

Université Paul Sabatier - Toulouse III – UMR 5562

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER

Science de la Terre et de l'Environnement

présentée et soutenue par

Aurélien Cord

le 28 novembre 2003

**Hétérogénéité optique et réflectance spectrale
des surfaces planétaires solides :
Etudes expérimentales et théoriques.**



Antonella Barucci (LESIA, Paris, rapporteur)

Augustin Chicarro (ESA, Amsterdam)

Olivier Jaoul (OMP, Toulouse, président)

Patrick Pinet (OMP, Toulouse, directeur)

Bernard Schmitt (LPG, Grenoble, rapporteur)

Yuri Shkuratov (Observatory of Kharkov, Ukraine)

À la mémoire de Jacques-Emmanuel, Pauline et Hugo

Remerciements

En premier lieu, ma thèse ne serait rien sans son directeur : Patrick Pinet a été très motivant et m'a permis d'acquérir la maîtrise des concepts fondamentaux et des outils de mise en œuvre nécessaire. Me laissant relativement indépendant dans mon travail, il a toujours été présent et réactif dès que le besoin s'en faisait sentir. Il a su m'aider à prendre du recul par rapport à mon sujet et valoriser mon travail. J'ai vraiment passé trois années extraordinaires et je l'en remercie chaleureusement.

Yves Daydou a aussi été très présent tout au long de ce projet, aussi bien pour des problèmes informatiques ou expérimentaux (*“Alors Yves, comment va l'imageur ce matin ?”*) que pour son soutien moral dans des environnements hostiles comme Houston, Texas.

Le reste de l'équipe m'a aussi bien soutenu : Serge Chevrel et sa maîtrise de tout ce qui a trait à la Lune, Michel Grégoire et Georges Ceuleneer et leur maîtrise de tout ce qui a trait à la géologie, David Baratoux et sa maîtrise de tout ce qui a trait à Mars, enfin Franck Boubault qui, outre le fait d'avoir accompagné mes premiers pas dans le laboratoire, a été d'une aide précieuse lors de la phase technique de mise au point et de qualification de l'imageur spectral et qui est l'auteur de la magnifique photo du cratère sur la couverture.

La présence de stagiaires a aussi permis de parfaire mon travail ainsi que l'ambiance générale du laboratoire. Je pense en particulier à Vincent Lapeyrere qui maniant magnifiquement la boule de pétanque a été à l'origine du cratère et Pascal Depoix (surnommé “Spartacus” bien que ne s'étant pas rebellé) qui a passé de longues heures de mesure dans la chaleur de la coupole (parfois en ma compagnie).

Je souhaite remercier vivement Nathalie Dalla-Riva et Muriel Barriot-Dermigny pour leur gentillesse et leur assistance logistique de tous les instants.

Un grand merci à Marie Python et à Esther Harris avec qui j'ai eu l'immense joie de partager le bureau. Merci particulier à Esther tout d'abord pour avoir choisi mon camp et ainsi imposé à la majorité absolue la fermeture de la fenêtre les matins d'hiver et, plus sérieusement, pour les fastidieuses corrections plus que nécessaires de mes articles en anglais.

Une pensée chaleureuse aussi pour les “jeunes”, et aussi les moins jeunes, avec qui nous avons passé de très bons moments autour des bons festins de la Sodexo ou de parties de belotes enflammées. J’ai nommé Noémie, Arnaud, Noalwenn, Guillaume, Julien, Stéphane, Raymond, Loïc, Marie, Ester, Sophie, Yves, Michel, David.

Une pensée toute spéciale pour mon tonton Monsieur mon Oncle Jean-Paul qui s’est donné la peine non seulement de relire mais aussi de corriger ce long manuscrit. Aussi, je me dois de prévenir le lecteur de la présence dans ce manuscrit de nombreuses syllepses d’accord, je cite : “Lorsqu’on dit “nous” dans un travail académique, ce “nous” (dit pluriel de modestie) ne représente qu’un seul sujet l’auteur. Les accords se font donc au singulier (pour le sens), tandis que la forme verbale est celle de la première personne du pluriel. (“Nous nous sommes intéressé...”).”

Je voudrais enfin remercier tous ceux que j’aime et qui m’ont entouré de leur aide et de leur affection : mes parents, mon frère Matthieu ainsi que Caroline de France Culture et de France 5 (tous les dimanches de 11h à midi) avec une pensée pour Sarah et sa joie de vivre, et par-dessus tout ma douce et tendre Sophie.

Table des matières

Introduction	7
I Exploration planétaire et imagerie	11
1 Exploration planétaire et imagerie	13
1.1 Contexte : histoire et perspectives	13
1.2 Spectroscopie de réflectance	16
1.3 Le mariage : imagerie hyperspectrale	17
1.4 Applications	19
II Notions fondamentales et outils d'analyse	21
2 Photométrie : notions fondamentales et modélisation	23
2.1 Grandeurs photométriques	24
2.1.1 Notations géométriques	24
2.1.2 Flux F	25
2.1.3 Luminance L_e	26
2.1.4 Eclairement E_i	26
2.1.5 Emittance (ou exitance) M	26
2.1.6 Réflectance bidirectionnelle R	27
2.2 Modèles photométriques	28
2.2.1 Les paramètres particuliers	29
2.2.2 Théorie de Mie	31
2.2.3 Equation du transfert radiatif	32
2.2.4 Les paramètres surfaciques	34
2.2.5 Les modèles	40
2.2.6 Comparaison entre les modèles	47
2.3 Conclusion	49

3	Analyse physico-statistique des images hyperspectrales	51
3.1	Introduction	52
3.2	Méthode de traitement utilisée.	54
3.2.1	L'analyse en composantes principales	54
3.2.2	Analyse par mélanges spectraux.	55
3.2.3	Le couplage ACP et SMA	58
3.2.4	Domaines d'application	60
3.3	Conclusion	61
 III Propriétés des surfaces géologiques naturelles, hétérogénéité optique et réflectance spectrale		63
4	Rugosité macroscopique : caractérisation in situ, expérimentale et sens physique	67
4.1	Caractérisation in situ du régolite lunaire	68
4.2	Caractérisation expérimentale	70
4.2.1	Objectifs	70
4.2.2	Approche expérimentale	71
4.2.3	Description des échantillons et des mesures	76
4.2.4	Une méthode d'optimisation : l'algorithme génétique	80
4.2.5	Détermination des paramètres de Hapke : principaux résultats	82
4.3	Le sens physique du paramètre $\bar{\theta}$	85
4.3.1	Résultats expérimentaux	86
4.3.2	Texture méso-échelle des surfaces naturelles : Simulation numérique	88
4.3.3	Dépendance spectrale de $\bar{\theta}$	93
4.4	Conclusion	97
5	Impact des propriétés photométriques sur la déconvolution subpixellaire	99
5.1	Description de la cible	100
5.2	Les résultats	103
5.2.1	Les cinq processus de déconvolution subpixellaire	105
5.2.2	Comparaison entre les processus	106
5.3	Conclusion	115

6	Photométrie orbitale : application à la Formation de Reiner Gamma	117
	6.1 La mission Clementine	118
	6.2 La Formation de Reiner Gamma (FRG)	119
	6.3 Traitement des images multiangulaires de Clementine	124
	6.4 Recherche des paramètres photométriques	128
	6.4.1 Le modèle utilisé	129
	6.4.2 L'inversion du modèle.	130
	6.4.3 Carte de la fonction d'opposition	131
	6.5 Interprétation des paramètres photométriques de FRG	133
	6.5.1 Les cartes des autres paramètres ($b, c, \bar{\theta}, w$)	133
	6.5.2 Les cartes d'écart type	138
	6.5.3 Corrélation entre les paramètres $b, c, \bar{\theta}$ et w	139
	6.5.4 Analyse en composantes principales des cartes de $b, c, \bar{\theta}$ et w	140
	6.6 Discussion et interprétation	146
	6.7 Conclusion	148
	Conclusion et perspectives	153
	Bibliographie	157
	Table des figures	167
	Liste des tableaux	171
	Annexes	173
	Annexe 1. Nouveau Chapitre de la Thèse	175
	Annexe 2. Article : Cord et al. [2003]	186
	Annexe 3. Production Scientifique	189

Introduction

Introduction

L'avènement du spatial a transformé la perception des planètes et de leurs satellites, considérés jusqu'alors comme des objets astronomiques, en entités géologiques. L'étude des corps planétaires vise à appréhender leur processus de formation et d'évolution, et ainsi, à remonter à l'histoire du système solaire, voire de l'univers. En particulier, la planète Mars est de nos jours au centre de toutes les attentions. En effet, cette planète qui a originellement connu une évolution proche de celle la Terre, a vu celle-ci différer de celle de la planète bleue et s'arrêter en cours. L'enjeu aujourd'hui est de comprendre comment et pourquoi cela s'est produit. Pour ce faire, la composition de la surface est un très bon indicateur, permettant de valider ou de réfuter des hypothèses géologiques. De manière générale, cette étude est réalisable, soit de manière directe, ou in situ, comme c'est le cas de la Terre, et partiellement de la Lune depuis les missions Apollo, soit de manière indirecte par des moyens de télédétection. Du fait du coût élevé des voyages spatiaux et de leur complexité, différentes techniques de télédétection ont vu le jour depuis une trentaine d'années. Cette thèse est centrée sur l'imagerie hyperspectrale, source très puissante d'information à distance en observation planétaire. Elle donne accès à des informations de type minéralogique ainsi qu'aux abondances en différents éléments en utilisant des algorithmes spécifiques, comme cela a été fait dans le cas de la Lune.

La surface de la plupart des corps solides du système solaire est couverte de poussières issues du régolite, couche externe de la planète en interaction avec l'atmosphère ou le milieu interplanétaire qui est constituée par un mélange intime de plusieurs éléments : fragments de roches et de produits d'impact. Les données spectrales sont influencées par de nombreux paramètres caractéristiques de la surface observée : la taille et la forme des grains, l'organisation des particules à l'intérieur des pixels (mélanges, topographie), la pente, les conditions angulaires d'observation... Cependant, un champ de vue de plusieurs kilomètres carrés regroupe des grains de compositions et de tailles différentes, entraînant un lissage spatial : l'intégration sur de telles surfaces des observations spectrales limite en principe l'influence locale des paramètres

caractéristiques de la surface.

Depuis une quinzaine d'années, les mesures spectrales sont passées de l'échelle intégrée sur tout le disque planétaire à des échelles régionales (plusieurs dizaines à centaines de kilomètres), voire locales (quelques centaines ou même quelques dizaines de mètres), combinées avec des acquisitions sous des géométries extrêmement variées. Cette amélioration de la résolution spatiale a eu deux effets contradictoires : (1) les mesures de plus en plus précises accroissent grandement la quantité et la qualité des informations disponibles ; (2) cependant, la complexité photométrique des données, auparavant masquée par le lissage spatial, ne doit plus être négligée : c'est un facteur d'autant plus crucial qu'il peut conduire à des ambiguïtés lors de l'interprétation des données.

Ce facteur a généralement été négligé et non quantifié dans les applications antérieures. Cependant, à partir de la fin des années 1980, les limitations induites par la simplification du problème ont été soulignées dans un certain nombre d'études par différentes méthodes : soit en exploitant les données de télédétection, soit en utilisant des mesures expérimentales, ou encore des simulations numériques.

Ainsi, dès 1988, Yon et Pieters [1988] se sont interrogés sur la modélisation de l'interaction de la lumière sur une surface rugueuse. Ils ont étudié en laboratoire les propriétés spectrales et polarimétriques d'échantillons rocheux. La texture et la granulométrie de la surface de Mars ont été décrites par Dollfus et Deschamps [1993] à partir de données polarimétriques et radiométriques provenant de Mars 5, une sonde soviétique de 1974. Cette étude a mis en évidence la taille des particules de différentes régions de la surface martienne, mêlant des grains de 300 à 600 μm avec des poussières très fines de 10 à 20 μm . De Grenier et Pinet [1995] ont étudié les variations photométriques régionales de Mars à partir d'observations télescopiques multiangulaires dans le domaine visible - proche infrarouge et ont montré l'influence des propriétés de surface. À partir de spectres expérimentaux de mélanges intimes de matériaux fins (moins de 75 μm), Hiroi et Pieters [1994] ont testé différents modèles photométriques et établi que les erreurs dans la détermination des fractions minérales étaient considérablement réduites si les effets de rugosité de la surface étaient pris en compte, même pour des échantillons constitués de particules très fines. Les simulations numériques de Thomas et al. [2000] ont montré que la diffusion due à l'atmosphère martienne couplée avec la rugosité du sol particulière entraîne des variations spectrales importantes dans le domaine visible. Robinson et Jolliff [2002] ont pris en compte la topographie pour le traitement des données UV-Visible lunaire issues de la sonde Clementine. Ils ont montré que la composition chimique de la surface ainsi déterminée pouvait varier de façon significative par rapport à une approximation plane (4 à 5 % en FeO et en

TiO₂ pour des pentes de 30°).

Cette compilation, bien que non-exhaustive, nous montre à quel point la prise en compte de la rugosité spatiale à l'intérieur des pixels est une des questions fondamentales aujourd'hui posées pour l'interprétation des données spectrales.

Lors du passage de manière contrôlée de l'échelle du cristal ou de la poudre monominérale à l'échelle spatiale macroscopique, l'hétérogénéité physique et compositionnelle est intégrée de manière complexe au sein des pixels et il est aujourd'hui nécessaire de progresser significativement, à la fois dans la compréhension de l'influence sur les propriétés optiques des cibles naturelles, des propriétés physiques des surfaces rocheuses, et dans leur prise en compte au niveau de l'interprétation.

L'imagerie hyperspectrale est le mariage de l'imagerie avec la spectroscopie de réflectance. Elle repose sur la photométrie : étude de l'interaction de la lumière solaire avec la surface. Le concept et l'histoire de l'imagerie hyperspectrale sont abordés au chapitre 1. La physique qui commande le processus d'interaction de la lumière avec les sols poudreux est complexe et, à l'heure actuelle, seulement partiellement maîtrisée. Ainsi, après une brève description des conventions usuelles de la photométrie, nous verrons au chapitre 2 que de nombreuses approches du problème existent que cela soit de manière purement numérique ou par l'utilisation de modèles photométriques empiriques.

S'appuyant éventuellement sur ces modèles, des avancées importantes ont été faites dans le domaine de l'analyse des données, avec des outils d'extraction de l'information de plus en plus performants exposés au chapitre 3 : plus systématiques, ces outils exploitent le plein potentiel de l'information spectrale et spatiale.

Dans le chapitre 4, nous abordons la question de la topographie à l'intérieur des pixels sous plusieurs aspects : par des données in situ de la Lune (Helfenstein et Shepard [1999]), par l'utilisation de mesures expérimentales multispectrales et multiangulaires couplées avec un modèle photométrique (Cord et al. [2003]) et enfin par des simulations numériques (Shkuratov et al. [2003c]). Dans cette étude, nous montrons l'importance de l'utilisation d'un modèle photométrique capable de prendre en compte les paramètres caractéristiques de la surface lors de l'interprétation des données spectrales, en particulier la topographie subpixellaire.

En s'appuyant sur un tel modèle photométrique, nous étudions de façon expérimentale, dans le chapitre 5, différents procédés qui fournissent une évaluation des abondances minéralogiques relatives de chacun des pixels, appelés procédés de déconvolution subpixellaire. Nous quantifions leurs performances relatives, en exploitant une image hyperspectrale issue de l'imageur de labora-

toire, d'une cible contrôlée, avec des minéralogies variées, simulant un cratère d'impact martien.

Enfin, dans le chapitre 6, fort des résultats expérimentaux acquis, nous nous consacrons à une application sur des données de télédétection multian-gulaires de la surface lunaire acquises par la sonde Clementine. Une inversion prenant en compte la photométrie est conduite afin d'extraire les paramètres caractéristiques de la surface observée, portant sur la région de Reiner Gamma dont le comportement optique présente une anomalie non totalement élucidée. Ces nouveaux résultats sont confrontés aux interprétations actuelles proposées concernant les propriétés spectrales de la région. Ceci permet de tester et mieux contraindre les scénarii de formation et met en lumière comment il est envisageable de procéder pour améliorer l'interprétation des mesures provenant des missions en cours ou à venir, (MOC/MGS, HRSC/Mars-Express, AMIE/Smart-1, LIC/Lunar-A, LISM/Selene), avec des implications sur la stratégie à suivre lors de la phase d'acquisition.

