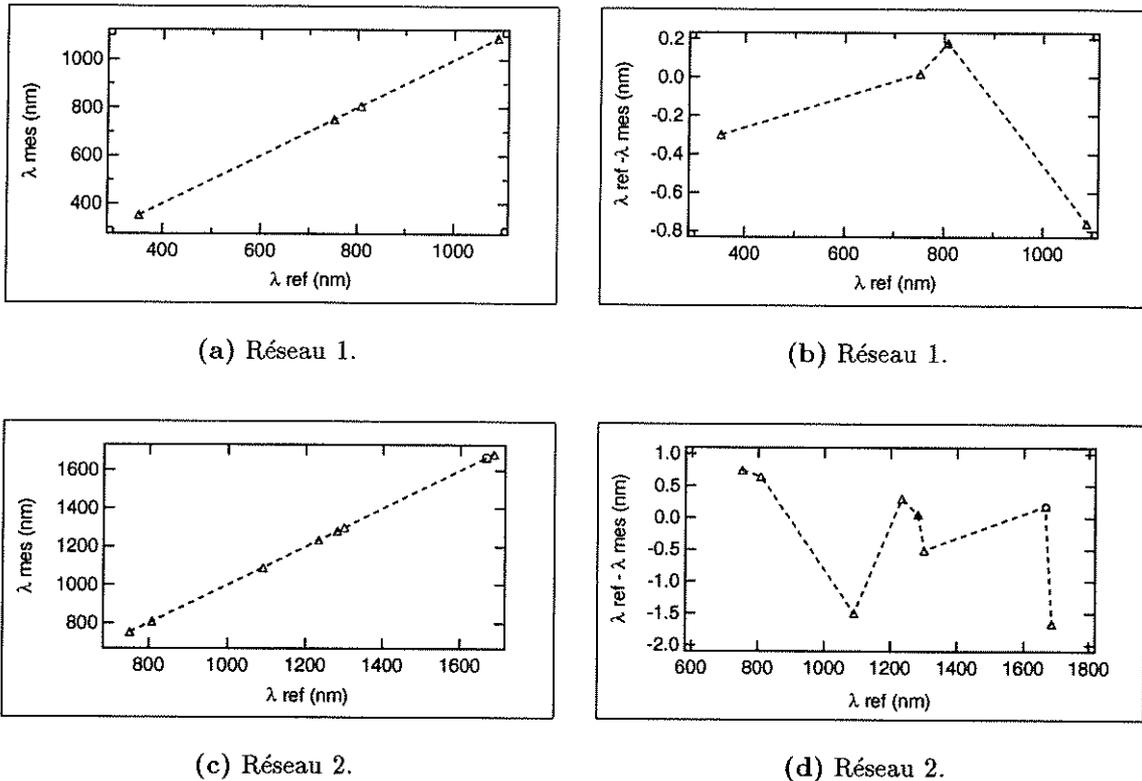


Fig. 6.6: Décalage spectral des réseaux 1 et 2: Mesures. Les symboles se réfèrent aux types de mesures effectuées: $\triangle \leftrightarrow$ cible, $\circ \leftrightarrow$ cellule. Les graphes de gauche donnent les longueurs d'onde mesurées (λ_{mes} , qui se rapporte à la longueur d'onde de consigne commandée par le contrôleur du monochromateur) en fonction des longueurs d'onde de référence (λ_{ref} , données par Labsphere pour la cible et mesurées avec le FTS pour la cellule). Les graphes de droite présentent le décalage spectral $\lambda_{ref} - \lambda_{mes}$ en fonction de λ_{ref} .

III.2.1 Effets de température

Des arguments de mécanique quantique montrent que les variations de température ne modifient en aucune manière la position des bandes d'absorption ([Banwell, 1983]). Ce paramètre thermodynamique, qui n'intervient de toutes façons pas dans les équations mises en jeu, agit simplement sur la répartition des populations entre les différents niveaux d'énergie.

III.2.2 Mécanique du monochromateur

La mécanique gérant les mouvements des réseaux offre semble-t-il une explication plus plausible. En examinant les valeurs de longueurs d'onde réellement atteintes par le monochromateur, nous avons constaté un écart oscillant généralement de part et d'autre des longueurs d'onde initialement souhaitées. Le positionnement des réseaux n'est en effet assuré qu'approximativement par moteur pas à pas et un système de vis sans fin, aboutissant généralement à une longueur d'onde mesurée (λ_{mes}) tantôt en deçà tantôt au-delà de sa valeur "programmée" ($\lambda_{consigne}$). Cette imperfection a déjà été rapportée dans le Paragraphe II.3.1 du Chapitre 5, mais son amplitude demeure toutefois minime, de

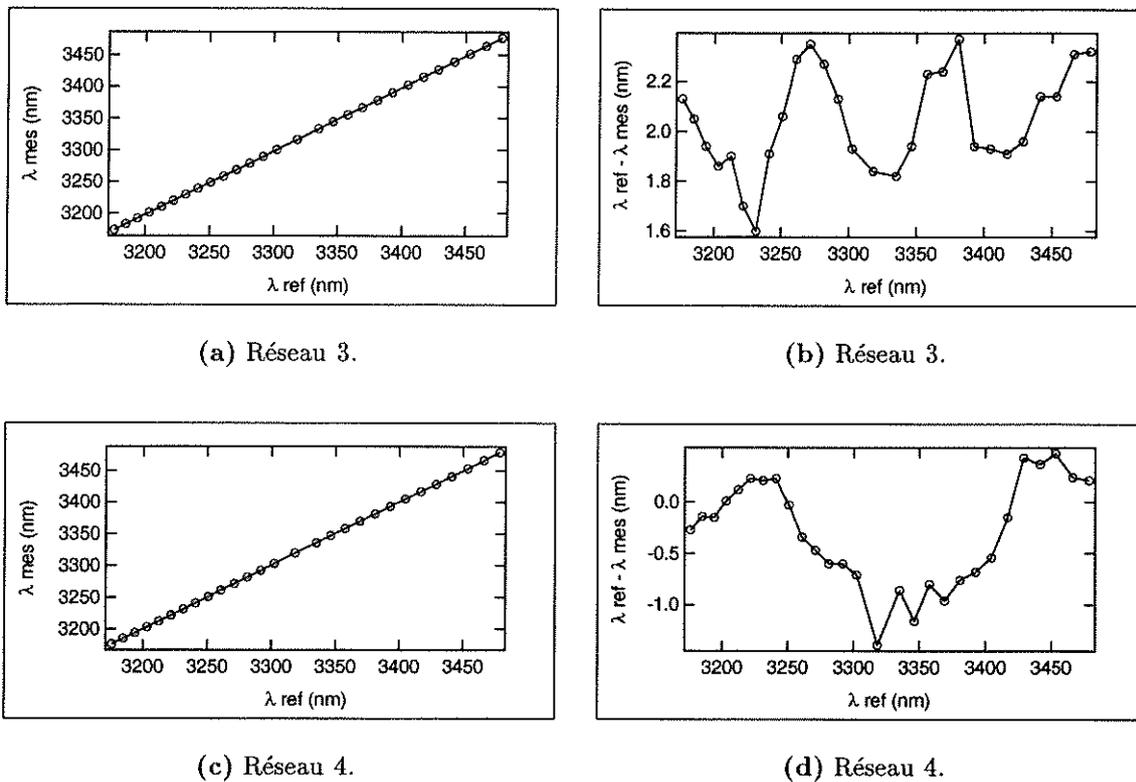


Fig. 6.7: Décalage spectral des réseaux 3 et 4: Mesures. Légende similaire à celle de la Figure 6.6.

l'ordre de 0.1 nm, et par conséquent insuffisante pour fournir une explication valable ... même si nous remarquons déjà une surestimation des performances du monochromateur données par le constructeur (*cf* Sec. 5, Tab. 5.5), si on associe l'idée de précision à l'écart spectral précédemment défini!

En l'absence de résultats probants et en dernier recours, nous avons confié au FTS la remise d'un verdict sans appel sur les irrégularités du monochromateur.

III.3 Apport de la spectrométrie à transformée de Fourier

III.3.1 Tendances observées

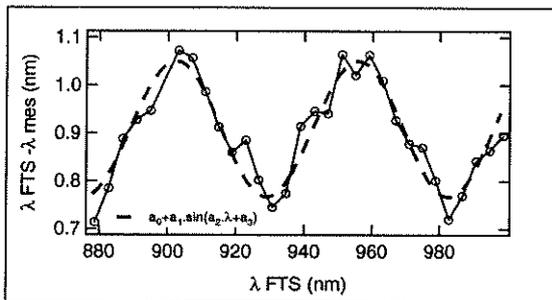
Le faisceau de sortie du monochromateur, injecté à l'entrée du FTS, fait office de source externe. Les longueurs d'onde réellement balayées par l'instrument ont été vérifiées sur des gammes exemptes d'absorptions atmosphériques (H_2O , CO_2) et où le spectre de la source (convolué par la fonction d'instrument du FTS) affiche une relative "platitude", afin de limiter ultérieurement les erreurs de traitement liées à de fortes pentes du continuum. Si les réseaux 2, 3 et 4 ont ainsi été scrutés de manière parcellaire, le réseau 1 s'est dérobé à notre investigation en perturbant, à cause de sa bande passante étroite, la recherche du centre de l'interférogramme par le spectromètre².

2. Plus la bande passante est réduite, plus l'interférogramme est large et approche une sinusoïde parfaite, selon les lois de la transformée de Fourier.

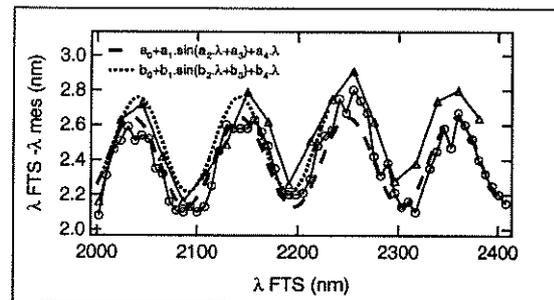
Les graphes de la Figure 6.8 mettent en exergue des fluctuations de forme **approximativement sinusoïdales** dont les périodes et les amplitudes varient en proportion inverse avec le nombre de lignes des réseaux. Elles peuvent *a priori* être modélisées par une fonction sinusoïdale (cf Eq. 6.4a), ou, mieux, couplant sinusoïde et fonction affine (6.4b) pour prendre aussi en compte une dérive linéaire de la longueur d'onde. Ces fluctuations semblent de plus **reproductibles** en “abscisses” comme l'attestent la quasi coïncidence des extrema pour deux séries de mesures (cf Fig. 6.8(b) et Fig. 6.8(c)), ce qui nous permet en principe de contraindre la phase des oscillations.

$$\Delta\lambda = x_0 + x_1 \cdot \sin(x_2 \cdot \lambda + x_3) \quad \text{Réseaux 2 et 3} \quad (6.4a)$$

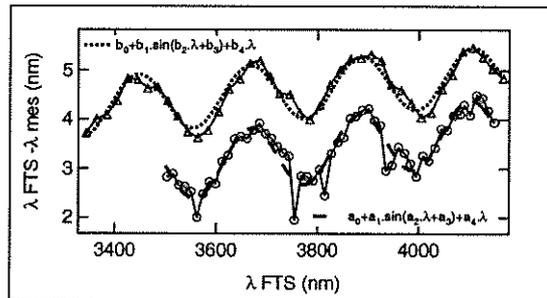
$$\Delta\lambda = x_0 + x_1 \cdot \sin(x_2 \cdot \lambda + x_3) + x_4 \cdot \lambda \quad \text{Réseau 4} \quad (6.4b)$$



(a) Réseau 2.



(b) Réseau 3.



(c) Réseau 4.

Fig. 6.8: Décalage spectral: ajustement. Variations de l'écart entre la longueur d'onde de consigne commandée par le monochromateur (que nous continuerons de noter λ_{mes} par commodité) et la longueur d'onde “réelle” obtenue par ajustement des “triangles” que délivre le FTS (λ_{FTS}). Le cas échéant, les symboles \circ et Δ correspondent à deux jeux de mesures effectués à quelques jours d'intervalle, avec quelques réglages entre temps. Les courbes en pointillés matérialisent les fonctions d'ajustement des fluctuations définies dans le texte.

A titre d'information, les valeurs issues des ajustements sont listées dans la Table 6.2.

III.3.2 Origine(s) possible(s) des disparités rencontrées

Les deux jeux de données associés aux réseaux 3 et 4 ne sont pas complètement superposables en “ordonnées” et semblent se singulariser par des écarts spectraux variables,

	offset	amplitude	fréquence	phase	penne	plage spectrale
Réseau 2	0.9106	0.1428	0.1185	1.4801	-	880-1000 nm
Réseau 3 (a)	2.3861	0.2566	0.0588	1.2636	-	2000-2400 nm
Réseau 3 (b)	2.4868	0.27273	0.062399	3.034	-	2000-2400 nm
Réseau 4 (a)	-1.7715	0.6394	0.0292	1.4052	0.0013	3300-4200 nm
Réseau 4 (b)	1.4643	0.5916	0.0286	0.3987	0.00083	3300-4200 nm

Tab. 6.2: Coefficients numériques associés aux fonctions de fluctuations spectrales des réseaux 2, 3 et 4. Ces valeurs varient en fonction de la plage spectrale sur laquelle est effectué l'ajustement. Noter que la phase est définie à 2π près.

bien que nous n'ayons pas effectué suffisamment de mesures pour confirmer cette tendance. Mais deux sources d'erreurs, au moins, ternissent la précision de notre étude:

♣ **L'ajustement des spectres du FTS:** les spectres générés par la transformée de Fourier n'ont, pour chaque longueur d'onde, qu'une forme triangulaire approchée. Or, l'évaluation des fluctuations spectrales est fondée sur la détermination de la position du sommet de ces triangles par recherche de l'intersection des côtés (*cf* Fig. 6.9)! L'incertitude inhérente à la méthode oblitère donc quelque peu l'interprétation des disparités constatées lors de deux campagnes de mesures successives, en particulier dans la Figure 6.8(c). Mais cela ne suffit pas à justifier une divergence de l'ordre de 1 nm.

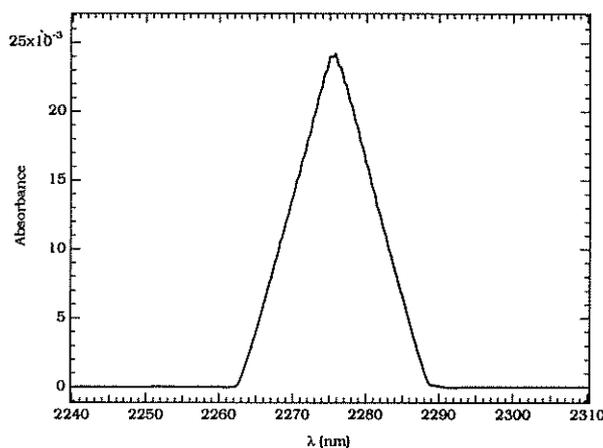


Fig. 6.9: Pour chaque longueur d'onde, le spectromètre délivre un spectre de forme triangulaire dont la largeur correspond à la bande passante et le sommet à la longueur d'onde centrale. Cette dernière est estimée par calcul de l'intersection des côtés du triangle.

♣ **Le montage optique en amont du FTS:** Au cours des différentes campagnes de mesures, le miroir et le diaphragme installés entre la sortie du monochromateur et l'entrée du FTS ont subi quelques déplacements lors de divers réglages. La principale conséquence en est la modification de l'angle d'incidence du faisceau lumineux sur l'interféromètre, responsable d'un décalage des spectres délivrés au final. Comme en témoigne l'Equation 6.5, une fréquence initiale ν adoptera ainsi une nouvelle valeur ν' fonction du

décalage angulaire $\delta\theta$ en entrée.

$$\frac{\nu'}{\nu} = 1 - \frac{1}{2} \delta\theta^2 \quad (6.5)$$

Une application numérique montre qu'à 3200 nm, un décalage de 1.4° suffit à induire une erreur de 1 nm. Ce biais expérimental semble donc offrir une explication tout à fait plausible au décalage des deux séries de mesures du réseau 4. Malheureusement, tous les détails concernant la manipulation du miroir et du diaphragme n'ont pas été archivés et, à ce stade, il nous est impossible de l'affirmer avec certitude.

III.3.3 Tentative d'extrapolation aux gammes couvertes par la cellule à gaz

Malgré les disparités d'offset constatées, il est intéressant de vérifier la cohérence des fonctions d'ajustement (*cf* Eq. 6.4) en dehors des régions de mesure. Nous les avons donc extrapolées dans la gamme spectrale 3100-3500 nm que ponctuent les bandes du méthane. Les conclusions semblent contradictoires. Le réseau 4 se caractérise par une bonne corrélation entre le décalage spectral extrapolé et celui auquel aboutissent conjointement les mesures menées sur les cellules 2 et 3 (*cf* Fig. 6.10(c)): les courbes, en phase, arborent en effet des périodes et des amplitudes comparables. Seul l'offset global des fluctuations affiche une divergence significative, mais cela provient sans doute de la propagation de l'erreur d'offset évoquée précédemment.

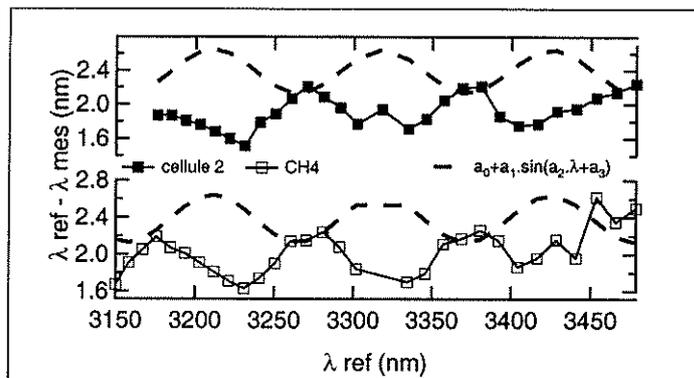
En revanche une première extrapolation concernant le réseau 3 révèle deux tendances en opposition de phase, malgré la similarité des périodes et des amplitudes de l'offset (*cf* Fig. 6.10(a)). A l'inverse du réseau 4, l'éloignement entre la gamme spectrale sur laquelle se fonde l'extrapolation (2000-2400 nm) et les bandes du méthane (3100-3500 nm) favorise une éventuelle propagation d'erreur, de sorte qu'une période initiale mésestimée de quelques % peut conduire à une situation apparemment paradoxale. La Figure 6.10(b) souligne cette sensibilité aux conditions initiales: la fonction d'ajustement établie pour la deuxième campagne de mesures du réseau 3, matérialisée par les symboles triangulaires de la Figure 6.8(b), génère plutôt une situation de quadrature!

IV Conclusion

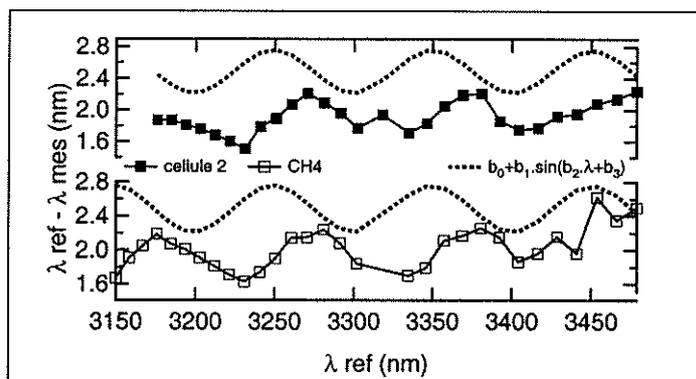
L'étalonnage du réseau 1 est uniquement fondé sur quelques bandes d'absorption caractéristiques de la cible de référence, celui du réseau 4 résulte exclusivement de cellules à gaz. Les réseaux 2 et 3 bénéficient quant à eux des apports des deux méthodes.

IV.1 Limites de l'étude actuelle

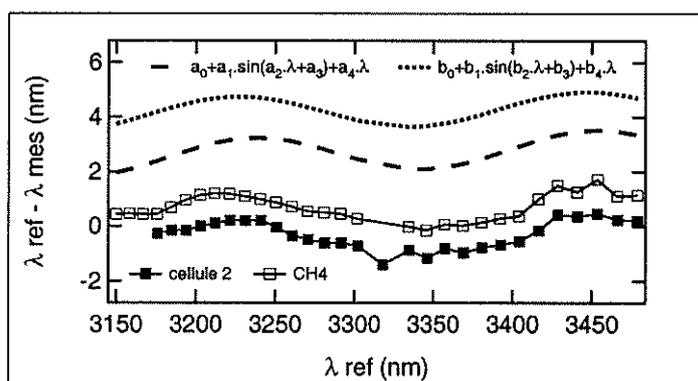
Les mesures effectuées avec le FTS semblent confirmer *qualitativement* l'origine mécanique des fluctuations observées entre les longueurs d'onde désirées et les longueurs d'onde réelles, tout au moins pour les réseaux 2, 3 et 4, même si le réseau 2 demeure en marge du champ d'utilisation de la cellule à gaz. Sans que l'*offset global* ne soit véritablement contraint, elles donnent néanmoins une idée assez précise de l'*amplitude relative* de ces fluctuations et de leur *période* qui conditionne fortement la valeur de la *phase*. C'est en



(a) Réseau 3.



(b) Réseau 3.



(c) Réseau 4.

Fig. 6.10: Décalage spectral: extrapolation de l'ajustement. Variations de l'écart entre la longueur d'onde de consigne commandée par le monochromateur (que nous continuerons de noter λ_{mes} par commodité) et la longueur d'onde "réelle" mesurées avec le FTS (λ_{FTS}). Sont juxtaposées les valeurs issues de l'extrapolation des fonctions d'ajustement (les styles de traits sont conservés par rapport à la Figure 6.8) et les valeurs obtenues à l'aide des cellules à gaz 2 et 3, par comparaison entre les mesures en transmission du goniomètre et en absorbance du FTS.

particulier l'apanage du réseau 3. Mais ne perdons pas de vue que l'extrapolation repose sur des mesures couvrant des gammes spectrales très limitées. Les problèmes associés aux réseaux 3 et 4 se résument de la manière suivante:

- Réseau 3: offset correct, problème de période et donc de phase après extrapolation.
- Réseau 4: problème d'offset, période et phase grossièrement corrects.

Le Tableau 6.3 reformule ces problèmes et suggère quelques pistes d'étude:

	Précision d'après Fit sur 4 périodes	Extrapolation	Que faire?
Amplitude	± 0.1 nm (FTS) ± 0.2 nm (CH ₄)	possible possible	
Période	~ 5 % (FTS) $\sim 10-20$ % (FTS)	pb pb	fit sur gamme plus large ou sur 2 gammes espacées de 10-20 périodes
Phase	si contrainte à mieux que $\pi/8$ (FTS)	possible sur la période	vérifier l'impact de l'erreur
Offset R4	1-2nm (FTS) ≥ 1 nm (CH ₄)	pb pb	comprendre l'origine du décalage
Offset R3	0.2nm (FTS) ≥ 0.2 nm (CH ₄)	possible à 0.6 nm possible	

Tab. 6.3: Bilan et perspectives concernant les réseaux 3 et 4.

En conséquence, nous pouvons scinder l'analyse et l'interprétation des tests en trois catégories:

♣ **Dans le cas idéal** où nous disposons de *mesures complètes* sur toute la gamme spectrale des réseaux 3 et 4 en plaçant le monochromateur à l'entrée du FTS, nous pouvons recalibrer les longueurs d'onde affichées sur leur vraies valeurs en tenant compte de la *période*, de l'*amplitude*, de la *phase* des oscillations et de l'*offset* global du décalage. Ceci nécessite par conséquent des expériences plus complètes que celles que nous avons menées jusqu'à présent. Il faudra alors soigner l'alignement et la collimation du faisceau monochromatique, car limiter cette dernière à 0.8° dans l'interféromètre ramène l'offset spectral dans le FTS à moins de 0.01% de 500 à 5000 nm.

♣ **Dans le cas intermédiaire** (cas actuel) où nous disposons de *mesures partielles*, pour les réseaux 2 et 3, nous ne pouvons recalibrer les longueurs d'onde affichées sur leur vraies valeurs en tenant compte de la *période*, de l'*amplitude* et de la *phase* des oscillations que sur les plages spectrales effectivement contrôlées. En dehors, cette dernière échappe à notre connaissance, essentiellement à cause de la propagation sur la phase de l'erreur attachée à la période. Le réseau 4 semble en revanche pouvoir bénéficier d'une extrapolation des fluctuations au-delà de 3450 nm, sauf en ce qui concerne l'offset.

♣ **Dans le cas simplifié** où nous souhaitons considérer similairement les gammes spectrales couvertes et non couvertes par le spectromètre, la précision spectrale est déterminée par l'amplitude maximum des fluctuations et la variabilité de l'offset. Le réseau 1

intègre cette catégorie, l'amplitude maximum étant déduite à partir des quelques points de repère fournis par la cible.

IV.2 Précision spectrale des mesures en réflectance

Faute d'avoir pu mener à bien le "cas idéal" que nous venons d'exposer, les précisions spectrales que nous allons fournir s'insèrent dans le cadre du "cas simplifié". Pour les réseaux 3 et 4, les longueurs d'onde du monochromateur sont corrigées par un décalage moyen, qui s'obtient soit par une corrélation entre les spectres "goniomètre" et les spectres "FTS" des raies du CH_4 entre 3100 et 3500 nm, soit par une moyenne des décalages observés entre les pics d'absorption de ceux-ci. Pour les réseaux 1 et 2, la correction résulte d'une moyenne de "décalages ponctuels" rapportés à la cible ou à la cellule³. Nous récapitulons dans le Tableau 6.4 la limite inférieure de la précision sur les longueurs d'onde de mesure, dans le cas défavorable où nous ne tenons pas compte du phénomène d'oscillations. L'erreur intègre l'écart type des positions des bandes mesurées $\sigma_{\text{décalage}}$ par rapport au décalage moyen, l'erreur typique σ_{ref} commise sur la détermination des bandes de référence (donnée par Labsphere pour la cible et variable de ± 0.2 nm à ± 0.8 nm selon la gamme spectrale, ou associée au "fit" effectué pour les gaz) et l'erreur σ_{ms257} propre à la mécanique du monochromateur. Rappelons qu'elle est théoriquement valable sur des intervalles spectraux restreints, mais nous devons dans un premier temps la supposer digne de confiance sur le spectre entièrement accessible à chaque réseau.

Réseau 1	Réseau 2	Réseau 3	Réseau 4
~0.3 nm	~0.6 nm	~0.2 nm	~0.5 nm

Tab. 6.4: Précision spectrale σ approximative en nm.

IV.3 Perspectives

Les précisions atteintes suffisent pour la plupart de nos applications actuelles qui mettent en jeu des bandes larges et des résolutions faibles (≈ 10 nm). A terme, un meilleur étalonnage est cependant souhaitable vue la finesse des bandes d'absorption de certains composés tels que CO_2 SO_2 ... Quoiqu'il en soit, il semble nécessaire de vérifier périodiquement le décalage spectral moyen de chacun des réseaux du monochromateur, car une dérive liée à la fréquence d'utilisation de l'instrument n'est pas exclue. La mise œuvre simple et rapide de la cible pour les réseaux 1 et 2 et de la cellule (remplie de CH_4) pour les réseaux 3 et 4 atténue considérablement la lourdeur du procédé. L'étude de chaque réseau sur une gamme spectrale élargie à l'aide du FTS est également préconisée. Enfin, il reste à confirmer (ou à infirmer) la nature "accidentelle" de la forte variabilité temporelle de l'offset du réseau 4, évaluée à 2 nm.

3. Cependant, pour les réseaux 1 et 2, seuls les décalages par rapport à la cible seront considérés ici pour quantifier la précision spectrale. Les mesures après "plantage" du monochromateur n'ont en effet pas concerné la cellule.

Chapitre 7

Etalonnage photométrique et obtention de BRDF

Résumé: ce chapitre traite une des étapes clés pour l'obtention de la BRDF d'une surface: l'étalonnage photométrique des mesures. L'objectif est de convertir les signaux mesurés (flux incident, flux réfléchi par l'échantillon) en deux grandeurs physiques (éclairage, luminance réfléchie) fondements de la notion de BRDF. Cette conversion s'effectue plus ou moins aisément selon les imperfections expérimentales, la précision souhaitée et le degré de complexité des calculs. Le contexte dans lequel s'inscrit notre démarche est abordé dans le Paragraphe I. Dans le Paragraphe II est ensuite élaboré le formalisme nécessaire au calcul de l'éclairage et de la luminance réfléchie par l'échantillon en y intégrant progressivement les fluctuations temporelles et l'inhomogénéité de l'illumination. Deux méthodes permettent alors de délivrer la BRDF d'une surface:

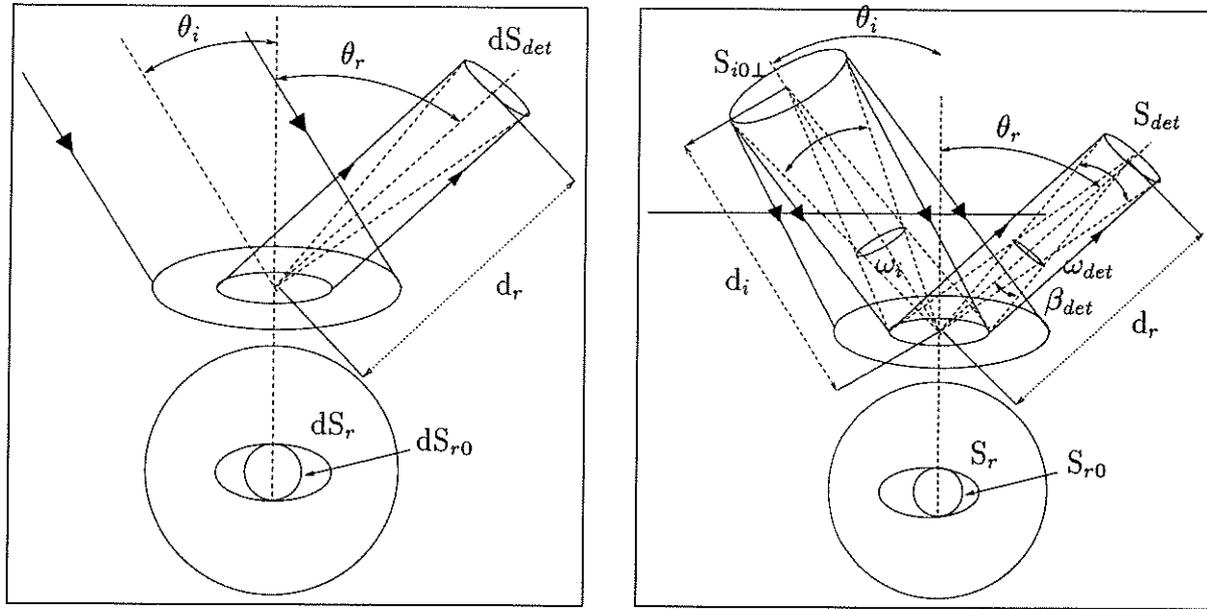
- *La voie "absolue"* se calque sur la définition de la BRDF et coïncide peu ou prou avec le rapport de la luminance réfléchie par l'éclairage. La connaissance de divers quantités et paramètres expérimentaux (par exemple la sensibilité des détecteurs de référence et d'observation) est alors indispensable.
- *La voie "relative"* consiste à normaliser la luminance réfléchie par l'échantillon par celle que réverbère une surface de référence dont la BRDF est connue.

Les calculs afférents aux deux méthodes sont exposés dans le Paragraphe III. Associés à diverses méthodes numériques, ils ont servi de support, dans le Paragraphe IV, à la détermination de la BRDF d'une surface de référence en Spectralon, de 450 à 1000 nm. C'est un résultat intéressant car de telles études sont rares dans la littérature et généralement réduites à une longueur d'onde par utilisation de lasers, avec tous les biais que cette technique comporte.

I Contexte géométrique et signaux mesurés

I.1 Conditions géométriques d'éclairage et d'observation

Rappelons d'emblée que les mesures de BRDF nécessitent la considération d'angles solides d'éclairage et d'observation infinitésimaux, ce qui est impossible en pratique. Illustrons-en les conséquences dans le cas simple d'une surface diffusante parfaitement lambertienne (notée SPL) soumise à un éclairage $E_i(\theta_i)$ homogène.



(a) Cas idéal: éclairage parallèle et angle solide d'observation infinitésimal.

(b) Cas réel: éclairage et observation selon les angles solides ω_i et ω_{det} .

Fig. 7.1: Représentation des deux conjonctures extrêmes d'éclairage et d'observation d'une surface.

I.1.1 Cas bidirectionnel idéal

La Figure 7.1(a) montre le cas idéal d'une illumination parallèle et d'une observation selon un angle solide infinitésimal. La surface infinitésimale visée dS_r (au nadir un disque de rayon a_{r0} et d'aire dS_{r0}), intersection entre l'échantillon et le faisceau cylindrique parvenant au détecteur d'angle solide infiniment petit $d\omega_{det}$, est une ellipse dont le grand axe est égal à $a_{r0}/\cos\theta_r$. L'étendue géométrique G_{det} intégrée sur la tache d'observation obéit pour sa part à l'Equation 7.1c.

$$a_r = \frac{a_{r0}}{\cos\theta_r} \quad (7.1a)$$

$$dS_r = \frac{dS_{r0}}{\cos\theta_r} \quad (7.1b)$$

$$d^2G_{det} = dS_{r0} \cdot d\omega_{det} \quad (7.1c)$$

Dans ce cadre, et en prévision de calculs ultérieurs, nous pouvons définir les coordonnées d'un point à la surface de l'échantillon pour différents systèmes de coordonnées explicités dans la Figure 7.2. Soit (O, x_\perp, y_\perp) un repère orthonormé perpendiculaire au faisceau d'éclairage. Dans un nouveau repère (O, x, y) obtenu par projection de (O, x_\perp, y_\perp) sur la surface de l'échantillon, les relations de passage 7.2a et 7.2b sont de rigueur:

$$x = \frac{x_\perp}{\cos\theta_i} \quad (7.2a)$$

$$y = y_\perp \quad (7.2b)$$

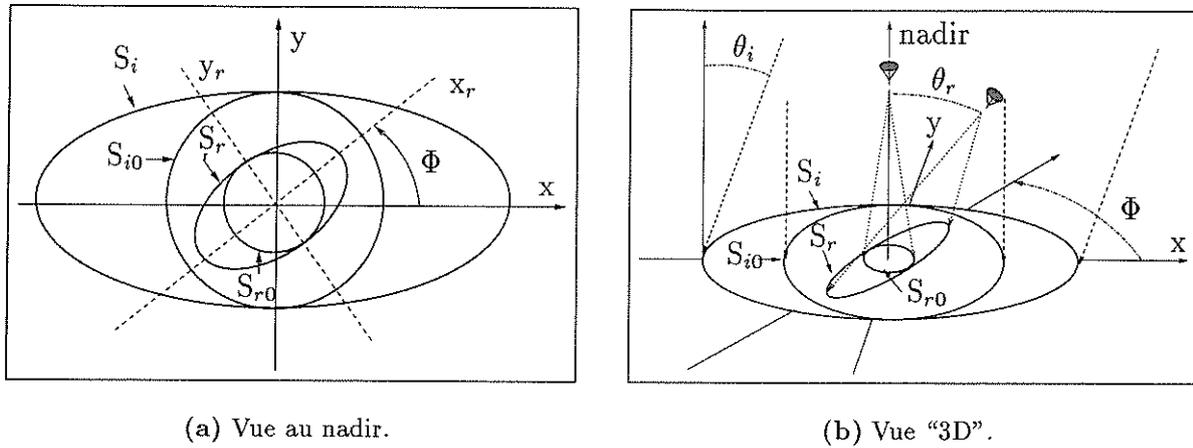


Fig. 7.2: Taches d'éclairage et d'observation.

En se référant à [Oehler, 1996], donnons directement, sans détailler les étapes de calcul intermédiaires, l'expression de l'émittance infinitésimale (cf Eq. 1.12 pour la définition) émise par la surface que pointe l'observateur, en fonction de l'éclairage $E_i(0)$ au nadir:

$$dM_r^{SPL}(\theta_i) = \frac{d\omega_{det}}{\pi} \cdot E_i(0) \cos \theta_i \quad (7.3)$$

I.1.2 Cas "biconique" réel

En pratique, la source éloignée d'une distance d_i de la surface éclaire cette dernière dans les limites de l'angle solide ω_i . Côté détecteur, la mesure intègre à présent le rayonnement émanant de la surface S_r issue de l'intersection entre l'échantillon et un cône de demi-angle sommital β_{det} (cf Fig. 7.1(b)). C'est pourquoi cette surface, qui est une ellipse décentrée, apparaît décalée sur la figure. Les relations mathématiques désormais valides se déduisent de la Figure 7.3. Deux d'entre elles décrivent la géométrie elliptique de la tache d'observation, de grand axe $a_{r1} + a_{r2}$:

$$a_{r1} = \frac{a_{r0} \cdot \cos \beta_{det}}{\cos \theta_r + \beta_{det}} \quad (7.4a)$$

$$a_{r2} = \frac{a_{r0} \cdot \cos \beta_{det}}{\cos \theta_r - \beta_{det}} \quad (7.4b)$$

I.1.3 Cas directionnel-conique du spectrophoto-goniomètre

Grâce à la forte collimation du faisceau d'éclairage, les conditions géométriques proposées par le spectrophoto-goniomètre se situent à mi-chemin entre les contextes idéal et biconique. Tant que les angles d'observation ne sont pas trop grands (ie $\theta_r \leq 80^\circ$), les Figures 7.4(a) et 7.4(b) montrent d'une part que l'aire de l'ellipse décentrée demeure proche de son homologue centrée et d'autre part que les valeurs de a_{r1} et a_{r2} diffèrent peu de a_{r0} . Nous supposons donc une étendue géométrique G_{det} semblable à celle définie dans le cas bidirectionnel (cf Eq. 7.1c).

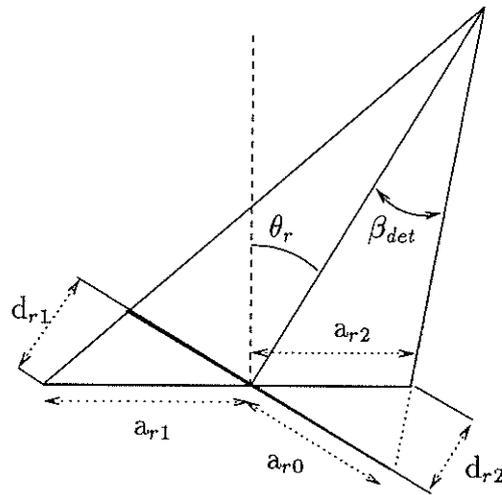
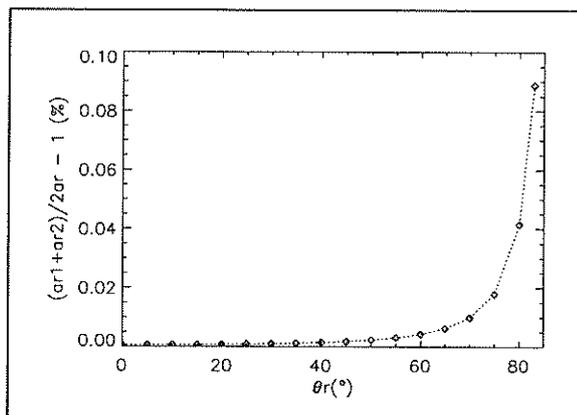
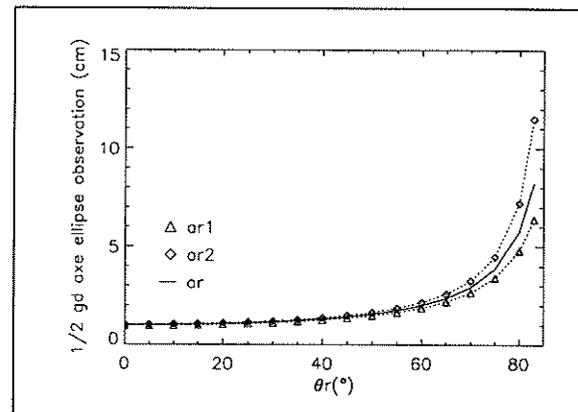


Fig. 7.3: Détail de l'intersection entre le cône de visée et la surface de l'échantillon. Rappelons que a_{r0} désigne le rayon de la tâche au sol au nadir, circulaire, qui se transforme en ellipse décentrée de grand axe $a_{r1} + a_{r2}$ pour des angles θ_r non nuls.



(a) Tracé, en fonction de l'angle d'observation θ_r et pour $\beta_{det} = 2^\circ$, de l'écart relatif entre le demi-grand axe de l'ellipse d'observation décentrée (intersection cône d'observation-plan) et celui de l'ellipse idéale centrée (intersection cylindre d'observation-plan): $(a_{r1} + a_{r2})/a_r - 1$.



(b) Tracé, en fonction de l'angle d'observation θ_r et pour $\beta_{det} = 2^\circ$, de a_r , a_{r1} et a_{r2} . $a_{r1} + a_{r2}$ correspond au grand axe de l'ellipse décentrée.

Fig. 7.4: Comparaison des effets d'une configuration directionnelle-conique par rapport à une configuration bidirectionnelle.

I.2 Des signaux électriques aux grandeurs radiométriques

I.2.1 Signaux électriques

Nous devons à présent convertir les signaux mesurés par les détecteurs en deux grandeurs radiométriques à partir desquelles se déduit la BRDF: le flux incident sur l'échantillon et le flux réfléchi par ce dernier.

Partons du fait qu'un détecteur et son électronique convertissent en signal électrique (noté V) le flux lumineux collecté et que l'efficacité de conversion $photon \rightarrow courant \rightarrow tension$, qui dépend de la longueur d'onde, est traduite mathématiquement par sa fonction instrumentale h (également appelée *sensibilité* ou *responsivité*¹) incluant toute l'électronique de la chaîne de mesure (amplificateurs, détection synchrone). Nous affublerons V et h d'indices permettant de distinguer le détecteur mis en jeu (détecteur d'observation: *det*, de référence: *ref*), ainsi que le type de mesures (flux incident: *i*, flux réfléchi: *r*). Tout cela est résumé dans la Table 7.1.

	flux incident	flux réfléchi	unité
Détecteur observation	$V_{i, det}$	$V_{r, det}$	[V]
	$h_{i, det}$	$h_{r, det}$	[V · W ⁻¹]
Détecteur référence	$V_{i, ref}$		[V]
	$h_{i, ref}$		[V · W ⁻¹]

Tab. 7.1: Quantités électriques de base et leurs indices, en fonction des conditions de mesure et d'utilisation des détecteurs.

Les grandeurs lumineuses "basiques" que nous allons à présent examiner, trame de nos calculs de luminance, d'éclairement et de BRDF, sont le *flux incident* sur l'échantillon et le *flux réfléchi* par ce dernier. Afin de ne pas alourdir les notations, les dépendances en λ et en polarisations d'éclairement et d'observation ne seront pas explicitées par la suite.

I.2.2 Flux incident sur l'échantillon (F_i)

Le flux incident sur l'échantillon est estimé en fonction de l'angle θ_i à partir du flux intercepté par le détecteur de référence, perpendiculaire au faisceau. C'est pourquoi nous substituerons dans ce cas précis la notation $F_{i\perp}$ à F_i .

Dans une configuration géométrique bien particulière ($\theta_i = 90^\circ$, $\theta_r = -90^\circ$, $\Phi = 0^\circ$), l'utilisation conjointe du détecteur d'observation est toutefois possible. Cette situation, reportée dans la Figure 7.5, permet une intercomparaison des détecteurs de référence et d'observation. L'utilisation de diaphragmes de divers diamètres pourra à cet égard nous être d'un grand secours.

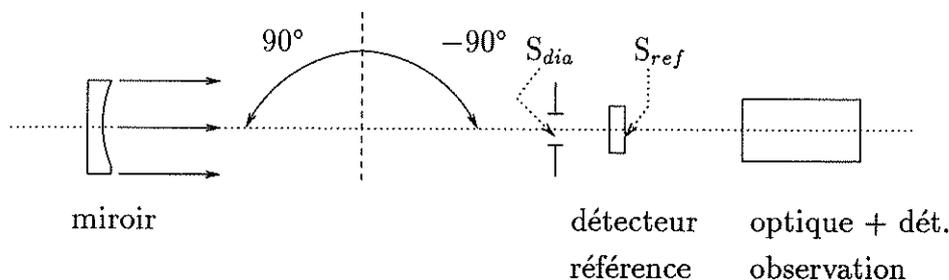


Fig. 7.5: Schéma d'observation dans la configuration $\theta_i = 90^\circ$, $\theta_r = -90^\circ$, $\Phi = 0^\circ$.

1. Il s'agit d'un anglicisme. Le lecteur intéressé pourra se reporter à l'Annexe A pour obtenir de plus amples informations sur la définition des paramètres caractéristiques d'un détecteur.

En notant S_{dia} l'aire du diaphragme, $F_{i\perp}$ s'obtient par intégration sur S_{dia} spatiale du flux élémentaire convolué par la réponse spatiale du détecteur mis en jeu:

$$F_{i\perp,ref}(\theta_i, S_{ref}) = \frac{1}{S_{ref}} \cdot \int_{S_{ref}} F_{i\perp,ref}(\theta_i, x_\perp, y_\perp) * \Pi_{ref}(x_\perp, y_\perp) dx_\perp dy_\perp \quad (7.5a)$$

$$F_{i\perp,det}(90^\circ, S_{dia}) = \frac{1}{S_{dia}} \cdot \int_{S_{dia}} F_{i\perp,det}(90^\circ, x_\perp, y_\perp) * \Pi_{det}(x_\perp, y_\perp) dx_\perp dy_\perp \quad (7.5b)$$

Le flux intégré est lui directement relié au signal mesuré et à la sensibilité selon:

$$F_{i\perp,ref}(\theta_i, S_{ref}) = \frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})}{h_{i,ref}} \quad (7.6a)$$

$$F_{i\perp,det}(90^\circ, S_{dia}) = \frac{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})}{h_{i,det}} \quad (7.6b)$$

Remarque: si $\theta_i \neq 90^\circ$, aucun diaphragme n'est en principe employé, et S_{dia} se confond avec l'aire de la surface sensible du détecteur de référence, S_{ref} .

I.2.3 Flux réfléchi F_r

Des relations similaires à celles donnant l'éclairement délivrent le flux réfléchi par l'échantillon. L'une d'elle fait intervenir le signal du détecteur d'observation et les caractéristiques de l'ensemble optique-détection (*cf* Eq. 7.7). Le flux collecté par le détecteur est en fait $F_{r,det}$ moyenné sur l'angle solide ω_{det} (centré sur la direction "moyenne" $\tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}$) et sur l'aire S_r observée à la surface de l'échantillon. Nous devons par conséquent manipuler des quantités spatialement et angulairement intégrées (notation $\tilde{F}_{r,det}$), impliquant les réponses spatiale et angulaire du détecteur:

$$\tilde{F}_{r,det}(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = \frac{1}{S_r \cdot \omega_{det}} \cdot \int_{\omega_{det}} \left[\int_{S_r} F_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y) * \Pi_{det}(x, y) dx dy \right] * \Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det}) d\omega \quad (7.7)$$

En établissant le lien avec le signal mesuré, nous avons, comme précédemment:

$$\tilde{F}_{r,det}(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = \frac{V_{r,det}(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det})}{h_{r,det}} \quad (7.8)$$

I.3 Recensement des principales sources d'erreurs potentielles

Dans le paragraphe précédent, nous avons établi en lien entre les signaux mesurés $V_{i,ref}$, $V_{i,det}$ et les flux $F_{i\perp,ref}$, $F_{i\perp,det}$, puis entre $V_{r,det}$ et \tilde{F}_r . La continuation du processus se heurte néanmoins à une série d'**imperfections expérimentales** pour la plupart abordées dans le Chapitre 5 et dont nous allons tenter de dresser un bilan. Il s'agit essentiellement:

- Des fluctuations temporelles de la source, des électroniques et des sensibilités des détecteurs consécutives aux variations de température (*cf* Chap. 5, Sec. II.1).

- Des effets de courbure de la fibre, non parfaitement reproductibles (*cf* Chap. 5, Sec. II.3.2).
- Des réponses spatiale et angulaire du détecteur d'observation, précédé d'une optique complexe (*cf* Chap. 5, Sec. II.2.2).
- De l'inhomogénéité spatiale de l'éclairement (*cf* Chap. 5, Sec. II.4.3).
- De la polarisation de l'éclairement, variable avec λ .

Ces imperfections conjuguées aux **phénomènes physiques en vigueur au sein de l'échantillon**, consacrent l'émergence de nouvelles complications. Citons en particulier:

- La diffusion latérale des photons combinée à l'inhomogénéité de l'éclairement.
- La polarisation du rayonnement inhérente au phénomène de transfert radiatif.

I.3.1 Contributions d'origine instrumentale

♣ Réponses spatiale et angulaire des détecteurs

Idéalement, les réponses spatiale $\Pi_{det}(x_{\perp}, y_{\perp})^2$ et angulaire $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ des détecteurs d'observation sont respectivement une fonction "porte" (de largeur égale au diamètre de la tache d'observation) et une fonction de forme trapézoïdale (de largeur à mi-hauteur égale à son ouverture angulaire). La Figure 7.6 en expose brièvement les raisons. Le détecteur de référence est quant à lui caractérisé par une réponse spatiale notée $\Pi_{ref}(x_{\perp}, y_{\perp})$.

Lors du calcul de la luminance réfléchie, nous verrons qu'une limitation vient du fait que la luminance n'est généralement pas constante sur l'angle solide d'observation (sauf dans le cas d'une surface lambertienne illuminée uniformément) et que l'on en détecte une valeur moyennée sur ω_{det} et S_r . Nous pourrions être amenés à émettre des hypothèses simplificatrices sur $\Pi_{det}(x_{\perp}, y_{\perp})$ et $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ fondées essentiellement sur le comportement relativement idéal affiché par nos détecteur, au moins en ce qui concerne la réponse spatiale (*cf* Chap. 5, Sec. II.2.2).

♣ Sensibilité des détecteurs

Pourquoi avoir associé deux sensibilités à chacun des détecteurs d'observation? Tout simplement parce que $h_{i,det}$ correspond à une collecte de rayons lumineux parallèles issus directement du miroir d'éclairement (*cf* Fig. 7.5 ou Fig. 7.6), alors que $h_{r,det}$ est attaché à des rayons provenant de différentes directions dans l'angle solide d'observation de l'échantillon (*cf* Fig. 7.6). Afin de comparer $h_{i,det}$ et $h_{r,det}$, il faudrait estimer l'effet de l'angle d'incidence du rayonnement sur la transmission des optiques et sur la réflexion par le détecteur. A cause du nombre de lentilles (4 pour chacun des détecteurs InSb et SI), seul un calcul numérique par lancer de rayons pourrait nous fournir une réponse précise.

Examinons toutefois, pour fixer les idées, un système simplifié comportant 4 lentilles sans tenir compte de leur courbure. Cela revient à exploiter les lois de Fresnel pour 8 interfaces planes séparant un milieu d'indice n_i , $i \in [1 - 4]$ séparées par de l'air (indice n_0). Les transmissions aux interfaces air-lentille se déduisent en considérant que l'angle

2. Indice \perp car évaluée à l'aide d'un pinceau lumineux perpendiculaire au détecteur).

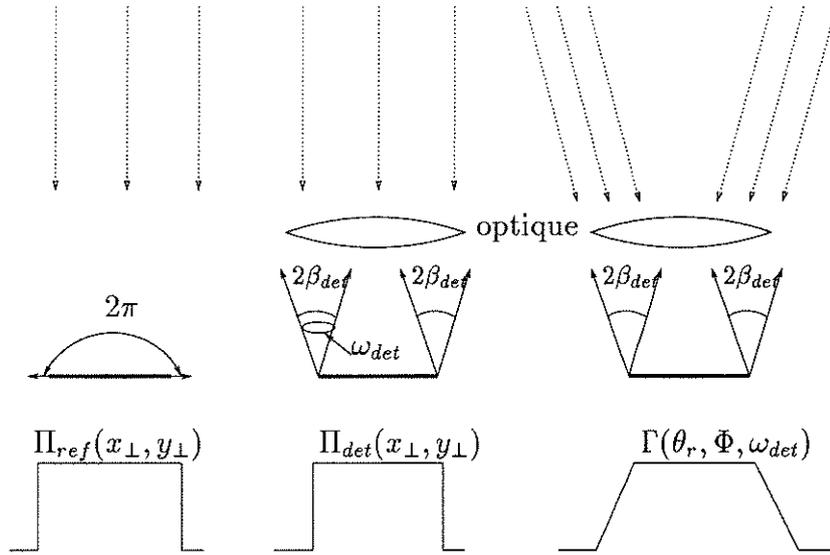


Fig. 7.6: Illustration des réponses spatiale et angulaire d'un détecteur. **A gauche**, un faisceau d'éclairage parallèle et uniforme est placé devant le détecteur de référence dépourvu d'optique (symbolisé par un trait horizontal gras). La réponse spatiale théorique est une fonction "porte" de largeur 2π . **Au centre**, même situation avec le détecteur d'observation muni de son optique. Nous avons vu au cours des tests effectués que $\Pi_{det}(x_{\perp}, y_{\perp})$ est quasiment une porte. **A droite**, nous imposons un éclairage parallèle changeant de direction de part et d'autre de l'incidence normale sur le détecteur d'observation. Suivant l'obliquité de cette incidence et les caractéristiques de l'optique, tous ou seulement certains points de la surface sensible seront effectivement illuminés, ce qui explique la forme trapézoïdale de la réponse angulaire $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$.

émergeant de la $i^{\text{ème}} - 1$ interface est l'angle incident sur la $i^{\text{ème}}$. La transmission totale est donnée par le produit $\prod_i T_{0 \rightarrow i} T_{i \rightarrow 0}$ que les relations suivantes permettent d'évaluer individuellement:

$$T_{0 \rightarrow i} = \frac{4 n_0 \cos \theta_{i-1} \cdot n_i \cos \theta_i}{(n_0 \cos \theta_{i-1} + n_i \cos \theta_i)^2} \quad (7.9a)$$

$$T_{i \rightarrow 0} = \frac{4 n_i \cos \theta_i \cdot n_0 \cos \theta_{i+1}}{(n_i \cos \theta_i + n_0 \cos \theta_{i+1})^2} \quad (7.9b)$$

$$n_0 \sin \theta_{i-1} = n_i \sin \theta_i \quad (7.9c)$$

$$n_i \sin \theta_i = n_0 \sin \theta_{i+1} \quad (7.9d)$$

Quelques valeurs de la transmission, calculées avec des lentilles de même indice optique (n_i constant), sont rassemblées dans la Table 7.2 pour différents angles d'incidence sur la première lentille. En adoptant un angle maximal d'incidence sur la surface sensible du détecteur de 20° , cette modélisation génère une erreur maximale de 2.1 %, si $n_i = 1.3$ (indice du CaF_2), par rapport à une incidence normale. Ce pourcentage pourrait refléter grossièrement l'écart majorant de $h_{r,det}$ par rapport à $h_{i,det}$ imputable à la non collimation des rayons lumineux.

Un calcul plus précis semble infirmer ce résultat. Il prend en compte les vraies caractéristiques de chaque lentille et a été mené pour trois rayons frappant la première lentille en son centre (perpendiculairement), à mi-chemin de sa bordure et en bordure (*cf* Fig. 7.7).

Les conclusions sont à présent plus mitigées: entre les rayons *A* et *B*, les transmissions

θ	transmission			erreur ($/\theta = 0^\circ$)		
	0°	10°	20°	0°	10°	20°
$n_i = 1.3$	0.872	0.867	0.853	1	0.50	2.17 %

Tab. 7.2: Transmission d'un jeu de 4 lentilles modélisées par des interfaces planes de même indice n_i , en fonction de n_i et de l'angle θ incident sur la première lentille. L'erreur commise (en %) par rapport à une incidence initiale $\theta = 0^\circ$ est également donnée.

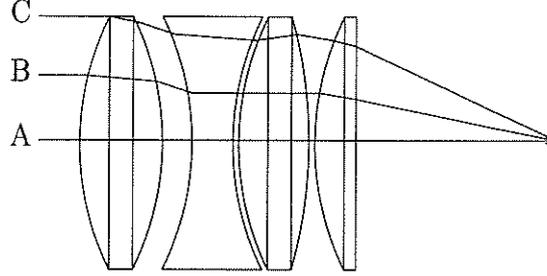


Fig. 7.7: Visualisation du chemin suivi par 3 rayons atteignant la première lentille du système optique du détecteur en son centre (A: sur l'axe optique), à la moitié de son rayon (B) et près de la bordure (C) .

diffèrent de seulement 0.9%. Par contre, l'erreur commise entre les rayons *A* et *C* est voisine de 20%, ce qui pourrait témoigner d'une divergence rapide à mesure que les rayons incidents s'éloignent du centre de l'axe optique. Néanmoins, cette divergence est vraisemblablement atténuée par la forme trapézoïdale de la réponse angulaire $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ du détecteur, sans que la combinaison des deux contributions n'ait pour l'instant été estimée. Cela confirme la nécessité d'une approche numérique du problème.

La fonction instrumentale $h_{i,ref}$ du détecteur de référence, non pourvu d'une optique de collimation et perpendiculaire au faisceau d'illumination, est indépendante de l'état de polarisation du rayonnement. Concernant les deux détecteurs d'observation, le jeu de lentilles intermédiaires, *via* ses propriétés optiques, conditionne l'angle d'incidence des rayons lumineux sur la partie photosensible. Mais si l'on suppose que cette dernière les absorbe de manière isotrope, $h_{i,det}$ et $h_{r,det}$ peuvent être supposées indépendantes de la polarisation.

♣ Fluctuations temporelles

Nous devons *a priori* tenir compte des fluctuations temporelles du flux émis par la source et des sensibilités des détecteurs (incluant, répétons-le, toute l'électronique de la chaîne de mesures), en réponse aux variations de température ambiante. Comme cette réponse est déterminée par leur inertie thermique, les détecteurs d'observation, en particulier l'InSb refroidi à 77°K, sont en principe moins sensibles que le détecteur de référence, livré sans protection aux courants d'air. La climatisation qui équipera la future chambre froide hôte du spectrophotogoniomètre devrait fort heureusement pallier à cette lacune.

♣ Effet de la courbure de la fibre (θ_i)

Le détecteur de référence a principalement été installé pour corriger les fluctuations photométriques induites par la courbure non reproductible de la fibre (*cf* Chap. 5, Sec. II.3.2). Toutefois, effectuer une mesure à un θ_i donné, bouger le bras d'éclairément et revenir au même θ_i perturbe doublement la mesure initiale, car nous intégrons, en plus

de l'effet de la fibre, les variations temporelles de $h_{i,ref}$! Il importe donc de discriminer ces deux effets, temporel et angulaire.

♣ Inhomogénéité et polarisation de l'éclairement

La fibre et toute la chaîne optique qui la précède sont responsables non seulement de la polarisation partielle du faisceau d'éclairement mais aussi de son inhomogénéité spatiale. Le premier obstacle sera bientôt esquivé grâce au montage d'un polariseur. Le second semble pour l'instant inévitable, et nous devons impérativement l'intégrer au processus d'étalonnage.

1.3.2 Contributions intrinsèques à l'échantillon

♣ La "réponse spatiale" de l'échantillon

La convolution de l'inhomogénéité spatiale de l'éclairement avec la PSF de l'échantillon, fonction de diffusion latérale déjà définie au Chap. 5 (Sec. II.4.4), se répercute de manière plus ou moins déformée sur le flux réfléchi.

Le flux mesuré dans la tache d'observation est en effet enrichi par des photons incidents provenant de l'extérieur, alors que certains photons échouant sur cette dernière sont au contraire diffusés hors de sa limite (*cf* Fig. 7.8)! Cet écueil s'avère gênant en ce qui concerne les BRDFs "relatives" obtenues par rapport à une surface de référence ne diffusant pas le rayonnement de la même manière que l'échantillon.

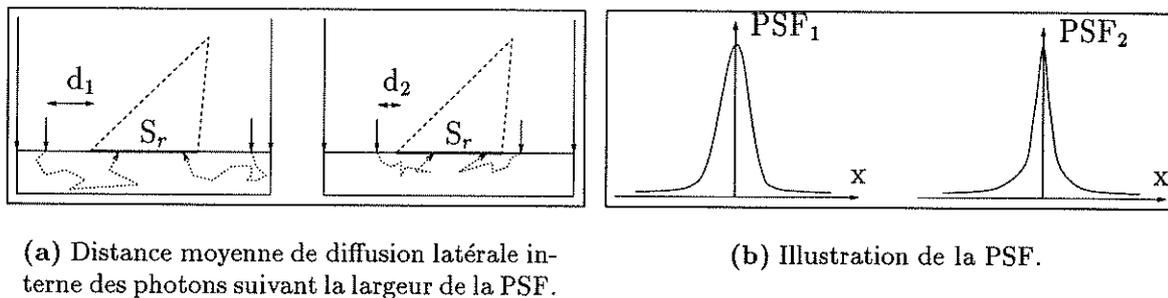


Fig. 7.8: Illustration de la diffusion latérale interne du rayonnement par un matériau donné. Si le libre parcours moyen des photons dans le matériau est faible, seule une petite fraction des photons incidents sur la surface en dehors de la tache d'observation est susceptible de parvenir jusqu'à cette dernière. Cela se traduit par une PSF (*Point Spread Function*) très étroite. La situation inverse prédomine lorsque le libre parcours de la lumière dans le matériau est plus grand.

♣ Polarisation par transfert radiatif

Insistons bien, pour finir, sur la distinction à opérer entre les sources instrumentales et physiques de polarisation du rayonnement. Quand bien même l'éclairement serait totalement dépolarisé, le transfert optique au sein de l'échantillon engendre de toutes façons une polarisation de la luminance réfléchi en direction des détecteurs.

I.3.3 Récapitulatif

A la lueur des considérations précédentes, nous pouvons récapituler dans la Table 7.3 les subtilités et les variables dont dépendent signaux mesurés et grandeurs photométriques. Les simplifications éventuelles seront apportées au fur et à mesure des développements analytiques. Nous pouvons néanmoins émettre 5 hypothèses.

Imperfections du système expérimental		
signaux	grandeurs photométriques	quantités unificatrices
$V_{i,det}(\theta_i, x_{\perp}, y_{\perp}, t)$	$E_i(\theta_i, x, y, t)$	$h_{i,det}(t)$ $\Pi_{det}(x_{\perp}, y_{\perp})$
$V_{i,ref}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x_{\perp}, y_{\perp}, t)$	$E_{i\perp}(\theta_i, x_{\perp}, y_{\perp}, t)$	$h_{i,ref}(t)$ $\Pi_{ref}(x_{\perp}, y_{\perp})$
$V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, t)$	$L_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, t)$	$h_{r,det}(t)$ $\Pi_{det}(x_{\perp}, y_{\perp})$ $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$
Influence de l'échantillon		
flux incident	flux réfléchi	quantité unificatrice
$E_i(\theta_i, x, y, t)$	$L_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, t)$	PSF

Tab. 7.3: Inventaire des principales quantités expérimentales établissant un lien entre signaux mesurés et grandeurs photométriques. Cela concerne bien sûr l'illumination et l'observation de la surface, mais les effets photométriques induits par le matériau étudié doivent également être considérés.

La première est nécessaire pour s'assurer que les jeux de mesures témoignent bien des mêmes effets physiques au cours de l'expérience:

Hypothèse 0: *L'échantillon est supposé ne pas évoluer au cours de l'expérience.*

La seconde (erronée!) est liée à la géométrie directionnelle-conique qui préside aux mesures. Elle équivaut en fait à supposer que la tache d'observation résulte de l'intersection de l'échantillon et d'un cylindre (et non un cône) d'observation.

Hypothèse 1: *L'ellipse d'observation demeure centrée sur l'éclairement quelle que soit la géométrie et la longueur de son grand axe est proportionnelle à $1/\cos\theta_r$.*

La troisième (erronée aussi!) est dictée par l'état actuel du spectrophoto-goniomètre:

Hypothèse 2: *Les signaux mesurés et donc les grandeurs radiométriques sont indépendants de la polarisation de l'éclairement.*

Ces signaux sont *a priori* indépendants de la polarisation du rayonnement qui atteint le détecteur, mais l'intensité de ce rayonnement dépend de la polarisation de l'éclairement *via* le transfert radiatif au sein de la surface.

La quatrième résulte de notre étude sur la sensibilité des détecteurs d'observation. Elle

pourra cependant être occultée lors du calcul de l'éclairement et de la luminance réfléchie et ne réapparaître qu'au moment de la déduction de la BRDF.

Hypothèse 3: *La sensibilité des ensembles optiques-détecteurs d'observation diffère d'un facteur multiplicatif constant entre un éclairement collimaté et divergent.*

$$\frac{h_{r,det}}{h_{i,det}} = C_h \quad (7.10)$$

La cinquième s'articule autour de considérations sur l'électronique du système:

Hypothèse 4: *A température constante, les sensibilités des détecteurs (ici $h_{i,ref}$, $h_{i,det}$, $h_{r,det}$) sont indépendantes du temps.*

II Estimation de l'éclairement et de la luminance réfléchie

Ces deux grandeurs photométriques seront explicitées de manière exacte ou approchée, en fonction des imperfections prises en compte et des limites auxquelles un traitement strictement analytique est susceptible de se heurter. Nous distinguerons 3 niveaux de complexité, valables non seulement pour l'éclairement mais aussi pour la luminance réfléchie. Nous les symboliserons de la manière suivante:

- $E \equiv E(\theta_i)$: stabilité temporelle de l'éclairement et du système optique (éclairement et observation), éclairement homogène.
- $E \equiv E(\theta_i, x, y)$: stabilité temporelle de l'éclairement et du système optique (éclairement et observation), éclairement inhomogène.
- $E \equiv E(\theta_i, t)$: instabilité temporelle de l'éclairement et du système optique (éclairement et observation), éclairement homogène.

Le contexte expérimental relève bien entendu d'une combinaison des deux derniers cas de figure, et c'est en réalité à la situation $E \equiv E(\theta_i, x, y, t)$ que nous sommes confrontés. Leur découplage facilitera néanmoins la conduite des calculs.

II.1 Eclairement

La dépendance en θ_i de l'éclairement, contrôlée par le détecteur de référence, est d'office intégrée aux développements qui vont suivre. S'y ajouteront son instabilité temporelle et son inhomogénéité spatiale. Cette dernière peut être appréhendée, comme nous le verrons, par l'utilisation de diaphragmes devant l'optique d'observation et le détecteur de référence.

II.1.1 E ≡ E(θ_i)

L'expression générale d'un éclairement homogène et temporellement stable s'obtient à partir des mesures du détecteur de référence et des ses caractéristiques. La définition de l'éclairement (*cf* Chap. 1, Eq. 1.10b) et du flux incident (*cf* Eq. 7.6a) nous y conduit:

$$E_{i\perp,ref}(\theta_i, S_{ref}) = \frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})}{h_{i,ref} \cdot S_{ref}} \quad (7.11)$$

ou, en exploitant l'Equation 7.6b:

$$E_{i\perp}(\theta_i) = \underbrace{\frac{1}{h_{i,det} \cdot S_{dia}} \cdot \frac{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})}{V_{i,ref}(90^\circ, S_{ref})}}_{K_{i\perp}(S_{dia})} \cdot V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref}) \quad (7.12)$$

où $K_{i\perp}(S_{dia})$ [$W \cdot V^{-1} \cdot m^{-2}$] peut être qualifié de facteur d'étalonnage de l'éclairement. Nous pouvons par ailleurs évaluer la fonction instrumentale du détecteur d'observation $h_{i,det}$, déductible connaissant $h_{i,ref}$:

$$\frac{h_{i,det}}{h_{i,ref}} = \frac{S_{ref}}{S_{dia}} \cdot \frac{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})}{V_{i,ref}(90^\circ, S_{ref})} \quad (7.13)$$

Si l'on emploie le même diaphragme pour les deux mesures:

$$\frac{h_{i,det}}{h_{i,ref}} = \frac{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})}{V_{i,ref}(90^\circ, S_{dia})} \quad (7.14)$$

II.1.2 E ≡ E(θ_i, x, y)

La non-homogénéité spatiale de l'illumination est un fait établi. Traduisons-là mathématiquement par une fonction $f_{i\perp}(\theta_i, x_\perp, y_\perp)$ normalisée définie dans le plan perpendiculaire au faisceau. Les tests expérimentaux effectués nous obligent dans un premier temps à inclure la dépendance en θ_i de $f_{i\perp}$. L'éclairement s'écrit donc ainsi:

$$E_{i\perp}(\theta_i, x_\perp, y_\perp) = f_{i\perp}(\theta_i, x_\perp, y_\perp) \cdot E_{i\perp}(\theta_i, 0, 0) \quad (7.15)$$

Le flux correspondant s'en déduit aisément:

$$F_{i\perp}(\theta_i, S_{ref}) = \underbrace{E_{i\perp}(\theta_i, 0, 0)}_{E_{i\perp}^0(\theta_i)} \cdot \int_{S_{ref}} f_{i\perp}(\theta_i, x_\perp, y_\perp) dx_\perp dy_\perp \quad (7.16)$$

Comme nous mesurons des flux intégrés spatialement, introduisons la fonction $Intf_{i\perp}$ telle que:

$$Intf_{i\perp}(\theta_i, S) = \frac{\int_S f_{i\perp}(\theta_i, x, y) dx dy}{S} \quad (7.17)$$

On aboutit, à l'aide des Equations 7.6a et 7.6b, aux signaux d'illumination mesurés par les détecteurs de référence et d'observation:

$$E_{i\perp}^0(\theta_i) = \frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})}{h_{i,ref} \cdot \text{Int}f_{i\perp}(\theta_i, S_{ref}) \cdot S_{ref}} \quad (7.18a)$$

$$E_{i\perp}^0(90^\circ) = \frac{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})}{h_{i,det} \cdot \text{Int}f_{i\perp}(90^\circ, S_{dia}) \cdot S_{dia}} \quad (7.18b)$$

Remarque: une hypothèse simplificatrice consisterait à attribuer au seul terme $E_{i\perp}(\theta_i, 0, 0)$ la cause des variations angulaires du niveau d'éclairement, et par conséquent à en affranchir $\text{Int}f_{i\perp}$. Seule la détermination de $\text{Int}f_{i\perp}(S_{ref})$ serait alors nécessaire pour connaître $E_{i\perp}^0(\theta_i)$ avec les mesures de $V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})$.

♣ à $\theta_i = 90^\circ$

La comparaison des formules 7.18a et 7.18b pour $\theta_i = 90^\circ$ nous permet d'écrire:

$$\frac{h_{i,det}}{h_{i,ref}} = \frac{S_{ref}}{S_{dia}} \cdot \frac{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})}{V_{i,ref}(90^\circ, S_{ref})} \cdot \frac{\text{Int}f_{i\perp}(90^\circ, S_{ref})}{\text{Int}f_{i\perp}(90^\circ, S_{dia})} \quad (7.19)$$

Installer un même diaphragme pour les deux détecteurs ($S_{ref} = S_{dia}$) nous ramène au cas d'un éclairement homogène (cf Eq. 7.14).

♣ à θ_i quelconque

L'éclairement satisfait à présent à la relation:

$$E_{i\perp}^0(\theta_i) = E_{i\perp}^0(90^\circ) \cdot \frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})}{V_{i,ref}(90^\circ, S_{dia})} \cdot \frac{\text{Int}f_{i\perp}(90^\circ, S_{dia})}{\text{Int}f_{i\perp}(\theta_i, S_{ref})} \cdot \frac{S_{dia}}{S_{ref}} \quad (7.20)$$

♣ **Etude de la décroissance spatiale de l'éclairement**

L'emploi successif de diaphragmes de différents diamètres laisse la possibilité d'établir la décroissance du flux dans les 3 cm centraux de la tache d'éclairement et donc d'approcher la fonction $f_{i\perp}(\theta_i, x_{\perp, y_{\perp}})$ et ses éventuelles variations avec θ_i :

$$\frac{\text{Int}f_{i\perp}(\theta_i, S_{dia})}{\text{Int}f_{i\perp}(\theta_i, S_{ref})} = \frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{dia})}{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})} \cdot \frac{S_{ref}}{S_{dia}} \quad (7.21)$$

Ce rapport peut également être évalué à $\theta_i = 90^\circ$ avec le détecteur d'observation. Avec de petits diaphragmes, on peut approcher la valeur de $E_{i\perp}^0(\theta_i)$:

$$E_{i\perp}^0(\theta_i) = \frac{1}{h_{i,ref}} \lim_{S_{dia} \rightarrow 0} \left(\frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{dia})}{S_{dia}} \right) \quad (7.22)$$

Pour deux diaphragmes $S_{dia,j-1}$ et $S_{dia,j}$ qui définissent une couronne par soustraction (cf Fig. 7.9), on peut calculer la moyenne annulaire approximative de $f_{i\perp}$ selon l'équation suivante:

$$f_{i\perp}(\theta_i, x) \simeq \frac{1}{h_{i,ref} \cdot E_{i\perp}^0(\theta_i)} \cdot \frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{dia,j}) - V_{i,ref}(\theta_i, S_{dia,j-1})}{S_{dia,j} - S_{dia,j-1}} \quad (7.23)$$

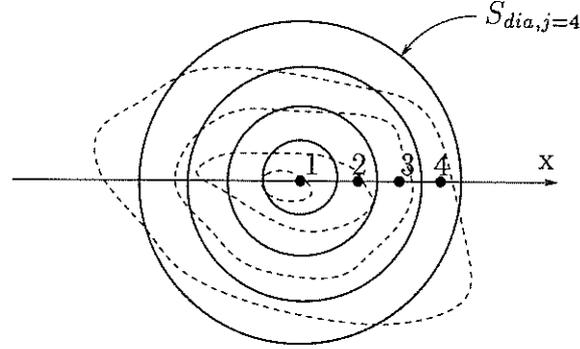


Fig. 7.9: Schéma illustrant la méthode d'estimation de la fonction d'inhomogénéité $f_{i\perp}$ (en pointillés) à l'aide de diaphragmes de différents diamètres sondant la partie centrale de la tache d'éclairement inhomogène.

La distance moyenne x reportée sur cette figure se déduit facilement des diamètres $D_{dia,j-1}$ et $D_{dia,j}$ des diaphragmes considérés:

$$x \simeq \frac{D_{dia,j-1} + D_{dia,j}}{4} \quad (7.24)$$

ce qui nous autorise à donner une estimation de $f_{i\perp}$ après avoir considéré que la mesure avec le plus petit diaphragme $S_{dia,1}$ nous donne $E_{i\perp}^0(\theta_i)$ (cf **Eq. 7.22**):

$$f_{i\perp}(\theta_i, x) \simeq \frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{dia,j}) - V_{i,ref}(\theta_i, S_{dia,j-1})}{S_{dia,j} - S_{dia,j-1}} \cdot \frac{S_{dia,1}}{V_{i,ref}(\theta_i, S_{dia,1})} \quad (7.25)$$

Cette estimation n'est précise que si l'inhomogénéité est centrée et symétrique en azimut.

Remarque: dans l'Equation 7.20, la contribution du rapport des inhomogénéités intégrées disparaît si $Int f_{i\perp}$ est indépendante de θ_i (sous réserve de l'emploi du même diaphragme).

II.1.3 $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i, t)$

La principale difficulté, dans le cas d'un éclairement homogène mais instable, réside dans le découplage des effets temporels de ceux liés à la non reproductibilité de la courbure de la fibre optique avec θ_i .

♣ Le concours de plusieurs dépendances temporelles

Les variations temporelles intrinsèques à l'éclairement émanent de la source lumineuse et sont décrites par une fonction $s_i(t)$ que nous initialisons à 1 au temps $t = t_0$.

$$E_{i\perp}(\theta_i, t) = E_{i\perp}(\theta_i, t_0) \cdot s_i(t) \quad (7.26)$$

Lors des mesures avec le détecteur de référence, nous devons en principe tenir compte des fluctuations temporelles auxquelles celui-ci est sujet, par l'intermédiaire de sa sensibilité, sensible aux variations de température. Aussi, les mesures de $V_{i,ref}$ en début et à

divers instants de l'expérience pour un angle d'illumination θ_i fixé sont reliées par deux fonctions dépendantes du temps, $s_i(t)$ et $s_{ref}(t)$:

$$s_{ref}(t) \cdot s_i(t) = \frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref}, t)}{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref}, t_0)} \quad (7.27a)$$

$$s_{ref}(t) = \frac{h_{i,ref}(t)}{h_{i,ref}(t_0)} \quad (7.27b)$$

Exprimer l'éclairement à chaque instant en fonction des mesures effectuées à 90° avec le détecteur d'observation, lui aussi soumis aux aléas de température, semble à présent inutile. $h_{i,det}(t)$ ne peut effectivement être calculée qu'en début et en fin d'expérience. Par contre, la sensibilité $h_{r,det}(t)$ de chaque détecteur d'observation sera testée à plusieurs reprises au cours de l'expérience *via* des mesures de flux réfléchi par l'échantillon sous une géométrie d'observation (θ_r, Φ) fixe. $h_{i,det}(t)$ et $h_{r,det}(t)$ étant corrélées, l'on peut espérer estimer la première en dehors des configurations initiales et finales d'acquisition ($t = t_0, t_f; \theta_i = 90^\circ$).

♣ Extraction des effets strictement temporels

L'inconvénient de la procédure exposée réside dans la non discrimination des effets concomitants de la courbure de la fibre et des oscillations temporelles. Au cours d'un cycle d'acquisition classique, un premier pas peut être franchi en mesurant plusieurs fois le signal du détecteur de référence à angle d'incidence fixé. Par exemple immédiatement après avoir atteint la position d'éclairement courante (θ_i^{n-1}) et juste avant d'accéder à la suivante (θ_i^n). Entre ces deux instants, l'éclairement s'obtient par interpolation linéaire. Cette conjoncture est illustrée dans la Figure 7.10

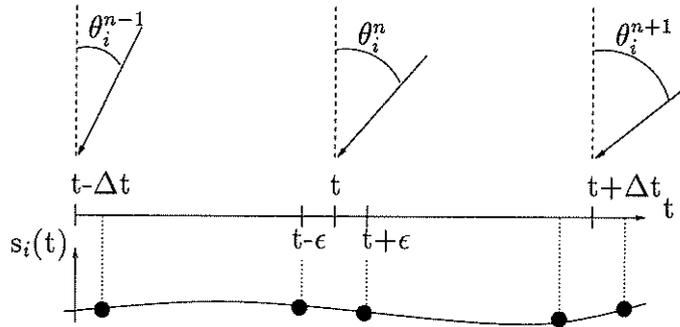


Fig. 7.10: Illustration des fluctuations temporelles de l'éclairement. Au cours d'un changement d'angle d'incidence (ici à t), celles-ci sont supposées négligeables. Pour un angle θ_i donné, l'éclairement à tout instant s'obtient par interpolation linéaire entre deux mesures (représentées ici par des disques pleins).

Ce raisonnement est donc valable à condition de se conformer à l'hypothèse suivante, fondée sur les tests de stabilité temporelle de la source lumineuse et des signaux électriques correspondants. Elle sera encore davantage justifiée lorsque le spectrophoto-goniomètre sera disposé dans une pièce climatisée.

Hypothèse 5: *les fluctuations temporelles affectant $E_i(t)$ (ainsi que $h_{i,det}(t)$ et $h_{r,det}(t)$) entre deux mesures de l'éclairement à θ_i fixé sont lentes et linéaires.*

♣ **Estimer la sensibilité $h_{i,ref}(t)$ en fonction du temps**

Les variations de $h_{i,ref}(t)$, mêées à celle de l'éclairement, ne sont *a priori* pas directement accessibles, à moins de mesurer à chaque instant la température $T_{ref}(t)$ du détecteur de référence et d'en avoir étalonné la fonction $h_{i,ref}(T)$. On perçoit donc à nouveau l'intérêt d'une climatisation. Une bonne stabilité en température est quoiqu'il en soit indispensable pour garantir l'invariance de $h_{i,ref}(t)$ sur toute la durée de l'expérience. On émettra donc l'hypothèse suivante:

Hypothèse 6: *La sensibilité $h_{i,ref}(t)$ du détecteur de référence est stable sur toute la durée de l'expérience et donc $s_{ref}(t) = 1$.*

♣ **Extraction des effets de courbure de la fibre**

On peut connaître, avec la méthode précédente, l'incidence de la courbure entre deux angles d'éclairement consécutifs θ_i^{n-1} et θ_i^n par mesure de $V_{i,ref}$ à deux instants très proches précédant et succédant au mouvement du bras d'éclairement (cf Fig. 7.10).

$$E_{i\perp}(\theta_i^n, t + \epsilon) = E_{i\perp}(\theta_i^{n-1}, t - \epsilon) \cdot \frac{V_{i,ref}(\theta_i^n, S_{ref}, t + \epsilon)}{V_{i,ref}(\theta_i^{n-1}, S_{ref}, t - \epsilon)} \quad (7.28)$$

Nous admettrons à ce stade la validité de l'hypothèse simplificatrice suivante:

Hypothèse 7: *Lors d'un changement de l'angle d'éclairement, les fluctuations temporelles entre $t - \epsilon$ (θ_i^{n-1}) et $t + \epsilon$ (θ_i^n) sont négligeables.*

Cela revient à prendre $\epsilon = 0$ dans l'Equation 7.28 qui gagne alors en simplicité:

$$E_{i\perp}(\theta_i^n, t) = E_{i\perp}(\theta_i^{n-1}, t) \cdot \frac{V_{i,ref}(\theta_i^n, S_{ref}, t)}{V_{i,ref}(\theta_i^{n-1}, S_{ref}, t)} \quad (7.29)$$

II.2 Luminance réfléchie

II.2.1 Considérations préliminaires

Comme nous l'avons déjà indiqué, l'analyse de la luminance réfléchie se déclinera selon les critères choisis pour l'étude de l'éclairement. Au préalable, il est nécessaire de revenir sur quelques points fondamentaux.

♣ **Quelques remarques**

Nous avons tout d'abord brièvement évoqué le fait que les détecteurs recueillent un flux intégré spatialement sur S_r et convolué angulairement par $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ et spatialement par $\Pi_{det}(x_{perp}, y_{\perp})$. La première difficulté consiste donc à "déconvoluer" le produit de convolution *inhomogénéité* $\ast \Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det}) \ast \Pi_{det}(x_{\perp}, y_{\perp})$. La seconde difficulté réside dans la dépendance probable de $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ avec θ_r , dont la forme trapézoïdale est vraisemblablement dissymétrique lorsque θ_r n'est pas nul. Le seul cas simple à traiter met en jeu

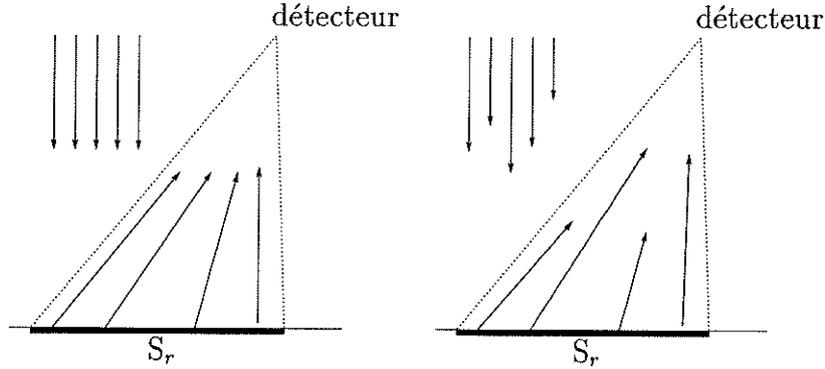


Fig. 7.11: **A gauche:** une surface lambertienne éclairée uniformément réfléchit, par définition, une luminance homogène dans l'angle solide d'observation. **A droite:** une surface quelconque, qu'elle soit éclairée de manière homogène ou non, réfléchit en général une luminance non constante dans l'angle solide d'observation. La longueur des flèches indique ponctuellement l'intensité de la luminance dans la direction du détecteur.

un matériau lambertien illuminé de manière homogène: la luminance est alors constante sur l'angle solide d'observation (cf **Fig. 7.11**).

La mesure de la luminance réfléchie est d'autre part attachée à la sensibilité du détecteur $h_{r,det}$, malheureusement inconnue. Toutefois, les arguments développés dans le Paragraphe I.3 ont mis en exergue l'existence d'un lien entre $h_{r,det}$ et $h_{i,det}$, lien idéalement réduit au rapport constant C_h (seulement fonction de la longueur d'onde, cf **Eq. 7.10**) selon l'*hypothèse 3*. L'utilité de cette hypothèse est principalement fondée sur la possibilité de déterminer $h_{r,det}$ à partir de $h_{i,ref}$, C_h étant théoriquement accessible avec un code de lancers de rayons.