Première partie

Exploration planétaire et
imagerie

Chapitre 1

Exploration planétaire et imagerie

1.1 Contexte : histoire et perspectives

Depuis l'aube des temps, l'espace est sujet à une multitude de questions. Il est au centre de nombreux mythes et légendes, comme en témoignent tous les monuments qui ont été bâtis pour la vénération du Soleil, de la Lune et d'autres corps célestes. C'est seulement à l'aide des télescopes et d'autres instruments optiques que l'homme a pu progresser significativement dans la compréhension du mouvement des planètes et donc de l'univers. Il s'est alors interrogé sur sa place ainsi que sur la structure, l'origine et l'avenir de l'univers. Ainsi est apparu un fort désir de se libérer des limites de la planète. Dès la fin du XIX^e siècle, la technologie des fusées a vu le jour. Accélérée par le désir des belligérants d'acquérir des armes plus efficaces au cours de la Seconde Guerre Mondiale, leur mise au point s'est poursuivie essentiellement dans le cadre de la recherche militaire. Cependant, la première fusée à quitter la planète n'a pas été lancée à des fins militaires : elle a servi à envoyer un satellite pour la promotion de la science, à l'occasion de l'année géophysique internationale (1957-1958).

Les premiers, et pendant longtemps, les seuls acteurs de l'exploration spatiale, furent les Soviétiques et les Américains. Exacerbés par la concurrence entre ces deux grandes puissances, des progrès rapides dans la mise au point de systèmes scientifiques et techniques, ainsi que dans la gestion de projets de grande envergure ont été accomplis :

- En octobre 1957, le lancement réussi de Spoutnik-1 a marqué l'avènement de l'ère spatiale.
- En 1959, Lunik 1 à 3 firent le tour de la Lune.

- En avril 1961, Iouri Gagarine fut le premier homme à tourner en orbite autour de la terre.
- Dès 1962, l’exploration des planètes telluriques commença : Vénus (Mariner 2, 1962), Mars (Mariner 4, 1965) et Mercure (Mariner 10, 1974).
- En juillet 1969, Apollo 11 réussit son alunissage et Neil Armstrong et “Buzz” Aldrin firent leurs premiers pas sur la Lune.
- Ensuite, les planètes externes (à l’exception de Pluton) ont été explorées par les sondes américaines Pioneer 10 (1973) et 11 (1973), premiers engins à franchir la ceinture des astéroïdes, et Voyager 1 et 2 (1977).

Quelques équipes internationales, notamment européennes, se joignirent de plus en plus fréquemment à cette exploration. Cependant, ce n’est qu’en 1985 que les Européens et les Japonais se lancèrent à leur tour dans l’aventure spatiale avec les sondes Giotto (ESA) et Sakigake et Suisei (ISAS) qui survolèrent la comète de Halley lors de son tout dernier passage dans le système solaire intérieur.

L’exploration planétaire a suivi une démarche logique : survol à distance (phase de reconnaissance, ex : Luna), mise en orbite (phase d’observation, ex : Lunar Orbiter), atterrissage, retour d’échantillons vers la Terre et vols habités (phase d’exploration in situ, ex : Surveyor et Apollo). C’est la stratégie qui a été suivie pour l’exploration lunaire et qui s’est concrétisée par les premiers pas de l’Homme sur la Lune, le 21 juillet 1969, suivis par cinq autres missions qui ont ramené au total 381 kg d’échantillons lunaires. C’est sans doute cette stratégie qui sera suivie pour l’exploration de la planète Mars. Pour l’immédiat, la décennie actuelle sera marquée par au moins six missions martiennes (américaines, européenne et japonaise), préludes à un retour d’échantillons martiens prévu pour 2011-2013, deux missions lunaires (japonaise et européenne), et l’exploration de Saturne et de son satellite Titan en 2004 par la mission Cassini-Huygens (NASA-ESA). Outre les observations faites avec le télescope spatial Hubble et le télescope ESO, qui fournit des images nettes des phénomènes célestes, ses missions, encore dans la phase d’observation, permettront d’accroître considérablement la quantité de données recueillies, fournissant une multitude d’informations sur la façon dont l’univers, le système planétaire, le Soleil et la Terre se sont formés. Grâce à l’exploration de l’espace, l’homme poursuit sa quête des origines.

Les planètes solides ont des caractéristiques de surface reflétant leur différenciation, qui est influencée par les dimensions, la composition, et les processus d’évolution de chaque planète. En dehors du fait que les matériaux enfouis sont soumis à des transformations physico-chimiques causées par l’activité interne, les matériaux exposés à la surface par la dynamique interne ou par le processus de cratérisation subissent les effets de l’environnement dans lequel ils évoluent depuis leur mise en place. La nature et la composition de ces matériaux sont

donc des indicateurs du passé géologique, thermique, voire climatique. Les unités morphologiques observables à la surface d'une planète résultent de l'action de processus géologiques d'origine interne (volcanisme, plutonisme...) et externe (érosion, dépôt, cratérisation...). Déterminer comment s'agencent dans l'espace et dans le temps ces différentes unités, c'est retracer l'histoire géologique de la planète.

Ainsi pour comprendre les processus physiques et chimiques de formation et d'évolution des surfaces planétaires et en élaborer une chronologie, il est indispensable de procéder à une collecte d'informations la plus complète possible concernant les matériaux des surfaces : déterminer la topographie, définir les différentes unités géologiques par leur structure et leur composition, sonder la structure interne... Cette collecte est réalisable, soit de manière directe, ou in situ, soit de manière indirecte par des moyens de télédétection. Malgré les succès des missions Apollo ramenant de précieux échantillons de roches lunaires (381 kg au total), et des missions Surveyor, Venera et Viking, respectivement lancées vers la Lune, Vénus, et Mars, au cours desquelles de nombreuses analyses in situ ont été réalisées, les données de terrain sont donc extrêmement rares et elles le resteront encore un certain temps...

Ce sont les techniques de télédétection qui viennent au secours des planétologues pour compléter les données directes relatives aux surfaces planétaires. En effet, avec l'appui des échantillons prélevés in situ et l'utilisation d'"analogues", il est possible d'étalonner les données satellitaires et, ainsi, de réaliser des études à des échelles locales sur des zones très larges, voire sur la surface en entier. La démonstration d'un couplage réussi a été faite sur les données lunaires par la calibration des données de spectroscopie de réflectance de la mission Clementine.

Parmi les différentes techniques, nous nous sommes plus particulièrement intéressé à la spectroscopie de réflectance, qui consiste à étudier le spectre de la lumière diffusée par une surface (**Sec. 1.2**). L'évolution logique de cette technique est la spectroscopie imageante, traduction littérale de "imaging spectroscopy", plus fréquemment appelée imagerie hyperspectrale (**Sec. 1.3**). Elle consiste à mesurer le spectre pour chacun des pixels d'une image et ouvre la voie à de très nombreuses applications (**Sec. 1.4**).

1.2 Spectroscopie de réflectance

Dans ce contexte d'acquisition de mesures à distance, la spectroscopie est fréquemment employée, depuis les premières observations télescopiques vers la fin des années 1960, jusqu'aux récents survols des planètes et de leurs satellites.

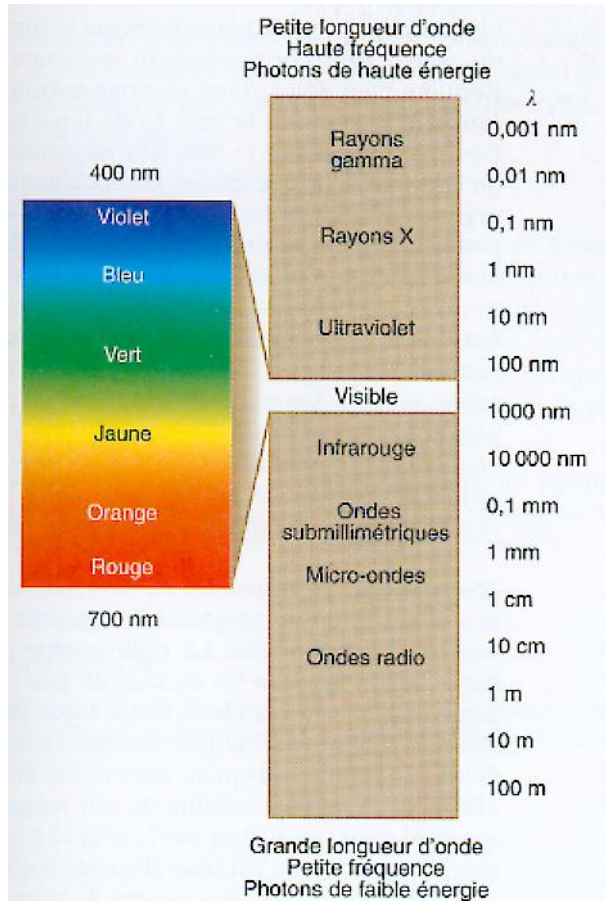


FIG. 1.1 – Le spectre électromagnétique.

Dans la nature, les différentes ondes électromagnétiques observables résultent de la superposition d'ondes sinusoïdales simples caractérisées par leur propre longueur d'onde. La spectroscopie se consacre à l'étude des spectres, courbes de mesures qui traduisent l'interaction avec la matière des ondes électromagnétiques selon leur longueur d'onde. Son champ d'action s'étend sur un domaine de fréquences considérable, des ondes radios aux rayons gamma, représenté sur la figure 1.1.

La spectroscopie de réflectance est restreinte aux gammes d'ondes allant des ultraviolets à l'infrarouge, en passant évidemment par le visible (longueur d'onde typiquement entre 0.4 et 5 μm). Ce domaine est très utilisé dans l'étude des planètes en raison de l'importance du flux solaire,

de la relative transparence atmosphérique et surtout de la présence de signatures caractéristiques des éléments constitutifs de surfaces solides.

Lorsqu'un rayonnement solaire rencontre un matériau, il interagit avec ce dernier. L'énergie lumineuse incidente est alors en partie transmise à travers le matériau, diffusée au sein du matériau, ou encore absorbée, et finalement une certaine quantité d'énergie seulement est ré-émise dans le milieu ambiant. Le terme de réflectance fait référence à la fraction de l'énergie incidente réfléchie par un matériau ; le terme "réfléchi", parfois appelé aussi "rétrodiffusé", a

ici une connotation générale incluant réflexion spéculaire (ou réflexion directe) et diffusion (Hapke [1993]). Le spectre de réflectance du matériau correspond ainsi à l'expression de sa réflectance en fonction de la longueur d'onde.

La partie diffusée de l'énergie ré-émise dans le milieu, après avoir interagi avec le matériau, a subi un certain nombre de transformations résultant de l'absorption sélective des radiations à certaines longueurs d'onde par les constituants minéralogiques du matériau (Pieters et Englert [1993]). Les processus physiques responsables de l'absorption sont les vibrations moléculaires et les transferts de charges au niveau des orbitales d'un même cation, de cations voisins dans le réseau cristallin ou d'un cation et d'un oxygène voisin. Il en résulte que le spectre de réflectance présente des bandes d'absorption localisées, dont la position, la largeur, et la profondeur (correspondant à l'intensité de l'absorption) sont caractéristiques de l'élément responsable de l'absorption (généralement des éléments dits de transition dans la classification périodique, tels que Fe, Ti...) et de la position de cet élément dans le réseau cristallin, ce qui par définition caractérise un minéral. Cela permet d'étudier la nature physico-chimique et structurale des minéraux.

Comme la détection d'une seule bande ne peut suffire à établir la présence d'un composé, l'analyse des spectres est fondée sur la considération d'une série de caractéristiques d'absorption, afin de réduire l'ambiguïté de l'identification. Etant donnée la profondeur de pénétration totale de la radiation solaire dans le milieu (typiquement de l'ordre de 100 microns dans le visible et le proche infrarouge), la spectroscopie de réflectance ne fournit une information de composition que sur les couches situées en surface des sols observés. Les déductions qui en découlent sont de natures très différentes si le corps observé a une atmosphère (Mars, Terre) ou n'en a pas (Lune, Mercure). En effet, sans atmosphère, la couche de surface est directement fonction des matériaux présents en sous-sol, qui ont subi une altération due aux micro-bombardements et aux vents solaires. En revanche, la présence d'une atmosphère entraîne des phénomènes de transport rendant beaucoup plus complexe l'interprétation.

Ainsi, la spectroscopie de réflectance donne-t-elle accès à une information de nature minéralogique et permet une interprétation des processus géologiques.

1.3 Le mariage : imagerie hyperspectrale

Dans les domaines ultraviolet, visible ou infrarouge du spectre, l'imagerie consiste à enregistrer sur une surface sensible bidimensionnelle (capteur CCD) l'image projetée d'une scène en intégrant le rayonnement émanant de celle-ci dans le domaine spectral. Un système optique assure la collecte et la focalisation des rayons lumineux. La dimension, la résolution et l'échantillonnage sont

autant de quantités spatiales qui expriment à la fois les limitations d'un instrument d'imagerie ou des systèmes de visualisation qui lui sont associés, et le caractère discrétisé d'une image, en un ensemble organisé de points élémentaires, les pixels. Sur une image, l'information se conjugue en termes de variations spatiales de l'intensité lumineuse, engendrant des zones homogènes et des discontinuités ou frontières qui peuvent être décryptées qualitativement ou quantitativement par le cerveau ou par des systèmes automatiques. Dans ce dernier cas, différents traitements appliqués à l'image permettent d'extraire les objets ainsi définis, puis d'en reconnaître la forme et la texture. L'imagerie délivre donc une information essentiellement géométrique et texturale, généralement à deux dimensions, exceptionnellement à trois si la prise de vue procède de la stéréoscopie.

À la lueur des considérations qui précèdent nous voyons donc que la spectroscopie et l'imagerie, bien qu'a priori fort dissemblables, possèdent dès le départ des traits de caractères communs : ce sont deux techniques de mesures sous-tendues par les mêmes phénomènes physiques d'interaction de la lumière avec la matière distribuée dans l'espace. Dans le premier cas, un imageur distingue selon deux dimensions spatiales la contribution lumineuse de chaque point du champ d'espace observé, mais l'intègre sur une gamme spectrale plus ou moins étendue. Dans le second cas, un spectromètre intègre dans un angle solide plus ou moins important le rayonnement indépendamment de son origine spatiale sous la forme d'un signal exploré dans la dimension spectrale.

L'idée fondatrice de l'imagerie hyperspectrale est donc de conjuguer ces deux approches complémentaires, en mesurant le spectre de réflectance de chaque pixel d'une image. En résulte une image hyperspectrale à trois dimensions ayant pour largeur et hauteur les dimensions spatiales de l'image et pour profondeur la dimension spectrale (**Fig. 1.2**). Elle est caractérisée par le champ d'espace et la gamme de longueurs d'onde sondées, ainsi que par les résolutions spectrale et spatiale.

Une distinction est souvent faite entre l'imagerie multispectrale qui a un nombre discret de bandes spectrales (typiquement entre 3 et 15) et l'imagerie hyperspectrale qui, pour chacun des pixels, fournit un spectre quasiment continu nécessitant alors un très grand nombre de canaux (typiquement plus de 100).

Le "mariage" de la spectroscopie et de l'imagerie en tant que techniques de mesure s'accompagne bien sûr de l'association de leurs deux fonctions, association aux potentialités décuplées. Son intérêt résulte de sa capacité à évaluer des propriétés spectrales diagnostiquant la présence d'éléments de surface individuels dans un contexte géologique spatial. Elle permet d'apporter un complément à la géologie de surface, limitant le besoin en données géologiques

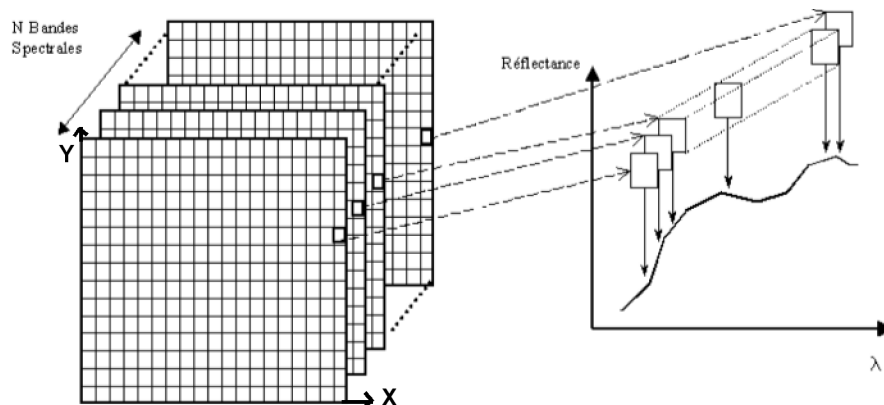


FIG. 1.2 – Schéma de principe d'une image hyperspectrale. Pour chaque pixel de l'image, le spectre de réflectance est mesuré.

de terrain, et ainsi de dresser une carte de la composition minéralogique de la région d'étude.

1.4 Applications

Cette technique ouvre la voie à de nombreuses applications qui touchent différents domaines, que ce soit en observation des planètes ou de la Terre. Les disciplines, dans lesquelles l'imagerie hyperspectrale est utilisée, sont :

L'exploration planétaire : elle permet une interprétation des processus géologiques par l'identification des propriétés physiques (taille des grains, entre autres) et par la cartographie minéralogique des surfaces des corps du système solaire (planètes, météorites...). La connaissance de la répartition des différents matériaux surfaciques constitutifs des corps planétaires renseigne sur l'organisation des structures géologiques. Cela permet de tester des scénarii de formation et d'évolution des corps planétaires.

La géologie terrestre : dans le but de compléter les études de terrain, elle permet la cartographie géochimique/minéralogique des surfaces continentales à des échelles de quelques mètres/pixels sur des zones de plusieurs kilomètres. Elle donne aussi accès à la détermination de paramètres importants pour les systèmes d'information environnementaux, tels que l'évaluation des zones à risques (fuites de réservoirs d'hydrocarbure, sols instables, érosions, désertification...) et le suivi quantitatif des activités volcaniques. Dans un contexte minier, il est possible de tracer les polluants par l'analyse des sédiments fluviaux.

L'environnement : l'occupation des sols, les ressources en eau, la désertification, la phénologie, l'indice foliaire sont des données qui permettent de suivre le changement global dû principalement à l'augmentation de la concentration de gaz à effet de serre dans l'atmosphère et aussi de prendre des mesures de protection de l'environnement aux échelles locale, régionale et globale. Elle permet, en outre, une évaluation des risques des feux de forêt par une étude portant sur les feux passés, le type de forêt, son état (sécheresse...) et la proximité de zones urbaines. Pour l'agriculture de précision, elle offre une aide à la décision en procurant des informations spatialisées durant le cycle de développement des cultures afin d'adapter les différentes opérations culturales.

L'étude du littoral et des eaux océaniques : elle donne une information sur la dynamique sédimentaire côtière essentielle pour l'aménagement du littoral par la caractérisation des sédiments permettant une estimation du potentiel d'érosion. Elle permet d'évaluer l'évolution temporelle des océans, par la différenciation des groupes phyto-planctoniques, la mesure de leur fluorescence naturelle et la quantification des espèces toxiques.

La plupart de ces applications ont un dénominateur commun : les mesures hyperspectrales sont de plus en plus résolues à la fois spatialement et spectralement, et sont produites sous des conditions angulaires variées. De ce fait, les données sont de plus en plus fortement influencées par les paramètres caractéristiques de la cible observée (par exemple pour une surface poudreuse : la taille et la forme des grains, l'organisation des particules à l'intérieur des pixels (mélanges, topographie), la pente, les conditions angulaires d'observation...). La diversité de tous les processus physiques en jeu rend difficile l'appréhension de l'interaction de la lumière avec la cible.

L'objet de ce travail est d'étudier dans le cas de la géologie planétaire, les paramètres susceptibles d'influencer les mesures et par conséquent les interprétations. Nous nous sommes particulièrement intéressé à la rugosité des surfaces, dans le but de comprendre comment elle influence les mesures et aussi comment retrouver l'état de surface de la scène observée afin d'affiner les interprétations.

Ainsi, il est nécessaire d'aborder au préalable les principes théoriques de l'interaction de la lumière avec un sol, c'est-à-dire de la photométrie.

Deuxième partie

Notions fondamentales et outils d'analyse

Chapitre 2

Photométrie : notions fondamentales et modélisation

L'interaction entre un corps et un rayonnement électromagnétique se décline sous différentes formes. D'une part le corps peut absorber une fraction du rayonnement, modifiant son énergie interne, énergie ré-émise en partie sous forme de rayonnement thermique. D'autre part le corps est à même de diffuser le rayonnement incident dans diverses directions. Ces deux mécanismes se produisent pour des corps de toutes dimensions, depuis la simple molécule de gaz à des entités macroscopiques telles que le sont les surfaces planétaires.

Les planètes subissent des micro-bombardements qui affectent leurs surfaces : celles-ci sont couvertes de poussières issues de la fraction fine du régolite, qui se composent d'un mélange intime de plusieurs éléments : fragments de roches et de produits d'impact. Ainsi, la taille et la forme des grains, leur organisation observée au niveau des pixels, la pente, les conditions angulaires d'observation, sont autant de paramètres qui influent sur les données spectrales au niveau de leur intensité, de leur bande d'absorption et de leur pente. Par exemple, l'accroissement de la maturité des sols lunaires entraîne à la fois une diminution de l'intensité et du contraste spectral (profondeur d'absorption) ainsi qu'un rougissement du spectre. De plus, le passage de l'échelle intégrée sur toute la surface de la planète à l'échelle résolue, et la forte augmentation des résolutions spatiales des détecteurs optiques qui produisent les images hyperspectrales nécessitent la prise en compte de ces paramètres, auparavant masqués par la grande taille des pixels au sol, lors de l'interprétation des données.

La diversité de tous les processus physiques en jeu et l'extrême complexité géométrique qui caractérise la surface à toutes les échelles rendent fort difficiles l'appréhension du processus d'interaction de la lumière avec les sols. La physique qui le commande est à l'heure actuelle seulement partiellement maîtrisée

et l'estimation de la réflectance bidirectionnelle, qui décrit les propriétés en réflexion d'une surface en fonction des directions d'incidence et d'émergence est problématique.

L'objet de ce chapitre est, après une brève description des grandeurs photométriques, d'explicitier les méthodes utilisées pour résoudre ce problème. Elles s'appuient sur différentes approches : la résolution de la théorie générale de l'électromagnétisme, des simulations numériques ou des modélisations empiriques.

2.1 Grandeurs photométriques

2.1.1 Notations géométriques

a) Angles d'incidence, d'émergence, de phase

Les conventions angulaires sont nombreuses. Celle la plus utilisée en photométrie est présentée sur la figure 2.1. Les angles suivants y sont définis :

- l'angle d'incidence i : entre la normale à la surface et le rayon incident (en provenance de la source),
- l'angle d'émergence e : entre la normale à la surface et le rayon émergent (en direction du détecteur),
- l'angle de phase g : entre le rayon incident et le rayon émergent,
- les azimuts d'éclairement et d'observation Φ_i et Φ_e : entre le nord et la projection des rayons incident (Φ_i) et émergent (Φ_e) sur la surface,
- l'azimut relatif Φ : entre les projections sur la surface des rayons incident et émergent.

Ces angles sont liés par la relation :

$$\cos g = \cos i \cos e + \sin i \sin e \cos \Phi \quad (2.1)$$

Les angles azimutaux d'éclairement et d'observation se révèlent inutiles si la surface est isotrope. Dans ce cas, les angles d'incidence, d'émergence et de phase permettent de décrire entièrement la configuration angulaire.

b) Angle solide

L'angle solide $d\omega$ est la portion d'espace délimitée par la surface qu'engendre une demi-droite s'appuyant sur un sommet O et une courbe fermée de

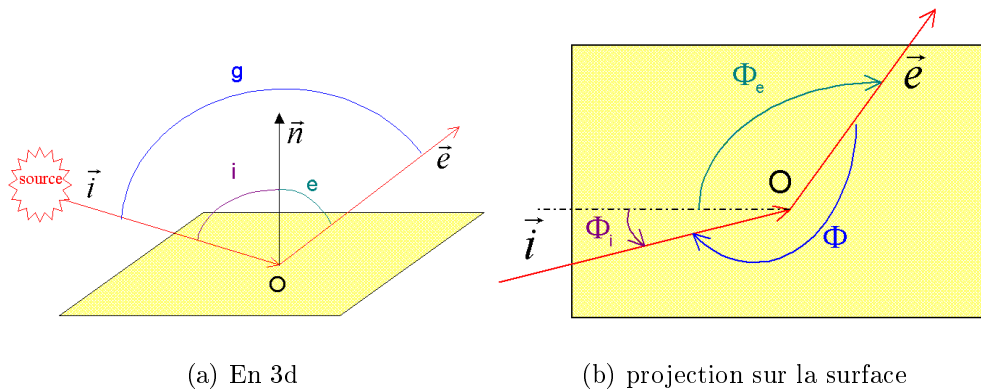


FIG. 2.1 – Définitions des conventions géométriques

surface dS , de normale \vec{n} et de centre A située à une distance r :

$$d\omega = \frac{1}{r^2} \cos \theta dS \quad (2.2)$$

$$\text{avec } \cos \theta = \frac{\vec{n} \cdot \vec{OA}}{r} \quad (2.3)$$

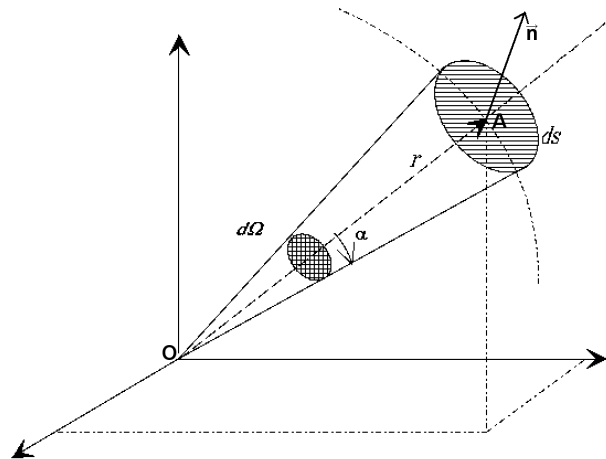


FIG. 2.2 – Angle solide.

L'unité de l'angle solide est le stéradian (sr).

2.1.2 Flux F

Tout rayonnement optique transporte avec lui de l'énergie : son débit, par unité de temps, est appelé flux d'énergie F . On parle ainsi du flux émis par une

source, transmis par un composant optique, réfléchi par une surface, incident sur un détecteur... Ce flux s'exprime en watts (W).

2.1.3 Luminance L_e

La luminance L_e est définie comme étant le flux rayonné $F_{rayonné}$ par unité d'angle solide $d\omega$ et par unité de surface dS dans une direction donnée \vec{e} .

$$L_e = \frac{d^2 F_{rayonné}}{dS \cdot d\omega} \quad (2.4)$$

Elle s'exprime en $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$ et donne une indication de la répartition directionnelle du rayonnement. En particulier, pour une surface de normale \vec{n} , si la luminance émise dans une direction \vec{e} est proportionnelle à $\vec{n} \cdot \vec{e} = \cos(\vec{n}, \vec{e})$, le corps est dit parfaitement diffusant ou *lambertien* : il diffuse la même énergie dans toutes les directions du demi-espace.

2.1.4 Eclairement E_i

L'éclairement E_i est le flux incident $dF_{incident}$, issu de toutes les directions du demi-espace supérieur, par unité de surface dS de la cible :

$$E_i = \frac{dF_{incident}}{dS} \quad (2.5)$$

Il s'exprime en $W \cdot m^{-2}$. Dans le cas d'observations terrestres, dans la gamme spectrale visible, l'éclairement naturel est une combinaison du rayonnement solaire direct très peu divergent et du rayonnement multidirectionnel diffus provenant des particules constituant l'atmosphère.

2.1.5 Emittance (ou exitance) M

L'émittance M désigne le flux rayonné $F_{rayonné}$ par unité de surface dS . Il s'agit de la luminance intégrée sur toutes les directions d'un demi-espace.

$$M = \frac{dF_{rayonné}}{dS} = \iint_{demi-espace} L \cos \theta d\omega \quad (2.6)$$

Son unité est le $W \cdot m^{-2}$.

L'émittance d'une surface suivant la loi de Lambert se déduit facilement :

$$M = \pi \cdot L \quad (2.7)$$

2.1.6 Réflectance bidirectionnelle R

La réflectance bidirectionnelle (ou BRDF) d'une surface désigne le rapport entre la luminance qu'elle réfléchit et l'éclairement incident collimaté auquel elle est soumise. C'est un terme sans dimension. Nous choisirons comme convention de la réflectance bidirectionnelle dans la suite du travail celle correspondant au "facteur de réflectance" (**REFF**) de Hapke [1993]. Ainsi, elle s'écrit pour une direction d'incidence \vec{i} et une direction d'émergence \vec{e} :

$$R(\vec{i}, \vec{e}) = \pi \cdot \frac{L_e}{E_i} \quad (2.8)$$

Le facteur π nous donne une réflectance normalisée à 1 pour une surface lambertienne. Cette quantité permet d'évaluer les propriétés d'absorption et de diffusion de la surface par rapport à celle d'une surface qui serait donc parfaitement diffusante.

La réflectance bidirectionnelle vérifie les propriétés physiques suivantes :

- Le principe de réciprocité d'Helmholtz :

$$R(\vec{i}, \vec{e}) = R(\vec{e}, \vec{i}) \quad (2.9)$$

- Le principe de conservation de l'énergie, qui signifie que le flux réfléchi par la surface dans tout l'hémisphère est inférieur ou égal au flux incident :

$$\iint_{\text{demi-espace}} R(\vec{i}, \vec{e}) \cos \theta \, d\omega \leq 1 \quad (2.10)$$

Il existe de nombreuses autres conventions permettant par exemple d'estimer les réflectances biconiques, directionnelle-hémisphérique, hémisphérique-directionnelle, sphérique (bi-hémisphérique). Nous pourrions nous reporter à Hapke [1993] pour plus de détails.

2.2 Modèles photométriques

Nous considérons dans cette partie différentes approches pour estimer la réflectance bidirectionnelle.

Tout d'abord, l'interaction d'une particule isolée avec une onde électromagnétique : quelques définitions sont données à la section 2.2.1 et débouchent sur la théorie de Mie (cf. **Sec. 2.2.2**) qui propose une solution rigoureuse, reposant sur la théorie générale de l'électromagnétisme (équations de Maxwell), pour le cas de l'interaction d'une onde plane avec une particule sphérique. Cependant les équations de Maxwell ne sont pas applicables dans des conditions physiques et géométriques plus générales, en particulier pour l'étude d'un sol planétaire.

Aussi, l'équation du transfert radiatif (**Sec. 2.2.3**) est utilisée. Elle traduit la conservation de l'énergie au sein d'un milieu constitué par un empilement de couches homogènes. La résolution de cette équation passe par différents niveaux de simplifications :

1. L'approximation de l'optique géométrique s'applique dans le domaine visible proche infrarouge pour des éléments d'une taille supérieure à une dizaine de fois la longueur d'onde (typiquement $\geq 10 \mu m$). Dans ce cadre, quittant la vision ondulatoire, des algorithmes de type Monte Carlo peuvent simuler le comportement statistique d'un grand nombre de photons au sein du milieu étudié (**Sec. 2.2.3.b**). Cependant les résultats numériques sont très difficilement reproductibles par des formes analytiques paramétrées, ce qui présente l'inconvénient majeur de cette méthode : elle ne peut être directement inversée.
2. Un deuxième niveau de simplification consiste à supposer que la lumière n'est pas réellement sensible à la distribution spatiale discrète des structures, mais à leurs propriétés moyennes locales de diffusion et d'absorption en volume. Ces propriétés sont traduites par des paramètres surfaciques exposés à la section 2.2.4. Ainsi il est possible de résoudre le problème par étapes successives, soit par des méthodes numériques, soit par des méthodes analytiques (cf. **Sec. 2.2.5** et suivantes). Ces dernières calculent dans un premier temps l'interaction entre un faisceau incident et une particule isolée, puis les effets de proximité des grains inhérents à la constitution d'un milieu dense conduisant aux propriétés locales moyennes.

Nous avons dans cette partie un intérêt particulier pour le modèle de Hapke (**Sec. 2.2.5.c**) sur lequel nous nous sommes appuyé par la suite.