♣ Retour sur la définition de la luminance

La définition générale de la luminance nécessite de supposer un éclairage homogène sur toute la tache d'observation. L'expression de sa moyenne sur ω_{det} est la suivante:

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = \frac{1}{\omega_{det}} \cdot \int_{\omega_{det}} L_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r) * \Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det}) d\omega \quad (7.30)$$

II.2.2 $E \equiv E(\theta_i)$

Si l'éclairage est homogène et stable temporellement, nous tirons la luminance moyenne réfléchie par intégration sur l'étendue géométrique du détecteur de la luminance réfléchie par tout point (x, y) de S_r :

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = \frac{1}{S_r \cdot \omega_{det}} \cdot \int_{\omega_{det}} \left[\int_{S_r} L_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y) * \Pi_{det}(x, y) dx dy \right] * \Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det}) d\omega \quad (7.31)$$

Puisque l'éclairage est spatialement homogène, la luminance réfléchie par tout point de la surface S_r de l'échantillon est constante pour tout angle donné de l'angle solide

d'observation. Il s'agit là d'une réalité et non d'une hypothèse. La séparation de l'intégrale double en deux intégrales simples est donc possible. Par contre, l'hypothèse 1 a comme corollaire immédiat l'hypothèse suivante:

Hypothèse 8: La forme de la fonction $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ est indépendante de $\tilde{\theta}_r$.

De l'hypothèse 8 et du fait que Π_{det} puisse être assimilée à une fonction "porte" égale à 1, on déduit que l'intégrale portant sur S_r vaut $L_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r) \cdot S_r$, ce qui entraîne:

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = \frac{1}{\omega_{det}} \cdot \int_{\omega_{det}} L_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r) * \Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det}) d\omega \quad (7.32)$$

Logiquement, nous retrouvons la définition de la luminance déjà explicitée par l'Equation 7.30! Le lien avec les mesures s'établit à l'aide de la relation 7.8:

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = \frac{V_{r,det}(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det})}{h_{r,det} \cdot S_{r0} \cdot \omega_{det}} \quad (7.33)$$

II.2.3 E \equiv E(θ_i, x, y)

♣ Formalisation de l'inhomogénéité

Aux variations angulaires "bidirectionnellement intrinsèques" à la luminance réfléchie par une surface réelle (non lambertienne *a priori*) s'ajoute dorénavant une variabilité spatiale issue de la non uniformité de l'éclairement. Baptisons $f_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, n')$ la fonction décrivant la distribution normalisée de la luminance de l'échantillon irradié par un éclairage inhomogène que représente la fonction $f_{i\perp}(\theta_i, x_{\perp}, y_{\perp})$.

$f_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, n')$ s'apparente au produit de convolution de la fonction $f_{i\perp}(\theta_i, x_{\perp}, y_{\perp})$ projetée sur S_r et de la PSF de l'échantillon, fonction, entre autres, de θ_i, θ_r et Φ , ainsi que des constantes optiques n, n' du matériau.

$$f_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, n') \sim f_{i\perp}(\theta_i, x \cos \theta_i, y) * PSF(\theta_i, \theta_r, \Phi, n, n') \quad (7.34)$$

♣ Luminance ponctuelle

La luminance réfléchie en tout point (x, y) de la surface s'exprime alors de la manière suivante:

$$L_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y) = \underbrace{L_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, 0, 0)}_{L_r^0(\theta_i, \theta_r, \Phi)} \cdot f_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, n') \quad (7.35)$$

♣ Luminance intégrée

L'Equation 7.31 obtenue pour un éclairage homogène admet ici une formulation équivalente:

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = \frac{1}{S_r \cdot \omega_{det}} \cdot \int_{\omega_{det}} \int_{S_r} L_r^0(\theta_i, \theta_r, \Phi) \cdot f_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, n') * \Pi_{det}(x, y) dx dy * \Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det}) d\omega \quad (7.36)$$

La luminance pour un angle donné de l'angle solide d'observation étant variable sur S_r , nous sortons du champ de validité du cas précédent. Or, nous voudrions là aussi découpler les intégrales spatiales et angulaires. Définissons pour ce faire $Int f_r$ comme étant la valeur intégrée de f_r sur la surface d'observation:

$$Int f_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, n, n') = \frac{\int_{S_r} f_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, n') dx dy}{S_r} \quad (7.37)$$

Introduisons aussi la quantité Γ_{f_r} issue de la convolution de la fonction spatiale $f_r * \Pi_{det}$ par la fonction angulaire $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$:

$$\Gamma_{f_r}(\theta_i, \theta_r, \Phi, \omega_{det}, x, y, n, n') = f_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, n') * \Pi_{det}(x, y) * \Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det}) \quad (7.38)$$

Si $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ était une fonction "porte" cylindrique (ie, l'intégrale sur S_r de Γ_{f_r} vaut Π_{f_r}), Γ_{f_r} serait proportionnelle à $S_r \cdot Int f_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, n, n')$ (cf Fig. 7.12). Or, nous avons vu qu'il s'agissait en fait d'un cône tronqué (cf Chap. 5, Fig. B.4(c)). Ce produit de convolution exigeant une intégration numérique complexe, la poursuite de notre raisonnement analytique est donc tributaire de l'hypothèse suivante:

Hypothèse 9: La valeur moyenne de f_r collectée par le détecteur pour tout angle donné de l'angle solide d'observation est constante et vaut $Int f_r$.

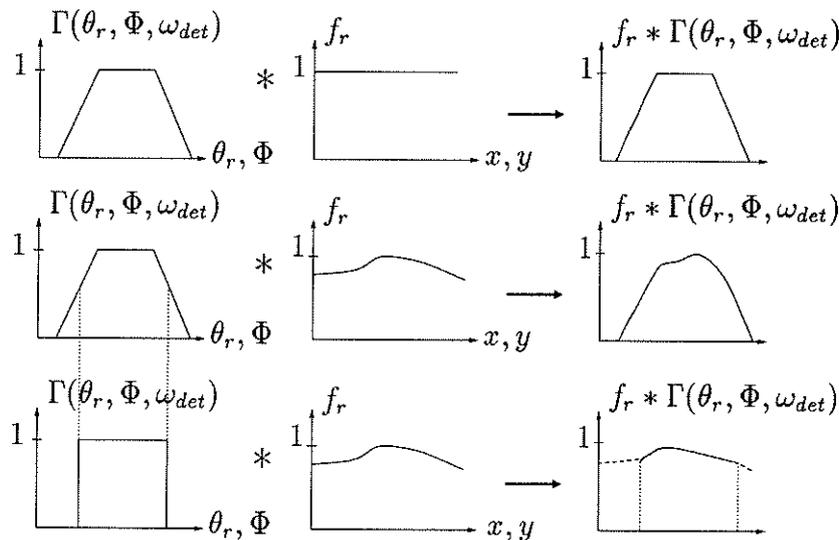


Fig. 7.12: Convolution de la fonction f_r avec la réponse angulaire du détecteur d'observation $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$. Si $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ est une fonction porte (ie $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det}) = \Pi(\omega_{det})$, dessin du bas), f_r est tout simplement égale à $Int f_r$.

Cette hypothèse n'introduit une erreur qu'au bord du champ angulaire ($\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$) où une fraction décroissante de S_r contribue au flux collecté. Elle est donc du deuxième ordre. D'autre part, on doit nécessairement supposer $Int f_r$ indépendante de θ_r et Φ pour l'extraire de l'intégrale sur l'angle solide et découpler les intégrales spatiale et angulaire, ce qui revient à formuler l'hypothèse suivante:

Hypothèse 10: *Les variations angulaires relatives de la luminance en tout point sont indépendantes du champ d'éclairement autour de ce point. En conséquence, $Intf_r$ est indépendante de θ_r et Φ .*

Il résulte de cette hypothèse:

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = \frac{Intf_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, n, n')}{\omega_{det}} \int_{\omega_{det}} L_r^0(\theta_i, \theta_r, \Phi) * \Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det}) d\omega \quad (7.39)$$

En définissant \tilde{L}_r^0 comme la convolution de L_r^0 par $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ sur ω_{det} , l'équation précédente devient finalement:

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = Intf_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, n, n') \cdot \tilde{L}_r^0(\theta_i, \theta_r, \Phi, \omega_{det}) \quad (7.40)$$

♣ Lien avec le signal mesuré

Le signal mesuré intègre la luminance réfléchie, non constante sur ω_{det} :

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}) = \frac{V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det})}{h_{r,det} \cdot Intf_r(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, n, n') \cdot S_{r0} \cdot \omega_{det}} \quad (7.41)$$

II.2.4 E \equiv E(θ_i, t)

♣ Le concours de plusieurs dépendances temporelles

La luminance réfléchie est imprégnée de la même dépendance temporelle que l'éclairement décrite par la fonction $s_i(t)$.

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}, t) = \tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}, t_0) \cdot s_i(t) \cdot s_{ech}(t) \quad (7.42)$$

Quant aux variations temporelles du signal, elles comprennent certes les oscillations de la source lumineuse couplée à la chaîne optique d'éclairement et l'évolution de l'échantillon, mais aussi les fluctuations intrinsèques aux détecteurs d'observation (décrites par une nouvelle fonction notée $s_{det}(t)$), sachant qu'en vertu de l'hypothèse θ , l'évolution temporelle de l'échantillon est exclue, ce qui élimine d'office la contribution de $s_{ech}(t)$.

$$s_i(t) \cdot s_{det}(t) = \frac{V_{r,det}(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}, t)}{V_{r,det}(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}, t_0)} \quad (7.43a)$$

$$s_{det}(t) = \frac{h_{r,det}(t)}{h_{r,det}(t_0)} \quad (7.43b)$$

♣ Estimer la sensibilité $h_{r,det}(t)$ en fonction du temps

La stabilité de la sensibilité $h_{r,det}(t)$ de chaque détecteur peut théoriquement être suivie au cours de l'expérience en mesurant, à θ_i fixé, le flux réfléchi $V_{r,det}(t)$ par l'échantillon dans une configuration d'observation donnée. Pour cela, il faut cependant déterminer $s_i(t)$ (avec $V_{i,ref}(t)$), qui elle-même requiert la connaissance de $s_{ref}(t)$ et donc de $h_{i,ref}(t)$... Une hypothèse supplémentaire est donc indispensable:

Hypothèse 11: Pour déduire $h_{r,det}(t)$ de $V_{r,det}(t)$, il faut supposer les variations temporelles de $h_{i,ref}(t)$ négligeables, ce qui revient à supposer que $s_{ref}(t) = 1^3$.

La validité de cette hypothèse est confortée pour $s_i(t) = 1$ par les tests de stabilité de la source présentés dans le Paragraphe II.1 du Chapitre 5 qui attestent d'une dérive de l'ordre de 0.05% par jour.

♣ Lien avec le signal mesuré

L'expression générale de la luminance réfléchie en fonction du signal mesuré est tout simplement la suivante :

$$\tilde{L}_r(\theta_i, \tilde{\theta}_r, \tilde{\Phi}, S_r, \omega_{det}, t) = \frac{V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det}, t)}{h_{r,det}(t) \cdot S_{r0} \cdot \omega_{det}} \quad (7.44)$$

III Dédution de la BRDF

Connaissant l'éclairement incident et la luminance réfléchie par la surface nous pouvons en principe déduire sa BRDF de manière "absolue". Toutefois, la normalisation de la luminance par celle que réfléchit, dans les mêmes conditions géométriques et spectrales, une surface de référence permet de s'affranchir de la mesure de l'éclairement et de la connaissance de nombreux paramètres expérimentaux (sensibilité des détecteurs, angle solide et surface d'observation, ...)! Nous qualifierons dans ce cas-là l'étalonnage de "relatif".

III.1 BRDF par voie "absolue"

III.1.1 $E \equiv E(\theta_i)$

La BRDF s'extrait à partir de sa définition (cf Chap. 1, Eq. 1.14) et des Equations 7.12 et 7.33:

$$R(\theta_i, \theta_r, \Phi) = \frac{\pi}{\cos \theta_i} \cdot \frac{h_{i,det}}{h_{r,det}} \cdot \frac{S_{dia}}{S_{r0} \cdot \omega_{det}} \cdot \frac{V_{i,ref}(90^\circ, S_{ref})}{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})} \cdot \frac{V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det})}{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})} \quad (7.45)$$

que l'on peut reformuler ainsi:

$$R(\theta_i, \theta_r, \Phi) = K_R \cdot \frac{\pi}{\cos \theta_i} \cdot \frac{V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det})}{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})} \quad (7.46)$$

où:

$$K_R = \frac{h_{i,det}}{h_{r,det}} \cdot \frac{S_{dia}}{S_{r0} \cdot \omega_{det}} \cdot \frac{V_{i,ref}(90^\circ, S_{ref})}{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})} \quad (7.47)$$

3. Il est plus logique de supposer $s_{ref}(t) = 1$ que $s_i(t) = 1$ car c'est le détecteur de référence qui sert à contrôler $s_i(t)$ et $E_i(\theta_i)$.

Remarques:

- Signalons une nouvelle fois qu'un diaphragme systématiquement utilisé devant le détecteur de référence (même si $\theta_i \neq 90^\circ$) ou au contraire jamais employé conduit à $S_{ref} = S_{dia}$ ⁴.
- Si nous tenons compte de l'hypothèse 3, les sensibilités $h_{i,det}$ et $h_{r,det}$ sont proportionnelles. K_R se réduit alors à la connaissance de l'aire du diaphragme, de la constante C_h et de l'étendue géométrique du détecteur, ces deux dernières étant entièrement définies et évaluables avec le schéma optique de détection.

III.1.2 $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i, x, y)$ **♣ Lien entre la distribution spatiale des photons incidents et émergents**

L'inhomogénéité de l'éclairement et de la luminance réfléchiée sont modélisées en tout point de la surface par des fonctions respectivement nommées $f_{i\perp}$ et f_r . Toutefois, $Int f_r$ ne peut s'immiscer telle quelle dans l'expression de la BRDF car, du fait de la diffusion latérale des photons dans le matériau (PSF), l'éclairement "utile" qui produit f_r à l'intérieur de S_r est plus étendu que l'éclairement strictement circonscrit à S_r . D'autre part, la résurgence à la surface de l'échantillon dans S_r de certains photons est annihilée par leur absorption et f_r traduit seulement la répartition spatiale des photons "survivants". Pour effectuer correctement le rapport de la luminance émergente de S_r et de l'éclairement qui la produit, et elle seule, une nouvelle fonction s'impose donc: \hat{f}_{i0} . Elle décrit la distribution des photons sur S_i qui parviendraient à S_r si le matériau n'absorbait aucun photon ($n' = 0$), tout en conservant son comportement diffusant.

Désignons aussi par $\hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, 0)$ le champ de luminance *non normalisé* restreint à S_r de ce même matériau non absorbant (\hat{f}_{r0} est nulle en dehors de S_r). Selon le principe de retour inverse de la lumière, la fonction \hat{f}_{i0} satisfait à la relation:

$$\hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y) \sim \hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, 0) * PSF(\theta_i, \theta_r, \Phi, n, 0) \quad (7.48)$$

Cette dernière formalisation demeure néanmoins largement spéculative car une partie des photons de \hat{f}_{i0} a probablement suivi des chemins particuliers pour parvenir à S_r . Sa confirmation, voire sa reformulation, a sans nul doute besoin d'une réflexion plus approfondie.

Introduisons aussi $Int \hat{f}_{i0}$ pour désigner l'intégrale spatiale de \hat{f}_{i0} sur S_i :

$$Int \hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_i) = \frac{\int_{S_i} \hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y) dx dy}{S_i} \quad (7.49)$$

$$(7.50)$$

Par définition de \hat{f}_{i0} et \hat{f}_{r0} , on a aussi, en introduisant $Int \hat{f}_{r0}$, intégrale de \hat{f}_{r0} sur S_r :

$$Int \hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r) = \frac{\int_{S_r} \hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, 0) dx dy}{S_r} \quad (7.51)$$

$$= Int \hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, n, 0, S_r) \quad (7.52)$$

4. L'emploi d'un diaphragme est obligatoire pour le détecteur d'observation.

Un problème subsiste à ce niveau concernant l'éclairement par lequel on doit diviser la luminance et qui n'est vraisemblablement pas la quantité $E_{i\perp}^0(\theta_i)$ que nous avons trouvée auparavant, mais une grandeur que nous nommerons E_{ir0}^0 .

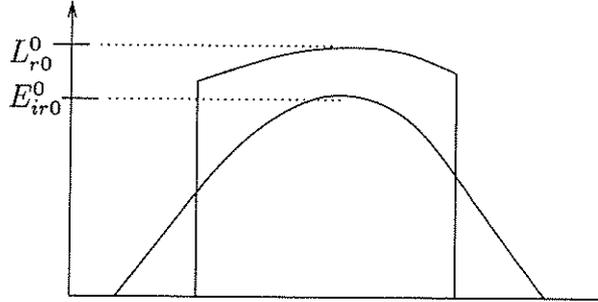


Fig. 7.13: Illustration de l'égalité des intégrales $\text{Int} \hat{f}_{r0}$ et $\text{Int} \hat{f}_{i0}$. Cette dernière, déduite d'une convolution, est plus "étalée" et son maximum est donc inférieur à celui de $\text{Int} \hat{f}_{r0}$.

D'après l'Equation 7.48 et la Figure 7.13, la convolution "étale" effectivement l'éclairement et sous-estime donc nécessairement son maximum par rapport à celui de la luminance, puisque les intégrales des deux grandeurs sont égales (cf **Eq.** 7.51).

Seule une PSF étroite garantit donc la cohérence de la division de la luminance par $E_{i\perp}^0(\theta_i) \cos \theta_i$. Cette approximation équivaut à supposer que l'échelle de la diffusion latérale est petite devant celle de l'inhomogénéité (centimétrique)⁵:

Hypothèse 12: *Si l'échantillon est caractérisé par une faible diffusion latérale des photons (PSF étroite), alors $E_{ir0}^0 = E_{i\perp}^0(\theta_i) \cos \theta_i$.*

Cette hypothèse et le problème soulevé par l'expression de l'éclairement à considérer méritent une réflexion plus approfondie que nous n'avons pas encore complètement formalisée.

♣ BRDF ponctuelle

La BRDF "absolue" en tout point (x, y) de la surface est tirée des Equations 7.15 et 7.35, mais nous devons introduire une nouvelle fonction pour l'exprimer: $\hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, x_r, y_r)$, correspondant à ce qui s'échappe en un point (x_r, y_r) , et telle que:

$$\hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, x_r, y_r) \sim \hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x_r, y_r, n, 0) * PSF(\theta_i, \theta_r, \Phi, n, 0) \quad (7.53)$$

Ce qui donne:

$$R(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y) = \frac{\hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x_r, y_r, n, 0)}{\hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, x_r, y_r)} \cdot \frac{\pi \cdot L_r^0(\theta_i, \theta_r, \Phi)}{\underbrace{\cos \theta_i \cdot E_{i\perp}^0(\theta_i)}_{R^0(\theta_i, \theta_r, \Phi)}} \quad (7.54)$$

5. La largeur à mi-hauteur de la PSF devrait par conséquent être inférieure au millimètre.

♣ **BRDF intégrée sur S_r**

Nous obtenons, avec un raisonnement similaire à celui du cas $E \equiv E(\theta_i)$, la relation suivante:

$$R(\theta_i, \theta_r, \Phi) = \frac{\pi}{\cos \theta_i} \cdot \frac{h_{i,det}}{h_{r,det}} \cdot \frac{S_{dia}}{S_{r0} \cdot \omega_{det}} \cdot \frac{V_{i,ref}(90^\circ, S_{ref})}{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})} \cdot \frac{V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det})}{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})} \cdot \frac{Int \hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_i)}{Int \hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, n, 0, S_r)} \quad (7.55)$$

Toujours en exploitant le travail effectué avec $E \equiv E(\theta_i)$, simplifions le second membre en introduisant la constante K_R :

$$R(\theta_i, \theta_r, \Phi) = K_R \cdot \frac{\pi}{\cos \theta_i} \cdot \frac{Int \hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_i)}{Int \hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, n, 0, S_r)} \cdot \frac{V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det})}{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})} \quad (7.56)$$

♣ **Que peut-on dire sur \hat{f}_{r0} et \hat{f}_{i0} ?**

La connaissance de leurs intégrales constitue la clef de la présente étude. Malheureusement, leur formalisation impose la connaissance de la PSF réelle du matériau et de sa PSF virtuelle pour $n' = 0$. Leur extraction est ensuite possible, *via* le modèle de diffusion SCAT décrit dans l'Annexe B, dès lors que la BRDF du matériau est mesurée et que ses paramètres de diffusion w et $p(g)$ ont été obtenus par inversion avec un programme de transfert radiatif. Il est clair que ce raisonnement engendre un processus complexe d'itérations pour intégrer correctement et de façon cohérente les PSF dans le calcul de la BRDF. Si la diffusion latérale au sein du matériau est très limitée (*ie* la PSF est très étroite), $\hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y)$ et $\hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, 0)$ sont alors quasiment assimilables à $f_{i\perp}(\theta_i, x \cos \theta_i, y)$ sur S_r . Nous sommes donc amenés à introduire une nouvelle hypothèse:

Hypothèse 13: *Si l'échantillon est caractérisé par une faible diffusion latérale des photons, alors $\hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y) \simeq \hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, 0) \simeq f_{i\perp}(\theta_i, x \cos \theta_i, y)$ sur S_r .*

III.1.3 $E \equiv E(\theta_i, t)$

Nous avons déjà évoqué dans le Paragraphe II.1.3 (*cf* Fig. 7.10) la nécessité d'évaluer, à θ_i fixé, l'éclairement à plusieurs reprises. Malgré cela, une complication réside maintenant dans le fait qu'un grand nombre d'angles d'observation et/ou de longueurs d'onde balayées s'accompagne inévitablement d'une dérive des mesures *au prorata* des fluctuations de température. Nous devrions donc, en théorie, évaluer l'éclairement à chaque géométrie d'observation. Nous pouvons nous en dispenser à condition d'admettre le bien-fondé des *hypothèses 4, 5 et 6*. Il nous suffit alors d'interpoler les mesures du détecteur de référence aux instants correspondants aux observations, conformément à la Figure 7.14.

Formulons mathématiquement le problème en respectant les notations de ce dessin. A un angle θ_i^n donné, nous désirons calculer la valeur de l'éclairement à un instant t_{rk}^n , représentatif d'une mesure à un angle d'observation θ_r^k . Supposons cette mesure encadrée

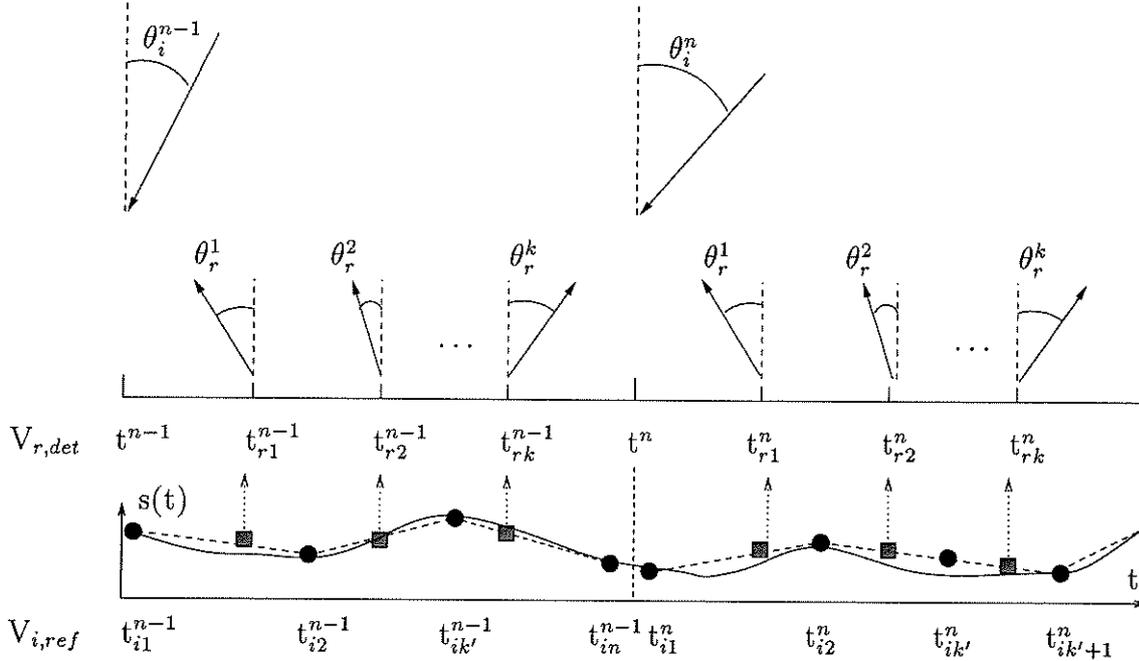


Fig. 7.14: Le contrôle régulier, à θ_i constant, des fluctuations de l'éclairement (symboles \bullet) permet d'en déterminer la valeur, par interpolation, aux instants où la luminance réfléchie est mesurée (symboles \blacksquare).

par deux acquisitions du détecteur de référence à $t_{ik'}^n$ et $t_{ik'+1}^n$ et exploitons l'*hypothèse 5*. Nous obtenons:

$$V_{i,ref}^{int}(\theta_i, S_{ref}, t_{rk}^n) = \frac{V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref}, t_{ik'+1}^n) - V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref}, t_{ik'}^n)}{t_{ik'+1}^n - t_{ik'}^n} \cdot (t_{rk}^n - t_{ik'}^n) + V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref}, t_{ik'}^n) \quad (7.57)$$

En prenant un éclairement temporellement variable et la luminance définie par l'Equation 7.44, la BRDF arbore alors une expression rappelant celle obtenue pour un système stable doté d'un éclairement homogène (cf **Eq.** 7.45), avec en plus la notation $V_{i,ref}^{int}$ attachée à l'interpolation temporelle:

$$R(\theta_i, \theta_r, \Phi) = \frac{\pi}{\cos \theta_i} \cdot \frac{h_{i,det}}{h_{r,det}} \cdot \frac{S_{dia}}{S_{r0} \cdot \omega_{det}} \cdot \frac{V_{i,ref}(90^\circ, S_{ref})}{V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})} \cdot \frac{V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det}, t)}{V_{i,ref}^{int}(\theta_i, S_{ref}, t)} \quad (7.58)$$

que l'on peut reformuler ainsi:

$$R(\theta_i, \theta_r, \Phi) = K_R \cdot \frac{\pi}{\cos \theta_i} \cdot \frac{V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det}, t)}{V_{i,ref}^{int}(\theta_i, S_{ref}, t)} \quad (7.59)$$

III.2 BRDF par voie "relative"

III.2.1 Méthodologie

Cette méthode classique d'étalonnage photométrique s'appuie sur la connaissance de la BRDF de la surface de référence pour toutes les géométries décrites lors des mesures sur

l'échantillon. Elle nécessite ainsi des mesures appariées, c'est-à-dire une série d'acquisitions avec l'échantillon suivie d'une autre avec le standard pour le même jeu d'angles. Ce standard devrait présenter les propriétés suivantes:

- Etre peu sensible aux réactions chimiques avec l'atmosphère.
- Etre hydrophobe.
- Son spectre est souhaité le plus plat possible avec peu, voire pas de bandes d'absorption.
- Sa BRDF doit approcher au plus près celle d'une surface diffusante parfaitement lambertienne (symbolisée, rappelons-le, par l'acronyme SPL), caractérisée par une réflectance constante égale à 1 ($R(\theta_i, \theta_r, \Phi) = 1$) pour toute longueur d'onde.
- Sa BRDF doit être stable dans le temps.

Suivant la gamme spectrale, nous recourons à une plaque en *Spectralon* (UV-visible) ou en *Infragold* (proche infrarouge - NIR- et moyen infrarouge - MIR) ... deux standards universellement utilisés. Ces surfaces de référence ne diffusent pas le rayonnement de manière lambertienne. Nous leur affecterons donc, pour les distinguer des SPL, la notation SDR (Surface Diffusante de Référence).

III.2.2 Lien entre les BRDFs du standard et de l'échantillon

♣ $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i)$

Si d'une part l'éclairement est spatialement homogène et le système expérimental dénué de toute variation temporelle et si, d'autre part, l'échantillon (Ech) et la surface de référence (SDR) sont mesurés consécutivement pour chaque θ_i (ie sans changement de θ_i entre les deux mesures), l'Equation 7.46 nous mène à:

$$R^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi) = R^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi) \cdot \frac{V_{r,det}^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi)}{V_{r,det}^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi)} \quad (7.60)$$

En pratique, l'ensemble des géométries est d'abord balayé sur la référence, puis sur l'échantillon. $E_i(\theta_i)$ n'étant pas reproductible lors des mouvements du bras d'éclairement, on doit plutôt retenir l'équation suivante:

$$R^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi) = R^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi) \cdot \frac{V_{r,det}^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi)}{V_{r,det}^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi)} \cdot \frac{V_{i,ref}^{SDR}(\theta_i, S_{ref})}{V_{i,ref}^{Ech}(\theta_i, S_{ref})} \quad (7.61)$$

♣ $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i, x, y)$

En incluant l'inconstance spatiale de l'éclairement, on tire parti, pour l'échantillon et la référence, de l'Equation 7.56:

$$R^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi) = R^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi) \cdot \frac{V_{r,det}^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi)}{V_{r,det}^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi)} \cdot \frac{V_{i,ref}^{SDR}(\theta_i, S_{ref})}{V_{i,ref}^{Ech}(\theta_i, S_{ref})} \cdot \frac{Int \hat{f}_{i0}^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_i)}{Int \hat{f}_{i0}^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_i)} \cdot \frac{Int \hat{f}_{r0}^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi, n, 0, S_r)}{Int \hat{f}_{r0}^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi, n, 0, S_r)} \quad (7.62)$$

♣ $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i, t)$

Si le système est sujet à des fluctuations temporelles, nous bénéficions de l'Equation 7.59. Les deux surfaces peuvent être étudiées lors de deux expériences découplées, l'essentiel étant de bien réajuster les mesures de l'éclairement par le détecteur de référence, comme nous l'avons déjà signalé. La relation entre les deux BRDFs est la suivante:

$$R^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi) = R^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi) \cdot \frac{V_{r,det}^{Ech}(\theta_i, \theta_r, \Phi, t)}{V_{r,det}^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi, t')} \cdot \frac{V_{i,ref}^{int,SDR}(\theta_i, S_{ref}, t')}{V_{i,ref}^{int,Ech}(\theta_i, S_{ref}, t)} \quad (7.63)$$

Les temps t et t' sont différents. La seule contrainte est que V_r et $V_{i,ref}^{int}$ correspondent aux mêmes instants pour l'échantillon et la référence.

IV Mesure de la BRDF des standards d'étalonnage

IV.1 Standards de référence

IV.1.1 Le Spectralon pour la gamme 300-2500 nm

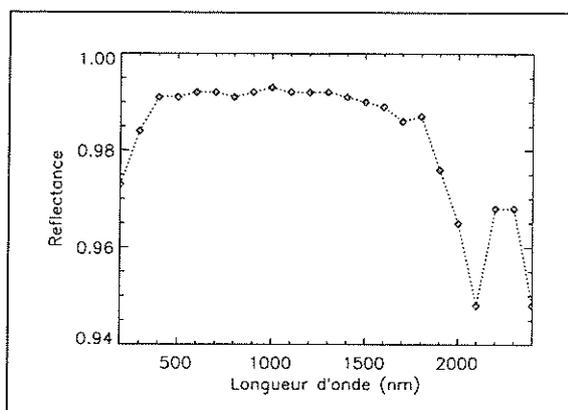
Le Spectralon (Labsphere Inc., Boulder, Colorado), matériau constitué d'une résine thermoplastique en polytétrafluoroéthylène, a une solidité sensiblement égale à celle du polyéthylène haute densité et demeure stable pour des températures voisines de 350°C. Hydrophobe, chimiquement inerte, il s'avère utile en tant que cible de référence pour un étalonnage photométrique des mesures. Ses qualités de diffuseur alliées à un spectre quasiment plat entre 300 et 2500 nm et à une réflectance hémisphérique proche de 1 font de lui le matériau le plus performant parmi ceux disponibles sur le marché. Elles résultent essentiellement de sa structure poreuse favorisant les réflexions multiples et une distribution aléatoire de la lumière réfléchie. Malheureusement, il ne montre qu'approximativement, pour des géométries et gammes spectrales restreintes, l'utopique comportement lambertien qui simplifierait grandement l'étalonnage photométrique des mesures en réflectance.

Optimisé pour la gamme visible, le Spectralon SRT-99 voit par exemple sa réflectance directionnelle-hémisphérique s'effondrer aux alentours de 0.15 pour une longueur d'onde de 121.6 nm [Newell and Keski-Kuha, 1997]. Entre 300 nm et 2500 nm, celle-ci est néanmoins comprise entre 0.94 et 0.99 (cf Fig. 7.15(a)).

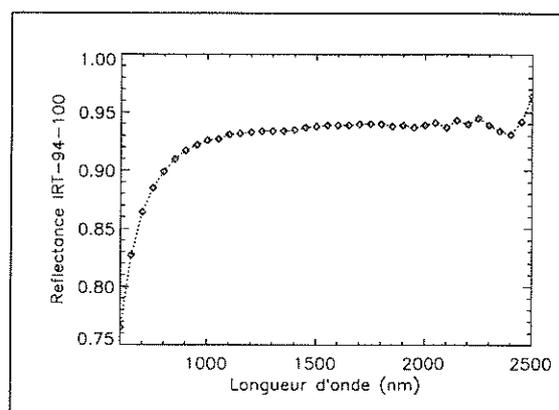
Le protocole d'étalonnage adopté par Labsphere requiert une sphère intégrante. Il fournit une valeur de la réflectance directionnelle-hémisphérique de la plaque de Spectralon lorsque celle-ci est illuminée par une source d'incidence 8° (d'après la notice technique de [Labsphere, 1999b]). Une étude de la sensibilité de la BRDF (dans le plan principal) à la polarisation de l'irradiance incidente et la position d'observation montre par ailleurs que ce matériau n'est pas un "dépolarisateur" parfait ([Haner et al., 1999]).

IV.1.2 L'infragold pour la gamme 2000-5000 nm

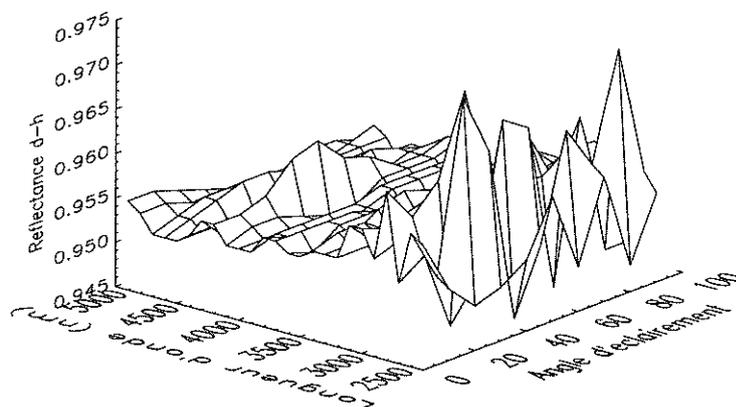
Adapté à la gamme proche et moyen infrarouge, l'Infragold IRT-94 commercialisé par Labsphere est recouvert d'un revêtement de grains d'or finement pulvérisés. Très



(a) Spectre du Spectralon SRT-99 à géométrie fixée ($\theta_i = 8^\circ$), d'après [Labsphere, 1999b].



(b) Spectre de l'Infragold IRT-94 de 600 à 2500 nm à géométrie fixée ($\theta_i = 8^\circ$), d'après [Labsphere, 1999a].



(c) Infragold entre 2000 et 2500 nm pour divers angles d'éclaircissement (tracé à partir des données [Labsphere, 1999a]). L'origine des fluctuations n'est pas précisée.

Fig. 7.15: Réflectance directionnelle-hémisphérique typique d'une plaque de Spectralon et d'Infragold pour un éclaircissement d'incidence de 8° ((a) et (b)) ou variable (c).

“lisse” spectralement de 1000 à largement plus de 5000 nm, il arbore une réflectance directionnelle-hémisphérique proche de 0.94 obtenue dans les mêmes conditions que le Spectralon (données de [Labsphere, 1999a] tracées dans la Figure 7.15(b)).

IV.1.3 Autres matériaux de référence possibles

D'autres matériaux sont préconisés dans la littérature. [Bartell et al., 1980] citent l'oxyde de magnésium (MgO) et le chlorure de sodium (NaCl) dans la gamme visible, mais dont les performances se détériorent cependant rapidement avec le temps en raison

de leur friabilité. Dans la gamme infrarouge, les mêmes auteurs évoquent aussi l'emploi de fleur de soufre, malgré la fragilité du composé. Autre candidat soutenu par exemple par [Young et al., 1980], le sulfate de barium (BaSO_4) semble manifester des qualités intéressantes. Il a d'ailleurs longtemps été employé comme référence dans de nombreuses mesures hémisphériques et biconiques.

IV.1.4 Ce dont dispose le LPG

Notre équipe a fait l'acquisition d'une plaque de Spectralon SRT-99-100 (carré de 10 pouces de côté) et d'une plaque d'Infragold IRT-94-100 ayant chacune bénéficié d'un étalonnage spécifique (à notre demande pour le Spectralon), notamment:

- L'étalonnage de la réflectance directionnelle-hémisphérique du Spectralon pour $\theta_i = 8^\circ$ de 250 à 2500 nm par pas de 50 nm (cf Fig. 7.15(a) tracée avec un intervalle spectral de 100 nm).
- L'étalonnage de l'Infragold de 600 à 2500 nm par pas de 50 nm pour $\theta_i = 8^\circ$ et de 2500 à 5000 nm par pas de 100 nm pour des angles d'incidence $\theta_i \in [0^\circ - 90^\circ]$ espacés de 10° (cf Fig. 7.15(c)).

IV.1.5 Nécessité de l'étalonnage de nos surfaces de référence

D'une manière surprenante, les BRDFs du Spectralon et de l'Infragold ne sont pas fournies par Labsphere, le constructeur, qui donne seulement leurs réflectances directionnelle hémisphérique pour un éclairage de 8° . Nous nous sommes donc dans un premier tournés vers une recherche bibliographique. Elle n'a révélé l'existence que d'une seule base de données réellement publiée, relative au Spectralon (pour l'instrument *MISR*). Et encore, cette étude a été réalisée avec un éclairage laser (donc monochromatique). Or, nous avons remarqué les biais occasionnés par cette technique.

Au cours de cette thèse, seule la référence en Spectralon a été étalonnée, de 450 à 1000 nm. Méthodes et résultats sont présentés dans les paragraphes qui suivent.

IV.2 Aspect analytique

IV.2.1 Cas idéal d'une surface de référence lambertienne

La BRDF est ici constante et égale à la réflectance directionnelle-hémisphérique. Si celle-ci vaut 1, la surface est *parfaitement lambertienne* (SPL, cf Eq. 7.64), alors qu'une valeur inférieure à 1 la relègue au niveau simplement *lambertien* (SL).

$$R^{SPL}(\theta_i, \theta_r, \Phi) = R_{dh}^{SPL} \quad (7.64)$$

IV.2.2 Surface de référence réelle non lambertienne (SDR)

Au comportement lambertien plutôt approximatif revêtu par les surfaces de référence, aussi bien Spectralon qu'Infragold, s'ajoute l'ignorance de leurs BRDFs respectives, ce qui

6. La méthode de mesure à 90° n'est pas précisée ...

nous oblige, aussi surprenant que cela puisse paraître, à “étalonner l'étalon”. L'obtention des BRDFs exige la conduite d'une série de mesures de réflectance pour des combinaisons $[\theta_r, \Phi]$ décrivant l'ensemble de l'hémisphère supérieur (H_+). En toute rigueur, l'intégrale hémisphérique de ces mesures devrait égaler, pour un angle d'illumination θ_i donné, la réflectance directionnelle-hémisphérique de la surface, ce qui se traduit par la relation générale:

$$R_{dh}^{SDR}(\theta_i) = \int_{H_+} \frac{\tilde{L}_r^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi) \cdot \cos \theta_r \, d\omega_r}{E_i(\theta_i)} \quad (7.65a)$$

$$= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{H_+} R^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi) \cdot \cos \theta_r \, d\omega_r \quad (7.65b)$$

Examinons les conséquences de ces égalités, en distinguant là encore les différents niveaux de complexité conférés par l'éclaircissement:

♣ $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i)$

Il suffit de combiner les Equations 7.46 et 7.65b:

$$R_{dh}^{SDR}(\theta_i) = \frac{K_R}{\cos \theta_i} \cdot \underbrace{\int_{H_+} \frac{V_{r,det}^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det})}{V_{i,ref}^{SDR}(\theta_i, S_{ref})} \cdot \cos \theta_r \, d\omega_r}_{\mathbf{A}^{SDR}(\theta_i)} \quad (7.66)$$

Par souci de lisibilité, l'intégrale hémisphérique est notée $\mathbf{A}^{SDR}(\theta_i)$.

♣ $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i, x, y)$

Nous avons à présent, avec les Equations 7.56 et 7.65b, l'égalité suivante:

$$R_{dh}^{SDR}(\theta_i) = \frac{K_R}{\cos \theta_i} \cdot \underbrace{\int_{H_+} \frac{Int \hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r)}{Int \hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, n, 0, S_r)} \cdot \frac{V_{r,det}^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi)}{V_{i,ref}^{SDR}(\theta_i, S_{ref})} \cdot \cos \theta_r \, d\omega_r}_{\mathbf{A}_{x,y}^{SDR}(\theta_i)} \quad (7.67)$$

La quantité $\mathbf{A}_{x,y}^{SDR}(\theta_i)$ est introduite pour la même raison que $\mathbf{A}^{SDR}(\theta_i)$, l'indice (x, y) traduisant l'inhomogénéité de l'éclaircissement. La PSF du Spectralon est inconnue, mais sans doute très “fine” spatialement au vu de sa texture et de ses propriétés diffusantes, Avec l'hypothèse 13, qui stipule la quasi égalité des fonctions \hat{f}_{i0}^{SDR} et $f_{i\perp}$ projetée sur la surface, $Int \hat{f}_{i0}^{SDR}$ s'obtient aisément en cartographiant le faisceau d'illumination.

Toujours en vertu de cette hypothèse, $Int \hat{f}_{r0}^{SDR}$ s'évalue aussi simplement par intégration de la projection de $f_{i\perp}$ sur la tache d'observation. Un point (x, y) appartenant à cette dernière doit satisfaire, dans le repère qui lui est attaché, à la condition suivante:

$$\frac{x^2}{a_{r0}/\cos \theta_r^2} + \frac{y^2}{a_{r0}^2} \leq 1 \quad (7.68)$$

Où a_{r0} représente, rappelons-le, le diamètre au nadir de la tache d'observation. Avec les relations de passage entre les bases (O, x, y) et $(O, x_{\perp}, y_{\perp})$ (cf Eq. 7.2a, 7.2b et Fig. 7.2), on obtient finalement:

$$\cos^2 \theta_r (x_{\perp} \cos \theta_i \cos \Phi + y_{\perp} \sin \Phi)^2 + (-x_{\perp} \cos \theta_i \sin \Phi + y_{\perp} \cos \Phi)^2 \leq a_0^2 \quad (7.69)$$

Cette relation définit l'intersection des surfaces illuminée et visée qui constitue le domaine d'intégration de la fonction $f_{i\perp}$. Comme la cartographie du faisceau d'éclairement ne peut être mise en œuvre, pour l'instant, que si $\theta_i = 0^\circ$, la validité du raisonnement précédent est inféodée à une nouvelle hypothèse:

Hypothèse 14: *La topologie du faisceau d'éclairement est indépendante de θ_i :*
 $f_{i\perp}(\theta_i, x, y) \equiv f_{i\perp}(x, y)$.

♣ $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i, t)$

Les Equations 7.59 et 7.65b entraînent:

$$R_{dh}^{SDR}(\theta_i) = \frac{K_R}{\cos \theta_i} \cdot \underbrace{\int_{H+} \frac{V_{r,det}^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_r, \omega_{det}, t)}{V_{i,ref}^{SDR,int}(\theta_i, S_{ref}, t)} \cdot \cos \theta_r \, d\omega_r}_{A_i^{SDR}(\theta_i)} \quad (7.70)$$

♣ **Détermination de K_R à $\theta_i = 8^\circ$**

En se calquant sur les mesures effectuées par Labsphere, toutes les relations précédentes (cf **Eq. 7.66, 7.67 et 7.70**) doivent au préalable être résolues pour $\theta_i = 8^\circ$ afin de déterminer la constante K_R , sans l'extraire de son expression analytique (cf **Eq. 7.47**):

$$K_R = \frac{R_{dh}^{SDR}(8^\circ) \cdot \cos 8^\circ}{A_{x,y,t}^{SDR}(8^\circ)} \quad (7.71)$$

Les BRDFs données par les équations auxquelles nous avons abouti dans la section précédente (cf **Eq. 7.46, Eq. 7.56 et Eq. 7.59**) deviennent alors exploitables. Ensuite, connaissant K_R , il est en principe possible de calculer la réflectance directionnelle-hémisphérique quel que soit θ_i :

$$R_{dh}^{SDR}(\theta_i) = \frac{\cos 8^\circ}{\cos \theta_i} \cdot \frac{A_{x,y,t}^{SDR}(\theta_i)}{A_{x,y,t}^{SDR}(8^\circ)} \cdot R_{dh}^{SDR}(8^\circ) \quad (7.72)$$

♣ **Comparaison entre les étalonnages absolu et relatif**

La BRDF de la référence étant évaluée une fois pour toutes, celle de l'échantillon peut être déterminée en relatif par la simple mesure de $V_{r,det}$ et $V_{i,ref}$ pour l'échantillon et la référence (cf **Eq. 7.61, 7.62 et 7.63**).

Néanmoins, quelques inconvénients apparaissent:

- Si une valeur de $R^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi)$ n'a pas été mesurée initialement à une longueur d'onde ou selon une configuration géométrique caractéristique d'une expérience donnée, il faut l'interpoler à l'aides des valeurs existantes.
- Sous l'effet, par exemple, de changements de sensibilités relatives des détecteurs de référence et d'observation ou de changement du diaphragme, K_R peut avoir varié entre l'étalonnage de la surface de référence et les mesures de BRDF de l'échantillon.

- Cette méthode repose sur la valeur de $R_{dh}^{SDR}(8^\circ)$ fournie par Labsphere dont l'étalonnage comporte peut-être une part non négligeable d'erreur (2%).

IV.3 Aspect expérimental

IV.3.1 Méthodologie d'acquisition des mesures

La procédure d'acquisition de la BRDF du standard de référence résulte d'un compromis entre un échantillonnage angulaire suffisamment fin du demi-hémisphère couvert par le goniomètre et une durée raisonnable de l'acquisition. Les quelques tests réalisés nous ont finalement conduit à retenir un incrément de 10° en θ_i , 5° en θ_r et 10° en Φ .

Nous avons également opté pour une série d'acquisitions à un nombre limité de longueurs d'onde fixes, au détriment d'une expérience unique dont chaque configuration géométrique hériterait d'un spectre entier. Les quelques arguments suivants plaident en faveur de ce choix:

- La réflectance directionnelle-hémisphérique des standards varie lentement avec la longueur d'onde, ce qui permet son interpolation spectrale.
- La durée d'une expérience individuelle à λ constante est considérablement amoindrie, réduisant ainsi les dérives temporelles éventuelles.
- Puisqu'il s'agit d'une séquence d'étalonnage, il y a intérêt à limiter au maximum les changements instrumentaux (filtres, roues, réseaux, ...) parfois responsables, comme nous l'avons vu (*cf* Chap. 5, Sec. II.3.1), de petites fluctuations photométriques.

Le détecteur de référence étant une photodiode sensible à la gamme visible, les campagnes de mesures ont dû être menées avec le détecteur visible entre 450 nm (limite initialement fixée par l'absence d'un filtre éliminant les parasites au sein du monochromateur) et 1100 nm. La méthode analytique développée dans le paragraphe précédent n'interdit toutefois pas une extension au proche infrarouge. L'on pourrait en effet mesurer $V_{i,ref}(\theta_i, S_{ref})$ avec le détecteur de référence dans la visible ($\lambda_{ref} < 1100$ nm) tout en acquérant $V_{r,det}(\theta_i, \theta_r, \Phi, S_{ref}, \omega_{det})$ à $\lambda_{mes} > 1100$ nm. Mais il faudrait alors admettre que la topologie de l'éclaircissement (en fonction de θ_i) est conservée entre $\lambda_{ref} < 1100$ nm et $\lambda_{mes} > 1100$ nm.

En marge de cela, voici deux points qui pourraient compliquer la comparaison des mesures de BRDF entre les gammes visible et infrarouge:

- La gamme des géométries susceptibles d'être couvertes par le bras d'observation du goniomètre diffère en sortie selon que le détecteur visible ou infrarouge est employé⁷, en particulier à faible angle de phase.
- Les réglages des détecteurs visible et infrarouge n'assurent pas forcément une similitude rigoureuse entre les surfaces observées par chacun d'eux (*cf* Chap. 5, Sec. II.2.2).

⁷ Nous avons vu dans le Chapitre 5 que cela provient de leur disposition de part et d'autre du bras d'observation qui rompt la symétrie du système.

♣ Spectralon

La Table 7.4 résume les paramètres ayant présidé aux mesures. Il sera vraisemblablement nécessaire d'en compléter la dimension spectrale, notamment dans l'UV et l'infrarouge, et d'affiner l'échantillonnage en longueur d'onde.

Spectralon: paramètres angulaires et spectraux de mesure										
θ_i	0°	8°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	
θ_r	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°
	50°	55°	60°	65°	70°	75°	80°	83°		
Φ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
	100°	110°	120°	130°	140°	150°	160°	170°	180°	
λ (nm)	450	500	600	700	800	900	1000			

Tab. 7.4: BRDF du Spectralon: paramètres angulaires et spectraux.

♣ Infragold

La BRDF de l'Infragold n'a, pour l'instant, pas été évaluée. Elle pourrait dans un premier temps faire l'objet d'une étude similaire au Spectralon à 1000 nm, de sorte que les longueurs d'onde de mesure et de référence soient semblables. Au-delà, un détecteur de référence adapté est tout de même souhaitable, malgré la possibilité de recalage avec $\lambda_{ref} \leq 1100$ nm si $\lambda > 1100$ nm, comme nous l'avons évoqué ci-dessus.

IV.3.2 Etude de l'éclairage avec le détecteur de référence

Dans la configuration particulière où miroir d'illumination et détecteur sont en regard l'un de l'autre ($\theta_i = 90^\circ$, $\theta_r = -90^\circ$, $\Phi = 0^\circ$, cf Fig. 7.5), une série de diaphragmes intermédiaires a permis d'étudier qualitativement la décroissance de l'éclairage (avec le détecteur de référence). Les résultats pour quelques longueurs d'onde apparaissent dans la Figure 7.16.

Dans la Figure IV.3.2, les $V_{i,ref}$ ont été "normalisés" au centre par rapport au cas où le diamètre du diaphragme est de 5 mm, selon la transformation suivante:

$$V_{i,ref}(90^\circ, S_{dia}) \rightarrow V_{i,ref}(90^\circ, S_{dia}) \cdot \frac{S_{5\text{ mm}}}{S_{dia}} \quad (7.73)$$

Les courbes sont à peu de choses près confondues, ce qui semble prouver la relative constance de l'éclairage dans la zone sondée par le détecteur de référence.

IV.3.3 Intercomparaison des détecteurs de référence et d'observation: rapport $V_{i,ref}(90^\circ, S_{dia}) / V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})$ en fonction de λ pour différents S_{dia}

Le rapport des signaux mesurés par les détecteurs de référence et d'observation (ie $V_{i,ref}(90^\circ, S_{dia}) / V_{i,det}(90^\circ, S_{dia}, \omega_{det})$) a également fait l'objet d'une étude dans la Figure 7.17.

De manière assez surprenante, la Figure 7.17 montre que le rapport $V_{i,ref} / V_{r,det}$ est loin d'être constant en fonction de la longueur d'onde, alors que les détecteurs sont de même nature (deux photodiodes silicium possédant *a priori* la même sensibilité spectrale).

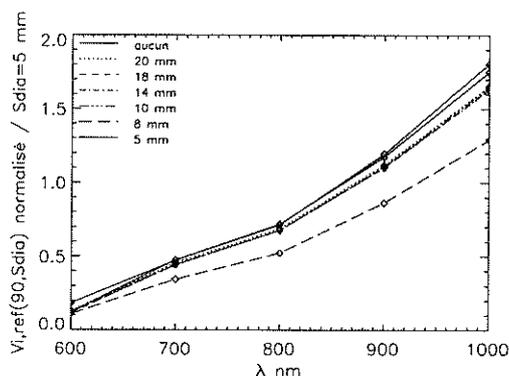


Fig. 7.16: Etude de l'éclairage lorsque des diaphragmes de diamètres variables sont intercalés entre le miroir d'illumination et le détecteur: signal du détecteur de référence $V_{i,ref}(\theta_i, S_{dia})$ en fonction de λ pour différents S_{dia} .

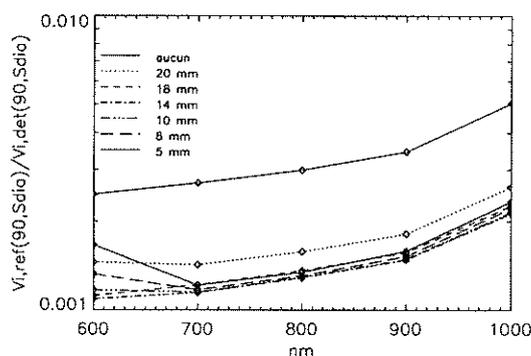


Fig. 7.17: Intercomparaison des détecteurs de référence et d'observation à l'aide des diaphragmes à $\theta_i = 90^\circ$: rapport $V_{i,ref}(90, S_{dia}) / V_{i,det}(90, S_{dia}, \omega_{det})$ en fonction de λ pour différents S_{dia} .

IV.4 Aspect numérique

La phase d'analyse s'appuie sur un code IDL spécifiquement développé et associé à une programme Fortran. Les fluctuations temporelles du système est sont corrigées par la méthode d'interpolation relatée dans le Paragraphe III.1.3.

IV.4.1 Etape préliminaire si $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i, x, y)$

Les signaux du détecteur d'observation doivent être corrigés de l'inhomogénéité de l'éclairage. Numériquement, l'Equation 7.69 se résoud en décomposant la cartographie de l'éclairage de la surface sur une grille de discrétisation régulière puis en intégrant le flux intercepté par la tache d'observation (*cf* Fig. 7.18(a) et 7.18(b)). La finesse du quadrillage est fixée par l'erreur commise sur l'aire "numérique" de cette dernière rapportée à son aire réelle. Les simulations résumées par la Figure 7.18(c) suggèrent, pour une erreur inférieure à 0.2 %, une grille de 500×500 pixels au minimum, qui, conjuguée à un nombre élevé de géométries, peut rendre rapidement prohibitif le temps de calcul requis.

Avec l'hypothèse 14, la cartographie est insensible aux variations de courbure de la fibre et donc indépendante de θ_i , ce qui permet de tabuler en fonction de θ_i , θ_r et Φ les valeurs de $Intf_{i\perp}$ projetée et restreinte à la tache d'observation.

IV.4.2 Rééchantillonnage angulaire des mesures

La validité des BRDFs obtenues est conditionnée par la précision du calcul de \mathbb{A}^{SDR} définie dans les Equations 7.66 ($E \equiv E(\theta_i)$) et 7.67 ($E \equiv E(\theta_i, x, y)$). En pratique, cette quantité est obtenue à partir d'un jeu de mesures discrètes qui doit être intégrée le plus précisément possible sur tout l'hémisphère après deux opérations:

- *Interpolation* de $V_{r,det}^{SDR}$ sur une grille angulaire affinée.
- *Extrapolation* de $V_{r,det}^{SDR}$ aux angles d'observation extrêmes auxquels aucune mesure n'est réalisable.

♣ Elimination des mesures biaisées ou non conformes

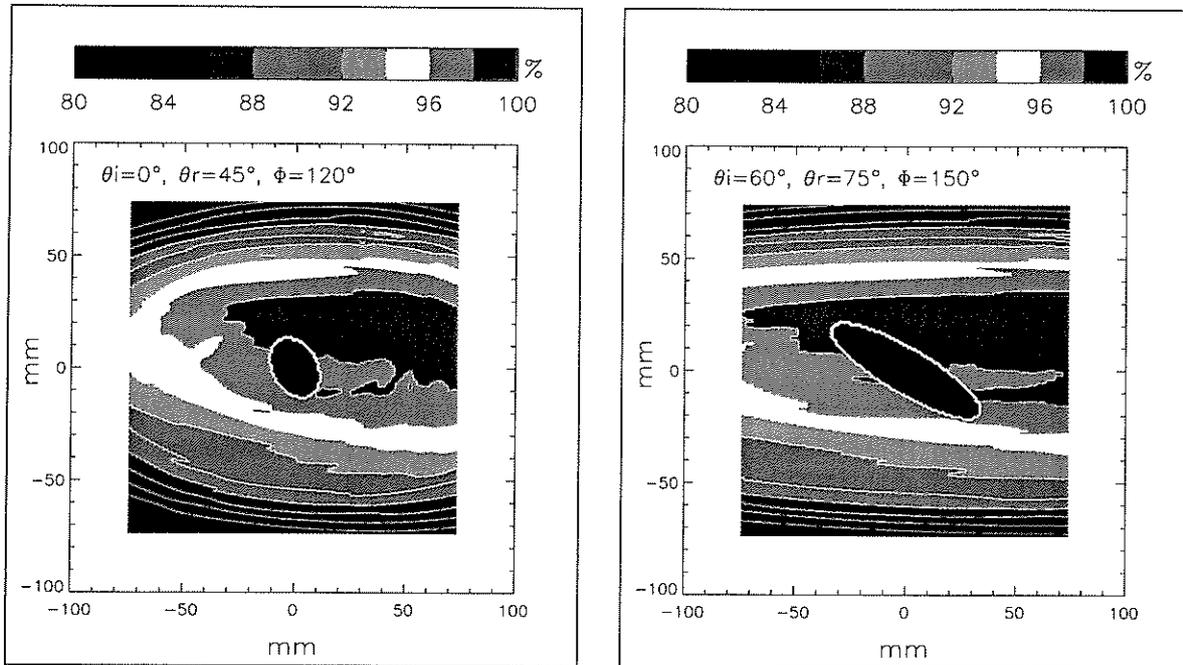
Seules les mesures valides peuvent participer au calcul de l'intégrale hémisphérique \mathbb{A}^{SDR} . Au préalable, il faut donc éliminer celles dont la légitimité est remise en cause par:

- *Un biais photométrique* consécutif à une troncature du faisceau d'éclairement "utile" par l'un des détecteurs pour certaines configurations géométriques (faible angle de phase) et, éventuellement, à l'ombre portée sur la tache d'observation. Le logiciel de pilotage permet certes de choisir un angle minimum entre le bras d'éclairement et le bras d'observation (angle noté g_{bras} qui, rappelons-le, correspond à l'angle de phase à $\pm 5^\circ$ près), mais l'optimisation des géométries couvertes et l'élimination de certaines configurations litigieuses ne peuvent être traitées d'une manière aussi simple.
- *Une défaillance technique impromptue* qui, au cours du scan, peut conférer à la mesure une valeur farfelue, généralement nulle. Ceci est fréquemment dû à une suspension temporaire de la communication sur le bus GPIB.

La Figure 7.19 visualise en coordonnées sphériques la distribution angulaire des points de mesures avant et après une élimination des petits angles de phase, prenant en compte l'ombre des deux détecteurs, pour un éclairage au nadir.

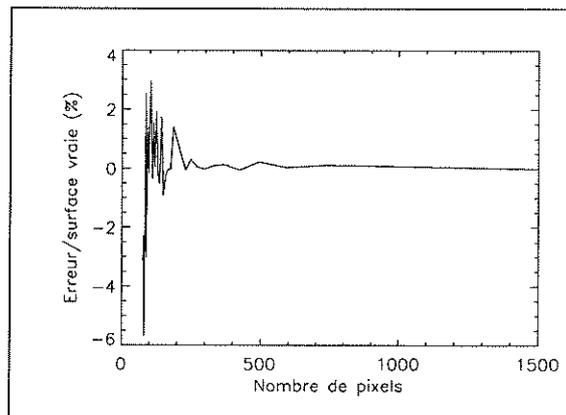
♣ Redéfinition et interpolation de la grille

Au cours des expériences, les déplacements sont effectués par le goniomètre selon un pas angulaire de 5° en θ_r et de 10° en Φ . Afin de savoir si un tel échantillonnage est suffisant, nous pouvons comparer le volume "numérique" du demi-hémisphère définis par des points de mesures tous égaux à 1 et projetés (selon les définitions de $\mathbb{A}^{SDR}(\theta_i)$ et $\mathbb{A}^{SDR}(\theta_i, x, y)$) au volume "analytique" correspondant (π). Avec ces échantillonnages angulaires, la Table 7.5 dévoile une erreur commise de l'ordre de 0.7 %, ramenée à 0.25 % puis à 0.04 % en les réduisant successivement à $\Delta\theta_r = \Delta\Phi = 5^\circ$ et $\Delta\theta_r = \Delta\Phi = 2^\circ$. Il semble donc judicieux de procéder à une interpolation fine des mesures avant intégration, même si celle-ci se fonde de prime abord sur des considérations mathématiques et non



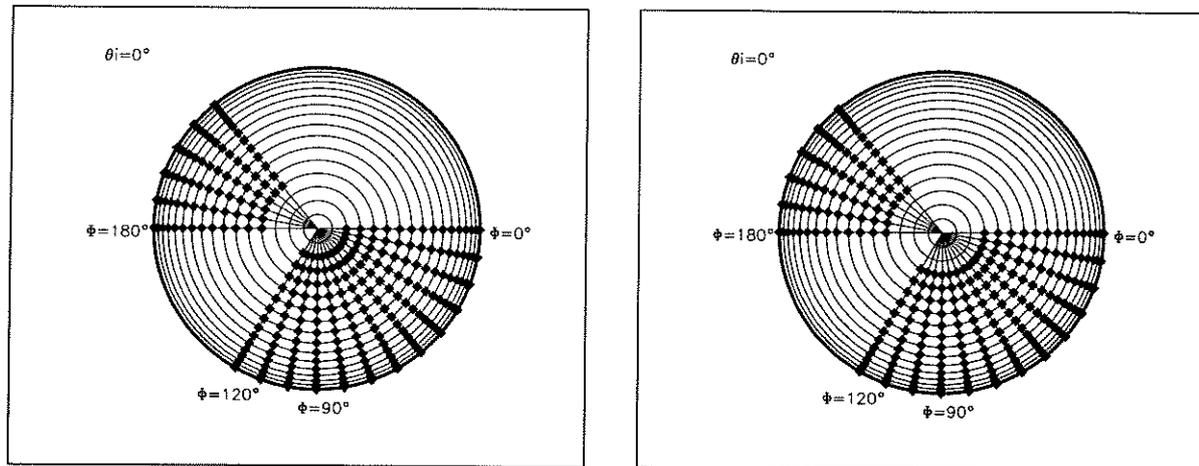
(a) Eclairage relatif au nadir, normalisé au maximum, intercepté par l'ellipse d'observation.

(b) Eclairage relatif incliné de 60° intercepté par l'ellipse d'observation.



(c) Erreur commise sur la surface de l'ellipse d'observation "numérisée" par un ensemble de pixels par rapport à sa surface réelle en fonction du nombre de pixels suivant les axes x et y de la cartographie d'éclairage (environ 150×150 mm).

Fig. 7.18: Figures caractéristiques du cas $E \equiv E(\theta_i, x, y)$ visualisant la prise en compte de l'inhomogénéité de l'éclairage et l'erreur associée à la finesse de sa discrétisation.



(a) Localisation des points de mesure initiaux. La dissymétrie de leur distribution est due au décalage de 5° du détecteur par rapport au bras d'observation.

(b) Localisation des points de mesure conservés après filtrage des valeurs litigieuses à faible angle de phase (ici $g_{bras} \geq 14.5^\circ$). Les points dont l'azimut est compris entre 0° et 120° ont été éliminés si $g_{bras} \leq 14.5^\circ$.

Fig. 7.19: Exemple de visualisation en coordonnées sphériques des points de mesure. Le demi-hémisphère de mesures est vu de dessus et l'éclairage incident ($\theta_i = 0^\circ$), au nadir, est donc perpendiculaire au plan de la feuille. Les angles d'observation θ_r , Φ sont représentés par des cercles concentriques espacés de 5° projetés sur le plan de la feuille, le cercle externe correspondant à $\theta_r = 90^\circ$. Noter que les deux figures montrent les azimuts Φ tels qu'ils sont réellement balayés par le détecteur, avec notamment le découplage des zones $120^\circ < \Phi \leq 180^\circ$ et $0^\circ \leq \Phi \leq 120^\circ$ (cf Chap. C, cf Tab. C.2).

$\Delta\theta_r$	$\Delta\Phi$	Volume	Volume numérique	Erreur
5°	10°	π	3.11960	0.7 %
5°	5°	π	3.13362	0.25 %
2°	2°	π	3.14032	0.04 %

Tab. 7.5: Erreur commise sur le calcul du volume "projeté" d'un hémisphère en fonction du pas de la discrétisation angulaire.

physiques. Cependant, le Spectralon revêt un comportement photométrique relativement régulier susceptible de justifier une telle démarche.

L'interpolation en coordonnées sphériques relève d'un programme Fortran développé par le Centre de Recherches Climatiques de l'Université de Delaware et disponible sur le site <ftp://climate.geog.udel.edu/pub/software/spheremap/>. D'après ses auteurs, ce programme évite les erreurs qu'occasionnent les projections classiques en coordonnées cartésiennes. En effet, à petite échelle spatiale, la projection des points sis à la surface d'une sphère sur un espace cartésien à deux dimensions ne préserve pas les distances et les directions initiales.

A l'avenir, il serait toutefois intéressant pour l'équipe de développer un code spécifique à ce genre d'opération. Les méthodes mathématiques décrites dans la thèse de [Noe, 1999] pourraient à cet égard s'avérer fructueuses.

♣ Extrapolation à grand angle d'observation

L'extrapolation aux angles extrêmes ($\theta_r \geq 84^\circ$) pour lesquels aucune mesure de $V_{r,det}^{SDR}$ n'est réalisable (S_r est plus grande que $S_i!$), est problématique. Elle suppose en théorie le choix, au minimum, d'une valeur limite d'extrapolation à $\theta_r = 90^\circ$, voire d'une fonction d'extrapolation. Examinons les positions adoptées par quelques auteurs.

- [Meister, 1996] détermine $V_{r,det}^{SDR}$ à $\theta_r = 90^\circ$ à partir d'une extrapolation linéaire de ses mesures de BRDF à $\theta_r = 75^\circ$ et lui adjuge simplement une incertitude σ_{90° supérieure à σ_{75° . Mais il note à juste titre que l'extrapolation devient particulièrement hasardeuse aux grandes valeurs de θ_r et θ_i pour $\Phi = 180^\circ$, c'est à dire lorsque la diffusion vers l'avant commence définitivement à invalider l'hypothèse de comportement lambertien du Spectralon.
- [Oehler, 1996] exprime tout d'abord ses mesures en fonction d'une "indicatrice", c'est à dire une mesure réalisée à une géométrie pour laquelle la réflectance absolue est connue (la valeur de cette dernière provient en fait d'une étude préalable de [Weidner and Hsia, 1981]). Il inverse ensuite la fonction photométrique de Hapke sur un jeu de géométries donné puis réévalue, à l'aide des paramètres w et ξ déduits, la BRDF aux grands angles.

Avant d'entamer une procédure d'extrapolation, il semblait tout de même prudent de vérifier le comportement du Spectralon en émergence proche de l'horizontale. L'utilisation de diaphragmes en entrée du détecteur visible s'est avérée utile pour améliorer la résolution angulaire des mesures de $V_{r,det}^{SDR}$ ⁸ et ainsi atténuer la contribution du rayonnement parvenant au détecteur selon des angles "extrêmes" dans le cône d'observation. En d'autres termes, à θ_r fixé, le diaphragme permet de sélectionner un faisceau conique de largeur réduite (ω_{det}) et d'estomper l'effet de "lissage" du signal. La Figure 7.20 présente, en fonction de θ_r et pour deux éclairagements ($\theta_i = 0^\circ, 70^\circ$) le signal $V_{r,det}^{SDR}$ réfléchi par le Spectralon. L'inhomogénéité du faisceau d'illumination est prise en compte de manière à ne conserver que les "tendances" du Spectralon.

Une taille réduite du diaphragme est apparemment responsable de mesures plus "chaotiques" et plus bruitées, le signal étant plus faible, bien qu'elle ne mette pas de modification notable en évidence. Mais le fait que le diaphragme rogne l'angle solide d'observation ne fait que supprimer des contributions dont la moyenne est peut-être proche de la contribution associée au θ_r "central", surtout lorsque la variation de $V_{r,det}^{SDR}$ est quasiment linéaire (A titre d'exemple, sur la Figure 7.20(c), la moyenne de $V_{r,det}^{SDR}(\theta_r = -84^\circ)$ et $V_{r,det}^{SDR}(\theta_r = -82^\circ)$ est voisine de $V_{r,det}^{SDR}(\theta_r = -83^\circ)$). On peut cependant noter que lorsque la variation de $V_{r,det}^{SDR}$ s'accroît, les mesures avec les petits diaphragmes sont supérieures à celle qui en sont dépourvues, ce qui est tout à fait logique (cf Fig. 7.20(a) et 7.20(b)).

A $\theta_i = 0^\circ$, les graphes attestent d'une décroissance de la réflectance s'accroissant progressivement, pour les angles supérieurs à 80° en valeur absolue. Une extrapolation par un polynôme du second degré au minimum semble indispensable. A $\theta_i = 70^\circ$, nous sommes confrontés à la conjoncture extrême de forte diffusion vers l'avant du Spectralon (cf Fig. 7.20(c)) pour laquelle $V_{r,det}^{SDR}$ augmente de façon presque linéaire lorsque θ_r

8. Avec le diaphragme, la surface visée est la même mais l'angle solide d'observation est réduit et la résolution angulaire habituelle, de 2° sans diaphragme, s'affine.

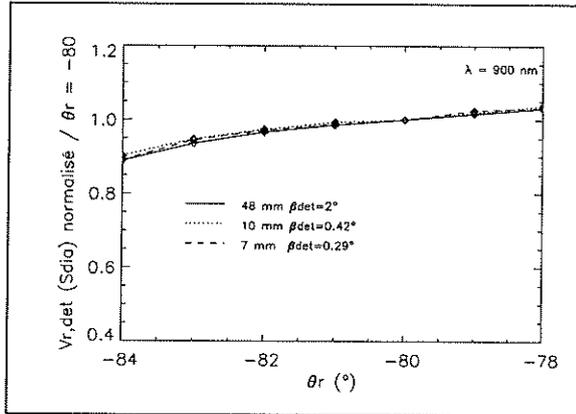
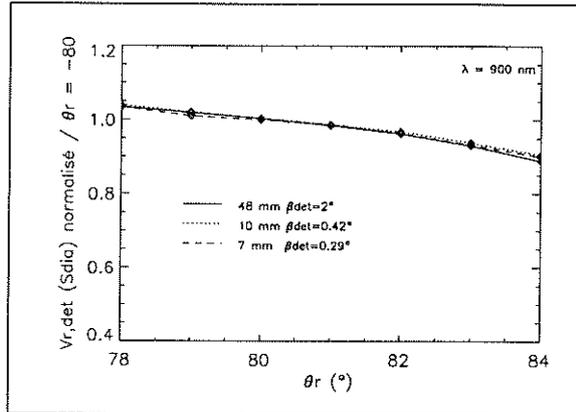
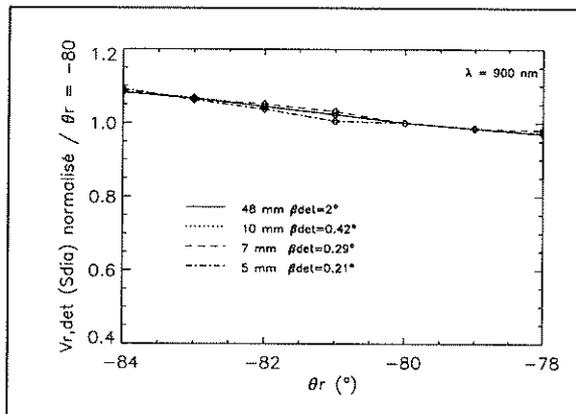
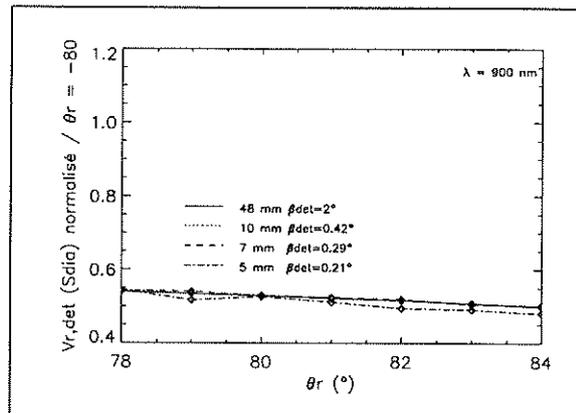
(a) Angle d'observation négatif ($\theta_i = 0^\circ$).(b) Angle d'observation positif ($\theta_i = 0^\circ$).(c) Angle d'observation négatif, diffusion "vers l'avant" ($\theta_i = 70^\circ$).(d) Angle d'observation positif, diffusion "vers l'arrière" ($\theta_i = 70^\circ$).

Fig. 7.20: Tracé du signal $V_{r,det}^{SDR}$ réfléchi par le Spectralon à grand angle d'observation (proche de l'horizontale), pour un éclairage au nadir et incliné de 70° . Pour chaque diaphragme, les données sont normalisées par rapport à la mesure effectuée à $\theta_r = -80^\circ$ (que θ_r soit négatif ou positif). La correction de l'inhomogénéité de l'éclairage a également été faite pour bien isoler les effets imputables au Spectralon. Les angles β_{det} sont donnés approximativement pour chaque diaphragme. La valeur 48 mm signifie qu'aucun diaphragme n'est utilisé et correspond au diamètre de l'optique.

approche de -84° . Dans la direction de rétrodiffusion, nous retrouvons une décroissance pratiquement linéaire de $V_{r,det}^{SDR}$ quand θ_r tend vers 84° . Au vu des tests effectués, une extrapolation linéaire paraît aussi bien adaptée, vers l'avant comme vers l'arrière.

Afin de n'appliquer qu'un type d'extrapolation par jeu de mesures, deux études ont été conduites en parallèle, avec une extrapolation soit par une fonction affine, soit par ajustement d'un polynôme du second degré de $V_{r,det}^{SDR}$ jusqu'à $|\theta_r| = 90^\circ$. D'autres techniques plus sophistiquées sont bien entendu envisageables, voire indispensables. Celle de [Oehler, 1996], discutée plus haut, est *a priori* séduisante, mais une simple comparaison visuelle entre mesures et données synthétiques suffit à convaincre du caractère tout aussi approximatif de cette méthode.

IV.4.3 Recalage de la BRDF à $\theta_i = 8^\circ$

♣ Intégration et normalisation des mesures bidirectionnelles

Une fois interpolés, les signaux $V_{r,det}$ normalisés par l'éclairement aboutissent à l'obtention de l'intégrale hémisphérique $A^{SDR}(\theta_i)$, quantité elle-même corrigée par le cosinus de l'angle d'incidence (se reporter par exemple à l'Equation 7.67 représentative du cas $E \equiv E(\theta_i, x, y)$).

♣ Facteur d'échelle K_R

Connaissant la réflectance directionnelle-hémisphérique à $\theta_i = 8^\circ$ étalonnée par Labsphere, les Equations 7.66 ou 7.67 nous permettent alors de préciser la constante de recalage K_R en fonction de λ (cf Eq. 7.71), sans avoir besoin de connaître individuellement les termes dont elle résulte et que renferme l'Equation 7.47.

♣ Obtention de la BRDF

A l'aide de K_R , la BRDF pour tout angle d'incidence θ_i est finalement déduite au moyen des Equations 7.46 ($E \equiv E(\theta_i)$) ou 7.56 ($E \equiv E(\theta_i, x, y)$).

IV.5 BRDF du Spectralon

Dans ce paragraphe, les signaux $V_{r,det}$ aux angles extrêmes découlent d'une extrapolation soit linéaire soit polynômiale du 2nd degré. Les éventuelles dérives temporelles, faibles, n'excèdent pas 0.1% lors d'une séquence à éclairement fixé.

IV.5.1 L'extrapolation des mesures

A titre d'exemple, l'extrapolation linéaire de $V_{r,det}^{SDR}$ est superposée aux signaux réellement acquis jusqu'à 83° dans la Figure 7.21. Les valeurs de $V_{r,det}^{SDR}$, normalisées par commodité par rapport au maximum des mesures non interpolées visualisées dans chaque figure, ne sont pas corrigées de l'inhomogénéité de l'éclairement.

Ces deux graphes, tout comme ceux associés à d'autres longueurs d'onde, semblent satisfaisants et ne remettent *a priori* pas la méthode en cause.

Comparons à présent les deux extrapolations linéaire et polynômiale sur le même jeu de mesures initiales, corrigé de l'inhomogénéité de l'illumination cette fois-ci⁹. Les points issus de l'extrapolation polynômiale accentuent la tendance véhiculée par ceux sur lesquels se fonde l'extrapolation. C'est pourquoi ces points "plongent" beaucoup plus vite si la réflectance décroît aux angles d'observation rasants, ce qui est le cas général (cf Fig. 7.22(a) et 7.22(c)), sauf en contexte de diffusion vers l'avant (cf Fig. 7.22(b)). Génératrice de valeurs moins "extrêmes", *l'extrapolation linéaire semble par conséquent préférable*.

9. Tout simplement parce que l'extrapolation polynômiale des données non corrigées n'a été conservée que pour une interpolation plus fine de la grille angulaire (2°).

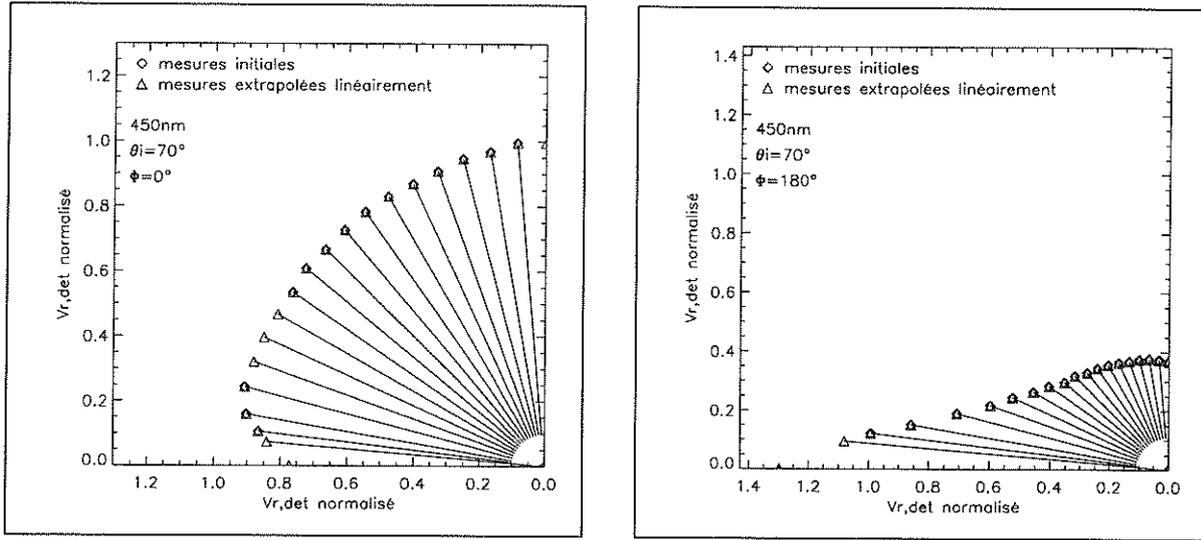
(a) $\theta_i = 70^\circ$, $\lambda = 450$ nm: diffusion "arrière".(b) $\theta_i = 70^\circ$, $\lambda = 450$ nm: diffusion "avant".

Fig. 7.21: Graphe en coordonnées polaires de $V_{r,det}^{SDR}$. Les points de mesures associés aux différents θ_r sont reliés à l'origine par un vecteur dont la longueur correspond à $V_{r,det}^{SDR}$. Ici, $V_{r,det}^{SDR}$ est en fait normalisé par rapport au maximum des mesures non interpolées visualisées dans chaque figure et n'est pas corrigé de l'inhomogénéité de l'éclairage. Les mesures effectuées sont accompagnées de leur équivalent issu d'une extrapolation linéaire à $\theta_r = 85^\circ$ et $\theta_r = 90^\circ$ (pour cet angle, la mesure est sur l'axe des abscisses). Pour $\Phi = 0^\circ$, les valeurs $65^\circ \leq \theta_r \leq 75^\circ$ sont interpolées.

IV.5.2 $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i)$

Cette situation simplifiée est traitée afin d'évaluer l'impact de l'inhomogénéité sur la réflectance directionnelle-hémisphérique $R_{dh}^{SDR}(\theta_i)$ et sur la BRDF $R^{SDR}(\theta_i, \theta_r, \Phi)$. Les tendances affichées par la BRDF ne seront pas visualisées ici. Nous le ferons seulement après avoir pris en compte l'inhomogénéité de l'éclairage.

♣ Réflectance directionnelle-hémisphérique R_{dh}^{SDR}

La Table 7.6 (extrapolation linéaire) présente, à $\theta_i = 8^\circ$ et pour chaque longueur d'onde de mesure, la réflectance directionnelle -hémisphérique R_{dh}^{SDR} fournie par l'étalonnage de Labsphere et la constante de recalage K_R qui s'en déduit. Pour les autres angles d'illumination θ_i , les valeurs de R_{dh}^{SDR} déterminées par rapport à la valeur à $\theta_i = 8^\circ$ (cf Eq. 7.67 et 7.71) sont également indiquées. Nous discuterons de son évolution spectrale et angulaire après avoir examiné la correction d'inhomogénéité.

IV.5.3 $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\theta_i, x, y)$

Les signaux ont ici bénéficié d'une correction de l'inhomogénéité de l'illumination par discrétisation de celle-ci selon une mosaïque de 593×593 pixels, dimension *a priori* suffisante pour réduire l'erreur à moins de 0.1% d'après la Figure 7.18(c). Cette mosaïque correspondant à environ 150×150 mm a été étendue par extrapolation linéaire à 657×657 pixels de manière à lui conférer une taille supérieure à la longueur maximale atteinte par

Extrapolation linéaire: inhomogénéité de $E(\theta_i, x, y)$ non corrigée							
K_R et R_{dh} à $\theta_i = 8^\circ$							
λ	450 nm	500 nm	600 nm	700 nm	800 nm	900 nm	1000 nm
K_R	0.407	0.448	0.530	0.605	0.673	0.779	1.133
R_{dh}	0.984	0.985	0.986	0.986	0.985	0.986	0.985
R_{dh} à $\theta_i \neq 8^\circ$							
λ	450 nm	500 nm	600 nm	700 nm	800 nm	900 nm	1000 nm
$\theta_i = 0^\circ$	0.978	0.981	0.980	0.981	0.980	0.981	0.981
$\theta_i = 10^\circ$	0.985	0.985	0.986	0.986	0.985	0.986	0.984
$\theta_i = 20^\circ$	0.987	0.987	0.988	0.986	?	0.986	0.984
$\theta_i = 30^\circ$	0.990	0.989	0.990	0.988	0.987	0.987	0.985
$\theta_i = 40^\circ$	0.993	0.993	0.993	0.991	0.989	0.993	0.986
$\theta_i = 50^\circ$	0.996	0.997	0.998	0.994	0.992	0.992	0.988
$\theta_i = 60^\circ$	1.004	1.009	1.011	1.003	0.999	0.998	0.995
$\theta_i = 70^\circ$	1.003	1.013	1.018	1.005	1.001	1.000	0.997

Extrapolation linéaire: inhomogénéité de $E(\theta_i, x, y)$ corrigée							
K_R et R_{dh} à $\theta_i = 8^\circ$							
λ	450 nm	500 nm	600 nm	700 nm	800 nm	900 nm	1000 nm
K_R	0.406	0.447	0.529	0.604	0.672	0.778	1.131
R_{dh}	0.984	0.985	0.986	0.986	0.985	0.986	0.985
R_{dh} à $\theta_i \neq 8^\circ$							
λ	450 nm	500 nm	600 nm	700 nm	800 nm	900 nm	1000 nm
$\theta_i = 0^\circ$	0.978	0.981	0.980	0.981	0.980	0.981	0.981
$\theta_i = 10^\circ$	0.985	0.985	0.986	0.986	0.985	0.986	0.984
$\theta_i = 20^\circ$	0.987	0.986	0.988	0.986	?	0.986	0.984
$\theta_i = 30^\circ$	0.990	0.989	0.990	0.988	0.987	0.987	0.985
$\theta_i = 40^\circ$	0.992	0.993	0.993	0.990	0.988	0.988	0.985
$\theta_i = 50^\circ$	0.995	0.996	0.997	0.993	0.991	0.991	0.987
$\theta_i = 60^\circ$	1.002	1.007	1.010	1.001	0.998	0.997	0.993
$\theta_i = 70^\circ$	1.001	1.011	1.016	1.003	0.999	0.998	0.995

Tab. 7.6: Extrapolation linéaire: constante de recalage K_R et réflectance directionnelle-hémisphérique R_{dh} du Spectralon avec et sans correction de l'inhomogénéité spatiale du faisceau d'éclairage. Un problème de convergence est survenu pour $\theta_i = 20^\circ$ et $\lambda = 800$ nm. Les valeurs de ce tableau ont été tronquées à 3 chiffres significatifs, mais les calculs et pourcentages présentés dans le texte en considèrent davantage (4).