2.2.1 Les paramètres particuliers

Dans cette partie nous aborderons les différents paramètres utilisés pour quantifier l'interaction d'une particule isolée avec une onde électromagnétique.

a) Extinction

Le concept d'extinction intègre les phénomènes d'absorption et de diffusion. Cette grandeur peut s'exprimer en termes de section efficace. Elle se déduit de la perturbation occasionnée par une particule entravant la propagation d'une onde plane incidente. Soient J l'éclairement total de l'onde incidente (énergie par unité de surface) et P_E la perturbation engendrée par la particule (énergie), la section efficace d'extinction est :

$$\sigma_E = \frac{P_E}{J} \quad (2.11)$$

Une certaine proportion P_S de P_E est diffusée dans toutes les directions et le reste P_A est absorbé par la particule. Les sections efficaces de diffusion (σ_S) et d'absorption (σ_A) se définissent comme suit :

$$\sigma_S = \frac{P_S}{J} \quad (2.12)$$

$$\sigma_A = \frac{P_A}{J} \quad (2.13)$$

$$\text{avec} \quad \sigma_A + \sigma_S = \sigma_E \quad (2.14)$$

Les sections efficaces ont la dimension de surfaces. Il est aussi possible de travailler avec les efficacités : elles sont calculées en divisant les sections efficaces par la section efficace géométrique et sont donc sans dimension.

b) Albédo de diffusion simple w

Lorsqu'une particule isolée dans l'espace est éclairée par une onde électromagnétique, l'albédo de diffusion simple se définit comme le rapport de l'énergie diffusée par l'énergie éteinte :

$$w = \frac{\sigma_S}{\sigma_E} \quad (2.15)$$

c) Fonction de phase $P(g)$

La fonction de phase $P(g)$ est définie comme la probabilité pour qu'un photon soit dévié d'un angle (180° - g) par rapport à sa direction initiale lors

de sa rencontre avec une particule isolée. L'intégrale de cette fonction sur tout l'espace est égale à l'unité :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} P(g) d\omega = 1 \quad (2.16)$$

Dans les modèles photométriques la fonction de phase est souvent approchée par diverses fonctions paramétrées :

Les polynômes de Legendre sont très efficaces si la diffusion par les particules est de nature assez isotrope. Cependant seules les deux ou trois premières composantes sont en général retenues :

$$P_{leg}(g, a_1, a_2) = 1 + a_1 \cos g + \frac{a_2}{2}(3 \cos^2 g - 1) \quad (2.17)$$

avec a_1 et a_2 constantes. Un exemple de cette fonction est donnée sur la figure 2.3.a. Cette approximation n'est que peu réaliste et ne permet pas la description de surfaces géologiques.

Les fonctions de "Henyey-Greenstein" sont caractérisées par la présence d'un ou deux lobes de diffusion avant et/ou arrière.

– Avec un seul lobe, nous avons :

$$P_{HG1}(g, b) = \frac{1 - b^2}{(1 + 2b \cos g + b^2)^{3/2}} \quad (2.18)$$

– Avec deux lobes, nous avons :

$$P_{HG2}(g, b, c) = (1 - c) \cdot P_{HG1}(g, b) + c \cdot P_{HG1}(g, -b) \quad (2.19)$$

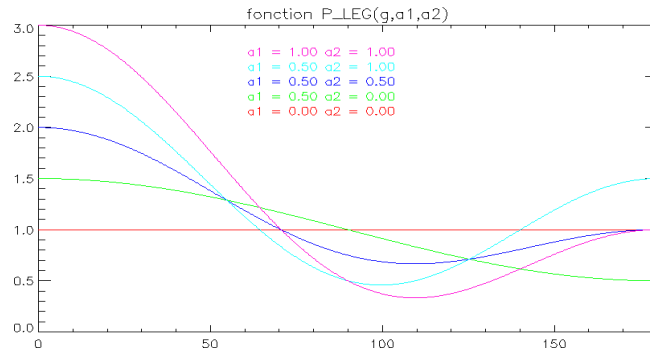
$$P_{HG2}(g, b, c) = (1 - c) \cdot \frac{1 - b^2}{(1 + 2b \cos g + b^2)^{3/2}} + c \cdot \frac{1 - b^2}{(1 - 2b \cos g + b^2)^{3/2}} \quad (2.20)$$

Les paramètres b et c sont compris entre 0 et 1. Ce sont des caractéristiques des particules observées. La forme de la fonction est prise en compte par le paramètre b , alors que c dénote la tendance à diffuser vers l'avant ($0 < c < 0,5$) ou vers l'arrière ($0,5 < c < 1$).

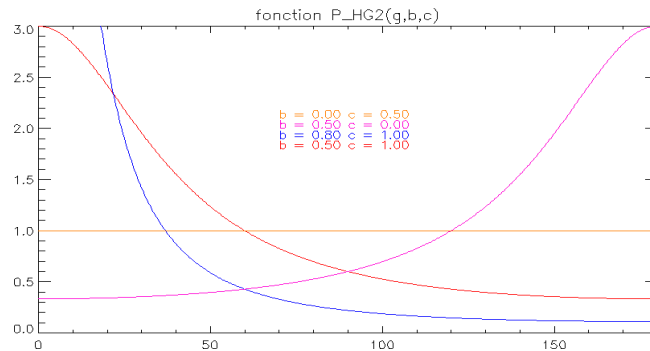
– Il est aussi possible d'ajouter un troisième paramètre :

$$P_{HG3}(g, b1, b2, c) = (1 - c) \cdot P_{HG1}(g, b1) + c \cdot P_{HG1}(g, b2) \quad (2.21)$$

L'équation à deux lobes et deux paramètres $P_{HG2}(g, b, c)$, présentée sur la figure 2.3.b, est largement utilisée pour les régolites planétaires car elle décrit la fonction de phase avec une précision suffisante dans la plupart des calculs de transferts radiatifs (McGuire et Hapke [1995] ; Hartman et Domingue [1998]).



(a) Polynôme de Legendre



(b) Henyey-Greenstein à 2 lobes

FIG. 2.3 – Exemples de fonction de phase en fonction de l'angle g .

Une autre méthode pour prendre en compte la fonction de phase est la simulation numérique. Généralement, le cadre utilisé est l'optique géométrique, qui suppose que les particules et même les facettes des particules soient grandes devant la longueur d'onde (cf. par exemple Grundy et al. [2000]).

2.2.2 Théorie de Mie

La théorie de Mie donne une solution rigoureuse au problème de la diffusion d'une onde plane monochromatique sur une particule sphérique uniforme isolée quel que soit sa taille. Elle est fondée sur la théorie électromagnétique. En utilisant les équations de Maxwell en coordonnées sphériques ainsi que les harmoniques sphériques, les expressions du champ incident, du champ à l'intérieur de la sphère et du champ diffusé à l'extérieur de la sphère sont déterminées par l'application des conditions aux limites.

Il est possible de se référer à Bohren et Huffman [1983] ou Hapke [1993] pour la résolution de ce problème. Des solutions particulières sont ensuite dérivées en fonction de la taille de la particule par rapport à la longueur d'onde.

Il s'agit d'une des premières méthodes visant à appréhender le problème de la diffusion de la lumière de façon rigoureuse. Cependant, il est bien rare qu'une particule sphérique isolée dans l'espace attire fortement notre attention : il s'agit d'un cas trop particulier qui n'est pas transposable au problème de l'observation spectrale d'une surface planétaire.

Aussi nous intéresserons-nous plutôt à la propagation à travers un milieu par le biais de l'équation de transfert radiatif, avec la difficulté implicite consistant à prendre en compte la distribution hétérogène des particules dans le cas du milieu naturel.

2.2.3 Equation du transfert radiatif

L'équation du transfert radiatif permet de calculer l'interaction d'une onde lumineuse avec un milieu constitué par un empilement de couches homogènes. Physiquement, elle traduit la conservation de l'énergie au sein du milieu.

a) Formalisme

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. Elle traduit le fait que la variation d'intensité dans une direction ω donnée résulte soit de l'absorption ou de la diffusion vers une autre direction (*extinction*), soit d'un apport à partir d'autres directions (*diffusion multiple*), y compris depuis la source (*diffusion simple*). Le bilan énergétique décrivant la variation de l'intensité I en un point donné, rapportée à l'unité de surface normale et à un angle solide unitaire s'écrit (Chandrasekhar [1960]) :

$$\mu_e \frac{\partial I(\tau, \mu_e, \Phi)}{\partial \tau} = \underbrace{I(\tau, \mu_e, \Phi)}_{\text{extinction}} - \underbrace{\frac{F}{4\pi} \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_i}\right) p(g_i)}_{\text{diffusion simple}} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \omega p(g) I(\tau', \mu'_e, \Phi') d\mu'_e d\Phi'}_{\text{diffusion multiple}} \quad (2.22)$$

avec

$\mu_e = \cos(e)$	cosinus de l'angle d'émergence
$\mu_i = \cos(i)$	cosinus de l'angle d'incidence
τ	épaisseur optique, en remplacement de la verticale z
Φ	angle d'azimut relatif
w	albédo de diffusion simple volumique
$p(g)$	fonction de phase volumique
F	flux associé à l'éclairement

b) Méthodes de résolution

L'équation ci-dessus est valable quel que soit la complexité du système tant qu'il peut être représenté par un empilement de couches homogènes. Cependant, la diversité des mécanismes ainsi que la variété des structures existantes complexifient notablement la modélisation du transfert radiatif au sein des milieux géologiques. Outre l'albédo de diffusion simple et la fonction de phase, sa résolution est assignée à la connaissance des conditions aux limites.

Classiquement, pour décrire la diffusion de la lumière par un ensemble de particules éloignées les unes des autres, l'approximation dite de champ lointain (ou "far field") est utilisée. Cette hypothèse est valable pour les milieux optiquement minces telles que les atmosphères planétaires, où les diffuseurs sont séparés par des distances nettement supérieures à leur taille. La formulation physique est alors simplifiée puisque les sections efficaces d'absorption et de diffusion sont affranchies des directions absolues de la radiation émise par les sources extérieures.

En revanche pour les milieux optiquement épais, tels que les sols ou les couvertures végétales, il existe un effet d'ombrage mutuel (ou "mutual shadowing") des diffuseurs relativement grands les uns sur les autres. Cela rend caduque l'approximation de champ lointain. D'autre part, la forme, l'orientation, les propriétés optiques et la grande taille des particules (par rapport à la longueur d'onde) exigent l'élaboration de modèles photométriques tridimensionnels. Ils peuvent être déduits par l'utilisation d'algorithmes numériques de lancer de rayons du type Monte Carlo. L'inconvénient majeur de cette technique est que le nombre de paramètres mis en jeu et la capacité de calcul nécessaire interdisent l'inversion des données.

Une simplification à ce problème 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 des structures. Pour des surfaces granulaires, par exemple, Hapke [1993] considère préalablement l'interaction entre

un faisceau incident et une particule isolée (albédo de diffusion simple, fonction de phase) avant de prendre en compte les effets de proximité des grains. Ces derniers nécessitent l'introduction de nouvelles fonctions (effet d'opposition, rugosité macroscopique) présentées dans la partie suivante.

2.2.4 Les paramètres surfaciques

Cette partie décrit les effets induits par la juxtaposition des grains au sein d'une surface particulaire.

a) Effet d'opposition

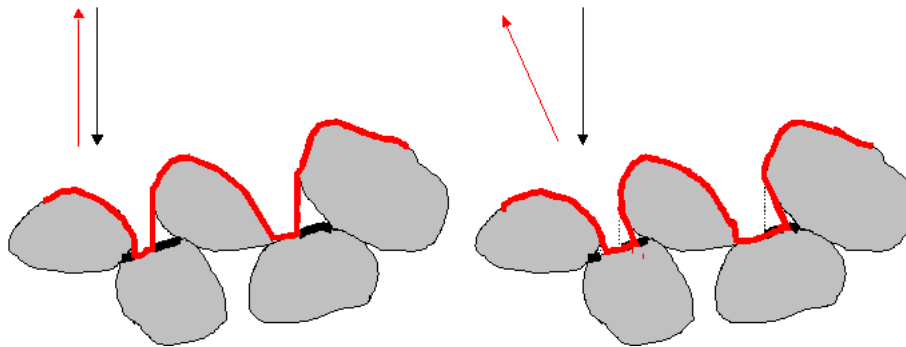
L'effet d'opposition est une augmentation de l'énergie renvoyée par une surface particulaire qui se produit lorsque l'angle de phase est faible (typiquement inférieur à 20°). C'est-à-dire que la source, l'observateur et la cible sont alignés dans cette ordre. C'est le cas, par exemple, lors de la pleine Lune. L'explication physique de ce phénomène admet principalement deux contributions (Hapke [1986]; Nelson et al. [1998]; Shepard et Arvidson [1999]; Kaasalainen et al. [2001]; Shkuratov et Helfenstein [2001]) :

“Shadow Hiding Opposition Effect” (SHOE, Fig. 2.4 (a)) : Dans un milieu granulaire où les constituants sont grands par rapport à la longueur d'onde, les grains proches de la surface projettent une ombre sur leur homologues enfouis. Ces ombres sont visibles à grand angle de phase, mais deviennent masquées quand l'angle de phase tend vers 0. Cela ne suffit cependant pas à expliquer la totalité de l'effet constaté.

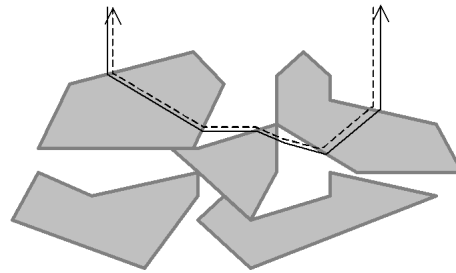
“Coherent Backscattering Opposition Effect” (CBOE, Fig. 2.4 (b)) : Proposé plus récemment (Hapke [1990]), l'effet de rétrodiffusion cohérente provient d'interférences constructives entre des fronts d'onde voyageant dans des directions opposées le long de chemins de diffusion multiple semblables. D'après Nelson et al. [2000], cet effet s'illustre surtout lorsque la longueur d'onde et la taille des particules sont du même ordre de grandeur.

D'après Hapke et al. [1998], sur la Lune, l'effet d'opposition semble être le résultat d'un pic étroit dû au CBOE avec une largeur angulaire à mi-hauteur de 2° surimposé à un autre beaucoup plus étendu dû au SHOE d'une largeur d'environ 8° . Helfenstein et al. [1997] donnent les mêmes résultats avec un jeu de données différent : l'effet d'opposition sur la Lune est bien représenté par une combinaison de CBOE (2°) très étroit et de SHOE plus large (20°).

À partir de considérations statistiques semi-empiriques sur les propriétés géométriques des diffuseurs, Hapke [2002] suggère des termes correctifs pour



(a) SHOE : la partie de la surface visible est représentée en rouge ; à faible angle de phase, à gauche, les ombres des grains les uns sur les autres sont masqués



(b) CBOE : les ondes se propageant dans des directions opposées interfèrent constructivement

FIG. 2.4 – Schémas expliquant les effets d'opposition

prendre en compte les deux contributions à l'effet d'opposition :

SHOE : Il s'agit d'une contribution à la de la diffusion simple (cf. **Sec. 2.2.5**, **page 42**) et s'écrit d'après Hapke [2002] :

$$B_{SH}(g) = 1 + \frac{B_{S0}}{1 + \frac{\tan((g/2))}{h_S}} \quad (2.23)$$

où B_{S0} et h_S symbolisent respectivement l'amplitude et la largeur angulaire de cette composante.

CBOE : Cet effet est décrit en multipliant la réflectance bidirectionnelle glo-

bale par la fonction suivante :

$$B_{CB}(g) = 1 + B_{C0} \frac{1 + \frac{1 - \exp\left(-\frac{\tan(g/2)}{h_C}\right)}{\frac{\tan(g/2)}{h_C}}}{2 \left[1 + \frac{\tan(g/2)}{h_C}\right]^2} \quad (2.24)$$

$$h_C = \frac{\lambda}{4\pi\Lambda} \quad (2.25)$$

où B_{C0} est l'amplitude de cette composante, λ la longueur d'onde et Λ est le libre parcours moyen dans le milieu.

b) Rugosité macroscopique

La prise en compte de la topographie à l'intérieur des pixels (topographie subpixellaire) est une des questions les plus fondamentales aujourd'hui posées pour l'interprétation des données spectrales. Le terme "rugosité macroscopique" vient du fait que nous portons notre intérêt sur la rugosité à des échelles comprises entre la taille des particules et celle du pixel. Elle est principalement induite par la texture des éléments constitutifs de la surface et à leur organisation au sein du pixel. Il existe de nombreuses méthodes pour la comprendre et la modéliser ; elles peuvent être théoriques ou entièrement numériques. De façon générale, cela revient à l'évaluation de l'ombre induite par la topographie subpixellaire. Cependant les effets induits par cette dernière sont plus complexes que la seule prise en compte de l'ombre comme nous le verrons au chapitre 4.

Solution de Hapke

Hapke [1984] propose une expression analytique approximative pour tenir compte de l'influence de la rugosité macroscopique sur la mesure spectrale : la première question est de choisir un modèle géométrique approprié pour décrire la rugosité de la surface. Afin de dériver une expression aussi générale que possible, Hapke suppose que la surface est aléatoirement rugueuse et se base sur les hypothèses suivantes :

- L'optique géométrique est valable. Si le milieu est composé de particules plus petites que la longueur d'onde, les objets qui contrôlent la diffusion sont de larges agrégats plutôt que des particules individuelles.
- La surface à l'échelle supérieure à quelques longueurs d'onde est constituée de petites facettes localement lisses qui sont inclinées avec des angles très variés. La normale à chaque facette est décrite par une fonction de distribution bidimensionnelle $a(\theta, \zeta)d\theta d\zeta$, avec θ qui représente l'angle entre la normale et la verticale et ζ l'angle azimutal.