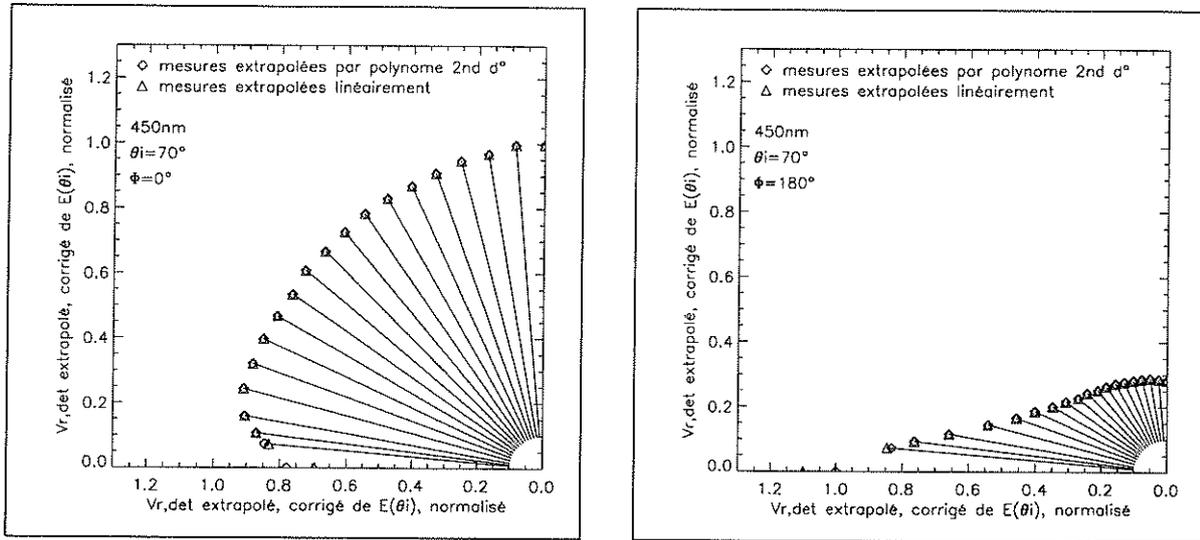
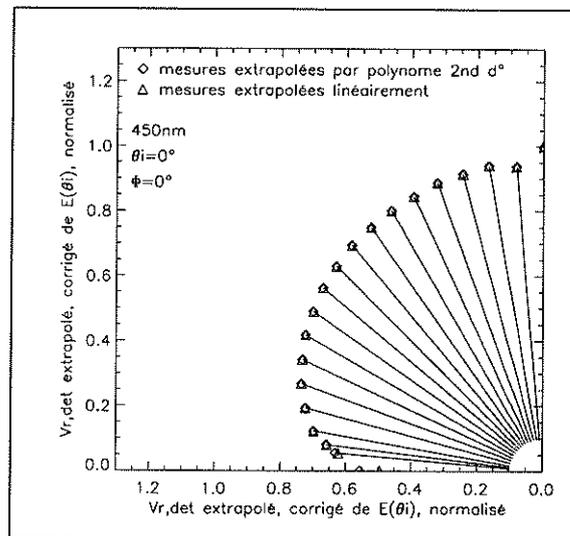
(a) $\theta_i = 70^\circ$, $\lambda = 450\text{ nm}$: diffusion "arrière".(b) $\theta_i = 70^\circ$, $\lambda = 450\text{ nm}$: diffusion "avant".(c) $\theta_i = 0^\circ$, $\lambda = 450\text{ nm}$.

Fig. 7.22: Comparaison des extrapolations linéaire et polynômiale des mesures de $V_{r,det}^{SDR}$, avec correction de l'inhomogénéité de l'éclairage. Les points à considérer sont ceux qui correspondent aux angles d'observation rasants, à savoir $\theta_r = 85^\circ$ (couples de points les plus proches de l'axe des abscisses) et $\theta_r = 90^\circ$ (points peu discernables sur l'axe des abscisses).

le grand axe de l'ellipse d'observation (environ 164 mm pour $\theta_r = 83^\circ$).

♣ Tendances affichées par la BRDF

Les Figures 7.24 et 7.23 dispensent des coupes de la BRDF, à 500 nm et 1000 nm, dans le plan principal. La Figure 7.25 concerne le plan d'azimut 90° perpendiculaire au plan principal. La BRDF diffère surtout des calculs précédents, sans correction de l'inhomogénéité de l'éclairage.

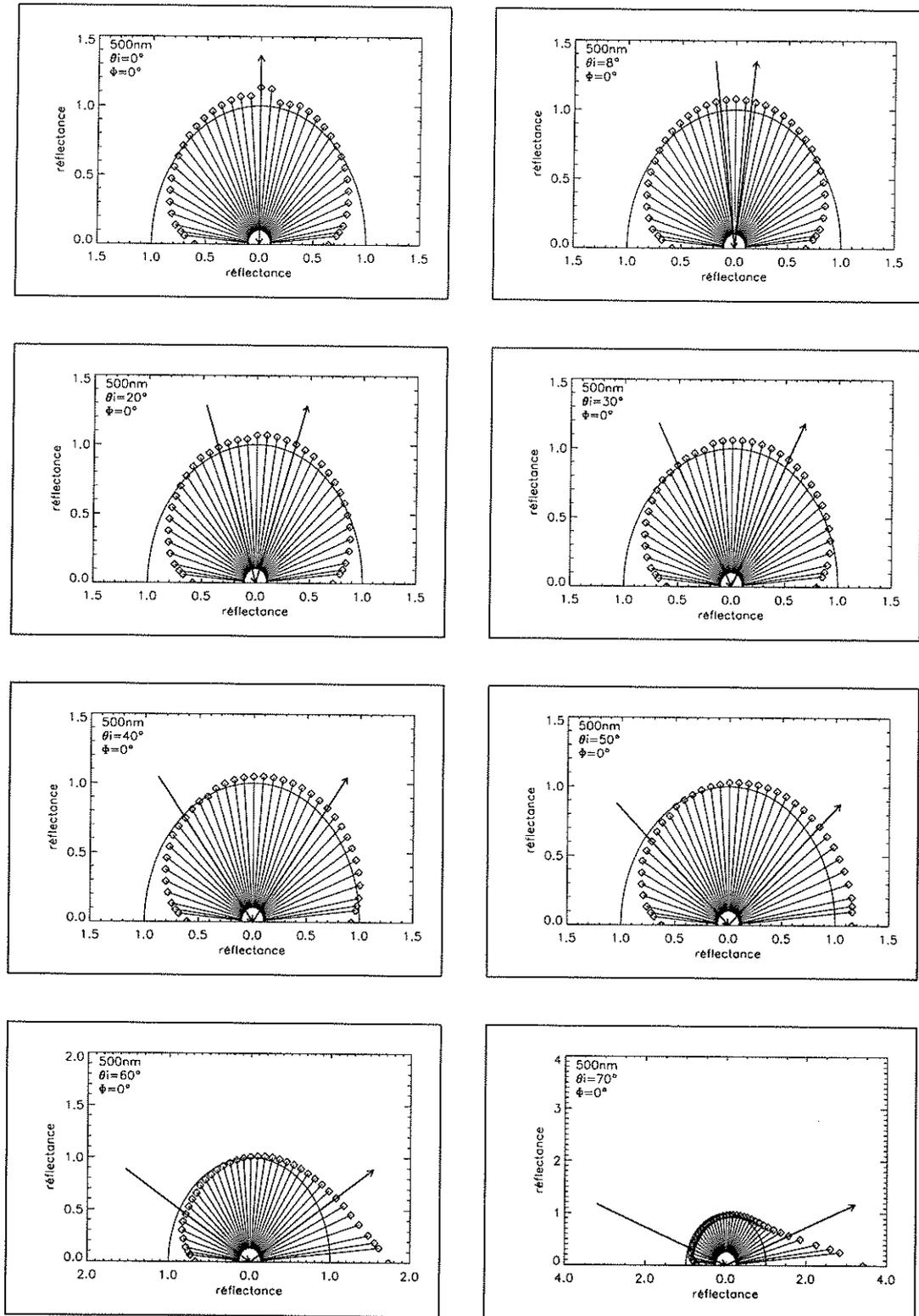


Fig. 7.23: BRDF en coordonnées polaires du Spectralon à 500 nm avec correction de l'inhomogénéité et extrapolation linéaire dans le plan principal. Sont également représentées les directions de l'éclairage et de la réflexion spéculaire ainsi qu'un cercle de rayon 1 symbolisant la BRDF d'une surface parfaitement lambertienne (SPL). Noter que les échelles sont différentes pour $\theta_i = 60^\circ$ et $\theta_i = 70^\circ$

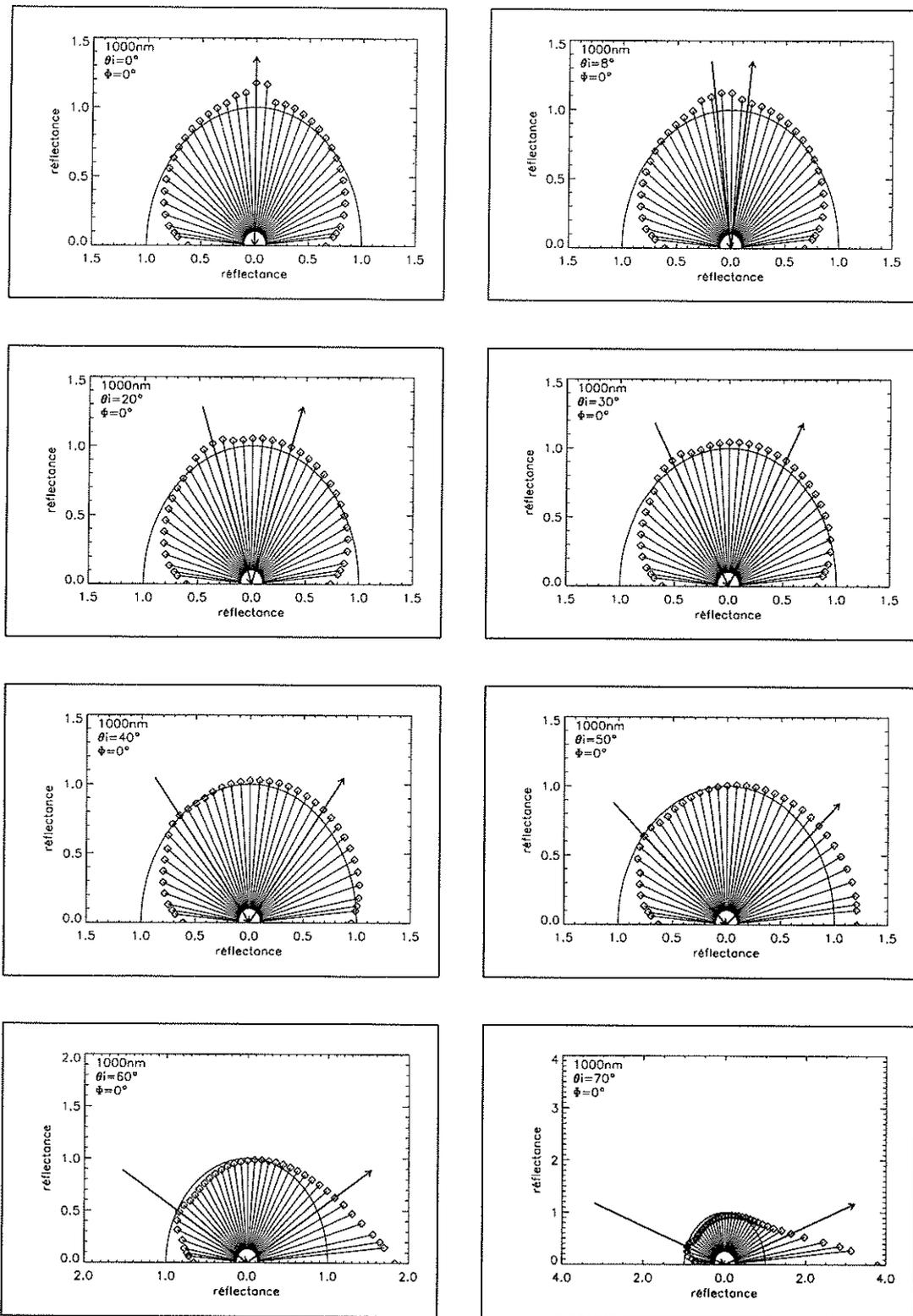


Fig. 7.24: BRDF en coordonnées polaires du Spectralon à 1000 nm avec correction de l'inhomogénéité et extrapolation linéaire, dans le plan principal. Noter que les échelles sont différentes pour $\theta_i = 60^\circ$ et $\theta_i = 70^\circ$.

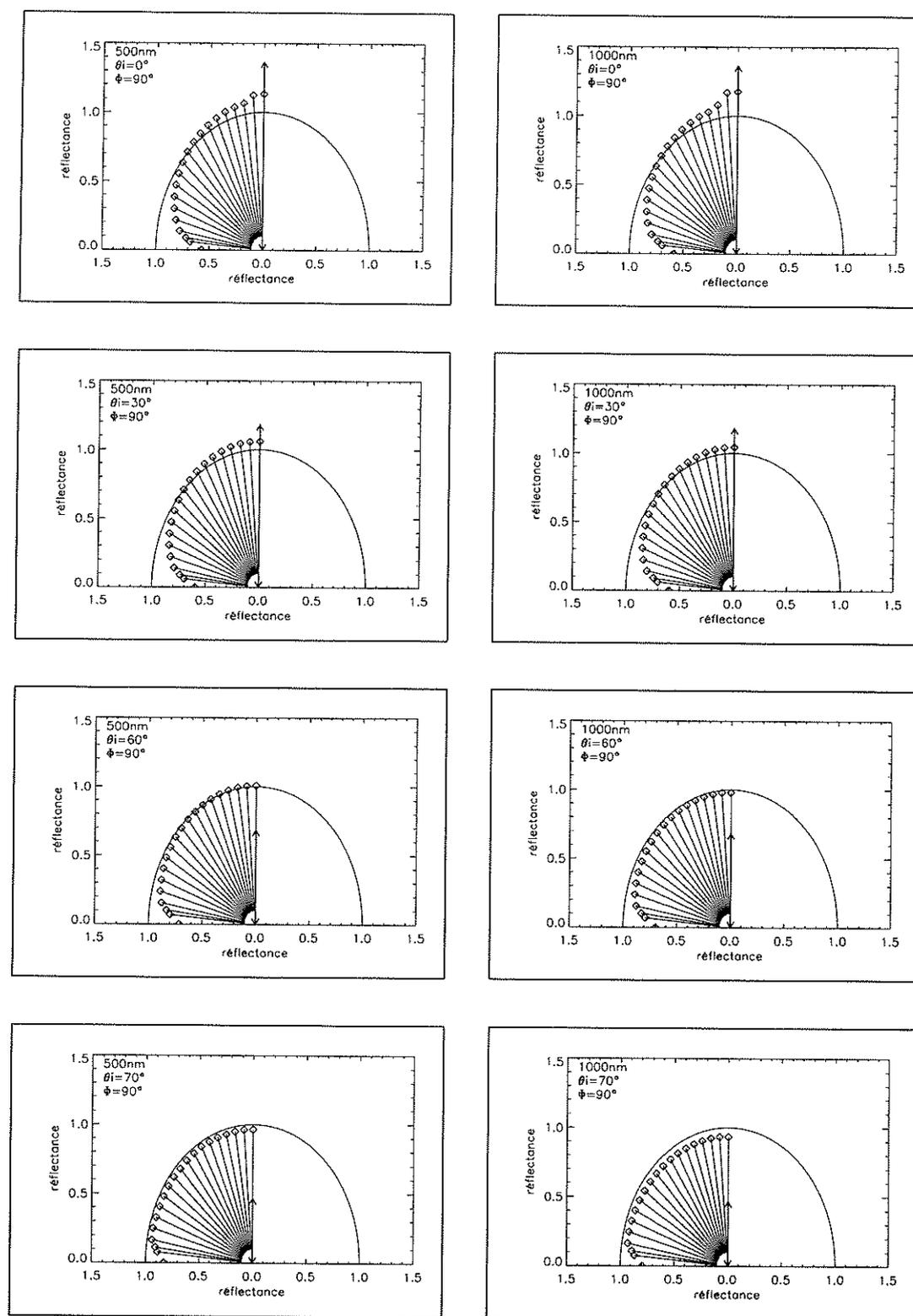


Fig. 7.25: BRDF en coordonnées polaires du Spectralon à 500 et 1000 nm, avec correction de l'inhomogénéité et extrapolation linéaire, dans le plan d'azimut 90° perpendiculaire au plan principal. Les valeurs sont symétriques par rapport à ce dernier. Les flèches symbolisant l'éclairage et la direction spéculaire, incluses dans le plan principal, sont ici confondues et apparaissent verticales. Leurs longueurs variables résultent simplement de la projection en $\cos \theta_i$.

généité, pour les angles d'observation extrêmes lorsque la tache d'observation intercepte une zone de l'éclairage caractérisée par de fortes variations d'homogénéité (c'est à dire plutôt en dehors du plan principal si l'illumination est inclinée). Nous reviendrons sur ce point. Aucun changement radical n'est à signaler par ailleurs.

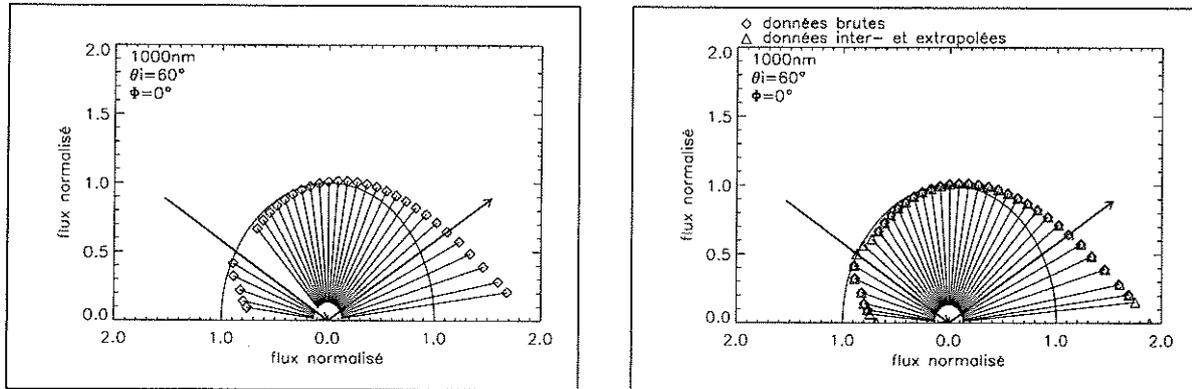
- La BRDF du Spectralon demeure relativement isotrope tant que $\theta_i \leq 30^\circ$. Elle endosse des valeurs voisines de 1 tant que θ_r ne s'éloigne pas de plus de 60° du nadir, avec des valeurs atteignant 1.1 au nadir ($\theta_r = 0^\circ$). Au-delà, elle chute drastiquement, avec une courbure prononcée, vers une valeur comprise entre 0.6 et 0.8 à $\theta_r = 90^\circ$.
- Pour $\theta_i = 40^\circ, 50^\circ$, la BRDF du standard conserve une silhouette assez similaire (la réflectance à grand angle d'observation diminue), mais elle accuse, particulièrement à $\theta_i = 50^\circ$, une dissymétrie qui s'appréhende surtout dans le plan principal. La diffusion vers l'avant devient prédominante.
- Pour $\theta_i = 60^\circ, 70^\circ$, la rupture entre diffusions "arrière" et "avant" est consommée, cette dernière révélant des valeurs de réflectance proches de 4 (après extrapolation) lorsque $\theta_r \rightarrow 90^\circ$ (si $\theta_i = 70^\circ$). Le comportement en diffusion latérale ($\Phi = 90^\circ$) est par contre assez proche du lambertien et même nettement amélioré par rapport à ce qu'il est aux petits angles d'incidence (cf Fig. 7.25).
- Un "renflement" apparaît dans la direction de l'opposition à petit angle de phase, d'amplitude variable en fonction de θ_i et de la longueur d'onde (observé quel que soit θ_i à 1000 nm et seulement si $\theta_i = 0^\circ$ à 500 nm, par exemple). Soulignons tout de même que cette excroissance s'inscrit dans un domaine angulaire d'interpolation car aucune mesure n'est possible en deça de $g = 5^\circ$. C'est pourquoi sa forme et son amplitude doivent être interprétées avec précaution et sont très certainement erronées. Ceci dit, les mesures dont nous disposons à petit angle de phase semblent indiquer l'existence d'un léger effet d'opposition (cf Fig. 7.26).
- Aucun pic spéculaire n'a été remarqué, quel que soit l'angle d'incidence. Soit il est effectivement absent, soit il est moyenné sur l'angle solide du détecteur du fait de son étroitesse (inférieure à 1°).

Mis à part l'effet d'opposition, aucune tendance marquée ne se signale avec la longueur d'onde, si ce n'est une diffusion vers l'avant légèrement plus prononcée à 1000 nm qu'à 500 nm.

♣ Réflectance directionnelle-hémisphérique R_{dh}

La Table 7.6 (extrapolation linéaire) communique, à $\theta_i = 8^\circ$ et pour chaque longueur d'onde, la nouvelle constante de recalage K_R et la réflectance directionnelle-hémisphérique R_{dh}^{SDR} que donne le constructeur. Comme précédemment, R_{dh}^{SDR} est aussi indiquée pour les autres angles d'illumination.

K_R augmente avec la longueur d'onde. Si nous revenons à la définition de cette quantité (cf Eq. 7.47), nous constatons qu'elle est proportionnelle au rapport $\frac{V_{i,ref}}{V_{i,det}}$ mesurable à $\theta_i = 90^\circ$. Or, nous avons effectivement remarqué la variabilité spectrale de ce rapport dans la Figure 7.17!



(a) Présentation des mesures brutes à $\theta_i = 60^\circ$ et $\lambda = 1000$ nm.

(b) Présentation des mesures brutes et des mesures brutes interpolées à $\theta_i = 60^\circ$, $\lambda = 1000$ nm.

Fig. 7.26: Comparaison entre mesures brutes et mesures interpolées: l'interpolation génère un pic de rétrodiffusion important.

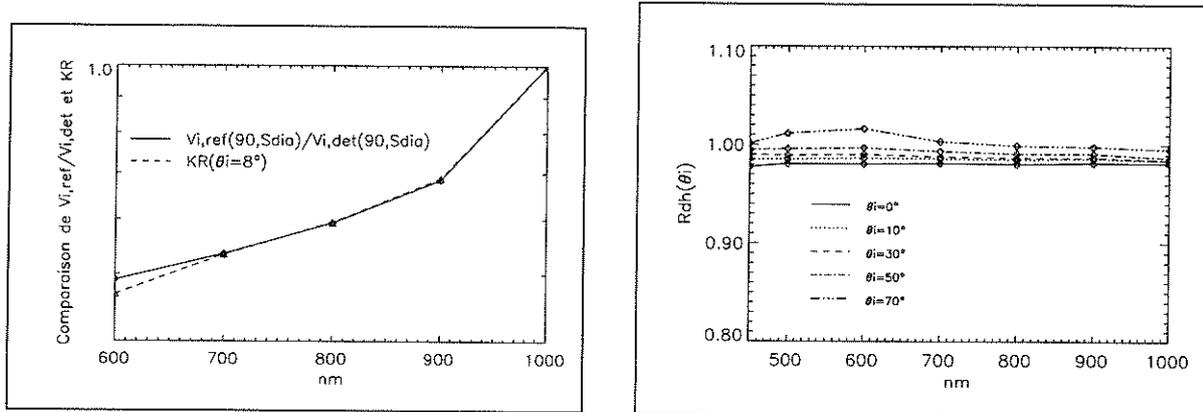
Nous avons donc là l'opportunité de valider notre méthode numérique de calcul de la BRDF, ce qui est immédiat à la lueur de la Figure 7.27(a): les comportements spectraux de K_R et du rapport défini précédemment sont quasiment similaires et décrivent bien le rapport $h_{i,det}/h_{r,det}$. Toutefois, la dérive des valeurs de R_{dh}^{SDR} augmente dès lors que θ_i croît (certaines dépassent 1 à partir de $\theta_i = 60^\circ$, cf Tab. 7.6) et témoigne probablement de la fiabilité déclinante de la démarche. (cf Fig. 7.27(c)).

IV.5.4 Discussion

La correction de l'inhomogénéité étant réalisée, la confrontation des valeurs R_{dh}^{SDR} issues des deux types d'interpolation ne dévoile que des différences minimes inférieures à 0.03% (cf Tab. 7.6). En revanche, le contraste est plus marqué si nous examinons K_R et R_{dh}^{SDR} avec et sans correction de l'inhomogénéité. L'extrapolation linéaire, sans doute la plus judicieuse comme nous l'avons mentionné, révèle des écarts généralement plus élevés à $\theta_i = 60^\circ$, 70° pouvant atteindre 0.17%. Ces disparités somme toute relativement modestes se répercutent davantage sur la BRDF, leur amplitude pouvant alors allègrement dépasser plusieurs %, parfois jusqu'à 10% lorsque les angles d'observation sont grands! Ces situations "défavorables" correspondent plutôt aux éclaircissements peu inclinés quel que soit l'azimut ou, si θ_i est grand, en dehors du plan principal: la tache d'observation intègre alors une inhomogénéité sujette à de plus fortes variations (cf Fig. 7.28). C'est donc en scrutant la BRDF et non la réflectance directionnelle-hémisphérique que nous prenons conscience de l'importance d'une correction de l'inhomogénéité du faisceau lumineux.

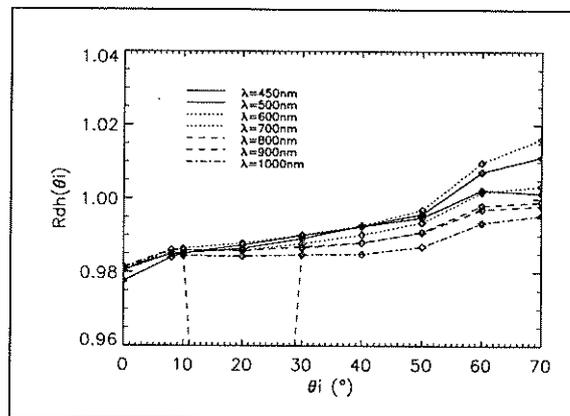
Notre analyse se heurte cependant sur un écueil de taille: R_{dh}^{SDR} s'avère certes d'autant plus élevée que l'angle θ_i est grand, mais elle peut même dépasser 1 si $\theta_i \geq 60^\circ$, ce qui est physiquement irréaliste (cf Fig. 7.27(c))¹⁰. L'explication du paradoxe réside peut-être

10. Notons qu'au cours d'expériences similaires, [Haner et al., 1998] ont eux aussi obtenu des valeurs dépassant l'unité toutefois entachées d'une importante incertitude ($\sim 4\%$).



(a) Comparaison de K_R et du rapport $\frac{V_{i,ref}}{V_{i,det}}$ normalisés à 1000 nm. Nous ne reportons que la mesure effectuée sans diaphragme. En deçà de 600 nm (y compris cette longueur d'onde), les valeurs de $V_{i,ref}$ et $V_{i,det}$ sont de qualité insuffisante pour être consignées dans la figure.

(b) Tracé de R_{dh}^{SDR} en fonction de λ pour quelques θ_i .



(c) Tracé de R_{dh}^{SDR} en fonction de θ_i . On remarque la présence d'un point singulier à $\theta_i = 20^\circ$ déjà remarqué dans le tableau 7.6.

Fig. 7.27: Evolution spectrale et angulaire de la constante K_R , et comparaison avec le rapport $\frac{V_{i,ref}}{V_{i,det}}$ obtenu pour $\theta_i = 90^\circ$.

dans l'une des possibilités suivantes:

- Les lacunes de la méthode d'extrapolation de $V_{r,det}^{SDR}$. A l'instar de Meister, nous avons donc confirmation de la fragilité de l'extrapolation aux grands angles d'éclairissement et d'observation, en particulier en ce qui concerne la diffusion vers l'avant. Mais la contribution de cette source d'erreur est vraisemblablement faible. En effet l'extrapolation porte sur le domaine $\theta_i \in [83^\circ - 90^\circ]$ qui, intégré sur un azimuth de 2π , contribue à 1.5% l'intégrale hémisphérique. R_{dh}^{SDR} au maximum égale à 1.016 (600 nm, $\theta_i = 70^\circ$, cf **Tab. 7.6**), témoigne d'une erreur minimale de 1.6%. Si l'erreur in-

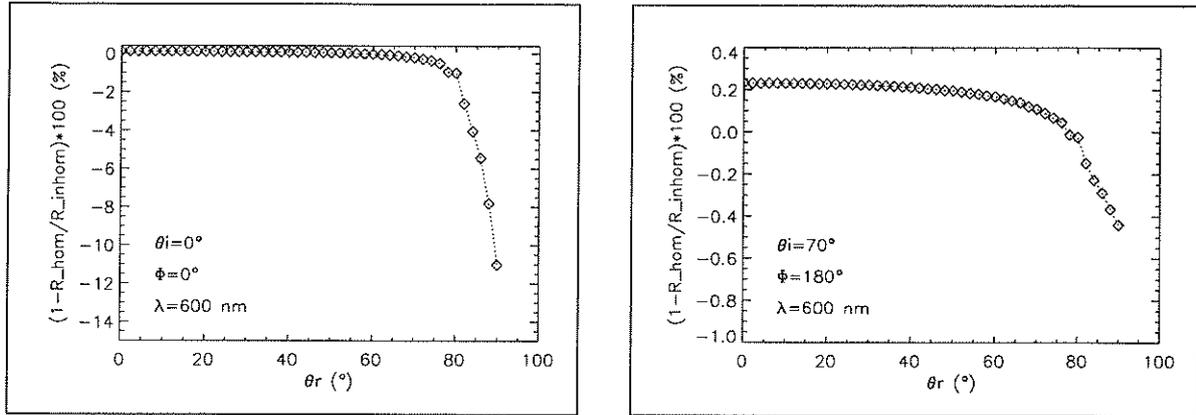
(a) $\theta_i = 0^\circ$, $\Phi = 0^\circ$.(b) $\theta_i = 70^\circ$, $\Phi = 180^\circ$ (diffusion "avant").

Fig. 7.28: Disparités (exprimées en %) de la BRDF obtenue avec et sans correction de l'inhomogénéité. La quantité tracée $(1 - R_{hom})/R_{inhom}$ correspond au rapport des BRDFs déduites avec et sans correction de l'inhomogénéité de l'éclairage converti en pourcentage. La différence d'échelle en ordonnées est d'un ordre de grandeur entre les deux figures.

combe à l'extrapolation, $R(\theta_i, \theta_r \geq 83^\circ, \Phi)^{SDR}$ serait surestimée d'au moins 1.6/1.5 (correspondant à plus d'une unité en moyenne), ce qui semble peu probable, car bien que des valeurs de 4 soient extrapolées à 90° pour le lobe avant, l'essentiel des valeurs est de l'ordre de 0.8 aux autres valeurs de Φ . La différence minimale ($\sim 0.02\%$ à $\theta_i = 70^\circ$) sur R_{dh}^{SDR} à laquelle conduisent les deux types d'extrapolation illustre parfaitement la très faible sensibilité de R_{dh}^{SDR} à la nature de cette dernière (linéaire ou polynômiale dans notre cas).

- Une incertitude subsiste quant à la précision de l'étalonnage effectué par Labsphere. Les documents fournis indiquent simplement que la cible est éclairée selon un angle de 8° et que la réflectance directionnelle-hémiphérique $R_{dh}^{SDR}(8^\circ)$ est obtenue avec une incertitude inférieure à 2% entre 250 et 2500 nm (Une telle barre d'erreur est d'ailleurs susceptible de contrebalancer nos valeurs élevées de R_{dh}^{SDR}). La meilleure solution consisterait en fait à déterminer K_R de façon absolue puis à la comparer à sa valeur telle que permet de la trouver la quantité $R_{dh}^{SDR}(8^\circ)$ fournie par Labsphere. Le cas échéant, il est impératif de connaître le rapport $h_{i,det}/h_{r,det}$, ce qui réclame un calcul précis (à 0.1% près) de la transmission de l'optique selon les deux configurations d'éclairage: collimaté et divergent d'étendue géométrique G_{det} . Les tests préliminaires actuels s'avèrent encore insuffisants.
- Conformément à l'hypothèse 1, nous avons conduit nos calculs comme si l'intersection du cône d'observation et de la surface étudiée était une ellipse centrée. La prise en compte de la dimension et de la position exactes de l'ellipse d'observation dans le calcul de $Intf_i$ sera sans doute l'un des premiers pas à franchir en vue de l'amélioration du programme de détermination de R_{dh} . Toutefois, il semble difficile de rejeter sur l'hypothèse 1 la responsabilité des 1.6% de "surestimation" de R_{dh}^{SDR} . Le décalage est d'environ 10 mm à 80° , ce qui induit des variations négligeables de

$Int f_i$, en tout cas bien inférieures au pourcent au-dessus de $\theta_i = 70^\circ$ (à cause de la compensation partielle aux deux extrémités de l'ellipse), alors qu'il faudrait une erreur de plus de 10% en moyenne sur toutes les mesures pour $70^\circ \leq \theta_r \leq 80^\circ$.

- La correction apportée à l'inhomogénéité de l'éclairement suppose une cartographie indépendante de θ_i (*hypothèse 14*). Cette correction ne suffit pas à décroître toutes les valeurs de la réflectance directionnelle-hémisphérique en deça de 1. Toutefois, nous avons vu que le calcul de R_{dh}^{SDR} est peu sensible à cette correction et n'est qu'à l'origine d'un écart de 0.17 %. Il faudrait un changement d'inhomogénéité 10 fois plus important avec θ_i pour recalibrer les valeurs de R_{dh}^{SDR} en dessous de 1.
- Le pic de rétrodiffusion est caractérisé par une amplitude variable en fonction de la longueur d'onde. Très discret à 500 nm, il ne devrait théoriquement pas exercer d'influence notable sur le calcul de R_{dh}^{SDR} . A 1000 nm, il est nettement plus visible. Si ce pic est sous-estimé, R_{dh}^{SDR} sera automatiquement surestimée. Malheureusement, le spectrophoto-goniomètre ne nous permettra pas d'en savoir vraiment davantage sur la forme de ce pic car l'angle de phase minimum accessible est de l'ordre de 5° . Des mesures pour g compris entre 5° et 10° permettront sans doute d'y voir plus clair. Soulignons qu'une modélisation erronée de ce pic incombe peut-être en partie à la procédure informatique d'interpolation.
- Une des hypothèses retenues pour le développement du formalisme (*hypothèse 13*) élimine la diffusion latérale du rayonnement par le Spectralon et suppose donc que le flux émanant de la tache d'observation S_r n'admet aucune contribution de photons "extérieurs". Cela se traduit par la relation:

$$\frac{Int f_{i0}^{SDR}}{Int f_{i\perp}} = 1 \quad (7.74)$$

La PSF s'étalant vers l'avant avec les θ_i croissants, cette relation est probablement d'autant moins valide que θ_i est grand. Elle peut être en partie réhabilitée du fait de l'étalement de l'inhomogénéité: la plus forte contribution de photons provenant hors S_r est alors compensée dans une certaine mesure par une plus grande homogénéité de l'éclairement autour de S_r . De toutes façons, même si 50% des photons sortant de S_r provenaient d'une zone hors de S_r , la cartographie à $\theta_i = 70^\circ$ montre que celle-ci devrait se trouver à plus de 50 mm en moyenne pour réduire le flux sortant de $\sim 1.6\%$. Il est peu probable que la PSF du Spectralon soit aussi large.

IV.5.5 Comparaison avec d'autres sources de données

Nous avons disposé de plusieurs bases de données de BRDF du Spectralon d'albedo 0.99. La première émane des expériences conduites à l'ONERA, la seconde a été établie par le NIST pour l'instrument MISR (données non publiées) et transmise par Franck Boubault (Groupe de Recherche de Géodésie Spatiale, Toulouse). Une base de données de la BRDF du Spectralon a également été récemment mise à la disposition du public sur le site <http://www-misr.jpl.nasa.gov>, toujours dans le cadre de l'instrument MISR,

	θ_i	$\Delta\theta_i$	θ_r	$\Delta\theta_r$	Φ	$\Delta\Phi$	λ
<i>ONERA</i>	$0^\circ \rightarrow 60^\circ$	10°	$0^\circ \rightarrow 60^\circ$	10°	$0^\circ \rightarrow 360^\circ$	20°	450-950 nm
<i>NIST (MISR) 1</i>	$0^\circ, \dots, 60^\circ, 75^\circ, 85^\circ$	15°	$0^\circ \rightarrow 85^\circ$	15°	$0^\circ, 180^\circ$	-	632 nm
<i>NIST (MISR) 2</i>	$8^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 55^\circ$	-	$1^\circ \rightarrow 80^\circ$	10°	$0^\circ \rightarrow 180^\circ$	10°	632 nm

Tab. 7.7: Conditions géométriques et spectrales de mesure de la BRDF du Spectralon d'albedo 0.99 par l'*ONERA* et le *NIST (MISR, 1 et 2)*.

que avons déjà rencontré dans ce manuscrit (*cf Chap. 4, Sec. III.2.3*). Certaines données concernent les grands angles d'éclairage et d'observation (*cf Tab. 7.7*).

Les quelques chiffres recensés dans la Table 7.8 soutiennent la possibilité de valeurs de BRDF importantes. Des valeurs supérieures ou égales à 4 sont même tout à fait plausibles ([Boucher, communication personnelle]).

	$\theta_i = 5^\circ$	$\theta_i = 75^\circ$
$\theta_r = 60^\circ$	1.329	1.559
$\theta_r = 75^\circ$	1.679	2.769
$\theta_r = 85^\circ$	2.064	6.434

Tab. 7.8: BRDF du Spectralon d'albedo 0.99 (*NIST, MISR 1*) aux grands angles d'éclairage et d'observation. Ici, $\Phi = 180^\circ$.

Les graphes de la Figure 7.29 se fondent sur la base de données associée à *MISR 2*. Aucun pic d'opposition n'est décelable. Toutefois, l'angle solide minimal de mesure n'est pas précisé et certaines mesures résultent vraisemblablement d'une interpolation. A $\theta_i = 50^\circ$, la BRDF semble converger, lorsque $\theta_r \rightarrow 90^\circ$, vers une valeur de 1.2 en accord avec nos déductions (1.15 à 500 nm, 1.20 à 1000 nm, *cf Fig. 7.23*). Leurs BRDFs semblent légèrement plus isotropes que les nôtres, avec des valeurs autour du nadir plus faibles de 4% et une décroissance moins rapide aux grands θ_r .

La réflectance directionnelle-hémisphérique R_{dh}^{SDR} accompagne généralement la BRDF, et les valeurs obtenues pour le projet *MISR* sont consignées dans le Table 7.9. Contrairement aux nôtres, elles demeurent toujours inférieures à l'unité et ne montrent pas de tendance spécifique avec l'augmentation de θ_i .

R_{dh}^{SDR}	$\theta_i = 8^\circ$	$\theta_i = 40^\circ$	$\theta_i = 45^\circ$	$\theta_i = 50^\circ$	$\theta_i = 55^\circ$
	0.991	0.990	0.993	0.983	0.990

Tab. 7.9: R_{dh}^{SDR} selon la base de données du *NIST* (pour l'instrument *MISR*) aux grands angles d'éclairage et d'observation. Ici, $\Phi = 180^\circ$ et $\lambda = 632$ nm.

IV.5.6 Ajuster la BRDF par une loi empirique?

Certains auteurs ont tenté d'ajuster la BRDF de leur standard d'étalonnage par des fonctions tantôt purement empiriques, tantôt fondées, en partie tout au moins, sur des considérations physiques.

Pour une plaque de spectralon d'albedo 0.5, [Meister, 1996] a par exemple élaboré une fonction (*cf Eq. 7.75*) nantie d'un certain nombre de paramètres libres v_i et d'une

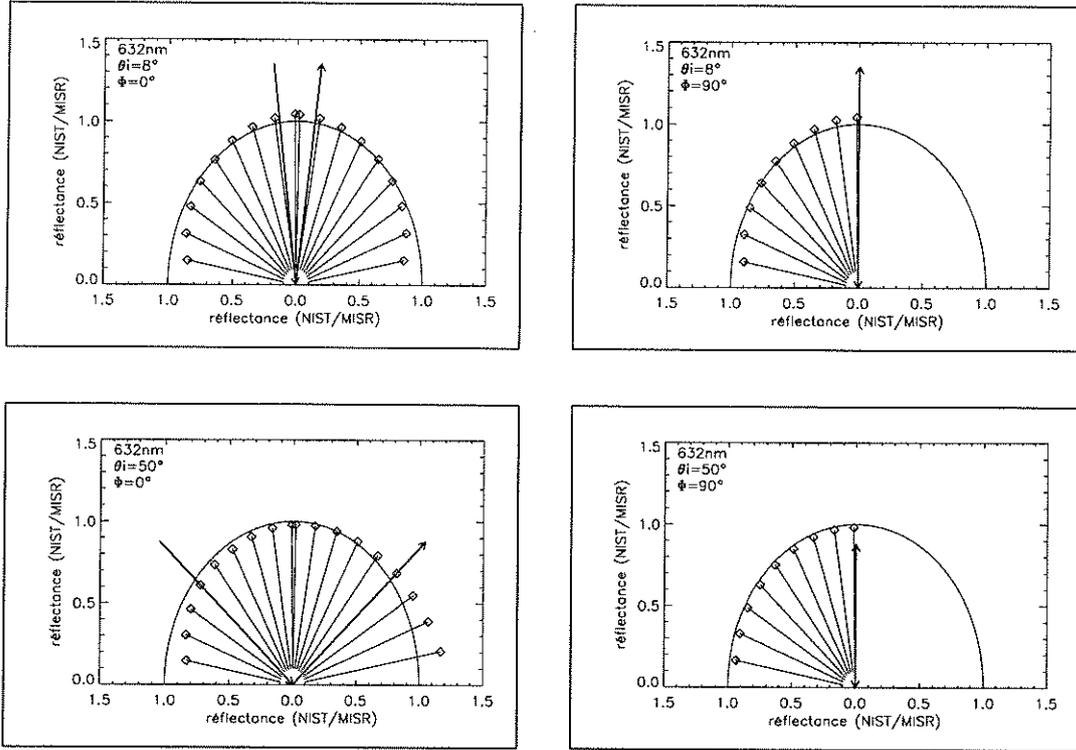


Fig. 7.29: BRDF du Spectralon à 632 nm à partir des données obtenues pour l'instrument MISR. La BRDF est représentée pour deux angles d'éclairage.

contribution représentative du phénomène de réflexion spéculaire, ϱ étant l'angle entre la lumière réfléchi (θ_r, Φ) et la direction spéculaire ($\theta_i, \Phi = 180^\circ$).

$$R^S(\theta_i, \theta_r, \Phi) = v_0 - v_1 \cdot (\theta_i^4 + \theta_r^4) + v_2 \cdot (\theta_i \cdot \theta_r)^3 \cdot e^{-v_3 \cdot \varrho^2} + v_4 \cdot \left(\Phi - \frac{\pi}{2}\right) \cdot \sqrt{\theta_i \cdot \theta_r} \quad (7.75)$$

Nous pouvons remarquer la symétrie de cette fonction en $\theta_i - \theta_r$, expression du principe de réciprocité, qui traduit simplement l'insensibilité de la BRDF d'une surface à une permutation des positions d'éclairage et d'observation. Bien qu'elle décrive une surface d'albedo 0.5, [Meister, communication personnelle] soutient la congruence de cette forme analytique pour le Spectralon d'albedo 0.99, à condition de multiplier les coefficients v_0, v_1, v_2, v_4 par le rapport 0.99/0.5 (rapport en réalité dépendant de λ) et de réduire de 2/3 le coefficient spéculaire v_3 . Malheureusement, ce type de fonction suppose implicitement une invariance de la BRDF par rotation en azimuth, ce qui n'est visiblement pas l'apanage de notre plaque de Spectralon, ni des surfaces de référence en général.

A ce stade, il n'apparaît donc pas indispensable de créer une fonction d'ajustement de la BRDF nécessairement tributaire d'un grand nombre de paramètres libres.

IV.6 Conclusion

Le spectrophoto-goniomètre nous a permis d'étalonner la plaque de Spectralon pour 7 longueurs d'onde qu'il sera vraisemblablement nécessaire de compléter dans l'UV, ce qui est à présent possible avec l'ajout récent de filtres adaptés, et dans l'IR, au moins

jusqu'à 2500 nm. Dans ce dernier cas, le montage d'un nouveau détecteur de référence pour l'IR est préférable. Le détecteur visible actuel obligerait en effet à différencier les longueurs d'onde des mesures "de référence" et des mesures "d'observation", et à supposer implicitement la constance de l'inhomogénéité de l'éclairement.

IV.6.1 Retour sur les hypothèses émises

Rappelons pour mémoire que les calculs analytiques et numériques menés dans ce chapitre sont fondés sur les principales hypothèses suivantes auxquelles nous opposerons, si possible, des solutions envisageables:

Hypothèse 0: *L'échantillon est supposé ne pas évoluer au cours de l'expérience.*

Hypothèse 1: *L'ellipse d'observation demeure centrée sur l'éclairement quelle que soit la géométrie et la longueur de son grand axe est proportionnelle à $1/\cos \theta_r$.*

Solution 1: Tenir compte du décalage de l'ellipse d'observation dans le calcul de $\text{Int} f_i$.

Hypothèse 2: *Les signaux mesurés et donc les grandeurs radiométriques sont indépendants de la polarisation de l'éclairement.*

Solution 2: Installer le polariseur d'éclairement.

Hypothèse 3: *La sensibilité des ensembles optiques-détecteurs d'observation diffère d'un facteur multiplicatif constant entre un éclairement collimaté et divergent.*

Solution 3: Calculer le facteur de proportionnalité $C_h(\lambda)$.

Hypothèse 4: *A température constante, les sensibilités des détecteurs (ici $h_{i,ref}$, $h_{i,det}$, $h_{r,det}$) sont indépendantes du temps.*

Solution 4: Tester les sensibilités avec la climatisation.

Hypothèse 5: *les fluctuations temporelles affectant $E_i(t)$ (ainsi que $h_{i,det}(t)$ et $h_{r,det}(t)$) entre deux mesures de l'éclairement à θ_i fixé sont lentes et linéaires.*

Solution 5: Climatisation.

Hypothèse 6: *La sensibilité $h_{i,ref}(t)$ du détecteur de référence est stable sur toute la durée de l'expérience et donc $s_{ref}(t) = 1$.*

Solution 6: Climatisation.

Hypothèse 7: *Lors d'un changement de l'angle d'éclairement, les fluctuations temporelles entre $t - \epsilon$ (θ_i^{n-1}) et $t + \epsilon$ (θ_i^n) sont négligeables.*

Solution 7: Climatisation.

Hypothèse 8: *La forme de la fonction $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ est indépendante de $\tilde{\theta}_r$.*

Solution 8: Mesurer $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$.

Hypothèse 9: *La valeur moyenne de f_r collectée par le détecteur pour tout angle donné*

de l'angle solide d'observation est constante et vaut $\text{Int} f_r$.

Solution 9: Mesurer $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ (?).

Hypothèse 10: Les variations angulaires relatives de la luminance en tout point sont indépendantes du champ d'éclairement autour de ce point. En conséquence, $\text{Int} f_r$ est indépendante de θ_r et Φ .

Hypothèse 11: Pour déduire $h_{r,det}(t)$ de $V_{r,det}(t)$, il faut supposer les variations temporelles de $h_{i,ref}(t)$ négligeables, ce qui revient à supposer que $s_{ref}(t) = 1$.

Solution 11: Climatisation.

Hypothèse 12: Si l'échantillon est caractérisé par une faible diffusion latérale des photons (PSF étroite), alors $E_{ir0}^0 = E_{i\perp}^0(\theta_i) \cos \theta_i$.

Hypothèse 13: Si l'échantillon est caractérisé par une faible diffusion latérale des photons, alors $\hat{f}_{i0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y) \simeq \hat{f}_{r0}(\theta_i, \theta_r, \Phi, x, y, n, 0) \simeq f_{i\perp}(\theta_i, x \cos \theta_i, y)$ sur S_r .

Solutions 12 et 13: Déterminer la PSF par inversion de la BRDF non corrigée \rightarrow obtenir w et ξ \rightarrow les injecter dans le modèle de diffusion SCAT \rightarrow obtenir la PSF \rightarrow déduire \hat{f}_{i0} \rightarrow évaluer la BRDF corrigée \rightarrow itérer en reprenant depuis le début.

Hypothèse 14: La topologie du faisceau d'éclairement est indépendante de θ_i : $f_{i\perp}(\theta_i, x, y) \equiv f_{i\perp}(x, y)$.

Solutions 14: Cartographie l'inhomogénéité de l'éclairement à différents θ_i .

IV.6.2 Quelle est l'erreur associée aux mesures de BRDF?

Les principales erreurs statiques (réglages mécaniques, imperfections du système, ...), dynamiques (reproductibilité, stabilité temporelle, ...) et les imperfections (inhomogénéité de l'éclairement) affectant les mesures de BRDF ont déjà été répertoriées dans la Table 5.24 du Chapitre 5.

Lors de l'étalonnage de la plaque de Spectralon, certaines ont pu être partiellement corrigées. Avec le détecteur de référence en ce qui concerne les fluctuations temporelles du signal et la non reproductibilité de la courbure de la fibre. Avec la cartographie (supposée reproductible, indépendante de θ_i et de λ) du faisceau d'éclairement pour prendre en compte l'inhomogénéité de ce dernier.

L'erreur commise sur l'estimation de sa réflectance directionnelle-hémisphérique (qui atteint 1.018 aux grands θ_i) s'explique sans doute en grande partie par l'incertitude de 2% inhérente à la procédure d'étalonnage du fournisseur et, dans une moindre mesure, par les contributions issues du traitement informatique des données, résumées dans la Table 7.10. Ces dernières comprennent notamment le décentrage de l'ellipse d'observation, de l'ordre de 10 mm à $\theta_r = 80^\circ$. Dans le pire des cas, si $\theta_i = 0^\circ$, ce décalage engendre une erreur de l'ordre de 0.4% sur l'estimation de l'inhomogénéité. Le traitement informatique concerne aussi l'extrapolation des mesures jusqu'à $\theta_r = 90^\circ$, la méconnaissance de la cartographie d'éclairement à $\theta_i \neq 0^\circ$ (particulièrement gênante aux grands angles d'observation) et la diffusion latérale supposée faible de la lumière au sein du Spectralon, une hypothèse

Sensibilité de R_{dh} aux sources d'erreurs			
	hypothèse	théorie	Impact sur R_{dh}
Ellipse	centrée	décentrée	< 0.4%
	grand axe $\propto 1/\cos\theta_r$		
Extrapolation	linéaire	?	$\sim 0.02\%$
	polynôme		
PSF	étroite (\sim mm) ($<$ échelle inhomogénéité)	très étroite (?)	
Diffusion latérale	$f_{i0} \simeq f_{r0} \simeq f_{i\perp}$?
Labsphere	$R_{dh}(8^\circ)$		$\sim 2\%$

Tab. 7.10: Résumé des principales sources d'erreurs affectant la détermination de R_{dh} .

semble-t-il justifiée.

Il est donc difficile de connaître la précision réellement associée à nos mesures de BRDF. La comparaison de données acquises au cours d'expériences découplées semble toutefois indiquer **une précision photométrique d'environ 0.5%**. Une façon de le confirmer consisterait à lancer une expérience "test" d'environ une journée dans laquelle tous les éléments du système (composants du monochromateur, angles, ...) changent, et à revenir périodiquement dans une même configuration géométrique et spectrale afin de mesurer le signal correspondant. Les fluctuations de ce dernier donneraient alors un ordre de grandeur de l'imprécision des données. Une telle expérience n'a pas encore été réalisée. Les mesures en relatif dans la gamme 450-1000 nm semblent en tout cas dignes de confiance lorsque l'éclaircissement n'implique pas une diffusion vers l'avant trop prononcée du spectralon ($0^\circ \leq \theta_i \leq 50^\circ$).

**BRDF du soufre et amorce
d'application à Io**

Chapitre 8

BRDF du soufre

Résumé: le soufre, pur ou combiné avec d'autres espèces, présente un intérêt planétologique indéniable car, situé aux environs de la dixième place dans le classement par abondance des éléments cosmiques, il est largement disséminé dans le système solaire. La surface du satellite jovien Io pourrait en particulier en être un remarquable réservoir. Les applications planétologiques que le soufre laisse augurer alliées à sa commodité d'utilisation nous ont par conséquent incité à mesurer sa BRDF. Nous avons étudié les signatures photométriques propres à différentes textures naturelles (deux poudres) ou imprimées par le contexte physique et thermodynamique de préparation (sublimation, frittage, condensation, fonte puis solidification). Une tendance à la rétrodiffusion caractérise les deux poudres, en particulier celle dotée d'une texture poreuse "sub- λ ", ainsi que les échantillons issus de la sublimation et de la condensation. Le frittage favorise l'équilibre entre les diffusions avant et arrière. Condensation et fonte suivie d'une solidification déclenchent enfin l'apparition d'effets spéculaires.

I Tour d'horizon bibliographique

I.1 Propriétés physiques du soufre

I.1.1 Cristallographie et allotropie

Bien que largement utilisé dans l'industrie, le soufre demeure un élément étonnamment méconnu qui, aujourd'hui encore, continue à dévoiler au chimiste de nouvelles formes allotropiques. [Meyer, 1976] tient la multiplicité de ces dernières pour responsable d'une nomenclature confuse et inapte à susciter une adhésion unanime du corps de la recherche. Il est vrai qu'un grand nombre d'allotropes furent découverts à une époque où la structure moléculaire et la notion de liaison chimique n'en étaient qu'à leurs balbutiements.

Doté d'une structure électronique équivalente à celle de l'oxygène, le soufre forme des molécules S_2 et S_3 aux propriétés chimiques analogues à leurs homologues O_2 et O_3 . Il offre néanmoins un éventail de configurations beaucoup plus large. Outre les classiques chaînes d'atomes, diverses études expérimentales et théoriques répertoriées par [Meyer, 1976] ont en effet mis en évidence la possibilité d'un arrangement annulaire ("ring"), gage d'une stabilité accrue, du type S_n , $6 \leq n \leq 12$, et ce quelle que soit la phase thermodynamique considérée. Des structures plus longues existent également mais, plus fragiles, elles subissent une dégradation d'autant plus nette que l'irradiation lumineuse est intense. Pour autant, cette diversité laissant subodorer de très nombreuses structures potentielles

n'exclut pas l'émergence d'une classification telle que celle proposée par [Meyer, 1976] et résumée dans le Tableau 8.1.

Atomes/ molécule	Anneau	Chaîne	Atomes/ molécule	Anneau	Chaîne
1		g	7	s,(l),g	
2		g	8	s,l,g	
3		l,g	9	s,(l),g	
4	(g)	l,(g)	10	s,(l),g	
5	(s),(g)	l,(g)	11	s,(l),g	
6	s,(l),g		12	s,l,g	

Tab. 8.1: Les espèces de soufre observées ([Meyer, 1976]). Les parenthèses indiquent une structure incertaine; *s*, *l* et *g* correspondent aux phases solide, liquide et gazeuse.

Une occupation particulière de ses orbitales atomiques rapportée par [Herzberg, 1966] explique la propension observée du soufre à s'organiser en un réseau cristallin orthorhombique de molécules annulaires S_8 (cycloocta-S), forme stable dans les conditions standards de température et de pression. La notation α -S est généralement adoptée pour désigner ce composé fortement biréfringent qui, à partir de 95.3°C , se transforme progressivement en soufre monoclinique β -S pour finalement fondre aux environs de 119.6°C . Une énumération exhaustive étant impossible, nous citerons simplement, parmi les autres allotropes du cycloocta-S, le γ -S, orthorhombique lui aussi et obtenu seulement à partir de la phase liquide. Les principales propriétés de ces composés sont consignées dans le Tableau 8.2. Pour plus de précisions, le lecteur pourra se référer à l'imposante synthèse réalisée par [Meyer, 1976].

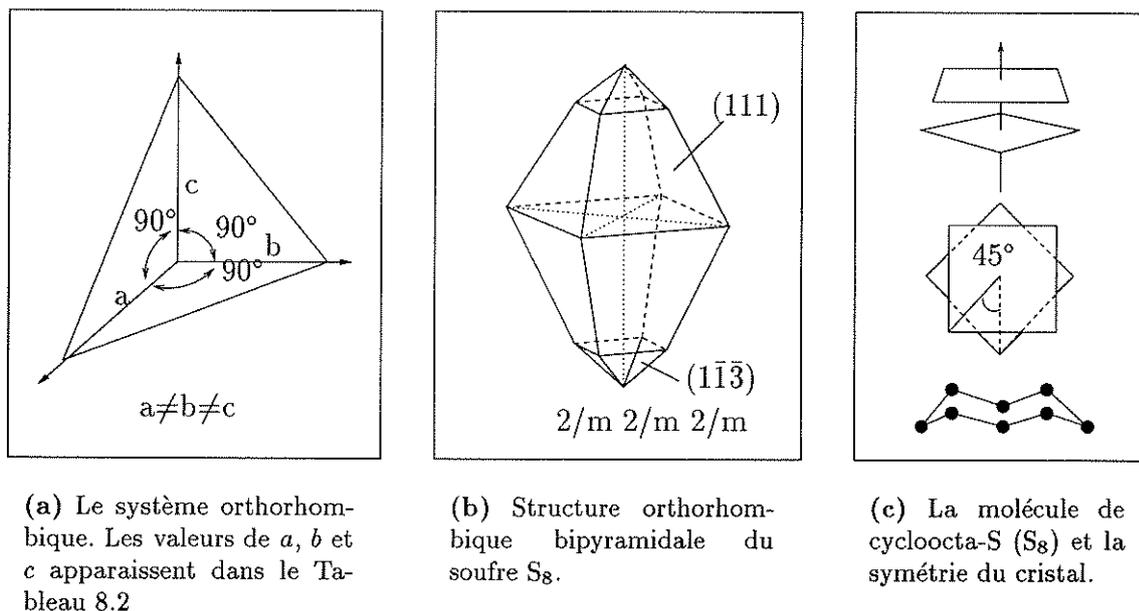


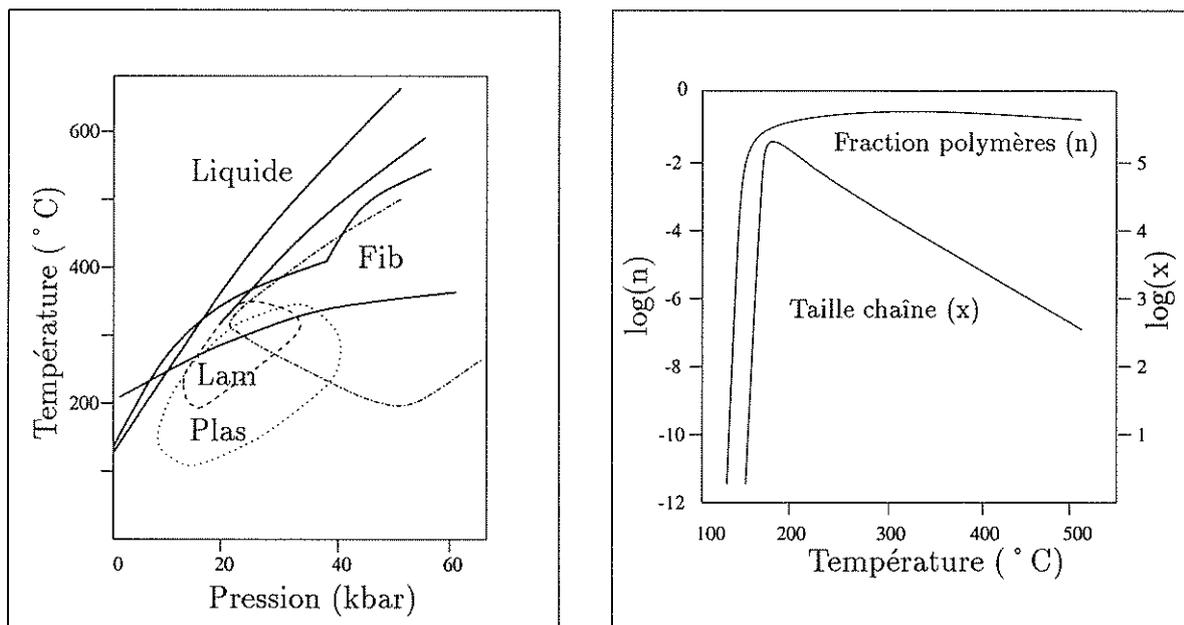
Fig. 8.1: Cristallographie du soufre.

Rarement purs, ces allotropes sont généralement contaminés par des polymères métastables (*polycatenasulfur* en anglais, notés S_μ) dont la teneur est héritée du passé

Allotrope	atomes / cellule	a (nm)	b (nm)	c (nm)	densité (g.cm ⁻³)	T _{fusion} (°C)
α	128	1.0465	1.2866	2.4486	2.069	112
β	48	1.0778	1.0844	1.0924	1.94	119.6
γ	32	0.8442	1.3025	0.9356	2.19	112

Tab. 8.2: Revue de quelques propriétés des trois formes allotropiques principales du cycloocta-S, d'après [Meyer, 1976].

thermodynamique de l'échantillon et de ses changements de phase (*cf* Fig. 8.2(b)). Ils confèrent au soufre des structures fibreuses ou laminaires décrites depuis fort longtemps par de nombreux auteurs ([Meyer, 1964], [Tobolsky and MacNight, 1968]). Leurs conditions thermodynamiques de stabilité sont schématisées dans la Figure 8.2(a). La phase liquide, dont la composition d'équilibre demeure encore incertaine, voit ses propriétés (compressibilité, conductivité électrique, ...) évoluer soudainement à 159.4°C. Sa viscosité, qui diminue depuis le point de fusion jusqu'à cette température charnière, croît au-delà ([Kargel et al., 1999]). Enfin, des températures supérieures à 250°C assombrissent la couleur initialement jaune du soufre et favorisent la prédominance de molécules réduites à 2, 3 ou 4 atomes ([Rau et al., 1973]).



(a) Courbe de fusion du soufre et structure des allotropes obtenus après refroidissement.

(b) Composition du soufre liquide: longueur moyenne des chaînes, fraction de polymères.

Fig. 8.2: Quelques caractéristiques du soufre en phase liquide.

I.1.2 Bandes d'absorption

Une profonde bande d'absorption, causée par une transition électronique à 285 nm ([Meyer et al., 1972]), caractérise le spectre du soufre S_8 (cf Fig. 8.3). Nous constaterons bientôt sa sensibilité à la température. Aucune bande ne se signale en revanche de 500 nm à 10000 nm.

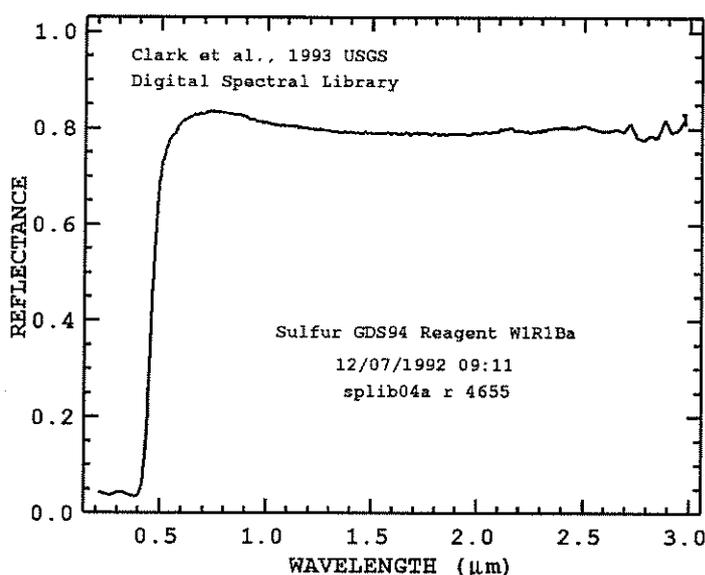


Fig. 8.3: Exemple de spectre en réflectance de soufre, d'après [Clark et al., 1993].

La symétrie de la molécule S_8 lui confère aussi 18 vibrations fondamentales, dont 7 doublement dégénérées, évoquées dans le Tableau 8.3. Parmi elles se distinguent 5 vibrations d'élongation de types a_1 , b_1, e_1 , e_2 , e_3 , 5 vibrations de déformation de types a_1 , b_2, e_1 , e_2 , e_3 et une vibration de torsion du cycle de type e_2 . Toutes ces bandes sont très faibles et situées au-delà de 20000 nm. Plusieurs de leurs combinaisons et harmoniques se distinguent à peine entre 10000 et 20000 nm. Une étude théorique plus approfondie prédit en outre l'existence de 48 modes Raman et 33 modes actifs dans l'infrarouge ([Eckert et al., 1996]).

Mode	nombre d'ondesensibilité de cette bande cm^{-1}	activité
a_1	$\nu_1=475$ $\nu_2=218$	Raman
b_1	$\nu_3=417$	IR
b_2	$\nu_4=243$	
e_1	$\nu_5=471$ $\nu_6=180$	IR
e_2	$\nu_7=475$ $\nu_8=152$ $\nu_9=86$	Raman
e_3	$\nu_{10}=437$ $\nu_{11}=248$	Raman

Tab. 8.3: Vibrations fondamentales et activité de la molécule de soufre isolée S_8 , d'après [Becucci et al., 1997]. Rappelons que $1 \mu m = 1000 \text{ nm}$ et que $\lambda (\mu m) \equiv \frac{10^{-4}}{\nu (cm^{-1})}$.

I.1.3 Constantes optiques

L'instabilité des allotropes autres que α -S explique partiellement l'inexistence de bases de données complètes et totalement cohérentes de constantes optiques. L'influence de

paramètres tels que l'histoire thermodynamique et la présence d'impuretés limite d'autre part la validité des comparaisons entre les diverses études effectuées. Les données sont souvent restreintes à des mesures d'indices de réfraction n et d'absorption n' dont la composante de polarisation est parallèle aux axes a et b du cristal α -S. Or, n et n' dépendent de l'état de polarisation (n atteint des valeurs significativement plus élevées lorsque le champ électrique de la radiation incidente et l'axe c sont alignés)! Un des travaux récents les plus significatifs est dû à [Sasson et al., 1985] qui ont étudié, par des mesures en transmission, les propriétés optiques du soufre liquide dans la gamme visible-proche infrarouge. Malheureusement, leurs mesures en réflectance spéculaire d'échantillons solides n'ont pas permis de contraindre les valeurs de n' . A partir d'une compilation de cette mosaïque hétéroclite, [Fuller et al., 1998] ont proposé de dégager une base de données synthétique actuellement considérée comme la meilleure disponible (*cf* Fig. 8.4). Conjuguées à des références parfois très anciennes et peu sûres, les disparités qu'elle comporte encore sont toutefois compatibles, dans une certaine mesure, avec une étude de la BRDF du soufre.

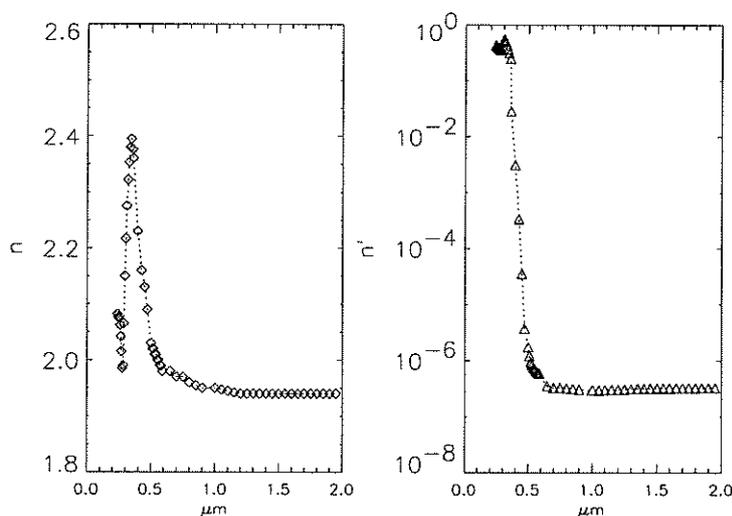


Fig. 8.4: Constantes optiques n et n' du soufre générées à partir de la synthèse de [Fuller et al., 1998].

I.2 Le soufre dans le système solaire

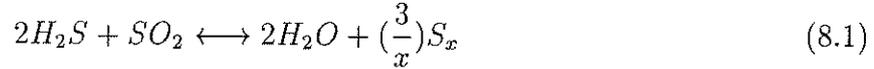
I.2.1 Le soufre terrestre: composition et spectroscopie

Le soufre natif terrestre, très rarement pur, résulte de l'activité volcanique mais peut aussi être recueilli au sein de formations sédimentaires calcaires.

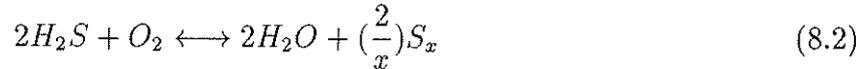
♣ Géochimie

Bien que du soufre primaire puisse se différencier du magma siliceux en profondeur, la formation de soufre natif volcanique est préférentiellement attribuée à la précipitation, lors de leur ascension, de vapeurs ou de solutions aqueuses. Selon [Colony and Nordlie, 1973],

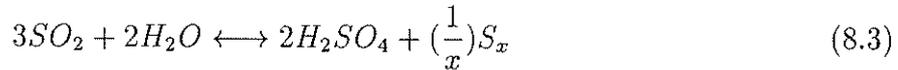
les réactions chimiques décrivant la production de soufre gazeux, principalement S_8 à moins de 400°C , au sein de vapeurs enrichies en SO_2 et H_2S sont d'une part:



et d'autre part le processus impliquant le dioxygène atmosphérique:



Parallèlement, en solution aqueuse, la réaction 8.3, attisée par les forts potentiels redox et les faibles températures conduit aussi à des dépôts soufrés:



De multiples autres voies de production ont été recensées au sein de contextes géologiques variés (cratères volcaniques, fumerolles, roches sédimentaires). Nombre d'entre elles ponctuent l'article de revue de [Kargel et al., 1999].

♣ Couleur et propriétés en réflectance du soufre naturel

Ordinairement jaune, le soufre se nimbe également des teintes orange, rouge, verte, voire noire imputable soit à la température, soit à la teneur et à la nature des impuretés qui le contaminent ([Kargel et al., 1999]). Parmi ces dernières, fonction du lieu d'extraction, se distinguent surtout Si et Fe qui participent à la genèse de minéraux (pyrite FeS_2 , opale $\text{SiO}_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$, ...) pouvant accompagner des sulfides de métaux. L'établissement d'une corrélation entre la couleur ou la réflectance d'un échantillon de soufre terrestre et le type d'élément contaminant n'en demeure pas moins délicate. Concernant Fe, As, C et SiO_2 , [Kargel et al., 1999] ont montré que la réflectance "rouge" à 780 nm et les rapports de réflectance 460 nm/400 nm, 780 nm/560 nm et 160 nm/1000 nm fournissent cependant des indications sur leurs abondances (*cf* Tab. 8.4). Conformément à [Delmelle and Bernard, 1994], ils attribuent les couleurs grise, noire et verte du soufre aux sulfides de fer en soulignant l'importance de la taille des grains. L'arsenic expliquerait davantage les nuances rouge (realgar, AsS), orange et jaune (orpiment, As_2S_3) du soufre que les matières carbonées qui auraient également tendance à rougir ou noircir. Enfin, les silicates altèrent notablement sa réflectance dès que leur teneur atteint 10%.

Entité spectrale	Fe	C	SiO_2	As	Se
Rapport 460 nm/400 nm	0.2%		20%	$\leq 1\%$	0.02%
Rapport 780 nm/560 nm	1%	0.4%	20%	$\leq 1\%$	
Réflectance 780 nm	0.1%	0.4%	20%		
Rapport 1600 nm/1000 nm	0.5%				

Tab. 8.4: Abondances d'impuretés nécessaires à une modification significative du spectre du soufre (d'après [Kargel et al., 1999]).

A l'échelle microscopique, les impuretés modifient vraisemblablement la structure des polymères soufrés au *pro rata* de leur concentration. Elles réduisent la viscosité maximale du soufre pur tout en la décalant vers les hautes températures ([Kargel et al., 1999]). Quelques *ppm* de H_2 brisent par exemple suffisamment de polymères pour stabiliser les petites chaînes non seulement en phase liquide mais aussi en phase solide.

I.2.2 Le soufre extraterrestre

Le soufre est loin d'être l'apanage de la Terre: il existe sur Vénus, sous forme de gouttelettes de H_2SO_4 , en phase gazeuse (SO_2 , H_2S et OCS) dans son atmosphère ([Young, 1983], [Sasson et al., 1985]) et vraisemblablement sous sa forme élémentaire, au sein de sa basse atmosphère ([Hapke and Nelson, 1975]). Il est également suspecté dans les régions polaires de Mercure [Sprague et al., 1995]. Mais le satellite jovien Io s'affirme lui aussi comme un détenteur potentiel de ce composé. Les propriétés consécutives aux contaminations évoquées ci-dessus pourraient légitimer l'hypothèse d'un socle de soufre assez robuste pour soutenir les hauts reliefs observés à sa surface ([Kargel et al., 1999]). Nous y reviendrons plus longuement dans le Chapitre 9.

I.3 Photométrie du soufre

Outre les effets de contamination abordés au paragraphe précédent, deux catégories de paramètres gouvernent les propriétés photométriques des matériaux en général et du soufre en particulier: à la taille et à la forme des grains, intrinsèques au composé, s'ajoutent des facteurs associés à ses conditions environnementales de formation et d'évolution (température, pression, exposition au rayonnement solaire, ...).

I.3.1 Influences de la taille et de la forme des grains

Une diminution de la taille des particules favorise la diffusion particulaire au détriment de l'absorption volumique, avec des conséquences fortement corrélées à la nature du matériau considéré. Pour le soufre un accroissement de la réflectance et une chute du contraste spectral se manifestent dans le visible (c'est généralement le cas pour d'autres matériaux dans leur gamme de transparence), alors que la réflectance chute dans la région UV d'absorption ([Gradie and Veverka, 1984]). Ces effets sont illustrés sur la Figure 8.5. Notons aussi que des petits grains affinent la bande d'absorption et aplatissent la gamme visible du spectre.

Selon [Hunt and Vincent, 1968], au sein d'une bande d'absorption, le coefficient d'absorption n' est suffisamment élevé pour accorder à la composante spéculaire une contribution majeure à la réflectance globale si la taille des grains est grande. En revanche, pour de petites particules, cette domination s'étiolerait au profit de la composante transmise. Mais il s'agit là d'une interprétation sans doute très approximative, voire contradictoire. En effet, si seule la taille des grains change, la composante spéculaire (en fait la première réflexion externe sur les grains) n'est pas modifiée et une contribution "transmise" s'y ajoute même en cas de diminution de la taille. Eventuellement, une métamorphose de la fonction de phase est envisageable lorsque la dimension des grains est de l'ordre de la longueur d'onde, pouvant ainsi transformer la réflexion spéculaire sur les particules. Enfin, la densité et l'orientation des grains disposent elles aussi d'un ascendant sur la réflectance dont la variabilité ne peut donc être uniquement attribuée à la seule taille des grains.

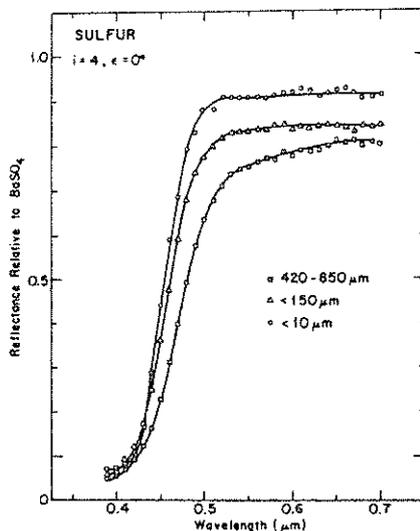


Fig. 8.5: Influence de la taille des grains sur le spectre en réflectance du soufre, d'après [Gradie and Veverka, 1984]. Noter l'inversion de l'effet entre le visible et la bande d'absorption UV. i et ϵ désignent θ_i et θ_r .

I.3.2 Effets de température

L'excitation thermique de nombreux modes vibrationnels de la molécule S_8 soumise à une température croissante contribue à l'élargissement de la bande d'absorption électronique. L'aile visible migre alors vers les grandes longueurs d'onde (cf Fig. 8.6(a)), même si le soufre est contaminé par d'autres substances comme MgO ([Gradie and Veverka, 1984]). Ce phénomène explique l'étendue de la gamme de couleurs observée qui inclut le blanc, aux très basses températures, le jaune à température ambiante, puis l'orange et le rouge entre les points de fusion et d'ébullition. Les taux de décalage spectraux évalués oscillent entre 0.16 nm.K^{-1} ([Nash and Fanale, 1977]) et 0.18 nm.K^{-1} ([Gradie and Veverka, 1984]).

I.3.3 Fonctions photométriques proposées

[Gradie and Veverka, 1984] ont effectué des mesures de réflectance sur diverses poudres de soufre dans le plan d'éclairage, selon 7 directions de visée ($\theta_r \in 0^\circ, 10^\circ, \dots, 60^\circ$) pour 7 angles de phase prédéfinis. Ces auteurs proposent de combiner linéairement, selon l'Equation 8.4a¹, les lois de Hapke-Irvine (qui reproduit fidèlement les propriétés diffusantes des surfaces lunaires sombres) et de Lambert (optimisée pour les surfaces "brillantes"). Leurs mesures sont toutefois mieux modélisées par les fonctions de [Goguen, 1981] (cf Eq. 8.4b) et [Hapke, 1993] (cf Eq. 8.4c). Les Equations 8.4a et 8.4c assurent de bons ajustements globaux mais ne permettent toutefois pas un ajustement très précis de la gamme UV et de la partie brillante ($\lambda > 500 \text{ nm}$) du spectre du soufre.

1. Les fonctions photométriques introduites dans l'article de [Gradie and Veverka, 1984] sont ici reformulées en BRDF.

$$R(\theta_i, \theta_r, g) = \frac{1}{\mu_i + \mu_r} \cdot \frac{\tilde{a}}{\mu_i} \cdot (g) + \tilde{b} \quad (8.4a)$$

$$R(\theta_i, \theta_r, g) = \tilde{A} \cdot \frac{1}{\mu_i + \mu_r} [p(g) + (1 + \tilde{B} \cdot \mu_i)(1 + \tilde{B} \cdot \mu_r) - 1] \quad (8.4b)$$

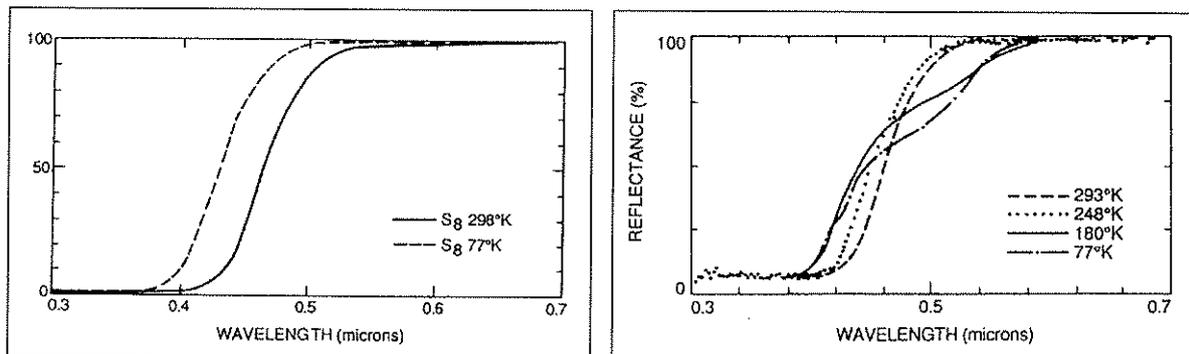
$$R(\theta_i, \theta_r, g) = \frac{w}{4} \cdot \frac{1}{\mu_i + \mu_r} [(1 + B(g))p(g) + H(\mu_i)H(\mu_r) - 1] \quad (8.4c)$$

En plus des notations déjà exposées dans le Chapitre 2, \tilde{a} , \tilde{b} , \tilde{A} et \tilde{B} sont des constantes fonctions de la longueur d'onde. Mis à part le fait que \tilde{B} peut varier alors que l'albedo de diffusion simple "fige" le produit $H(\mu_i)H(\mu_r)$, les formulations des Equations 8.4b et 8.4c sont identiques.

I.3.4 Le soufre en contexte "planétaire"

♣ Effets du rayonnement

Une irradiation UV accentue la couleur jaune du soufre, sûrement du fait de l'apparition d'une bande d'absorption à 420 nm ([Stuedel et al., 1986], [Hapke and Graham, 1989]). Par ailleurs, exposé aux rayons X à basse température (77 °K), le soufre élémentaire se transforme partiellement en d'autres allotropes non cycliques responsables d'une coloration orangée, témoin de la formation d'une nouvelle bande d'absorption vers 520 nm ([Nelson et al., 1990]), conjuguée à la précédente (*cf* Fig. 8.6(b)).



(a) Réflectance bidirectionnelle (en %) de soufre ultrapur, normalisée par rapport à une référence en Halon, pour des températures de 77°K et 298°K.

(b) Réflectance d'allotropes de soufre formés après exposition de cycloocta-S aux rayons X. Des zones d'absorption apparaissent à 420 nm et vers 500 nm.

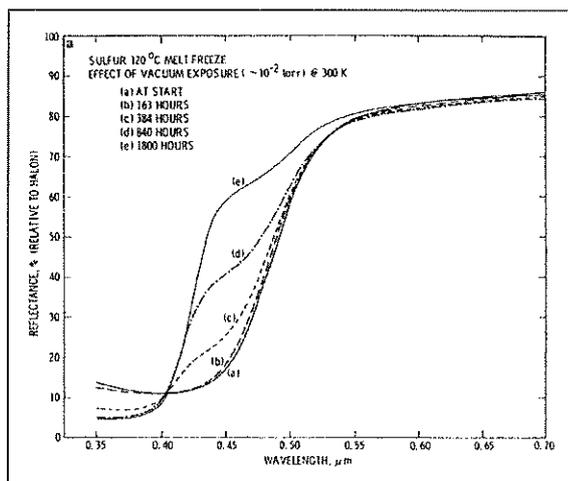
Fig. 8.6: Influences rapportées par [Nelson et al., 1990] de la température et de l'irradiation sur le spectre en réflectance du soufre.

♣ Effets de la sublimation

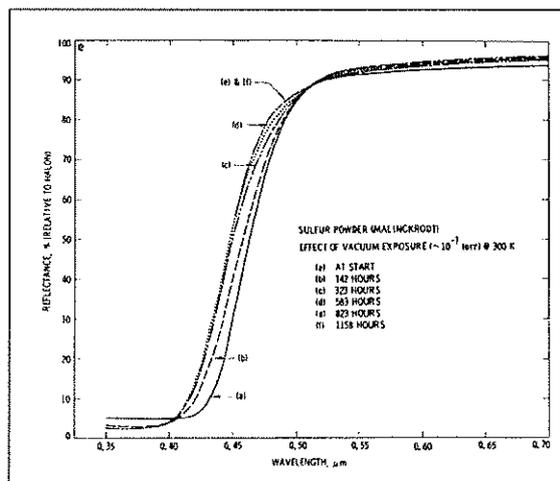
Des expériences successivement menées par [Nash, 1987] et [Moses and Nash, 1991] à géométrie fixe ont clairement mis en évidence les mécanismes et conséquences de la sublimation, en soulignant le rôle de l'histoire thermique des échantillons de soufre liquéfiés à

diverses températures puis refroidis. Tout d'abord, ces auteurs notent une texture surfacique du soufre solidifié dépendante de la température de fusion. Les températures intermédiaires (120°C-180°C) induisent une rugosité à l'échelle millimétrique et des structures dendritiques issues de la cristallisation selon un réseau monoclinique. A hautes températures (325°C-440°C), les surfaces sont plus lisses car l'importante viscosité impose une solidification en phase amorphe suivie d'une transformation polymorphique en soufre monoclinique puis orthorhombique.

Disposés dans une enceinte sous vide afin d'accélérer le processus de sublimation, les échantillons de soufre voient leur teinte jaune originelle blanchir progressivement et ce d'autant plus vite que la température de fusion initiale est faible. Les spectres en réflectance présentent un brillance accrue de l'aile d'absorption "bleue" entre 410 nm et 500 nm couplée à l'apparition d'un léger creux entre 450 nm et 500 nm qui se réduit ensuite au fur et à mesure de la sublimation (*cf* Fig. 8.7(a)). Cette particularité n'est par contre pas observée pour les échantillons de soufre en poudre (*cf* Fig. 8.7(b)). Pour l'échantillon ayant subi une fonte, la réflectance dans l'UV est relativement élevée et décroît rapidement au cours du processus. Ce phénomène affecte aussi la poudre de soufre, mais de manière beaucoup plus discrète. Concernant la microtexture, les auteurs notent que la sublimation érode la surface des échantillons et que la rugosité croissante à l'échelle micronique s'accompagne d'une diminution de la taille des grains et d'une augmentation de la porosité du matériau.