- La fonction de distribution des angles est considérée indépendante de l'azimut. Donc la fonction $a(\theta, \zeta)$ s'écrira simplement $a(\theta)$. Cela suppose que les phénomènes qui entrent en jeu dans la modification de la rugosité à l'intérieur des pixels ont un comportement statistique aléatoire. Cette hypothèse est valide pour des surfaces isotropes, par exemple, le régolite planétaire non perturbé dont les pentes sont dues à des micro-bombardements. Elle ne sera plus valide pour des surfaces érigées par des vents de direction constante comme des dunes ou des surfaces glacées.
- La fonction de distribution peut être décrite par une distribution Gaussienne (Hapke [1993]) :

$$a(\theta) = Ae^{-B \tan^2 \theta} \cdot \frac{\sin(\theta)}{\cos^2 \theta} \quad (2.26)$$

avec A et B des constantes. Elle est normalisée :

$$\int_0^{\pi/2} a(\theta) d\theta = 1 \quad (2.27)$$

et caractérisée par l'angle de pente moyen $\bar{\theta}$:

$$\tan \bar{\theta} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} a(\theta) \tan \theta d\theta \quad (2.28)$$

En insérant l'équation 2.26 dans les équations 2.27 et 2.28, nous trouvons :

$$A = \frac{2}{\pi} \tan^2 \bar{\theta} \quad (2.29)$$

$$B = \frac{1}{\pi} \tan^2 \bar{\theta} \quad (2.30)$$

- L'angle de pente moyen $\bar{\theta}$ est supposé petit de façon à pouvoir négliger les termes de degré 3 (θ^3) et supérieur.
- La lumière provenant de la diffusion multiple d'une facette sur une autre est considérée comme négligeable. Alors que la diffusion multiple d'une particule sur une autre à l'intérieur de chaque facette est prise en compte dans le calcul.

À partir de toutes ces hypothèses, Hapke [1993] en déduit une fonction S permettant de déduire la réflectance bidirectionnelle d'une surface rugueuse $R_{rug}(i, e, g)$ à partir celle d'une surface lisse $R_{lisse}(i, e, g)$. Cela entraîne aussi une modification des angles apparents d'incidence et d'émergence.

$$R_{rug}(i, e, g) = R_{lisse}(i_e, e_e, g) \cdot S(\bar{\theta}) \quad (2.31)$$

Posons tout d'abord les fonctions suivantes :

$$\chi(\bar{\theta}) = \frac{1}{\sqrt{1 + \pi \tan^2 \bar{\theta}}} \quad (2.32)$$

$$E_1(x) = \exp\left(-\frac{2}{\pi \tan \bar{\theta} \tan x}\right) \quad (2.33)$$

$$E_2(x) = \exp\left(-\frac{1}{\pi \tan^2 \bar{\theta} \tan^2 x}\right) \quad (2.34)$$

$$f(g) = \exp\left(-2 \tan \frac{g}{2}\right) \quad (2.35)$$

Il faut ensuite distinguer deux cas, tout d'abord pour $\mathbf{e} \geq \mathbf{i}$ nous avons :

$$\cos i_e = \chi(\bar{\theta}) \left(\cos i + \sin i \tan \bar{\theta} \cdot \frac{\cos g E_2(e) + \sin^2(g/2) E_2(i)}{2 - E_1(e) - (g/\pi) E_1(i)} \right) \quad (2.36)$$

$$\cos e_e = \chi(\bar{\theta}) \left(\cos e + \sin e \tan \bar{\theta} \cdot \frac{E_2(e) - \sin^2(g/2) E_2(i)}{2 - E_1(e) - (g/\pi) E_1(i)} \right) \quad (2.37)$$

$$\cos i_e(0) = \chi(\bar{\theta}) \left(\cos i + \sin i \tan \bar{\theta} \cdot \frac{E_2(i)}{2 - E_1(i)} \right) \quad (2.38)$$

$$\cos e_e(0) = \chi(\bar{\theta}) \left(\cos e + \sin e \tan \bar{\theta} \cdot \frac{E_2(e)}{2 - E_1(e)} \right) \quad (2.39)$$

$$S(i, e, g) = \frac{\cos e_e}{\cos e_e(0)} \frac{\cos i}{\cos i_e(0)} \frac{\chi(\bar{\theta})}{1 - f(g) + f(g)\chi(\bar{\theta})[\cos i / \cos i_e(0)]} \quad (2.40)$$

Ensuite pour $\mathbf{e} \leq \mathbf{i}$ nous obtenons :

$$\cos i_e = \chi(\bar{\theta}) \left(\cos i + \sin i \tan \bar{\theta} \cdot \frac{E_2(i) - \sin^2(g/2) E_2(e)}{2 - E_1(i) - (g/\pi) E_1(e)} \right) \quad (2.41)$$

$$\cos e_e = \chi(\bar{\theta}) \left(\cos e + \sin e \tan \bar{\theta} \cdot \frac{\cos g E_2(e) + \sin^2(g/2) E_2(e)}{2 - E_1(i) - (g/\pi) E_1(e)} \right) \quad (2.42)$$

$$S(i, e, g) = \frac{\cos e_e}{\cos e_e(0)} \frac{\cos i}{\cos i_e(0)} \frac{\chi(\bar{\theta})}{1 - f(g) + f(g)\chi(\bar{\theta})[\cos e / \cos e_e(0)]} \quad (2.43)$$

avec $\cos i_e(0)$ et $\cos e_e(0)$ identiques au cas précédent.

Un exemple de la fonction S en fonction de l'angle i pour une émergence de 30° est donnée sur la figure 2.5.

Une question fondamentale est celle du sens physique du paramètre $\bar{\theta}$. D'après la définition, c'est l'angle moyen de la pente au sens de l'équation

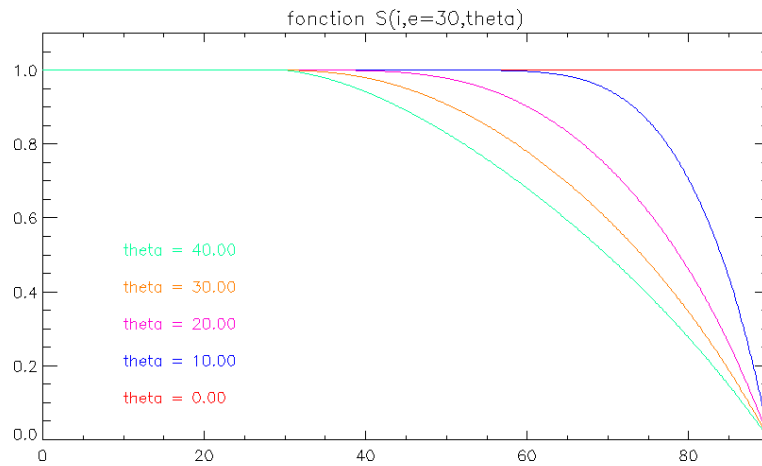


FIG. 2.5 – Fonction S en fonction de l'angle d'incidence i pour une émergence de 30° .

2.28, moyenné sur toutes les échelles de la surface déterminées par la taille du pixel et la taille des particules. Certains auteurs (Shepard et Campbell [1998]; Helfenstein et Shepard [1999]) ont mis en avant que la contribution relative du relief de surface aux échelles submillimétriques est prédominante. Nous reviendrons en détail sur cette question par la suite au chapitre 4 (**Sec.** 4.3).

Autres fonctions, solutions numériques

D'autres fonctions ont été développées pour modéliser la topographie d'une surface à l'échelle microscopique. La plus utilisée d'entre elles est la description fractale de la surface (cf. Power et Tullis [1991]; Shepard et Campbell [1998]; Shkuratov et Helfenstein [2001]; Shkuratov et al. [2003c]). Elle permet avec deux paramètres de décrire la surface à toutes les échelles. Shepard et Campbell [1998] ont montré le lien existant entre les paramètres d'une analyse fractale et les différents modèles, dont celui de Hapke [1993].

Comme pour la fonction de phase (**Sec.** 2.2.1, **page** 29), il est possible d'utiliser des méthodes numériques de lancer de rayons pour simuler le comportement d'une surface dont la topographie est quelconque. Cela permet de s'affranchir des hypothèses de base de la solution de Hapke et d'étudier le comportement de surfaces réelles. Ainsi, Shkuratov et al. [2003c] ont démontré l'importance de la couche frontière (entre la matière et l'atmosphère ou le vide) en calculant la fonction d'ombrage de surfaces complexes (cf. Chapitre 4, **page** 67).

2.2.5 Les modèles

Les modèles photométriques permettant de résoudre l'équation de transfert radiatif délivrent en fin de compte la réflectance bidirectionnelle d'une surface. Afin de s'affranchir des solutions exactes proposées par Chandrasekhar [1960] qui pèchent par leur complexité et leur lourdeur d'utilisation, certains auteurs ont proposé des expressions analytiques.

a) Premiers modèles empiriques

Les modèles ci-dessous caractérisent de manière très simplifiée et donc très imprécise la diffusion du rayonnement par une surface. Leur champ d'application se limite à des estimations de réflectance normale ($i = e = g = 0^\circ$) ou à des cartographies d'albédo de surfaces planétaires.

Dans toute la suite, nous considérons R la réflectance bidirectionnelle telle qu'elle a été définie **Sec. 2.1.6, page 27** et :

$$\begin{array}{ll} \mu_e = \cos(e) & \text{cosinus de l'angle d'émergence} \\ \mu_i = \cos(i) & \text{cosinus de l'angle d'incidence} \\ w & \text{albedo de diffusion simple} \end{array}$$

La loi de Lambert délivre la réflectance bidirectionnelle constante :

$$R(i) = A \quad (2.44)$$

Le facteur A est égal à 1 si la diffusion est parfaite. Cette loi reproduit assez bien le comportement de la neige, mais beaucoup moins bien celui des matériaux sombres.

La loi de Minnaert s'appuie sur le principe de réciprocité. Elle donne une réflectance bidirectionnelle dépendant des angles d'incidence et d'émergence et d'une constante k appelée constante de Minnaert. :

$$R(i, e) = A\mu_i^{k-1}\mu_e^{k-1} \quad (2.45)$$

Avec $k = 1$ nous retrouvons la loi de Lambert. Cette loi est valide pour des angles proches de la verticale (i et $e \leq 50^\circ$). Du fait de sa grande simplicité, elle a été beaucoup utilisée pour des études portant sur des régolites planétaires (Lune, Mars). La déduction des constantes k qui modélisent au mieux les données permet de séparer des matériaux qui ont des propriétés optiques différentes. En particulier, De Grenier et Pinet [1995] ont mis en évidence des variations photométriques régionales sur Mars en déduisant les valeurs du paramètre k à l'échelle 100-300 km.

Ces variations sont à prendre en compte dans la détermination de l'albédo de la surface dans le domaine visible - proche infrarouge (Erard [2000]) et permettent en outre la détection de régions présentant des comportements photométriques non standards (Pinet et al. [2001]).

Cependant, il n'est pas possible dans le cas général de relier la valeur de k avec les propriétés physiques des matériaux.

La loi de Lommel-Seeliger, qui date de plus d'un siècle, nous donne :

$$R(i, e) = \frac{1}{4(\mu_i + \mu_e)} \quad (2.46)$$

Au premier ordre, elle ajuste correctement la réflectance d'objet sombre comme la Lune ou Mercure. Cependant elle reflète mal les variations liées à l'angle de phase et se révèle inadaptée pour des surfaces brillantes.

La loi de Lambert lunaire est une combinaison de Lambert et de Lommel-Seeliger :

$$R(i, e) = A \frac{1}{4(\mu_i + \mu_e)} + (1 - A) \quad (2.47)$$

Ces descriptions sont purement géométriques et occultent totalement la nature du matériau observé.

b) Solutions numériques

Les solutions numériques, fondées sur des méthodes statistiques de lancer de rayons de Monte Carlo, ont profité de l'essor des capacités informatiques. Elle simulent le comportement statistique d'un grand nombre de photons injectés dans le milieu soumis aux lois de la réflexion, la réfraction, l'absorption et la diffraction. Ces méthodes directes sont bien plus précises que les modèles empiriques, mais ne permettent pas l'inversion des données. Nous citerons par exemple les travaux de Mishchenko et al. [1999]; Cheng et Domingue [2000]. Ils montrent l'imprécision du modèle de Hapke lors de l'inversion, en particulier sur les surfaces claires.

Pour simplifier, la distribution spatiale discrète de structures est remplacée par des propriétés moyennes locales de diffusion et d'absorption en volume. Diverses méthodes, dépendant des problèmes considérés, permettent alors d'aboutir à la réflectance bidirectionnelle. Par exemple le cas des surfaces stratifiées planes parallèles peut être résolu par un algorithme d'"adding" qui pour chaque couche évalue les indicatrices de réflexion et de transmission et traite par diverses techniques mathématiques les phénomènes d'absorption et de diffusion. Les couches sont ensuite combinées entre elles jusqu'à l'obtention de la réflectance bidirectionnelle de l'ensemble. Un algorithme de ce type a été

développé par Douté et Schmitt [1998]. Il prend en compte une partie de l'anisotropie de la diffusion multiple et permet d'élaborer la fonction de réflectance bidirectionnelle étape par étape en ajoutant les différentes couches.

c) Modèle de Hapke

En supposant que les milieux géophysiques puissent être idéalisés comme des milieux homogènes optiquement infinis, le modèle de Hapke réduit le calcul de la réflectance bidirectionnelle à l'évaluation d'une simple formule analytique. Ce modèle se décompose en plusieurs contributions.

Contribution de la diffusion simple

La diffusion simple est liée à la fonction de phase $P(g)$ (cf. **Sec. 2.2.1, page 29**) et à l'effet d'opposition de type SHOE (cf. **Sec. 2.2.4 page 34**). À partir de l'équation 2.23 (**page 35**) qui définit B_{SH} , la réflectance bidirectionnelle s'écrit :

$$R(i, e, g) = \frac{w}{4} \frac{1}{\mu_i + \mu_e} [B_{SH}(g) \cdot P(g)] \quad (2.48)$$

Contribution de la diffusion multiple

Comme précédemment, la diffusion multiple globale résulte du concours de deux candidats : la diffusion multiple entre diffuseurs et l'effet d'opposition du type CBOE (cf. **Sec. 2.2.4 page 34**).

La diffusion multiple entre diffuseurs se caractérise à travers une fonction $M(i, e, g)$ qui affecte la réflectance bidirectionnelle. En tenant compte de la diffusion simple, elle s'écrit :

$$R(i, e, g) = \frac{w}{4} \frac{1}{\mu_i + \mu_e} [B_{SH}(g) \cdot P(g) + M(i, e, g)] \quad (2.49)$$

L'hypothèse de Hapke [1993] est 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. Cette approximation, bien que peu valable si les particules sont de petites tailles, peu absorbantes, espacées les unes des autres et diffusantes vers l'avant, se révèle compatible avec une grande partie des régolites planétaires à albédo faible ou moyen. Dès lors, $M(i, e, g)$ s'exprime simplement :

$$M(i, e, g) = H(\mu_i)H(\mu_e) - 1 \quad (2.50)$$

La fonction H est formulée de manière rigoureuse par Chandrasekhar [1960] comme solution d'une équation différentielle :

$$H(x) = 1 + \frac{w}{2}xH(x) \int_0^1 \frac{H(y)}{x+y} dy \quad (2.51)$$

Dans la pratique, H est simplifiée par les approximations analytiques suivantes ayant respectivement moins de 1 % (**Eq.** 2.52) et moins de 4 % (**Eq.** 2.53) d'erreur sur tout le domaine :

$$H(x) = \left[1 - (1 - \gamma)x \left(r_0 + \left(1 - \frac{r_0}{2} - r_0x \right) \ln \left(\frac{1+x}{x} \right) \right) \right]^{-1} \quad (2.52)$$

$$H(x) = \frac{1+2x}{1+2\gamma x} \quad (2.53)$$

avec :

$$\gamma = \sqrt{1-w} \quad (2.54)$$

$$r_0 = \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \quad (2.55)$$

Plus récemment, Hapke [2002] a proposé une autre expression pour la fonction M pour tenir compte des diffuseurs anisotropes. Bien que de calcul plus complexe, cette expression ne fait pas intervenir de nouveau paramètre :

$$M(i, e, g) = l(i)[H(\mu_e) - 1] + l(e)[H(\mu_i) - 1] + L[H(\mu_e) - 1][H(\mu_i) - 1] \quad (2.56)$$

où $l(i)$ est le rayonnement diffusé moyen à travers l'hémisphère inférieur par une particule illuminée depuis une direction faisant un angle i avec la verticale :

$$l(i) = \frac{1}{2\pi} \int_{e'=\pi/2}^{\pi} \int_{\Phi'=0}^{2\pi} p(g') \sin e' de' d\Phi' \quad (2.57)$$

$l(e)$ est le rayonnement diffusé par une particule dans une direction de l'hémisphère supérieur faisant un angle e avec la verticale et qui est éclairée par tout l'hémisphère inférieur. D'après le principe de réciprocité d' Helmholtz, $l(e)$ a la même dépendance en e que $l(i)$ en i .

Enfin, L est le rayonnement diffusé moyen à travers l'hémisphère inférieur par une particule qui est éclairée par tout l'hémisphère inférieur :

$$L = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{i'=0}^{\pi/2} \int_{\Phi'_i=0}^{2\pi} \int_{e'=0}^{\pi/2} \int_{\Phi'_e=0}^{2\pi} p(g') \sin e' de' d\Phi'_e \sin i' di' d\Phi'_i \quad (2.58)$$

Hapke [2002] donne l'évaluation de $l(i)$, $l(e)$ et de L pour une fonction de phase décrite par un polynôme de Legendre ou par la fonction de Henyey-Greenstein.

En tenant compte de la fonction d'opposition de type CBOE, la réflectance bidirectionnelle s'écrit, à partir de l'équation 2.25 (page 36) qui définit B_{CB} :

$$R(i, e, g) = \frac{w}{4} \frac{1}{\mu_i + \mu_e} [B_{SH}(g) \cdot P(g) + M(i, e, g)] B_{CB}(g) \quad (2.59)$$

Contribution de la rugosité macroscopique

La rugosité macroscopique est introduite au paragraphe 2.2.4 (page 36). Elle entraîne une modification des angles d'incidence et d'émergence ($i \rightarrow i_e$ et $e \rightarrow e_e$). À partir du calcul de $S(i, e, g)$ par les équations 2.40 et 2.43, la réflectance bidirectionnelle s'écrit :

$$R(i, e, g) = \frac{w}{4} \frac{1}{\mu_{i_e} + \mu_{e_e}} [B_{SH}(g) \cdot P(g) + M(i_e, e_e, g)] B_{CB}(g) S(i, e, g) \quad (2.60)$$

d) Modèle de Shkuratov 99

Il s'agit d'un modèle simple à une dimension basé sur l'optique géométrique. Il permet de calculer le spectre de l'albédo de diffusion simple de surfaces poudreuses, telles que la Lune par exemple. Il se sert du spectre des composantes optiques du milieu. Ainsi ce modèle contient 4 paramètres :

- n partie réelle de l'indice de réfraction,
- k partie imaginaire de l'indice de réfraction,
- S libre parcours optique moyen,
- q fraction volumique remplie par les particules.

Ce modèle est inversible et permet de retrouver les absorptions spectrales (k) à partir du spectre d'albédo et de la connaissance à priori de la partie réelle de l'indice de réfraction et de la porosité.

L'idée de base est de transformer la diffusion au sein d'un système de particules par la diffusion au sein d'un système équivalent de couches plates. Cependant, la dépendance angulaire de la réflectance est alors ignorée, n'autorisant que des études à faibles angles de phase.

L'albédo A s'écrit ainsi :

$$A = \frac{1 + \rho_b^2 - \rho_f^2}{2\rho_b} - \sqrt{\left(\frac{1 + \rho_b^2 - \rho_f^2}{2\rho_b}\right)^2 - 1} \quad (2.61)$$

avec :

$$\rho_b = q \cdot r_b \quad (2.62)$$

$$\rho_f = q \cdot r_f + 1 - q \quad (2.63)$$

$$r_b = R_b + \frac{T_e T_i R_i \exp(-2\tau)}{2(1 - R_i \exp(-\tau))} \quad (2.64)$$

$$r_f = R_f + T_e T_i \exp(-\tau) + \frac{T_e T_i R_i \exp(-2\tau)}{2(1 - R_i \exp(-\tau))} \quad (2.65)$$

$$\tau = \frac{4\pi k S}{\lambda} \quad (2.66)$$

$$(2.67)$$

avec pour $1, 4 \leq n \leq 1, 7$:

$$R_b \approx (0, 28n - 0, 20) R_e \quad (2.68)$$

$$R_e \approx r_o + 0.05 \quad (2.69)$$

$$R_i \approx 1, 04 - 1/n^2 \quad (2.70)$$

$$R_f = R_e - R_b \quad (2.71)$$

$$T_e = 1 - R_e \quad (2.72)$$

$$T_i = 1 - R_i \quad (2.73)$$

$$r_o = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2} \quad (2.74)$$

Ce modèle permet de retrouver les différentes proportions de matériaux d'une cible grenue. Cependant il ne donne pas la réflectance bidirectionnelle, et ne permet pas de prendre en compte les données multiangulaires.

e) Modèle de Shkuratov-Helfenstein

Le modèle de Shkuratov et Helfenstein [2001] utilise une représentation fractale du régolite planétaire de dimension q (**Fig. 2.6**) : la génération 0 est la particule diffusante, la génération 1 est un agrégat de particules, la génération 2 est un agrégat de la génération 1... la surface est alors considérée comme un agrégat de la génération $q-1$.

Ce modèle se fonde sur les hypothèses suivantes :

- Chaque particule élémentaire diffuse la lumière de façon isotrope.
- Les agrégats de la première génération et des suivantes sont parfaitement opaques et suffisamment sombres pour que la diffusion multiple en leur sein soit négligée.

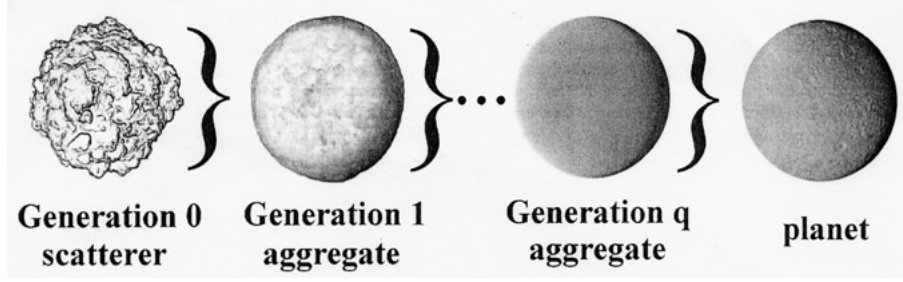


FIG. 2.6 – Représentation fractale du régolite, d'après Shkuratov et Helfenstein [2001].

- La compaction relative de chaque génération est la même pour toutes les générations.
- Les effets de la rugosité macroscopique n'apparaissent que sur des surfaces composées d'agrégats de grandes tailles.

Afin de simplifier l'écriture des fonctions qui entrent en jeu dans ce modèle, la convention angulaire utilisée est différente de celle présentée en **Sec. a)**. Nous définissons b la latitude photométrique et l la longitude photométrique. Ces quantités se déduisent des angles d'incidence et d'émergence par :

$$\tan l = \frac{\cos i / \cos e - \cos g}{\sin g} \quad (2.75)$$

$$\cos b = \frac{\cos e}{\cos l} \quad (2.76)$$

La réflectance bidirectionnelle s'écrit comme le produit de trois fonctions :

$$R(g, b, l) = r(g)T_q(g)D(g, b, l) \quad (2.77)$$

où T_q est la fonction d'ombrage provenant de la représentation fractale de la surface avec q qui représente le nombre total de niveaux hiérarchiques nécessaires pour décrire la structure particulière du régolite. Pour $q \geq 1$, nous avons :

$$T_q(g) = \left(\frac{1}{2}\right)^q \left(\frac{2h_{SH} + \tan(g/2)}{h_{SH} + \tan(g/2)}\right)^q [1 + \sin(g/2) \tan(g/2) \ln(\tan(g/4))]^{q-1} \quad (2.78)$$

La fonction $D(g, b, l)$ représente la distribution d'éclairement et tient compte de la rugosité macroscopique, elle s'écrit :

$$D(g, b, l) = \frac{1}{\pi} \cos \left[\frac{\pi}{\pi - g} (l - g/2) \right] (\cos b)^{\frac{\pi}{\pi - g}} \quad (2.79)$$

Enfin, $r(g)$ est la réflectance de la première génération :

$$r(g) = 2 \int_{b=0}^{\pi/2} \int_{l=g-\pi/2}^{\pi/2} R_0(g, b, l) dl \cos b db \quad (2.80)$$

avec :

$$R_0(g, b, l) = \frac{w}{4} [B_{SH}(g) + S(g, b, l)(H(b, l - g)H(b, l) - 1)] \frac{\cos l \cos(l - g) \cos b}{\cos l + \cos(l - g)} \quad (2.81)$$

$H(b, x)$ est la fonction de Chandrasekhar (**Eq.** 2.51 à 2.53). Avec les conventions angulaires (g, b, l) , elle s'écrit avec moins de 4 % d'erreur :

$$H(b, x) = \frac{1 + 2 \cos b \cos x}{1 + 2 \cos b \cos x \sqrt{1 - w}} \quad (2.82)$$

B_{SH} représente l'effet d'opposition de type SHOE (cf. **Sec.** 2.2.4 **page** 34) et est donnée par l'équation 2.23 (**page** 35).

Ici, $S(g, b, l)$ représente l'effet d'opposition de type CBOE :

$$S(g, b, l) = \frac{1}{2} \left(2 + \left[1 + \left(\frac{2\pi L}{\lambda} \right)^2 \left(\left[2 \sin\left(\frac{g}{2}\right) \right]^2 - [\cos b (\cos l - \cos(l - g))]^2 \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (2.83)$$

Avec λ la longueur d'onde et L la largeur angulaire de cet effet.

Au total ce modèle nécessite 5 paramètres :

q	nombre de niveaux hiérarchiques,
h_{SH}	largeur angulaire de l'effet d'opposition type SHOE,
B_{S0}	amplitude de l'effet d'opposition type SHOE,
L	largeur angulaire de l'effet d'opposition type CBOE,
w	albédo de diffusion simple.

2.2.6 Comparaison entre les modèles

Cette partie présente la complexification des modèles au cours du temps. Comme nous l'avons déjà vu, cela est dû à l'amélioration considérable des données tant du point de vue de la résolution spatiale que de la résolution spectrale. En quelques années, nous sommes passés de modèles simplistes, tels que ceux de Minnaert ou Lommel-Seeliger, à des modèles complexes prenant en compte de nombreux paramètres influençant la mesure. Dans le cadre de l'étude de surfaces planétaires, en plus de la composition des surfaces, il est

important de connaître les propriétés physiques des objets en terme de taille de grains, de rugosité, de porosité et/ou d'autres paramètres dépendant du modèle utilisé.

Le nombre de paramètres en jeu dans les modèles est une question fondamentale. Il est toujours possible de rajouter une fonction et donc un ou plusieurs paramètres pour tenir compte d'un effet nouvellement constaté. Plus il y a de paramètres, plus la théorie pourra se rapprocher de la réalité, mais ceux-ci risquent alors d'être liés entre eux et l'inversion du modèle devient ambiguë voire impossible. Globalement, dans les différents modèles présentés ici, le nombre de paramètres indépendants est compris entre 4 et 6. Par ailleurs, il peut être important de tenir compte du fait que les différents paramètres puissent dépendre de la longueur d'onde.

La comparaison entre les différents modèles n'a pas été beaucoup pratiquée et reste assez rare dans la littérature. Quelques études comparent le modèle de Hapke et d'autres méthodes (Hiroi et Pieters [1994]; Cheng et Domingue [2000]; Poulet et al. [2002a]). Cependant, ces travaux ne tiennent généralement pas compte de l'ensemble des paramètres mis en jeu par les modèles.

Bien qu'ayant certaines carences évidentes allant jusqu'à la violation des lois de conservation de l'énergie (Mishchenko et Macke [1997]), le modèle photométrique totalement empirique proposé par Hapke [1981, 1984, 1986, 2002] reste aujourd'hui l'un des plus utilisés pour l'analyse des données hyperspectrales de régolite planétaire. En particulier, d'après Cheng et Domingue [2000], pour des matériaux relativement sombres, tels que la surface lunaire, la solution de Hapke donne de bons résultats (estimation de la réflectance bidirectionnelle avec une erreur rms $< 2\%$). Si ce modèle a permis de déduire la composition de nombreux objets, il ne permet pas en revanche de reproduire les spectres de l'UV au proche-infrarouge d'objets brillants, tels que ceux présentant une forte proportion de glace d'eau (cf. Poulet et al. [2002b]). Pour des matériaux clairs, tels que la surface glacée de Europa, l'erreur rms peut valoir jusqu'à 7% (Cheng et Domingue [2000]).

En outre, tous les modèles ont un domaine d'application restreint en termes, par exemple, de taille des particules diffusantes par rapport à la longueur d'onde. Ces limitations ne sont pas toujours prises en considération dans la littérature. En particulier, Poulet et al. [2002a] ont constaté que l'étude de deux Centaures (petits corps en orbite autour de Jupiter ou Neptune) en utilisant le modèle de Hapke avait conduit à des résultats suspects : ils donnent des tailles de grains plus petites que la longueur d'onde, en violation d'une des hypothèses majeures du modèle. Dans cette étude, l'utilisation du modèle de Shkuratov 1999 a permis d'obtenir de meilleurs résultats.

2.3 Conclusion

Cette partie décrit l'état de l'art des modèles photométriques analytiques. Ils permettent de modéliser la dimension angulaire des données spectrales : ils offrent des solutions pour modéliser le signal mesuré en fonction des conditions angulaires d'observation et de paramètres caractéristiques de la surface.

Ils constituent une base sur laquelle nous allons nous appuyer dans la suite de cette étude. En effet, dans la suite nous allons exploiter ces modèles, et plus particulièrement celui de Hapke de façon à :

- appréhender le cas de surfaces naturelles complexes où la texture méso-échelle joue un rôle important, et comprendre l'influence de l'état de surface sur les propriétés optiques,
- prendre en compte les propriétés physiques des surfaces naturelles à l'échelle subpixellaire afin de retrouver les abondances en minéraux contenues à l'intérieur de chacun des pixels d'une image hyperspectrale,
- retrouver les paramètres caractéristiques de la cible observée à partir de mesures prises sous des conditions angulaires variées.

Ces études nécessitent de prendre en considération, outre la dimension angulaire des données, les deux autres dimensions, spatiales et spectrales, propres à l'imagerie hyperspectrale et passent par la mise en œuvre de techniques d'analyse physico-statistique permettant de classifier et d'inverser l'information fournie par des images hyperspectrales.

Chapitre 3

Analyse physico-statistique des images hyperspectrales

Depuis quelques années, l'avènement du nouveau type de données que constituent les mesures hyperspectrales s'impose comme une étape importante franchie dans les capacités d'analyse des surfaces planétaires et de leur interprétation chimique et minéralogique, mais pose également le problème du traitement de l'information.

En effet le grand nombre de spectres à étudier rend caduque l'analyse détaillée de chacun d'entre eux. Seuls quelques-uns de ces spectres seront analysés précisément, correspondant aux signatures les plus représentatives de la région considérée. Les divers procédés de traitement de l'information spectrale, tels que la mise en valeur en 3 couleurs ou les rapports de bandes, sont encore largement utilisés pour le traitement des données comportant peu de canaux spectraux. Mais la forte expansion du volume des données fournies par les instruments récents requiert des approches plus sophistiquées pour la validation et l'interprétation des données.

C'est pourquoi, parallèlement aux progrès réalisés dans les techniques d'acquisition des images hyperspectrales, des avancées importantes ont été faites dans le domaine de l'analyse, avec des outils d'extraction de l'information de plus en plus performants : plus systématiques, ces outils exploitent le plein potentiel de l'information spectrale et spatiale (Cloutis [1996]).

Après une description exhaustive des outils disponibles à la section 3.1, nous nous attarderons sur ceux utilisés dans la suite du travail (**Sec. 3.2**) : l'analyse en composantes principales et l'analyse par mélanges spectraux.

3.1 Introduction

Deux approches principales sont utilisées :

1. Des méthodes de compression d'information spectrale et spatiale :
 - L'analyse en composantes principales (ACP) (Johnson et al. [1985]; Smith et al. [1985]) et l'analyse discriminante canonique (CDA) (Avery et Berlin [1985]) sont des techniques statistiques générales qui permettent de condenser les données originelles en de nouveaux groupements. Ces techniques sont très utiles car les images hyperspectrales présentent un assez fort degré de redondance.
 - Le Minimum Noise Transform (MNF) est une technique dérivant de l'ACP qui permet en outre de soustraire une importante partie du bruit de l'image.
 - Le Pixel Purity Index (PPI) permet d'extraire les spectres extrêmes existant dans l'image. Cependant, cet outil n'est pas très efficace en pratique car les spectres réellement extrêmes d'une image sont généralement reliés à des pixels très bruités.