(a) Fusion à 120°C puis refroidissement.

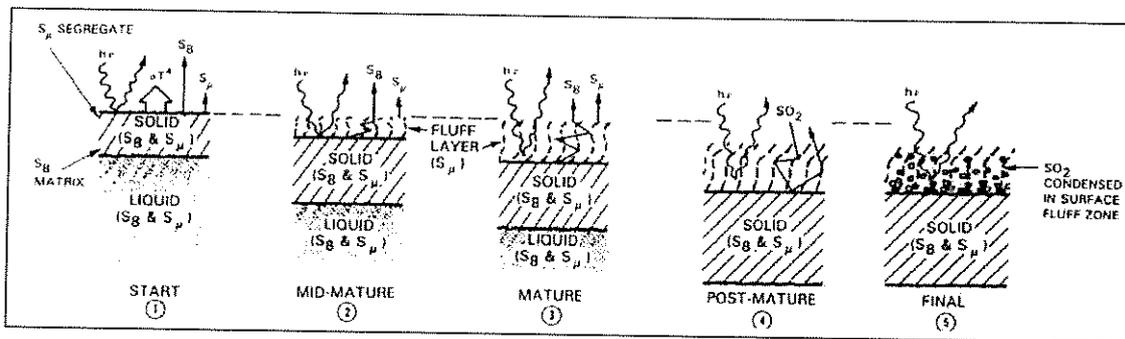


(b) Fusion à 325°C puis refroidissement.

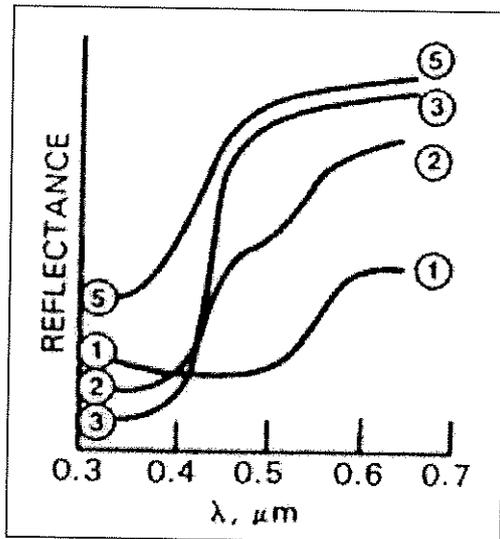
Fig. 8.7: Réflectance à géométrie fixe d'échantillons de soufre en fonction du temps d'exposition au vide et de la température de fusion initiale (d'après [Nash, 1987]).

A titre d'explication, [Nash, 1987] suggère une sublimation différentielle régie par les différences de pressions de vapeur saturante des divers types de molécules constitutives du soufre, cycliques (S_6 , S_7 , S_8 , S_9 , S_{12}) et polymérisées (S_μ). Ces dernières, moins volatiles et en concentration d'autant plus importante que la température de fusion initiale est élevée, subsisteraient donc en unités interconnectées responsables de l'aspect cotonneux évoqué précédemment. La sublimation modifierait donc la topologie superficielle, ce qui expliquerait les variations des couleurs observées au cours des expériences: les petites

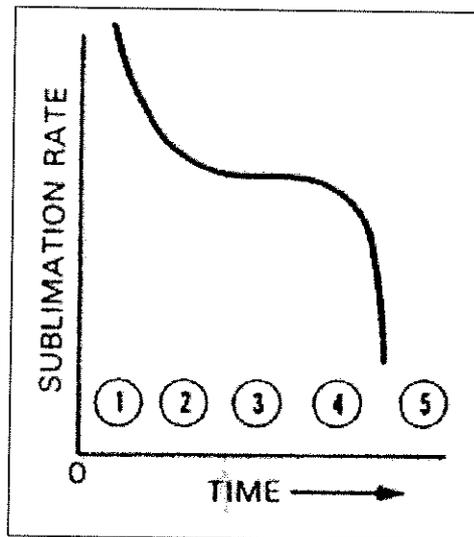
structures polymérisées formées ($0.15-0.30 \mu\text{m}$), agissant comme autant de diffuseurs, imposeraient peu à peu la prépondérance des effets de diffusion de surface au détriment des effets volumiques favorisés par les surfaces lisses et les particules grossières de la matrice S_8 sous-jacente. L'amplification de cette tendance, à mesure que la couche de polymères s'épaissit, pourrait justifier le spectre sombre dans l'UV et plus "brillant" dans le visible, en marge de la bande d'absorption. Ce raisonnement est illustré dans la Figure 8.8.



(a) Etapes d'évolution.



(b) Réflectance associée à chaque étape.



(c) Taux de sublimation à chaque étape.

Fig. 8.8: Représentation schématique des processus physiques affectant le soufre sous vide ([Nash and Moses, 1988]).

II Caractérisation et conditionnement des échantillons

II.1 Etude des propriétés structurales et optiques

II.1.1 Taille et forme des grains des poudres disponibles

Les caractéristiques des deux variétés de poudres de soufre dont nous disposons sont résumées dans la Table 8.5.

Poudre	Granulométrie	Pureté	Fournisseur
"160 μm "	$< 160\mu\text{m}$	99%	Prolabo
"40 μm "	90% $< 40\mu\text{m}$ 80% $< 20\mu\text{m}$	99%	Merck

Tab. 8.5: Caractéristiques des poudres de soufre utilisées.

Elles ont été scrutées au microscope électronique à balayage de l'*IEF* (Université Paris XI). Nous espérons dégager d'éventuelles disparités morphologiques inhérentes aux tailles des grains indiquées par les fabricants, respectivement 40 μm (notée "40 μm ") et 160 μm (notée "160 μm "). La Figure 8.9, qui rassemble un échantillon des clichés obtenus, témoigne tout d'abord de l'imprécision liée à la notion de taille puisque les particules peuvent en effet s'avérer plus volumineuses que prévues. Une explication partielle réside probablement dans leur tendance à s'agglomérer après leur tamisage par le fabricant. Il est à ce niveau nécessaire d'établir une distinction entre la taille des particules élémentaires et celle des agrégats. Les agrégats "160 μm " peuvent certes atteindre des dimensions de l'ordre de 160 μm , mais les images montrent qu'ils agglomèrent des grains d'environ 10 μm qui se distinguent majoritairement par leur apparence quasi-sphérique, leur texture poreuse et leur propension à s'agencer en structures complexes parfois fantaisistes (*cf* Fig. 8.9(a)). Leur grande porosité révèle peut-être l'existence d'une sous-structure impliquant des éléments encore plus petits. La poudre "40 μm " comporte également des agrégats de tailles variables, mais les grains individuels apparaissent non seulement beaucoup plus "lisses" et caractérisés par des formes plus disparates. Leurs tailles oscillent autour de 10 μm en moyenne.

II.1.2 Constantes optiques

La connaissance des constantes optiques est indispensable dans la perspective d'une comparaison des mesures de BRDF et leur simulation par le logiciel Spectrimag.

♣ Tentative de détermination expérimentale

Avec les moyens disponibles au *LPG*, la méthode la plus immédiate repose sur l'étude en transmission, dans les gammes UV-Vis-NIR, d'un monocristal de soufre à l'aide du spectromètre à transformée de Fourier.

A cet effet, Roberto Bini, du *LSM* (Florence, Italie) nous a tout d'abord fourni un cristal de soufre malheureusement délicat à exploiter: sa taille, environ 5 mm, oblige à

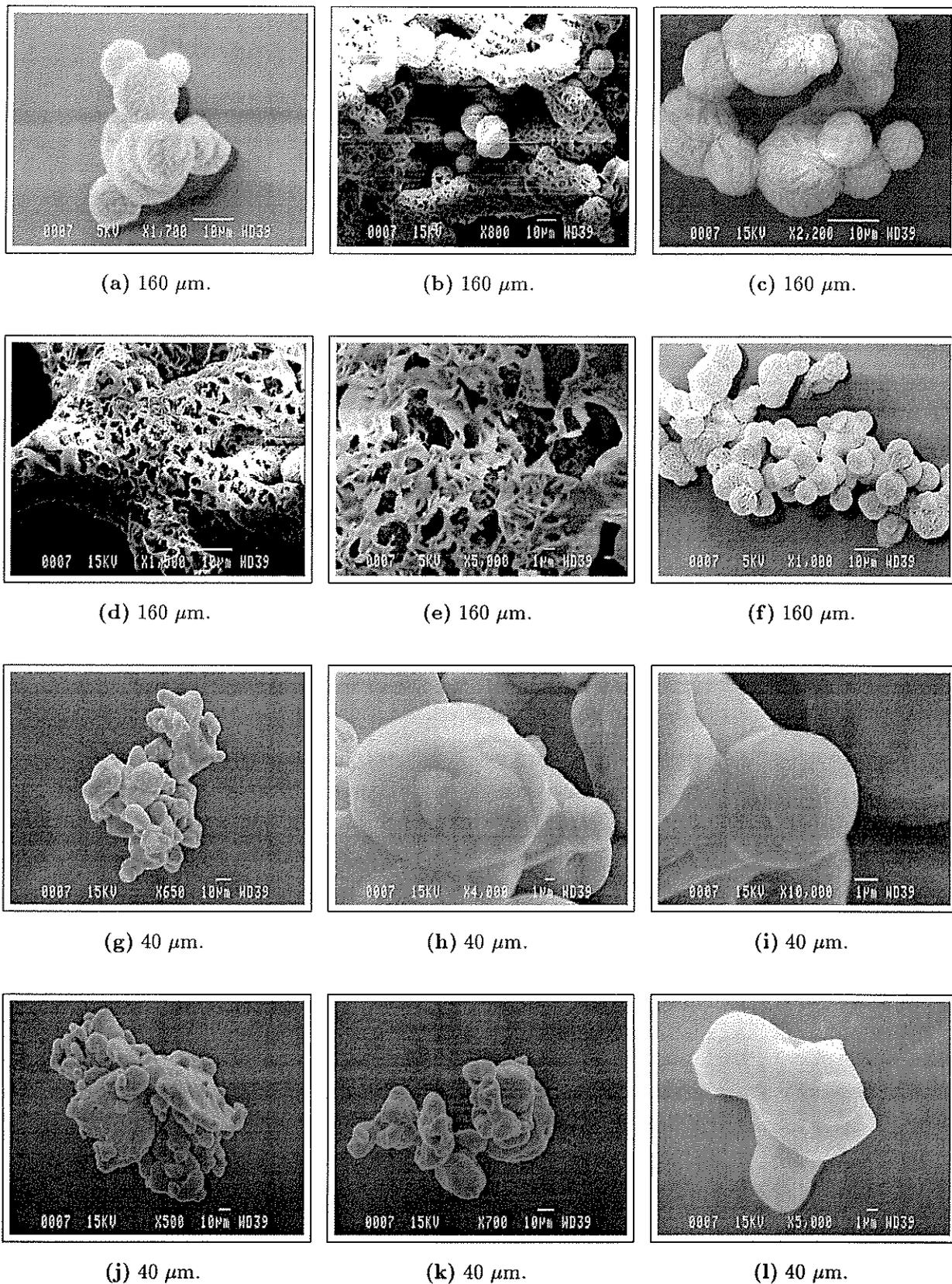


Fig. 8.9: Grains de soufre observés au microscope électronique à balayage.

utiliser un faisceau de petite dimension, qui, conjugué la forte absorption du soufre, ne permet pas de mesurer la transmission avec un bon rapport signal sur bruit. D'autre part, l'échantillon n'est pas totalement homogène et rendre ses faces parallèles comporte un risque d'endommagement irréversible. Nous avons donc essayé de faire croître nos propres monocristaux en collaborant avec Patrick Chaudouët, du *LMGP* (Grenoble). La cristallisation s'est déroulée dans un solvant organique (chloroforme CHCl_3), alimenté en poudre de soufre et maintenu à une température voisine de 60°C . Au final, les cristaux obtenus ont certes une belle géométrie (*cf* Fig. 8.10), mais leur taille réduite, $300\ \mu\text{m}$ au mieux, condamne définitivement une détermination expérimentale des constantes optiques, dans le cadre de cette thèse tout au moins.

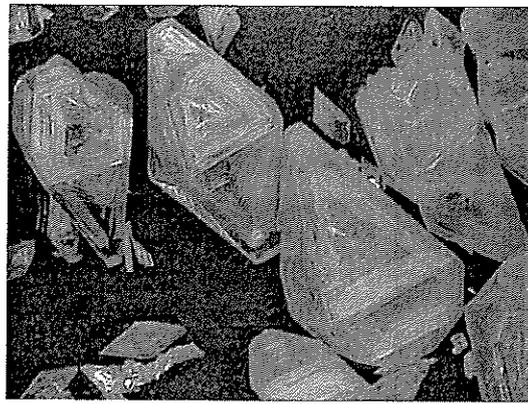


Fig. 8.10: Cristaux de soufre obtenus au *LMGP*. La taille des plus grands est de l'ordre de $300\ \mu\text{m}$.

♣ Compilation bibliographique

A défaut de mesures, les valeurs repertoriées par [Fuller et al., 1998] ont été sélectionnées dans les gammes spectrales qui nous intéressent (notamment celle correspondant à l'instrument *SSI*, [Geissler et al., 1999]). Elles peuvent être interpolées et échantillonnées spectralement, en fonction des besoins par un outil spécifiquement réalisé sous IDL. C'est ce qui a été réalisé dans la Figure 8.4.

II.1.3 Pression de vapeur saturante

Estimer les lois de variation de la pression de vapeur saturante et du taux d'évaporation du soufre en fonction de la température peut s'avérer utile. Des valeurs de la pression de vapeur saturante P_S ont été tabulées par [Meyer, 1976] et le taux d'évaporation, connaissant P_S , provient d'un calcul fondé sur des lois de thermodynamique statistique, la seule hypothèse formulée étant l'affectation de la valeur 1 au coefficient de collage des molécules (Le coefficient de collage traduit la probabilité de condensation d'une molécule frappant la surface maintenue à T_{surf}). P_S et le taux d'évaporation sont tous deux tracés dans la Figure 8.11.

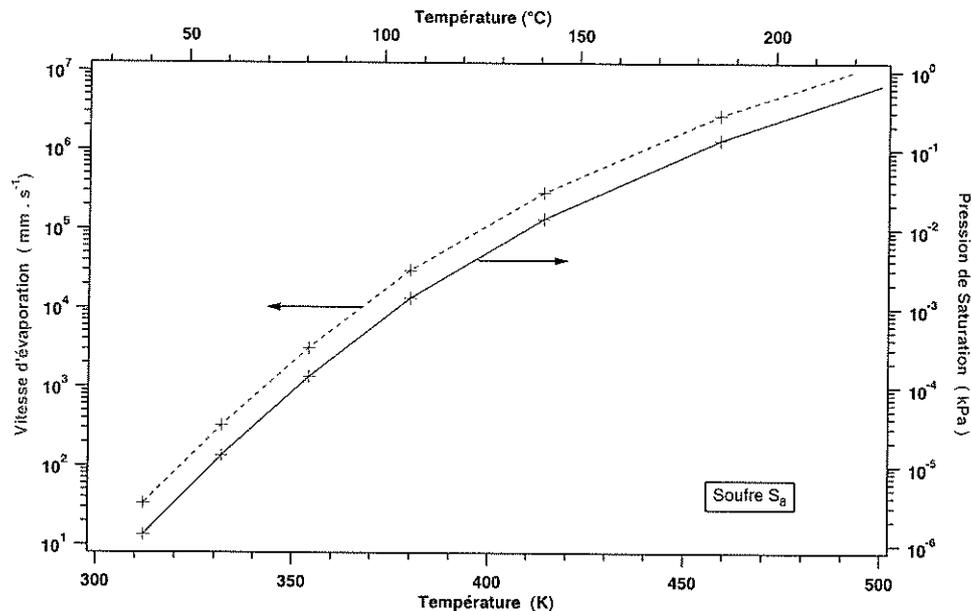


Fig. 8.11: Pression de vapeur saturante et taux d'évaporation du soufre en fonction de la température.

II.2 Préparation des échantillons

II.2.1 Contextes physiques et thermodynamiques envisagés

Les contextes de formation et d'évolution d'éventuelles entités soufrées à la surface de Io nous ont conduit à imaginer plusieurs types de conditionnement des échantillons de soufre incorporant divers phénomènes physiques et thermodynamiques:

- **La condensation** se manifeste lorsque des éléments en phase vapeur rencontrent des surfaces plus froides, comme cela peut se produire lorsque les gaz d'éruptions volcaniques viennent en contact avec les surfaces avoisinantes. Les produits soufrés peuvent en faire partie, sur Terre comme sur Io. Des dépôts de condensation circulaire ou irréguliers ont été mis en évidence sur Io. Ce point sera abordé dans le Chapitre 9.
- **Le frittage thermique en phase solide** augmente la taille des grains. Il consiste à agglomérer des poudres à une température à laquelle tous les constituants demeurent à l'état solide (c'est à dire, dans le cas général d'un mélange, peu en dessous de la température de fusion du corps le plus fusible) mais où la pression de vapeur est suffisante pour transporter de la matière et ainsi permettre la formation des liaisons entre grains. Ce phénomène peut être accéléré mécaniquement sous la charge induite ou transmise par le matériau environnant. Cette métamorphose affecte très probablement le soufre sur Io dans les zones de températures élevées. Elle a en tout cas été observée pour le SO_2 ([Douté et al., 2001]).
- **Le phénomène de sublimation** se rencontre dans des conditions où la pression partielle du composé chute sous la pression de vapeur saturante associée à la température de la surface. Il se produit souvent dans les régions fortement exposées au

rayonnement solaire. Sur Io, il existe sans doute aussi au voisinage des coulées de lave. Il semble responsable d'effets photométriques marqués à la fois sur la poudre de soufre et sur des échantillons préalablement fondus à des températures différentes ([Nash, 1987], [Nash and Moses, 1988]).

- **Le phénomène de fusion** se manifeste également à la surface de Io et témoigne de son volcanisme actif (*cf* Chap. 9). En fonction de la température, il confère au soufre des propriétés qui se répercutent, après refroidissement, sur la phase solide. Nous en avons déjà entrevues quelques-unes avec [Meyer, 1976] et les expériences de [Nash, 1987]: apparition de polymères au-delà de 159°, comportement en réflectance des échantillons solides différent selon la température initiale de fusion, ...

II.2.2 Développement d'une enceinte multi-fonctionnelle de conditionnement

Nous avons effectué un premier pas vers la prise en compte de ces effets avec le développement d'une enceinte de conditionnement des échantillons capable de simuler la condensation, le frittage, la fusion et la sublimation (*cf* Fig. 8.12). De forme cylindrique, cette enceinte héberge un support en laiton relié à une résistance chauffante et surmonté d'un porte-échantillon de diamètre 80 mm et de hauteur 10 mm. Un tel diamètre autorise des angles d'observation de 70°, à la différence des coupelles utilisées par [Nash, 1987] et [Moses and Nash, 1991], plus petites (diamètre 19 mm) et observées sous une seule géométrie. L'enceinte dispose d'une fenêtre latérale et de 3 vannes respectivement connectées à une pompe à palette, à l'air ambiant et à un capteur de pression. Sur son couvercle amovible peut en outre être enclenché soit une deuxième fenêtre, soit une piston ajustable en hauteur muni d'un disque refroidi par un courant d'eau et qui, ainsi disposé en regard de l'échantillon, est prévu pour recueillir par condensation des vapeurs soufrées. Ainsi, des conditions favorables de conditionnement sont *a priori* concevables:

- **Contrôle de la pression ambiante:** Les tests effectués ont montré que le dispositif permet d'atteindre une pression de 10^{-2} mbar, ce qui demeure somme toute assez élevé en regard de la pression de vapeur saturante du soufre, même aux hautes températures. C'est à n'en pas douter le principal facteur limitant du système.
- **Contrôle de la température de l'échantillon,** limitée à 200°C par la nature des joints utilisés.
- **Contrôle de la vitesse de refroidissement** du receptacle de condensation du soufre, selon le débit d'eau circulant dans les plateaux "chauffants".

II.2.3 Types de mesures de BRDF

Selon les besoins et le temps imparti, les mesures sont essentiellement de deux types:

- **ASD: Acquisition Spectrale Détaillée** pour une géométrie de référence (par exemple celle qu'a sélectionnée [Nash, 1987]: $\theta_i = 0^\circ$, $\theta_r = \pm 30^\circ$, $\Phi = 0^\circ$), afin de privilégier l'information spectrale.

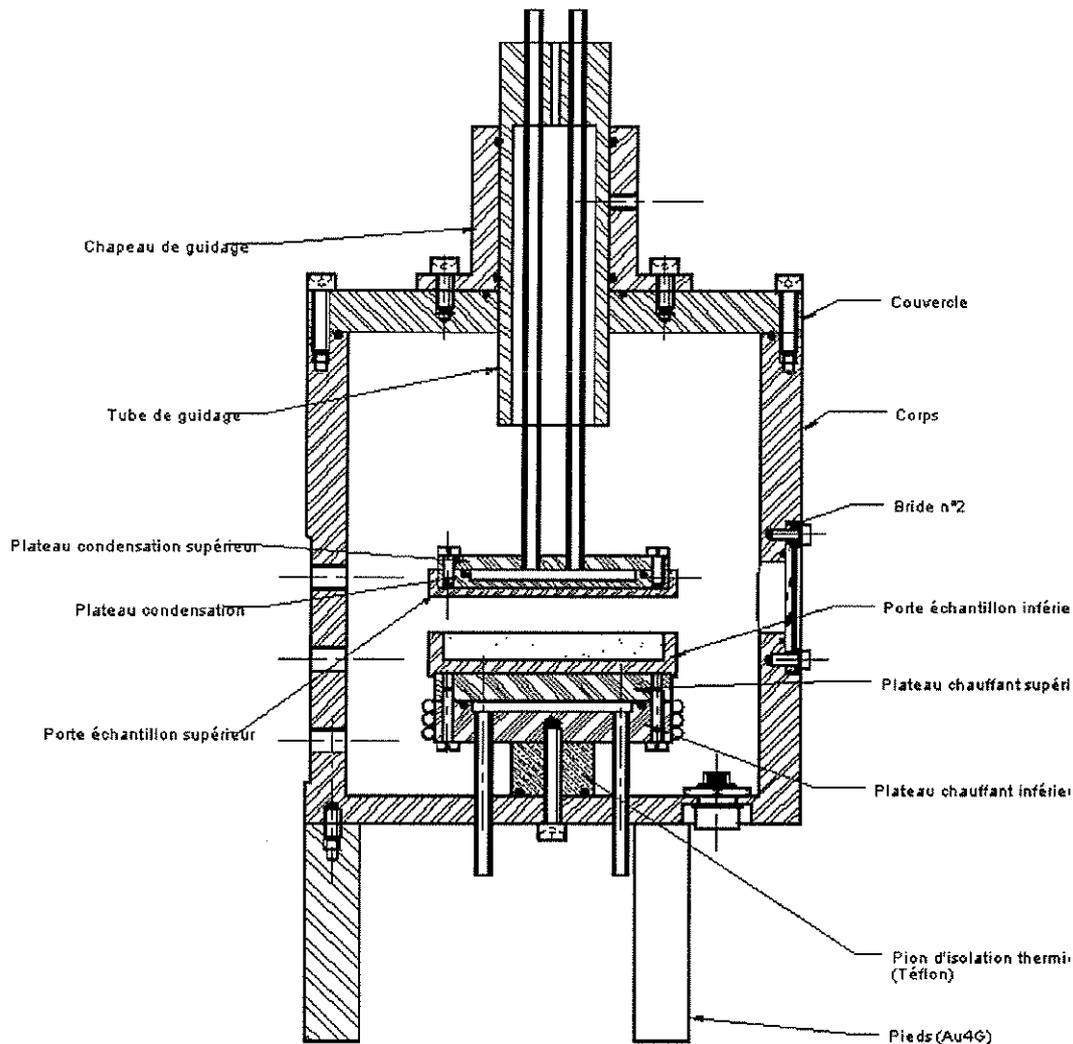


Fig. 8.12: Schéma en coupe de l'enceinte multifonctionnelle réalisée pour le conditionnement des échantillons de soufre (conception: Olivier Brissaud). Le diamètre du porte-échantillon (au centre) est de 80 mm

- **APD: Acquisition Photométrique Détaillée**, s'orientant au contraire vers un spectre plus sommaire mais acquis selon une large gamme de configurations angulaires. L'aspect photométrique, alors prioritaire, inclut notamment le suivi de la forme des principales bandes d'absorption (cas général).

Si l'on désire explorer l'évolution temporelle de l'impact d'un effet physique particulier (notamment la sublimation et le frittage), les expériences suivront typiquement le schéma de la Figure 8.13.

Ne sont bien entendu pas proscrits divers compromis et modifications du schéma initial. Le nombre de longueurs d'ondes de mesure peut typiquement atteindre 20 (spectres partiels) ou 50 (spectres détaillés) de manière à bien échantillonner l'aile de la bande d'absorption électronique du soufre jusqu'aux confins de la gamme visible ($\sim 700\text{-}800$ nm).

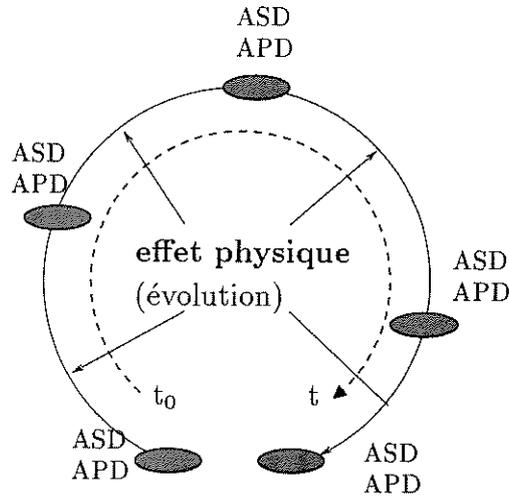


Fig. 8.13: Schéma d'une expérience type comportant plusieurs étapes d'évolution de l'échantillon alternées avec des mesures de BRDF.

II.3 Modalités d'inversion de la BRDF

Nous cherchons à déterminer les paramètres libres ξ , w et éventuellement $\tilde{\xi}$ et q de la fonction de phase de Henyey-Greenstein à un ou deux lobes, déjà définies (*cf* **Chap. 2**, **Eq. 2.17** et **Eq. 2.18**), mais que nous rappelons ici:

$$p_{HG}(g, \xi) = \frac{1 - \xi^2}{(1 + 2\xi \cos g + \xi^2)^{3/2}}$$

$$p_{HG2}(g, \tilde{\xi}) = \frac{1 + q}{2} \cdot \frac{1 - \tilde{\xi}^2}{(1 - 2\tilde{\xi} \cos g + \tilde{\xi}^2)^{3/2}} + \frac{1 - q}{2} \cdot \frac{1 - \tilde{\xi}^2}{(1 + 2\tilde{\xi} \cos g + \tilde{\xi}^2)^{3/2}}$$

$$\xi = -q\tilde{\xi}$$

Ce choix est renforcé par la comparaison entre diverses fonctions photométriques menée par [Gradie and Veverka, 1984] (*cf* **Sec. I.3.3**).

Les modèles de transfert radiatif évolués, comme celui développé récemment par l'équipe ([Douté and Schmitt, 1998]), exigent en effet des méthodes d'inversion plus complexes, gourmandes en temps et en ressources informatiques, qui justifient une première étude à l'aide du modèle analytique de Hapke. Les données de BRDF sont donc inversées selon **une formule photométrique de [Hapke, 1993] améliorée** associée à une couche homogène semi-infinie, en considérant l'anisotropie "réelle" ($p(g)$) de la première diffusion et une anisotropie "réduite" des diffusions suivantes, ($p(g)$ projetée au premier ordre sur la base des polynômes de Legendre au lieu d'être simplement égale à 1, *cf* **Chap. 2**, **Eq. 2.16b**). Le calcul de la BRDF s'appuie sur une "paramétrisation" améliorée des fonctions de Chandrasekhar décrite dans la thèse de Sylvain Douté ([Douté, 1998], p. 75). L'inversion proprement dite consiste en une classique minimisation de l'écart quadratique entre mesures et données synthétiques. Elle repose sur un programme IDL (MPFIT) adapté à partir de la version récupérée sur le site

<http://cow.physics.wisc.edu/~craigm/idl/>. Les mesures éventuellement affectées par l'effet spéculaire sont systématiquement éliminées avant l'inversion.

III Mesure et analyse de la BRDF du soufre

Un point commun à toutes les expériences mises en œuvre: les mesures dans l'UV, en deça de 450 nm, sont généralement fortement bruitées. Cela est dû à la conjonction du "stray light" du monochromateur (même si l'adjonction de filtres passe-bande a notablement contribué à le réduire) et de la très faible réflectance du soufre.

III.1 Poudre non altérée: effet de la taille et de la texture des grains

III.1.1 Description des expériences

Avant le projet et l'achèvement de l'enceinte, les premières expériences furent tout naturellement dédiées à la poudre de soufre dans les conditions TPN². Ces expériences ont en fait été réitérées au cours de l'étude de la sublimation et du frittage dans la mesure où l'échantillon initial était à chaque fois une poudre non altérée constituée de grains de "40 μm ". Nous présentons ici quelques mesures effectuées sur les deux types de poudre disponibles, caractérisées par des tailles de grains de "40 μm " et "160 μm ", bien qu'il faille considérer ces chiffres avec précaution. Les caractéristiques des spectres détaillés (ASD) et des spectres multiangulaires (APD) sont indiquées dans la Table 8.6.

Poudre standard: paramètres				
Paramètres physiques		Paramètres angulaires		
Paramètre	valeur		APD	ASD
granulométrie	"40 μm ", "160 μm "	θ_i	0°,30°,60°	0°
température	ambiante ($\sim 20^\circ\text{C}$)	θ_r	0°,10°, ... ,70°	30°
pression	1 bar	Φ	0°,90°,180°	0°
		nb λ	23	40
		λ	400→610 nm	400→640 nm

Tab. 8.6: BRDF de la poudre de soufre: choix des paramètres expérimentaux.

III.1.2 Tendances observées

A l'instar de [Gradie and Veverka, 1984] (*cf* Sec. 8.5), les spectres présentés dans la Figure 8.14 confirment leur décalage vers les grandes longueurs d'onde résultant d'une taille de grains croissante. Nous constatons de plus que ce décalage spectral est fonction de la géométrie bidirectionnelle. La différence est particulièrement visible dans les cas extrêmes des configurations "diffusion avant" (décalage maximum) et "diffusion arrière" (décalage minimum, *cf* Fig. 8.14(b) et 8.14(f)). La géométrie "intermédiaire" présentée (*cf* Fig. 8.14(d)) s'insère de manière assez prévisible entre les deux tendances précédentes.

2. Température et Pression Normales

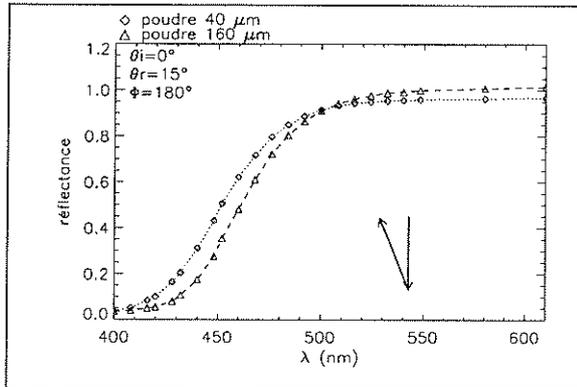
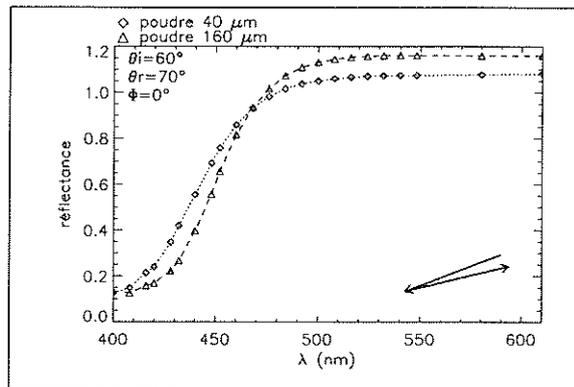
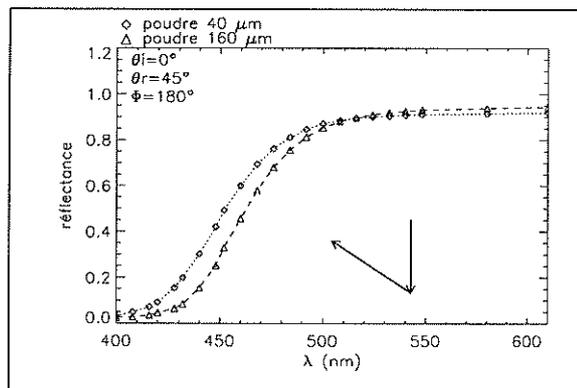
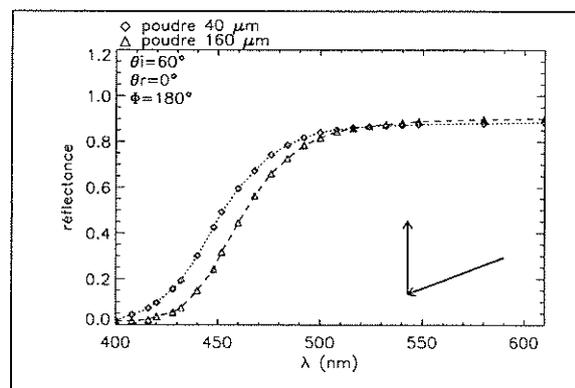
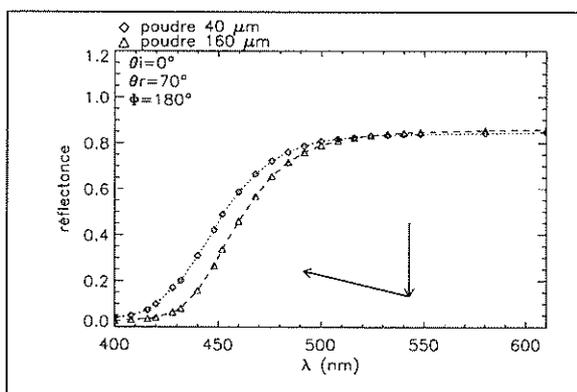
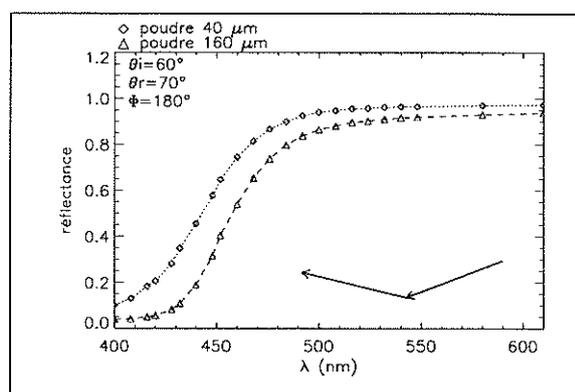
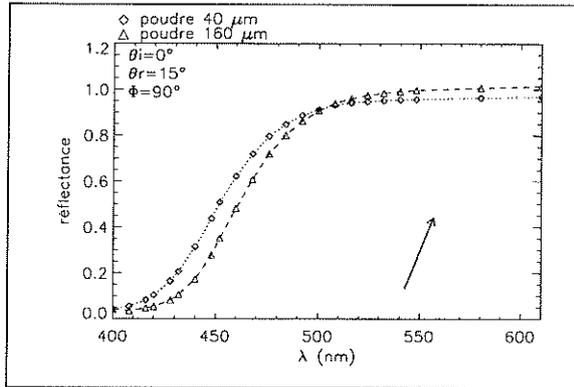
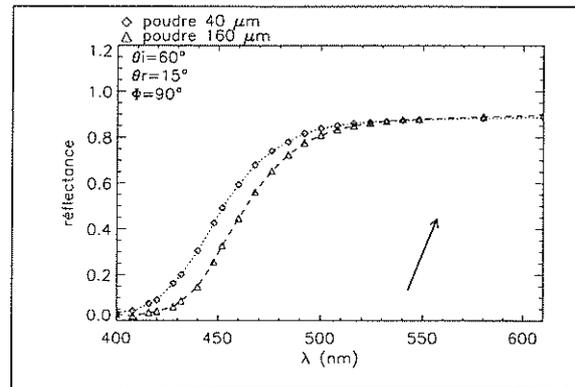
(a) $\theta_i = 0^\circ$, diffusion "arrière".(b) $\theta_i = 60^\circ$, géométrie diffusion "arrière".(c) $\theta_i = 0^\circ$, diffusion "intermédiaire".(d) $\theta_i = 60^\circ$, géométrie intermédiaire.(e) $\theta_i = 0^\circ$, diffusion "latérale".(f) $\theta_i = 60^\circ$, géométrie diffusion "avant".

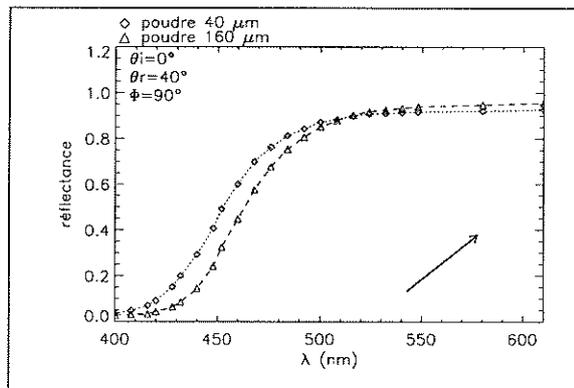
Fig. 8.14: Poudre de soufre: influence de la taille des grains sur le spectre en réflectance du soufre: spectres obtenus dans le plan principal pour un éclairage au nadir $\theta_i = 0^\circ$ (a, c et e) et fortement incliné $\theta_i = 60^\circ$ (b, d et f).



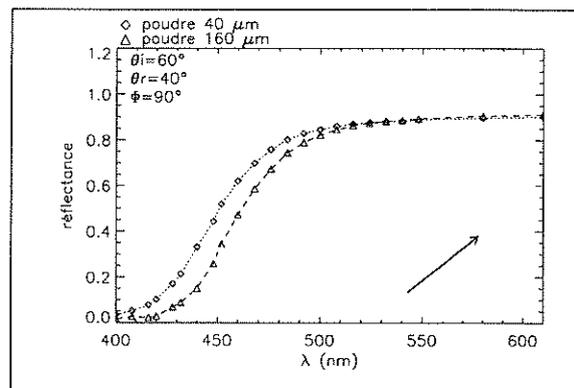
(a) $\theta_i = 0^\circ, \theta_r = 15^\circ$.



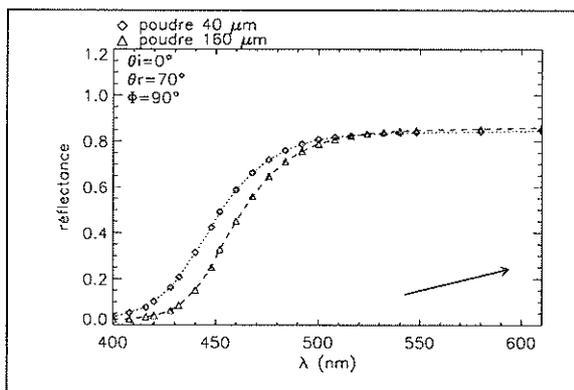
(b) $\theta_i = 60^\circ, \theta_r = 15^\circ$.



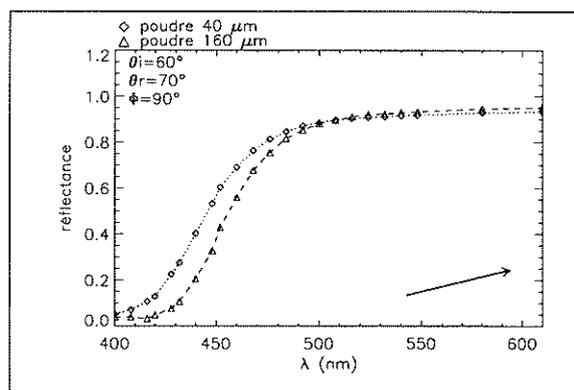
(c) $\theta_i = 0^\circ, \theta_r = 40^\circ$.



(d) $\theta_i = 60^\circ, \theta_r = 40^\circ$.



(e) $\theta_i = 0^\circ, \theta_r = 70^\circ$.



(f) $\theta_i = 60^\circ, \theta_r = 70^\circ$.

Fig. 8.15: Poudre de soufre: influence de la taille des grains sur le spectre en réflectance du soufre: spectres obtenus dans le plan perpendiculaire au principal pour un éclairage au nadir $\theta_i = 0^\circ$ (a, c et e) et fortement incliné $\theta_i = 60^\circ$ (b, d et f).

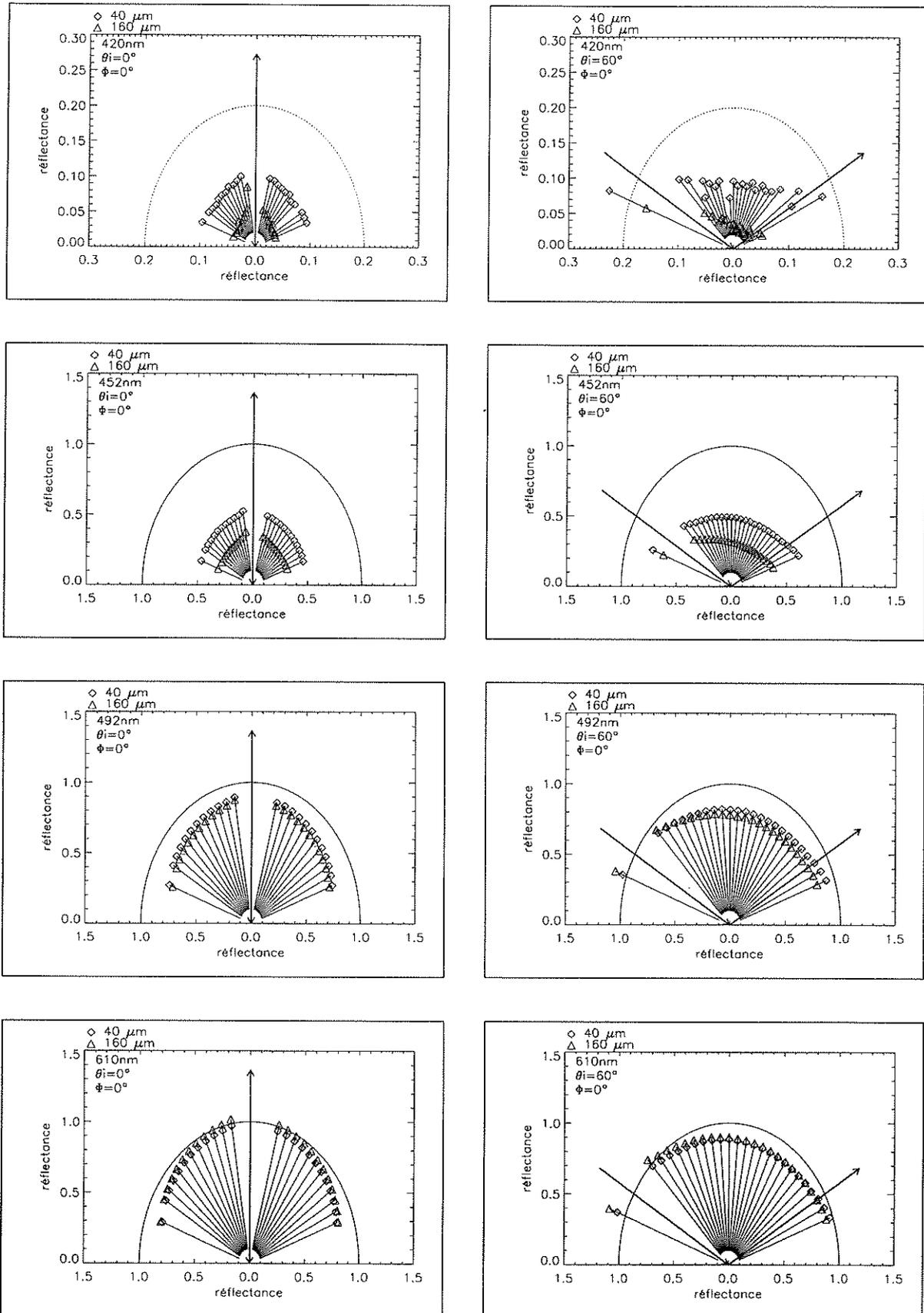


Fig. 8.16: Poudre de soufre: BRDFs des poudres de $40\ \mu\text{m}$ et $160\ \mu\text{m}$ dans le plan principal pour $\theta_i = 0^\circ$ (a, c et e), 60° (b, d et f) et $\lambda = 420, 452, 492, 610\ \text{nm}$. Les cercles “lambertiens” correspondent à une réflectance isotrope de 1, sauf à $420\ \text{nm}$ où cette dernière est ramenée à 0.2.

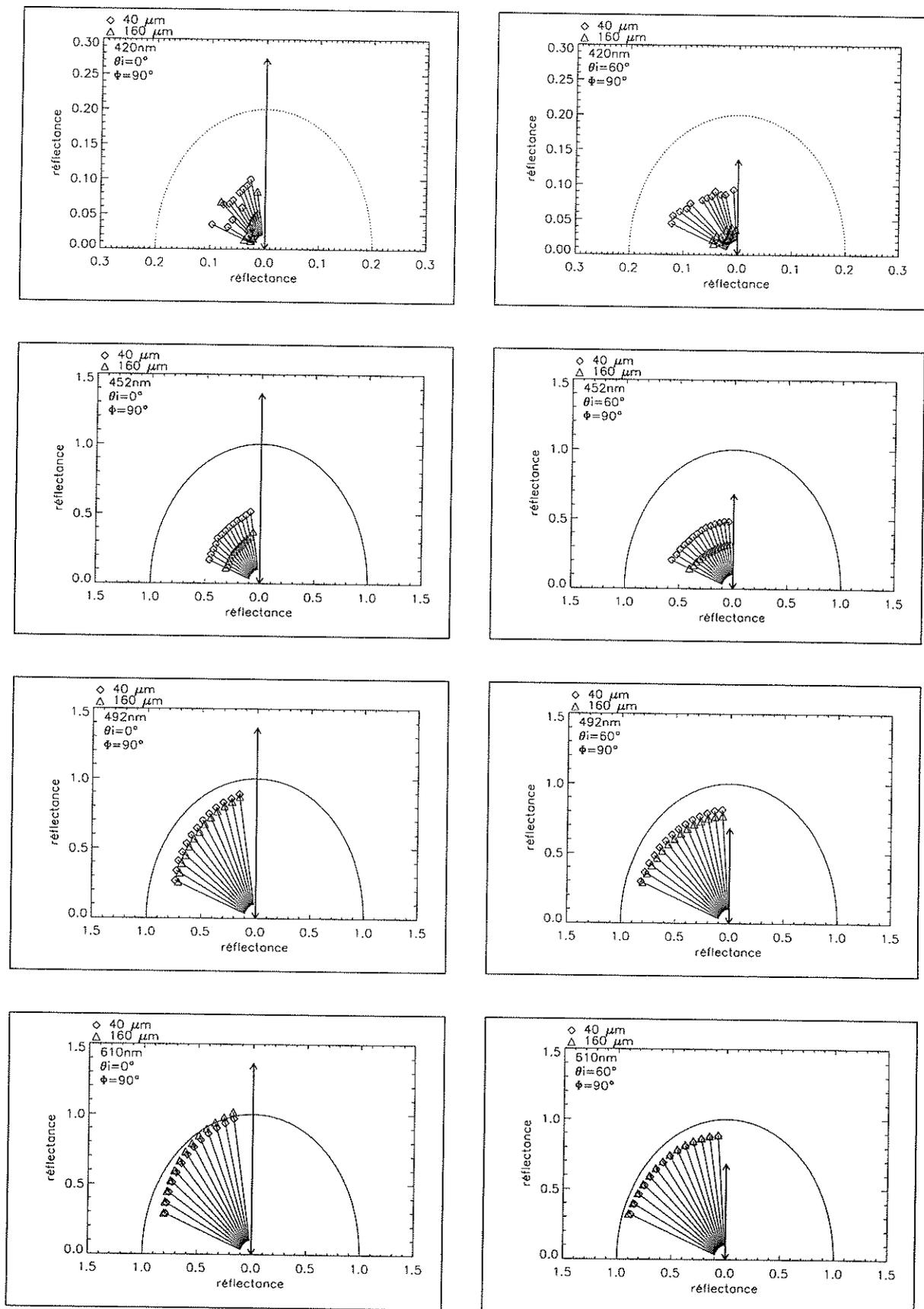


Fig. 8.17: Poudre de soufre: BRDFs des poudres de $40\ \mu\text{m}$ et $160\ \mu\text{m}$ et montrées dans le plan perpendiculaire ($\Phi = 90^\circ$) pour $\theta_i = 0^\circ$ (a, c et e), 60° (b, d et f) et $\lambda = 420, 452, 492, 610\ \text{nm}$. Les cercles "lambertiens" correspondent à une réflectance isotrope de 1, sauf à $420\ \text{nm}$ où cette dernière est ramenée à 0.2.

Cependant, [Gradie and Veverka, 1984] notent une chute de la réflectance lorsque la taille des grains diminue, en deça de 420 nm (dans la bande d'absorption), et une tendance inverse au-delà de 450 nm. D'après leurs graphes, la transition s'opère entre 420 et 430 nm selon les tailles de grains comparées (*cf* **Fig.** 8.5). Manifestement, cette transition, si elle existe, semble se produire vers 400 nm dans des conditions de rétrodiffusion (*cf* **Fig.** 8.14(a) et 8.14(b)) et à plus petite longueur d'onde pour les géométries de diffusion vers l'avant (*cf* **Fig.** 8.14(f)). Elle peut en effet dépendre de la géométrie et la situation la plus compatible avec les résultats de ces auteurs correspond à la région "diffusion arrière". Les spectres à petit angle de phase soulignent d'autre part que les gros grains confèrent une réflectance plus élevée dans la zone de transparence.

En dehors du plan principal ($\Phi = 90^\circ$), les différences non seulement entre les spectres des deux poudres mais aussi entre les spectres à diverses géométries d'une même poudre s'estompent quelque peu aux grands angles d'incidence (*cf* **Fig.** 8.15(b), 8.15(d) et 8.15(f)): tout d'abord, la réflectance dans la gamme de transparence dépend beaucoup moins fortement de la taille des grains (au plus 2% si $\theta_r = 70^\circ$). De plus, l'écart spectral variable qui distinguait les deux poudres dans le plan principal est à présent beaucoup moins perceptible.

Théoriquement, la taille des grains ne devrait exercer qu'une influence limitée dans la gamme de transparence du soufre. On observe toutefois une diminution de 15% de la réflectance de la poudre à gros grains lorsque l'angle de phase varie de 15° à 70° (*cf* **Fig.** 8.14(a) et 8.14(e)), cet effet étant à peine moins marqué pour la poudre à petits grains. En revanche, le soufre à petits grains est nettement plus "brillant" vers l'avant (grand angle de phase g), nettement moins vers l'arrière (petit g) aux grands angles d'incidence. Ces géométries "extrêmes" montrent que les réflectances des deux poudres peuvent différer, dans un sens ou dans l'autre, de plus de 10%.

Les graphes polaires à longueur d'onde fixe (*cf* **Fig.** 8.16 dans le plan principal et **Fig.** 8.16 dans la plan perpendiculaire $\Phi = 90^\circ$) permettent également de confirmer et de compléter le tableau des différences de comportement liées à la taille des grains:

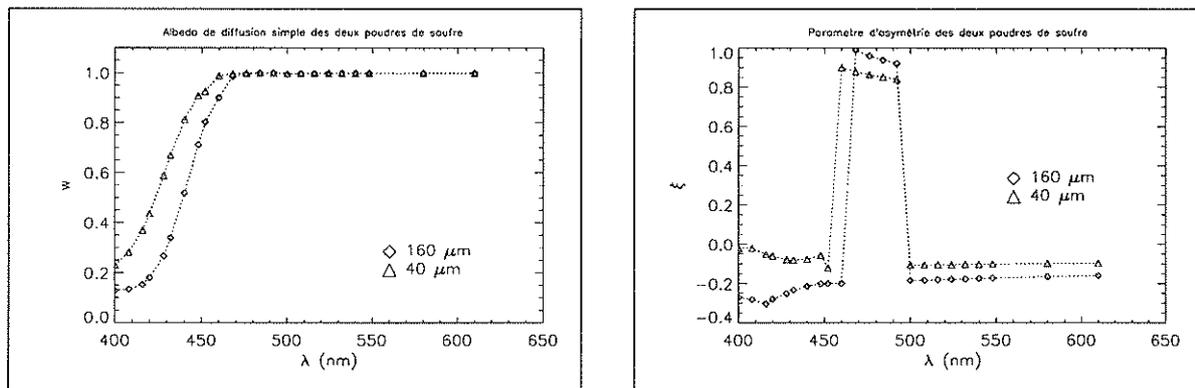
- Les deux poudres ont un comportement rétrodiffusant mais, conformément aux spectres, la poudre tamisée à "160 μm " semble plus rétrodiffusante que la poudre "40 μm ". La disparité est plus tranchée aux basses réflectances. A 420 nm, malgré l'instabilité des mesures, on devine même une rétrodiffusion de la poudre "160 μm " beaucoup plus prononcée.
- A l'inverse, un lobe de diffusion plus proéminent pour les petits grains apparaît vers l'avant lorsque la réflectance diminue.
- Si effet d'opposition il y a, il semble demeurer jusqu'à $g = 10 - 15^\circ$ à $\theta_i = 0^\circ$ (*cf* **Fig.** 8.14(a)) mais sa signature est beaucoup moins évidente à $\theta_i = 60^\circ$ ³. Aucune tendance ne semble corrélée à la taille des grains, mais il semble plus fort, en absolu, pour les albedos faibles, ce qui est confirmé dans la Figure 8.16 à 420 nm.
- Aucun pic spéculaire n'est observé, quelle que soit la longueur d'onde.

3. Pour le vérifier, il est préférable d'anticiper quelque peu sur le paragraphe suivant et de comparer les mesures aux BRDFs synthétiques exemptes d'effet d'opposition (*cf* **Fig.** 8.20 et 8.19).

- En dehors du plan principal, la rétrodiffusion de la poudre “160 μm ” se distingue à $\theta_i = 0^\circ$. A $\theta_i = 60^\circ$, dans la région de transparence (ici 610 nm), on remarque la quasi-similitude des réflectances des deux poudres.

III.1.3 Evaluation des paramètres de diffusion

Les mesures ont été inversées en assimilant la fonction de phase à une fonction de Henyey-Greenstein à un lobe (*cf* Sec. II.3). La convergence n’est pas systématiquement correcte pour chaque longueur d’onde, car elle peut aboutir à des valeurs de ξ et w manifestement irréalistes (en particulier des valeurs de ξ proches de 1 synonymes de très forte diffusion vers l’avant non observée, pour λ variant de 460 à 492 nm). w et ξ sont visualisés dans la Figure 8.18, qui corrobore la rétrodiffusion des deux poudres et celle plus affirmée de la poudre grossière par rapport à sa concurrente, quelle que soit la longueur d’onde. Les deux poudres voient ce comportement rétrodiffusant s’estomper à mesure que l’albedo de diffusion simple w s’approche de 1, c’est à dire lorsque l’on se déplace dans la partie brillante du spectre. Seul l’épaulement supérieur de la bande d’absorption (460-490 nm) n’a pu être modélisé.



(a) Albedo de diffusion simple w .

(b) Paramètre d'asymétrie ξ .

Fig. 8.18: Poudres de soufre “40 μm ” et “160 μm ”: visualisation des paramètres w et ξ .

Les mesures et la BRDF synthétique peuvent être comparées dans les Figures 8.19 et 8.20. Elles montrent, lorsque convergence il y a, un accord relativement bon, même si la réflectance est tout de même légèrement sous estimée dans deux cas:

- Pour la diffusion vers l’avant, lorsque $\theta_i = 60$, en particulier dans l’aile de la bande d’absorption, à 452 nm.
- A faible angle de phase, lorsque $\theta_i = 0$. L’effet d’opposition semble effectivement impliqué mais n’est pas inclus dans la fonction photométrique de Hapke utilisée. Le manque de mesures à faible angle de phase ne permet cependant pas de le contraindre.

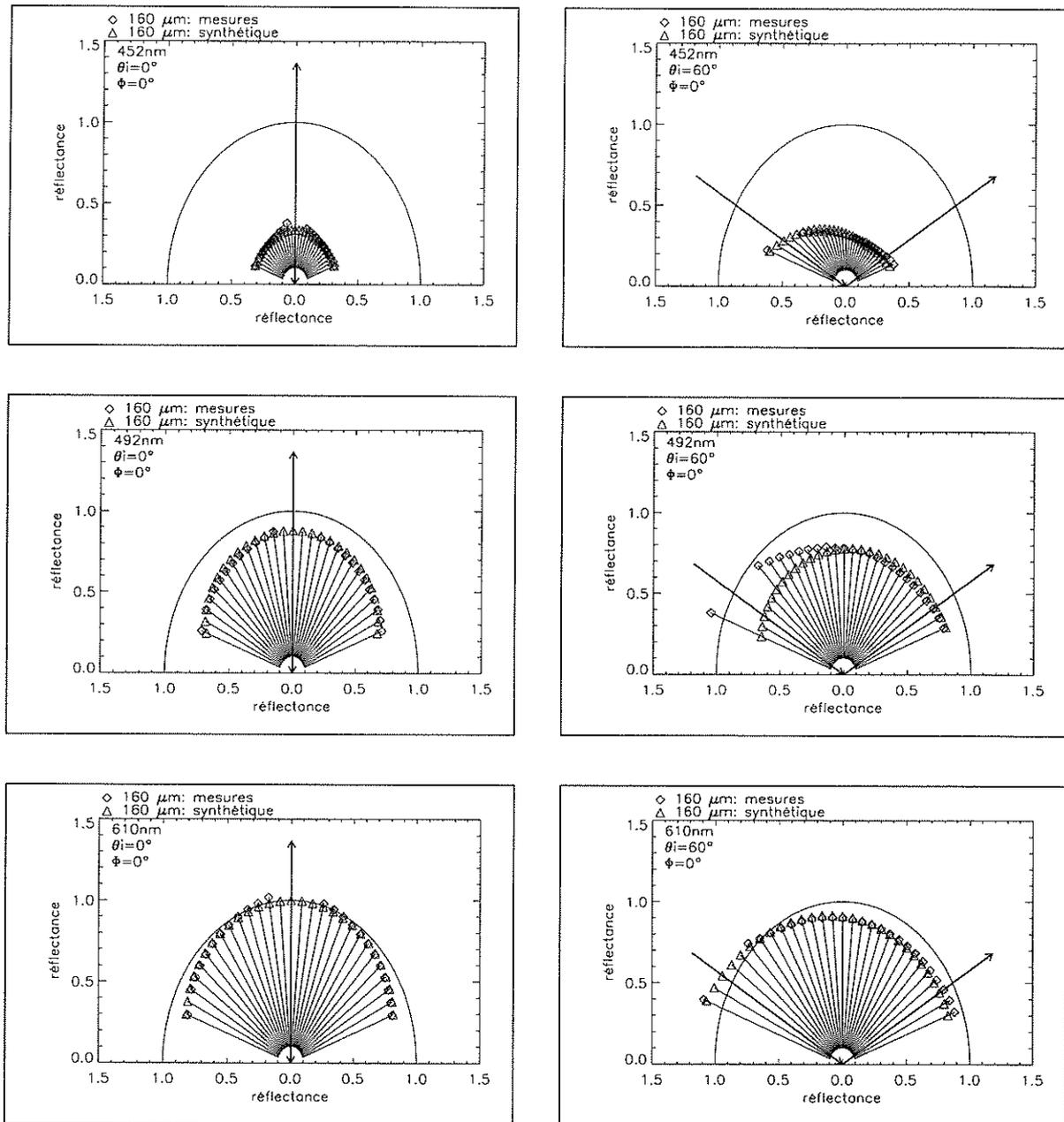


Fig. 8.19: Poudre de soufre "160 μm": comparaison, dans le plan principal de la BRDF mesurée et de la BRDF synthétique pour $\theta_i = 0^\circ, 60^\circ$ et $\lambda = 452, 492, 610\text{ nm}$.

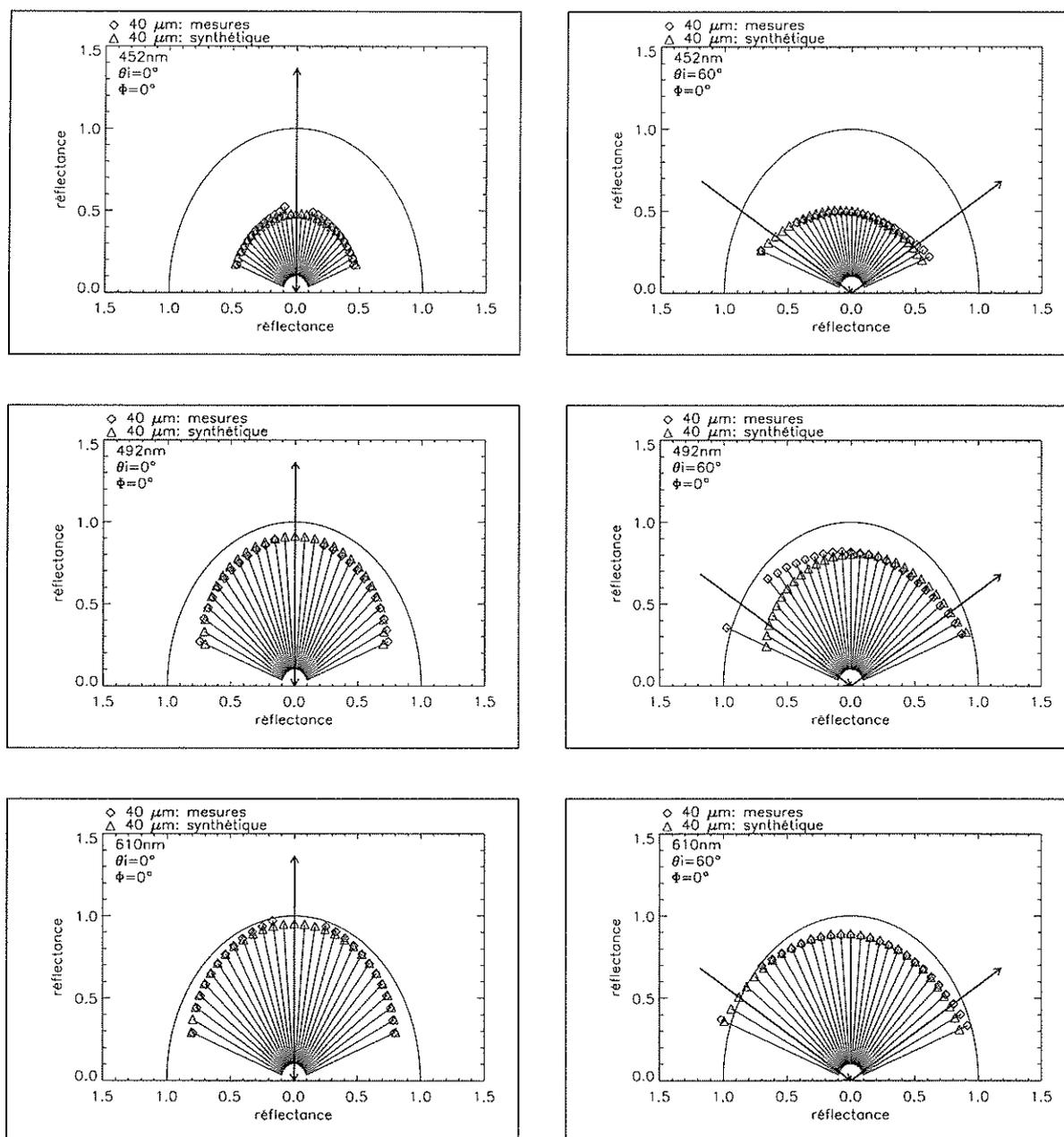


Fig. 8.20: Poudre de soufre "40 μm": comparaison, dans le plan principal de la BRDF mesurée et de la BRDF synthétique pour $\theta_i = 0^\circ, 60^\circ$ et $\lambda = 452, 492, 610\text{ nm}$.

III.2 Poudre exposée à la sublimation

III.2.1 Description des expériences

Le taux de sublimation dépend fortement de la température de l'échantillon: une variation de 30°C suffit à le modifier d'un ordre de grandeur. C'est donc ce paramètre qu'il convient d'ajuster au mieux. La seule contrainte gênante réside en fait dans la pression minimale de 10^{-2} mbar que la pompe est capable de maintenir, valeur généralement supérieure à la pression de vapeur du soufre dans la gamme de température accessible ($10^{-4} \leq P \leq 10^{-2}$ mbar entre 330 K et 380 K, cf Fig. 8.11). Aussi n'est-il pas possible, actuellement, d'obtenir des performances similaires à celles de [Nash, 1987] caractérisées par un vide très poussé (jusqu'à 10^{-7} mbar). En utilisant la poudre à petits grains (40 μm), nous avons finalement opté pour les conditions expérimentales listées dans la Table 8.7.

Sublimation: paramètres				
Paramètres physiques		Paramètres angulaires		
Paramètre	valeur		APD	ASD
granulométrie	"40 μm "	θ_i	0°, 30°, 60°	0°
température	50°C	θ_r	0°, 10°, ... , 70°	30°
pression	$2 \cdot 10^{-2}$ mbar	Φ	0°, 90°, 180°	0°
durée	~ 240 h	nb λ	45	96
totale		gamme	380 \rightarrow 650 nm	360 \rightarrow 690 nm

Tab. 8.7: Sublimation de la poudre de soufre: choix des paramètres expérimentaux. Les mesures sont effectuées à température ambiante.

III.2.2 Tendances observées

A cause d'une pression résiduelle beaucoup trop élevée à l'intérieur de l'enceinte, l'échantillon n'a manifesté lors de la sublimation que d'infimes changements spectraux et photométriques (cf Fig. 8.21), malgré un temps total de sublimation de l'ordre de 240 heures. Seule une légère augmentation de la réflectance est perceptible pour toutes les longueurs d'onde avec une éventuelle propension à un comportement plus rétrodiffusant pour un éclairage au nadir. Aussi est-il inutile d'incorporer au texte les résultats de l'inversion des mesures.

La sublimation du soufre a été principalement active au contact de la paroi métallique du récipient, plus chaude, et en dehors du champ de vision du détecteur, même aux grands angles d'observation. Le soufre est un mauvais conducteur de la chaleur, *a fortiori* sous forme granulaire, et la température de surface au centre de l'échantillon était certainement bien inférieure aux 50°C de la consigne. Le soufre sublimé s'est en partie recondensé en cristaux sur les deux fenêtres de l'enceinte, pièges froids du système.

Remarque: l'échantillon initial affiche une BRDF très similaire à celle de la poudre "40 μm " étudiée dans la Paragraphe III.1 au nadir, mais il est en revanche nettement plus diffusant vers l'avant et beaucoup moins vers l'arrière si $\theta_i = 60^\circ$. Ce constat prévaut à 452 nm (cf Fig. 8.16 et 8.21). Il illustre l'influence de la préparation de l'échantillon

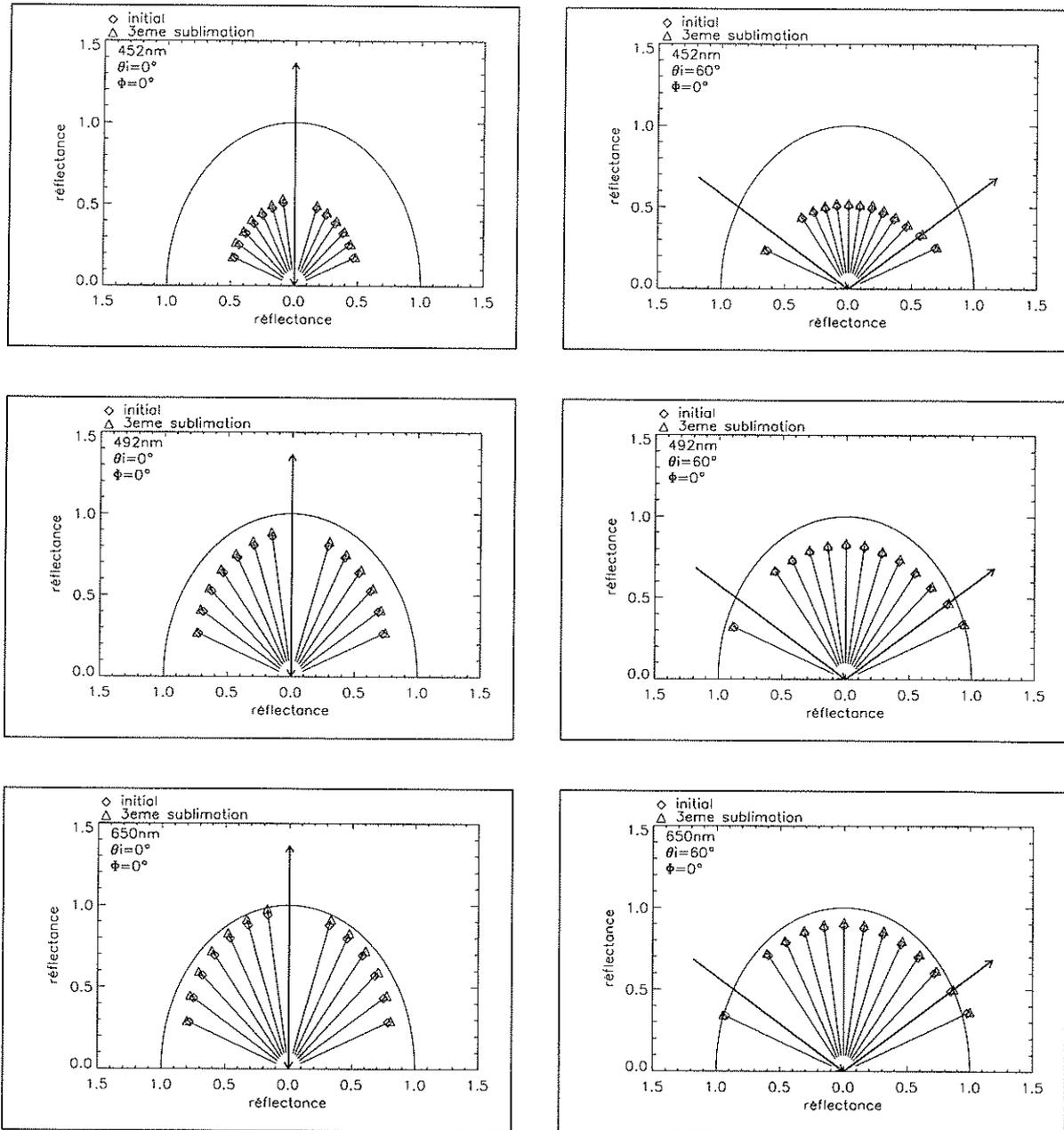


Fig. 8.21: Sublimation de la poudre de soufre "40 μm ": BRDF initiale et après la 3^{ème} phase de sublimation montrée dans le plan principal pour $\theta_i = 0^\circ, 60^\circ$ et $\lambda = 452, 492, 650\text{ nm}$.

sur les mesures de BRDF. En particulier, la procédure de raclage destinée à lui conférer une surface plane horizontale peut le tasser et ainsi engendrer des variations de densité non reproductibles au sein de la poudre.

III.3 Poudre frittée

III.3.1 Description des expériences

Les deux principales innovations concernant le frittage sont la température de recuit imposée à l'échantillon et la pression à laquelle ce dernier est soumis au cours de l'expérience. Il a semblé à cet égard plus judicieux de ne créer qu'un vide assez sommaire.

La méthodologie, reproduite autant de fois que l'échantillon est disposé dans l'enceinte, est la suivante (*cf* Tab. 8.8): simultanément, la température du support est portée à 50°C et la pompe est actionnée. Dès que la pression atteint environ 2.10^{-1} mbar, le pompage est interrompu et la température de recuit fixée à 90°C. L'échantillon évolue dès lors sans contrainte supplémentaire à cette température et pour une durée déterminée (seule la pression augmente de quelques dizaines de mbar au cours du recuit, l'étanchéité de l'enceinte étant imparfaite). Avant sa sortie, l'échantillon est refroidi à 50°C puis à température ambiante ($\sim 20^\circ\text{C}$). Les mesures peuvent alors commencer.

Frittage: expériences de recuit				
Etape	durée	Température	Pression initiale	Pression finale
initiale				
1 ^{er} recuit	~ 20 h	90°C	$\sim 2.10^{-1}$ mbar	$\sim 2.10^1$ mbar
2 ^{ème} recuit	~ 23 h	90°C	$\sim 2.10^{-1}$ mbar	$\sim 2.10^1$ mbar
03 ^{ème} recuit	~ 54 h	90°C	$\sim 2.10^{-1}$ mbar	$\sim 4.10^1$ mbar
4 ^{ème} recuit	~ 24 h	90°C	$\sim 2.10^{-1}$ mbar	$\sim 2.10^1$ mbar
5 ^{ème} recuit	~ 1 semaine	90°C	$\sim 2.10^{-1}$ mbar	?

Tab. 8.8: Frittage de la poudre de soufre: caractéristiques des expériences.

Les paramètres physiques, géométriques et spectraux des mesures photométriques apparaissent dans la Table 8.9.

Frittage: paramètres de mesure					
Paramètres physiques		Paramètres angulaires			
Paramètre	valeur		APD	ASD	ASD 2
granulométrie	"40 μm "	θ_i	0°,30°,60°	0°	60°
température	$\sim 20^\circ\text{C}$	θ_r	0°,5°, ... ,70°	30°	70°
pression	1 bar	Φ	0°,90°,180°	0°	0°-180°
		nb λ	26	51	40
		gamme	380→ 670 nm	360→ 690 nm	400→ 640 nm

Tab. 8.9: Frittage de la poudre de soufre: choix des paramètres expérimentaux de mesure (et non de conditionnement). Des mesures de type ASD et APD sont effectuées sur l'échantillon initial et après chaque recuit. Après le montage des filtres UV sur le monochromateur, une seconde mesure ASD a été réalisée avec l'échantillon final issu du 5^{ème} recuit et un nouvel échantillon de poudre.

III.3.2 Evolution de l'échantillon

Initialement sous forme de poudre, l'échantillon voit ses grains se solidariser à mesure que le frittage exerce son action, jusqu'à devenir au final un bloc rigide calquant ses contours sur le récipient cylindrique. La base de l'échantillon, en contact direct avec le support chauffé, a subi une métamorphose beaucoup plus importante: aspect plus cristallin, translucide, de couleur jaune plus sombre.

III.3.3 Tendances observées

♣ Vers un équilibre entre diffusions avant et arrière

Les spectres consignés dans la Figure 8.22 nous montrent l'évolution temporelle des spectres réfléchis par l'échantillon, dans des configurations caractéristiques de la diffusion vers l'arrière ($\theta_i = 60^\circ$, $\theta_r = 45^\circ$, $\Phi = 0^\circ$), de la diffusion vers l'avant ($\theta_i = 60^\circ$, $\theta_r = 50^\circ$, $\Phi = 180^\circ$), et enfin une situation intermédiaire ($\theta_i = 0^\circ$, $\theta_r = 30^\circ$, $\Phi = 0^\circ$). Globalement, le frittage confère à l'échantillon une couleur jaune de plus en plus prononcée expression du décalage de la bande d'absorption vers les grandes longueurs d'onde, de l'ordre de 20 nm pour un conditionnement d'environ 12 jours au total à 90°C . Le niveau d'albedo décroît, mais de manière différente selon les conditions géométriques: l'amenuisement est relativement régulier pour la diffusion arrière, tandis qu'il reste stable durant 3 recuits pour la diffusion avant, avant de chuter. Cela signifie que si, comme le suggère la Figure 8.22, la diffusion vers l'arrière est au départ plus marquée (le niveau de réflectance est plus élevé), elle s'estomperait plus rapidement que la diffusion vers l'avant. On tendrait vers un équilibre entre ces deux types de diffusion.

La Figure 8.23 (géométrie fixée, spectre détaillé) offre un point de vue complémentaire permettant d'appréhender ces changements de comportement. Elle résulte de la deuxième acquisition ASD (ASD 2) réalisée avec un autre échantillon "initial", bien que nous ayons vu dans le Paragraphe III.2 que les propriétés photométriques de la poudre standard n'étaient pas reproductible. Entre le nouvel état initial et le dernier recuit, on constate à nouveau, pour la bande d'absorption UV cette fois (où les mesures ont été réalisées avec un filtre passe-bande), l'effacement relatif du caractère rétrodiffusant du soufre, au cours du frittage, devant la diffusion vers l'avant qui augmente fortement. Le rapport "flux arrière / flux avant" tracé dans la Figure 8.23(c) en témoigne.

♣ Evolution en différentes régions du spectre

Les graphes polaires à longueur d'onde fixe (cf Fig. 8.24, 8.25 et 8.26) révèlent dans tous les cas, de l'échantillon initial à celui issu du 5^{ème} recuit, une augmentation *a priori* non artificielle de la réflectance à petit angle de phase. Il semble toutefois difficile d'affirmer s'il s'agit des conséquences de l'effet d'opposition dont la largeur angulaire serait alors d'au moins 5° (valeur tout à fait envisageable). Le point correspondant à $\theta_i = 0^\circ$, $\theta_r = 5^\circ$, $\Phi = 90^\circ$ est manifestement singulier et commun à toutes les longueurs d'onde. En théorie, il devrait être équivalent à la mesure effectuée en $\theta_r = 5^\circ$, $\Phi = 0^\circ$. Cependant, le système goniométrique ne bénéficie pas d'une symétrie en azimut parfaite et, à $\theta_r = 5^\circ$, $\Phi = 90^\circ$, l'ombre des détecteurs masque très partiellement la tâche d'observation. Mais pour générer

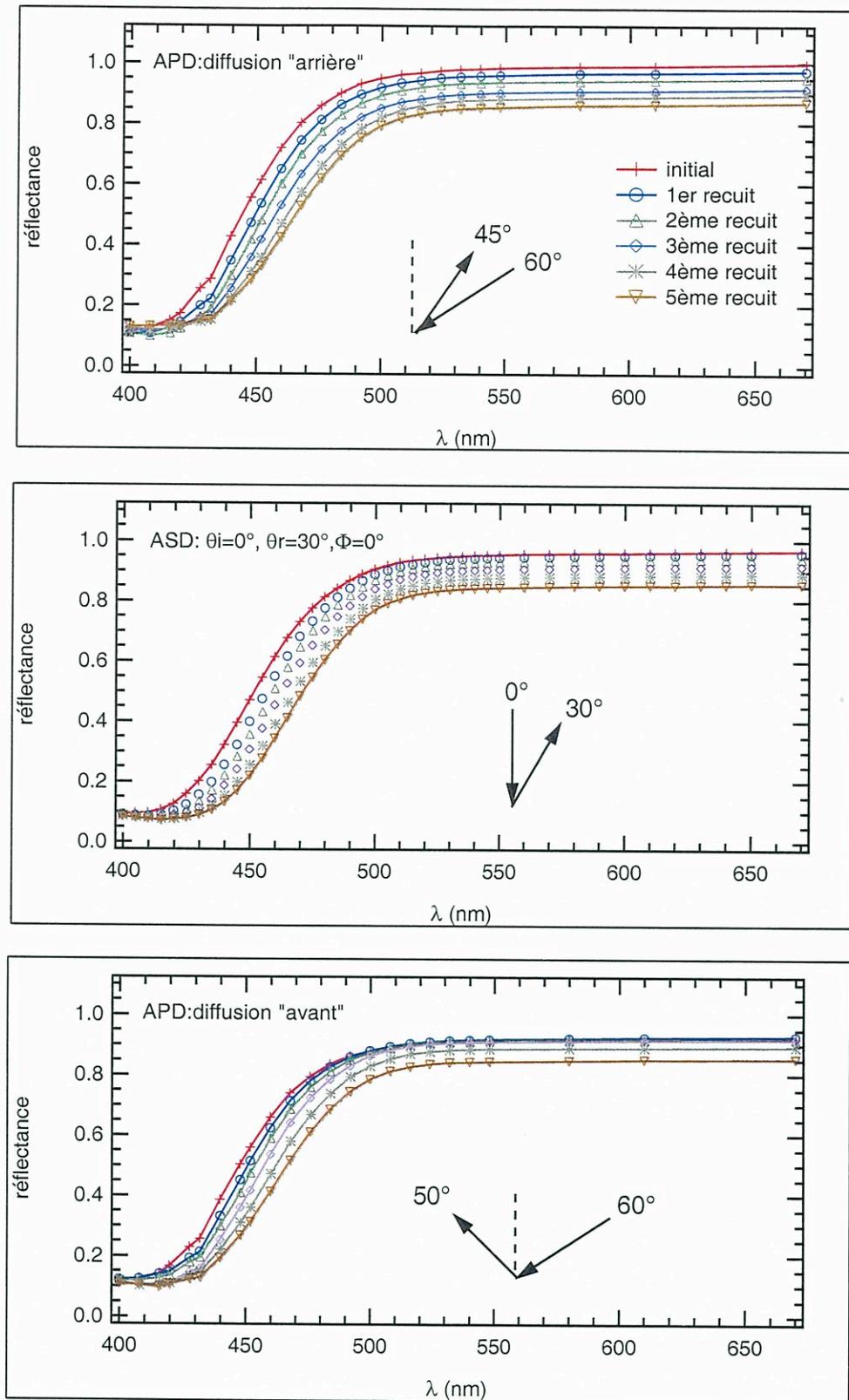
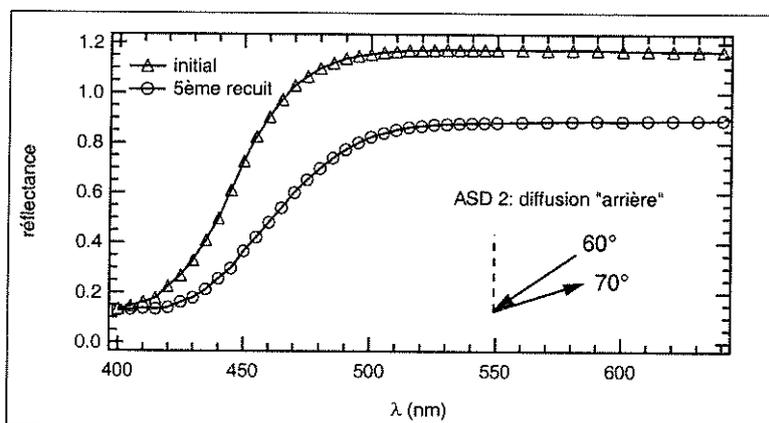
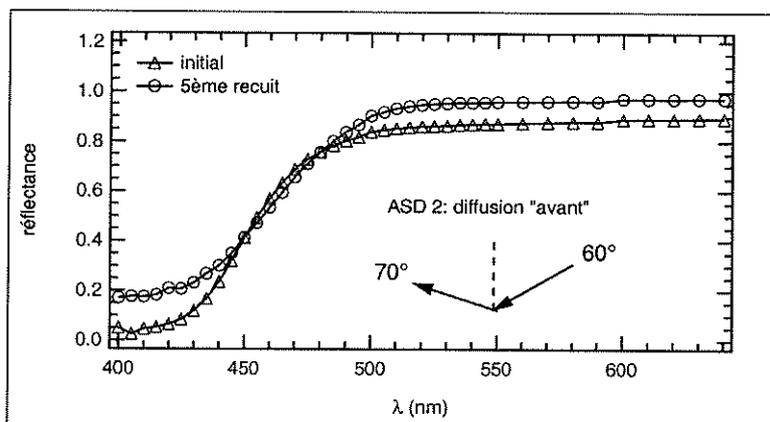


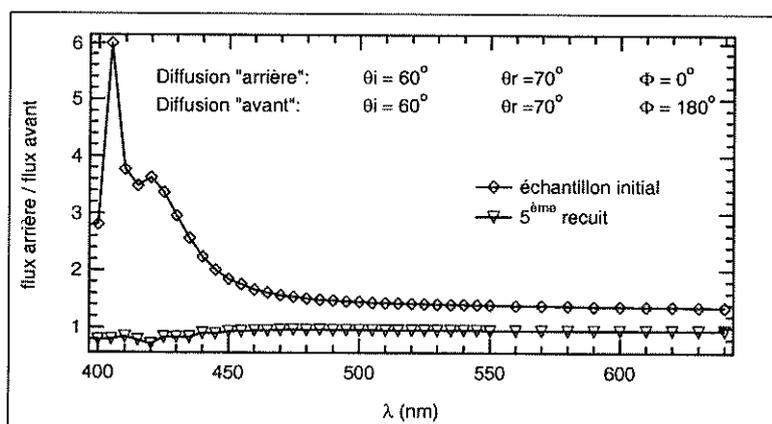
Fig. 8.22: Frittage de la poudre de soufre "40 μm ": évolution temporelle de la BRDF initiale et après le 5^{ème} recuit pour 3 configurations géométriques: diffusion "vers l'avant" (APD), diffusion "intermédiaire" (ASD) et diffusion "vers l'arrière" (APD). Les filtres UV n'ont pas été utilisés.