Ces techniques permettent des analyses telles que l'estimation de la variance des données, la détermination des pixels les plus purs dans l'image, qui sont fondamentales pour pouvoir extraire les spectres les plus caractéristiques appelés "pôles" ou, en anglais, "endmembers" (Bateson et Curtiss [1996]). Ces pôles ont des comportements spectroscopiques très particuliers et caractéristiques de la variabilité présente dans l'image. Mélangés de manière appropriée, ils reproduisent une grande partie des spectres de la scène considérée.

Dans la section 3.2.1, nous développerons l'analyse en composantes principales, qui est un outil très simple et très performant qui ne nécessite aucune connaissance a priori de l'image étudiée.

2. Des méthodes physiques et statistiques permettant la production de cartes d'abondance relative voire absolue en un ou plusieurs matériaux. Les spectres de ce ou ces matériaux sont extraits de bibliothèques spectrales ou dérivent des pôles issus de l'image, comme présenté précédemment. S'il s'agit de trouver le composant majeur de chacun des pixels, cela s'appelle une classification. S'il s'agit de déterminer la composition de chacun des pixels, cela s'appelle une déconvolution subpixelaire. Les différentes méthodes sont :
 - La modélisation des bandes d'absorption comme l'ont fait Sunshine et al. [1990] en utilisant un modèle Gaussien modifié (MGM). C'est une technique de classification qui a permis de modéliser les bandes d'absorption des spectres du pyroxène ou de l'olivine (Sunshine et

- Pieters [1993, 1998]).
- L’analyse des dérivés mathématiques consiste à approcher le spectre de réflectance de façon analytique et d’étudier les dérivés multiples (Huguenin et Jones [1986]). Il est ainsi possible de déterminer le centre, la profondeur et parfois la largeur des bandes d’absorption ainsi que les points d’inflexion, qui peuvent indiquer une superposition de bandes. Le principal problème de cette technique est que les dérivés sont extrêmement sensibles au bruit et autres petites variations intrinsèques à l’image (Singer et Geissler [1988]).
 - Avec les deux techniques ci-dessus, il est possible de déduire des paramètres caractéristiques des spectres de l’image telles que la profondeur des bandes d’absorption ou les pentes associées. Il existe alors des méthodes de classification à partir de ces paramètres.
 - La reconnaissance de spectres à partir d’une bibliothèque spectrale la plus exhaustive possible, afin de détecter les différents minéraux présents dans la cible. Cela nécessite donc une énorme base de données ainsi que le développement de critères de recherche sophistiqués (Katawa et al. [1987])
 - La reconnaissance des formes spectrales à partir de spectres extrêmes. Les techniques sont nombreuses et nous citerons parmi les plus utilisées : le Mixture-Tuned Matched Filtering (MTMF) et le Spectral Angle Mapper (SAM). Ce sont des techniques de classification qui permettent de calculer un degré de ressemblance entre un spectre donné et les différents spectres associés aux pixels de l’image. Il est aussi possible d’appliquer une classification par degré de ressemblance maximum (MLC) qui recherche pour, chacun des pixels, le pôle qui est le plus proche spectralement. Ces techniques ne permettent pas de faire de déconvolution subpixellaire.
 - L’analyse par réseaux neuronaux est une technique de classification très puissante, permettant de décrire les variations spectrales d’une image par apprentissages successifs (Merenyi et al. [1996]; Villmann et al. [2003]). La principale limitation à cette technique est le temps nécessaire pour un bon apprentissage.
 - L’analyse par mélanges spectraux est une technique de déconvolution subpixellaire parmi les plus utilisées pour l’analyse d’images hyperspectrales de sols planétaires. En effet, elle ne nécessite préalablement qu’une détermination des pôles. Elle permet d’évaluer les fractions d’abondance des différents pôles considérés (Adams et al. [1986]; Mustard et Pieters [1987a]; Sabol et al. [1992]; Pinet et al. [1993]). Elle est décrite en détail à la section 3.2.2 et son domaine d’application est explicité à la section 3.2.4.

Elle consiste à sélectionner les combinaisons linéaires des pôles qui permettent de reproduire au mieux le spectre observé de chacun des pixels. Cette technique peut être de plus pratiquée de manière itérative en utilisant successivement des combinaisons différentes des pôles (Charbrillat et al. [1994, 2000]; Pinet et al. [1996]; Pinet [1999]; Pinet et al. [2000]; Martin et al. [1997]; Roberts et al. [1998]; Meer [1999]).

- Inversion de modèle de transfert radiatif : c’est la technique la plus complexe mais aussi la plus prometteuse. L’inversion permet d’exploiter la connaissance des processus physiques, ainsi que les informations a priori disponibles sur le sol (Mustard et Pieters [1987b, 1989]; Johnson et al. [1992]; Hiroi et Pieters [1994]; Mustard et al. [1998]). Nous verrons à la section 3.2.4 sa mise en place grâce au modèle de Hapke.

3.2 Méthode de traitement utilisée.

Dans cette partie, nous détaillons les méthodes que nous allons utiliser par la suite : tout d’abord l’analyse en composantes principales (**Sec. 3.2.1**), puis l’analyse par mélanges spectraux (**Sec. 3.2.2**). Le couplage de ces deux méthodes permet de réaliser une déconvolution subpixellaire très efficace comme nous le verrons à la section 3.2.3. Enfin, la section 3.2.4 présente le domaine d’application potentiel de cette déconvolution subpixellaire.

3.2.1 L’analyse en composantes principales

L’analyse en composantes principales (ACP) constitue une technique descriptive très puissante pour l’investigation des données statistiques en général. Cette technique est particulièrement adaptée à la complexité des données hyperspectrales (Johnson et al. [1985]; Smith et al. [1985]). En effet, les différentes bandes spectrales de l’image d’une scène donnée sont hautement corrélées. Compte tenu de l’abondance d’informations à traiter, l’objet de l’ACP est de condenser les données originelles en de nouveaux groupements. Elle détecte les axes indépendants où la variance est maximale, appelés “axes principaux”, ordonnés en terme de pourcentage de variance apportée par chaque composante : la première composante principale contient les informations relatives à la variance maximale, la deuxième contient les informations relatives à la variance suivante. . .

Considérons le cas où les P pixels d’une image hyperspectrale sont décrits par N canaux : L’ACP (Saporta [1978]), sans rentrer dans le détail, revient à diagonaliser la matrice d’auto-corrélation centrée réduite (matrice carrée de taille N symétrique réelle) dans une base de vecteurs propres orthogonaux, dont

les valeurs propres sont rangées dans l'ordre décroissant. Les N vecteurs propres obtenus décrivent les axes principaux, et les valeurs propres représentent la variance sur ces axes. La dimension de l'espace théoriquement nécessaire pour décrire entièrement les données est N , cependant les données hyperspectrales ayant implicitement pour des raisons physiques une certaine redondance, les K premiers axes englobent généralement la majeure partie de la variance (typiquement $3 \leq K \leq 5$). Les suivants ont un niveau proche ou inférieur à celui du bruit existant dans l'image, ce qui réduit l'étude des données à leur projection sur les K premiers axes significatifs.

L'ACP a de nombreux avantages :

- Elle accroît le pouvoir de discrimination des comportements statistiques différents au sein d'une image multispectrale en éliminant la redondance des données contenue dans les différents canaux spectraux.
- Le nuage multidimensionnel des points correspondant aux données projetées dans l'espace composé par les axes principaux, appelé "nuage statistique", permet de faire ressortir les grandes tendances statistiques des données.
- L'étude topologique du nuage statistique permet de regrouper les points qui ont des propriétés spectrales similaires. Ils forment des ensembles convexes ("cluster") et cela conduit à une classification de l'image.
- Elle permet de distinguer les spectres les plus caractéristiques de l'image : il s'agit généralement des points extrêmes des clusters ou de points pivots situés à la frontière entre deux clusters. Ces points, appelés "pôles - images", ont des comportements spectroscopiques très différents et, mélangés de manière appropriée, ils doivent permettre de reproduire une grande partie des spectres de la scène considérée.

En revanche, cette analyse ne permet pas de déterminer l'abondance relative au sein d'un pixel des composants spectraux choisis en tant que "pôles - images". La section suivante décrit une technique permettant cette détermination : l'analyse par mélanges spectraux.

3.2.2 Analyse par mélanges spectraux.

Le principe de l'analyse par mélanges spectraux ("Spectral mixing analysis" ou SMA) est de chercher à décrire toute la variabilité spectrale contenue au sein des pixels de l'image par une combinaison linéaire des spectres de pôles (ou "endmember").

Deux types de pôles peuvent être distingués :

- Les pôles de référence qui sont typiquement les spectres de réflectance (de laboratoire ou de terrain) de matériaux purs contenus ou non dans la scène.

- Les pôles - images, qui sont les spectres extraits de l'image. Comme cela est exposé plus haut, l'utilisation de l'ACP permet un choix optimal de ces pôles afin de décrire le maximum de variabilité existante dans l'image.

Un des atouts majeurs de la SMA est de fournir sous forme d'images, dites images - fractions, une quantification des contributions relatives des différents pôles considérés au sein de chaque pixel. Ceci permet en particulier de détecter la présence ou l'absence d'unités spectrales cohérentes dans l'image, qui peuvent être comparées avec notre connaissance a priori.

Description de la technique

La base de la SMA se décompose en deux phases : un ajustement et une phase de sélection.

Les entrées d'une telle analyse sont :

- l'image hyperspectrale, représentée pour le pixel i, j et la longueur d'onde λ_l par la valeur $S_{i,j}^{\lambda_l}$,
- les spectres des pôles, représentés pour le pôle k et longueur d'onde λ_l par la valeur $R_k^{\lambda_l}$.

Les spectres des pôles sont combinés linéairement afin de fournir le meilleur ajustement du spectre de chaque pixel de l'image, au sens des moindres carrés.

Les sorties sont :

- k images fractions relatives (une par pôle), correspondant à la proportion des différents pôles au sein de chacun des pixels. Elles sont représentées pour le pixel i, j et le pôle k par la valeur $F_{i,j}^k$
- l'erreur engendrée pour toutes les longueurs d'onde et tous les pixels. Elle est représentée pour le pixel i, j et la longueur d'onde λ_l par la valeur $E_{i,j}^{\lambda_l}$

En posant N le nombre de longueurs d'onde, l'ajustement revient à la résolution d'un système de dimension N pour chaque pixel, en minimisant l'erreur quadratique moyenne :

$$\forall i, j \quad S_{i,j}^{\lambda_l} = \sum_{k=1}^M F_{i,j}^k \cdot R_k^{\lambda_l} + E_{i,j}^{\lambda_l} \quad (3.1)$$

avec M le nombre de pôles.

L'erreur moyenne quadratique (rms pour "Root Mean Square") s'écrit :

$$\varepsilon_{i,j} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{l=1}^N \left(E_{i,j}^{\lambda_l} \right)^2} \quad (3.2)$$

L'ajustement est purement mathématique et il est nécessaire d'introduire des contraintes afin de vérifier la cohérence physique des résultats. Il s'agit

d'une *phase de sélection* des pixels qui ont été bien modélisés par l'application des critères suivants :

- La fraction relative de chacun des pôles est comprise entre deux valeurs, en général, proches de 0 et 1.
- L'erreur rms doit être inférieure à un certain seuil.
- L'erreur absolue pour chacune des longueurs d'onde doit être inférieure à un autre seuil.

Nous pouvons définir le *résultat statistique* comme la proportion de pixels qui ont un résultat satisfaisant.

Prise en compte de l'ombre

Il existe plusieurs méthodes pour prendre en compte l'ombre lors d'une SMA. En général, un spectre qui contient de l'ombre est considéré comme proportionnel au spectre du même matériau sans ombre. Pour estimer la contribution de l'ombre de la scène, nous définissons une image de luminosité relative :

$$\forall i, j \quad A_{i,j} = \sum_{k=1}^M F_{i,j}^k \quad (3.3)$$

Cette image permet de comparer la luminosité relative de chaque pixel avec celle moyenne des pôles. Elle nous permet de tenir compte des petites variations de luminosité dans la scène.

Ensuite, pour éliminer les effets d'ombre, les images-fractions relatives sont normalisées par cette image :

$$\forall i, j, k \quad \tilde{F}_{i,j}^k = \frac{F_{i,j}^k}{A_{i,j}} \quad (3.4)$$

donnant :

$$\forall i, j \quad \sum_{k=1}^M \tilde{F}_{i,j}^k = 1 \quad (3.5)$$

Où $\tilde{F}_{i,j}^k$ est l'abondance relative du matériau que représente le pôle k , dans le pixel i, j . De cette façon nous obtenons ce que nous appellerons par la suite *les images-fractions minéralogiques*. Ce sont ces images qui servent pour l'interprétation des images hyperspectrales.

La technique itérative

Afin d'améliorer le résultat de l'inversion, nous utilisons une méthode initiée par Chabrilat et al. [1994] (et Chabrilat [1995]). Il s'agit de l'analyse par

mélanges spectraux itératifs. Cette technique est très prometteuse et commence à être largement utilisée (Roberts et al. [1998]; Meer [1999]; Chabrillat et al. [2000]; Pinet et al. [2000]; Li et Mustard [2003]).

L'ACP est une inversion mathématique et il faut pour que les résultats soient cohérents que les pôles sélectionnés ne soient pas corrélés ni liés. Cela implique généralement que le nombre de pôles soit inférieur à la dimension utile des données définie lors de l'ACP.

Elle consiste à :

1. rechercher tous les pôles potentiels que ce soit des pôles de référence ou des pôles-images,
2. déterminer comment les pôles sont susceptible de se combiner entre eux dans la scène observée à partir de critères physiques et géologiques,
3. appliquer des SMA successives afin d'obtenir le meilleur ajustement pour chacune des combinaisons,
4. pour chacun des pixels, sélectionner, parmi les résultats, ceux issus de la combinaison qui a l'erreur rms minimum tout en respectant tous les critères physiques définis ci-dessus.

Cette technique nécessite un temps de calcul bien plus long que la SMA classique, mais elle permet d'utiliser un nombre de pôles supérieur à la dimension des données (nombre d'axes principaux significatifs), qui sont combinés deux par deux ou trois par trois. Cela améliore grandement le résultat statistique mais aussi l'interprétation de l'information contenue dans les données (Li et Mustard [2003]).

3.2.3 Le couplage ACP et SMA

Comme cela a été explicité, l'étude topologique du nuage statistique de l'ACP facilite le choix des pôles-images.

Par exemple, la figure 3.1 montre le traitement ACP d'une image hyperspectrale de la cible utilisée au chapitre 5. L'image de la cible, en haut à gauche, permet de repérer la position spatiale des pixels étudiés, les spectres de ces pixels sont tracés sur le graphique en haut à droite et leurs positions dans le nuage statistique projeté sur les trois premiers axes principaux sont exposées en bas. Le choix des pôles s'effectue en exploitant les trois types de visualisation. Généralement, la visualisation du nuage se restreint à un sous-espace à trois dimensions correspondant aux trois premiers axes principaux. Cependant il est important de noter que seule la visualisation se fait sur un nombre réduit d'axes, les outils de traitement utilisant pleinement la multidimensionalité des données.