(a) Diffusion vers "l'arrière"



(b) Diffusion vers "l'avant"



(c) Rapport diffusions "arrière"/"avant"

Fig. 8.23: Frittage de la poudre de soufre "40 μm" (ASD 2): visualisation, pour l'échantillon initial et après le 5^{ème} recuit, de la réflectance en condition de diffusion vers l'arrière (a) et vers l'avant (b), puis du rapport des BRDFs (c).

une différence aussi grande, un artefact expérimental est plus plausible⁴.

Listons à présent quelques tendances liées à l'évolution de l'échantillon en quelques régions du spectre:

Evolution dans l'aile de la bande d'absorption ($\lambda = 452 \text{ nm}$)

- Le "niveau" de réflectance est divisé par ~ 2 .
- L'échantillon semble légèrement rétrodiffusant au départ, légèrement diffusant vers l'avant en fin d'expérience (cf **Fig. 8.24**).
- Le rapport BRDF (recuit)/BRDF (initial) est minimum au voisinage de l'opposition à $\theta_i = 0^\circ$ (cf **Fig. 8.27(a)**). Ce constat est beaucoup moins net pour $\theta_i = 30^\circ$ et $\theta_i = 60^\circ$. Il semble aussi que la diffusion vers l'avant ait davantage évolué que le reste des configurations géométriques, comme le suggère la "divergence" du tracé vers les θ_r négatifs à $\theta_i = 60^\circ$.

Evolution au pied de l'aile de la bande d'absorption ($\lambda = 492 \text{ ou } 508 \text{ nm}$)⁵

- Le "niveau" de réflectance est divisé par ~ 1.2 .
- L'échantillon semble aussi légèrement rétrodiffusant au départ, légèrement diffusant vers l'avant en fin d'expérience (cf **Fig. 8.25**).
- Comme dans le cas $\lambda = 452 \text{ nm}$, le rapport BRDF (recuit)/BRDF (initial) est minimum au voisinage de l'opposition mais de manière évidente, cette fois, quel que soit l'angle d'éclairement. En revanche, la diffusion vers l'avant n'affiche pas une évolution aussi marquée que précédemment au vu de la "convergence" des tracés à $\theta_i = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ (cf **Fig. 8.27(c)**). Sur la Figure 8.27(d), on remarque qu'il existe une géométrie d'observation dans le plan perpendiculaire $\Phi = 90^\circ$, aux alentours de $\theta_r = 55^\circ$, pour laquelle la réflectance est indépendante de θ_i .

Evolution dans la région de transparence ($\lambda = 670 \text{ nm}$)

- Le "niveau" de réflectance est divisé par ~ 1.1 .
- L'échantillon semble légèrement rétrodiffusant au départ, plutôt diffusant de manière équivalente vers l'avant et vers l'arrière en fin d'expérience (cf **Fig. 8.26**).
- L'évolution des BRDFs exhibe des tendances similaires à celles du cas $\lambda = 508 \text{ nm}$.

4. En particulier, quelques lacunes subsistent dans les VIs fournis par Oriol pour commander le monochromateur. Les versions plus récentes que nous venons de recevoir (octobre 2001) devraient résoudre le problème.

5. Selon les figures.

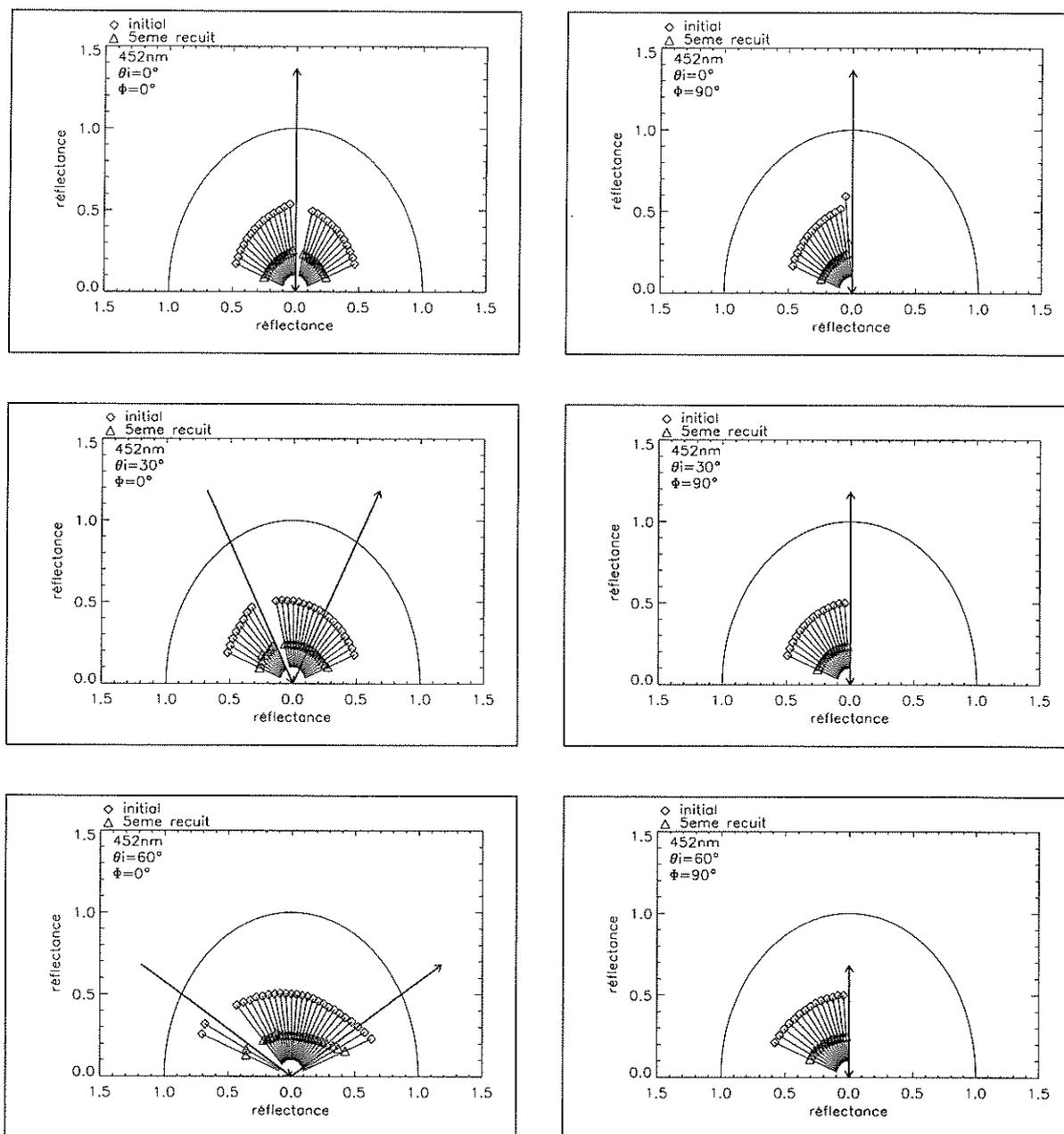


Fig. 8.24: Frittage de la poudre de soufre "40 μm ": BRDF initiale et après la 5^{ème} recuit pour $\lambda = 452 \text{ nm}$.

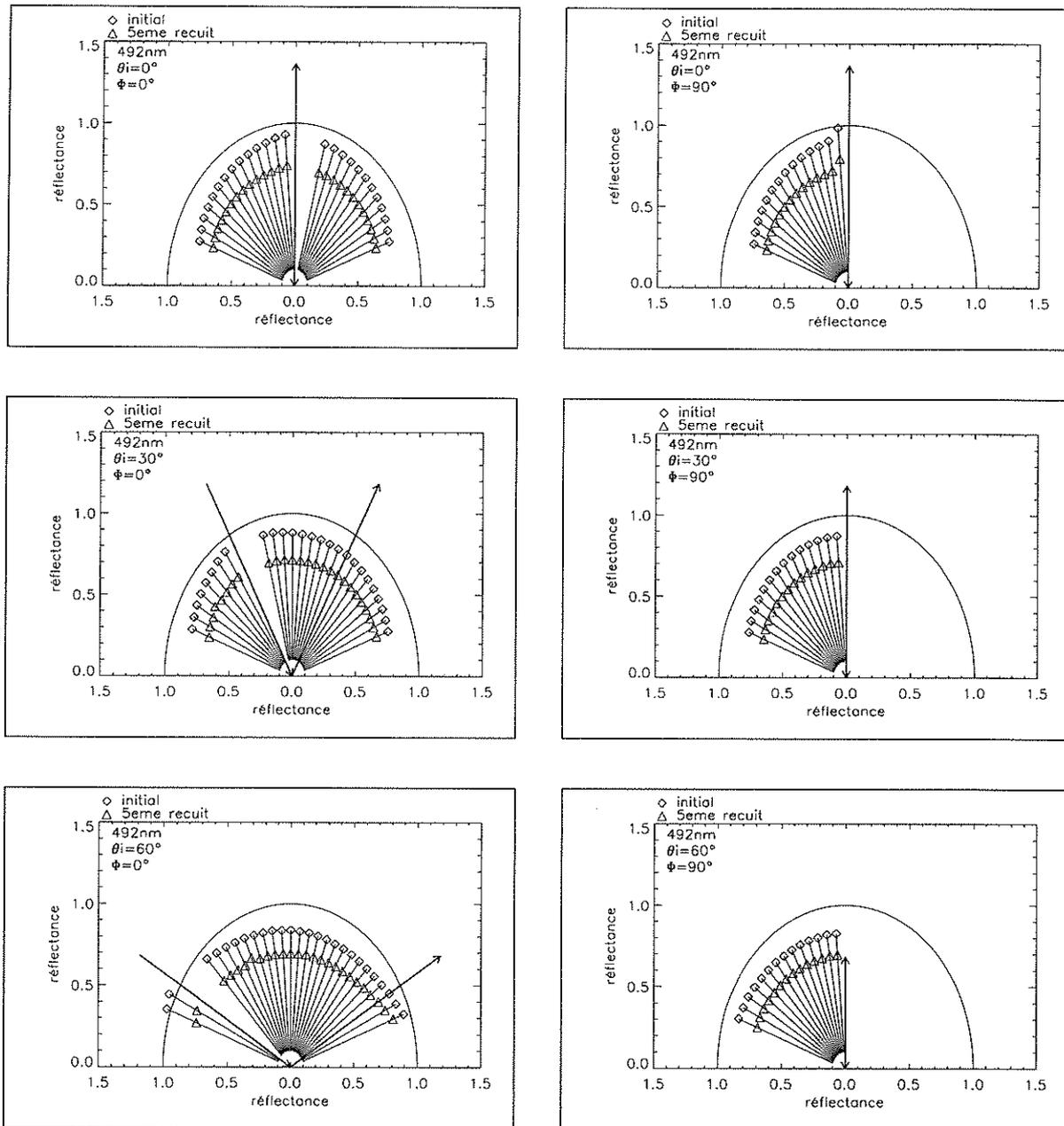


Fig. 8.25: Frittage de la poudre de soufre "40 μm ": BRDF initiale et après la 5^{ème} recuit pour $\lambda = 492 \text{ nm}$.

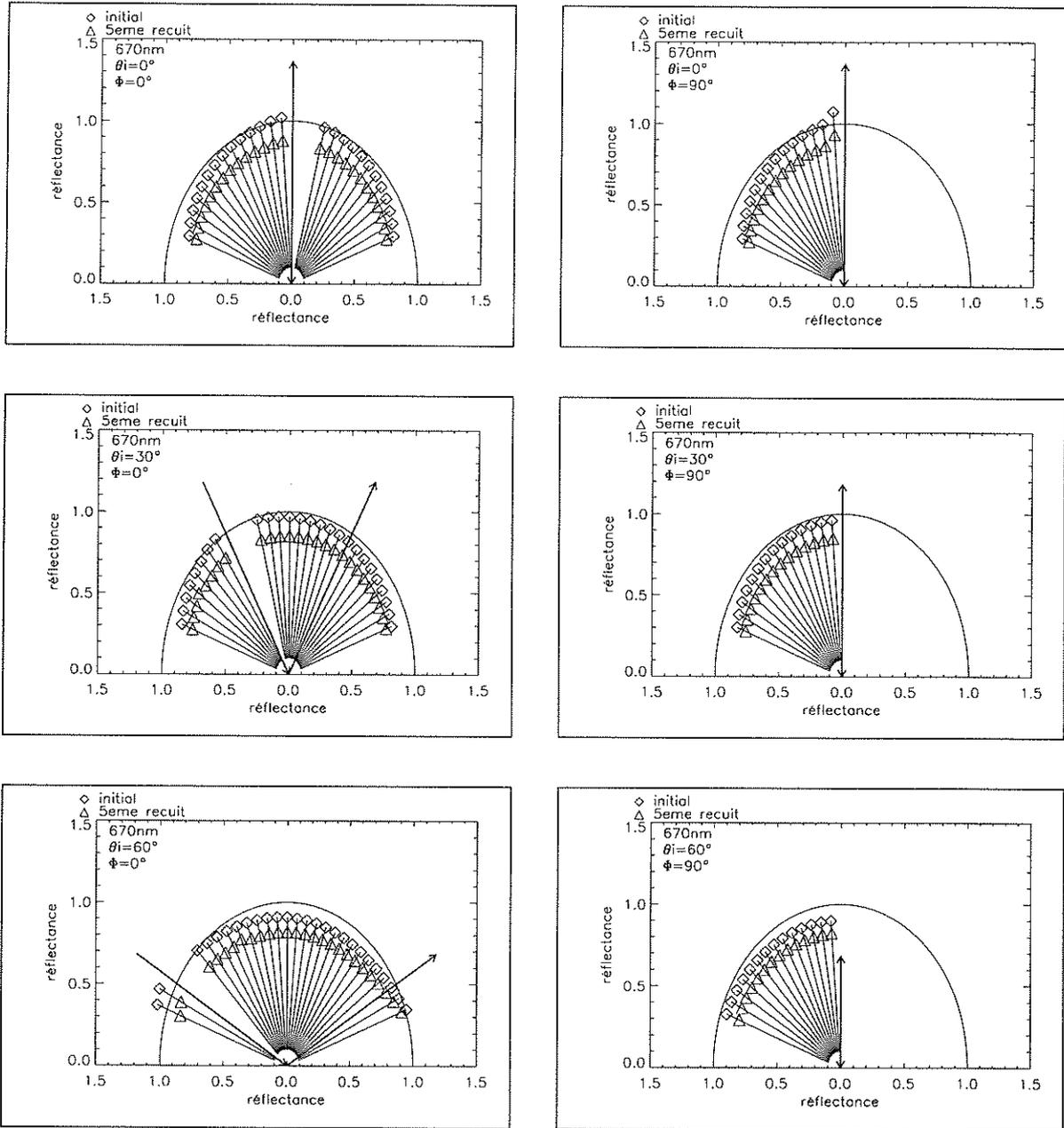


Fig. 8.26: Frittage de la poudre de soufre "40 μm ": BRDF initiale et après la 5^{ème} recuit pour $\lambda = 670 \text{ nm}$.

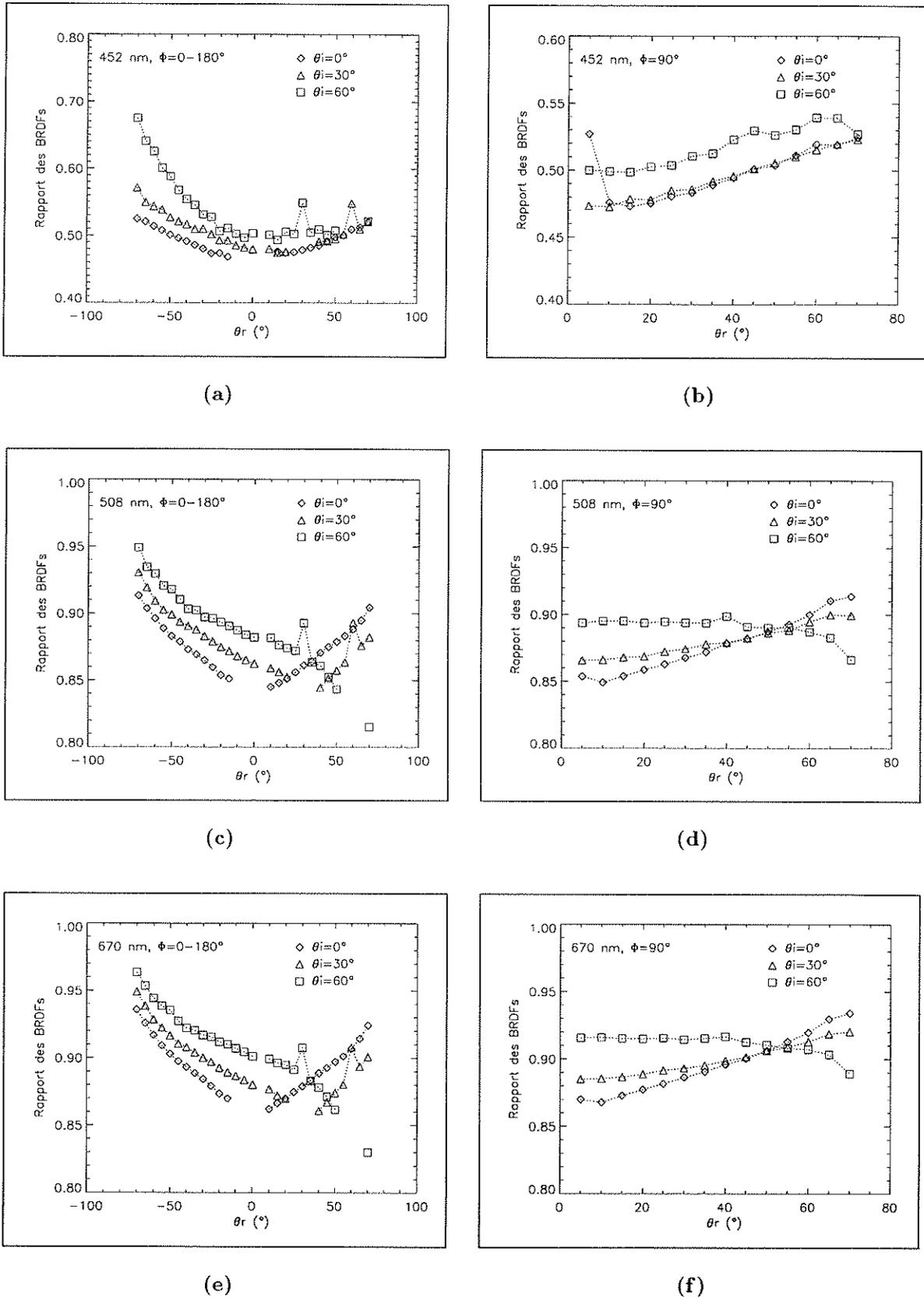


Fig. 8.27: Frittage de la poudre de soufre "40 μm ": rapport BRDF (5^{ème} recuit)/BRDF (initiale) à 452, 508 et 670 nm. Dans le plan de l'éclairage (graphes de gauche), les valeurs négatives de θ_r correspondent à un azimut Φ de 180° . Les graphes de droite visualisent les mesures au sein du plan perpendiculaire au plan d'éclairage ($\Phi = 90^\circ$).

La Figure 8.27 (géométrie variable, longueurs d'onde fixées) illustre donc tout particulièrement, à 452, 508 et 670 nm, le comportement variable de la réflectance que régissent différents modes de diffusion de la lumière incidente. A 670 nm, dans le continuum, et dans une moindre mesure à 508 nm (le coefficient d'absorption n' atteint quasiment un palier, cf Fig. 8.4), au pied de l'aile de la bande d'absorption, les changements dont nous sommes témoins sont essentiellement liés à la diffusion multiple. Les Figures 8.27(c) et 8.27(e) confirment le recul de l'effet rétrodiffusant que trahissent les minima du rapport des BRDFs et la contribution croissante (en relatif) de la diffusion vers l'avant, aux grands angles de phase. En revanche, à 452 nm, les effets de diffusion surfacique prévalent, et ce d'autant plus que l'éclairement est rasant. Dans ce cas précis, le frittage des grains favoriserait une contribution exacerbée de la diffusion du rayonnement vers l'avant (cf Fig. 8.27(a)).

III.3.4 Evaluation des paramètres de diffusion

♣ Henyey-Greenstein à 1 lobe

Les inversions ont été réalisées pour deux valeurs initiales de ξ (cf Tab. 8.10). Première constatation: les paramètres w et ξ obtenus varient en fonction des conditions initiales w_{init} et ξ_{init} imposées au programme (surtout ξ). De plus, pour deux longueurs d'onde voisines, ξ peut adopter des valeurs très différentes non corroborées par le tracé de la BRDF. Les résultats obtenus peuvent même entrer en contradiction avec les tendances que suggèrent les Figures 8.24, 8.25, 8.26, et leurs homologues (non présentées) à d'autres longueurs d'onde. Ainsi, ξ endosse parfois des valeurs proches de 1 totalement irréalistes (pour $492 \text{ nm} \leq \lambda \leq 548 \text{ nm}$).

Les inversions valides (avec $\xi_{init} = 0.3$) indiquent qu'entre l'état initial et le dernier recuit les valeurs de ξ deviennent "moins négatives", surtout dans la région où l'absorption du soufre est encore manifeste ($\lambda \leq 500 \text{ nm}$). Les valeurs obtenues pour l'échantillon initial sont assez proches de celles extraites lors de l'étude de la poudre de soufre. Comme le suggéraient déjà les figures, la légère diffusion vers l'arrière s'équilibre donc peu à peu avec la diffusion vers l'avant.

Une comparaison des mesures et de la BRDF synthétique illustre quelques cas de simulation correcte ou invalide. La Figure 8.28 concerne l'échantillon final (5^{ème} recuit). L'accord le meilleur survient dans la partie brillante du spectre (670 nm). Dans l'UV (452 nm), l'écart entre mesures et modèle se distingue surtout, comme ce fut le cas pour la poudre, dans les zones typiques de la diffusion vers l'avant et de l'effet d'opposition. Toutefois, la gamme angulaire de désaccord, assez large, incite à ne pas tenir ces phénomènes comme seuls responsables: la modélisation est sans doute approximative. A 476 nm, un écart apparaît et à 508 nm la divergence est manifeste.

Le verdict hésitant rendu par la modélisation "HG 1 lobe" doit donc être complété par une modélisation à deux lobes ...

♣ Henyey-Greenstein à 2 lobes

Les inversions ont été effectuées pour 3 valeurs initiales de $\tilde{\xi}$. L'inversion rencontre les mêmes problèmes que précédemment. On peut en effet retrouver, outre quelques valeurs hautement improbables (après conversion de $\tilde{\xi}$ en ξ), l'absence de convergence et les fortes

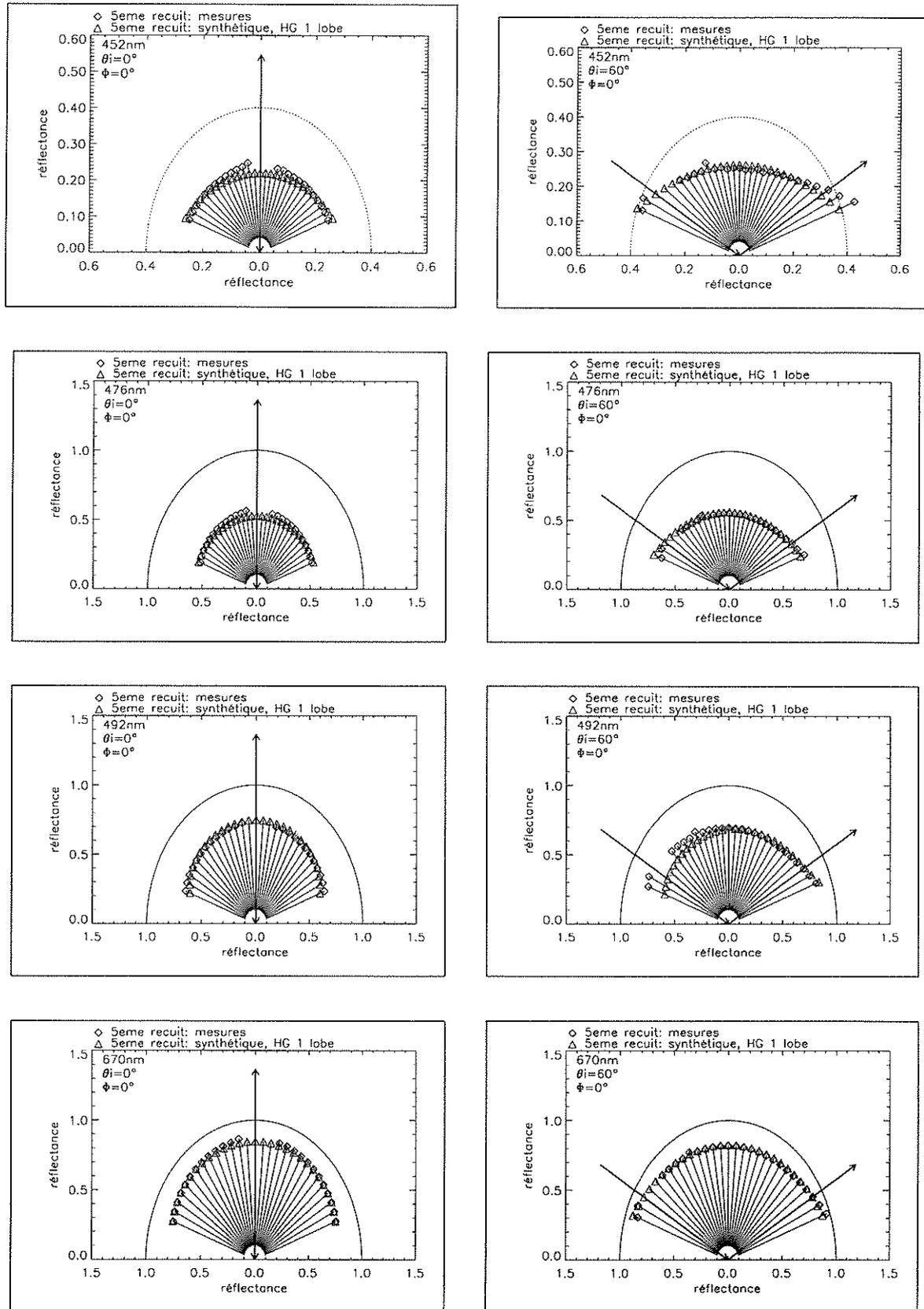


Fig. 8.28: Frittage de la poudre de soufre “40 μm , inversion HG à 1 lobe, 5^{ème} recuit: comparaison, dans le plan principal de la BRDF mesurée et de la BRDF synthétique obtenue pour $\xi_{init} = 0.3$. Sont représentés les graphes correspondant à $\lambda = 452, 476, 492, 670$ nm. Le cercle “lambertien” a un diamètre de 0.4 à 452 nm.

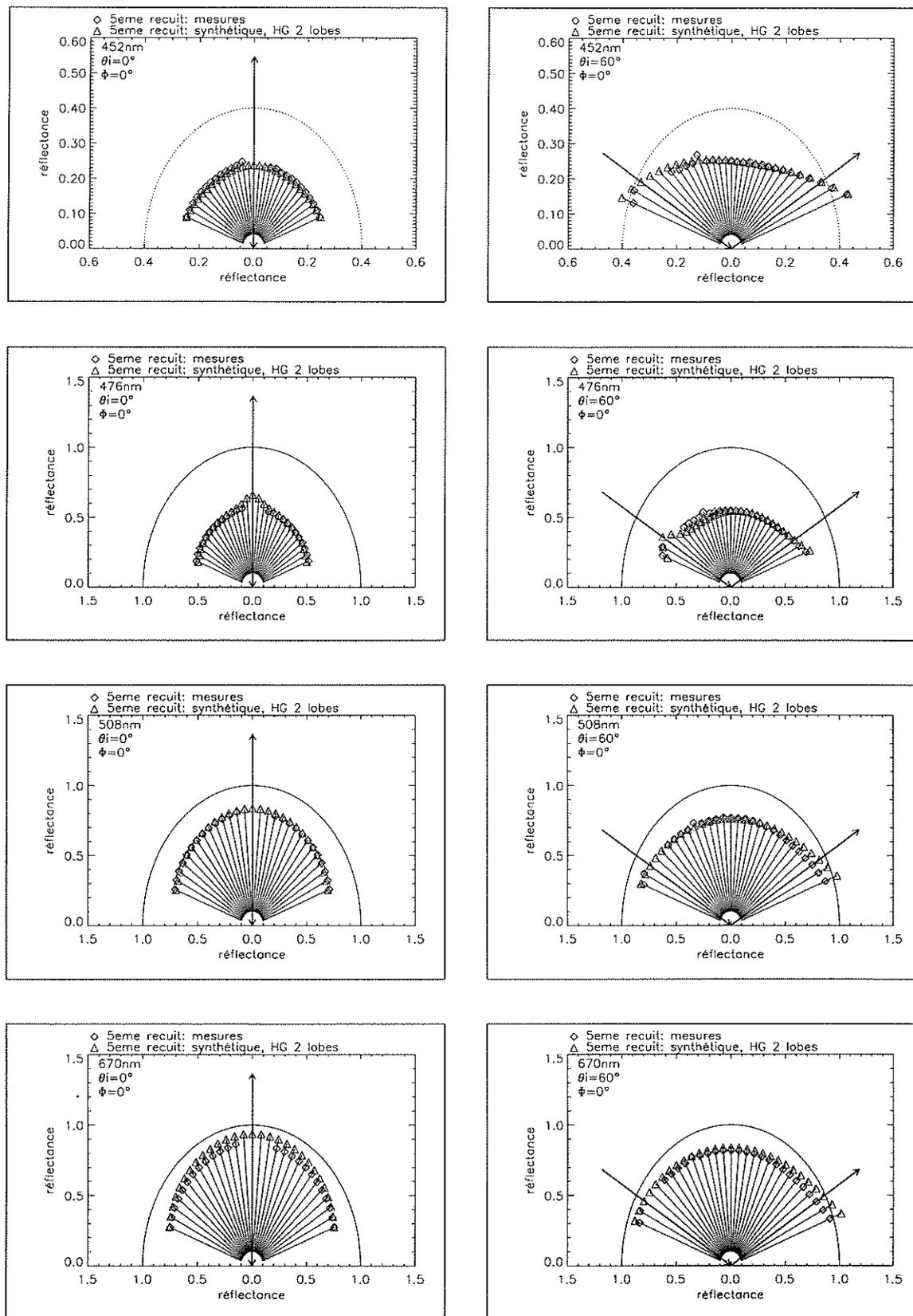


Fig. 8.29: Frittage de la poudre de soufre “40 μm ”, inversion HG à 2 lobes, 5^{ème} recuit: comparaison, dans le plan principal de la BRDF mesurée et de la BRDF synthétique obtenue pour $\xi_{init} = -0.3$. Sont représentées les graphes correspondant à $\lambda = 452, 476, 508, 670$ nm. Le cercle “lambertien” a un diamètre de 0.4 à 452 nm.

Henye-Greenstein 1 lobe									
λ (nm)	état initial				5 ^{ème} recuit				
	$\xi_{init} = -0.3$		$\xi_{init} = 0.3$		$\xi_{init} = -0.3$		$\xi_{init} = 0.3$		
	w	ξ	w	ξ	w	ξ	w	ξ	ξ
452	0.930	-0.1089	0.930	-0.1089	0.753	-0.0074	0.753	-0.0074	
460	(0.989)	(0.8742)	0.964	-0.1089	0.848	-0.0255	0.848	-0.0255	
468	(0.996)	(0.8522)	0.982	-0.1086	0.914	-0.0288	0.914	-0.0288	
476	(0.999)	(0.8362)	(0.999)	(0.8362)	0.952	-0.0259	0.952	-0.0726	
484	(1.000)	(0.8226)	0.994	-0.1035	(0.991)	(0.8531)	0.972	-0.0217	
492	0.996	-0.1031	0.996	-0.1031	(0.996)	(0.8334)	(0.996)	(0.8334)	
500	0.997	-0.0996	0.997	-0.0996	(0.998)	(0.8167)	(0.998)	(0.8167)	
508	0.998	-0.0990	0.998	-0.0990	(0.999)	(0.8056)	(0.999)	(0.8056)	
516	0.998	-0.0979	0.998	-0.0979	(1.000)	(0.7980)	(1.000)	(0.7980)	
524	0.999	-0.0971	0.999	-0.0971	(1.000)	(0.7913)	(1.000)	(0.7913)	
532	0.999	-0.0970	0.999	-0.0970	(1.000)	(0.7892)	(1.000)	(0.7892)	
540	0.999	-0.0960	0.999	-0.0960	(1.000)	(0.7871)	(1.000)	(0.7871)	
548	0.999	-0.0954	0.999	-0.0954	(1.000)	(0.7850)	(1.000)	(0.7850)	
580	0.999	-0.0937	0.999	-0.0937	(1.000)	(0.7791)	0.996	-0.0010	
610	0.999	-0.0923	0.999	-0.0923	(1.000)	(0.7768)	0.996	-0.0013	
670	0.999	-0.0927	0.999	-0.0927	(1.000)	(0.7764)	0.996	-0.0003	

Tab. 8.10: Frittage de la poudre de soufre “40 μm ”: Paramètres de diffusion w et ξ déduits de l’inversion des données de BRDF initiales et après la 5^{ème} recuit de l’échantillon avec une fonction H-G à 1 lobe. L’accent est mis sur la divergence des résultats lorsque les conditions initiales de l’inversion sont différentes. Les valeurs manifestement irréalistes sont entre parenthèses.

discontinuités de $\tilde{\xi}$ et q pour deux longueurs d’onde consécutives, surtout pour l’échantillon final. La Figure 8.29 visualise la superposition des BRDFs réelle et synthétique de l’échantillon final à quelques longueurs d’onde. Elle montre que la cohérence de l’inversion n’est pas toujours évidente. Une nette déformation de la BRDF synthétique peut par exemple apparaître dans la région correspondant à l’opposition, comme à 476 nm sur la Figure 8.29.

♣ Conclusion sur la procédure d’inversion

L’inversion de Hapke ne donne entièrement satisfaction pour aucune des fonctions Henye-Greenstein, qu’il y ait un ou deux lobes. Les problèmes se situent fréquemment dans l’aile de la bande d’absorption du soufre.

III.4 Condensation de poudre sublimée

III.4.1 Préparation des échantillons

La préparation de l’échantillon initialement prévue consistait à porter la poudre à haute température afin que la vapeur se condense sur la plaque métallique supérieure refroidie par un circuit d’eau (*cf* Fig. 8.12). Nous avons malheureusement constaté l’extrême sensibilité du phénomène de cristallisation aux paramètres thermodynamiques (pression, température de l’enceinte): il fut impossible, dans le temps imparti, de combiner ces derniers de manière à obtenir la croissance d’une couche de condensats suffisamment épaisse et constituée de cristaux dignes de ce nom.

La solution de recours fut de collecter périodiquement les cristaux formés non pas sur la plaque métallique mais sur la fenêtre supérieure, en exploitant les effets de la sublimation. Leur taille très variable a confirmé les disparités occasionnées par des conditions de chauffage et des états de surface de la fenêtre légèrement différents d'une expérience à l'autre. Nous avons majoritairement recueilli de fines "plaques" de soufre issues d'une agglomération de grains très petits, mais certains essais ont vu des cristaux submillimétriques se développer. La quantité accumulée au final fut cependant maigre, de quoi constituer une surface cible elliptique de grand axe 70 mm et de petit axe 40 mm, sur une épaisseur d'environ 5 mm. C'est pourquoi les mesures de BRDF, dont les paramètres sont récapitulés dans la Table 8.11, sont cantonnées dans le plan principal.

Condensation: paramètres			
Paramètres physiques		Paramètres angulaires	
Paramètre	valeur	APD	
granulométrie	"40 μm "	θ_i	0°,30°,60°
température	50°C	θ_r	0°,5°, ... ,70°
pression	$2 \cdot 10^{-2}$ mbar	Φ	0°,180°
		nb λ	23
		gamme	408 \rightarrow 610 nm

Tab. 8.11: Condensation de la poudre de soufre sublimée: choix des paramètres expérimentaux. Les mesures sont effectuées à température ambiante et la colonne "paramètres physiques" décrit le processus de sublimation à l'origine de la genèse de cristaux.

III.4.2 Tendances observées

A la différence des expériences précédentes, le spéculaire est ici la principale signature photométrique, surtout dans la région UV dominée par l'absorption du soufre: il atteint, pour $\theta_i = 60^\circ$ et $\lambda = 452$ nm, jusqu'à 80% de la valeur de la réflectance synthétique qui n'intègre pas cet effet (*cf* Fig. 8.32(a)), conditions pour lesquelles il est également à son apogée en absolu (0.19, *cf* Fig. 8.32(b)). Ces valeurs doivent toutefois être accueillies avec précaution en raison de l'incertitude inhérente aux grands angles d'observation, même si la BRDF du Spectralon dépend assez peu de la longueur d'onde. La disposition des points sur les graphes polaires (*cf* Fig. 8.30), hormis dans la direction spéculaire, semble indiquer une prépondérance d'un comportement rétrodiffusant.

III.4.3 Evaluation des paramètres de diffusion

Les mesures ont été inversées en assimilant la fonction de phase à une fonction de Henyey-Greenstein à un lobe (*cf* Sec. II.3). Les résultats sont représentés dans la Figure 8.33.

Les valeurs de w et ξ affichent *a priori* une certaine cohérence, même dans l'épaule de la bande d'absorption du soufre, ce qui n'était pas le cas auparavant. Nous partirions ainsi, dans l'UV, d'une tendance à la rétrodiffusion non négligeable ($\xi = -0.15$) qui faiblirait quelque peu ($\xi = -0.088$ à 476 nm), pour se renforcer à nouveau et continûment jusque dans la partie brillante du spectre (*cf* Fig. 8.33(b)).

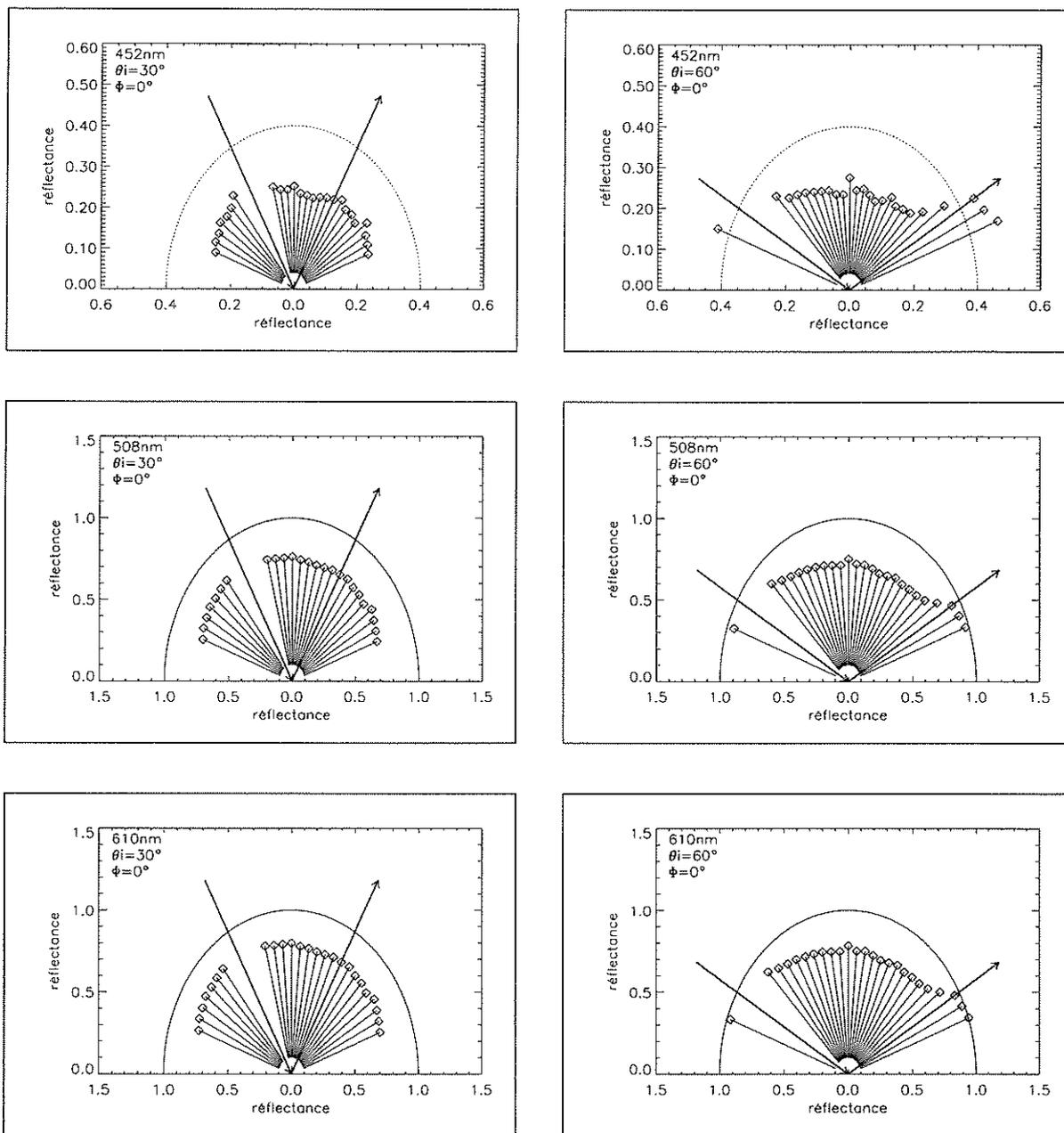


Fig. 8.30: Condensation du soufre: BRDF pour $\lambda = 452, 508, 610\text{ nm}$. La mesure correspondant à $\theta_r = 65^\circ$, $\Phi_r = 0^\circ$, non valide, a été supprimée. Le cercle "lambertien" a un diamètre de 0.4 à 452 nm.

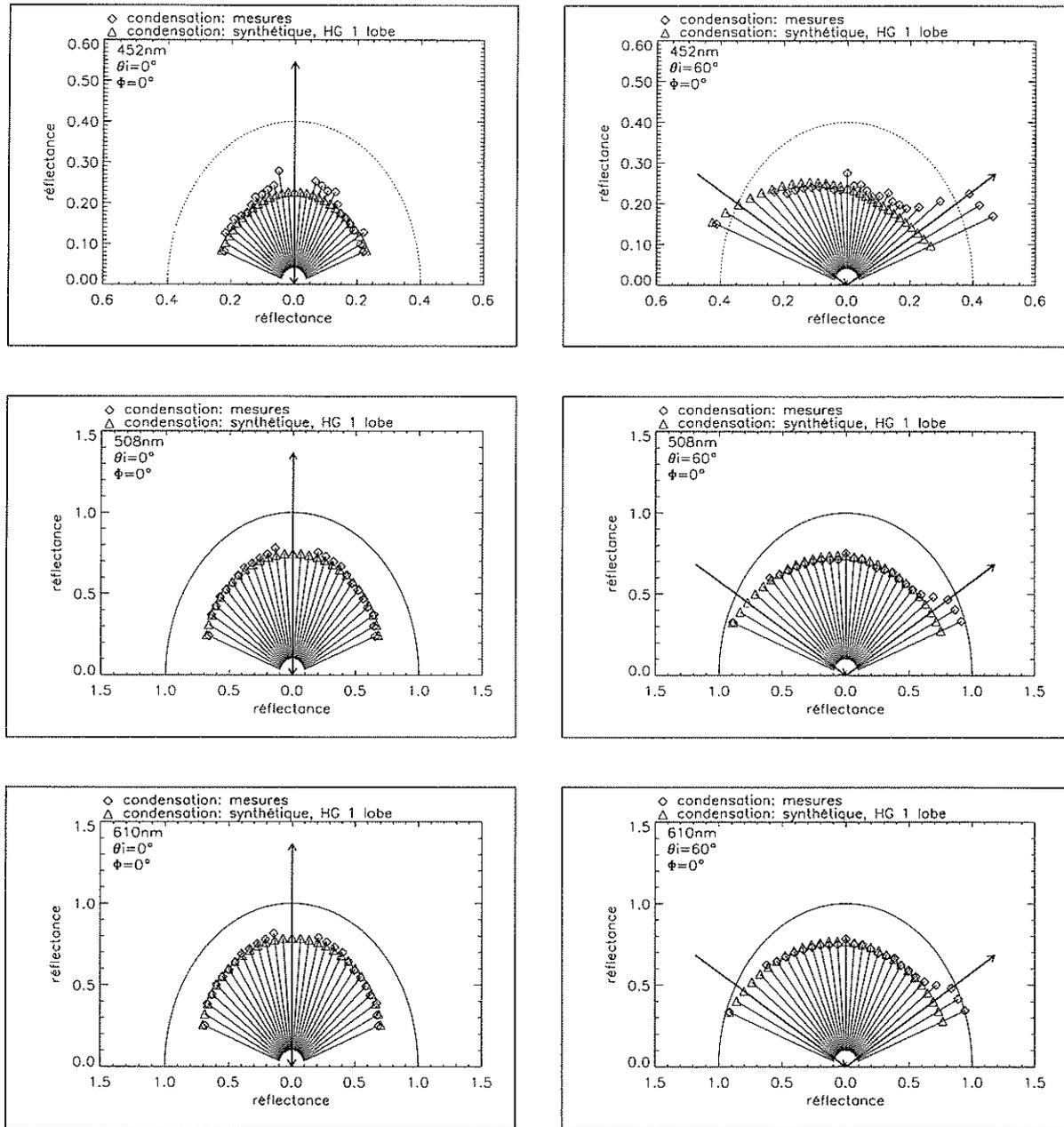
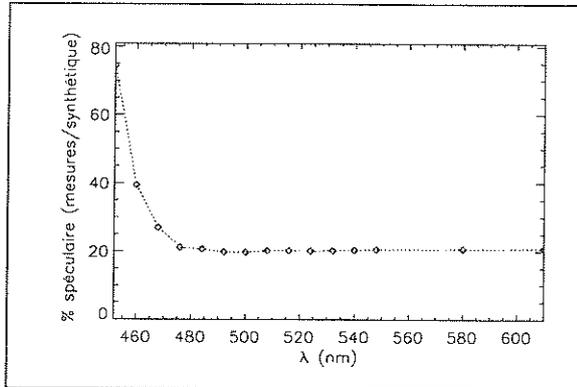
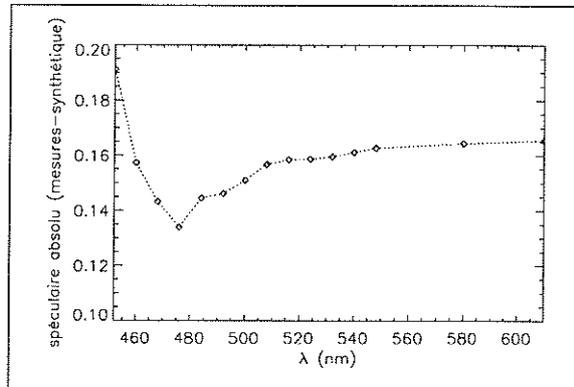


Fig. 8.31: Condensation du soufre: BRDFs mesurée et synthétique pour $\lambda = 452, 508, 610$ nm. La mesure correspondant à $\theta_r = 65^\circ$, non valide, a été supprimée. Le cercle "lambertien" a un diamètre de 0.4 à 452 nm.

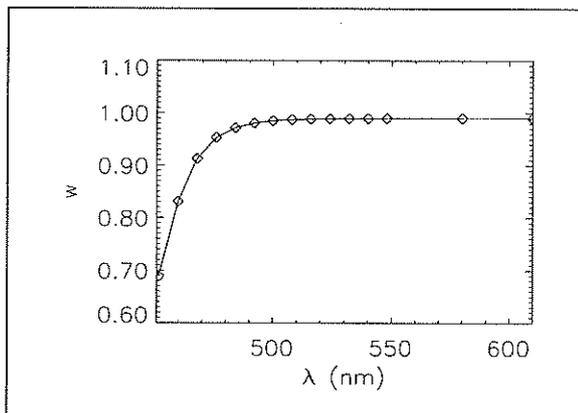


(a) Hauteur relative de l'effet spéculaire par rapport à la BRDF synthétique, à $\theta_i = 60^\circ$, $\theta_r = 60^\circ$, $\Phi = 180^\circ$.

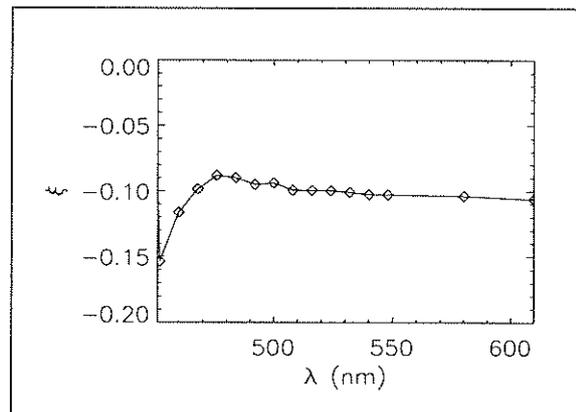


(b) Hauteur absolue de l'effet spéculaire par soustraction de la BRDF synthétique aux mesures, à $\theta_i = 60^\circ$, $\theta_r = 60^\circ$, $\Phi = 180^\circ$.

Fig. 8.32: Condensation du soufre: quantification de l'effet spéculaire.



(a) Albedo de diffusion simple w .



(b) Paramètre d'asymétrie ξ .

Fig. 8.33: Soufre condensé: paramètres w et ξ .

Sur la Figure 8.31 sont superposées, à 3 longueurs d'onde, les BRDFs mesurée et synthétique. Elles fournissent un accord acceptable en dehors des manifestations de specularité. L'ajustement dans la gamme UV semble toutefois moins efficace, mais il ne faut pas perdre de vue que les effets de surface gagnent alors en importance. L'aspect "bruité" des mesures à 452 nm pourrait en fait provenir des contributions spéculaires des grains individuellement statistiquement variables avec θ_r . En effet, une facette parfaitement cristalline d'un grain de $300 \mu\text{m}$ peut facilement réfléchir vers le détecteur une contribution de quelques dixièmes de pourcents.

III.5 Fusion de poudre puis solidification

III.5.1 Préparation des échantillons

L'échantillon de poudre a été porté à environ 125°C, légèrement au-dessus de la température de fusion du soufre ($\sim 119^\circ$). En phase liquide, sa couleur est apparue très sombre. Il s'est par la suite solidifié à température ambiante, la surface se figeant selon un réseau de stries orientées de manière irrégulière. Les conditions d'obtention de l'échantillon sont résumées dans la Table 8.12.

Fusion puis solidification: paramètres			
Paramètres physiques		Paramètres angulaires	
Paramètre	valeur	APD	
granulométrie	"40 μm "	θ_i	0°, 30°, 60°
température	125°C	θ_r	0°, 5°, ... , 70°
pression	$2 \cdot 10^{-1}$ mbar	Φ	0°, 90°, 180°
		nb λ	23
		gamme	408 \rightarrow 610 nm

Tab. 8.12: Fusion puis solidification de la poudre de soufre: choix des paramètres expérimentaux. Les mesures sont effectuées à température ambiante.

III.5.2 Tendances observées

Comme pour la condensation, la principale signature photométrique mise en évidence au cours de cette expérience est l'apparition d'un fort pic spéculaire dont la largeur à mi-hauteur avoisine 20°, jusqu'à 25° pour un éclairage de 60° (*cf* Fig. 8.34). Son intensité, d'autant plus grande que l'on plonge dans la gamme d'absorption, atteint environ, en relatif, 350% à 610 nm et 1000% à 452 nm!

Compte-tenu de la largeur de cet effet, le nombre de points de mesure à éliminer est trop élevé pour permettre une inversion.

III.6 Conclusions

Résumons brièvement les principaux enseignements de nos investigations sur la BRDF du soufre.

III.6.1 Intérêt du soufre comme premier matériau d'étude

Du fait de la forme simple de son spectre en réflectance, forte absorption dans l'UV et transparence dans le visible, le soufre est le candidat idéal pour effectuer les premières mesures de spectrophoto-goniométrie. L'extraction de signatures photométriques en fonction des textures est en effet facilitée. Le soufre constitue donc une étape préliminaire avant l'étude d'autres composés pour lesquels effets spectraux et photométriques sont liés de manière plus compliquée.

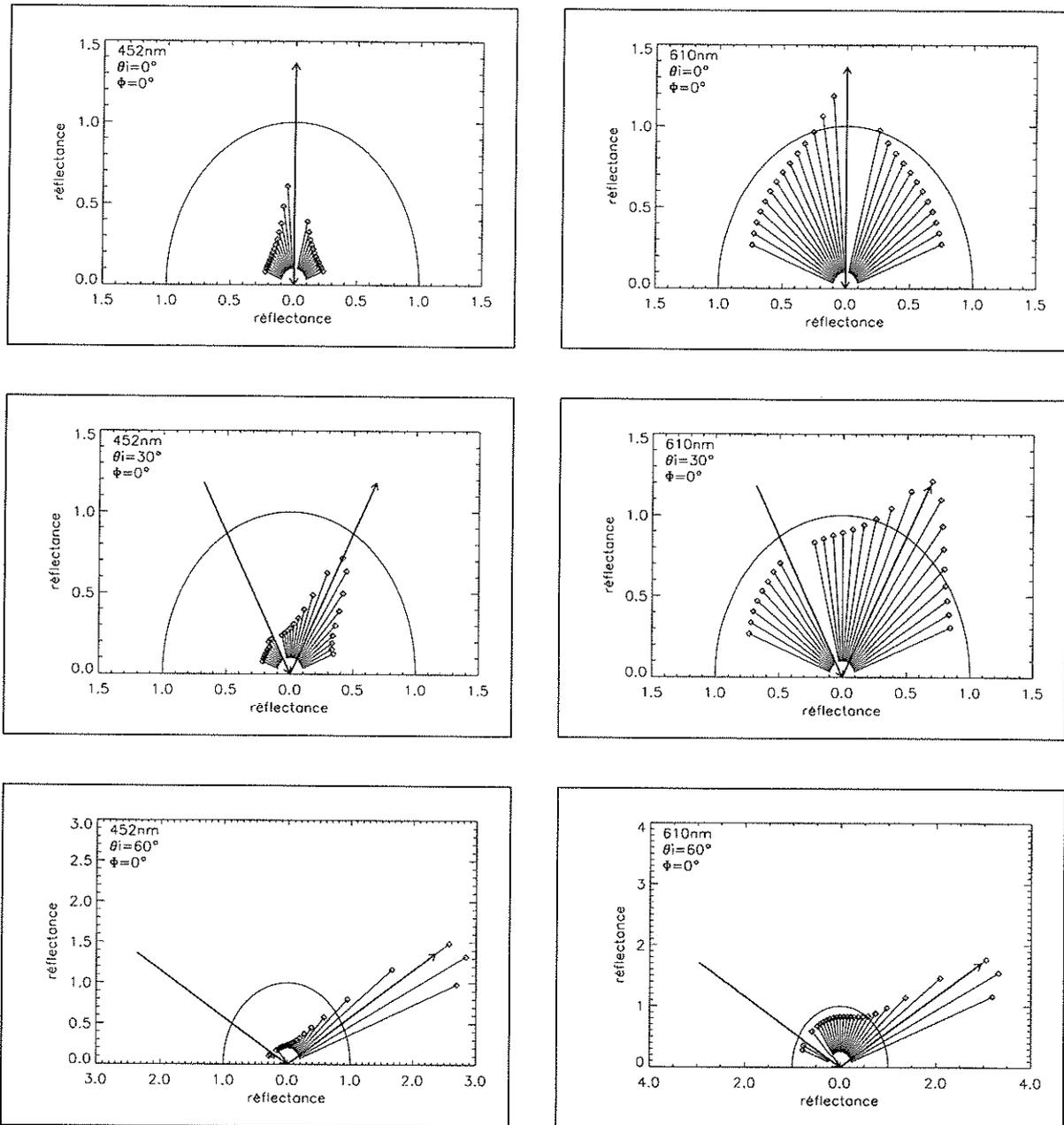


Fig. 8.34: Fusion puis solidification du soufre: BRDF pour $\lambda = 452$ et 610 nm. Le rayon du cercle "lambertien" vaut 1 dans chaque figure.

III.6.2 Signatures photométriques observées

♣ Poudre de soufre

Pour les deux poudres initiales non altérées, nous avons tout d'abord eu confirmation du décalage spectral vers les grandes longueurs d'onde, variable en fonction de la configuration bidirectionnelle, qu'occasionne une taille de grains croissante. **La rétrodiffusion est la principale signature photométrique des deux poudres, la plus rétrodiffusante des deux (160 μm) étant celle dont les grains revêtent les structures "sub- λ " les plus complexes et une porosité plus importante.** Nous avons aussi remarqué que la méthode de préparation des échantillons dispose d'une influence surprenante sur leur comportement photométrique: pour s'en convaincre, il suffit de comparer les Figures 8.16 (poudre standard), 8.21 (échantillon initial dans l'expérience de sublimation), 8.24, 8.25 et 8.26 (échantillon initial dans l'expérience de frittage). L'échantillon initial utilisé dans le cadre de la sublimation est par exemple plus diffusant vers l'avant et moins diffusant vers l'arrière à $\theta_i = 60^\circ$ que son homologue employé en qualité de poudre standard non altérée.

♣ Frittage de la poudre de soufre

Sous l'effet du frittage, la poudre de soufre se métamorphose en bloc compact d'albedo plus faible. La tendance initiale de diffusion vers l'arrière s'amenuise plus rapidement de sorte que **la signature photométrique majeure est un équilibrage des contributions de diffusion vers l'avant et vers l'arrière.** Cependant, on ne peut véritablement parler d'isotropie de la diffusion.

♣ Condensation et fusion puis solidification

Ces deux phénomènes ont pour **signature photométrique un effet spéculaire marqué, surtout la fusion suivie d'une solidification.** La condensation semble également favoriser une légère tendance à la rétrodiffusion.

♣ Sublimation de la poudre de soufre

Le phénomène probablement le plus intéressant, car représentatif des conditions régnant à la surface de Io, n'a pu être étudié avec succès en raison du vide insuffisamment poussé dans l'enceinte, mais **la signature photométrique semblerait être une augmentation de la rétrodiffusion, à l'inverse du frittage.**

III.6.3 Originalité des mesures et expériences futures

Peu de mesures de ce type apparaissent dans la littérature. Dans le Paragraphe I.3, nous avons esquissé les travaux de [Nash, 1987] et de [Gradie and Veverka, 1984] qui diffèrent des nôtres à bien des égards. En se limitant à une géométrie, [Nash, 1987] ne se sont préoccupés que d'effets spectraux consécutifs à divers phénomènes physiques affectant les échantillons. [Gradie and Veverka, 1984] ont balayé, dans le plan principal, plusieurs configurations bidirectionnelles calculées à partir d'un jeu d'angles de phase prédéfinis. Cependant, ces auteurs ont privilégié l'information spectrale sans associer une quelconque signature photométrique à leurs échantillons, des poudres de granulométries différentes. A notre connaissance, nos mesures sont donc uniques.

A l'avenir, la priorité résidera dans la construction d'une enceinte plus performante dédiée à l'obtention de basses pressions. Les effets de la *sublimation* s'exprimeraient ainsi davantage. Toutes les autres expériences pourraient néanmoins être reprises d'une manière plus approfondie, comme la fusion en vue d'une comparaison avec [Nash, 1987].

III.6.4 Intérêt planétologique des mesures

♣ **Rétrodiffusion: échantillons et surfaces planétaires**

La plupart des échantillons que nous avons étudiés se caractérisent par un léger comportement rétrodiffusant. En ce qui concerne les poudres non altérées, celle dont la granulométrie est estimée à "160 μm " par le fabricant se distingue plus particulièrement. Comment l'expliquer? Au vu des clichés de la Figure 8.9, une explication recevable pourrait résider dans l'agencement complexe des grains conjugué à l'apparente texture interne (porosité) de ces derniers. Nous avons déjà souligné l'importance présumée de ce facteur lors de notre discussion sur la réflectance des glaces planétaires (*cf* Chap. 3). Les travaux de [Peltoniemi et al., 1989] prédisent en effet que le lobe de rétrodiffusion est exacerbé par l'irrégularité consécutive à l'ajout de facettes complexes sur les particules. [McGuire and Hapke, 1995] adoptent une vision équivalente mais approfondie: ils attribuent aussi à d'éventuels diffuseurs internes une responsabilité dans le phénomène de rétrodiffusion.

Nos expériences mettent donc en évidence un comportement rétrodiffusant également observé sur la surface de Io, même si les paramètres d'asymétrie diffèrent: $\xi \sim -0.27$ sur Io ([Douté et al., 2001]), alors que ξ issu des expériences varie plutôt de -0.10 à -0.15 . Rappelons que la rétrodiffusion n'est pas reproduite par les modèles de diffusion par des particules isolées de taille supérieure à la longueur d'onde (*e.g.* [Grundy et al., 2000]).

♣ **Processus physiques et géophysiques sur Io**

Les signatures photométriques mises en exergue, si elles permettent l'identification de diverses textures de soufre et leur distribution géographique sur Io, pourraient à plus long terme aider à mieux comprendre non seulement le volcanisme et donc la structure interne de ce satellite, mais aussi les effets physiques responsables des dégradations et métamorphoses subies par le soufre (dont la sublimation, le frittage, la fusion et la condensation).

III.6.5 Inversion des données

Manifestement, les résultats des inversions avec la fonction de phase de Henyey-Greenstein à 1 ou 2 lobes dans le cadre du modèle simplifié de Hapke (milieu homogène semi-infini, diffusion multiple isotrope) ne sont pas toujours concluants, sauf peut-être en ce qui concerne l'expérience de condensation, seule expérience pour laquelle l'inversion semble avoir fonctionné à toutes les longueurs d'onde. Pour les poudres, les problèmes se situent essentiellement au niveau de l'épaule de la bande d'absorption, qui correspond à un changement de régime entre diffusion surfacique dominante et diffusion volumique prépondérante. Cela peut sembler curieux car la formule de Hapke est au contraire plutôt connue pour son incapacité à modéliser les surfaces brillantes, comme le soufre au-delà de 500 nm.

Pour comprendre cela, il ne faut pas perdre de vue que l'inversion consiste en une minimisation de l'erreur quadratique entre les mesures et le modèle. La routine ajuste donc les paramètres w et ξ de l'inversion de manière à faire coïncider BRDFs synthétique et expérimentale, ce qui ne permet pas de valider du modèle de Hapke. Tout au plus peut-on espérer une détermination relative des paramètres w et ξ . Pour véritablement prétendre à une (in)validation du modèle, il faudrait comparer les mesures de BRDF sur un matériau dont les caractéristiques optiques et texturales sont parfaitement connues avec la BRDF simulée à partir de ces caractéristiques. Les mesures en relatif dans la gamme 450-1000 nm semblent cependant dignes de confiance lorsque l'éclairement n'implique pas une diffusion vers l'avant trop prononcée du spectralon ($0^\circ \leq \theta_i \leq 50^\circ$). La neige pourrait servir de matériau étalon, à condition de d'élaborer une technique fournissant des grains dont la forme est bien déterminée (forme sphérique par exemple).

En attendant de telles mesures, deux champs d'étude doivent être approfondis:

- Exploiter des modèles de transfert radiatif plus complets et rigoureux que la formule analytique de Hapke, même améliorée, ce qui nécessite le développement de nouvelles techniques d'inversion.
- Introduire et/ou utiliser de nouvelles fonctions de phase de diffusion. Une fonction de Henyey-Greenstein à 2 lobes de largeurs différentes permettrait de franchir un premier pas vers un réalisme physique accru.

Chapitre 9

Ebauche d'une application planétaire: le satellite Galiléen Io

Résumé: dans le cadre d'une application planétologique, il serait intéressant de comparer les signatures photométriques du soufre constatées en laboratoire aux observations de la surface de Io par la sonde *Galileo*. Il s'agit cependant d'un travail dépassant le cadre de cette thèse. Aussi, l'objectif de cette section n'est pas de délivrer un ensemble cohérent et exhaustif de résultats et d'interprétations, mais plutôt de défricher quelques pistes d'études prometteuses et peut-être fructueuses, dès lors que les mesures goniométriques, l'utilisation des données spatiales et les développements numériques auront atteint une maturité suffisante. Le premier paragraphe nous familiarise tout d'abord avec les aspects "soufrés" du satellite Io. Si ce soufre est recouvert d'un givre de SO_2 d'épaisseur optique τ_{SO_2} , une étude de sensibilité nous montre ensuite que ses signatures photométriques sont discernables si $\tau_{\text{SO}_2} < 0.1$. Pour les extraire, il serait donc intéressant de cartographier τ_{SO_2} à la surface de Io. Une première étape pourrait consister à exploiter la dissymétrie de la bande d'absorption du SO_2 à 3550 nm.

I Présentation du satellite

I.1 Généralités

Au-delà de la ceinture d'astéroïdes commence le royaume des planètes géantes et des satellites de glaces gardé par Jupiter, détenteur à lui seul de plus de 70% de la masse de tous les objets planétaires du système solaire. Avec une telle prestance, Jupiter semble de taille à refroidir les ardeurs éventuelles, à peine attisée par un flux solaire local 27 fois plus faible que celui qui baigne notre Terre (50 W.m^{-2} au lieu de 1367 W.m^{-2}), de sa troupe galante, en particulier celles des quatre satellites majeurs Io, Europe, Callisto et Ganymède découverts par Galilée en 1610. Mais ces objets ne sont-ils de toutes façons pas condamnés à une immuable docilité? Après plus de 4 milliards d'années d'existence, la vigueur "thermique" que leur confère la désintégration des radionucléides piégés dans le manteau et la croûte s'est en effet considérablement étiolée. Callisto et Ganymède confirment leurs statuts d'enfants sages ayant depuis longtemps accepté une évolution passive malgré tout ponctuée de remontrances occasionnelles, comme en témoignent les structures géologiques anciennes et les cratères d'impacts sculptant leurs surfaces¹. A

1. Signalons ici que Ganymède abriterait un océan interne sous sa surface.

mesure que l'on se rapproche de Jupiter, son autorité semble toutefois davantage contestée. Europe, dont l'aspect lui vaut d'être comparée à une boule de billard, démontre tout d'abord une capacité passée (et peut-être encore actuelle) à régénérer sa surface de glace d'eau. Mais c'est à Io que revient la palme de l'agitation. Contre toute attente, les sondes *Voyager* l'ont consacré objet le plus actif du système solaire en répertoriant plusieurs centaines de volcans, dont plus d'une dizaine présentaient des signes d'activité, qui participent au rapide renouvellement d'une surface âgée de moins d'un million d'années ([Johnson and Soderblom, 1982]) et dominée par les composés soufrés.

I.1.1 Structure interne

Par son diamètre de 3640 km, Io pourrait être le jumeau turbulent de notre Lune éteinte. Sa densité légèrement supérieure (3.53 g.cm^{-3} , [Anderson et al., 1996]) suggère l'existence d'un noyau central dense et volumineux dont la probable semi-liquidité serait responsable d'une anomalie magnétique détectée dans l'environnement magnétosphérique ([Khurana et al., 1997]). Composé, suivant les modèles, de fer pur, de FeS, ou encore d'un mélange eutectique Fe-FeS ([Anderson et al., 1996], [Kuskov and Kronrod, 2001]), ce noyau serait, selon [Keszthelyi and McEwen, 1997a], successivement enveloppé d'un manteau de forstérite solide, d'une asthénosphère peu visqueuse (50 km, 2.9 g.cm^{-3}) sur laquelle flotterait une mince lithosphère plus légère (30 km, 2.7 g.cm^{-3}), riche en silicates alcalins (feldspaths, néphéline).

I.1.2 Mécanismes géothermaux

♣ Les symptômes: un volcanisme exceptionnellement actif

C'est en surface que Io répercute le plus ardemment les échos d'une structure interne loin d'être pétrifiée. D'immenses jets de gaz et de fines particules s'élevant jusqu'à des hauteurs de 500 km trahissent l'existence de régions dont la température peut avoisiner 1000°C . Le surprenant flux de chaleur moyen (de 1.7 ± 0.3 à $2.0 \pm 0.3 \text{ W.m}^{-2}$ selon [Spencer et al., 2000b], jusqu'à $2.5 \pm 0.3 \text{ W.m}^{-2}$ selon [Veeder et al., 1994]) émanant de la surface toise allègrement les 0.06 W.m^{-2} parcimonieusement relâchés, en moyenne, par la Terre, malgré des pointes locales et sporadiques à 1.7 W.m^{-2} .

Localement, ces bouffées de chaleur peuvent favoriser la naissance de poches magmatiques de silicates à l'origine de lacs en fusion ou de coulées s'épanchant des flancs des cratères. Ces points chauds à durée de vie plus ou moins éphémère essaient la surface de Io et se comportent comme autant de sources de rayonnement infrarouge et thermique que le système d'optique adaptative de l'*ESO* a permis de discerner depuis le plateau de la Silla ([Marchis et al., 2000]). Les instruments de la sonde *Galileo*, grâce à leur bonne couverture spatiale et spectrale, en furent eux aussi les spectateurs privilégiés.

En cartographiant 45% de l'hémisphère non éclairé de Io, le photopolarimètre *PPR* de la sonde *Galileo* nous a dévoilé l'activité de nombreux points chauds, *Loki* et *Pillan* se partageant la vedette (resp. $1.2 \pm 0.3 \times 10^{13} \text{ W}$ et $3.2 \pm 0.5 \times 10^{12} \text{ W}$, [Spencer et al., 2000b]). Si *Loki* semble avoir conservé son tempérament fougueux d'il y a plus de 20 ans, révélé par *Voyager*, certains de ses compères ne se rebellent qu'épisodiquement (*Pillan*, *Lei-Kung Fluctus*).

NIMS avait recensé pas moins de 35 événements de ce type entre juillet 1996 et juin 1997, auxquels il faut ajouter 20 autres cas de flagrant délit d'activité révélés par la caméra *SSI* ([McEwen et al., 2000]). Les spectres et clichés transmis par ces deux instruments nous prodiguent de précieuses informations sur la physionomie, les propriétés physiques et chimiques des magmas, ainsi que sur leur évolution temporelle, à la faveur des survols successivement effectués. Les observations datant de la période fin 1999-début 2000 incitent par exemple [McEwen et al., 2000] à confirmer la prépondérance d'éruptions mafiques et l'absence de crôte riche en silicates (voir aussi [Keszthelyi and McEwen, 1997b], [Keszthelyi and McEwen, 1997a]), contrairement aux prévisions du modèle de différenciation cité plus haut. Ces auteurs concluent par ailleurs à un style éruptif dépendant de la latitude. Près de l'équateur coexistent en effet des traces d'éruptions anciennes, associées à des panaches de type *Prometheus*, des éruptions récentes (*Pelée*) et des lacs de lave (*Pillan*). Près des pôles, là où la lithosphère pourrait être plus épaisse, nous voyons en revanche des épanchements transitoires et les vestiges de panaches éphémères, sans qu'aucun d'entre eux ne manifeste de signes d'activité. Les jets de matière expulsés à environ 1 km.s^{-1} par certains de ces points chauds se signalent surtout au limbe, lorsque leurs silhouettes brillantes se détachent sur l'obscurité de l'espace environnant. La compilation des observations et des analyses menées depuis une vingtaine d'années nous suggère de les départager en deux classes:

- Les panaches à grande "espérance de vie", relativement brillants et associés à des points chauds de plus de 1000°C , mais susceptibles de migrer géographiquement. C'est par exemple le cas de *Prométhée* ([Kieffer et al., 2000]).
- Les panaches éphémères de type *Pelée*, marqués par une évolution chaotique.

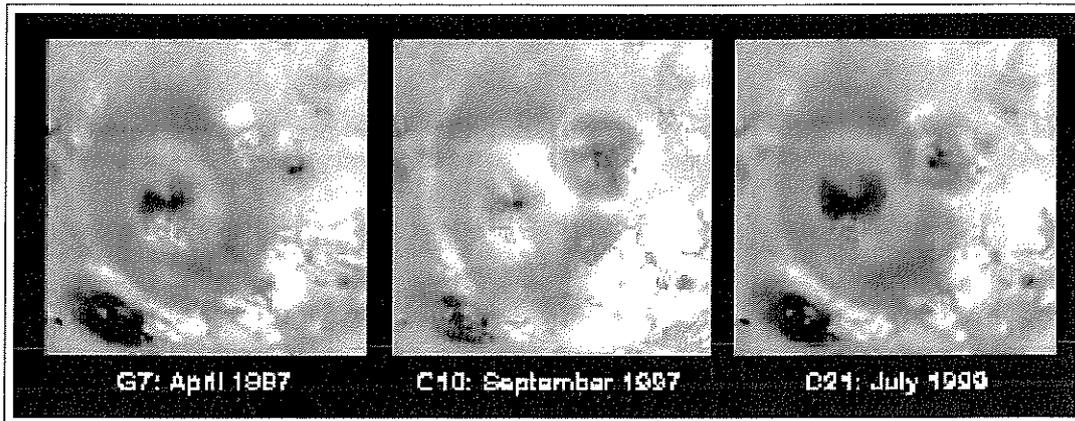
♣ La cause: les forces de marée Joviennes

Les puissantes forces de marée exercées par Jupiter affublent Io d'un bulbe gravitationnel équatorial dont l'amplitude avoisine 13 km, mais qui devrait cependant se stabiliser en réponse au synchronisme des périodes de révolution et de rotation du satellite, au sein duquel la dissipation de l'énergie de marée serait ainsi minimisée. La réalité est tout autre. Les résonances 4:1 et 4:2 que Io entretient avec Ganymède et Europe² confèrent à son orbite une excentricité de 0.0041 responsable de librations en longitude et donc d'échauffement interne. En effet, la vitesse de révolution de Io varie entre le périégée (vitesse minimale) et l'apogée (vitesse maximale), alors que sa vitesse de rotation est relativement uniforme. Afin de présenter la même face à Jupiter, il subit par conséquent des oscillations dissipatrices en énergie du bourrelet de marée ([Bois, 2001]).

I.1.3 Atmosphère

Malgré plus de 25 années d'observations, de nombreuses caractéristiques (distribution, composition, pression, température et dynamique) de l'atmosphère de Io demeurent

2. Au cours de 4 années Ioniennes, Europe et Ganymède effectuent respectivement 2 et 1 révolution(s) autour de Jupiter.



(a) Evolution du panache *Pelée* entre les survols de *Voyager 1* (gauche), *Voyager 2* (centre) et *Galileo* (*SSI*, droite). La zone géographique s'étend sur environ 1700×1500 km. Un dépôt de matériaux blancs et brillants apparaît au sud-est.



(b) Vue de *Pillan Patera* avant (gauche) et après (centre) une éruption ayant légué un dépôt sombre de 400 km de diamètre au nord-est qui couvre partiellement l'anneau rouge dû à *Pelée*. A droite, les matériaux rouges reconquièrent progressivement leur territoire.

Fig. 9.1: Illustration de l'activité volcanique de Io à l'échelle de deux décennies et de 2 ans.

incertaines. Elle fut initialement détectée, malgré sa ténuité, au cours d'expériences d'occultation menées lors de la mission *Pioneer 10*: sa pression oscillerait entre 5 et 40 nbar selon [Lellouch et al., 1992]. La principale certitude repose sur l'identification, en 1979, de SO_2 gazeux ([Pearl et al., 1979]), accompagné de SO et S_2 ([McGrath et al., 2000], [Spencer et al., 2000a]), un de ses produits de photodissociation chimique en partie volcanique. La modélisation de sa production, moteur du renouvellement de l'atmosphère, se décline selon 3 options ([Austin and Goldstein, 2000]):

- "Sputtering": les particules énergétiques de la magnétosphère Jovienne et le rayonnement solaire éjectent des molécules de SO_2 en percutant le sol ([Ballester et al., 1990],

[Lellouch et al., 1992]).

- **Volcanisme:** dans ces modèles, les panaches de SO_2 produisent une atmosphère non uniforme spatialement contenant également SO , S_2 , ... ([Zolotov and Fegley, 1998]).
- **Sublimation-condensation:** l'atmosphère de SO_2 est régie par sa pression de vapeur saturante. Le SO_2 se sublime dans les régions "chaudes" puis diffuse rapidement par gradient de pression, à des vitesses parfois supersoniques, vers les zones froides (100-120°K) de la surface pour s'y condenser.

C'est en fait le tore de Io, sorte d'immense nuage d'ions et d'atomes neutres en suspens le long de son orbite, qui témoigne le mieux de la composition élémentaire des panaches volcaniques et de l'atmosphère.

I.2 Physico-chimie des composés soufrés à la surface de Io

Couplées aux observations télescopiques recueillies depuis la Terre, les informations de proximité délivrées par *Voyager* et *Galileo* recèlent de précieuses informations sur la répartition des principaux composés de surface ([McEwen, 1988]). Examinons en quelques bribes utiles pour la suite de notre propos.

I.2.1 Sulfur flows on Io [Sagan, 1979]

Les premières observations depuis la Terre ont d'emblée souligné le contraste flagrant affectant la réflectance de Io, forte dans le visible et ténue dans l'ultraviolet (*cf* **Fig. 9.2(a)**). Parmi les matériaux susceptibles d'endosser un tel comportement, [Sill, 1973] ainsi que [Fanale et al., 1974] et [Wamstecker et al., 1974] ont proposé les allotropes du soufre, une hypothèse ultérieurement confortée par la détection d'ions soufrés au sein du tore de Io ([Kupo et al., 1976]). Une autre forte présomption à l'égard des allotropes du soufre repose sur la forte sensibilité de la réflectivité de ses allotropes aux fluctuations de température dans la gamme UV-visible, comme l'atteste le décalage spectral accusé par la bande d'absorption à 400 nm ([Nash and Fanale, 1977], [Gradie and Veverka, 1984], [Hammel et al., 1985]). Or, de notables variations de température, qui peuvent induire une brillance exacerbée (voir par exemple [Binder and Cruikshank, 1964], [Fanale et al., 1981]), affectent la surface de Io au terme d'une éclipse jovienne, lorsque le satellite émerge de l'ombre de la planète. Le modèle élaboré par [Hammel et al., 1985] prédit ainsi, une heure après l'apparition des premiers rayons solaires, une transition de 67°K à 97°K, soit un réchauffement surfacique de l'ordre de 30°K responsable d'un décalage spectral de la bande d'absorption du soufre tout à fait perceptible. A partir des variations de brillance mesurées et des estimations de l'albedo de Io (0.38 à 440 nm), [Nelson and Hapke, 1978], [Soderblom et al., 1980] puis [Hammel et al., 1985] ont fixé à 50% et 75% les fractions maximales de surface respectivement couvertes par du soufre "jaune" et par ses allotropes "orangés".

I.2.2 No sulfur flows on Io [Young, 1984]

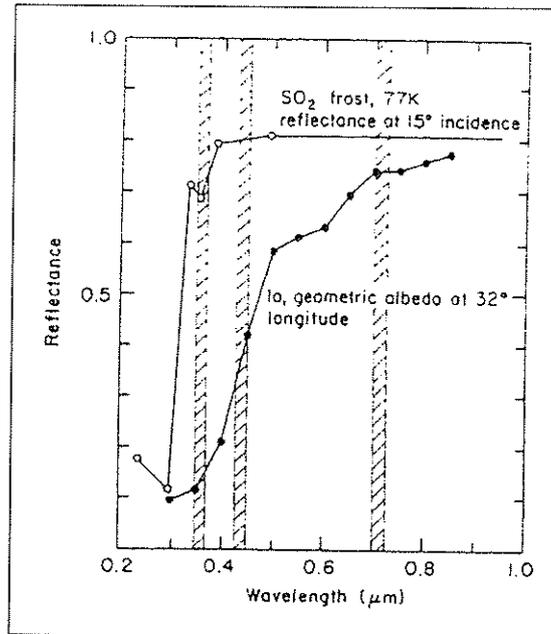
Ces conclusions déclenchèrent des réactions diverses au sein de la communauté. Si les expériences de [Nash, 1987] et [Moses and Nash, 1991] semblent les valider en démon-

trant l'existence possible d'allotropes de soufre "figés" à la surface de Io, [Young, 1984] souligne la difficulté à former et préserver suffisamment longtemps ces derniers. Malgré ces réticences [Moses and Nash, 1991] persistent à attribuer la signature en bordure de la gamme UV à différentes formes allotropiques du soufre également responsables de la grande variété qui caractérise la palette de couleurs des images visibles de *Voyager*. Le soufre pourrait même être localement majoritaire. *Loki*, sombre point chaud barré d'une langue de couleur claire, est ainsi soupçonné d'exhaler du soufre surfondu au cours de son activité tumultueuse ([Stansberry et al., 1997]). Mais l'analyse de la couleur, de la morphologie et de l'albedo de nombreuses coulées semble infirmer les modèles de volcanisme soufré, à moins que cette famille allotropique n'obéisse à une loi de refroidissement plus complexe que prévue ([Piatek et al., 2001]).

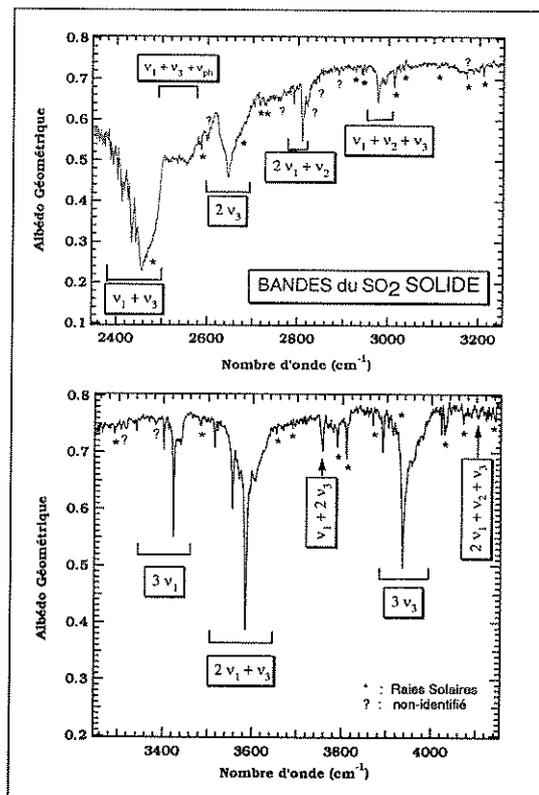
I.2.3 Une présence toujours discutée

Le *credo* de [Young, 1984], *No sulfur flows on Io*, repose sur des données à l'époque parcellaires, tant spectralement que géographiquement, complétées depuis par la sonde *Galileo*. *SSI* a en particulier révélé l'existence de régions rouges, oranges, jaunes et verdâtres ([Geissler et al., 1999]) qui toutes pourraient légitimer voire renforcer l'hypothèse du soufre pur ou impur, conformément à la variété de teintes déjà évoquées (*cf* Chap. 8, Sec. I.2) dont celui-ci se pare sur Terre. La *couleur verte* est notamment observée en présence d'inclusions de sulfides de fer (dont la pyrite FeS_2), une explication concurrencée par les roches silicatées. Les *couleurs jaune, orange, rouge* initialement réfutée par [Young, 1984] comme résultante de la trempe d'allotropes de soufre fondu n'excluent pas ces derniers, à la lumière de nouvelles expériences et observations ([Moses and Nash, 1991]). La molécule de S_2O serait en outre susceptible, selon sa teneur au sein des condensats de SO_2 , d'initier une telle palette de couleurs ([Hapke and Graham, 1989]): sa décomposition génère l'apparition de S_3 et S_4 (également produits par l'irradiation du soufre élémentaire, le volcanisme et la chimie atmosphérique) responsables d'absorption à 420 et 520 nm, ainsi que des polyoxydes de soufre (PSO), de teinte jaune pâle. Au même titre que le sulfure de sodium (Na_2SO_3) et les conséquences de l'irradiation solaire, des contaminations de As ou Se pourraient également expliquer la bande d'absorption imprégnant les spectres de Io entre 520 et 640 nm. D'autres éléments revendiquent aussi leur place parmi les candidats "polluants" plausibles du soufre, de façon plus ou moins certaine: SO_3 ([Khanna et al., 1995]), H_2S , Na_2S , voire Cl, détecté récemment dans le tore du satellite ([Küppers and Schneider, 2000]). Cl_2SO_2 a été récemment identifié par [Schmitt et al., 2001] qui proposent également Cl_2S comme colorant potentiel de certains dépôts volcaniques rougeâtres.

La molécule de SO_2 est en fait la seule qui ait été identifiée formellement depuis longtemps, trahit qu'elle fût par sa bande d'absorption à 4080 nm ([Fanale et al., 1979], [Smythe et al., 1979]) et par de nombreuses autres signatures dans l'infrarouge entre 1900 et 4400 nm (*cf* Fig. 9.2) et dans l'ultraviolet entre 200 et 350 nm. La modélisation de sa distribution spatiale a notamment été entreprise par [McEwen et al., 1988] et [Sartoretti et al., 1996], sur la base des canaux multispectraux des images *Voyager*, et par [Douté et al., 2001] grâce aux images hyperspectrales acquises par *NIMS*. L'état actuel des connaissances nous confirme donc bien l'omniprésence d'un revêtement hétérogène de



(a) Comparaison, dans la gamme visible, du spectre en réflectance de la glace de SO₂ et de l'albedo géométrique de Io, d'après [Hammel et al., 1985].



(b) Identification de la molécule de SO₂ par le télescope *ISO*.

Fig. 9.2: Spectres en réflectance de la surface de Io.

composés soufrés (SO_2 , S_8 , Cl_2SO_2 , éventuellement S_2O , Na_2S ou H_2S) produits plus ou moins directs de l'activité volcanique, ce qui pourrait expliquer la non détection, *a priori*, des roches silicatées suggérées par les modèles de structure interne.

I.3 Photométrie de la surface de Io

I.3.1 Etat des lieux

Bien que la photométrie de la surface de Io ait fait l'objet d'un certain nombre d'articles (*e.g.* [McEwen, 1988]), restreignons-nous aux études entreprises récemment.

Des observations à angle de phase croissant révèlent la brillance inattendue de certaines régions. [Simonelli et al., 1997] tiennent les disparités des tailles de grains pour responsables de ces effets photométriques. [Geissler et al., 2000] franchit un pas supplémentaire et émet l'hypothèse d'une couverture de ces zones brillantes à grand angle de phase par une pellicule de glace de SO_2 à petits grains trop fine pour avoir une influence notable sous une illumination normale. Leur localisation correspond en partie aux unités les plus riches en SO_2 et inclut notamment les pôles et les dépôts au voisinage des lieux d'éruptions volcaniques, aux latitudes moyennes. Moins rétrodiffusantes que les régions "typiques" de Io, elles attestent d'une diffusion plutôt isotrope ou prononcée vers l'avant. En revanche, l'équateur, plus sombre, pourrait manifester un comportement photométrique conjuguant rétrodiffusivité des matériaux constitutifs et, éventuellement, rugosité.

Localement, ces analyses se heurtent aux conclusions tirées d'autres études. Ainsi, l'exploitation de la bande à 4100 nm enregistrée par *NIMS* a conduit à l'identification de certaines régions riches en SO_2 différentes des précédentes, comme en témoigne l'anneau de SO_2 encerclant le volcan *Prometheus*: large et dissymétrique à 4100 nm, il apparaît plus petit et plus régulier sur les images visibles ([Douté et al., 2001]). Autre exemple: les zones blanches ne seraient pas forcément riches en SO_2 et les zones jaunes et orangées pourraient être constituées de SO_2 accompagné d'un ou plusieurs contaminant(s) de nature(s) inconnue(s), peut-être du soufre. Ces divergences résident notamment dans la manière de discriminer les contributions respectives du SO_2 et des composés soufrés.

I.3.2 Extraction des paramètres photométriques

Dans la foulée, [Geissler et al., 2000] ont extrait des propriétés photométriques de la surface de Io par une inversion des données *SSI* fondée sur le modèle simplifié de Hapke, en supposant constants l'effet d'opposition et la rugosité macroscopique (les variations de cette dernière étant déduites *a posteriori*). L'étroite correspondance entre la fonction de phase $p(g)$ et l'image issue du rapport images "*g* grand / *g* petit" (*cf* Fig. 9.3(a)) constitue le résultat le plus marquant de cette étude. En effet, les matériaux brillants à grand angle de phase coïncident avec la diffusion la moins anisotrope ($-0.37 < \xi < 0.12$, en moyenne $\bar{\xi} \simeq -0.26$), les zones les plus brillantes de l'image rapport, au-delà de 30° de latitude et près des volcans, diffusant même clairement vers l'avant ($\xi > 0$). La bande équatoriale est quant à elle nettement plus rétrodiffusante ($-0.46 < \xi < -0.37$, $\bar{\xi} \simeq -0.40$). Aux faibles angles de phase, la tendance des matériaux de surface à diffuser le rayonnement de manière plus isotrope aux pôles qu'à l'équateur se confirme. Les valeurs moyennes globales de ξ et w dépendent cependant drastiquement de la rugosité Ξ initialement choisie (elle

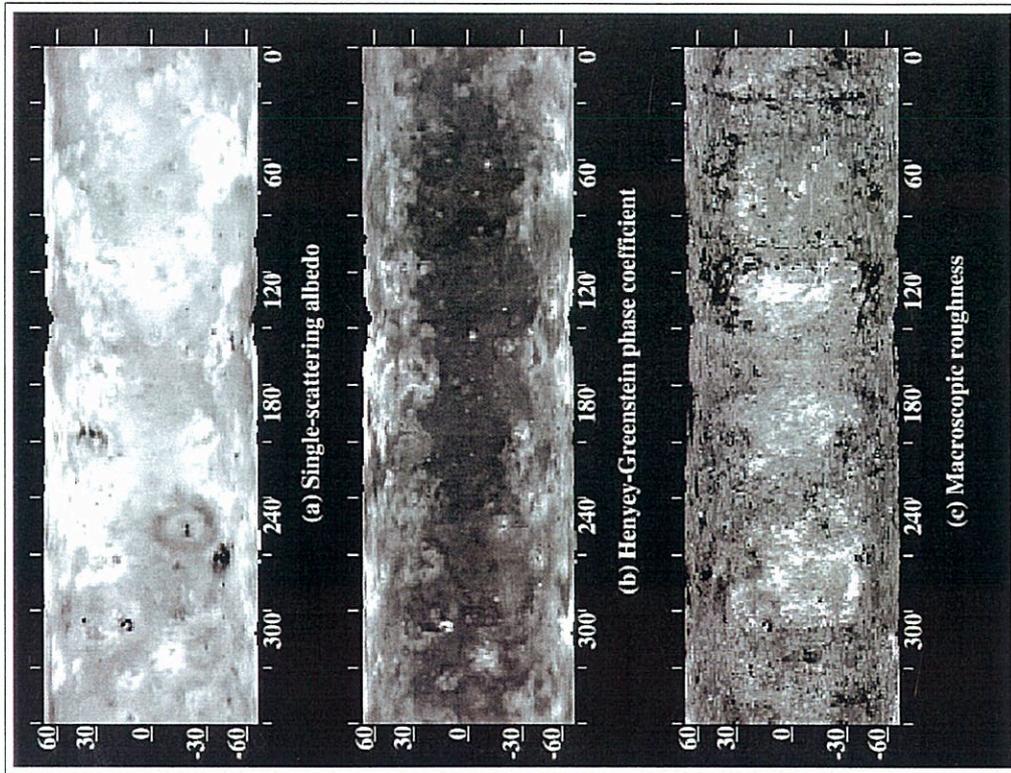
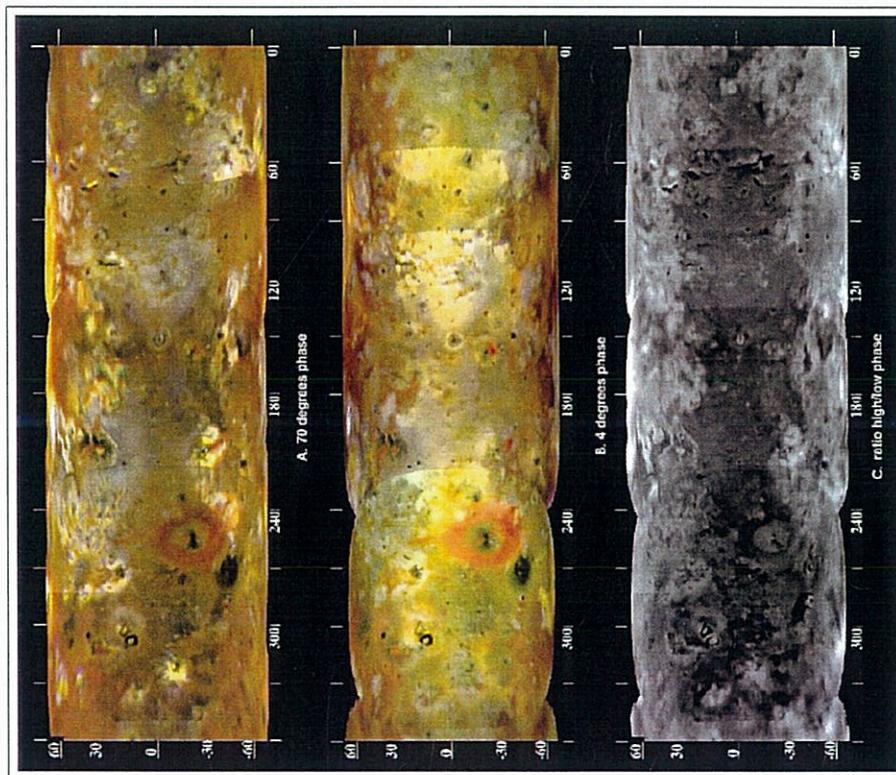
(b) Cartographies des valeurs de ξ , w et E .(a) Mosaïques à grand et à faible angle de phase (respectivement 70° et 4°). La troisième image représente le rapport des deux premières. Les pôles, brillants à 70° , paraissent sombres à 4° . La zone équatoriale est caractérisée par un comportement inverse.

Fig. 9.3: Images et cartographies des paramètres de diffusion de Io générées par [Geissler et al., 2000].

oscillerait entre 17° et 25°). Mais ξ demeure majoritairement négatif, ce qui témoigne d'une rétrodiffusion au moins partiellement de nature photométrique. Les 3 images de la Figure 9.3(b) cartographient les paramètres ξ , w et Ξ issus de cette étude.

I.3.3 Possibilité de soufre “affleurant” sur Io

[Geissler et al., 2000] concluent à l'existence de régions dont la forte rétrodiffusion est imputable à un composé autre que le SO_2 (localement déficitaire), peut-être du soufre. Avec Paul Geissler, lors d'un séjour au *LPL* (Tucson, USA), nous avons extrait visuellement quelques unes de ces zones à partir de la cartographie de ξ obtenue dans le filtre vert de *SSI* (559 nm). Pour information, les valeurs de ce paramètre sont reportées dans la Table 9.1.

Latitude	Longitude	nb pixels	ξ
5.8° N	102.2° W	25	-0.450
16.8° N	105.8° W	25	-0.442
20.6° N	308.3° W	9	-0.433
58.6° N	225.2° W	55	-0.370
67.0° N	197.4° W	15	-0.406
14.3° S	247.6° W	5	-0.408
29.8° S	253.4° W	9	-0.399

Tab. 9.1: Localisation de quelques zones rétrodiffusantes répertoriées et paramètre d'asymétrie moyen $\bar{\xi}$ associé.

II Comment extraire les signatures photométriques du soufre sur Io?

L'hypothèse de la présence du soufre étant envisageable, l'objectif à long terme de notre étude est de déterminer ses diverses propriétés texturales. Deux cas de figure se distinguent, seul le premier étant pris en considération dans la suite de l'exposé:

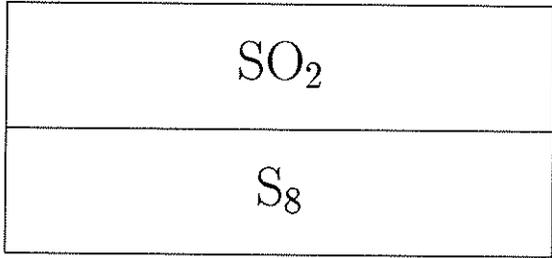
- **1^{er} cas: givre de SO_2 sur substrat de S_8 :** la surface du satellite est en grande partie couverte d'un givre de SO_2 masquant peut-être, localement, un substrat de soufre. Est-il malgré tout possible de percevoir et de quantifier les signatures photométriques de ce dernier? Afin de les isoler, l'idéal serait de cartographier l'épaisseur optique de SO_2 (τ_{SO_2}) à la surface de Io puis d'ôter sa contribution au signal réfléchi “global”.
- **2^{ème} cas: mosaïque géographique de SO_2 et S_8 :** le soufre peut être affleurant sur Io et donc spatialement mélangé, à l'échelle d'un pixel, avec un ou plusieurs composés, dont le SO_2 . La question est maintenant de connaître la proportion surfacique minimale de soufre nécessaire pour extraire ses signatures photométriques.

Dans les deux cas, les BRDFs obtenues en laboratoire sur divers types d'échantillons de soufre pourraient ensuite être mises à profit pour inférer la possibilité de certaines textures.

II.1 BRDF d'un givre de SO₂ sur un substrat de soufre

II.1.1 Démarche de l'analyse

A l'aide de Spectrimag, une série de modélisations a permis de simuler la BRDF d'une zone composée d'une population homogène de grains de soufre entièrement nappée de givre de SO₂. Un seul type de représentation a été testé, avec une proportion de SO₂ en surface $P_{SO_2}^{surf}$ de 100%. Plus précisément, l'unité comprend une couche semi-infinie L_{S_8} de soufre dans sa forme allotropique standard (S_8 , $\tau_{S_8} = \infty$), surmontée d'une pellicule L_{SO_2} de SO₂ d'épaisseur optique τ_{SO_2} variable. Le Tableau 9.2 contient un schéma synthétique de la représentation employée ainsi que les valeurs attribuées aux paramètres des deux simulations successivement effectuées (la seconde a été réalisée pour offrir un meilleur échantillonnage en τ_{SO_2}). Les constantes optiques dans l'IR du SO₂ à basse température ont été mesurées en transmission par l'équipe ([Schmitt et al., 1994], [Schmitt et al., 1998]). Celles du soufre résultent d'une interpolation aux longueurs d'onde d'étude (les canaux de l'instrument *SSI*) de la compilation de [Fuller et al., 1998] (*cf* Chap. 8, Fig. 8.4).

	
Unité SO ₂ /S ₈ : $P_{SO_2}^{surf} = 100\%$	
L_{SO_2} :	
$D_{SO_2} = 200 \mu\text{m}$	200 μm
$\tau_{SO_2} = 0.1, 1, 5, 10, 20, 90$	0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1, 3, 5, 10, 90
$\xi_{SO_2} = -0.0, -0.1, -0.27, -0.35, -0.42, -0.50$	-0.27
L_{S_8} :	
$D_{S_8} = 50, 100, 200 \mu\text{m}$	200 μm
$\tau_{S_8} = \infty$	∞
$\xi_{S_8} = -0.5, -0.4, -0.3, -0.2, -0.1, 0, 0.1, 0.2$	-0.5, -0.4, -0.3, -0.2, -0.1, 0

Tab. 9.2: Tableau récapitulatif des différents paramètres attachés à la représentation de la surface de Io choisie.

Les BRDFs générées précédemment ont été inversées à l'aide de la formule de Hapke selon une fonction de phase de Henyey-Greenstein à un lobe. L'inversion délivre un paramètre d'asymétrie et un albedo de diffusion simple "globaux" respectivement notés $\xi_{S_8+SO_2}$ et $w_{S_8+SO_2}$. Signalons tout de suite que l'inversion ne converge pas systématiquement vers des valeurs "raisonnables" de $\xi_{S_8+SO_2}$ et $w_{S_8+SO_2}$, comme ce fut déjà le cas lors des expériences menées sur le soufre.

Insistons ici sur un point important: Spectrimag et la formule Hapke ne prennent pas en compte la fonction de phase de diffusion de la même façon (Spectrimag calcule les dif-

fusions simple et double de manière exacte et les diffusion multiples avec la décomposition de $p(g)$ au premier ordre sur la base des polynômes de Legendre³). Un test de la méthode "simulation Spectrimag-inversion Hapke" justifie néanmoins sa relative validité, tout au moins en ce qui concerne cette étude. Il montre d'une part que si τ_{SO_2} est suffisamment grand (≥ 90) l'erreur commise est de $\pm 0.1\%$ et d'autre part que si $\tau_{SO_2} = 0$ on retrouve les valeurs de ξ_{S_8} initiales avec une erreur inférieure à 1% (hormis quelques inversions manifestement incohérentes).

II.1.2 Tendances

Nous limiterons ici notre illustration à deux longueurs d'onde dans l'aile de la bande d'absorption du soufre (450 nm) et dans son continuum (970 nm), en sélectionnant la valeur $\xi_{SO_2} = -0.27$ déduite par [Douté et al., 2001].

♣ Effet de la taille des grains de soufre

A 450 nm, la taille des grains de soufre exerce une influence décelable sur l'albedo de diffusion simple $w_{S_8+SO_2}$ dès lors que τ_{SO_2} est inférieure à 5^4 (cf Fig. 9.4). C'est *a priori* beaucoup moins le cas pour $\xi_{S_8+SO_2}$, même si les "chaos" de l'inversion ne permettent pas de l'affirmer avec certitude. A 970 nm, le soufre est transparent et aucun changement ne se manifeste.

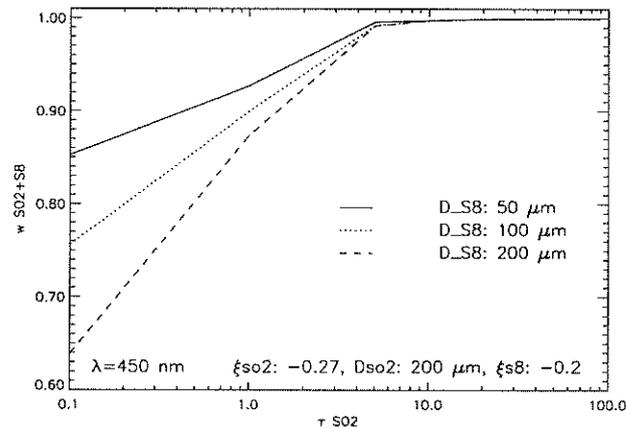


Fig. 9.4: Influence de la taille des grains de soufre sur l'albedo de diffusion simple $w_{S_8+SO_2}$ à 450 nm en fonction de l'épaisseur optique τ_{SO_2} du givre surfacique. Les autres paramètres sont fixés comme suit: $\xi_{SO_2} = -0.27$, $D_{SO_2} = 200 \mu\text{m}$, $\xi_{S_8} = -0.2$.

♣ Effet de ξ_{S_8}

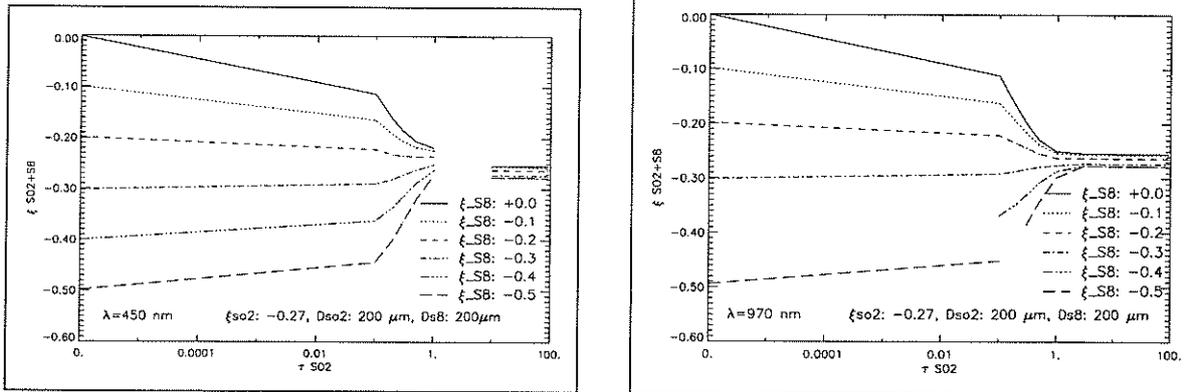
Comme l'indiquent les Figures 9.5(a) et 9.5(b), $\xi_{S_8+SO_2}$ devient légèrement sensible à ξ_{S_8} si τ_{SO_2} décroît en deçà de 5, et est complètement dominé par ce facteur lorsque τ_{SO_2}

3. Se reporter aux définitions du Chapitre 2 (Eq. 2.17) ou à la méthodologie d'analyse exploitée pour le soufre (cf Chap. 8, Sec. II.3).

4. Estimation visuelle car aucune valeur de l'épaisseur optique entre 1 et 10 n'a été retenue pour l'inversion dans la première simulation.

est inférieur à 0.1. Cette constatation est vraie à 450 et 970 nm, mais elle se confirme aussi aux autres longueurs d'onde.

$w_{S_8+SO_2}$, qui donne une information spectrale sur la diffusion, reflète quant à lui, à 450 nm, la bande d'absorption du soufre si $\tau_{SO_2} \leq 5$ (cf Fig. 9.6).



(a) $\lambda = 450 \text{ nm}$.

(b) $\lambda = 970 \text{ nm}$.

Fig. 9.5: Paramètre d'asymétrie $\xi_{S_8+SO_2}$ pour deux longueurs d'onde (450 et 970 nm) en fonction de l'épaisseur optique τ_{SO_2} du givre surfacique pour différentes valeurs de ξ_{S_8} (0,-0.1,-0.2,-0.3,-0.4,-0.5). Les autres paramètres sont fixés comme suit: $\xi_{SO_2} = -0.27$, $D_{SO_2} = 200 \mu\text{m}$, $D_{S_8} = 200 \mu\text{m}$. A 450 nm, les points manquants correspondent à une inversion non valide, de même que la courbe associée à $\xi_{S_8} = -0.4$ à 970 nm.

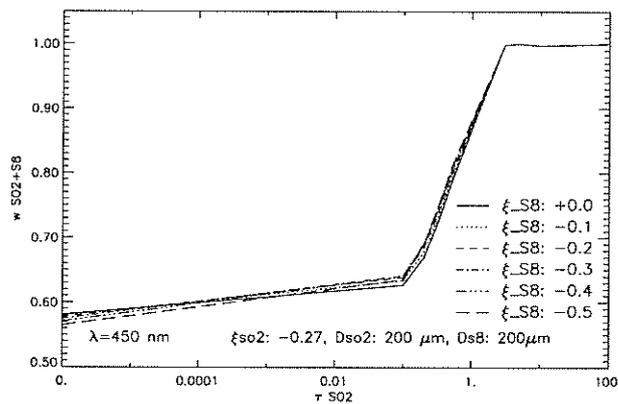


Fig. 9.6: Albedo de diffusion simple $w_{S_8+SO_2}$, à 450 nm et en fonction de l'épaisseur optique τ_{SO_2} du givre surfacique pour différentes valeurs de ξ_{S_8} (0,-0.1,-0.2,-0.3,-0.4,-0.5). Les autres paramètres sont fixés comme suit: $\xi_{SO_2} = -0.27$, $D_{SO_2} = 200 \mu\text{m}$, $D_{S_8} = 200 \mu\text{m}$.

♣ En résumé

Dans le cadre de cette étude simplifiée, les propriétés photométriques du substrat de soufre ne semblent pouvoir être vraiment distinguées que si l'épaisseur optique de la pellicule superficielle de SO_2 est inférieure à 0.1. Au-delà, la BRDF du SO_2 domine et son

altération n'apparaît pas significative. Le meilleur critère pour déterminer τ_{SO_2} semble être w_{S8+SO_2} à 450 nm car l'effet sur ξ_{S8+SO_2} est très peu dépendant de ξ_{S8} .

Rappelons qu'il s'agit là d'une conclusion fondée sur une représentation simpliste ne comportant qu'une seule unité de terrain. Subsistent également les problèmes de l'extraction préalable de ξ_{SO_2} sur des régions entièrement tapissée d'une couche de givre épaisse et celui lié à l'hypothèse de l'équivalence des propriétés photométriques entre givre fin ($\tau_{SO_2} \ll 1$) et givre épais.

II.2 Pistes pour la cartographie de τ_{SO_2} sur Io

II.2.1 Base de travail

♣ Les observations *NIMS*

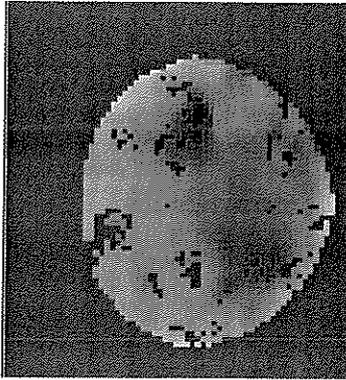
Nous disposons d'une série d'images hyperspectrales acquises dans la gamme 700-5200 nm par *NIMS* (cf Chap. 1, Sec. III.3) lors de différentes orbites de *Galileo* autour de Jupiter. Chacune d'elles est organisée selon un cube de données au format ISIS contenant le signal spectral collecté, les coordonnées planétocentriques, les conditions d'illumination et d'observation relatives à chaque pixel, ainsi que quelques informations supplémentaires. Leur procédure d'étalonnage et leur normalisation par le flux solaire standard sont largement commentées dans la thèse de Sylvain Douté ([Douté, 1998]). Nous avons opté pour 3 observations du type INHRSPEC⁵, présentant toutes une résolution spatiale modeste (≥ 100 km) et une résolution spectrale de 24 nm. Quelques-unes de leurs caractéristiques sont résumées dans la Table 9.3. Les cubes correspondants sont identifiés par des codes que nous abrègerons E14HR01, E15HR01 et G2HR01DEP, acquis respectivement au cours des orbites E14, E15 (passages au plus près d'Europa) et G2 (passage au plus près de Ganymède). Les mosaïques spatiales correspondantes sont consignées dans la Figure 9.7.

G2HR01DEP présente la particularité d'avoir été corrigé des oscillations d'origine thermique qui brouillent systématiquement les spectres collectés par *NIMS*. De qualité supérieure aux autres, il couvre de plus une large étendue géographique, puisque les azimuts sont balayés d'environ 130° à 280° , soit plus du tiers de la surface de Io. En contrepartie, les spectres de G2HR01DEP sont affectés par l'effet d'opposition inhérents aux faibles angles de phase (ici $g \sim 2.3^\circ$), ce qui empêche leur comparaison directe avec ceux contenus dans E14HR01 et E15HR01. Il est donc nécessaire de quantifier l'effet d'opposition. Pour cela, nous exploitons des données pour lesquelles l'extraction de la contribution du SO_2 à la réflectance totale a déjà été réalisée. Les cubes correspondants sont répertoriés dans la Table 9.3.

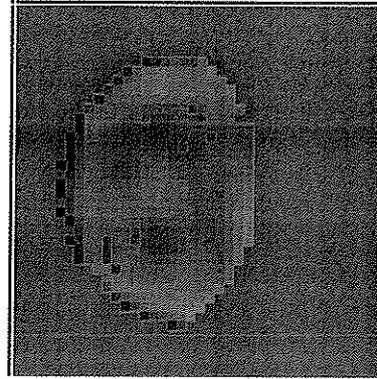
♣ Estimation de l'amplitude de l'effet d'opposition

Seule l'amplitude nous intéresse réellement car les observations autres que G2HR01DEP relèvent d'un angle de phase trop grand pour être concernées par l'effet d'opposition. Afin de l'estimer, nous avons repris la démarche adoptée par [Douté et al., 2001] pour déterminer le paramètre d'asymétrie ξ , en conservant les mêmes régions d'étude, deux zones de 240×240 km communes aux images E14HR01, E6HR01, C3HR01 et G2HR01DEP.

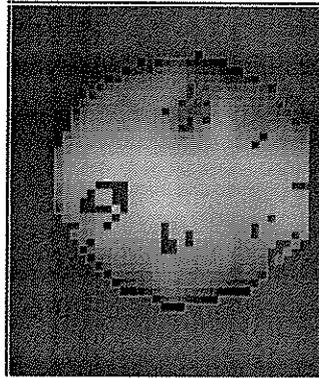
5. HRS \equiv Haute Résolution Spectrale.



(a) E14HR01.



(b) E15HR01.



(c) G2HR01DEP.

Fig. 9.7: Cubes *NIMS* visualisés à 700 nm. Certains pixels excèdent la dynamique de la mesure ou du codage de *NIMS*, ou bien encore présentent des spectres perturbés par des erreurs de lecture de certains détecteurs.

Localisées à (5°N, 175°W) et (45°S, 182°W), elles sont partiellement recouvertes de givre de SO₂. Cependant, l'inversion de la formule de réflectance de Hapke simplifiée fondée sur l'isotropie de la diffusion multiple portera non pas sur ξ mais sur le terme correctif $\mathbb{B}_S(g)$ associé à l'effet d'opposition (*cf* Chap. 2, Eq. 2.27b). En décrivant quelques aspects de la théorie du transfert radiatif, nous avons noté que $\mathbb{B}_S(g)$, à cause de la nature surfacique du phénomène mis en jeu, intervenait seulement au niveau de la diffusion simple du rayonnement. La réflectance d'un pixel *NIMS* à une longueur d'onde donnée cumule les "réflectances partielles" du SO₂ et du ou des composés neutres complémentaires, au *prorata* de leurs proportions de surface respectives:

$$R_{\text{pixel}} = f_{\text{SO}_2} R_{\text{SO}_2} + (1 - f_{\text{SO}_2}) R_N \quad (9.1)$$

Les valeurs de réflectance sont corrigées (notation \tilde{R}) pour n'intégrer que la contribution au flux réfléchi du SO₂. Celle des matériaux restants est évaluée en considérant le flux résiduel au maximum d'absorption de la bande à 4070 nm du SO₂, en supposant celle-

Détermination de τ_{SO_2}				
désignation abrégée	nb λ	résolution km/pixel	g	longitudes
E14HR01	360	~ 124 km	34°	$130^\circ\text{-}250^\circ$
E15HR01	360	~ 200 km	50°	$90^\circ\text{-}171^\circ$
G2HR01DEP	408	~ 219 km	2.3°	$130^\circ\text{-}280^\circ$
Détermination de l'effet d'opposition				
désignation abrégée	nb λ	résolution km/pixel	g	longitudes
E14HR01	360	~ 124 km	34°	$130^\circ\text{-}250^\circ$
E6HR01	216	~ 200 km	31°	$148^\circ\text{-}270^\circ$
C3HR01	102	~ 210 km	27°	$70^\circ\text{-}215^\circ$
G2HR01DEP	408	~ 219 km	2.3°	$130^\circ\text{-}280^\circ$

Tab. 9.3: Quelques caractéristiques des spectro-images considérées dans le cadre de cette étude.

ci saturée. Elle est ensuite soustraite aux spectres globaux en admettant sa constance spectrale (hypothèse à laquelle satisfait d'ailleurs le soufre, spectralement "plat" dans l'infrarouge proche). Si l'angle de phase g est suffisamment petit, la formule de Hapke conduit à:

$$\tilde{R}_{SO_2} = f_{SO_2} \frac{w}{4\pi} \frac{1}{\mu_i + \mu_r} \left[\underbrace{(1 + \mathbb{B}_S(g))}_{\mathbb{C}_{SO_2}(g)} p_{HG}(g, \xi_{SO_2}) + H(\mu_i)H(\mu_r) - 1 \right] \quad (9.2)$$

Où p_{HG} est la fonction de phase à un lobe de Henyey-Greenstein (*cf* **Eq.** 2.17). Si nous exprimons la relation 9.1 pour deux observations, selon des géométries différentes, de la même région, nous obtenons, après réarrangement:

$$\frac{\mathbb{C}_{SO_2}(g) \cdot p_{HG}(g, \xi_{SO_2}) + H(\mu_i)H(\mu_r) - 1}{\mathbb{C}_{SO_2}(g') p_{HG}(g', \xi'_{SO_2}) + H(\mu'_i)H(\mu'_r) - 1} - \frac{\mu_i + \mu_r}{\mu'_i + \mu'_r} \frac{\tilde{R}_{SO_2}}{\tilde{R}'_{SO_2}} = 0 \quad (9.3)$$

Dans notre cas, une seule observation, G2DESPAT, est en fait affublée d'un coefficient $\mathbb{B}_S(g)$ différent de 1. Au lieu de résoudre cette équation directement pour chaque paire d'observations et ensuite moyenner la valeur de $\mathbb{C}_{SO_2}(g)$ obtenue, il est préférable de minimiser la fonction χ_{SO_2} définie par:

$$\chi_{SO_2}(\mathbb{C}_{SO_2}) = \sum_{\substack{k,l \\ k \neq l, k < l}} \left[\frac{\mathbb{C}_{SO_2}(g^k) p_{HG}(g^k, \xi^k_{SO_2}) + H(\mu_i^k)H(\mu_r^k) - 1}{\mathbb{C}_{SO_2}(g^l) p_{HG}(g^l, \xi^l_{SO_2}) + H(\mu_i^l)H(\mu_r^l) - 1} - x^{kl} \right]^2 \quad (9.4)$$

avec:

$$x^{kl} = \frac{\mu_i^k + \mu_r^k}{\mu_i^l + \mu_r^l} \frac{\tilde{R}_{SO_2}^k}{\tilde{R}_{SO_2}^l} \quad (9.5)$$

Les paramètres à injecter dans χ_{SO_2} sont reportés dans la Table 9.4. Les deux régions sont associées à deux paramètres d'asymétrie estimés par [Douté et al., 2001], $\xi_{SO_2} =$

-0.25 ± 0.05 ($5^\circ\text{N}, 175^\circ\text{W}$) et $\xi_{\text{SO}_2} = -0.30 \pm 0.05$ ($45^\circ\text{S}, 182^\circ\text{W}$). Les valeurs de C_{SO_2} issues de sa minimisation diffèrent d'un facteur 2 entre les deux régions, alors que toutes deux bénéficient de proportions surfaciques de givre de SO_2 équivalentes ($\sim 55\%$) selon les cartographies de [Douté et al., 2001]. Si nous revenons à la définition de C_{SO_2} , nous obtenons:

$$\mathbb{B}_{\text{SO}_2}(1.26) \sim 2.3$$

$$\mathbb{B}_{\text{SO}_2}(1.58) \sim 0.5$$

Ces chiffres signifient qu'entre 1.26° et 1.58° l'amplitude de l'effet d'opposition est multipliée par 4, ce qui est très élevé, voire franchement anormal. Si nous mettons de côté les différences géomorphologiques opposant vraisemblablement les deux régions, la clef de cet écart réside sans doute dans le choix des données, en termes de configuration géométrique, pour calculer C_{SO_2} . Effectivement, notre étude est étayée par deux observations dont les angles de phase sont voisins (32° et 34°), peut-être trop proches pour espérer discriminer convenablement C_{SO_2} .

Région		(5°N, 175°W)				(45°S, 182°W)			
Désignation	θ_i	θ_r	g	R_{SO_2}	Désignation	θ_i	θ_r	g	R_{SO_2}
G224	36.29	36.29	1.26	0.823	G224	52.7	55.04	1.58	0.824
C306	14.35	40.91	27.28	0.560	E608	51.12	66.73	31.56	0.683
E1413	6.82	39.85	34	0.582	E1413	46.66	52.8	34.5	0.645
$C_{\text{SO}_2}(1.26^\circ)$		3.3 ± 0.1				$C_{\text{SO}_2}(1.58^\circ)$		1.5 ± 0.1	

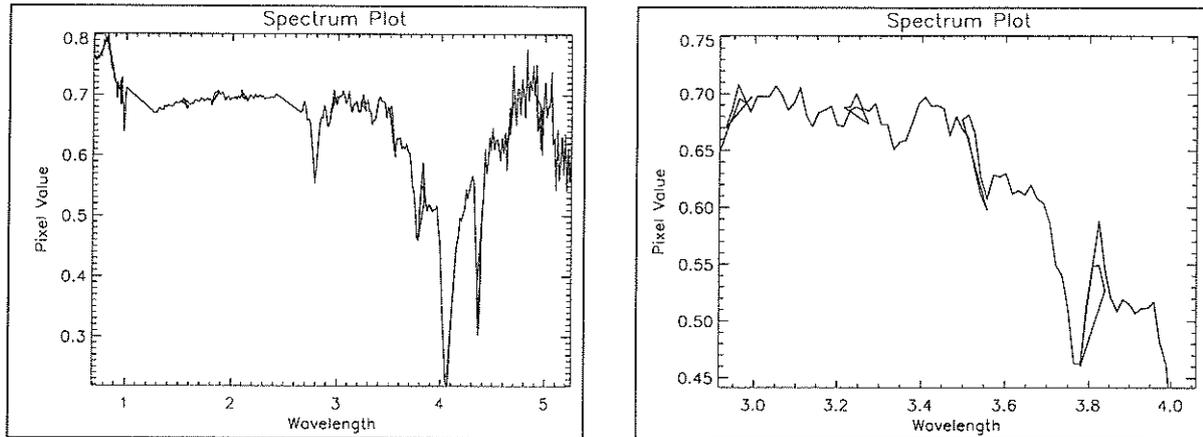
Tab. 9.4: Conditions géométriques d'éclairage et d'observation, et réflectance du SO_2 des deux régions étudiées.

II.2.2 L'asymétrie de la bande à 3550 nm, indicateur de τ_{SO_2}

Quelques interrogations subsistent encore concernant la cartographie du givre de SO_2 à la surface de Io. Les modélisations de [Douté et al., 2001] prédisent notamment le maintien de la bande à 3350 nm à un niveau d'absorption conséquent de l'équateur jusqu'aux pôles, alors que les spectres de *NIMS* indiquent clairement son progressif affaiblissement. Deux hypothèses mentionnées dans l'article pourraient expliquer l'incompatibilité:

- l'épaisseur optique du givre de SO_2 diminue de l'équateur aux pôles, ce qui amenuise l'absorption, même si la taille des grains est grande.
- l'épaisseur optique du givre de SO_2 demeure sensiblement constante et les spectres témoignent d'une contamination par un autre composé, peut-être du soufre élémentaire.

La première hypothèse a été retenue et testée par les auteurs en simulant les spectres en réflectance que *NIMS* recueillerait s'il observait un revêtement de SO_2 d'épaisseur optique décroissante tapissant un substrat "neutre" de soufre. Les bandes d'absorption du SO_2 sont relativement peu altérées tant que $\tau_{\text{SO}_2} \geq 5$, mais disparaissent rapidement dès lors que τ parvient en deçà de 0.1. Grâce à l'atténuation de sa dissymétrie lorsque τ_{SO_2} décroît, plus ou moins indépendamment des effets photométriques, la bande à 3550 nm se révèle être un indicateur précieux de l'épaisseur optique du SO_2 .



(a) Spectre global.

(b) Zoom sur la bande à 3550 nm.

Fig. 9.8: Spectre *NIMS* extrait de l'observation E14INHRSPEC01 et associé à la région (10°N,201°W). La bande à 3550 nm est dissymétrique: les épaulements de part et d'autre ne correspondent pas à des niveaux de réflectance équivalents.

II.2.3 Estimation de τ_{SO_2} : travail amorcé

♣ Choix d'un indicateur de τ_{SO_2}

Si la bande d'absorption à 3550 nm semble témoigner de l'épaisseur optique du SO_2 , il est obligatoire de définir un indicateur capable de quantifier cette dernière. La solution proposée est explicitée dans la Figure 9.9. Elle consiste à calculer la réflectance moyenne de chaque "plateau" de part et d'autre de la bande ainsi que celle au maximum d'absorption, à environ 3550 nm. Il existe un lien entre τ_{SO_2} et la quantité $(\tilde{R}_{SO_2}^1 - \tilde{R}_{SO_2}^2)/\tilde{R}_{SO_2}^3$, mais il ne s'agit pas d'une simple proportionnalité, comme le prouve la Fig. 11 de l'article de [Douté et al., 2001]. La correspondance nécessite quoiqu'il en soit une étude approfondie incluant d'autres paramètres dont l'influence sur τ_{SO_2} est manifeste: D_{SO_2} , ξ_{SO_2} , D_{S_8} , ξ_{S_8} , ...

♣ Aspect informatique

La suite des opérations s'insère dans l'environnement ISIS, spécifiquement conçu pour le traitement et l'analyse d'images et de spectro-images acquises par télédétection. Ce logiciel offre la possibilité d'intégrer selon un schéma de type *template* des programmes affectés à des tâches spécifiques.

Celui que nous avons créé extrait séquentiellement chaque pixel du cube, puis considère successivement les 3 zones du spectre correspondant: plateau "gauche", centre de la bande et plateau "droit". Pour chaque région, la réflectance de chacun des points qui la constitue (au nombre de n_1 et n_2 pour les plateaux, $n_3 = 1$ pour le centre, d'après la Figure 9.9) est renormalisée selon les conditions géométriques standards: $\theta_i = \theta_r = \Phi = 0^\circ$. Cette opération comprend le calcul de l'albedo de diffusion simple et peut nécessiter, si la convergence vers ce dernier n'est pas assurée, une modification de la rugosité initialement fixée à 30° , qui est alors décrétementée de 5° . La moyenne de la réflectance sur les n_i

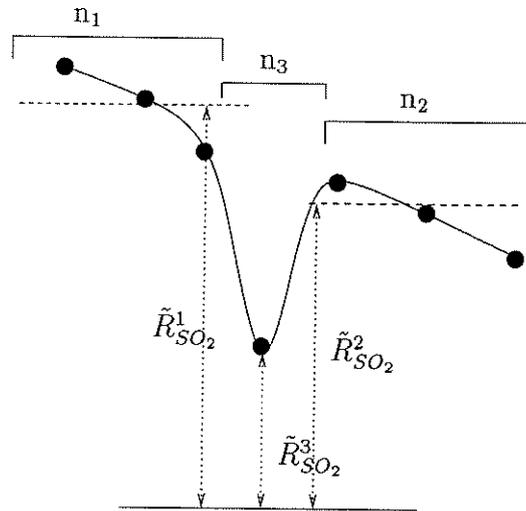


Fig. 9.9: Illustration de l'indicateur choisi pour quantifier l'épaisseur optique du givre de SO_2 . Chaque zone d'intérêt est décrite par un certain nombre de points de mesures: n_1 et n_2 pour les "plateaux" et $n_3 = 1$ pour le centre de la bande. La forme de la bande est inspirée de celle que suggèrent les spectres *NIMS* (cf Fig. 9.8(b)).

($i \in [1 \rightarrow 3]$) points du secteur i de la bande d'absorption délivre enfin $\tilde{R}_{SO_2}^i$. Le même processus est ensuite réitéré pour tous les pixels de la spectro-image.

Une estimation de notre indicateur devrait donc à terme être dressée pour chaque pixel d'observation de la surface de Io. La cartographie de τ_{SO_2} que l'on peut espérer obtenir pourrait alors permettre de localiser les zones où l'épaisseur optique du givre est inférieure à 0.1 et de modéliser la contribution de ce dernier. Il serait ainsi possible de déduire les propriétés photométriques du substrat de soufre sous-jacent. Mais notre discussion s'achèvera ici, faute d'avoir pu mener à son terme ce travail dans le temps imparti.

Synthèse et perspectives

Synthèse et perspectives

Synthèse

Les spectres en réflexion des surfaces terrestre et planétaires, acquis selon des géométries d'illumination et de visée très variées, sont imprégnés d'informations relatives à la composition chimique, la texture, la température et la répartition géographique, voire stratigraphique, des matériaux constitutifs. Leur analyse relève de modèles de réflectance bidirectionnelle en quête d'amélioration, de validation et dont le réalisme physique se heurte à deux écueils majeurs:

- L'intégration, en général, d'une série de paramètres de diffusion libres ou semi-empiriques encore largement méconnus.
- La pénurie de spectres de référence mesurés en laboratoire, en particulier en ce qui concerne les "glaces" rencontrées sur la plupart des planètes et satellites évolués du Système Solaire.

Cette thèse s'est articulée autour du spectrophoto-goniomètre élaboré au *LGGE* puis au *LPG* en écho à ces limitations. Ce système expérimental est en effet conçu pour mesurer la BRDF de surfaces granulaires ou compactes d'intérêt géophysique de 300 à 5000 nm, selon une large gamme de géométries d'éclairement et d'observation reproduisant l'essentiel des configurations balayées par les satellites et sondes spatiales au-dessus des surfaces planétaires. Seuls les angles de phase inférieurs à une limite fonction du matériau étudié (de 8° à 3.5°) et les observations rasantes ($\theta_r > 83^\circ$) demeurent hors de sa portée.

Afin de le rendre fonctionnel et opérationnel, un large éventail de tests et améliorations de natures diverses a été développé, comprenant tout d'abord les réglages mécaniques des optiques d'éclairement et de détection, complétées en cours de thèse par l'adjonction de nouveaux éléments (dont un détecteur dédié à la mesure directe de l'éclairement). Il a également fallu estimer et/ou limiter l'impact photométrique des instabilités et dérives temporelles (principalement liées aux variations de température ambiante) et des imperfections et limitations, à caractère reproductible ou non, intrinsèques au système (mécanique du monochromateur, mouvements de la fibre optique, inhomogénéité de l'éclairement, ...). Par ailleurs, l'ensemble est à présent piloté à l'aide d'une interface pratique et conviviale assurant l'automatisation des mesures selon une gestion optimisée des mouvements du goniomètre.

Ces mesures ne peuvent prétendre à une analyse scientifique qu'à condition d'avoir bénéficié d'un étalonnage spectral et photométrique rigoureux. Le volet spectral a requis le concours de plusieurs méthodes convergeant vers une connaissance précise des longueurs

d'onde mises en jeu: spectroscopie en réflectance (cible de référence), en transmission (cellule à gaz) et spectrométrie à transformée de Fourier. Si cette dernière, la plus fine, n'a pu être exploitée que sur quelques gammes spectrales, elle jette les bases d'un futur étalonnage de grande qualité. D'autres part, les signaux transmis par les détecteurs doivent être convertis en BRDF. Les deux voies susceptibles d'y parvenir, absolue ou relative (*ie* par rapport à une surface de référence dont la BRDF est connue), ont été formalisées de manière originale en tenant compte des spécificités du spectrophoto-goniomètre. Seule la procédure relative a cependant été mise en œuvre expérimentalement. Elle s'est concrétisée par l'obtention de la BRDF de notre surface de référence, une plaque de Spectralon, de 450 à 1000 nm.

Dans le cadre de cette thèse, les mesures de réflectance étaient limitées à des matériaux stables à température ambiante. Notre choix s'est porté sur le soufre, disponible en grande quantité, caractérisé par un spectre simple propice à une première campagne de mesures et candidat potentiel à la surface du satellite Jovien Io, récemment scruté dans les gammes visible et proche infrarouge par la caméra *SSI* et le spectro-imageur *NIMS* de la mission *Galileo*. Les deux poudres dont nous avons disposé se distinguaient *a priori* par deux granulométries différentes ("160 μm " et "40 μm "), mais des observations au microscope électronique à balayage ont plutôt révélé des différences de texture. Afin de ne pas se restreindre à la fleur de soufre pulvérisée, une enceinte de conditionnement a été spécifiquement réalisée pour imposer aux échantillons de soufre des effets physiques soupçonnés à la surface de Io: sublimation, frittage, condensation, fusion. Les deux poudres initiales manifestent un comportement rétrodiffusant, plus spécialement celle dont la texture est complexe et poreuse. Suivant les cas, cette tendance persiste (condensation) et semble même s'accroître (sublimation), ou au contraire s'estompe (frittage). Condensation et fusion suivie d'une solidification se distinguent par l'apparition d'un fort pic spéculaire. Malgré des problèmes de convergence, l'inversion des données selon la fonction photométrique de Hapke, avec une fonction de phase de type Henyey-Greenstein à un ou deux lobes, confirme ces constatations. Pourquoi la surface de Io et, de manière plus générale, les surfaces planétaires glacées sont-elles rétrodiffusantes, alors que les modèles prédisent une diffusion vers l'avant du rayonnement par les particules isolées? Nul ne le sait vraiment, mais ces mesures ouvrent une piste vers la compréhension et l'explication de ce "mystère" planétologique tenace.

Si du soufre existe sur Io, il peut localement être affleurant ou s'apparenter à un substrat en grande partie masqué par un givre omniprésent de SO_2 . Dans ce dernier cas, discerner ses signatures photométriques, afin de connaître ses textures potentielles, sa répartition géographique et son abondance, suppose donc une élimination de la contribution de cette nappe "parasite" d'épaisseur optique τ_{SO_2} variable. Une première étude de sensibilité a montré que la signature photométrique du soufre ne semble pouvoir être isolée que si $\tau_{\text{SO}_2} < 0.1$. Parallèlement, quelques idées permettant de cartographier τ_{SO_2} à la surface de Io ont été suggérées. Une voie à exploiter pourrait être la dissymétrie de sa bande d'absorption à 3.55 μm , mais il est cependant nécessaire de définir d'autres indicateurs.

Perspectives

Les perspectives attachées à ce travail se déclinent selon plusieurs aspects: technique, étalonnage, informatique et applications scientifiques, que nous allons examiner successivement.

Achèvement du spectrophoto-goniomètre

Bien que remanié et perfectionné au cours de ces 3 années, le spectrophoto-goniomètre n'en demeure pas moins inachevé.

Le projet initial, en collaboration avec le *CEN* et le *LGGE*, prévoyait une application immédiate à la télédétection des surfaces enneigées et glacées terrestres. La partie goniométrique devrait donc élire domicile dans une chambre froide maintenue à environ $-40 \pm 1^\circ\text{C}$ dont la construction est prévue en 2002 au *LPG*, l'instrumentation optique et électronique fragile héritant quant à elle d'une enceinte thermostatée.

D'autre part, la polarisation de la lumière réfléchiée par une surface, peu étudiée sur le plan expérimental et encore imparfaitement maîtrisée d'un point de vue théorique, constitue une problématique scientifique majeure à laquelle le spectrophoto-goniomètre devra s'attaquer. Des polariseurs affectés à l'optique de détection dans les gammes visibles et proche IR, tout comme un polariseur dédié à l'éclairage, jusqu'à 3000 nm, sont d'ores et déjà disponibles. Deux problèmes subsistent: tout d'abord étendre la couverture spectrale au-delà de 3000 nm et en deçà de 400 nm respectivement pour l'éclairage et l'observation. Le pilotage du polariseur d'illumination nécessite ensuite, *a priori*, l'utilisation d'un moteur pas à pas géré par le contrôleur. Or, la quatrième connexion de ce dernier, au départ prévue à cet effet, a finalement été attribuée au détecteur de référence. Il faudra par conséquent soit acquérir un nouveau contrôleur, soit adopter une autre solution de pilotage, comme l'exploitation des entrées-sorties offertes par les détecteurs synchrones. La décision étant arrêtée, il s'agira alors de tester l'impact de la polarisation sur l'(in)homogénéité de l'éclairage.

La correction de cette dernière, pour l'instant restreinte à la gamme visible par le détecteur de référence actuel, est également souhaitable dans la gamme infrarouge, à l'aide d'un second détecteur, en raison de sa dépendance spectrale. En corollaire, signalons que sa cartographie par une méthode pratique à mettre en œuvre améliorerait grandement la procédure d'étalonnage photométrique. La possibilité la plus immédiate, une caméra CCD, demeure cependant coûteuse et difficile à adapter au système.

Les principales modifications à apporter au spectrophoto-goniomètre étant répertoriées, nous arrêterons là notre inventaire, sachant qu'il n'est pas exhaustif et susceptible d'être complété en fonction des besoins nouveaux et des difficultés rencontrées.

Étalonnage des mesures

Le volet spectral de l'étalonnage a montré la puissance de la méthode fondée sur la spectrométrie à transformée de Fourier. Les fluctuations "sinusoïdales" observées pour chaque réseau du monochromateur ne pourront être modélisées précisément qu'en élargissant leur étude à des gammes spectrales plus étendues.

L'étalonnage photométrique relatif pour lequel nous avons provisoirement opté est encore partiel et perfectible. La connaissance de la BRDF du Spectralon est en effet limitée au visible, l'extension à l'infrarouge étant probablement conditionnée par l'installation d'un autre détecteur de référence, comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe précédent. Sa détermination conduit en outre à des valeurs de réflectance directionnelle-hémisphérique manifestement trop élevées (jusqu'à 1.018) sous certaines géométries et à certaines longueurs d'onde. Il est indispensable de résoudre les artefacts qui en sont responsables. Cela inclura notamment la révision de certaines hypothèses émises lors de la formalisation et des phases expérimentale et numérique d'étalonnage. Nous renvoyons le lecteur au Chapitre 7 de ce manuscrit pour de plus amples informations. L'étalonnage photométrique du Spectralon sera de surcroît réitéré en considérant les états de polarisation d'illumination et d'observation.

Développements informatiques

Ils s'échelonnent sur toute la chaîne d'acquisition et de traitement des données. La prise en compte de la polarisation des mesures exigera en premier lieu une réactualisation de l'interface de pilotage du spectrophoto-goniomètre. Déjà amorcé, l'agencement sous forme de logiciel des nombreux programmes de mise en forme, d'étalonnage, d'analyse et de visualisation des données devrait également être poursuivi, toute comme la connexion avec Spectrimag, le modèle de BRDF du laboratoire, afin que ce dernier puisse manipuler facilement les cubes expérimentaux.

Mesures de BRDFs et applications spatiales

Le soufre n'ayant pas encore livré tous ses secrets, de nouvelles expériences seront conduites mais l'étude approfondie de certains phénomènes, en particulier la sublimation avec ou sans fusion préalable de l'échantillon, sera tributaire de l'élaboration d'une nouvelle enceinte de conditionnement plus adaptée (*ultra vide*, ...). L'application au satellite Io est inféodée, comme nous l'avons vu, à la cartographie du givre de SO₂. Ce travail de longue haleine ne peut se résumer à une étude de la dissymétrie de la bande à 3.55 μm , qui devra au contraire être complétée voire reformulée en fonction de sa compatibilité avec d'autres indicateurs potentiels: autres bandes d'absorption, taille des grains, ... Ce n'est qu'à ce prix que l'on pourra identifier le substrat sous-jacent et ses signatures photométriques. Dans le cas d'un soufre affleurant, il faudra vérifier la possibilité d'extraire ces signatures à partir d'une mosaïque géographique de soufre et de SO₂.

Avec la chambre froide, différents types de neige H₂O (artificielles et naturelles), avec des tailles et des formes de grains variables, pourront servir d'échantillons. Outre son intérêt pour les régions terrestres enneigées (Alpes, Antarctique, Arctique), les calottes de Mars et un grand nombre de satellites glacés dont il domine la surface, ce composé présente deux avantages. Il peut être préparé dans des conditions contrôlées (tamisage, broyage, ...) et sa caractérisation physique (constantes optiques) et géométrique (taille et forme des grains par microscopie, rayon de courbure moyen avec le logiciel de traitement d'images mis au point par Michel Gay) adhère parfaitement aux domaines de compétence de l'équipe et du LGGE. Les BRDFs de neiges naturelles obtenues trouveront dans les données satellitaires terrestres une application à forte connotation environnementale,

étant donné leur lien direct avec le bilan énergétique des surfaces concernées. La calotte Antarctique, observée par l'instrument *POLDER* (mesures polarisées), fait à cet égard figure de cible privilégiée. L'étude des glaces strictement "extraterrestres" est prévue: le CO_2 , constituant essentiel des calottes de Mars, mais aussi SO_2 , N_2 , L'extrême faiblesse des températures requises nécessitera néanmoins le développement d'une cellule cryogénique munie d'une interface optique probablement synonyme de difficultés supplémentaires d'étalonnage photométrique.

Des mesures spectrophoto-goniométriques seront consacrées à divers sels "secs" ou hydratés ainsi qu'à des minéraux facilement disponibles et/ou stables à température ambiante. Parmi les sels, le sulfate de magnésium, suspecté sur le satellite jovien Europe, est un bon candidat. Concernant les minéraux, deux échantillons de rhyolite, roche d'origine volcanique, sont en cours d'étude et ont initié des collaborations avec des laboratoires experts en analyses géochimiques. Enfin, les mélanges glaces-minéraux feront l'objet d'un examen attentif.

Toutes ces mesures permettront à terme de générer une base de données de spectres en réflectance et de BRDFs au service de la communauté planétologique.

Modélisation de la BRDF

Le comportement rétrodiffusant affiché par de nombreuses surfaces planétaires réside encore aux modélisations de la diffusion du rayonnement par des terrains composés de "grosses" particules. La sous-structure de ces dernières, à une échelle inférieure à la longueur d'onde, est cependant de plus en plus invoquée comme voie plausible de réconciliation, indépendamment de la rugosité macroscopique.

En attendant une avancée de la théorie, l'exploration de nouvelles formes mathématiques de la fonction de phase de diffusion plus adaptées à l'interprétation de nos mesures (voire plus "réalistes") est donc souhaitable, l'inversion des données de BRDF du soufre ayant montré les limites de la représentation de Henyey-Greenstein d'une part et du modèle photométrique de Hapke d'autre part. L'utilisation de modèles de transfert radiatif plus rigoureux, comme Spectrimag, apparaît quoiqu'il en soit nécessaire. Ceux-ci étant plus complexes et non analytiques, ils exigeront le développement de nouvelles méthodes d'inversion.

Enfin, la validation de ces modèles nécessite une comparaison des BRDFs simulées avec celles issues de mesures sur des matériaux dont les propriétés optiques et texturales sont bien connues. La neige est sans doute le candidat le plus approprié pour cela, malgré le problème lié à l'obtention de grains de forme bien définie.

Annexes

Annexe A

Eléments de détection

Résumé: Cette annexe est consacrée à la définition des principales quantités (ou “grandeurs caractéristiques”) traduisant les performances d’un détecteur. Leur évocation n’est cependant chargée de sens qu’au prix d’une description préalable des conditions de mesure et de fonctionnement du détecteur que nous allons développer dans le Paragraphe II.1.

I Principe de la détection du rayonnement (gamme UV-Vis-IR)

Les énergies typiques des photons solaires, dans le visible et l’infrarouge, incitent à utiliser des détecteurs quantiques, au détriment des classiques photomultiplicateurs ou de détecteurs thermiques. Leur mécanisme est fondé sur l’effet photoélectrique résultant du changement d’état d’un électron par suite de l’absorption de l’énergie d’un photon incident. Ce photon doit franchir un seuil noté E_g (“g” pour “*gap*” en anglais) défini par la différence d’énergie entre les bandes de valence et de conduction du matériau semiconducteur considéré. C’est pourquoi le domaine de fonctionnement d’un tel détecteur est restreint à des longueurs d’onde inférieures à la longueur d’onde dite de coupure λ_c telle que:

$$\lambda_c = \frac{1,24}{E_g} \quad (\text{A.1})$$

où les énergies sont exprimées en eV. Le principe de fonctionnement de la jonction PN renfermée par ces détecteurs est brièvement exposé dans la Figure A.1.

II Caractérisation d’un détecteur

II.1 Définition de paramètres préliminaires

Nous devons distinguer trois types de paramètres :

- les paramètres d’entrée
- les paramètres de sortie

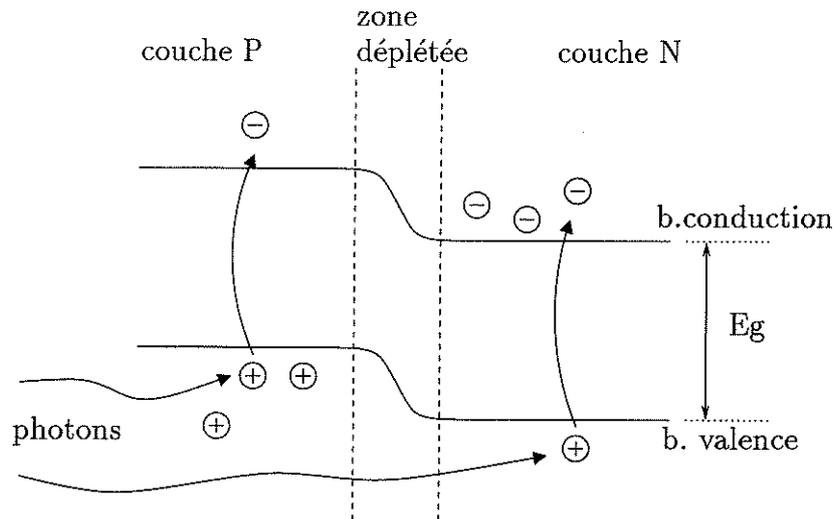


Fig. A.1: Principe de fonctionnement d'une jonction PN: Les électrons du cristal sont excités par les photons incidents et, au-delà de E_g , gagnent la bande de conduction, ce qui crée des paires électrons-trous (représentées par $\ominus - \oplus$) dans les couches N et P. Le champ électrique de la zone déplétée accélère les électrons de la couche P vers la bande de conduction de la couche N, et les trous vers la bande de valence de la couche P. En connectant cette jonction à un circuit externe, on obtient un courant proportionnel au flux de photons incidents.

– les paramètres du point de fonctionnement

La caractérisation d'un détecteur consiste à décrire la variation des paramètres de sortie en fonction des paramètres d'entrée, pour des valeurs précises du point de fonctionnement.

II.1.1 Paramètres d'entrée

Il s'agit du flux incident, dont la densité spectrale et la densité spatiale doivent être connues pour déterminer respectivement la réponse spectrale et l'homogénéité du détecteur. Exprimé en énergie (W) ou en photons par seconde, le flux incident somme les contributions de la source lumineuse ($F_{S(x,y)}$) et de l'émission thermique parasite ambiante ($F_{B(x,y)}$), qui peut s'avérer problématique pour les observations dans l'infrarouge.

Dans les applications nécessitant une modulation de la source, la connaissance de la vitesse de réponse du détecteur est également requise.

II.1.2 Paramètres du point de fonctionnement

La réponse d'un élément photosensible dépend d'un certain nombre de facteurs d'environnement et de commande. Dans le cas d'une photodiode, la caractéristique courant-tension est inféodée à la température (T) et à la tension de polarisation de la jonction PN (V_{polar}).

Ces deux facteurs doivent être ajustés de manière à optimiser le point de fonctionnement du détecteur, ce qui implique généralement un compromis dicté par l'intensité du courant d'obscurité et le rendement quantique.

II.1.3 Paramètres de sortie

La signal de sortie cumule les flux de la source et du fond ambiant, comme indiqué précédemment, auxquels il faut ajouter la charge d'obscurité. Ce signal est entaché d'un bruit dont les origines émanent du bruit de photons (source et fond ambiant), du bruit de la charge d'obscurité et enfin du bruit de lecture B_L , sur lesquels nous reviendrons dans le Paragraphe II.2.3.

Dans le cas d'un détecteur à intégration de charge, la tension de sortie est directement liée au temps d'intégration T_i .

$$V_{x,y} = V(x, y, F_{(x,y)}, T, V_{polar}, T_i) \quad (\text{A.2})$$

II.2 Caractéristiques d'un détecteur

II.2.1 Courant d'obscurité

En l'absence de tout rayonnement incident, des charges générées au sein d'un détecteur sont néanmoins responsables d'un courant perturbateur à deux titres : d'une part, il s'ajoute au photocourant et contribue à la charge stockée dans la capacité d'intégration. D'autre part, de ses fluctuations naît un bruit qui s'additionne quadratiquement aux autres bruits du détecteur.

Le courant d'obscurité d'un semi-conducteur dépend de la densité de porteurs intrinsèques et de la largeur de la bande interdite. Son intensité est fonction :

- de la température (qui justifie le refroidissement des détecteurs)
- de la tension de polarisation
- de facteurs liés au procédé de fabrication (impuretés, qualité de l'interface semi-conducteur - substrat, ...)

Il admet trois composantes fondamentales, chacune étant la transposition d'un mécanisme physique :

- le courant de diffusion des porteurs minoritaires de part et d'autre de la zone de déplétion
- le courant de génèse-recombinaison dans la zone de déplétion
- le courant tunnel

Dans certains types de détecteurs, un effet de luminance (*glow*) du circuit de lecture peut renforcer le courant d'obscurité. L'émission de photons consécutive aux collisions des porteurs dans le réseau cristallin en est la cause. Aux basses températures, cet effet devient même prépondérant.

II.2.2 Sensibilité, rendement

La **sensibilité** est une fonction qui relie la tension de sortie au flux incident. Pour les détecteurs à intégration de charge, cette fonction est définie en termes d'intégration temporelle. Nous reviendrons sur sa définition. Le signal d'entrée peut s'exprimer en nombre de photons N_{ph} et le signal de sortie en tension ou en nombre d'électrons N_e .

Le **rendement** représente la dérivée de la sensibilité par rapport à N_{ph} :

$$\eta = \frac{dN_e}{dN_{ph}} \quad (\text{A.3})$$

La **réponse spectrale** du détecteur caractérise la variation de sa sensibilité avec la longueur d'onde. Par analogie, on désignera par **réponse photonique** la variation de la sensibilité avec le nombre de photons incidents.

♣ **Réponse photonique** En pratique, la réponse d'un détecteur n'obéit à une loi linéaire idéale que dans un domaine encadré par une réponse nulle, en deça d'un niveau de seuil, et une plage de saturation. La courbe de réponse arbore par conséquent trois zones distinguées sur la Figure A.2.

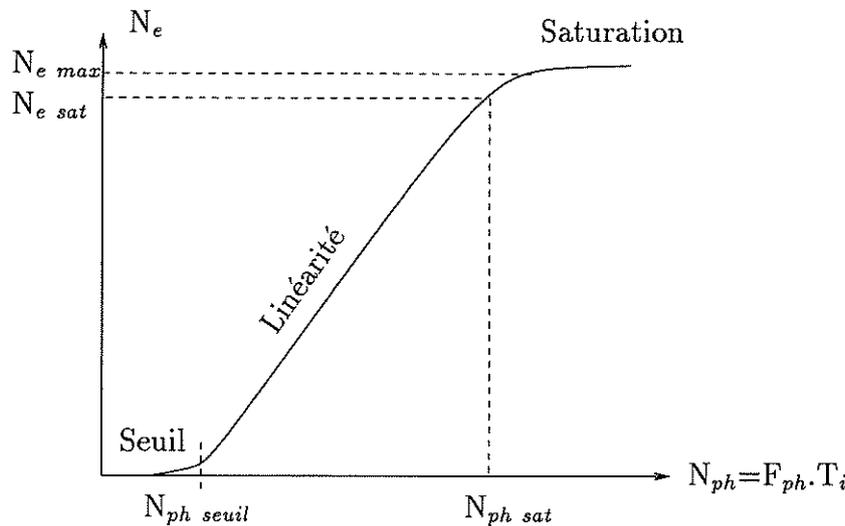


Fig. A.2: Réponse d'un détecteur en fonction du flux incident.

- L'effet de seuil caractérise une réponse nulle pour un nombre de photons incidents non nul inférieur à $N_{ph\ seuil}$.
- La saturation indique que le signal de sortie du détecteur ne peut dépasser une valeur charnière $N_{e\ max}$ au-delà de laquelle une augmentation du flux incident demeure sans effet.
- Dans le domaine de linéarité, N_e n'est pas forcément proportionnel à N_{ph} , mais la connaissance simultanée de N_e et de la sensibilité assure théoriquement la déduction de N_{ph} . La non-linéarité peut se décliner selon plusieurs critères. Avec *VIRTIS-H*,

par exemple, on considère l'écart maximal entre les points de mesure et la droite de régression linéaire de la réponse du détecteur entre 10% et 90% de sa dynamique. Pour chaque point de mesure (i) de la courbe de réponse, la non-linéarité s'écrit alors:

$$\text{Non linéarité}_i = \frac{(N_{\text{efit}})_i - (N_{\text{emes}})_i}{0.8 \cdot \text{Dynamique}} \quad (\text{A.4})$$

♣ **Réponse spectrale** Un photon incident n'est détecté qu'au prix du franchissement de 3 obstacles. Après avoir *pénétré* dans le semi-conducteur, il doit léguer une *énergie suffisante* pour arracher un électron de la bande de valence jusqu'à la bande de conduction. La photocharge générée doit ensuite disposer d'un temps de vie tel que sa *diffusion* jusqu'à la zone de charge d'espace, au voisinage de la jonction PN, soit assurée. Accélérée par le champ électrique local, elle participe alors au courant circulant dans la diode.

La largeur de la bande interdite E_g du semiconducteur détermine la limite de sensibilité du détecteur (*cf* Eq. A.1) dont la réponse, pour les longueurs d'onde inférieures à λ_c (*cf* Eq. A.1), est calquée sur le mécanisme d'absorption des photons. La proportion de photons absorbés est en effet régie par le coefficient de réflexion r du matériau semiconducteur. r est intimement lié à l'indice de réfraction n selon l'Equation A.5 en incidence normale.

$$r = \left[\frac{n - 1}{n + 1} \right]^2 \quad (\text{A.5})$$

Des valeurs de n élevées amputent le rayonnement détectable d'une importante fraction perdue par réflexion (38% dans le cas de l'InSb), ce qui justifie le dépôt de couches anti-réflètes sur le substrat.

La profondeur de pénétration des photons est définie comme l'inverse du coefficient d'absorption du matériau Λ signifiant que les photocharges naissent sur une épaisseur de Λ^{-1} depuis l'interface. Des recombinaisons synonymes de non détection peuvent interrompre leur cheminement jusqu'à la zone de déplétion. Leur probabilité est proportionnelle à la distance à parcourir, elle-même proportionnelle à Λ qui dépend de λ . C'est pourquoi le rendement d'un détecteur varie avec la longueur d'onde des photons incidents.

Longueur d'onde λ (μm)	Coefficient d'absorption Λ (cm^{-1})	Profondeur de pénétration Λ^{-1} (μm)
2.0	17700	0.565
3.3	11200	0.893
4.5	6300	1.587
5.0	3600	2.778

Tab. A.1: Coefficient d'absorption de l'InSb à 77 K pour différentes longueurs d'onde ([Ghomchi, 2001]).

II.2.3 Bruit

Toute perturbation du signal de sortie du détecteur est assimilée à un bruit de nature *temporelle* ou *spatiale*.

II.2.4 Bruit spatial

Le bruit spatial concerne les dispersions pixel à pixel "fixes" indépendants du cycle de lecture. Il résulte des dissymétries inévitables entre pixels ou groupes de pixel d'une même matrice, au niveau des photodiodes ou du circuit de lecture. Ce bruit est corrigé *a posteriori* par des procédés de traitement d'images

II.2.5 Bruit temporel

D'un cycle de lecture à l'autre, le signal d'un pixel donné est susceptible de varier sous l'effet:

- des fluctuations du nombre de photons incidents. Le bruit correspondant, B_{ph} , obéit à une distribution de Poisson et s'exprime comme la racine carrée du nombre de photocharges générées.
- des fluctuations de la charge d'obscurité. B_{obs} est proportionnel à la racine carrée du courant d'obscurité I_{obs} .
- du détecteur lui-même. L'on parle alors du bruit de lecture B_L qui cumule les bruits en $1/\nu$ des photodiodes, les bruits des capacités de stockage, ...
- de la chaîne de lecture en aval du détecteur. Cette contribution est généralement négligeable devant le bruit du détecteur.

$$B_{ph}(x, y) = \sqrt{F_{ph}(x, y) \cdot \eta(x, y) \cdot T_i} \quad (\text{A.6})$$

$$B_{obs}(x, y) = \sqrt{I_{obs}(x, y) \cdot T_i} \quad (\text{A.7})$$

Le bruit total d'un détecteur résulte de la sommation quadratique des diverses contributions précédentes et s'écrit donc:

$$B_{tot}(x, y) = \sqrt{F_{ph}(x, y) \cdot \eta(x, y) \cdot T_i + I_{obs}(x, y) \cdot T_i + B_L^2} \quad (\text{A.8})$$

II.2.6 Diaphonie, Diaphotie et éblouissement

Ces phénomènes émanent de l'interaction mutuelle des pixels d'une même matrice.

- la diaphotie traduit le fait qu'un photon absorbé par le matériau entre deux pixels voisins peut générer une photocharge collectée par la zone déplétée de l'un des deux pixels (diffusion latérale).
- la diaphonie traduit le fait qu'une photocharge attribuée à un pixel i a en réalité été détectée par un pixel j .
- l'éblouissement préside lorsque le nombre de photons incidents dépasse les capacités de détection. Les charges générées par la zone éblouie sont alors attribuées aux pixels voisins.

II.3 Figures de mérite

Il s'agit de grandeurs qui permettent de comparer, suivant des critères de sensibilité et de bruit, différents détecteurs. Leur association fréquente avec les grandeurs définies précédemment engendre souvent des confusions.

II.3.1 Sensibilité

Fonction de la longueur d'onde et de la tension de polarisation, la sensibilité h est définie comme la variation de tension ΔV induite par une variation de puissance incidente ΔW .

$$h = \frac{\Delta V}{\Delta W} \quad (\text{A.9})$$

II.3.2 NEP (Noise Equivalent Power)

La puissance d'un bruit blanc croît linéairement avec la largeur de la bande de fréquence. Sa valeur mesurée en volts (rms) est donc proportionnelle à la racine de la bande passante électrique. Ceci justifie l'introduction de la NEP ($\text{W.Hz}^{\frac{1}{2}}$) définie comme le bruit normalisé par la sensibilité. Souvent exprimée en W par abus de langage, elle désigne la puissance équivalant à un rapport signal sur bruit de 1.

$$NEP = \frac{\text{Bruit}}{\text{Sensibilité}} \quad [\text{W.Hz}^{\frac{-1}{2}} \text{ ou W}] \quad (\text{A.10})$$

II.3.3 Détectivité D

La détectivité D , inverse de la NEP, mesure la sensibilité. Contrairement à la NEP, une valeur élevée est synonyme de bonnes performances.

$$D = \frac{1}{NEP} \quad [\text{W}^{-1}] \quad (\text{A.11})$$

II.3.4 Détectivité spécifique D^*

La détectivité n'est pas une grandeur normalisée, ce qui oblitère la comparaison de détecteurs de tailles ou de bandes passantes différentes. Le bruit étant proportionnel à la surface du détecteur S_{det} et à la bande passante $\Delta\nu$, on évoque cependant plus volontiers la détectivité spécifique, notée D^* :

$$D^* = D \cdot (S_{det} \cdot \Delta\nu)^{1/2} \quad [\text{W}^{-1} \cdot \text{m.Hz}^{\frac{1}{2}}] \quad (\text{A.12})$$

Annexe B

Compléments sur le spectrophoto-goniomètre

Résumé: cette annexe détaille tout d'abord les contraintes scientifiques ayant présidé à la mise en œuvre du spectrophoto-goniomètre. Elles ont été dictées par le domaine d'application et la précision désirée sur les mesures de BRDF polarisées ou non. Quelques tests d'optimisation effectués sur le système sont ensuite présentés.

I Contraintes scientifiques et techniques

I.1 Définition des contraintes

Les contraintes scientifiques peuvent être “quantifiées” de la manière suivante:

- Les valeurs **idéales** éliminent tout compromis sur la qualité des mesures (gamme, résolution, précision, ...). Les limitations éventuelles sont alors rejetées au niveau de l'exploitation de ces dernières par les modèles et sur les paramètres qui leur sont associés.
- Les valeurs **nominales** sous-entendent un relâchement de la qualité des mesures. Elles assurent cependant la collecte de l'essentiel des informations spectrales, photométriques et angulaires indispensables à l'atteinte de l'objectif scientifique assigné.
- Les valeurs **extrémales** marquent les limites au-delà desquelles une ou plusieurs informations spectrales, photométriques ou angulaires souffrent d'une forte dégradation.

En pratique, certains compromis “contraintes scientifiques-moyens techniques-coût” ont bien entendu prévalu et nous avons dû concilier d'inévitables imperfections et perturbations avec les contraintes nominales, parfois au détriment de celles-ci.

I.2 Recensement des contraintes

Les contraintes scientifiques ont été établies en amont de la construction de l'instrument. L'inventaire des principales d'entre elles est développé ci-dessous.

I.2.1 Contraintes liées aux matériaux (cf Tab. B.1)

Il importe en premier lieu de pouvoir mesurer, avec une résolution spectrale suffisante, la réflectance aussi bien dans le continuum qu'au niveau des bandes d'absorption pour un éventail de molécules comprenant, au minimum, H_2O et, nominale, H_2O , NH_3 , CO_2 , SO_2 . Le développement d'un ou plusieurs systèmes de refroidissement susceptible(s) de conférer à ces glaces, pour une durée nominale de l'ordre d'une journée, la stabilité qui leur fait défaut à température ambiante en est un corollaire immédiat. Ce peut être une chambre froide pour H_2O et une cellule cryogénique sous atmosphère confinée pour les glaces plus volatiles.

Le choix des matériaux étant globalement arrêté, nous sommes confrontés à un nouvel écueil: comment **simuler un échantillon de profondeur et d'extension plan infinies** pour toutes les longueurs d'onde et géométries d'éclairage-observation? Nous devons pour cela interroger un modèle de diffusion du rayonnement afin de connaître la taille de l'échantillon en-deça de laquelle les photons supplémentaires illuminant un hypothétique échantillon infini contribueraient de manière non négligeable au flux émergent de la tache d'observation. Le verdict doit être rendu dans le cas défavorable d'un matériau transparent, donc peu absorbant, constitué de gros grains, voire fortement diffusant vers l'avant. La neige, dans la gamme visible, répond à ces critères. Elle a servi de support au

Contraintes sur l'échantillon		
molécules	idéal	$\text{H}_2\text{O}, \text{NH}_3, \text{CO}_2, \text{SO}_2, \text{N}_2, \text{CH}_4, \text{CO}$
	nominal	$\text{H}_2\text{O}, \text{NH}_3, \text{CO}_2, \text{SO}_2$
	minimal	H_2O
diamètre	idéal	500 mm
	nominal	300 mm
	minimal	150 mm
profondeur	idéal	250 mm
	nominal	150 mm
	minimal	100 mm
taille grains	idéal	0.05-5 mm
	nominal	0.1-2 mm
	minimal	0.2-1 mm
stabilité	idéal	5 jours
	nominal	1 jour
	minimal	5 heures
précision	idéal	± 0.5 K
température	nominal	± 1 K
	minimal	± 3 K

Tab. B.1: Contraintes sur les matériaux et le porte-échantillon.

modèle de diffusion développé par Will Grundy sur lequel nous reviendrons plus en détails dans le Paragraphe II.4.4. Les simulations ont finalement suggéré le choix d'un diamètre nominal de 300 mm allié à une profondeur de 150 mm. Ces valeurs ont également été arrêtées d'après les résultats d'une série de mesures du flux sortant latéralement du récipient sous l'effet d'un éclairage ponctuel de l'échantillon de neige. D'autres récipients de tailles inférieures sont dévolus à des matériaux moins "transparents" et/ou disponibles en quantités limitées.

I.2.2 Contraintes spectrales (*cf* Tab. B.2)

Le Soleil illumine son cortège planétaire d'un spectre que le système expérimental a intérêt à couvrir au mieux, au moins dans la plage 800-3000 nm, refuge des principales bandes d'absorption des glaces du système solaire. Mais deux extensions sont également souhaitables: dans la gamme 3000-5000 nm, qui accapare les bandes de combinaison du SO₂, du CO₂ et le faible fondamental de N₂, et dans la gamme 300-800 nm pour les bandes UV du SO₂ et du soufre élémentaire S₈. La traque de bandes UV fréquemment sises en deça de 250 nm, s'avère en revanche plus délicate.

La résolution spectrale doit d'autre part atteindre, **nominalement**, une finesse équivalant à la largeur à mi-hauteur des bandes d'absorption qui varie en fonction des molécules, 2 points par élément de résolution étant requis en vue d'un échantillonnage correct. Ces revendications supposent évidemment une bonne précision en longueur d'onde, typiquement 0.1 élément de résolution, alliée à un niveau suffisant de monochromatisme (à 0.02 % près qui correspondent à la contribution des autres longueurs d'onde). Cette "finesse" en termes de résolution prévaut surtout pour les brusques variations spectrales d'albedo et/ou de sensibilité des détecteurs: l'intégration de longueurs d'onde apportant une contribution non désirée peut en effet dans ces cas-là avoir un impact important sur le flux mesuré.

Contraintes spectrales		
Gamme	idéal	150-5000 nm
	nominal	300-4500 nm
	minimal	800-3000 nm
Résolution	idéal	5 nm
	nominal	30 nm ($\lambda < 1400$ nm et > 2800 nm) 15 nm ($\lambda > 1400$ nm)
	H ₂ O	minimal 60 nm ($\lambda < 1400$ nm et > 2800 nm) 30 nm ($\lambda > 1400$ nm)
Résolution CO ₂ , ...	idéal	0.5 nm ($\lambda < 1500$ nm) 1 nm ($\lambda > 1500$ nm)
	nominal	10 nm ($\lambda < 1500$ nm) 3 nm ($\lambda > 1500$ nm)
	minimal	50 nm ($\lambda < 1500$ nm) 10 nm ($\lambda > 1500$ nm)
Monochromatisme	idéal	0.005%
	nominal	0.02%
	minimal	0.05%
précision λ	idéal	0.05 élt. de résolution
	nominal	0.1 élt. de résolution
	minimal	0.25 élt. de résolution

Tab. B.2: Contraintes spectrales.

I.2.3 Contraintes angulaires (*cf* Tab. B.3)

Décrire un large éventail de configurations bidirectionnelles demeure un but primordial. L'angle d'éclairement θ_i doit ainsi typiquement balayer l'intervalle 0°-80°, mais ne perdons pas de vue que l'élongation de la tache incidente consécutive à

l'augmentation de θ_i se traduit par une diminution de flux au niveau de l'échantillon. L'angle d'observation θ_r s'inscrit dans le champ -80° à 80° . Cependant, l'allongement de l'ellipse d'observation aux grands angles est synonyme d'aggravation du risque d'erreur photométrique. L'azimut d'observation, en supposant fixe celui d'éclairement, s'étend lui de 0° à 90° . Ses variations s'accompagnent d'un changement de la zone observée qui peut se révéler préjudiciable si la disposition des grains à la surface n'est pas "aléatoire". Nous désirons également **approcher au mieux les faibles angles de phase** (au moins 10°) pour lesquels se manifeste l'effet d'opposition, sans toutefois égaler les performances des instruments spécifiquement dédiés à l'étude de cet effet. Puisque nous désirons simuler une

Contraintes angulaires					
θ_i	idéal	0° - 90°	g minimum	idéal	0.5°
	nominal	0° - 80°		nominal	2.5°
	minimal	0° - 65°		minimal	10°
θ_r	idéal	-90° - 90°	échantillonnage	idéal	2°
	nominal	-80° - 80°		nominal	5°
	minimal	-65° - 65°		minimal	10°
Φ	idéal	0° - 90°	précision	idéal	0.2°
	nominal	0° - 90°		nominal	0.4°
	minimal	0° - 80°		minimal	1°

Tab. B.3: Contraintes angulaires.

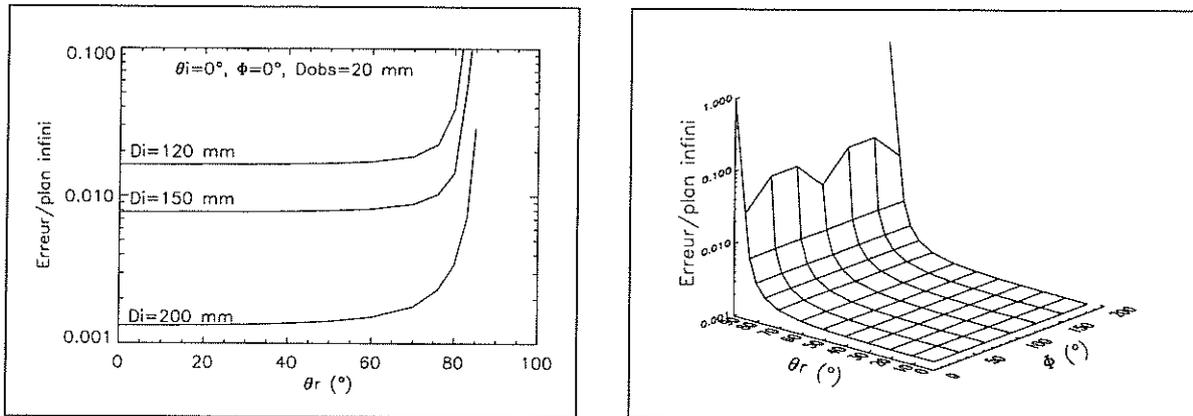
réflectance bidirectionnelle selon des angles définis, la résolution angulaire doit être telle que **la divergence de l'éclairement et l'angle solide d'observation ne "lissent" pas les mesures**. C'est pourquoi des optiques leur conférant une résolution réduite à $\pm 1^\circ$ semblent nécessaires.

L'échantillonnage angulaire des trois degrés de liberté θ_i , θ_r et Φ , limité par la résolution angulaire des optiques, se veut enfin modulable en fonction du temps imparti à l'expérience et de la stabilité de l'échantillon. Des compromis seront sans doute incontournables, sachant qu'une valeur commune de 5° représente déjà 10659 triplets $(\theta_i, \theta_r, \Phi)$!

I.2.4 Contraintes liées à l'éclairement (cf Tab. B.4)

Est aussi requise la **simulation d'un éclairement plan infini de la surface, parallèle (abordé précédemment), uniforme et dépolarisé**. Concernant l'étendue du faisceau, nous rencontrons un problème similaire à celui soulevé par le dimensionnement de l'échantillon: son diamètre doit être tel que les photons atteignant la surface en dehors de ses limites, dans le cas infini, contribue de façon négligeable au flux réfléchi mesuré dans la tache d'observation, quels que soient les angles θ_i , θ_r , Φ et les propriétés optiques du matériau.

Comme pour la taille du porte-échantillon, les estimations du diamètre d'éclairement émanent du programme de diffusion de Will Grundy. Un diamètre de 200 mm pourrait satisfaire les exigences requises, comme l'attestent les Figures B.1(a) et B.1(b), qui visualisent l'erreur photométrique à laquelle conduit notre neige de référence pour des faisceaux de divers diamètres par rapport à un éclairement infini. Cette erreur varie proportionnellement à l'obliquité de la visée, puisque l'ellipse d'observation se rapproche de la frontière



(a) Erreur photométrique pour différents diamètres du faisceau d'éclairage, toutes choses égales par ailleurs ($\theta_i = 0^\circ$, $\Phi = 0^\circ$, observation au nadir de diamètre 20 mm).

(b) Erreur photométrique exprimée en fonction des angles θ_r et Φ pour une incidence verticale ($\theta_i = 0^\circ$), un faisceau de diamètre 200 mm et une tâche d'observation de 20 mm au nadir.

Fig. B.1: Erreur photométrique par rapport à un plan d'éclairage infini: comparaison pour différents diamètres de faisceaux et cas spécifique d'un diamètre de 20 mm.

d'illumination, mais elle n'excède pas 0.5% tant que $\theta_r < 80^\circ$. Une divergence supérieure à 1% n'apparaît qu'au-delà de 83° .

Contraintes sur l'éclairage		
diamètre (\mathcal{O}_i)	idéal	200 mm
$k < 10^{-7}$	nominal	120 mm
H_2O , $\lambda < 850$ nm	minimal	70 mm
diamètre (\mathcal{O}_i)	idéal	100 mm
$k > 10^{-6}$	nominal	60 mm
H_2O , $\lambda > 950$ nm	minimal	40 mm
profondeur	idéal	250 mm
	nominal	150 mm
	minimal	100 mm
parallélisme	idéal	$\pm 0.5^\circ$
	nominal	$\pm 1^\circ$
	minimal	$\pm 2^\circ$
uniformité	idéal	0.1%
	sur	nominal
\mathcal{O}_i	minimal	2.5%

Tab. B.4: Contraintes sur l'éclairage.

L'homogénéité spatiale et la dépolarisation du flux incident constituent deux priorités supplémentaires garantes de la précision photométrique des mesures de réflectance. Nous les espérons initialement toutes deux respectées à 0.5% près sur le diamètre nominal du faisceau.

I.2.5 Contraintes liées à l'observation (cf Tab. B.5)

L'examen des contraintes préalables conjuguées à la nécessité d'un flux réfléchi suffisant (optimisation du rapport signal sur bruit) a permis de fixer le diamètre de la tache d'observation et l'angle solide de visée représentatifs d'une observation à grande distance. Pour des raisons de statistiques sur le nombre minimum de grains observés (~ 100 en surface, au nadir), une gamme de taille de grains typiquement échelonnée de 0.1 à 2 mm asujettit le diamètre de la tache d'observation à une valeur voisine de 20 mm.

Contraintes sur l'observation		
diamètre \varnothing_r	idéal	50 mm
	nominal	20 mm
	minimal	10 mm
angle solide	idéal	$\pm 0.5^\circ$
	nominal	$\pm 1^\circ$
	minimal	$\pm 2^\circ$

Tab. B.5: Contraintes sur l'observation.

I.2.6 Contraintes photométriques (cf Tab. B.6)

La réflectance "absolue", grossièrement définie par le rapport "flux réfléchi/flux incident", est escomptée avec une précision de 0.2% (nominal, en relatif), mais sa déduction suppose une mesure simultanée des flux réfléchi et incident, sans perturbation de ces derniers, avec le même détecteur ou, à défaut, avec deux détecteurs inter-étalonnés! En outre, cet objectif demeure tributaire des imprécisions et imperfections rencontrées en amont dans le système, notamment l'inhomogénéité, les fluctuations temporelles et la dimension finie de l'éclairement. L'uniformité du faisceau d'éclairement constitue en effet une condition *sine qua non* pour l'obtention de mesures en réflectance précises, mais nous constaterons la difficulté de son obtention (cf Sec. II).

Contraintes photométriques		
réflectance absolue	idéale	0.1 %
	nominale	0.2 %
	minimale	0.5 %
réflectance relative	idéale	0.05 %
	nominale	0.1 %
	minimale	0.25 %

Tab. B.6: Contraintes photométriques.

II Tests, réglages et performances du système

Les tests menés depuis la source lumineuse jusqu'à l'acquisition du signal se rapportent à l'une des catégories de limitations suivantes:

- **Instabilités** comprenant bruits et dérives photométriques, en grande partie imputables à des fluctuations de température.

- **Imprécisions mécaniques “statiques”** liées à un positionnement d’éléments établi une fois pour toutes et *a priori* non modifiés au cours d’une expérience.
- **Imprécisions mécaniques “dynamiques”** qui témoignent de la “non reproductibilité” de certaines séquences mécaniques de positionnement¹. Cela concerne notamment la fibre optique, le monochromateur et le goniomètre.
- **Imperfections** intrinsèques à la conception du système expérimental: impact photométrique de l’inhomogénéité de l’éclairement, restriction des géométries de mesures, ...

Enfin, quelques tests de natures diverses sont consignés en fin de chapitre. Pour des raisons de lisibilité, l’ensemble des principales opérations effectuées est préalablement reporté dans la Table B.7. La description du logiciel de pilotage ainsi que les étalonnages spectral et photométrique sont respectivement traités dans l’Annexe C et les Chapitres 6 et 7.

Optique d’éclairement		
Élément	Opération	Discussion
Source	positionnement	<i>cf</i> Sec. II.2.1
	stabilité, ventilation	<i>cf</i> Sec. II.1
Miroirs focalisation	régages	<i>cf</i> Sec. II.2.1
Monochromateur	étude réseaux	<i>cf</i> Sec. II.3.1
	étude filtres	<i>cf</i> Sec. II.3.1
	flux en sortie	<i>cf</i> Sec. II.4.1
Fibre optique	positionnement entrée-sortie	<i>cf</i> Sec. II.2.1
	contrôle courbure	<i>cf</i> Sec. II.3.2
	transmission et pertes	<i>cf</i> Sec. II.4.2
	polarisation	<i>cf</i> Sec. II.4.2
	impact photométrique courbure	<i>cf</i> Sec. II.4.2
Miroir d’éclairement	positionnement	<i>cf</i> Sec. II.2.1
Homogénéité éclairnement		<i>cf</i> Sec. II.4.3
Optique de détection		
Détecteurs observation	montage, réglages optiques	<i>cf</i> Sec. II.2.2
	performances	
Détecteur de référence		<i>cf</i> Sec. II.2.3
Sondes température	Etalonnage	<i>cf</i> Sec. II.5.3
Goniomètre		
Configuration contrôleur		<i>cf</i> Sec. II.5.3
Etalonnage angles		<i>cf</i> Sec. II.5.3
Angle de phase		<i>cf</i> Sec. II.4.5
Stabilisation des mesures		<i>cf</i> Sec. II.5.2

Tab. B.7: Principaux montages, développements, tests et réglages réalisés sur l’expérience de spectrophoto-goniométrie au cours de ce travail.

1. Non reproductible signifie qu’une position mécanique souhaitée diffère d’une séquence à une autre.

II.1 Instabilités et dérives photométriques

Les dérives photométriques semblent essentiellement provenir des variations de température des différents éléments de la chaîne optique et électronique. Nous avons cherché à en évaluer l'impact. Pour cela, le signal fourni par le détecteur d'observation de la gamme visible et le signal de la photodiode du contrôleur d'intensité de la source ont été mesurés conjointement afin d'estimer la possible corrélation entre leurs instabilités respectives. L'acquisition correspondante a nécessité un bon échantillonnage temporel (1s) gage de l'observation d'éventuels phénomènes à hautes fréquences. Reportée dans la Figure B.2(b), elle montre des fluctuations du signal mesuré par le détecteur d'observation de l'ordre de $\pm 0.07\%$ pic à pic apparemment non corrélées à celles, à peine plus faibles ($\pm 0.05\%$ pic à pic), enregistrées par le détecteur qui contrôle directement la source. A ces fluctuations hautes fréquences s'ajoute une dérive globale du niveau du signal d'observation suspectée provenir des variations de température ambiante. Pour en avoir le cœur net, nous avons volontairement imposé un cycle de température "ambiante" d'une dizaine de degrés d'amplitude, que nous avons mesurée à côté du système et enregistrée à l'aide d'une sonde platine PT100. Les résultats, présentés dans la Figure B.2(a), établissent clairement le lien entre la dérive du signal du détecteur d'observation et la température, modulée par l'inertie thermique inhérente à l'ensemble de l'optique de détection et/ou à l'électronique en général. Les éléments du système optique tels que la détection synchrone, les détecteurs et les préamplificateurs se révèlent en effet sensibles aux changements de température. Pour les détecteurs, c'est principalement la réponse spectrale qui en dépend (*cf* Tab. B.8).

Détection synchrone	Détecteur Si
0.005%/°C	0.03%/°C

Tab. B.8: Dérives liées aux fluctuations de température: cas de la détection synchrone et du détecteur visible (données constructeurs).

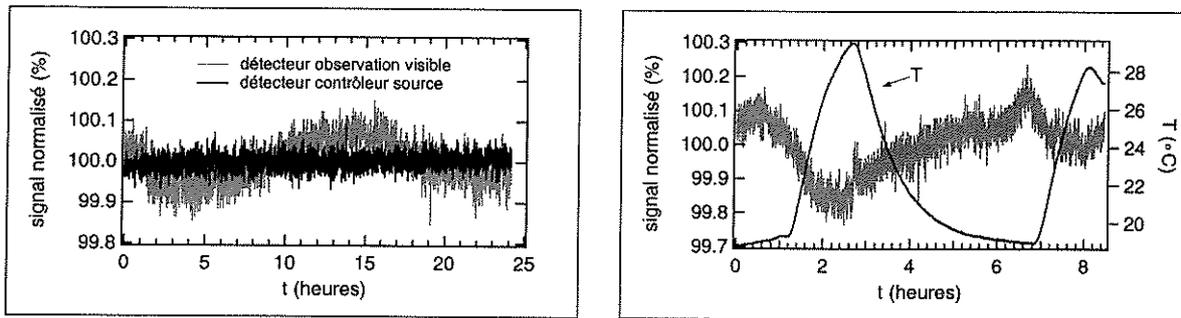
Bien que relativement faible ($\sim 0.025\%/^{\circ}\text{C}$), la dérive observée souligne donc l'importance d'une température de la pièce bien contrôlée par le biais d'une **climatisation** à $\pm 1^{\circ}\text{C}$. Installée dans les futures chambres froide et laboratoire "chaud" du *LPG*, celle-ci devrait réduire ces dérives à moins de 0.1%.

Les détecteurs de contrôle de la source et InSb étant tous deux maintenus à respectivement 15°C et -196°C , ils sont probablement moins sensibles aux fluctuations de température que le détecteur Si utilisé pour nos tests. En revanche, ce dernier, confiné dans un boîtier optique, est lui-même mieux protégé que le détecteur de référence, laissé à l'air libre. C'est donc essentiellement sur les mesures de l'éclairement que vont se répercuter les variations de température.

II.2 Imprécisions mécaniques "statiques"

II.2.1 Miroirs et fibre optique

Tous les éléments optiques munis d'une platine de réglage qui ponctuent le parcours de la lumière (*cf* Fig. 5.1, 5.2 et 5.3) ont tout d'abord été ajustés ou réajustés afin



(a) Variations temporelles des signaux du détecteur visible d'observation et du détecteur de contrôle de la source.

(b) Variations temporelles de la température ambiante et du signal mesuré par le détecteur d'observation visible.

Fig. B.2: Fluctuations de la mesure des détecteurs d'observation et de contrôle de la source.

d'optimiser l'éclairage de l'échantillon. Les premiers concernés furent la lampe source et le miroir sphérique de focalisation à l'entrée du monochromateur qui forme sur la fente d'entrée de celui-ci l'image du filament incandescent. A la sortie du monochromateur, le deuxième miroir sphérique et la face d'entrée de l'alignement de fibres optiques ont été simultanément positionnés pour focaliser sur cette dernière l'image de la fente de sortie. La difficulté de la tâche résultait de l'important nombre de degrés de liberté de chaque composant: 4 pour le miroir (position dans le plan xyz et rotation dans le plan horizontal xy), 3 pour la fibre (position et rotation dans le plan horizontal xy). Malgré ces précautions, l'aberration du miroir ne permet pas une reconstitution parfaite de l'image de la fente.

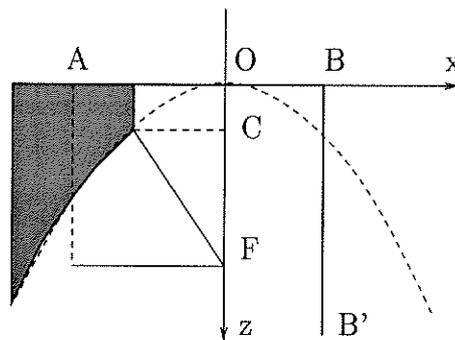


Fig. B.3: Représentation schématique de la parabole hors axe d'éclairage (le miroir en coupe apparaît en grisé). Les dimensions relatives ne sont pas respectées et le foyer F de la parabole est en fait situé nettement plus bas. Le segment BB' représente le bras d'observation du goniomètre. F , point de sortie de la fibre, est donc légèrement décalé par rapport à BB' . OA désigne la distance entre F et le centre du miroir projetée horizontalement.

De la même manière la sortie du faisceau de fibres optiques a été placée précisément au point focal du miroir d'éclairage, lui aussi agencé finement à l'aide de ses 3 molettes. Les positions à adopter sont tirées de la représentation analytique d'une parabole, connaissant les longueurs AB , OA , CF définies dans la Figure B.3 (se reporter également

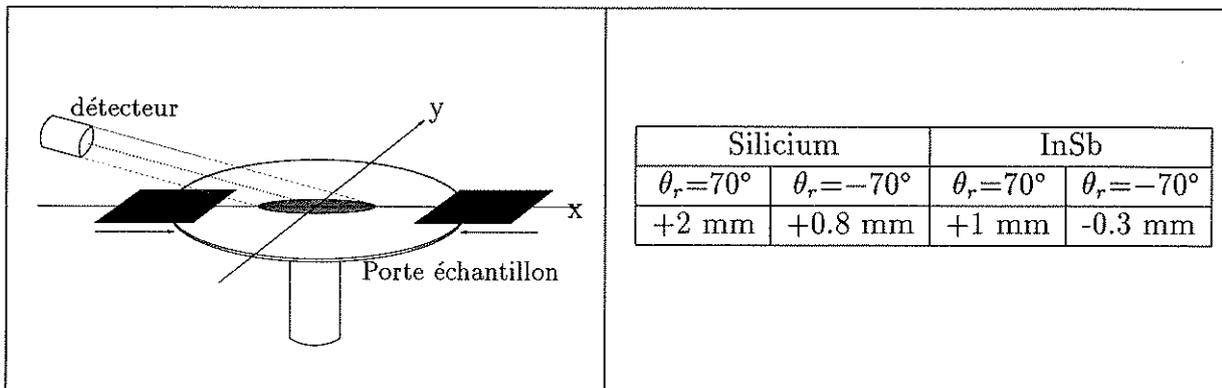
à la Figure 5.6(b)).

II.2.2 Optique de détection

♣ Montage et réglage mécanique des détecteurs

Concernant les détecteurs, les réglages mécaniques ont consisté à orienter correctement leurs directions de visée afin que leurs axes optiques interceptent et soient perpendiculaires à l'axe de rotation du bras d'observation (angle d'observation θ_r). Il a fallu vérifier la coïncidence dans le plan de la surface de l'échantillon entre les centres des ellipses d'observation visible et IR à grand θ_r , les centres des cercles d'observation au nadir et le centre de l'échantillon. Pour cela, un quadrillage a été fixé sur le porte échantillon et un cache noir déplacé d'un côté suivant l'axe principal puis de l'autre de manière à masquer progressivement l'ellipse d'observation (cf Fig. B.9).

Les positions du bord du cache lorsque s'amorce la décroissance du flux réfléchi ont permis de déterminer le centre de l'observation de chaque détecteur. Après réglage, le décentrage absolu des taches d'observation visible et IR n'excède pas 2 mm lors de visées proches de l'horizontale pour lesquelles le décalage est accentué. Cette valeur correspond à une erreur angulaire de 0.05° . Le décalage relatif entre les taches visible et IR est lui limité à 1 mm à grand θ_r , soit 0.03° d'écart.



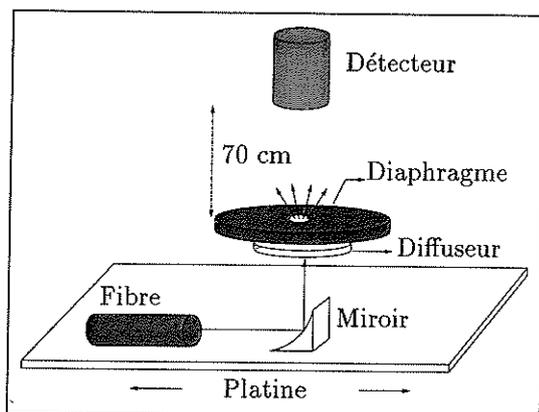
Tab. B.9: Décalage de la direction de visée des deux détecteurs par rapport à l'axe de rotation θ_r (axe y).

♣ Réglage optique des détecteurs

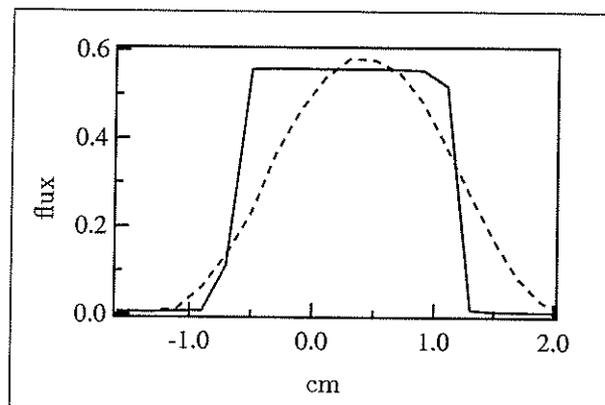
Un réglage du système optique de chaque détecteur a dû être effectué pour que la zone d'observation de l'échantillon définie initialement (20 mm au nadir) soit imagée exactement sur toute la surface photosensible. Le montage spécifiquement réalisé et exposé dans la Figure B.4(a) comprend un disque diffuseur en polyéthylène surmonté d'un diaphragme de diamètre 1 mm et une source lumineuse. Cet ensemble délivre une source quasi-ponctuelle que l'on déplace dans le champ de vue du détecteur d'observation dont on teste ainsi la réponse spatiale. Plus précisément, le signal mesuré en fonction de la position de la source dans le plan horizontal représente la réponse spatiale $\Pi_{det}(x, y)$ du détecteur convoluée par la "largeur" du diaphragme². La Figure B.4(c) montre la réponse

2. La réponse spatiale est en fait convoluée par un disque de diamètre 1 mm.

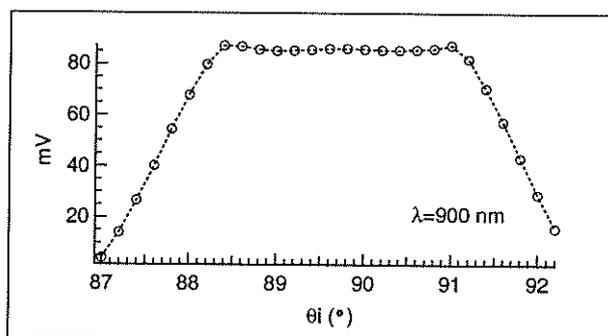
spatiale $\Pi_{det}^{IR}(x, y)$ très satisfaisante dont la déconvolution améliorerait encore la similitude à une fonction "porte".



(a) Dispositif pour la mesure de $\Pi_{det}(x, y)$.



(b) Réponse spatiale non déconvoluée et normalisée $\Pi_{det}^{IR}(x, y)$ du détecteur InSb après réglage (en trait plein). Pour comparaison, la courbe en pointillés montre $\Pi_{det}^{IR}(x, y)$ lors d'un réglage approximatif. La lumière incidente est "blanche".



(c) Réponse angulaire $\Gamma^{Vis}(\theta_r, \Phi, \omega_{det})$ normalisée du détecteur Si, éclairé directement par le miroir d'illumination.

Fig. B.4: Réglage du système optique des détecteurs.

La réponse "angulaire" $\Gamma(\theta_r, \Phi, \omega_{det})^3$, a également été testée en disposant face à face le miroir d'illumination, générant un faisceau quasiment collimaté ($\pm 0.1^\circ$), et les détecteurs en balayant un petit intervalle angulaire ($\theta_i \in [87^\circ \rightarrow 92^\circ]$): il s'agit d'une fonction dont la forme trapézoïdale est assez logique (cf Fig. B.4).

II.3 Imprécisions mécaniques "dynamiques"

Toutes les composantes du système expérimental tributaires d'un positionnement continûment renouvelé (mouvements des bras du goniomètre et donc de la fibre optique, des

3. Rappelons que ω_{det} est l'angle solide défini par le cône de demi-angle au sommet $\beta_{det} = 2^\circ$.

éléments du monochromateur, ...) apportent une part d'imprécision supplémentaire liée à une séquence mécanique pas forcément totalement "reproductible" que nous devons quantifier.

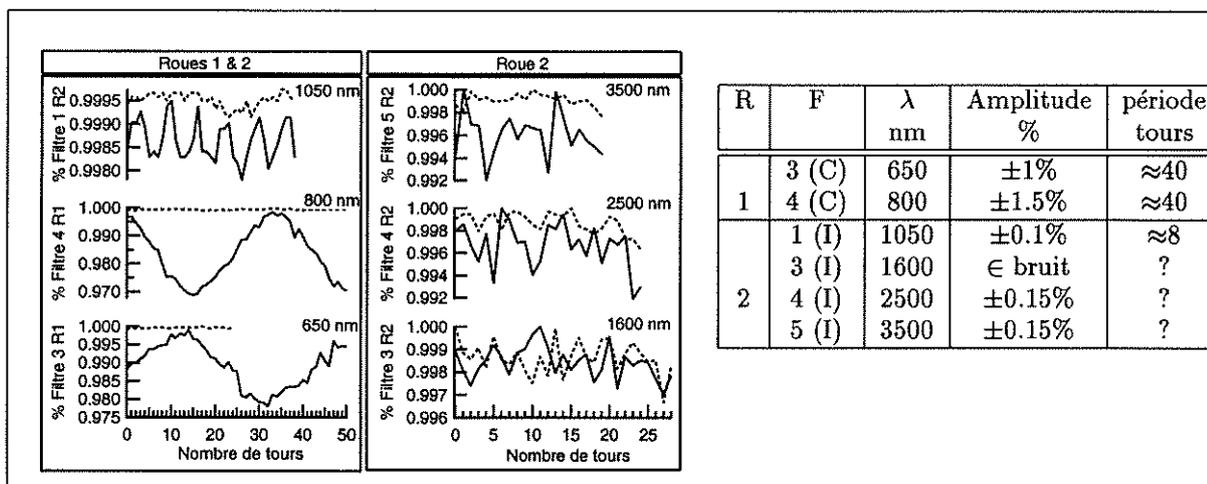
II.3.1 Monochromateur

♣ Filtres

Les mouvements des roues porte-filtres du monochromateur n'assurent pas un positionnement des filtres identique d'une expérience à une autre. Les éventuelles fluctuations engendrées ont donc été étudiées. Pour chaque filtre, des mesures sont effectuées à longueur d'onde et géométrie statiques consécutivement à une rotation complète de la roue porte-filtres. Hormis les inévitables mais faibles changements de température influant directement sur la réponse des détecteurs, seule la non reproductibilité "mécanique" du positionnement des filtres couplés à l'inhomogénéité de leurs propriétés de transmission sont par conséquent susceptibles de générer des fluctuations ou des dérives.

Nous avons vu que les deux filtres interférentiels 3 et 4 de la roue 1 du monochromateur (cf Tab. 5.8) ont remplacé les deux filtres colorés initiaux. Ce changement s'est avéré nécessaire à la lumière des tests suivants.

Les filtres colorés sont caractérisés par des fluctuations de forte amplitude ($\geq 2\%$) de périodes sensiblement égales (cf Tab. B.10). Par contre, les fluctuations des filtres interférentiels sont beaucoup plus faibles ($\leq \pm 0.1\%$ en tenant compte des successeurs des filtres colorés non représentés ici), voire négligeables (cf Tab. B.10) et généralement sans période apparente.



Tab. B.10: Amplitudes et périodicités mesurées des fluctuations occasionnées par les changements de filtres F colorés initiaux (C) et interférentiels (I) de chaque roue R. Les filtres interférentiels ayant remplacé les filtres colorés ne sont pas présentés ici, mais ont été étudiés. **Figure:** les traits pleins représentent le signal mesuré par le détecteur d'observation avec le filtre. Les traits en pointillé correspondent au signal mesuré par le détecteur d'observation sans filtre et donnent donc une idée des fluctuations strictement temporelles au cours de l'acquisition. Cela permet en fait de découpler les effets temporels de l'impact des filtres. **Tableau:** quantification des amplitudes et périodes des fluctuations occasionnées par chaque filtre.

La différence observée ne semble pas provenir d'un montage défectueux des filtres

puisque leur remplacement suite au démontage de la roue n'a pas modifié la forme globale des mesures. L'explication réside peut-être dans la conjugaison de deux effets:

- La dégradation au cours du temps des propriétés de transmission des filtres colorés plus sensibles que leurs homologues interférentiels aux rayonnements lumineux, UV en particulier.
- Le positionnement imprécis de la roue porte-filtres, simplement assuré par le blocage d'une bille dans une encoche triangulaire.

Une question reste cependant en suspens concernant l'origine et la différence de périodicité entre les filtres colorés 3 et 4 de la roue 1 et le filtre interférentiel 1 de la roue 2 (celui-ci était, avant l'ajout des filtres UV, disposé sur la roue 1 et donc impliqué dans le même mécanisme).

♣ Réseaux

Le positionnement des réseaux est régi par un moteur pas à pas qui est supposé assurer une excellente précision spectrale de l'ordre de 0.015 nm (*cf* Tab. 5.5). Bien que la différence entre la longueur d'onde programmée et la valeur "effective" que le monochromateur indique avoir atteinte soit variable et dépendante du réseau mis en jeu, elle est faible ($\approx \pm 0.1$ nm) et prédictible (*cf* Fig. B.5). Cette différence, due au pas élémentaire du moteur donné dans la Table 5.5, est proportionnelle au "numéro" i du réseau:

$$\lambda_{mes}(i) - \lambda_{theo}(i) \sim 0.028 \cdot i \quad 1 \leq i \leq 4 \quad (\text{B.1})$$

Ce point sera repris dans le chapitre consacré à l'étalonnage spectral.

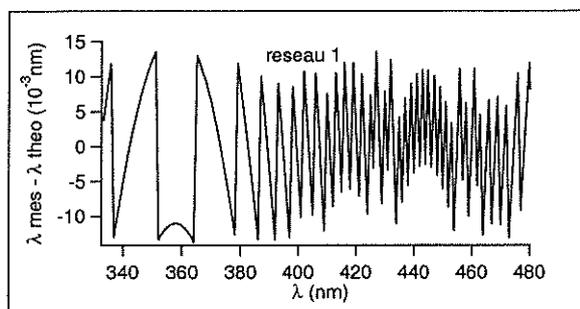
II.3.2 Fibre optique

La Figure B.6 visualise, pour deux longueurs d'onde, différents angles d'éclairement et à angle de phase fixe ($g = 20^\circ$) le signal normalisé réfléchi par une plaque de Spectralon⁴ que mesure le détecteur d'observation. Deux autres graphes caractéristiques de deux acquisitions équivalentes mais après mouvement du bras d'éclairement montreraient que les mesures ne sont pas tout à fait reproductibles. Tout cela met en exergue l'imbrication de plusieurs phénomènes susceptibles de compliquer l'analyse du flux réfléchi par le Spectralon, et de manière générale par n'importe quel échantillon:

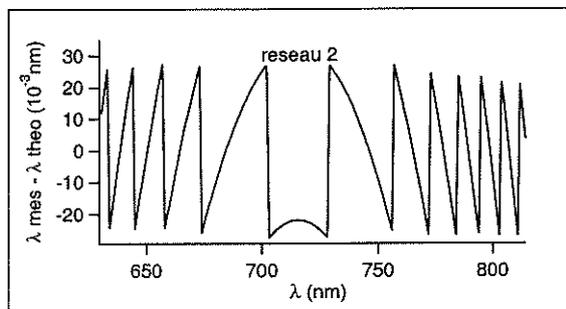
- L'effet de la courbure de la fibre, variable en fonction de λ .
- La non reproductibilité de la courbure de la fibre.
- L'inhomogénéité de l'éclairement: les mesures, effectuées à g constant, devraient être similaires de part et d'autre de l'éclairement⁵. Cette contribution sera abordée dans le paragraphe suivant.

4. Matériau utilisé comme surface de référence.

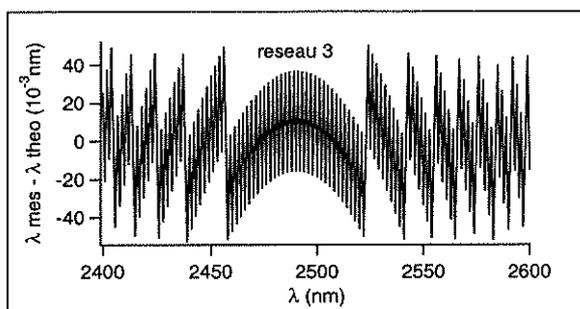
5. En supposant que le spectralon diffuse le rayonnement de façon isotrope, ce qui est faux mais ne remet pas en cause l'inhomogénéité de l'éclairement comme nous le verrons.



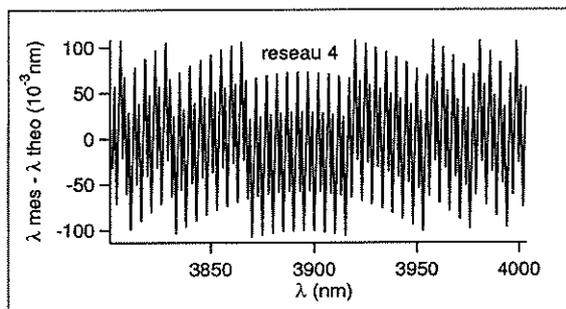
(a) Réseau 1.



(b) Réseau 2.



(c) Réseau 3.



(d) Réseau 4.

Fig. B.5: “Zooms” sur l'écart spectral entre les longueurs d'ondes demandées et obtenues à l'aide du monochromateur. La constance de ces graphes atteste de la reproductibilité du phénomène. L'amplitude maximale des sauts correspond à la valeur du pas moteur.

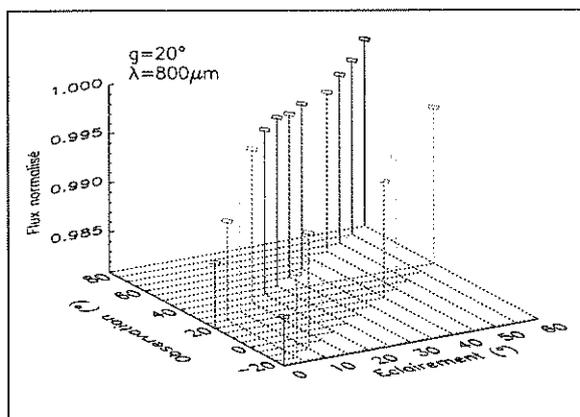
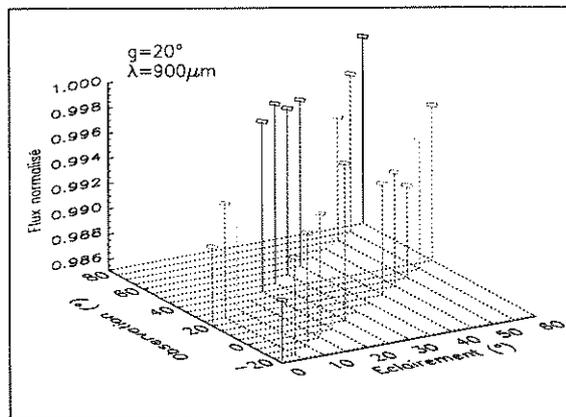
(a) $\lambda = 800 \text{ nm}$.(b) $\lambda = 900 \text{ nm}$.

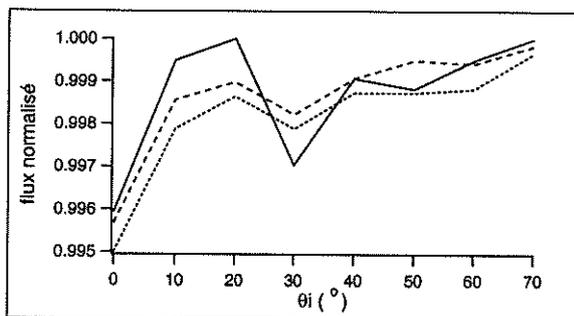
Fig. B.6: Influence de la courbure de la fibre sur la mesure du flux réfléchi par le Spectralon. Les mesures ont été effectuées à angle de phase g constant, ici 20° , ce qui explique les deux jeux de mesures sur chaque graphe ($\theta_e = \theta; \pm 20^\circ$). Les mesures à chaque longueur d'onde ont été effectuées au cours de deux expériences distinctes.

♣ Effet de la courbure

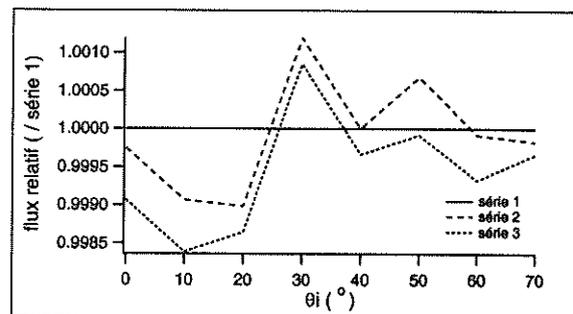
Nous avons constaté que l'angle d'illumination, en conditionnant la courbure adoptée par la fibre optique, modifie de manière non négligeable le niveau de flux qui en émane et perturbe ainsi le flux réfléchi par l'échantillon. Le contexte de réflexion et de réfraction des rayons lumineux au sein de la fibre est évidemment corrélé à sa courbure et à la longueur d'onde, ce qui explique vraisemblablement les disparités observées. La connaissance précise de la courbure permettrait en théorie de prédire le flux de sortie, mais cela semble difficile à mettre en œuvre. On peut en partie s'en affranchir en mesurant le "niveau" de flux prévalant à chaque angle d'illumination. Cette tâche est dévolue au détecteur de référence, qui ne prodigue cependant aucune information précise sur les changements éventuels de la distribution spatiale du flux.

♣ Une courbure non reproductible

La Figure B.7 décorrèle la non reproductibilité liée à la courbure de la fibre de possibles fluctuations temporelles et de l'effet du Spectralon: nous avons collecté le rayonnement incident directement avec le détecteur de référence, au cours de 3 séries de mesures brèves et successives, pour $\theta_i \in [0^\circ \rightarrow 70^\circ]$. Ne subsistent donc que les variations de l'éclairement avec θ_i ($\sim 0.5\%$, cf Fig. B.7(a)) et sa non reproductibilité ($\sim \pm 0.15\%$, cf Fig. B.7(b)). Comment expliquer cette dernière? Les mouvements du bras d'éclairement empêchent la fibre optique de revenir à des courbures strictement identiques pour un angle d'illumination donné. Son déplacement, bien que "fluidifié" par glissement sur un plan incliné, subit en effet de brusques soubresauts imputables à la gaine métallique annelée et peut, sous certaines configurations géométriques, être entravé par des problèmes d'encombrement inhérents à la conception du spectrophotogoniomètre.



(a) Variations normalisée du signal d'éclairement avec θ_i pour 3 mesures consécutives.



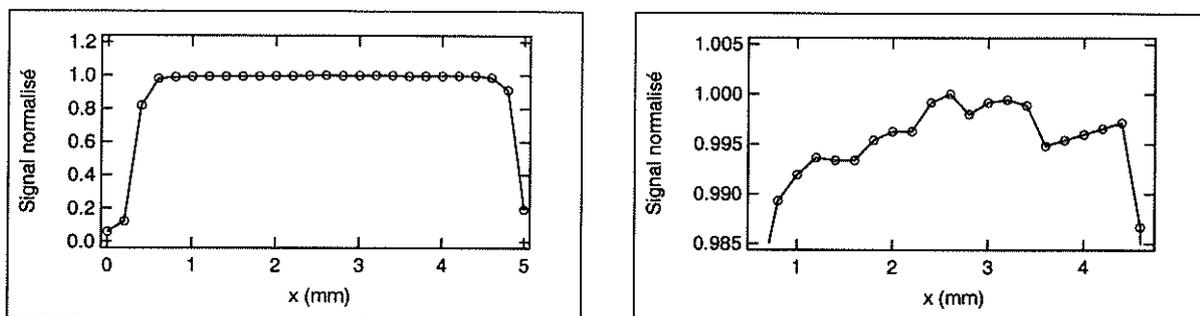
(b) Reproductibilité à θ_i : mesures normalisées, à chaque θ_i , par rapport à celles de la première série.

Fig. B.7: Influence de l'angle d'incidence sur le flux en sortie de la fibre: séries de mesures de l'éclairement, à l'aide du détecteur de référence, effectuées en moins de 10 minutes. La longueur d'onde est de 900 nm.

II.4 Imperfections et limitations intrinsèques au système

II.4.1 Homogénéité et polarisation du flux en sortie du monochromateur

Le flux en sortie du monochromateur est caractérisé par une bonne homogénéité ($\leq 1\%$, cf Fig. B.8), mais quelques essais ont mis en évidence une sensibilité à la polarisation: les réseaux confèrent au rayonnement incident une polarisation préférentielle qui dépend de la longueur d'onde. En général, la polarisation S générée par ces réseaux (perpendiculaire au plan d'incidence contenant le rayon et la normale au réseau) est plus forte que la polarisation P (parallèle au plan d'incidence).



(a) Profil global perpendiculaire à la fente.

(b) Détail.

Fig. B.8: Profil du flux en sortie du monochromateur ($\lambda = 900$ nm).

II.4.2 Distorsions introduites par la fibre

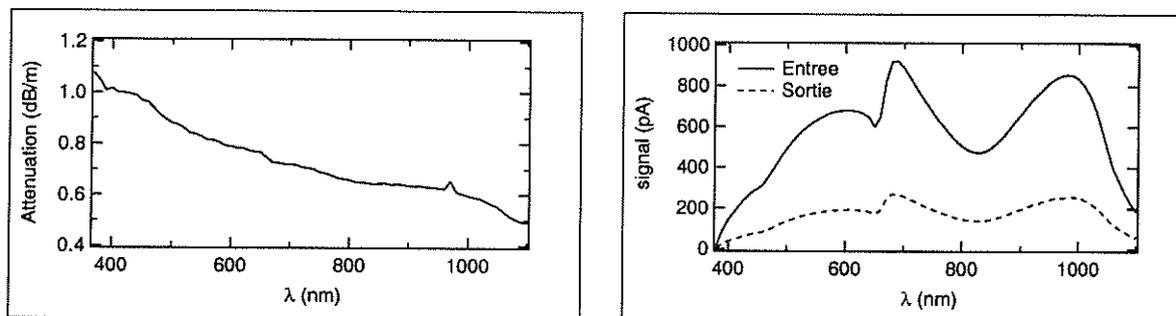
Nous avons déjà discuté des conséquences de la courbure de la fibre sur l'éclairement de l'échantillon. Ajoutons quelques remarques complémentaires.

♣ Transmission du rayonnement

L'atténuation de la fibre optique avait déjà fait l'objet d'une étude ([DeLuca, 1997]) qui, conjuguée à des tests ultérieurs, confirme les valeurs globalement inférieures à 1 dB.m^{-1} entre 400 et 4500 nm (cf Fig. B.9(a)). La Figure B.9(b), qui compare le flux mesuré en entrée et en sortie de la fibre en fonction de la longueur d'onde, suggère *a priori* une transmission d'environ 30% (évaluée à 700 nm en comparant la hauteur des "pics" de flux). Mais cette valeur est obtenue sans tenir compte de la réflexion sur les faces, des pertes engendrées par la gaine et des rayons lumineux perdus dès l'entrée de la fibre car en dehors de l'angle d'acceptance de celle-ci. Après corrections, la transmission se révèle supérieure à 65% dans la gamme visible.

♣ Compromis polarisation/homogénéité du faisceau d'éclairement

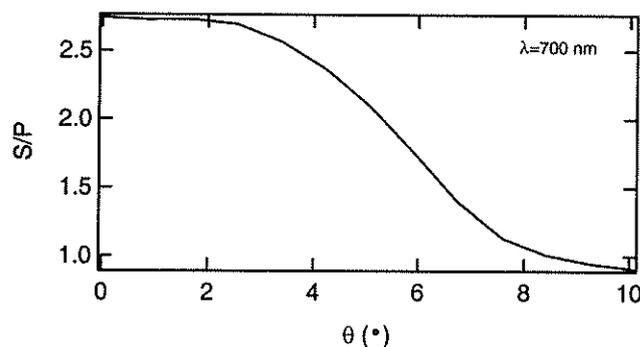
La fibre optique n'est pas neutre vis à vis de la polarisation comme le confirme la Figure B.10. La composante S de polarisation, plus que son homologue P, est rapidement altérée dès lors que l'on s'éloigne de l'axe du cône de flux en sortie de fibre.



(a) Courbe d'atténuation de la fibre.

(b) Comparaison des flux en entrée et en sortie de la fibre.

Fig. B.9: Transmission de la fibre optique.

Fig. B.10: Rapport des polarisations S et P en sortie de fibre pour un flux en entrée de la fibre émanant du monochromateur (donc partiellement polarisé). θ désigne l'angle en sortie de fibre.

Lors du parcours de la lumière dans la fibre, la polarisation initiale éventuelle est davantage conservée si le nombre de réflexions sur les parois internes est limité, ce qui est favorisé par une faible courbure de la fibre. Dans le cas contraire, une "dépolarisation" est observée, et ce d'autant plus que les rayons attaquent l'entrée de la fibre avec un angle important. La dépolarisation est plutôt un avantage pour les mesures de BRDF, mais elle est obtenue au détriment de l'homogénéité du faisceau de sortie qui se révèle meilleure si la fibre est courbée! Un choix était donc nécessaire. Sans recherche de compromis, la priorité a finalement été accordée à l'homogénéité de l'éclairement, qui demeure malgré tout imparfaite.

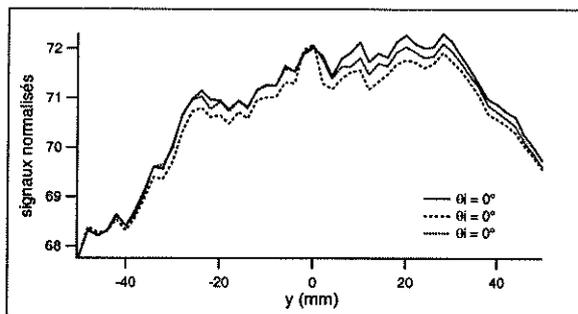
II.4.3 Inhomogénéité de l'éclairement

L'inhomogénéité, déjà présente en entrée de fibre, est véhiculée par celle-ci sans être complètement annihilée. Elle se manifeste en sortie par un flux variable en fonction de l'angle d'émergence, qui se transforme en une décroissance radiale de l'éclairement après réflexion sur le miroir parabolique (se reporter au schéma du goniomètre, Fig. 5.1).

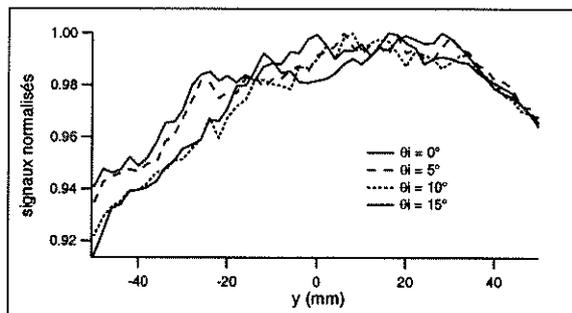
L'inhomogénéité du faisceau d'éclairement est idéalement estimée par le biais d'une grille de mesures bidimensionnelle à l'aide d'un petit détecteur de diamètre 2 mm, monté sur deux platine micrométriques orthogonales, et disposé perpendiculairement à l'éclaire-

ment. Cette démarche devrait en principe être appliquée à différentes longueurs d'onde et divers angles d'illumination, principalement à cause des variations spectrales d'indice et de polarisation en entrée et en sortie de fibre, mais aussi à cause des "distorsions" spatiales occasionnées par sa courbure. Mais le temps imparti à de telles mesures deviendrait rapidement prohibitif.

L'étude de l'inhomogénéité a tout d'abord été restreinte à quelques longueurs d'onde sur des profils unidimensionnels. Les formes des profils sont assez similaires, mais généralement parasitées par des pics dont les positions et les amplitudes peuvent varier d'une expérience à l'autre (*cf* Fig. B.11(a)), bien que ce ne soit pas flagrant ici). Ces pics proviennent peut-être de rayons guidés dans la gaine de la fibre.



(a) Reproductibilité, sur quelques profils, de l'éclairage au nadir.



(b) Comparaison de profils obtenus pour différents angles d'incidence, chacun étant normalisé par rapport à son maximum.

Fig. B.11: Inhomogénéité de l'éclairage étudiée selon des profils unidimensionnels normalisés. Ces derniers sont mesurés perpendiculairement au faisceau au nadir et pour quelques angles d'incidence.

Le dispositif expérimental autorise facilement des mesures de profils pour un éclairage au nadir ($\theta_i = 0^\circ$), plus difficilement, pour des raisons techniques, dans les configurations $\theta_i \neq 0^\circ$. Dans ce cas, nous avons le choix entre un nombre réduit de profils (selon x et y) ou simplement une reprojection de la cartographie au nadir selon l'angle θ_i considéré, solution à moindre coût mais sans doute erronée: la Figure B.11(b) prouve en effet, sur quelques profils, que la topologie de l'éclairage est conditionnée par θ_i et donc par la courbure de la fibre. L'écart relatif d'homogénéité en un point donné mesuré à deux θ_i peut même atteindre près de 2%! Mais il est surestimé par la normalisation "individuelle" de ces profils par rapport à leurs maxima respectifs, alors qu'une normalisation rapportée à l'intégrale du flux serait plus appropriée.

Revenons à la cartographie à $\theta_i = 0^\circ$. Elle résulte quant à elle d'une acquisition en chaque point de la grille à deux dimensions par un système automatisé selon une dimension seulement, la deuxième étant contrôlée manuellement. Pour gagner du temps et s'affranchir au mieux des fluctuations photométriques temporelles, nous avons donc opté pour des profils unidimensionnels "en étoile" renormalisés de sorte que leurs valeurs au centre ($x = 0, y = 0$) soient identiques (*cf* Fig. B.12, dessin de gauche). L'interpolation de ces profils sur une grille régulière délivre une cartographie du faisceau d'éclairage. Un avantage réside dans la possibilité de vérification rapide de la "stabilité" de cette dernière sur quelques profils.

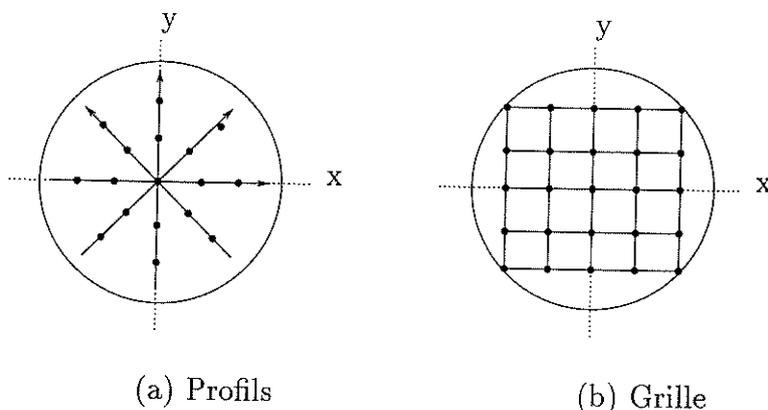


Fig. B.12: Mesures de l'inhomogénéité spatiale du faisceau d'éclairage, représenté par un cercle. La méthode de droite (b) permet de mesurer le flux en chaque point de la grille. Longue, elle peut intégrer d'importantes fluctuations temporelles de la chaîne de mesure du flux. La méthode de gauche (a), plus rapide mais sans doute moins précise, interpole une série de profils unidimensionnels.

La cartographie de la Figure B.13(a) montre des variations supérieures à 1% dans la limite d'une surface similaire à la tache d'observation au nadir (20 mm) et, après intégration spatiale, de l'ordre de 2.5% pour une observation à 70°. En outre, la position du maximum de flux est décalée par rapport au centre du faisceau. L'étirement unidimensionnel, selon l'axe x , de cette cartographie pour des angles d'éclairage croissants, a en revanche plutôt tendance à améliorer l'homogénéité de l'éclairage au sein de la région scrutée par les détecteurs. Ceci est illustré dans la Figure B.13(b), simple reprojektion à $\theta_i = 60^\circ$ de la Figure B.13(a) mais qui occulte toutefois les changements de forme induits par la modification de la courbure de la fibre.

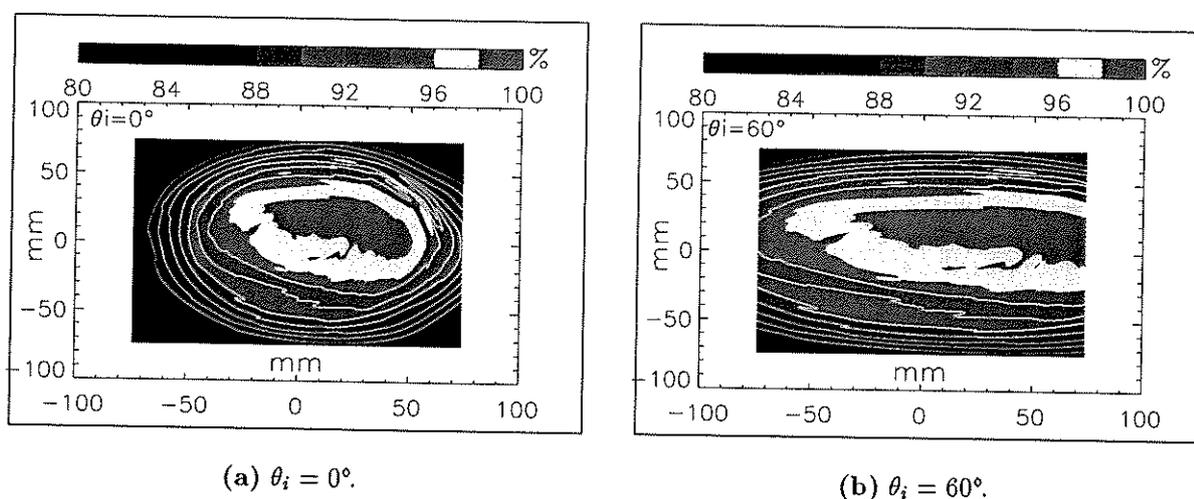


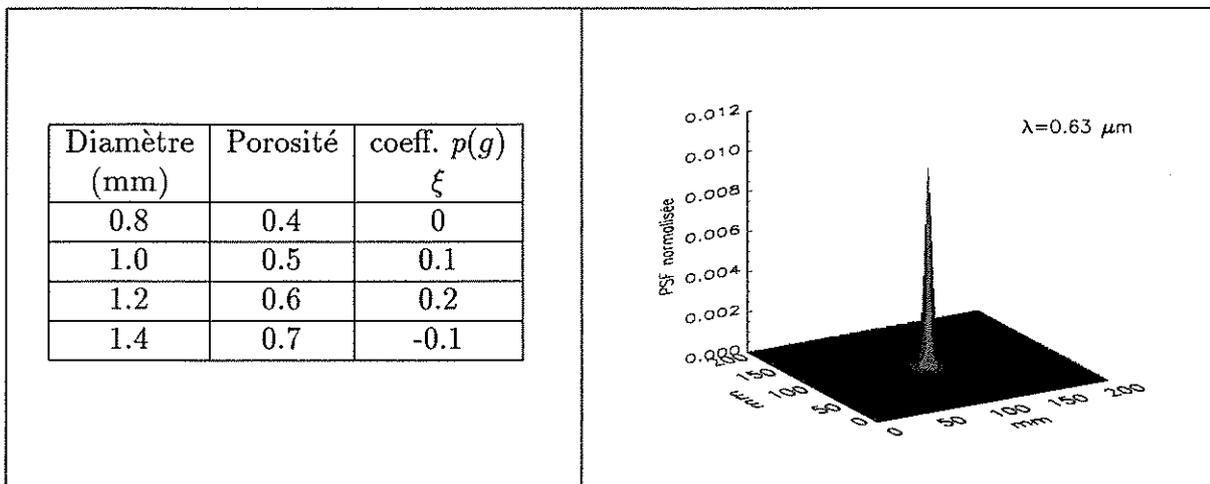
Fig. B.13: Inhomogénéité de l'éclairage normalisée et issue d'une interpolation d'une série de profils unidimensionnels acquis au nadir (à gauche). A droite, la cartographie est reprojetée selon un angle d'éclairage $\theta_i = 60^\circ$.

II.4.4 Estimation numérique de l'impact photométrique de certaines imperfections et limitations

Nous avons vu dans les Paragraphes I.2.1 et I.2.4 qu'il est judicieux de considérer la quantification des diverses erreurs photométriques, et leurs conséquences sur les orientations techniques, dans un cas défavorable "photométriquement". La neige, dans la gamme spectrale visible, est à cet égard un candidat tout à fait approprié. Les informations qu'elle est susceptible de nous apporter découlent de la connaissance de sa PSF⁶.

♣ Approche expérimentale

La PSF d'un échantillon de neige tamisée (taille des grains de 1 à 1.3 mm) illuminé par une source laser ($\lambda = 633 \text{ nm}$) d'environ 3 mm de diamètre a tout d'abord été déterminée expérimentalement par Olivier Brissaud en mesurant le flux émergent à une distance d du point d'impact à l'aide d'une petite photodiode (1 mm^2). Aux faibles valeurs de d , ($d \leq 3 \text{ mm}$) le flux a été obtenu par extrapolation en tenant compte des contraintes de conservation d'énergie. Le profil obtenu décrit finalement la probabilité de diffusion latérale d'un photon d'une distance d dans la neige en fonction de l'éloignement du point d'impact. Ce profil est consigné dans la Table B.11.



Tab. B.11: Ensemble des combinaisons étudiées des valeurs de porosité, de taille et du coefficient d'asymétrie ξ de la fonction de phase de type Henyey-Greenstein. La PSF normalisée (intégrale égale à l'unité) de l'échantillon de neige pour une incidence verticale est représentée à droite avec $Por = 0.4$, $D = 1.2 \text{ mm}$ et $\xi = 0.1$.

♣ Approche numérique

Nous avons disposé d'un algorithme de type Monte Carlo établi par Will Grundy au moment de son séjour au sein de l'équipe. Cet algorithme génère, selon les options choisies, soit une PSF du matériau par interpolation de mesures telles que celles décrites précédemment, soit une image du faisceau d'illumination. La convolution de ces deux entités fournit le champ du flux réfléchi qui, à son tour convolué par la tache d'observation,

6. La PSF (*Point Spread Function*) traduit la réponse "photométrique" spatiale d'un matériau à un éclairage ponctuel.

permet d'apprécier les effets photométriques occasionnés par les phénomènes de diffusion dans le matériau.

Un second algorithme (*SCAT*) élargit les possibilités du précédent en simulant la PSF d'un matériau en fonction de divers paramètres. En modélisant les mécanismes élémentaires de diffusion particulaire, il calcule, à une longueur d'onde donnée, les trajectoires statistiques et l'absorption d'un ensemble de photons en interaction avec un milieu de caractéristiques optiques (indices réel n et imaginaire n') et structurales (épaisseur, porosité, taille des grains) déterminées. Sont également déductibles les valeurs de quantités physiques telles que l'albedo de diffusion simple, qui s'apparente au nombre total de photons émergeant d'un grain divisé par le nombre de photons incidents.

Ces programmes ont été remaniés et combinés afin de les adapter à des besoins plus spécifiques. Pour vérifier la cohérence de la nouvelle routine, nous avons tout d'abord tenté de déterminer, à l'instar de Will Grundy, les caractéristiques inconnues de la neige étudiée que sont la porosité et la fonction de phase par comparaison avec la PSF obtenue expérimentalement (la gamme de taille des grains étant mesurée). Une précision extrême n'étant pas requise dans le cadre de cette étude, l'étendue des possibilités offertes a été restreinte aux valeurs consignées dans le Tableau B.11. Pour chaque simulation, 10^6 photons furent injectés à la surface du milieu.

En considérant une fonction de phase de diffusion simple de type Henyey-Greenstein à un lobe (*cf* Eq. 2.17), les fonctions simulées approchent correctement les mesures pour le jeu de variables $D=1.2$ mm, $\xi=0.1$ et $\text{Por}=0.4$, ce qui confirme les résultats de Will Grundy. A partir de celles-ci, la genèse de PSF à d'autres longueurs d'onde permet d'élargir l'estimation des performances et limites photométriques du spectrophoto-goniomètre, puisqu'à ces longueurs d'onde la neige revêt des comportements photométriques différents.

Avec ces outils, et avec pour objectif initial de dimensionner le système, la gamme de taille des grains étant évaluée, Will Grundy avait déjà estimé l'impact photométrique de quelques limitations inhérentes au système expérimental: taille finie de l'éclairement, de l'échantillon, de l'observation, effet d'un éclairage inhomogène. Revenons brièvement sur cette dernière étude et complétons-la d'une analyse de l'erreur photométrique apparaissant aux petits angles de phase.

II.4.5 Impact photométrique d'une troncature de l'éclairement

Le spectrophoto-goniomètre n'autorise pas des mesures de réflectance aux faibles angles de phase en raison de la perturbation photométrique consécutive à l'ombre portée sur l'échantillon par les détecteurs, la roue porte-polariseurs et son cache, de même forme mais situé à son aplomb, qui la protège de la poussière (*cf* Fig. B.15). Là encore, la nature du matériau détermine jusqu'à quel point il est possible de masquer le faisceau d'illumination sans mettre en péril la validité des mesures.

Le faisceau d'illumination et sa convolution par la PSF de la neige à 633 nm (taille des grains: 1.2 mm) sont représentés dans les Figures B.16(a), B.16(b), B.16(c) et B.16(d) pour deux angles d'observation θ_r définis part et d'autre d'une unique position du bras d'observation ($\theta_r = \theta_{r,bras} \pm 5^\circ$). A chaque valeur de $\theta_{r,bras}$, la Table B.12 associe deux erreurs photométriques, selon que le détecteur est proche (θ_{r1}) ou éloigné (θ_{r2}) de l'éclairement⁷.

7. Les ellipses d'observations sont différentes pour θ_{r1} et θ_{r2} .

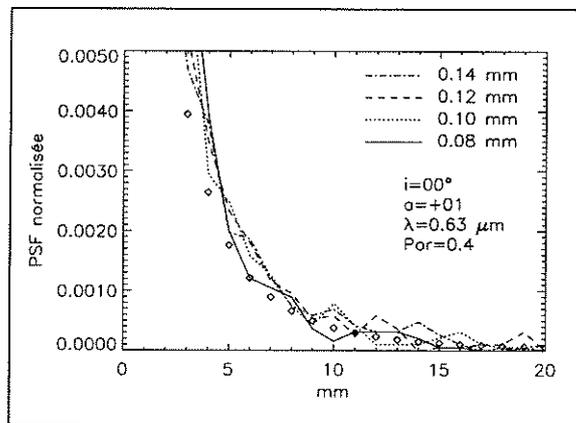
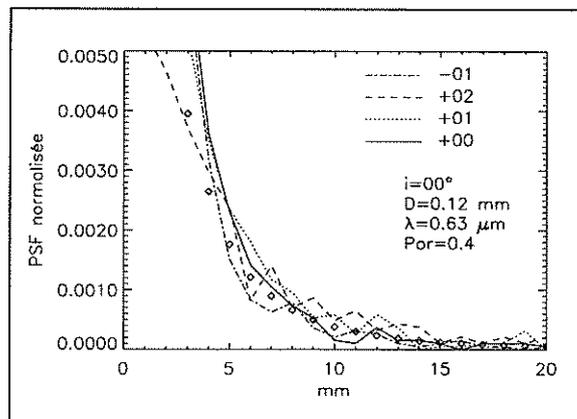
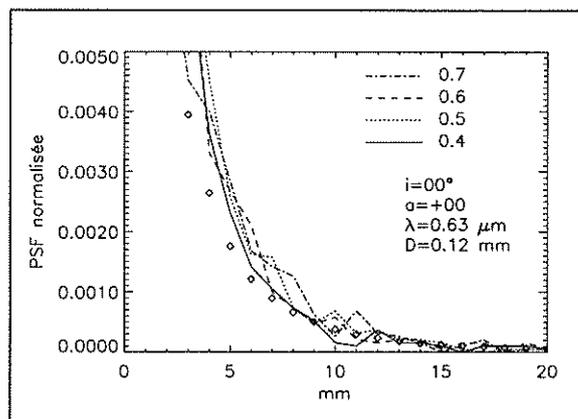
(a) Influence de la taille des grains D .(b) Influence du paramètre de diffusion ξ .(c) Influence de la porosité Por .

Fig. B.14: Simulation de la PSF de la neige pour un nombre limité de jeux de variables (taille des grains, porosité, paramètre de diffusion) et une longueur d'onde de 633 nm. Le triplet ($Por=0.4$, $\xi=0.1$, $D=1.2$ mm) offre un ajustement convenable.

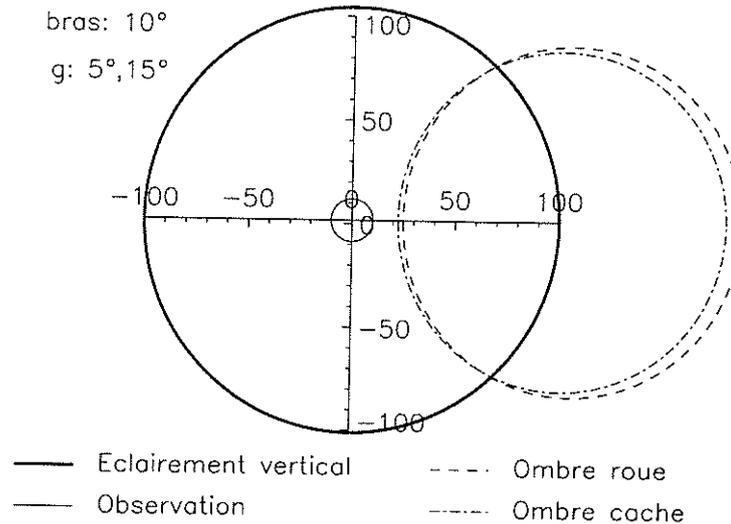


Fig. B.15: Ombre exacte (calcul numérique) portée par la roue porte-polariseurs et son cache à la surface de l'échantillon (ici pour un angle $\theta_{r,bras}$ de 10° entre le bras d'observation et la verticale). Ce schéma est toutefois idéalisé car il suppose une parfaite symétrie du système et il ne modélise pas l'ombre des détecteurs. La tache centrale est en fait une superposition des deux ellipses d'observation.

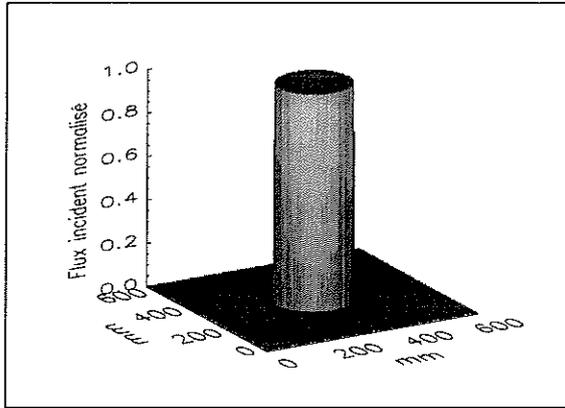
Cette erreur est donnée par rapport à un faisceau non tronqué et infini horizontalement (cas idéal) et par rapport à un faisceau non tronqué de diamètre 200 mm (cas réel), en supposant dans les deux cas une parfaite homogénéité.

Remarque: l'angle de phase pour lequel l'ombre empiète sur la tache l'observation varie en fait en fonction de la configuration géométrique car l'intersection entre le cône d'observation et la surface de l'échantillon est une ellipse décentrée.

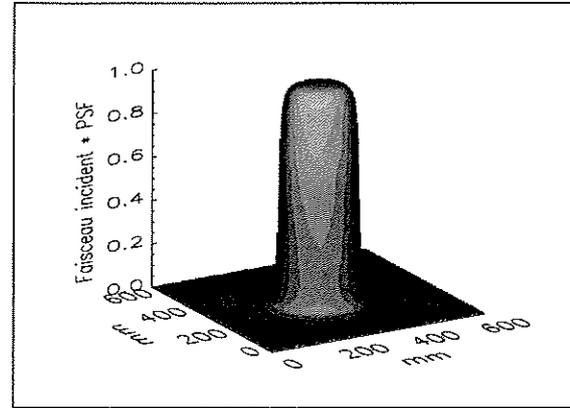
Erreur photométriques aux faibles g						
$\theta_{r,bras}$	$g(\theta_{r1})$	Erreur/ ∞	Erreur/200 mm	$g(\theta_{r2})$	Erreur/ ∞	Erreur/200 mm
17°	12°	0.11	0.00	22°	0.11	0.00
15°	10°	0.17	0.06	20°	0.17	0.06
13°	8°	0.36	0.25	18°	0.36	0.25
11°	6°	1.0	0.95	16°	1.06	0.95
10°	5°	2.28	2.17	15°	2.27	2.16
9°	4°	6.60	6.45	14°	6.56	6.46

Tab. B.12: Erreur photométrique (en %) pour la neige (grains de 1.2 mm, $\lambda = 633$ nm) occasionnée par l'ombre de la roue porte-polariseurs et son cache aux petits angles de phase. L'erreur par rapport à un faisceau vertical ($\theta_i = 0^\circ$) non tronqué infini ou réel (diamètre 200 mm) est donnée pour différents angles $\theta_{r,bras}$ du bras d'observation, qui définissent deux angles de phase $g = \theta_{r,bras} \pm 5^\circ$.

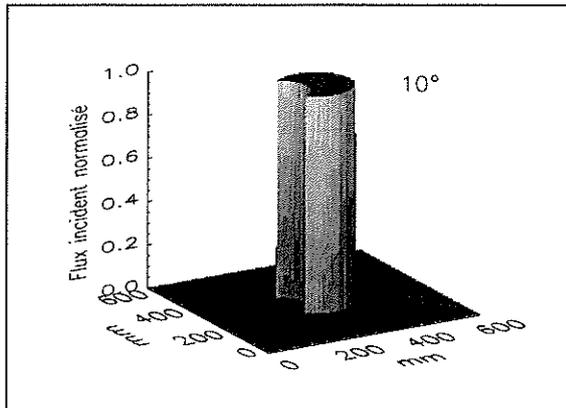
D'après les simulations, le biais deviendrait conséquent en deçà de $\theta_r = 8^\circ$. Pour un matériau caractérisé par une PSF très étroite, constitué de très petits grains et /ou très absorbant, l'angle de phase minimum induisant une erreur inférieure à 0.1 % pourra encore être réduit. Cette étude demeure néanmoins indicative car l'ombre portée sur l'échantillon est aussi partiellement due, rappelons-le, à d'autres éléments solidaires du



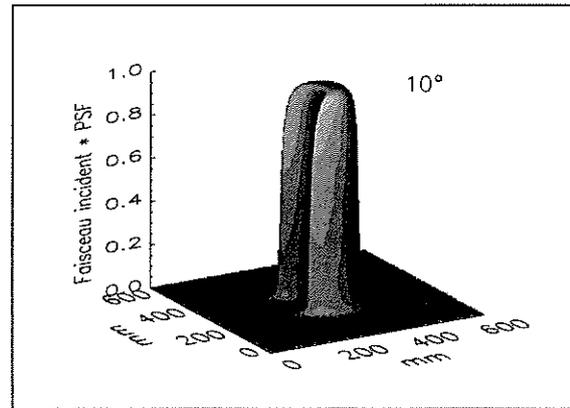
(a) Faisceau d'illumination.



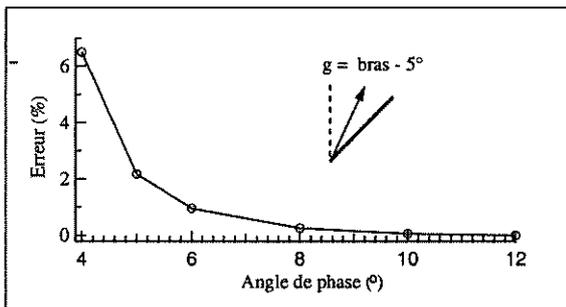
(b) Convolution faisceau-PSF.



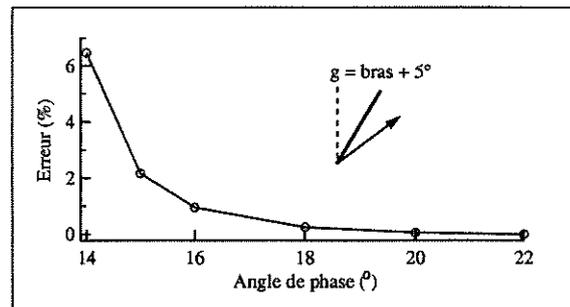
(c) Faisceau d'illumination tronqué (bras incliné de 10°).



(d) Convolution faisceau tronqué-PSF.



(e) Détecteur proche de la verticale.



(f) Détecteur éloigné de la verticale.

Fig. B.16: Erreur photométrique liée à l'ombre des détecteurs et de la roue porte-polariseurs par rapport à un faisceau non tronqué fini. Le produit de convolution est effectué avec la PSF de la neige ($\phi = 1.2$ mm, $\lambda = 633$ nm). Pour une position du bras d'observation, les deux détecteurs angulairement séparés de 10° définissent deux ellipses légèrement différentes. Dans notre cas, les différences demeurent tout de même minimales si l'on compare les Graphes B.16(e) et B.16(f).

bras d'observation (machine cryogénique du détecteur InSb, câbles, . . .) dont la prise en compte n'est pas simple.

II.5 Quelques opérations supplémentaires

II.5.1 Basculement signal de mesure/signal de référence

Mis en place pour des raisons de commodité afin de mesurer alternativement le flux des détecteurs d'observation Si (gamme visible) et de référence, le relais ne semble pas générer de perturbations supérieures à 0.1% au cours de son basculement. Nous l'avons testé en acquérant le signal d'un même détecteur branché des deux côtés de la bascule (cf Fig. B.17) et en actionnant périodiquement cette dernière.

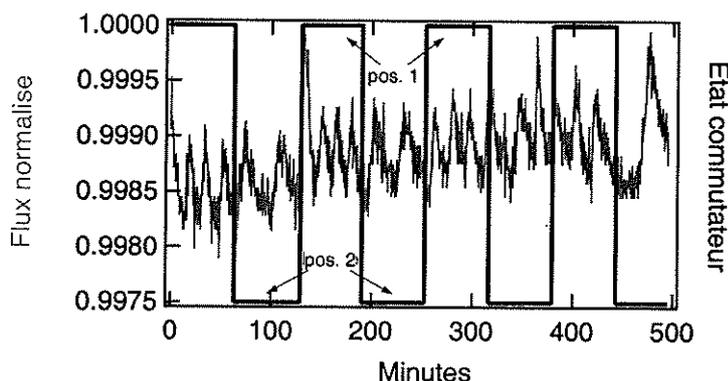


Fig. B.17: Etude de l'impact du basculement périodique du relais sur le signal mesuré. Le bruit, de l'ordre de $\pm 0.05\%$, provient essentiellement des fluctuations de la source. *pos.1* et *pos.2* désignent les deux positions de la bascule.

II.5.2 Estimation du temps d'attente entre les mesures de réflectance

Les variations importantes de flux engendrées par tout changement d'élément au sein du monochromateur sont susceptibles de perturber transitoirement le signal mesuré par le détecteur d'observation. Il est donc indispensable de connaître, dans chaque cas, le laps de temps d'attente minimum entre deux acquisitions "stabilisées". Les paramètres mis en jeu sont:

- L'élément subissant un changement.
- Le temps d'intégration de la détection synchrone.
- Le "niveau" de flux incident sur le détecteur.

En restreignant volontairement les temps d'intégration de la détection synchrone (notée τ) à ses valeurs les plus appropriées, 0.3 ms et 1 s, les efforts furent portés sur l'étude des effets occasionnés par un changement de réseau, de filtre coupe-ordre et/ou de roue, de largeur de fente et de "niveau" de flux (avec la longueur d'onde). Le détecteur mesure le signal dès lors que le changement a été effectué, puisque nous nous intéressons

au temps de stabilisation qui lui est consécutif (fonction de la constante de temps de la détection synchrone). L'équilibre est supposé atteint quand la valeur du flux s'approche de la moyenne des valeurs suivantes à 0.1 % près.

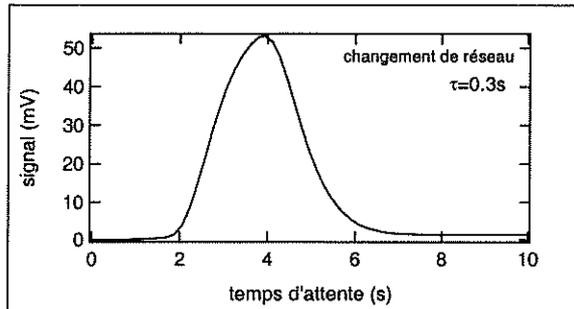
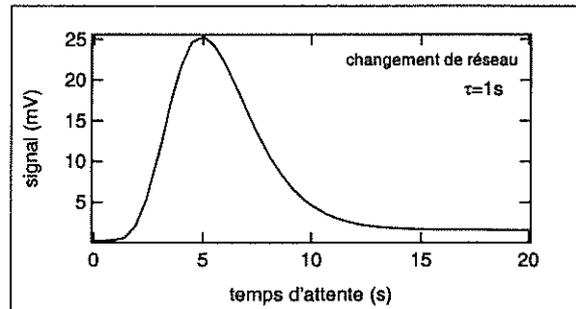
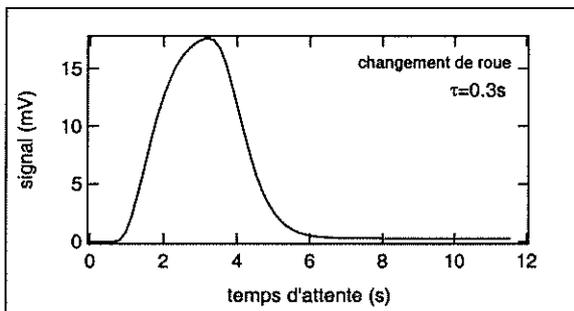
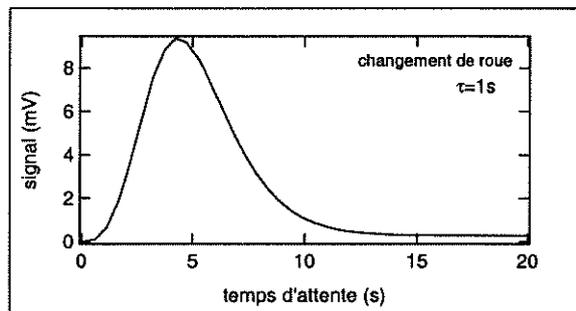
(a) Changement de réseau, $\tau = 0.3$ s.(b) Changement de réseau, $\tau = 1$ s.(c) Changement de roue, $\tau = 0.3$ s.(d) Changement de roue, $\tau = 1$ s.

Fig. B.18: Aperçu des tests menés pour déterminer le temps d'attente nécessaire entre deux mesures de réflectance lors d'un changement d'élément, en fonction du temps d'intégration τ de la détection synchrone. Avec les paramètres instrumentaux choisis, le signal présente un pic qui décroît progressivement jusqu'à une stabilisation.

Quelques exemples de résultats obtenus sont regroupés dans la Figure B.18. Les valeurs numériques déduites de ces graphes sont regroupées sous forme de table à double entrée (τ , élément) dans le logiciel de pilotage du spectrophoto-goniomètre afin d'imposer automatiquement, entre deux mesures, le temps d'attente le plus adéquat.

II.5.3 Etalonnages instrumentaux divers

♣ Capteurs de température

Une fonction linéaire "standard" d'étalonnage reliant la tension délivrée par un capteur à résistance platine (PT 100) à la température réelle a été calée, en un point, avec une solution eau-glace en équilibre à 0°C. Comme précédemment, ces fonctions sont intégrées dans un module du logiciel de pilotage appelé lors de la conversion des signaux électriques enregistrés.

♣ Contrôleur de moteurs pas à pas

Les positions de référence des 4 moteurs pilotés par le contrôleur pas à pas ont été soigneusement ajustées. Les paramètres de chaque axes ont d'autre part subi quelques modifications, notamment en ce qui concerne la vitesse et l'accélération des moteurs, en raison de l'inertie des bras.

II.6 Récapitulatif des sources d'erreurs

Une revue détaillée mais non exhaustive des performances du goniomètre a été dressée dans ce chapitre. Elle est résumée dans la Table 5.24 du Chapitre 5.

Annexe C

Acquisition et traitement des données de réflectance

Résumé: la complexité, la diversité et le nombre rédhibitoire d'opérations instrumentales mises en jeu lors des mesures de réflectance ont bien évidemment nécessité leur automatisation, qui s'articule autour de deux étapes. Il a tout d'abord fallu définir un protocole de communication entre les différents appareils constitutifs du spectrophoto-goniomètre afin d'harmoniser l'échange des données. Ensuite, l'objectif a été de développer une interface pratique et complète de pilotage de l'ensemble expérimental. A cet égard, il a semblé souhaitable de disposer d'un outil convivial et intelligible sans que l'utilisateur n'aie à déchiffrer le code du programme sous-jacent. Les paragraphes suivants relatent les solutions choisies pour mener à bien chacun de ces volets. Une description du standard de communication IEEE est ainsi complétée par la présentation du logiciel de pilotage écrit en langage graphique Labview. Les procédures de traitement et de visualisation des données sont enfin exposées.

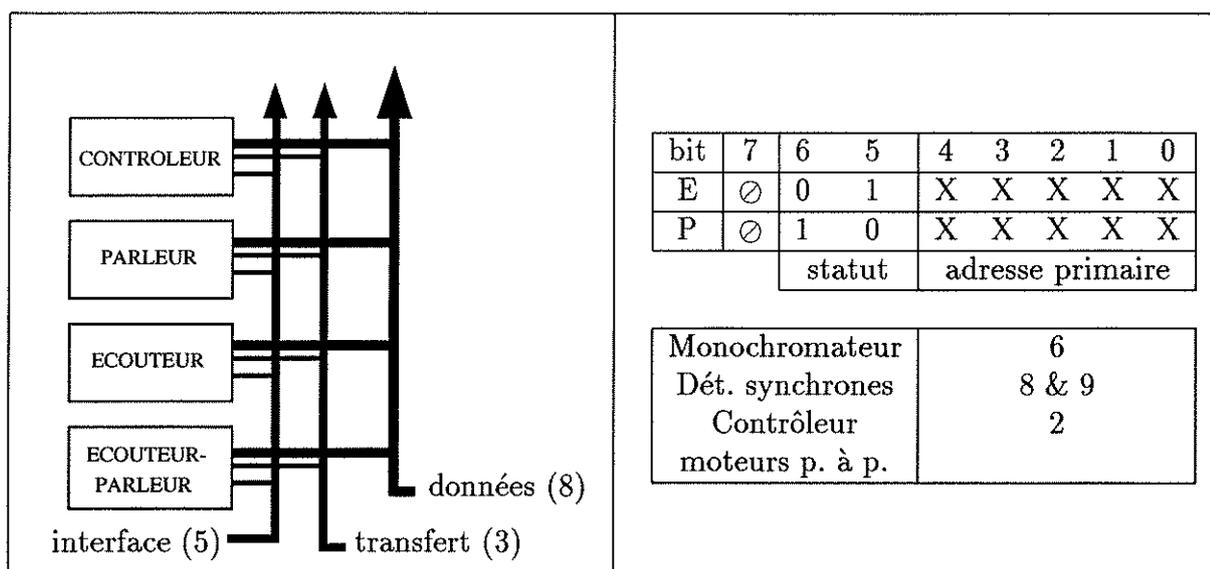
I Organisation instrumentale et informatique

I.1 Le protocole de communication IEEE

Les applications de contrôle de processus, dans lesquelles sont mises en œuvre des méthodes de traitement numériques des signaux, sont toujours liées à leur acquisition et à leur restitution. Emis ou reçus par l'ordinateur, ceux-ci sont soit de type *numérique*, soit de type *analogique*. Leur gestion impose donc l'utilisation d'une carte d'interface dotée en entrée comme en sortie d'interfaces analogiques et/ou numériques. Mais pas n'importe quelle carte! Le spectrophoto-goniomètre implique effectivement la gestion de liaisons de type numérique avec plusieurs instruments de mesure: détection synchrone, monochromateur, moteurs pas à pas, sondes de températures. Deux types de liaisons étaient *a priori* envisageables:

- Une **transmission série**, via la norme RS 232. Les données, codées sur 7 bits et encadrées par 1 bit de START et 1 ou 2 bits de STOP, transitent en série.
- Une **transmission parallèle** normalisée suivant IEEE.

C'est cette dernière qui a présidé à la conception du système d'acquisition. Une carte d'interface IEEE couplée à une structure d'interconnexion appelée bus GPIB¹ permet de former un ensemble d'acquisition et de traitement exécutable sous Windows 95 via un driver² NI-488.2M. Le bus n'est autre qu'un ensemble de lignes véhiculant les informations entre deux unités qui communiquent. Il comporte 16 lignes (cf Tab. C.1) dont 8 de données assurant l'acheminement simultané d'un octet. 8 lignes sont d'autre part dédiées au contrôle de l'information véhiculée, dont 3 spécifiquement affectées à la gestion des erreurs (*handshake lines*).



Tab. C.1: Structure du bus GPIB et codage des adresses pour un instrument de type écouteur (E) ou parleur (P); les adresses primaires utilisées lors du pilotage sont indiquées.

A chaque appareil correspond une adresse sur le bus ainsi qu'un statut fonction de son comportement passif ou actif. Tous deux sont définis lors d'une indispensable phase d'initialisation. Comme l'indique la Table C.1, un seul et même octet suffit à coder ces deux paramètres et le statut appartient à l'une des catégories suivantes:

- Le statut *contrôleur* incombe au système informatique qui définit la fonction d'un appareil donné en lui signifiant de Parler ou d'Ecouter.
- Le statut *parleur* autorise un appareil à délivrer des informations à un écouteur (émission ou émission et réception d'informations: détection synchrone, monochromateur, contrôleur de moteurs pas à pas).
- Le statut *écouteur* permet au contraire à un appareil de recevoir des informations en provenance du parleur (réception d'informations: moteurs pas à pas).

Un instrument peut bien entendu endosser le statut de parleur et d'écouteur au gré des séquences de mesures: le monochromateur, la détection synchrone et le contrôleur

1. General Purpose Interface Bus

2. Programme traduisant en langage interprétable un format indépendant du support.

de moteur pas à pas en témoignent. Certaines restrictions subsistent néanmoins. Tout d'abord, le nombre d'appareils connectés est limité à 15, plus de la moitié des appareils devant être en marche. Ensuite, la vitesse maximale de transfert est théoriquement de 1 Mo.s^{-1} . En pratique, la greffe d'un *bus-extender GPIB-13* reliant l'unité centrale et la carte IEEE au reste des instruments réduit la vitesse de transmission au mieux à 900 Ko.s^{-1} , car l'appareil le plus lent impose en effet le débit d'informations.

Avantage de taille, les constructeurs Oriel et Stanford fournissent respectivement pour le monochromateur et les détections synchrones des drivers et des bibliothèques de fonctions facilitant leur contrôle.

I.2 Aspects informatiques

Le compromis désiré entre souplesse de programmation, efficacité numérique et lisibilité de l'interface a tout naturellement favorisé le choix d'une solution graphique. *Le logiciel de pilotage du spectrophoto-goniomètre a donc été développé à l'aide du langage de programmation graphique Labview*, particulièrement adapté à l'instrumentation. Cet outil intégré d'acquisition, d'analyse et de présentation des données simplifie effectivement l'élaboration d'interfaces généralement obscures et incompréhensibles lorsqu'elles sont traitées avec des langages classiques (C, Pascal, Ada, ...). Couplé à des cartes d'entrées-sorties, il assure la gestion de flux d'informations numériques et analogiques et autorise la création ou la simulation d'appareils de laboratoire: oscilloscopes, voltmètres ([Labview®, 1998],[Cottet, 1993]). C'est pourquoi une application développée sous Labview est appelée Instrument Virtuel (*Virtual Instrument: VI*). Une telle application intègre une face avant interactive, ou panneau de contrôle, indépendante du matériel employé et composée de divers éléments graphiques associés à la saisie de variables et à la visualisation de résultats. Mais le code source proprement dit est traduit sous forme de flux de données dans le diagramme de l'instrument virtuel. Enfin, un VI présente une structure hiérarchique et modulaire: en tant qu'entité opérationnelle à part entière, il peut indifféremment constituer le programme principal ou une simple routine insérée dans un autre programme.

I.3 Organigramme du dispositif de pilotage-acquisition

L'agencement global du système informatique de pilotage, des organes de communications et de l'appareillage asservi est résumé dans la Figure C.1. Non définitif, il est sans doute destiné à être remanié car de nouveaux besoins peuvent émerger suivant le type d'expériences conduites. D'autre part, ce schéma "idéal" masque quelques difficultés principalement liées au nombre limité de moteurs que l'on peut piloter. Le contrôleur de moteurs pas à pas ne disposant que de 4 cartes "moteur". Ceci signifie en particulier que le polariseur d'éclairement et le détecteur de référence, réclamant tous deux un positionnement précis seulement atteint par les moteurs pas à pas, ne sont pas gérables simultanément. Nous avons par ailleurs profité des entrées analogiques/sorties logiques offertes par les deux détections synchrones SR830, indépendamment de leur fonction initiale, pour assurer la rotation de l'échantillon, le positionnement des polariseurs d'observation, le contrôle de sondes de température et du régulateur de la source lumineuse.

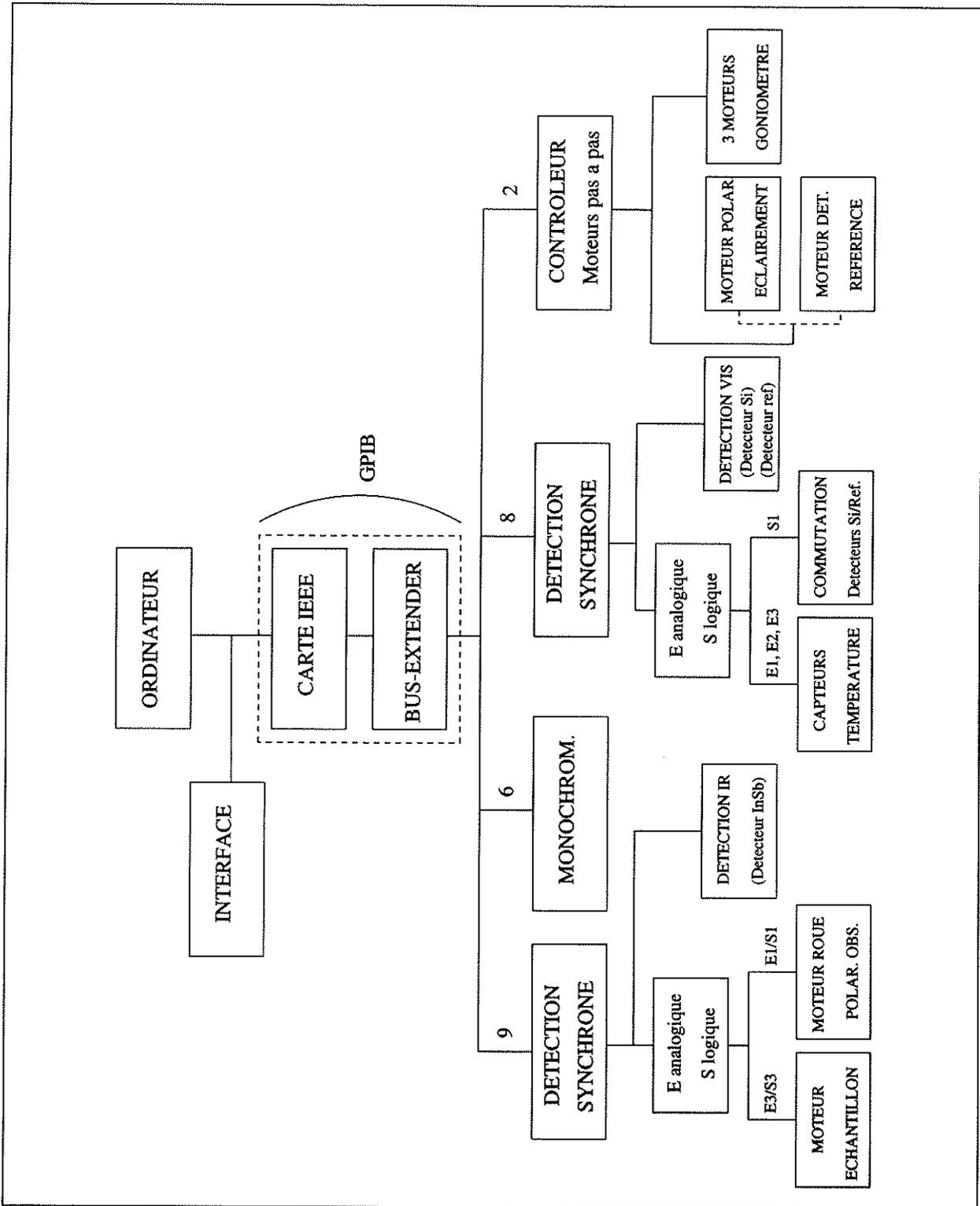


Fig. C.1: Structure du pilotage du spectrophoto-goniomètre avec indication des adresses des appareils.

II L'interface de pilotage du spectrophoto-goniomètre

La confection de cette interface avait déjà été amorcée dans le cadre des stages de [Dagany, 1997] et [Douillet, 1998]. Le code légué a été profondément remanié, enrichi de nouvelles options et adapté aux nouvelles exigences du système. La version actuelle n'est pas définitive et devra être affinée lors de la prise en compte de la polarisation.

II.1 Définition des caractéristiques de mesure

♣ **Fenêtre de présentation** (cf Fig. C.2): toutes les opérations effectuées par le programme dépendent des options générales de pilotage et d'acquisition fixées initialement par l'utilisateur. Celui-ci opte en premier lieu soit pour un test sans mesure et destiné à vérifier les positions angulaires décrites par le goniomètre (*Test*), soit pour une véritable acquisition multiangulaire de spectres en réflectance (*Acquisition*). Nous considérerons seulement cette dernière option dans les remarques qui suivront.

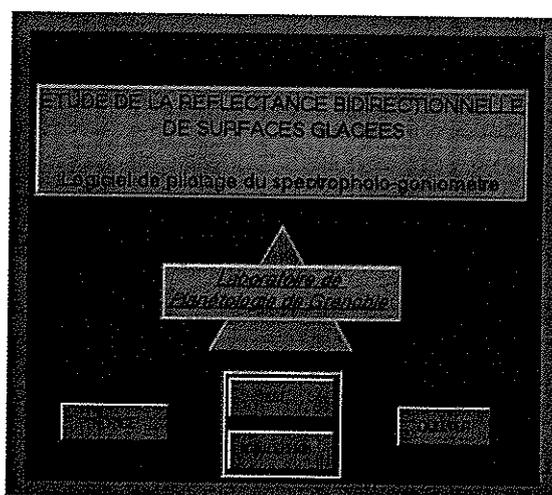


Fig. C.2: Fenêtre initiale.

♣ **Caractéristiques de l'expérience *Acquisition***: la fenêtre suivante diffère selon que la polarisation est prise en compte (cf Fig. C.3(b)) ou non (cf Fig. C.3(a)). Les principales caractéristiques de l'expérience future y sont arrêtées. Sont tout d'abord définis les *éléments motorisés susceptibles d'être sollicités*, outre les bras du goniomètre bien évidemment. L'on pourra ainsi à terme entreprendre des mesures de réflectance polarisées en commandant la roue porte-polariseurs *via* la détection synchrone pour l'observation et le 4^{ème} moteur pas à pas pour l'éclairage. Toutefois, comme nous l'avons évoqué, l'attribution du quatrième et dernier moteur pas à pas au polariseur d'éclairage exclut actuellement toute participation du détecteur de référence et vice-versa! Les options disponibles sont les suivantes:

- *Scan observation/éclairage*: si la polarisation est ignorée (conjoncture actuelle), nous choisissons d'effectuer un scan soit avec le détecteur d'observation, soit avec le

**CARACTERISTIQUES GENERALES
DU CYCLE DE MESURES**

<p>AXES A L'ORIGINE</p> <p>Axes à l'origine avant mesures <input type="checkbox"/></p> <p>Axes à l'origine après mesures <input type="checkbox"/></p> <p>Observation périodiquement à l'origine <input type="checkbox"/></p>	<p>GEOMETRIE</p> <p><input type="checkbox"/></p> <p><input type="checkbox"/></p> <p>Mesures dans plan principal <input type="checkbox"/></p> <p>Mesures à angle de phase constant <input type="checkbox"/></p> <p>Configuration géométrique avancée <input checked="" type="checkbox"/></p>
<p>POLARISATION</p> <p>Expérience sans polariseurs <input checked="" type="checkbox"/></p>	<p>OPTION SCAN</p> <p>Contrôle des températures <input type="checkbox"/></p> <p>Echantillon en rotation <input type="checkbox"/></p> <p><input type="checkbox"/></p>
<p>SCAN OBSERVATION / ECLAIREMENT</p> <p><input type="checkbox"/></p> <p>Attention: le polariseur d'éclairement et le détecteur de référence dépendent du même moteur pas à pas. Ils ne peuvent être pilotés simultanément.</p>	

(a)

**CARACTERISTIQUES GENERALES
DU CYCLE DE MESURES**

<p>AXES A L'ORIGINE</p> <p>Axes à l'origine avant mesures <input type="checkbox"/></p> <p>Axes à l'origine après mesures <input type="checkbox"/></p> <p>Observation périodiquement à l'origine <input type="checkbox"/></p>	<p>GEOMETRIE</p> <p><input type="checkbox"/></p> <p><input type="checkbox"/></p> <p>Mesures dans plan principal <input type="checkbox"/></p> <p>Mesures à angle de phase constant <input type="checkbox"/></p> <p>Configuration géométrique avancée <input checked="" type="checkbox"/></p>
<p>POLARISATION</p> <p>Expérience sans polariseurs <input type="checkbox"/></p> <p><input type="checkbox"/></p> <p><input type="checkbox"/></p>	<p>OPTION SCAN</p> <p>Contrôle des températures <input type="checkbox"/></p> <p>Echantillon en rotation <input type="checkbox"/></p> <p><input type="checkbox"/></p>
<p>SCAN OBSERVATION / ECLAIREMENT</p> <p><input type="checkbox"/></p> <p>Attention: le polariseur d'éclairement et le détecteur de référence dépendent du même moteur pas à pas. Ils ne peuvent être pilotés simultanément.</p>	

(b)

Fig. C.3: Définition de l'expérience, avec (en haut) et sans choix (en bas) d'intégration de la polarisation dans les mesures.

détecteur de référence (simple contrôle de l'éclairement pour évaluer, par exemple, l'influence de la courbure de la fibre), soit avec les deux simultanément dans des configurations géométriques générales (cas de mesures avec contrôle de l'éclairement) ou particulières (inter-étalonnage des détecteurs avec $\theta_i = 90^\circ$, $\theta_r = -90^\circ$, $\Phi = 0^\circ$). Si l'on souhaite intégrer la polarisation aux mesures, on doit sélectionner la hiérarchie d'utilisation: modifie-t-on la polarisation incidente à polarisation d'observation fixée ou inversement? Dans tous les cas, tenir compte de la polarisation désactive l'option *Géométrie* abordée ci-après, puisqu'aucun moteur pas à pas n'est alors disponible pour le détecteur de référence.

- *Géométrie*: les positions des bras du goniomètre sont atteintes soit en spécifiant les angles θ_i , θ_r , Φ (*configuration directe*), soit en fixant un angle de phase à partir duquel ces positions seront calculées (*configuration inverse*). Ce dernier cas présente en effet un intérêt non négligeable pour d'éventuelles comparaisons avec des données spatiales. L'on peut aussi choisir d'effectuer des mesures classiques (angle de phase plus grand qu'une valeur limite g_{lim} fixée ultérieurement dans le programme) ou au contraire à angle de phase plus petit que g_{lim} . Le goniomètre a également été conçu pour permettre une permutation des détecteurs, afin que ceux-ci puissent décrire exactement les mêmes géométries³. Ceci explique le choix "détecteurs position normale" ou "détecteurs position inversée" (non visible ici). On peut n'effectuer des mesures que dans le plan principal en cochant l'option correspondante. Enfin, une option "géométrie avancée" autorise le goniomètre à gagner des positions extrêmes au delà desquelles les mouvements des bras sont gênés par d'autres composantes du système. Ces positions sont déterminées par un module approprié du programme.
- *Axes à l'origine*: il s'agit d'initialiser la positions des moteurs pas à pas à certains moments clés, notamment en début et en fin d'expérience, mais aussi au cours des mesures en raison d'une dérive angulaire du bras d'observation que nous avons un temps observée. Ce problème a toutefois été résolu en changeant la carte électronique du contrôleur de moteurs pas à pas.
- *Option scan*: pour la définition des paramètres spectraux présidant aux mesures, deux possibilités sont offertes: "paramètres variables" et "paramètres fixés". Certaines expériences ou procédures n'exigent en effet pas une acquisition sur un large domaine spectral, mais seulement pour une ou quelques longueurs d'onde, que ce soit pour évaluer des réflectances "monochromatiques" ou simplement pour tester un composant optique du système (réseau, filtres, ...). La rotation de l'échantillon et le contrôle des températures sont aussi proposés.

II.2 Définition des conditions spectrales de mesure

II.2.1 Tests d'optimisation préliminaires

Les surfaces étudiées ont des propriétés en réflectance que nous ne connaissons pas précisément *a priori*. C'est pourquoi, préalablement à l'expérience proprement dite, il est

3. Dans la pratique, cette interversion est délicate à mettre en œuvre.

indispensable d'estimer le signal représentatif de la luminance réfléchi par l'échantillon, variable avec la longueur d'onde, afin d'ajuster certains paramètres expérimentaux que nous allons passer en revue. Le degré de complexité de ces tests d'optimisation est fortement corrélé au nombre, à la largeur et à l'intensité des bandes d'absorption intrinsèques au matériau.

II.2.2 Ajustement des paramètres instrumentaux

Aux orientations générales du Paragraphe II.1 se joint la *saisie des caractéristiques spectrales de l'expérience*.

♣ **Scan à “paramètres variables”**: si cette option a été privilégiée, l'interface consignée dans la Figure C.4(a) apparaît. L'utilisateur spécifie alors le nombre de bandes (une seule si le spectre est continu), leurs longueurs d'onde encadrantes, la résolution spectrale et le pas spectral entre chaque mesure. Puis il assigne aux différents éléments et paramètres instrumentaux des gammes spectrales d'utilisation sous forme de tables modulables ou prédéfinies lors des tests d'optimisation. Cela concerne le monochromateur (filtres, roues porte-filtres, réseaux, fentes), les paramètres de la détection synchrone (sensibilité, temps d'intégration, réserve dynamique), les polariseurs d'observation, les détecteurs d'observation⁴ ... Seul le gain des 3 préamplificateurs raccordés aux détecteurs Si, InSb et de référence bénéficient d'un réglage manuel. Le signal détecté peut enfin résulter d'une moyenne de mesures séparées par un intervalle temporel respectant le critère d'échantillonnage de Shannon, ce qui s'avère fort utile si le rapport signal sur bruit d'une mesure individuelle est faible. Signalons que la largeur des fentes l_{slit} peut soit être choisie directement, soit contrainte par la résolution spectrale. Une relation approchée reliant ces deux quantités est à cet effet employée, en supposant, pour le $i^{ème}$ réseau, une résolution indépendante de la longueur d'onde (*cf* Eq. C.1, à comparer avec l'Equation 5.2).

$$\Delta\lambda \text{ (nm)} = \frac{2^{i-1}}{310} \cdot l_{slit} \text{ (\mu m)} \quad i \in [1 \rightarrow 4] \quad (\text{C.1})$$

L'option “classer” ordonne finalement le tout en une table subdivisée en gammes spectrales pour lesquelles toutes les caractéristiques instrumentales sont fixées (*cf* Fig. C.4(a)).

♣ **Scan à “paramètres fixés”**: dans ce cas, la table spectrale est élaborée manuellement (*cf* Fig. C.4(b)). L'intérêt de cette option réside dans la possibilité d'effectuer des scans à quelques longueurs d'onde explicitement choisies sans imposer une gamme de mesures et un pas spectral qui conditionnent inéluctablement les longueurs d'onde balayées par le monochromateur.

♣ **Détecteur de référence**: si besoin est, les éléments optiques et électroniques associés à l'utilisation du détecteur de référence sont initialisés à l'aide d'une fenêtre équivalente à celle de la Figure C.4(b).

4. Par souci de clarté, les interfaces liées à chacun des éléments ne sont pas reproduites ici.

PARAMETRES SPECTRAUX
SCAN OBSERVATION

Acquisition	long max	long min	réseau	filre	roue	lme const	pas	lente A	lente B	résolution	détecteur	polariseur obs	sensibilité	lmes?	Dyn
YES	400	400	1	2	1	2	8	1500	1500	5	0	0	11	1	0
	405	420	1	2	1	2	8	1500	1500	5	0	0	12	1	0
NETE	420	432	1	2	1	2	8	1500	1500	5	0	0	13	1	0
	432	440	1	2	1	2	8	1500	1500	5	0	0	13	0	0
RESEAUX	440	452	1	2	1	2	8	1500	1500	5	0	0	14	0	1
	452	476	1	3	1	2	8	1500	1500	5	0	0	16	0	1
LENTES	476	500	1	3	1	2	8	1500	1500	5	0	0	17	0	1
	500	540	1	3	1	2	8	1500	1500	5	0	0	19	0	1
RESOLUTION	540	580	1	3	1	2	32	1500	1500	5	0	0	19	0	1
	580	610	1	3	1	2	30	1500	1500	5	0	0	19	0	1
ITS D'AGE	610	650	1	3	1	2	60	1500	1500	5	0	0	19	0	1

(a) Définition de la gamme spectrale de mesure et des éléments et facteurs instrumentaux qui y sont associés.

PARAMETRES SPECTRAUX
SCAN OBSERVATION

Détecteurs
Longueurs d'onde max: [0] [1000.00] [4500.00]
Longueurs d'onde min: [0] [250.00] [1940.00]

Erreurs

Ecriture
Sauvegarde
Lecture
Initialisation

Nombre de mesures par géométrie: [10.00]

longds (nm)	réseau	filre	roue	lme const (microns)	lente A (microns)	lente B	détecteur	polariseur	sensibilité	lmes? (0 ou 1)	attente (ms)	Shannon (ms)	lcs (ms)	lécive (ms)	dyn
400.00	1.00	2.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	10.00	1.00	1000.0	500.00	5000.0	0.00	
450.00	1.00	3.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	12.00	1.00	1000.0	500.00	5000.0	0.00	
500.00	1.00	3.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	13.00	1.00	1000.0	500.00	5000.0	0.00	
550.00	1.00	3.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	14.00	1.00	1000.0	500.00	5000.0	0.00	
580.00	2.00	3.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	15.00	1.00	1100.0	500.00	5000.0	0.00	
740.00	2.00	4.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	17.00	1.00	1000.0	500.00	5000.0	0.00	
800.00	2.00	4.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	18.00	1.00	1000.0	500.00	5000.0	0.00	
850.00	2.00	4.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	19.00	1.00	900.0	500.00	5000.0	0.00	
950.00	2.00	4.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	19.00	1.00	900.0	500.00	5000.0	0.00	
1000.0	2.00	4.00	1.00	2.00	500.00	500.00	0.00	0.00	19.00	1.00	1000.0	500.00	5000.0	0.00	

(b) Définition "manuelle" des longueurs d'onde de mesure et des éléments et facteurs instrumentaux correspondants.

Fig. C.4: Paramètres spectraux.

♣ **Sauvegarde des paramètres spectraux:** ils peuvent être automatiquement sauvegardés dans un **fichier spectral** qui centralise les éléments à utiliser (filtre, réseau, largeur des fentes du monochromateur, pas spectral, paramètres de la détection synchrone, polariseurs, ...) en fonction de la longueur d'onde. Un fichier équivalent est éventuellement généré pour le détecteur de référence si des mesures de l'éclairement sont effectuées.

II.3 Définition des géométries d'illumination et d'observation

♣ **Configuration directe des géométries:** l'utilisateur doit préciser, en respectant les limites de sécurité automatiquement intégrées lors du chargement du logiciel, les *configurations géométriques d'éclairement et d'observation de l'échantillon*. La procédure basique consiste à fournir, sous forme de tableaux, l'inclinaison du faisceau incident par rapport à la verticale (θ_i) puis l'inclinaison et l'azimut du faisceau émergent (θ_r et Φ), dans la direction de mesure (cf **Fig. C.5(a)**).

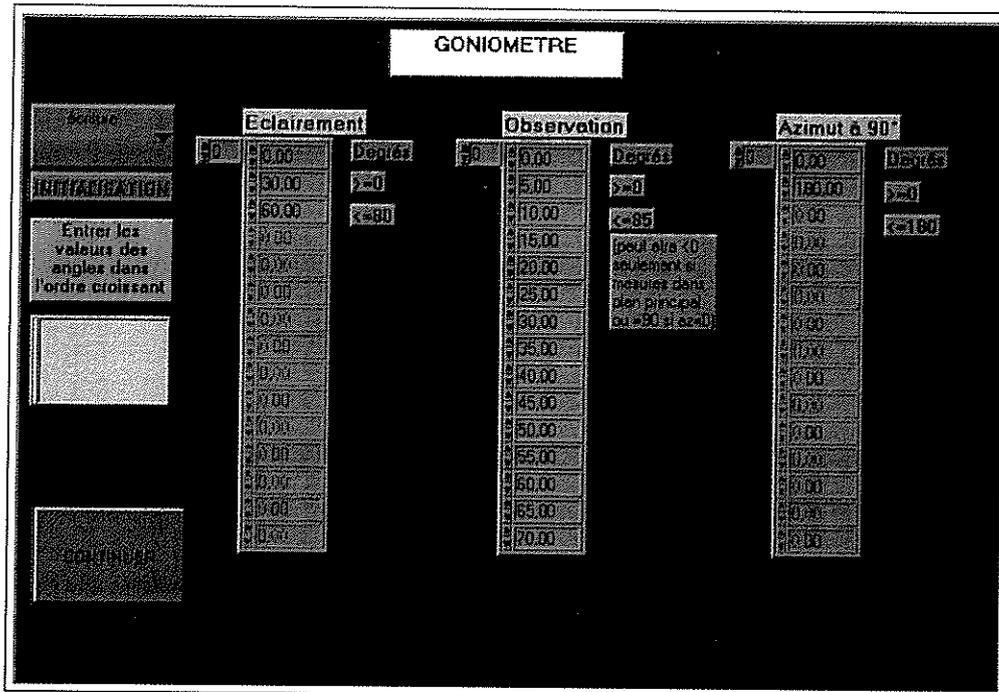
♣ **Configuration inverse des géométries:** comme indiqué dans le Paragraphe II.1, on peut également fixer l'angle de phase et l'éclairement des mesures puis déduire les positions d'azimut et d'observation associées. Un de ces deux angles (θ_r ou Φ) est alors défini par deux valeurs extrémales et un incrément angulaire qui forment un tableau à partir duquel le deuxième angle est calculé, à l'aide d'un module de trigonométrie sphérique (cf **Fig. C.5(b)**).

♣ **Traitement automatique commun aux deux options:** les entrées subissent ensuite quelques modifications en vue d'optimiser le déroulement des acquisitions. En premier lieu, le programme évite une surcharge de mesures autour de la position verticale en réduisant le nombre d'azimuts à mesure que l'on se rapproche de $\theta_r = 0^\circ$ (cf **Fig. C.6**). Dans ce dernier cas extrême, tous les azimuts sont équivalents et une seule mesure suffit. Pour chacune de ces deux options, les angles de phase inférieurs à une valeur charnière ajustable g_{lim} sont d'office éliminés.

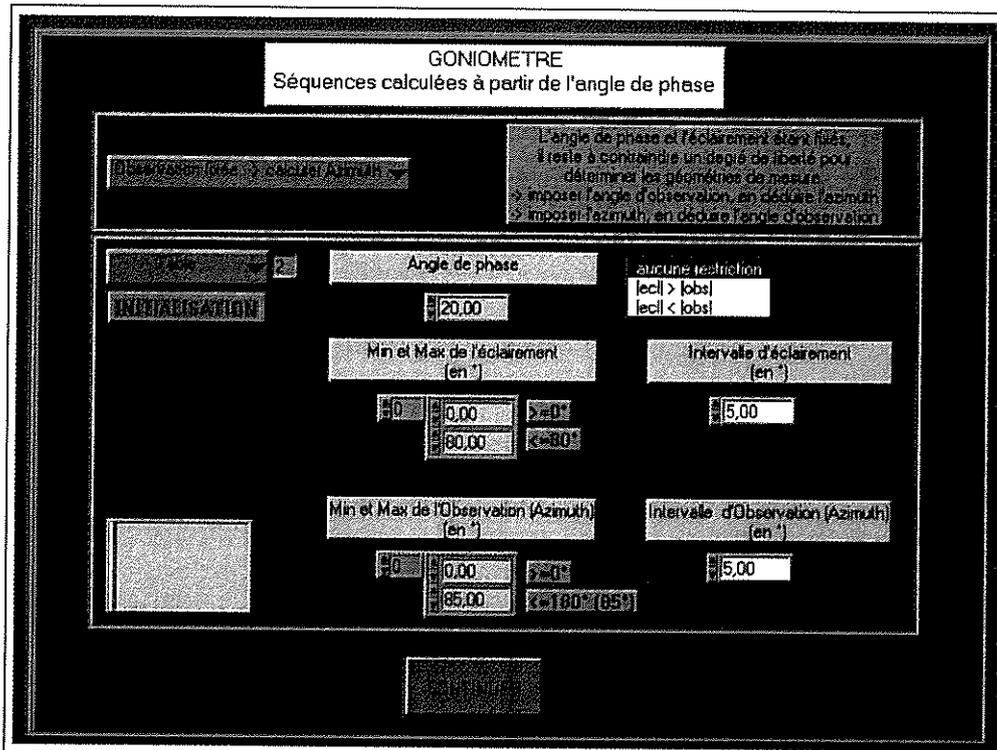
Un goniomètre idéal devrait par ailleurs permettre de parcourir l'ensemble des configurations contenues dans l'hémisphère supérieur délimité par la surface l'échantillon. Avec $\theta_i \in [0^\circ \rightarrow 90^\circ]$, $\theta_r \in [0^\circ \rightarrow 90^\circ]$ et $\Phi \in [0^\circ \rightarrow 180^\circ]$, la moitié de l'hémisphère supérieur se retrouverait accessible par les bras du goniomètre. L'autre moitié serait obtenue en supposant une symétrie de la diffusion par rapport au plan d'illumination. Mais le déplacement des bras du goniomètre est soumis à des contraintes d'encombrement qui bornent les marges de sécurité à $\theta_i \in [0^\circ \rightarrow 90^\circ]$, $\theta_r \in [-85^\circ \rightarrow 85^\circ]$ et $\Phi \in [0^\circ \rightarrow 120^\circ]$ ⁵. C'est pourquoi une seconde étape convertit les angles initialement choisis en angles "moteur" correspondants (cf **Tab. C.2**) qui sous-tendent des "zones" destinées aux mesures. A la zone notée X, non couverte, se substitue ainsi la zone 2 par repliement.

Les deux détecteurs de mesure étant disposés de part et d'autre de l'axe du bras d'observation ($\pm 5^\circ$), référence des angles moteurs, on procède à un réajustement en ôtant (Visible) ou ajoutant (Infrarouge) 5° à θ_r^{mot} . L'identification de la zone moteur

5. Dans la plan principal ($\Phi = 0^\circ$ ou $\Phi = 180^\circ$), il est possible pour θ_r de balayer l'intervalle -90° et 90° . L'éclairement et l'observation peuvent donc être positionnés face à face.



(a) Définition "directe" des angles décrits par le système.



(b) Définition "inverse" des angles décrits par le système, par choix d'un angle de phase constant.

Fig. C.5: Paramètres angulaires.

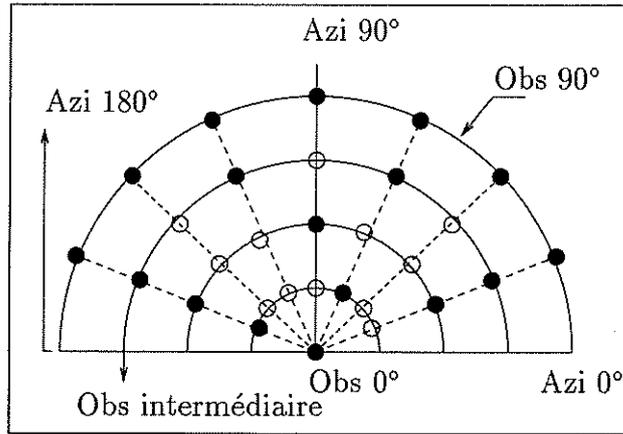
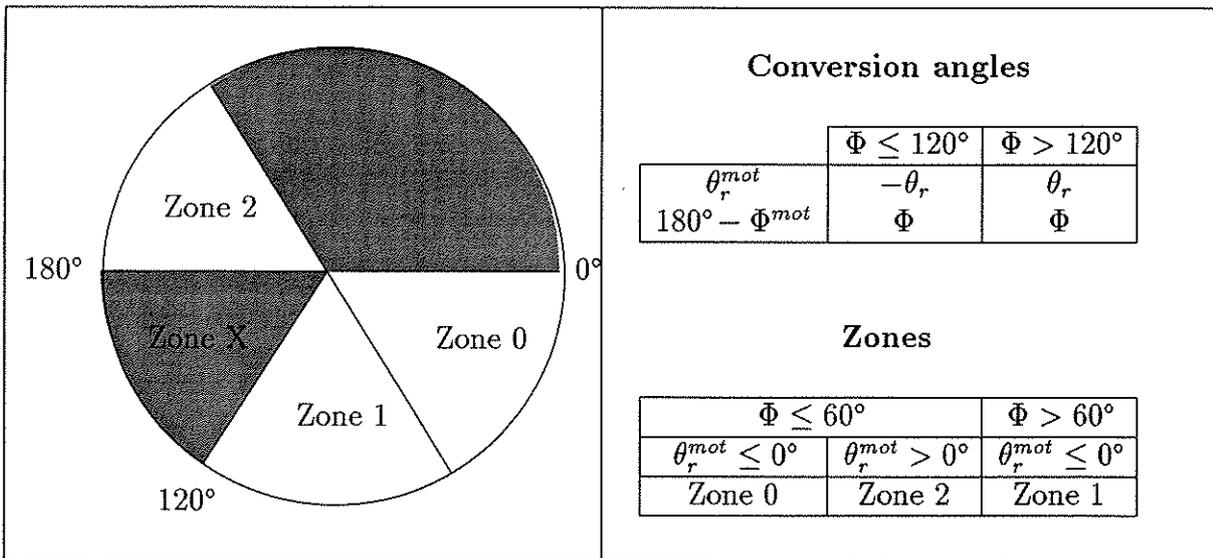


Fig. C.6: Uniformisation de la densité de mesures. Les symboles pleins signifient que la position de mesure est effectivement décrite.



Tab. C.2: La conversion en angles “moteurs” à partir des angles réels définit les zones de mesures, représentées à gauche en fonction de l’azimut d’observation.

s’avère alors indispensable afin d’éviter la traversée de zones interdites au cours des divers mouvements. Remarquons qu’à un même angle d’éclairage assigné aux deux détecteurs peuvent donc correspondre deux zones différentes (par exemple $\theta_r = 0^\circ \Rightarrow \theta_r^{mot,vis} = -5^\circ$, $\theta_r^{mot,IR} = 5^\circ$ attachés respectivement aux zones 0 (ou 1) et 2). Par la suite, les positions “moteur” sont agencées en structures comportant chacune les 3 angles θ_i , θ_r et Φ et un “indice de scan” symbolisant le détecteur utilisé (visible: indice=0, infrarouge: indice=1). Enfin, une combinaison optimisée de ces structures aboutit à une séquence temporelle de positionnement. A cet effet, la stratégie adoptée accorde une priorité à l’azimut Φ , tandis que θ_r exécute des enchaînements de montées-descentes. Pour deux angles incidents consécutifs, le parcours suit l’ordre zone 2, zone 0 et zone 1 puis son inverse afin d’éviter le retour du bras d’observation.

♣ **Détecteur de référence:** s'il est employé, on doit spécifier les positions angulaires de mesure et d'attente, ainsi que la fréquence d'utilisation, définie interactivement en fonction du nombre d'angles d'observation (θ_r).

♣ **Sauvegarde des paramètres angulaires:** des fichiers géométriques distincts peuvent collecter les configurations de mesures, leur densité et les positions décrites par le détecteur de référence.

II.4 Définition des composantes de polarisation

Malgré l'absence de moteur pas à pas susceptible d'orienter la polarisation incidente sur l'échantillon, le logiciel inclut une option de pilotage (à compléter) des polariseurs d'éclairage et d'observation.

- Pour le *polariseur d'éclairage*, il faut préciser 2 angles permettant de mesurer les deux composantes de polarisation linéaires de l'illumination (*cf Tab. C.3*).
- Pour les *polariseurs d'observation*, deux angles sont également arbitrairement fixés, par défaut, à 0° et 90°. Le premier traduit une mesure polarisée, le second une mesure non polarisée. En effet, la roue porte-polariseurs alloue 6 possibilités d'agencement: 2 polariseurs pour chacun des détecteurs InSb et Si et deux "vides" qui autorisent les mesures non polarisées complémentaires⁶. Chacun de ces 6 états potentiels est associé, dans le programme, à une tension qui commande la rotation de la roue porte-polariseurs jusqu'à la position adéquate, par l'intermédiaire d'un relais électrique et des entrées-sorties auxiliaires des détections synchrones. Ce sont en fait directement les positions, et non les tensions, que l'utilisateur précise (*cf Tab. C.3*).

Polariseur éclairage		Polariseurs observation		
Angle	Composante	Angle	Position	Composante
0°	1 ^{ère} composante linéaire	0°	0	mesure sans polarisation
90°	2 ^{ème} composante linéaire	90°	1 et 2	polariseurs détecteur Si
			3 et 4	polariseurs détecteur InSb

Tab. C.3: Paramètres fixés par défaut afin de positionner les polariseurs. Il s'agit de deux angles pour le polariseur d'éclairage et d'angles puis d'indices de position (qui correspondent en réalité à des tensions électriques) pour l'observation.

II.5 Définition de paramètres complémentaires

♣ **Détection synchrone:** toute entité pilotée *via* des entrées-sorties additionnelles disponibles sur les détections synchrones admet une adresse qu'il convient de préciser. Outre les détecteurs de mesure et de référence, nous avons vu (*cf Sec. I.3*) que cela concerne la roue porte-polariseurs, les capteurs de température et la rotation du porte-échantillon (*cf Fig. C.1 et Tab. C.4*). Ajustables, ces adresses sont par défaut initialisées aux valeurs listées dans la Table C.4.

6. Rappelons qu'à partir de la mesure d'une composante de polarisation linéaire et d'une mesure sans polariseur, on peut déduire la deuxième composante de polarisation linéaire.

Élément	Détection synchrone	Entrée-sortie auxiliaire(s)
Roue porte-polariseurs	9	E1, S1
Rotation échantillon	9	E3, S3
Capteurs température	8	E1, E2, E3
Commutation détecteurs visible/référence	8	S1

Tab. C.4: Adressage par défaut des entités pilotées par les entrées-sorties auxiliaires des deux détections synchrones.

♣ **Températures:** des températures de consigne et de sécurité peuvent être définies de manière à ce que les conditions en chambre froide et dans l'enceinte thermostatée du banc optique et de l'électronique puissent à tout moment être contrôlées et réajustées pour certaines.

♣ **Sauvegarde des paramètres complémentaires:** limites de température et adressage des détections synchrones peuvent être sauvegardés dans des fichiers spécifiques.

II.6 Acquisition des données

II.6.1 Déroulement

La première géométrie pour laquelle un *scan* est effectué est atteinte, l'opération étant répétée pour l'ensemble des géométries.

Le scan est visualisé en temps réel (*cf* Fig. C.7), pour chaque géométrie, sous forme d'un spectre représentatif du signal détecté pour chaque longueur d'onde. Tous les paramètres indispensables à une description exhaustive de l'état du système complètent le graphe: longueur d'onde, monochromateur, changements instrumentaux récents, ...

Voici une description simplifiée d'un scan: la longueur d'onde de départ est exploitée pour extraire d'une table globale les paramètres initiaux de la mesure: réseau, filtre, roue, fentes du monochromateur, constantes de la détection synchrone, mais aussi pas spectral et donc longueur d'onde suivante, ... Après écoulement d'un laps de temps requis pour la stabilisation de la mesure, celle-ci est transmise par la détection synchrone et portée à l'écran. Survient alors le passage à la longueur d'onde suivante qui déclenche une procédure similaire, ce processus s'étendant pour toute la bande spectrale.

II.6.2 Structuration préliminaire

Note: toutes les remarques suivantes sont résumées dans la Table C.5.

Lors du lancement de l'expérience, à l'initialisation du contrôleur et à l'ouverture de la librairie du monochromateur succède l'ouverture d'un **fichier global** de données qui rassemble tous les paramètres nécessaires à la reconstitution exhaustive de l'expérience: les tableaux d'angles θ_i , θ_r , Φ et de longueurs d'onde, tous précédés par leurs dimensions respectives et le nombre total n_{scans} de scans accomplis.

A chacun de ces derniers (donc pour une géométrie déterminée) est associé un fichier individuel ou **fichier de scan** dans lequel les angles d'éclairage, d'observation

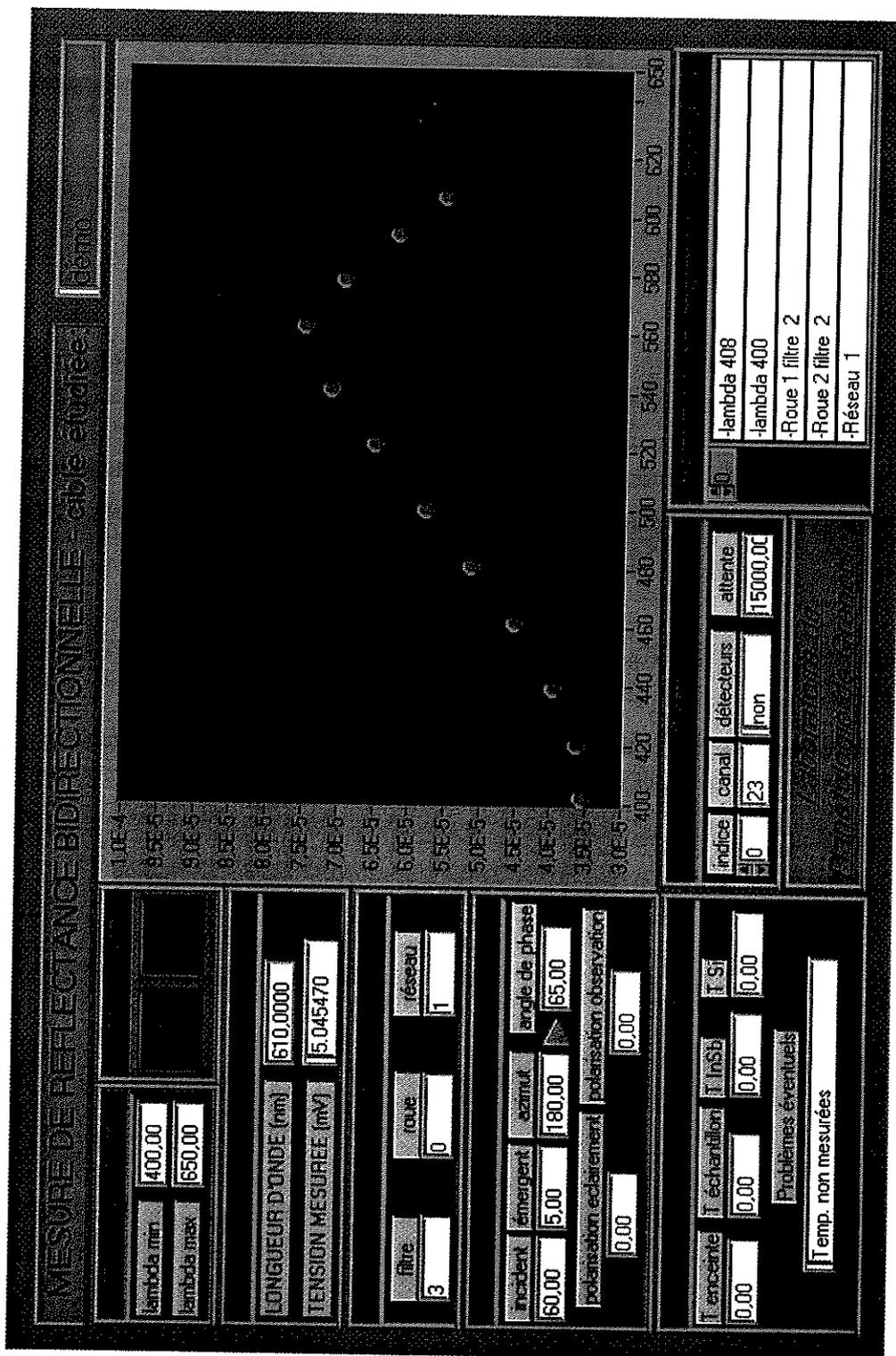


Fig. C.7: Suivi en temps réel de l'acquisition des mesures.

PARAMETRES	Fichier Para. spectraux mesures mesures $E(\theta_i)$	Fichier Para. angulaires détecteur ref. détecteurs obs. polariseurs densité	Fichier Para. annexes températures rotation éch. readme détection sync.
	<hr/> Fichier global $\left(\begin{array}{l} n_{\theta_i}; \theta_i^0, \theta_i^1, \dots, \theta_i^{n_{\theta_i}-1} \\ n_{\theta_r}; \theta_r^0, \theta_r^1, \dots, \theta_r^{n_{\theta_r}-1} \\ n_{\Phi}; \Phi^0, \Phi^1, \dots, \Phi^{n_{\Phi}-1} \\ n_{\lambda}; \lambda^1, \lambda^2, \dots, \lambda^{n_{\lambda}-1} \\ n_{scans} \end{array} \right.$		
MESURES	Fichier de scan ($\times n_{scans}$)	$\left(\begin{array}{l} i \text{ (indice } \theta_i \text{ courant)} \\ r \text{ (indice } \theta_r \text{ courant)} \\ a \text{ (indice } \Phi \text{ courant)} \\ 0, \lambda^0, \text{ flux, } \sigma_{flux}, \text{ réseau} \\ 1, \lambda^1, \text{ flux, } \sigma_{flux}, \text{ réseau} \\ \dots \\ n_{\lambda} - 1, \lambda^{n_{\lambda}-1}, \text{ flux, } \sigma_{flux}, \text{ réseau} \end{array} \right.$	
	Fichier éclairément	$n^\circ \text{ scan, heure, } \lambda, \theta_i, \theta_r, \Phi, \text{ flux, } \sigma_{flux}$	
	Fichier horaire	jour, heure, $n^\circ \text{ scan}$	
	Fichier température	jour, heure, $n^\circ \text{ scan, } T_{manip}^\circ, T_{\text{électronique}}^\circ$	

Tab. C.5: Structure des fichiers générés au cours d'une expérience.

et d'azimut courants sont représentés par leurs indices de position dans les tableaux correspondants. Chaque mesure y est consignée séquentiellement au fur et à mesure de la progression du scan, accompagnée de son incertitude⁷, de la longueur d'onde courante et de son indice correspondant (*ie* sa position dans la table de longueur d'onde comprise entre 0 et n_{λ}) ainsi que du numéro de réseau.

Le cas échéant, en fonction des options de départ, d'autres fichiers sont également générés. Ils peuvent être dévolus au regroupement d'informations temporelles relatives à l'expérience (**fichier horaire** contenant l'heure de lancement, de début des scans), aux mesures du détecteur de référence (**fichiers éclairément**), à l'enregistrement des températures, à la rotation de l'échantillon ou tout simplement à une description rapide (de type *readme*) de l'expérience en cours (**fichiers annexes**). Leur utilité s'inscrit non seulement dans le suivi du déroulement de l'acquisition mais aussi dans la mise en place

7. L'incertitude est définie par l'écart type de la mesure si celle-ci résulte de l'acquisition de plusieurs signaux; elle est fixée à 0 sinon.

de repères indispensables à une correction des fluctuations photométriques.

III Traitement des données

Le traitement et l'analyse des données est assuré, après exportation des ces dernières sur une station de travail (environnement UNIX), au moyen de programmes spécifiques conçus sous IDL, un langage approprié à ce genre d'opérations.

III.1 Construction d'un cube de données

A partir des fichiers "bruts" sont générés des cubes de données, objets de structure quadridimensionnelles plus commodes à manipuler. La dimension spectrale se confond avec les longueurs d'onde décrites lors de chaque scan et les trois dimensions géométriques correspondent aux angles θ_i , θ_r et Φ . Quant aux éventuels états de polarisation, au nombre de 4 (produit de deux composantes déclairement par deux composantes d'observation, dont une non polarisée), ils exigent selon la volonté de l'utilisateur soit la création concomitante de quatre cubes à 4 dimensions (un par état), soit l'extension du cube "non polarisé" à 6 dimensions par ajout d'une dimension contenant les 4 états de polarisation d'éclairement et d'observation.

En pratique, les dimensions et les tableaux de valeurs de chaque paramètre édités dans le **fichier global** Labview sont consignés dans l'en-tête du **fichier cube**. Ceci permet un accès direct à toute valeur de celui-ci par précision des 4 indices associés aux positions des 3 angles et de la longueur d'onde choisis au sein de leurs tableaux respectifs. La construction du cube est menée séquentiellement par lecture des **fichiers de scan**, dans l'ordre de leur date de création. Avec cette procédure, certaines "cases" du cube demeurent vides car non représentatives d'une géométrie de mesure. Leur contenu est automatiquement initialisées à *NaN* (*Not A Number*).

III.2 Etalonnage spectral et photométrique

Seuls les cubes **étalonnés spectralement et photométriquement** peuvent prétendre à une analyse détaillée. L'étalonnage spectral est nécessaire pour connaître précisément les longueurs d'onde de mesures. En termes de photométrie, l'objectif est de convertir les signaux mesurés par les détecteurs en grandeur physique. La procédure effectuant le rapport entre le cube "échantillon" et le cube "référence" obtenu avec une surface de référence franchit un premier pas vers cette exigence en transformant le signal électrique de départ en cube "réflectance", à ce stade encore biaisé par le *comportement non parfaitement lambertien du standard* et par les éventuelles *fluctuations photométriques du faisceau d'illumination entre les mesures*. Les corrections à apporter constituent la clef de l'étalonnage photométrique.

III.3 Représentation graphique

[Douillet, 1998] puis [Quesnel, 1998] ont entamé la conception d'un logiciel complet de visualisation de la réflectance bidirectionnelle. La programmation orientée objet qui le

sous-tend autorise la mise en place de procédures événementielles générant une interface graphique interactive. Ce logiciel comporte néanmoins de nombreux dysfonctionnements qui nécessiteraient sa révision complète. C'est pourquoi des routines interactives de visualisation découplées les unes des autres et dévolues à des tâches bien précises ont dans un premier temps été développées: visualisation à 2 ou 3 dimensions en coordonnées polaires, sphériques et spectrales. Ces routines devraient à terme pouvoir être rassemblées dans un logiciel plus général.

Bibliographie

Bibliographie

- [Anderson et al., 1996] Anderson, J., Sjogren, W., and Schubert, G. (1996). Galileo gravity results and the internal structure of Io. *Science*, 272:709–712.
- [Austin and Goldstein, 2000] Austin, J. and Goldstein, D. (2000). Rarefied gas model of Io's sublimation-driven atmosphere. *Icarus*, 148:370–383.
- [Ballester et al., 1990] Ballester, G., Strobel, D., Moos, H., and Feldman, P. (1990). The atmospheric abundance of SO₂ on Io. *Icarus*, 88:1–23.
- [Banwell, 1983] Banwell, C. (1983). *Fundamental of Molecular Spectroscopy*. McGraw-Hill, London, third edition.
- [Bartell et al., 1980] Bartell, F., Dereniak, E., and Wolfe, W. (1980). The theory and measurement of bidirectional reflectance distribution function (BRDF) and bidirectional transmittance distribution function (BTDF). In *Radiation Scattering in Optical Systems*, volume 257, pages 154–160. SPIE.
- [Becucci et al., 1997] Becucci, M., Bini, R., Castellucci, E., Eckert, B., and Jodl, H. (1997). Mode assignment of sulfur α -S₈ by polarized Raman and FTIR studies at low temperatures. *J. Phys. Chem. B*, 101:2132–2137.
- [Binder and Cruishank, 1964] Binder, A. and Cruishank, D. (1964). Evidence for an atmosphere on Io. *Icarus*, 3:299–305.
- [Bois, 2001] Bois, E. (2001). Les danses spatiales de la Lune. *Pour la Science*, 285:52–59.
- [Bonn and Rochon, 1992] Bonn, F. and Rochon, G. (1992). *Précis de télédétection*. Presse de l'Université du Québec, Canada.
- [Boucher et al., 1999] Boucher, Y., Cosnefroy, H., Petit, D., Serrot, G., and Briottet, X. (1999). Comparison of measured and modeled BRDF of natural targets. In *13rd Annual International Symposium Aerosense*, Orlando. SPIE.
- [Buratti, 1985] Buratti, B. (1985). Application of a radiative transfer model to bright icy satellites. *Icarus*, 61:208–217.
- [Buratti, 1991] Buratti, B. (1991). Ganymede and Callisto: Surface textural dichotomies and photometric analysis. *Icarus*, 92:312–323.

- [Buratti et al., 1988] Buratti, B., Smythe, W., Nelson, R., and Gharakhani, V. (1988). Spectrogoniometer for measuring planetary surface materials at small phase angles. *Applied Optics*, 27(1):161–165.
- [Carroll and Fitch, 1981] Carroll, J. and Fitch, B. (1981). Dependence of snow albedos on solar elevation and cloudiness at South Pole. *Journal Geophys. Res.*, 86:5271–5276.
- [Chandrasekhar, 1960] Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative Transfer*. Dover Publications Inc., New-York, 2nd edition.
- [Cheng and Domingue, 2000] Cheng, A. F. and Domingue, D. L. (2000). Radiative transfer models for light scattering from planetary surfaces. *Journal Geophys. Res.*, E4(105):9477–9482.
- [Clark et al., 1993] Clark, R., Swayze, G., Gallagher, A., King, T., and Calvin, W. (1993). The U.S. Geological Survey, Digital Spectral Library: Version 1 (0.2 to 3.0 μm). Open File Report 93-592, U.S. Geological Survey.
- [Colony and Nordlie, 1973] Colony, W. and Nordlie, B. (1973). Liquid sulfur at Volcan Azufre, Galapagos Islands. *Ecol. Geol.*, 68:371–380.
- [Cottet, 1993] Cottet, F. (1993). *Les bases de programmation avec Labview®*. NIF, Le Blanc Mesnil.
- [Cruishank et al., 1998] Cruishank, D., Roush, T., Owen, T., Quirico, E., and DeBergh, C. (1998). *Solar System Ices*, chapter The surface compositions of Triton, Pluto and Charon, pages 655–684. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Dagany, 1997] Dagany, X. (1997). Interfaçage et pilotage d'un spectrophoto-goniomètre permettant l'étude de la réflectance bidirectionnelle. Stage de DEA, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, Université Joseph Fourier.
- [Delmelle and Bernard, 1994] Delmelle, P. and Bernard, A. (1994). Geochemistry, mineralogy, and chemical modeling of the acid crater lake of Kawah Ijen Volcano, Indonesia. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 58:2445–2460.
- [DeLuca, 1997] DeLuca, F. (1997). Mise au point de la manipulation de mesure de réflectance bidirectionnelle de surfaces glacées. Stage de Maîtrise, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, Université Joseph Fourier.
- [Desvignes, 1997] Desvignes, F. (1997). *Rayonnements optiques*. Masson, Paris, 2^{ème} édition.
- [Domingue et al., 1991] Domingue, D., Hapke, B., Lockwood, G., and Thomson, D. (1991). Europa's phase curve: Implications for surface structure. *Icarus*, 90:30–42.
- [Domingue and Verbiscer, 1998] Domingue, D. and Verbiscer, A. (1998). Re-analysis of the solar phase curves of the icy Galilean satellites. *Icarus*, 128:49–74.

- [Douillet, 1998] Douillet, F. (1998). Interfaçage et pilotage d'un spectrophoto-goniomètre permettant l'étude de la réflectance bidirectionnelle. Stage de Maîtrise, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, Université Joseph Fourier.
- [Douté, 1998] Douté, S. (1998). *Modélisation numérique de la réflectance spectrale des surfaces glacées du Système Solaire. Application à l'analyse de spectres de Triton et Pluton et au traitement d'images hyperspectrales NIMS de Io*. Thèse de doctorat, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, Université Joseph Fourier, Grenoble I.
- [Douté and Schmitt, 1998] Douté, S. and Schmitt, B. (1998). A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near infrared wavelengths. *Journal Geophys. Res.*, E13(103):31367–31389.
- [Douté et al., 2001] Douté, S., Schmitt, B., Lopes-Gautier, R., Carlson, R., Soderblom, L., Shirley, J., and the Galileo NIMS Team (2001). Mapping the SO₂ frost on Io by the modelling of NIMS hyperspectral images. *Icarus*, 241:107–132.
- [Eckert et al., 1996] Eckert, B., Albert, H., Jodl, H., and Foggi, P. (1996). Raman studies of sulfur crystal (α -S₈) at high pressures and low temperatures. *J. Phys. Chem.*, 100:8212–8219.
- [Egan and Hilgeman, 1975] Egan, W. and Hilgeman, T. (1975). Integrating spheres for measurements between 0.185 μ m and 12 μ m. *Applied Optics*, 14(5):1137–1142.
- [EGG, 1996] EGG (1996). *Emitters and Detectors*. EGG Optoelectronics, Canada.
- [Fanale et al., 1981] Fanale, F., Banerdt, W., and Cruishank, D. (1981). Io: Could SO₂ condensation/sublimation cause the sometimes-reported post-eclipse brightening? *Geophys. Res. Lett.*, 8:625–628.
- [Fanale et al., 1979] Fanale, F., Brown, R., Cruishank, D., and Clark, R. (1979). Significance of absorption features on Io's IR reflectance spectrum. *Nature*, 280:761–763.
- [Fanale et al., 1974] Fanale, F., Johnson, T., and Matson, D. (1974). Io: A surface evaporite deposit? *Science*, 186:922–925.
- [Ferraro and Fink, 1977] Ferraro, J. and Fink, U. (1977). Near infrared reflectance spectra and analysis of H₂S frost as a function of temperature. *J. Chem. Phys.*, 67:409–413.
- [Fily et al., 1998] Fily, M., Leroux, C., Lenoble, J., and Sergent, C. (1998). *Solar System Ices*, chapter Terrestrial snow studies from remote sensing in the solar spectrum and the thermal infrared, pages 421–441. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Forget, 1998] Forget, F. (1998). *Solar System Ices*, chapter Mars CO₂ ice polar caps, pages 477–507. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

- [Foster and Rango, 1982] Foster, J. and Rango, A. (1982). Snow cover conditions in the northern hemisphere during the winter of 1981. *J. Climatology*, 20:171–183.
- [Fuller et al., 1998] Fuller, K., Downing, H., and Querry, M. (1998). *Handbook of Optical Constants of Solids*, volume 3, chapter Orthorombic Sulfur, pages 899–907. Academic Press.
- [Gaffey et al., 1993] Gaffey, S., McFadden, L., Nash, D., and Pieters, C. (1993). *Remote Geochemical Analysis: Elemental and Mineralogical Composition*, chapter Ultraviolet, Visible, and Near-Infrared Reflectance Spectroscopy: Laboratory Spectra of Geologic Materials. Topics in Remote Sensing 4. Cambridge University Press, Cambridge.
- [Geissler et al., 1999] Geissler, P., McEwen, A., Keszthelyi, L., Lopes-Gautier, R., Granahan, J., and Simonelli, D. (1999). Global color variations on Io. *Icarus*, 140:265–282.
- [Geissler et al., 2000] Geissler, P., McEwen, A., Phillips, C., Simonelli, D., Lopes-Gautier, R., and Douté, S. (2000). Galileo imaging of SO₂ frosts on Io. *Journal Geophys. Res.* submitted.
- [Ghomchi, 2001] Ghomchi, Y. (2001). *Caractérisation et étalonnage du détecteur infrarouge de l'instrument VIRTIS-H pour la mission cométaire Rosetta*. Thèse de doctorat, DESPA, Université Paris XI.
- [Gindele et al., 1975] Gindele, K., Kohl, M., and Mast, M. (1975). Spectral reflectance measurements using an integrating spheres in the infrared. *Applied Optics*, 24(12):1757–1760.
- [Gobron et al., 2000] Gobron, N., Pinty, B., Verstraete, M., Martonchik, J., Knyazikhin, Y., and Diner, D. (2000). Potential of multiangular spectral measurements to characterize land surfaces: Conceptual approach and exploratory application. *Journal Geophys. Res.*, 105(D13):17539–17549.
- [Goguen, 1981] Goguen, J. (1981). *A Theoretical and Experimental Investigation of the Photometric Functions of Particulate Surfaces*. PhD thesis, Cornell University, Ithaca, N.Y.
- [Gradie and Veverka, 1984] Gradie, J. and Veverka, J. (1984). Photometric properties of powdered sulfur. *Icarus*, 58:227–245.
- [Grundy et al., 2000] Grundy, W., Douté, S., and Schmitt, B. (2000). A Monte Carlo ray tracing for scattering and polarization by particles with complex shape. *Journal Geophys. Res.*, 105(E12):29291–29314.
- [Hammel et al., 1985] Hammel, H., Goguen, J., Sinton, W., and Cruikshank, D. (1985). Observational tests for sulfur allotropes on Io. *Icarus*, 64:125–132.
- [Haner et al., 1999] Haner, D., McGuckin, B., and Bruegge, C. (1999). Polarization characteristics of Spectralon illuminated by coherent light. *Applied Optics*, 38(30):6350–6356.

- [Haner et al., 1998] Haner, D., McGuckin, B., Menzies, R., Bruegge, C., and Duval, V. (1998). Directional-hemispherical reflectance for Spectralon by integration of its bidirectional reflectance. *Applied Optics*, 37(18):3996–3999.
- [Hapke, 1984] Hapke, B. (1984). Bidirectional reflectance spectroscopy. 3. Correction for macroscopic roughness. *Icarus*, 59:41–59.
- [Hapke, 1986] Hapke, B. (1986). Bidirectional reflectance spectroscopy. 4. The extinction coefficient and the opposition effect. *Icarus*, 67:264–280.
- [Hapke, 1990] Hapke, B. (1990). Coherent backscatter and the radar characteristics of outer Solar System planetary satellites. *Icarus*, 88:407–417.
- [Hapke, 1993] Hapke, B. (1993). *Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy*. Topics in Remote Sensing 3. Cambridge University Press, Cambridge.
- [Hapke, 2001] Hapke, B. (2001). Bidirectional reflectance Spectroscopy. 5. The coherent backscatter opposition effect and anisotropic scattering. *Icarus*. submitted.
- [Hapke and Graham, 1989] Hapke, B. and Graham, F. (1989). Spectral properties of condensed phases of disulfur monoxide, polysulfur oxide, and irradiated sulfur. *Icarus*, 79:47–55.
- [Hapke and Nelson, 1975] Hapke, B. and Nelson, R. (1975). Evidence for an elemental sulfur component of the clouds from Venus spectrophotometry. *J. Atmos. Sc.*, 32:1212–1218.
- [Helfenstein et al., 1997] Helfenstein, P., Veverka, J., and Hillier, J. (1997). The lunar opposition effect: A test of alternative models. *Icarus*, 128:2–14.
- [Herzberg, 1966] Herzberg, G. (1966). *Molecular spectra and Molecular Structure*, volume III. Electronic Spectra and Electronic Structure of Polyatomic Molecules. D. Van Nostrand Company, Princeton.
- [Hillier, 1997] Hillier, J. (1997). Shadow hiding opposition surge for a two-layer surface. *Icarus*, 128:15–27.
- [Hunt and Vincent, 1968] Hunt, G. and Vincent, R. (1968). The behavior of spectral features in the infrared emission from particulate surfaces of various grain size. *Journal Geophys. Res.*, 73:6039–6046.
- [Johnson, 1998] Johnson, T. (1998). *Solar System Ices*, chapter Introduction to icy satellite geology, pages 511–523. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Johnson and Soderblom, 1982] Johnson, T. and Soderblom, L. (1982). *Satellites of Jupiter*, volume III. Electronic Spectra and Electronic Structure of Polyatomic Molecules. D. Morrisson, Univ. Of Arizona Press, Tucson.

- [Kaasalainen et al., 2001] Kaasalainen, S., Piironen, J., and Muinonen, K. (2001). Opposition Effect of Regolith-Type Materials. In *Open session on lunar exploration: Lunar Odyssey 2001*. EGS XXVI.
- [Kargel, 1998] Kargel, J. (1998). *Solar System Ices*, chapter Physical chemistry of ices in the outer solar system, pages 3–32. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Kargel et al., 1999] Kargel, J., Delmelle, P., and Nash, D. (1999). Volcanogenic sulfur on Earth and Io: Composition and spectroscopy. *Icarus*, 142:249–280.
- [Keszthelyi and McEwen, 1997a] Keszthelyi, L. and McEwen, A. (1997a). Magmatic differentiation of Io. *Icarus*, 130:437–448.
- [Keszthelyi and McEwen, 1997b] Keszthelyi, L. and McEwen, A. (1997b). Thermal models for basaltic volcanism on Io. *Geophys. Res. Lett.*, 24:2463–24660.
- [Khanna et al., 1995] Khanna, R., Pearl, J., and Dahhmani, R. (1995). Infrared spectra and structure of solid phases of sulfur trioxide: possible identification of solid SO₃ on Io's surface. *Icarus*, 115:250–257.
- [Khurana et al., 1997] Khurana, K., Kivelson, M., and Russell, C. (1997). Interaction of Io with its torus: does Io have an internal magnetic field? *Geophys. Res. Lett.*, 24(19):2391.
- [Kieffer et al., 2000] Kieffer, S., Lopes-Gautier, R., McEwen, A., Smythe, W., Keszthelyi, L., and Carlson, R. (2000). Prometheus: Io's wandering plume. *Science*, 288:1204–1208.
- [Koechler et al., 1994] Koechler, C., Hosgood, B., and Andreoli, G. (1994). The european optical goniometric facility: technical description and first experiments on spectral unmixing. In *IGARSS'94*, pages 2375–2377, Pasadena.
- [Kuga and Ishimaru, 1984] Kuga, Y. and Ishimaru, A. (1984). Retroreflectance from a dense distribution of spherical particles. *J. Opt. Soc. Am.*, A(1):831–835.
- [Kupo et al., 1976] Kupo, I., Mekler, Y., and Eviatar, A. (1976). Detection of ionized sulfur in the Jovian magnetosphere. *ApJ*, 205:L51–L53.
- [Küppers and Schneider, 2000] Küppers, M. and Schneider, N. (2000). Discovery of chlorine in the Io torus. *Geophys. Res. Lett.*, 27:513–516.
- [Kuskov and Kronrod, 2001] Kuskov, O. and Kronrod, V. (2001). Core sizes and internal structure of Earth's and Jupiter's satellites. *Icarus*, 151:204–227.
- [Labsphere, 1999a] Labsphere (1999a). Calibration certificate IRT94-100, Report No. 26807-1-1. Technical report, Labsphere Inc., P.O. Box 7., North Sutton, N.H. 03260.
- [Labsphere, 1999b] Labsphere (1999b). Calibration certificate SRT99-100, Report No. 27669-1-1. Technical report, Labsphere Inc., P.O. Box 7., North Sutton, N.H. 03260.

- [Labview® , 1998] Labview®(1998). *Manuel de l'utilisateur*. National Instrument France, Le Blanc Mesnil.
- [Lellouch et al., 1992] Lellouch, E., Belton, M., de Pater, I., Gulkis, S., and Encrenaz, T. (1992). Io's atmosphere from microwave detection of SO₂. *Nature*, 346:639–641.
- [Leroux, 1996] Leroux, C. (1996). *Etude théorique et expérimentale de la réflectance de la neige dans le spectre solaire. Application à la télédétection*. Thèse de doctorat, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, Université Lille I.
- [Leroux and Fily, 1998] Leroux, C. and Fily, M. (1998). Modeling the effect of sastrugi on snow reflectance. *Journal Geophys. Res.*, 103(E11):25779–25788.
- [Leroy, 1998] Leroy, J.-L. (1998). *La polarisation de la lumière et l'observation astronomique*. Gordon and Breach Science Publisher, Amsterdam.
- [Lumme and Bowell, 1981] Lumme, K. and Bowell, E. (1981). Radiative transfer in the surfaces of atmospherless bodies. 1. Theory. *Astronom. J.*, 86:1694–1704.
- [Lumme et al., 1997] Lumme, K., Rahola, J., and Hovenier, J. (1997). Light scattering by dense clusters of spheres. *Icarus*, 126:455–469.
- [Marchis et al., 2000] Marchis, F., Prangé, R., and Christou, J. (2000). Adaptative optics mapping of Io's volcanism in the thermal IR (3.8 μm). *Icarus*, 148:384–396.
- [McCormick and Sanchez, 1983] McCormick, N. and Sanchez, R. (1983). Solutions to an inverse problem in radiative transfer with polarization. *Journal Quant. Spec. Rad. Trans.*, 30(6):527–535.
- [McEwen, 1988] McEwen, A. (1988). Global color and albedo variations on Io. *Icarus*, 73:385–426.
- [McEwen et al., 2000] McEwen, A., Belton, M., and S.A. Fagents, H. B., Geissler-P, P., Greeley, R., Head, J., Hoppa, G., Jaeger, W., Johnson, T., Keszthelyi, L., Klaasen, K., Lopes-Gautier, R., Magee, K., Milazzo, M., Moore, J., Pappalardo, R., Phillips, C., Radebaugh, J., Schubert, G., Schuster, P., Simonelli, D., Sullivan, R., Thomas, P., Turtle, E., and Williams, D. (2000). Galileo at Io: Results from high-resolution imaging. *Science*, 288:1193–1198.
- [McEwen et al., 1988] McEwen, A., Johnson, T., Matson, D., and Soderblom, L. (1988). The global distribution, abundance, and stability of SO₂ on Io. *Icarus*, 75:450–478.
- [McGrath et al., 2000] McGrath, M., Bolton, M., Spencer, J., and Sartoretti, P. (2000). Spatially resolved spectroscopy of Io's Pele plume and SO₂ atmosphere. *Icarus*, 146:476–494.
- [McGuckin et al., 1996] McGuckin, B., Haner, D., Menzies, R., Esproles, C., and Brothers, A. (1996). Directional reflectance characterization facility and measurement methodology. *Applied Optics*, 35(24):4827–4834.

- [McGuire and Hapke, 1995] McGuire, A. and Hapke, B. (1995). An experimental study of light scattering by large, irregular particles. *Icarus*, 113:134–155.
- [Meister, 1996] Meister, G. (1996). *Messung der spektralen Reflexionsfunktion (BRDF) ausgewählter Oberflächen bei natürlicher Beleuchtung*. Diploma Thesis, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- [Meyer, 1964] Meyer, B. (1964). Solid allotropes of sulfur. *Chem. Rev.*, 64(3):429–451.
- [Meyer, 1976] Meyer, B. (1976). Elemental sulfur. *Chem. Rev.*, 76(3):367–388.
- [Meyer et al., 1972] Meyer, B., Jensen, D., Oommen, T., Spitzer, K., and Stroyer-Hansen, T. (1972). The spectrum of sulfur and its allotropes. In *Advances in Chemistry*, volume 110, pages 53–72. American Chemical Society Series, Washington, DC.
- [Minnaert, 1941] Minnaert, M. (1941). The reciprocity principle in lunar photometry. *Astrophys. J.*, 93:403–410.
- [Mishchenko et al., 1999] Mishchenko, M., Dluglach, J., Yanovitskij, E., and Zakharova, N. (1999). Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers: An efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces. *Journal Quant. Spec. Rad. Trans.*, 63(2-6):409–432.
- [Mishchenko and Macke, 1992] Mishchenko, M. and Macke, A. (1992). The angular width of the coherent backscatter opposition effect: An application to outer planet satellites. *Astrophys. and Space Sci.*, 194:327–333.
- [Mishchenko and Macke, 1993] Mishchenko, M. and Macke, A. (1993). Coherent backscatter and the opposition effect for E-types asteroids. *Planet. Space Sci.*, 41:173–181.
- [Mishchenko and Macke, 1997] Mishchenko, M. and Macke, A. (1997). Asymmetry parameters of the phase function for isolated and densely packed spherical particles with multiple internal inclusions in the geometric optics limit. *Journal Quant. Spec. Rad. Trans.*, 57:767–794.
- [Mondet, 1999] Mondet, J. (1999). *Etudes des paramètres de surface de la calotte polaire Antarctique, dans les domaines spectraux du visible et du proche infrarouge, à partir des données de l'instrument de télédétection POLDER*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble I.
- [Moses and Nash, 1991] Moses, J. and Nash, D. (1991). Phases transformations and the spectral reflectance of solid sulfur: Can metastable sulfur allotropes Exist on Io? *Icarus*, 89:277–304.
- [Mueller and Crosbie, 1997] Mueller, D. and Crosbie, A. (1997). Three-dimensional radiative transfer with polarization in a multiple scattering medium exposed to spatially varying conditions. *Journal Quant. Spec. Rad. Trans.*, 57(1):81–107.
- [Muinonen, 1994] Muinonen, K. (1994). *Asteroids, Comets, Meteors*, chapter Coherent Backscattering by Solar System Dust Particles, pages 271–296. IAU, Netherlands.

- [Nadal and Barnes, 1996] Nadal, M. and Barnes, P. (1996). Near infrared $45^\circ/0^\circ$ reflectance factor of pressed polytetrafluoroethylene powder. *Journal Res. Nat. Ins. Stand. Tech*, 104(A85):4827-4834.
- [Nash, 1987] Nash, D. (1987). Sulfur in vacuum: Sublimation effects on frozen melts, and applications to Io's surface and torus. *Icarus*, 72:1-34.
- [Nash and Fanale, 1977] Nash, D. and Fanale, F. (1977). Io's surface composition based upon spectra of sulfur/salt mixtures and proton irradiation experiments. *Icarus*, 41:40-80.
- [Nash and Moses, 1988] Nash, D. and Moses, J. (1988). Vacuum weathering of sulfur: Temperature effects and applications to Io. *Geophys. Res. Lett.*, 15(7):697-700.
- [Nelson and Hapke, 1978] Nelson, R. and Hapke, B. (1978). Spectral reflectivities of the Galilean satellites and Titan, 0.32 to 0.86 micrometers. *Icarus*, 36:304-329.
- [Nelson et al., 1998] Nelson, R., Hapke, B., Smythe, W., and Horn, L. (1998). Phase curves of selected particulate materials: The contribution of coherent backscattering to the opposition surge. *Icarus*, 131:223-230.
- [Nelson et al., 2000] Nelson, R., Hapke, B., Smythe, W., and Spilker, L. (2000). The opposition effect in simulated regoliths. Reflectance and circular polarization ratio change at small phase angle. *Icarus*, 147:545-558.
- [Nelson et al., 1990] Nelson, R., Smythe, W., Hapke, B., and Cohen, A. (1990). On the effect of X rays on the color of elemental sulfur: Implications for Jupiter's satellite Io. *Icarus*, 85:326-334.
- [Newell and Keski-Kuha, 1997] Newell, M. and Keski-Kuha, R. (1997). Bidirectional reflectance distribution function of diffuse extreme ultraviolet baffle materials. *Applied Optics*, 36(22):5471-5475.
- [Noe, 1999] Noe, N. (1999). *Etude de fonctions de distribution de la réflectance bidirectionnelle*. Thèse de doctorat, Université Jean Monnet, Saint-Etienne.
- [Nolin and Stroeve, 1997] Nolin, A. and Stroeve, J. (1997). The changing albedo of the Greenland ice sheet: Implications for climate change. *Annals of Glaciology*, 25:51-57.
- [Nostell et al., 1999] Nostell, P., Roos, A., and Ronnow, D. (1999). Single-beam integrating sphere spectrophotometer for reflectance and transmittance measurements versus angle of incidence in the solar wavelength range on diffuse and specular samples. *Review of Scientific Instruments*, 70:2481-2494.
- [Oehler, 1996] Oehler, A. (1996). *Experimentelle und theoretische Untersuchung der goniospektrometrischen Eigenschaft regolithartiger Materialien in den spektralbereichen UV, VIS und NIR*. Forschungsbericht, Institut für Planetenerkundung, Berlin.
- [Pahaut and Sergent, 1991] Pahaut, E. and Sergent, C. (1991). La neige: formation et évolution. Centre d'études de la neige, Météo France.

- [Pearl et al., 1979] Pearl, J., Hanle, R., Kunde, V., Maguire, W., Fox, K., Gupta, S., Ponnampereuma, C., and Raulin, F. (1979). Identification of gaseous SO₂ and new upper limit for other gases on Io. *Nature*, 288:757–758.
- [Peltoniemi et al., 1989] Peltoniemi, J., Lumme, K., Muinonen, K., and Irvine, W. (1989). Scattering of light by stochastically rough particles. *Applied Optics*, 928:4088.
- [Piatek et al., 2001] Piatek, J., McElfresh, S., Byrnes, J., Hale, A., and Crown, D. (2001). Color and morphology of lava flows on Io. *Icarus*, 148:407–418.
- [Pieters, 1983] Pieters, C. (1983). Strength of mineral absorption features in the transmitted component of near-infrared reflected light: First results from RELAB. *Journal Geophys. Res.*, 88(B11):9534–9544.
- [Pieters and Englert, 1993] Pieters, C. and Englert, P. (1993). *Remote Geochemical Analysis: Elemental and Mineralogical Composition*. Topics in Remote Sensing 4. Cambridge University Press, Cambridge.
- [Pinet et al., 2001] Pinet, P., Cord, A., Daydou, Y., Boubault, F., Chevrel, S., and Lapeyre, V. (2001). Influence of linear versus non-linear mixture on bidirectional reflectance spectra using a laboratory wide field spectral imaging facility. In *Proc. Lunar Planet. Sci. 32nd*, Houston. abstract 1552.
- [Pinty and Verstraete, 1998] Pinty, B. and Verstraete, M. (1998). Modeling the scattering of light by homogeneous vegetation in optical remote sensing. *J. Atmos. Sc.*, 55:137–150.
- [Pinty et al., 1998] Pinty, B., Verstraete, M., and Gobron, N. (1998). The impact of soil anisotropy on the radiance field emerging from vegetation canopies. *Geophys. Res. Lett.*, 25(2):797–800.
- [Pitter et al., 1999] Pitter, M., Hopcraft, K., Jakeman, E., and Walker, F. (1999). Structure of polarization fluctuations and their relation to particle shape. *Journal Quant. Spec. Rad. Trans.*, 63(2-6):433–444.
- [Prinn and Fegley, 1988] Prinn, R. and Fegley, B. (1988). *Planetary and Satellites Atmospheres: Origin and Evolution*, chapter Solar nebula chemistry: Origin of planetary, satellite, and cometary volatiles. Univ. of Arizona Press, Tucson.
- [Proctor and Barnes, 1996] Proctor, J. and Barnes, P. (1996). NIST high accuracy reference reflectometer-spectrophotometer. *Journal Res. Nat. Ins. Stand. Tech.*, 101(5):619–627.
- [Quesnel, 1998] Quesnel, C. (1998). Etude d'une interface graphique sous IDL pour la visualisation de données de réflectance bidirectionnelle. Stage de Maîtrise, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, Université Joseph Fourier.

- [Quirico, 1995] Quirico, E. (1995). *Etudes spectroscopiques infrarouges de solides moléculaires. Application à l'étude des surfaces glacées de Triton et Pluton*. Thèse de doctorat, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, Université Joseph Fourier, Grenoble I.
- [Rau et al., 1973] Rau, H., Kutty, T., and Guedes de Carvahlo, J. (1973). Thermodynamics of sulfur vapor. *J. Chem. Thermodyn.*, 5:833–844.
- [Ray-Hanot, 1999] Ray-Hanot, L. (1999). *Adsorption de gaz traces sur la glace. Application à la chimie des nuages et du manteau neigeux*. Thèse de doctorat, Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, Université Joseph Fourier, Grenoble I.
- [Roujean et al., 1992] Roujean, J., Leroy, M., and Deschamps, P. (1992). A bidirectional reflectance model of Earth's surface for correction of remote sensing data. *Journal Geophys. Res.*, 97:20455–20468.
- [Sagan, 1979] Sagan, C. (1979). Sulphur flows on Io. *Nature*, 280(5725):750–753.
- [Salama, 1998] Salama, F. (1998). *Solar System Ices*, chapter UV photochemistry of ices, pages 259–279. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Salisbury and Eastes, 1985] Salisbury, J. and Eastes, J. (1985). The effect of particle size on spectral contrast in the mid-infrared. *Icarus*, 64:586–588.
- [Sandmeier and Itten, 1999] Sandmeier, S. and Itten, K. (1999). A field goniometer system (FIGOS) for acquisition of hyperspectral BRDF data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37:978–986.
- [Sandmeier et al., 1998] Sandmeier, S., Müller, C., Hosgood, B., and Andreoli, G. (1998). Sensivity studies of bidirectional reflectance data using the EGO/JRC goniometer facility. *Remote Sens. Env.*, 236:202–216.
- [Sartoretti et al., 1996] Sartoretti, P., Belton, M., and McGrath, M. (1996). SO₂ distributions on Io. *Icarus*, 122:273–287.
- [Sasson et al., 1985] Sasson, R., Wright, R., Arakawa, E., Khare, B., and Sagan, C. (1985). Optical properties of solid and liquid sulfur at visible and infrared wavelengths. *Icarus*, 64:368–374.
- [Schettino and Califano, 1983] Schettino, V. and Califano, S. (1983). Infrared and Raman spectra of crystals. *Advanced in Infrared and Raman Spectroscopy.*, 10:219.
- [Schmitt et al., 1994] Schmitt, B., De Bergh, C., Lellouch, E., Maillard, J., A. Barbe, and Doute, S. (1994). Identification of three absorption bands in the 2- μ m spectrum of Io. *Icarus*, 111(1):79–105.
- [Schmitt et al., 1998] Schmitt, B., Quirico, E., Trotta, F., and Grundy, W. (1998). *Solar System Ices*, chapter Optical properties of ices from UV to infrared, pages 199–240. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

- [Schmitt et al., 2001] Schmitt, B., Rodriguez, S., and the *Galileo NIMS* team (2001). Tentative identification of local deposits of Cl_2SO_2 at Io's surface. In *Proc. Lunar Planet. Sci. 32nd*, page 65. abstract 1710.
- [Serrot et al., 1998] Serrot, G., Bodilis, M., Briottet, X., and Cosnefroy, H. (1998). Presentation of a new BRDF measurement device. In *SPIE 3494*, Atmospheric propagation, adaptive systems, and lidar techniques for remote sensing II, pages 1919–1921, Barcelona.
- [Shkuratov and Helfenstein, 2001] Shkuratov, Y. and Helfenstein, P. (2001). The opposition effect and the quasi-fractal structure of regolith: 1.Theory. *Icarus*, 152:96–116.
- [Sill, 1973] Sill, G. (1973). Reflection spectra of solids of planetary interest. *Commun. Lunar Planet. Lab.*, 10:1–7.
- [Simonelli et al., 1997] Simonelli, D., Veverka, J., and McEwen, A. (1997). Io: Galileo evidence for major variations in regolith properties. *Geophys. Res. Lett.*, 24:2475.
- [Smythe et al., 1979] Smythe, W., Nelson, R., and Nash, D. (1979). Spectral evidence for SO_2 frost or adsorbate on Io's surface. *J. Phys. Chem. Solids*, 280:766–767.
- [Soderblom et al., 1980] Soderblom, L., Johnson, T., Morrisson, D., Smith, B., Veverka, J., Cook, A., Sagan, C., Kupferman, D., Pieri, D., J.Mosher, Avis, C., Gradie, J., and Clancy, T. (1980). Spectrophotometry of Io: Preliminary Voyager results. *Geophys. Res. Lett.*, 7:963–966.
- [Sotin et al., 1998] Sotin, C., Grasset, O., and Beauchesne, S. (1998). *Solar System Ices*, chapter Thermodynamic properties of high pressure ices: Implications for the dynamics and internal structure of large icy satellites, pages 79–96. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Spencer et al., 2000a] Spencer, J., Jessup, K., McGrath, M., Ballester, G., and Yelle, R. (2000a). Discovery of gaseous S_2 in Io's Pele plume. *Science*, 288:1208–1210.
- [Spencer et al., 2000b] Spencer, J., Rathbun, J., Travis, L., Tamppari, L., Barnard, L., Martin, T., and McEwen, A. (2000b). Io's thermal emission from the Galileo photopolarimeter- radiometer. *Science*, 288:1198–1201.
- [Sprague et al., 1995] Sprague, A., Hunten, D., and Lodders, K. (1995). Sulfur at Mercury, elemental at the poles and sulfides in the regolith. *Icarus*, 118:211–215.
- [Stankevitch et al., 1999] Stankevitch, D., Shkuratov, Y. G., and Muinonen, K. (1999). Shadow-hiding effect in inhomogeneous layered particulate media. *Journal Quant. Spec. Rad. Trans.*, 63(2-6):445–458.
- [Stansberry et al., 1997] Stansberry, J., Howell, R., Spencer, J., and Dumas, C. (1997). The eruption at Loki on Io in 1997. In *Summaries of the Io during the Galileo Era Conference*, page 25.

- [Steudel et al., 1986] Steudel, R., Holdt, G., and Young, A. (1986). On the colors of Jupiter's satellite Io: Irradiation of solid sulfur at 77 K. *Journal Geophys. Res.*, 91:4971–4977.
- [Strazzula, 1998] Strazzula, G. (1998). *Solar System Ices*, chapter Chemistry of ice produced by bombardment with energetic charged particles, pages 281–301. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Tobolsky and MacNight, 1968] Tobolsky, A. and MacNight, J. (1968). *Polymeric Sulfur and Related Polymers*. Interscience, New-York.
- [Van de Hulst, 1981] Van de Hulst, H. (1981). *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications Inc., New-York.
- [Vane et al., 1993] Vane, G., Duval, J., and Wellman, J. (1993). *Remote Geochemical Analysis: Elemental and Mineralogical Composition*, chapter Imaging Spectroscopy of the Earth and Other Solar System Bodies. Topics in Remote Sensing 4. Cambridge University Press, Cambridge.
- [Veeder et al., 1994] Veeder, G., Matson, D., Johnson, T., Blaney, J., and Goguen, J. (1994). Io's heat flow from infrared radiometry:1983-1993. *Geophys. Res. Lett.*, 99:17095–17162.
- [Verbiscer and Helfenstein, 1998] Verbiscer, A. and Helfenstein, P. (1998). *Solar System Ices*, chapter Reflectance spectroscopy of icy surfaces, pages 157–198. Astrophysics and Space Science Library. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [Verbiscer et al., 1990] Verbiscer, A., Helfenstein, P., and Veverka, J. (1990). Backscattering from frost on icy satellites in the outer Solar System. *Nature*, 347:162–167.
- [Verbiscer and Veverka, 1990] Verbiscer, A. and Veverka, J. (1990). Scattering properties of natural snow and frost: Comparison with icy satellites photometry. *Icarus*, 88:418–428.
- [Wagner et al., 1987] Wagner, J., Hapke, B., and Wells, E. (1987). Atlas of reflectance spectra of terrestrial, lunar, and meteoritic powders and frosts from 92 to 1800 nm. *Icarus*, 69:14–28.
- [Wamstecker et al., 1974] Wamstecker, W., Kroes, R., and Fountain, J. (1974). On the surface composition of Io. *Icarus*, 23:417–424.
- [Warren, 1982] Warren, S. (1982). Optical properties of snow. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20(1):67–89.
- [Warren et al., 1998] Warren, S., Brandt, R., and Hinton, P. O. (1998). Effect of surface roughness on bidirectional reflectance of Antarctic snow. *Journal Geophys. Res.*, 103(E11):25789–25807.
- [Weidner and Hsia, 1981] Weidner, V. and Hsia, J. (1981). Reflection properties of pressed polytetrafluoroethylene powder. *J. Opt. Soc. Am.*, 71:856–861.

- [Wergin et al., 1998] Wergin, W., Rango, A., and Erbe, E. (1998). Image comparisons of snow and ice crystals photographed by light (video) microscopy and low-temperature scanning electron microscopy. *Scanning*, 20:285–298.
- [Wiscombe and Warren, 1980] Wiscombe, W. and Warren, S. (1980). A model for the spectral albedo of snow. 1: Pure snow. *J. Atmos. Sc.*, 37(12):2712–2733.
- [Wolff, 1975] Wolff, M. (1975). Polarization of the light reflected from rough planetary surface. *Applied Optics*, 14:1395–1405.
- [Young, 1983] Young, A. (1983). Venus cloud microphysics. *Icarus*, 56:568–577.
- [Young, 1984] Young, A. (1984). No sulfur flows on Io. *Icarus*, 58:197–226.
- [Young et al., 1980] Young, E., Clark, K., Bennett, R., and Houk, T. (1980). Measurements and parametrization of the bidirectional reflectance factor of BaSO_4 paint. *Applied Optics*, 19:3500–3505.
- [Zolotov and Fegley, 1998] Zolotov, M. and Fegley, B. (1998). Volcanic production of sulfur monoxide (SO) on Io. *Icarus*, 132:431–434.