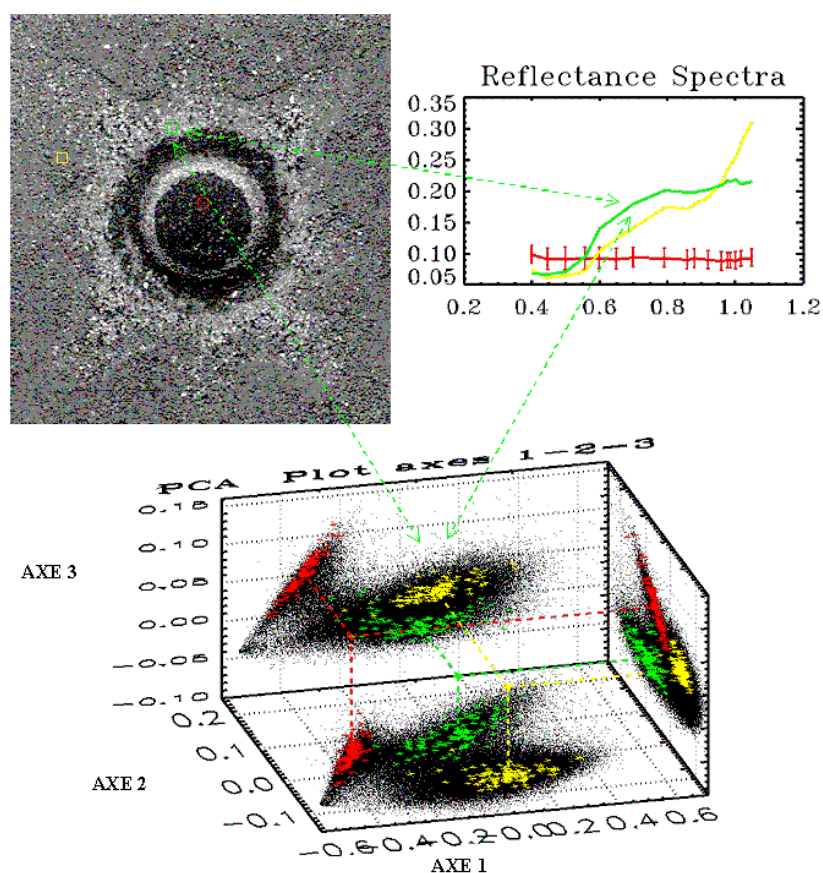


FIG. 3.1 – Analyse en Composantes Principales. Mise en relation des pixels de l'image (en haut, à gauche), de leurs spectres (en haut, à droite) et de leurs positions dans le nuage statistique des spectres des pixels projetés sur les trois premiers axes A.C.P. (en bas).

Chaque pixel ou spectre de la scène considérée, dont la localisation dans le nuage se trouve entre les pôles extrêmes sélectionnés, est potentiellement un mélange de ces composantes en proportion variable. Cela permet de définir des droites de mélange entre deux pôles ou des plans de mélange entre trois pôles... L'étude topologique du nuage, outre la détermination des pôles, permet d'établir leurs combinaisons potentielles : quels pôles sont susceptibles d'être mélangés ensemble dans la scène observée. Cela s'appuie sur des critères topologiques tels que le découpage du nuage en plusieurs classes distinctes qui ne se mélangent pas entre elles (classification). Ainsi, il est possible de superviser l'analyse par mélanges spectraux itérative en définissant quelles sont les combinaisons de pôles à mélanger et ainsi d'éviter de tester systématiquement

toutes les combinaisons qui seraient mathématiquement envisageables, mais ne présenteraient pas de logique de mélange au sens physique.

De plus, la projection des pixels exclus de la SMA, par l'application des critères dit "statistiques", sur le nuage PCA permet d'affiner le choix des pôles et de tenir compte du maximum d'informations de la scène observée.

En résumé, le couplage de l'ACP et de la SMA permet de guider la déconvolution subpixellaire de manière supervisée :

1. ACP : choix des pôles et de leurs combinaisons potentielles.
2. SMA : mélange linéaire itératif.
3. Vérification de la cohérence spatiale et statistique des résultats de l'analyse.
4. ACP : recherche de la position des pixels mal modélisés dans le nuage statistique et éventuellement retour au choix des pôles.

Cette méthode est très efficace et permet de prendre en compte le maximum de variabilité existant dans la cible, tout en étant guidé par un questionnement thématique évitant de tester des combinaisons physiquement ou géologiquement absurdes.

3.2.4 Domaines d'application

Il est difficile d'appliquer un procédé de déconvolution subpixellaire qui fournisse une évaluation précise des abondances minéralogiques, parce que les spectres de réflectance dépendent d'une façon complexe (1) des propriétés des différents composants de la surface (coefficients d'absorption, fonction de phase...), (2) de l'état physique de la surface (dimension particulaire, rugosité...) et (3) des conditions d'observation.

Selon la distribution des matériaux à l'intérieur du pixel, deux types de mélange existent : régional ou intime.

- Pour les mélanges régionaux ou macroscopiques, les différents matériaux en présence sont séparés en plusieurs régions distinctes macroscopiques au sein du pixel sans être mélangés. Le spectre de réflectance d'un pixel peut être considéré comme combinaison linéaire de spectres de pôles. Ainsi, le couplage entre ACP et SMA peut être appliquée directement sur l'image en réflectance bidirectionnelle (Adams et al. [1986]; Pinet et al. [1993]; Roberts et al. [1998]; Chabrilat et al. [2000]). Dans cette approche, les propriétés spectrales des pôles sont combinées linéairement.
- Pour les mélanges intimes ou "sel et poivre", l'albédo de diffusion simple d'un mélange minéral particulaire est une combinaison linéaire des albedos de diffusion simple des différents constituants, pondérés par leurs

sections efficaces géométriques (Johnson [1983]). Une méthode établie pour appliquer un procédé de déconvolution subpixellaire est de transformer l'image en albédo de diffusion simple, en utilisant par exemple le modèle de Hapke [1993], afin de linéariser le problème. Le couplage entre ACP et SMA peut être appliquée à cette image. Cette linéarisation du problème est largement utilisée pour l'étude de spectres expérimentaux (Mustard et Pieters [1987b, 1989]; Johnson et al. [1992]; Sabol et al. [1992]), ou de données d'observations télescopiques et satellitaires (Helfenstein et al. [1996]; Mustard et al. [1998]; Li et Mustard [2000]). Cependant elle nécessite de nombreuses informations a priori sur la surface observée pour l'inversion du modèle de Hapke.

3.3 Conclusion

Les techniques présentées ici permettent de prendre en considération deux dimensions des données, propres à l'imagerie hyperspectrale : les dimensions spatiale et spectrale.

Parmi toutes les techniques inventoriées, nous nous sommes focalisé sur l'analyse en composantes principales et l'analyse par mélanges spectraux, relativement simples à mettre en place et dont le couplage donne accès à une technique de déconvolution subpixellaire supervisée performante. Elle permet de prendre en compte le maximum de variabilité présente dans la scène observée, tout en étant guidé par un questionnement thématique de nature physique ou géologique.

Cette technique sera exploitée par la suite afin d'étudier expérimentalement l'influence sur le résultat de la déconvolution d'une augmentation progressive de l'information disponible sur la cible en terme de topographie, de texture et de composition de la surface (**chap. 5**).

Troisième partie

Propriétés des surfaces
géologiques naturelles,
hétérogénéité optique et
réflectance spectrale

Démarche et objectifs

L'étude des propriétés optiques des surfaces planétaires solides est généralement conduite suivant différentes "dimensions" :

Spectrale : il s'agit alors de décrire les variations observées dans les spectres (en fonction de la longueur d'onde). Cela permet de contraindre la nature des matériaux et leurs mélanges éventuelles au sein des pixels.

Angulaire : cela correspond aux variations goniométriques, c'est-à-dire l'étude de la modification de la fonction de réflectance bidirectionnelle en fonction des conditions d'observation (BRDF). L'utilisation de modèles photométriques, cherchant à modéliser ces variations, permet de retrouver les propriétés optiques et physiques de la surface observée tels que la taille et la forme des grains ou leur organisation spatiale.

Spatiale : Cela consiste à résoudre la surface observée afin d'en obtenir une image dont la dimension au sol des pixels soit la plus faible possible. Cela permet de tenir compte de l'organisation des structures géologiques observées et de s'attacher à des problèmes de déconvolution subpixellaire.

Nous suivons dans cette thèse une démarche consistant à traiter simultanément deux de ses "dimensions" parmi les trois :

1. Dans le chapitre 4, nous nous penchons sur la question de la caractérisation et du sens physique de la rugosité macroscopique. Cela nous conduit à étudier expérimentalement la réponse spectrale de divers échantillons analogues à des matériaux planétaires. Nous avons produit dix mesures spectrales sous les différentes conditions angulaires variées. L'étude des dimensions *spectrale et angulaire* permet de relier les propriétés optiques constatées aux caractéristiques physiques des échantillons observés.
2. Dans le chapitre 5, nous cherchons à quantifier et cartographier la minéralogie à l'échelle subpixellaire d'une cible simulant un cratère d'impact martien. Nous avons créé et mesuré une cible contrôlée, induisant à la fois des variations de la minéralogie et des propriétés physiques des constituants dans leur distribution spatiale. Nous étudions expérimentalement

les dimensions *spectrale et spatiale*, afin d'évaluer l'influence, sur l'interprétation des données, d'une augmentation progressive de l'information quantitative disponible sur la cible en termes de topographie, de texture et de composition de la surface.

3. En s'appuyant sur les résultats expérimentaux découlant des deux premières études, nous nous intéressons, au chapitre 6, à des images de la région de Reiner Gamma sur la Lune produites par la sonde Clementine. Nous avons alors utilisé une seule longueur d'onde, et exploité les deux autres dimensions *angulaire et spatiale* afin de cartographier les propriétés optiques et physiques de la région observée. En combinant ces nouvelles données avec les interprétations basées sur des études antérieures des dimensions spectrale et spatiale, il est possible de mieux contraindre le scénario de formation de la région.

Chapitre 4

Rugosité macroscopique : caractérisation in situ, expérimentale et sens physique

L'amélioration de la résolution spatiale des données de télédétection a mis en évidence l'influence de la rugosité macroscopique dans différents domaines spectraux : Bandfield [2002] et Ruff et Christensen [2002] se sont intéressés à l'effet produit par la taille et la rugosité des grains, à partir des données du spectre d'émission thermique (6 - 50 μm) produit par le Thermal Emission Spectrometer (TES) de la mission Mars Global Surveyor (MGS). Bandfield [2002] donne la distribution minérale de la surface de Mars, tout en constatant que les incertitudes sont principalement dues à la présence de poussières recouvrant la surface. Ruff et Christensen [2002] montrent de forts contrastes entre les surfaces brillantes et sombres de Mars. Les variations observées correspondent aux variations des spectres de silice ayant différentes tailles de grain. Il est proposé que les régions claires recèlent une fraction significative de silice sous la forme de particules inférieures à 100 μm .

La rugosité macroscopique (cf. **Sec. 2.2.4, page 36**), induite en partie par la taille des grains, contribue au signal au sein des images hyperspectrales. Sa connaissance donne une information sur l'état de surface, susceptible de contraindre des hypothèses géologiques. Ne pas en tenir compte peut entraîner de lourdes erreurs dans l'interprétation de la minéralogie des surfaces (Thomas et al. [2000]; Lampen et al. [2000]; Bandfield [2002]; Shkuratov et al. [2003c]) : certaines distinctions entre deux spectres, interprétées comme des matériaux différents, peuvent parfois n'être dues qu'à des variations de l'état de surface.

La question de la rugosité macroscopique est abordée dans ce chapitre sous différents points de vue :

- La première partie porte sur le cas lunaire décrit par Helfenstein et She-

- pard [1999]. Il s'agit d'une étude in situ à partir d'images prises par l'Apollo Lunar Surface Closeup Camera (ALSCC).
- La suite est fondée sur une étude qui a été centrale dans le travail de thèse et qui a donné lieu à un article publié dans la revue *Icarus* (Cord et al. [2003], joint en annexe). Elle porte sur la modélisation de données multi-spectrales et multiangulaires de différents échantillons ayant différentes structures subpixellaires.
 - Enfin, fort de ces acquis expérimentaux, nous aborderons la modélisation numérique de différentes surfaces ayant des topographies particulières et l'influence de ces dernières sur la mesure, en nous appuyant sur les résultats présentés dans un article soumis à *Icarus* (Shkuratov et al. [2003c]).

4.1 Caractérisation in situ du régolite lunaire

Nous ne disposons que de très peu d'informations quantitatives in situ pour caractériser l'organisation du relief aux échelles spatiales subpixellaires intervenant dans le signal intégré acquis par spectrophotométrie. Une étude récente de Helfenstein et Shepard [1999] a cependant décrit celle du régolite lunaire à partir des images prises par l'Apollo Lunar Surface Closeup Camera (ALSCC, cf. NASA [1969]). Il s'agit de l'appareil photo spectroscopique utilisé par les astronautes des missions Apollo 11 et 14. Chaque image couvre une surface de 7 x 8 cm du sol lunaire avec une résolution spatiale de 85 μm sur la surface. Ces images représentent les meilleures, et pour ainsi dire les seules, observations in situ du régolite lunaire et, par conséquent, de sa texture, c'est-à-dire de sa topographie entre les échelles submillimétrique et centimétrique. Dans cette étude, les auteurs ont utilisé, parmi les 48 images disponibles, les 12 qui représentent au mieux le régolite lunaire de mer non perturbé et ont calculé les modèles numériques de terrain (MNT) associés.

Les profils topographiques ont tout d'abord été étudiés (cf. **Fig. 4.1**). Sur cette figure, les profils a et b correspondent à de la roche recouverte partiellement de régolite. Les profils c à g correspondent à des sols typiques de mer basaltique, contenant parfois quelques roches (e et f). Les profils h et i sont des exemples typiques du régolite de la région continentale de Fra Mauro. Le profil j passe à travers un bloc rocheux au pied d'un cratère de mer. Le profil k se situe au sein d'un cratère de mer contenant des morceaux de roche inhabituelle. À petite échelle tous les profils semblent avoir la même texture fine.

À partir des MNT, il est possible de déduire les paramètres caractéristiques de différentes méthodes classiquement utilisées pour étudier la topographie subpixellaire, qu'il s'agisse de l'analyse fractale ou du modèle de Hapke. La

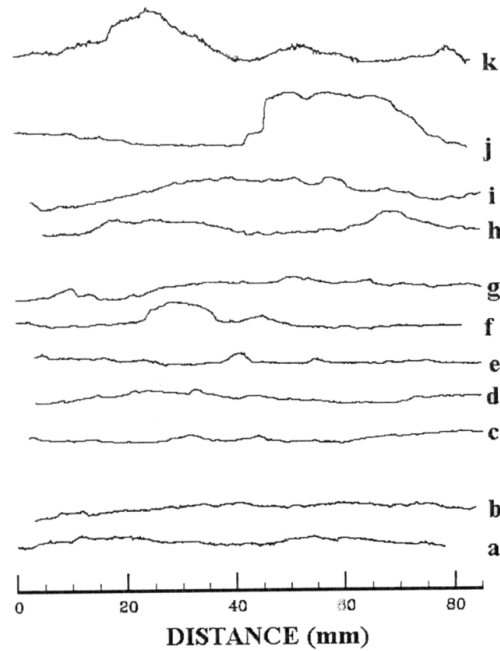


FIG. 4.1 – Profils d'élévation, sans exagération verticale, extraits des modèles numériques de terrain des images du régolite planétaire (d'après Helfenstein et Shepard [1999]).

validité du modèle fractal a été ainsi confirmée. Les auteurs ont calculé la valeur du paramètre de Hapke de la rugosité macroscopique ($\bar{\theta}$) en fonction de l'échelle d'observation et en ont déduit que :

- $\bar{\theta}$ diminue lorsque l'échelle d'observation augmente. La rugosité macroscopique évaluée à partir de mesures photométriques est principalement induite par de fortes pentes à de petites échelles.
- la distribution gaussienne des pentes suggérée par Hapke est une bonne approximation pour des échelles d'observation supérieures au millimètre. Pour les échelles plus petites, l'approximation gaussienne semble surestimer significativement la valeur de $\bar{\theta}$.
- la contribution relative de la rugosité aux échelles supérieures à 8 cm est faible par rapport à celle des échelles submillimétriques.
- la rugosité macroscopique des terrains continentaux est généralement plus grande que celle des mers. Les valeurs de $\bar{\theta}$ pour la Lune sont les suivantes, avec une précision de $\pm 1^\circ$: 24° pour les matériaux sombres (mers basaltiques), 27° pour les matériaux clairs (terrains continentaux), avec une estimation pour la mesure intégrée de 26° .

- Pour les terrains lunaires, $\bar{\theta}$ est représentatif de la contribution cumulée de la rugosité de surface à toutes les échelles supérieures à $100\mu m$.

Jusqu'alors, pour toutes les applications du modèle de Hapke à la photométrie planétaire, la valeur de $\bar{\theta}$, dérivant du disque planétaire intégré, était considérée comme représentant la même quantité physique que celle dérivant du disque résolu, et ceci même lorsque le disque intégré présentait une contribution supplémentaire au relief de la surface provenant de structures ayant des échelles bien plus grandes que la résolution spatiale des mesures disque résolu. En montrant que la topographie de la surface aux échelles supérieures au décimètre ne contribue quasiment pas à la rugosité macroscopique, cette étude prouve que l'hypothèse ci-dessus est valide, et que cette contribution n'est pas négligeable même sur des échelles régionales.

Cette étude est la première à étudier in situ les propriétés de rugosité macroscopique de terrains lunaires.

4.2 Caractérisation expérimentale

4.2.1 Objectifs

Dans Cord et al. [2003] (joint en annexe), nous présentons une méthode fiable permettant de déterminer l'ensemble des six paramètres impliqués dans le modèle photométrique de Hapke [1993] (cf. **Sec. 2.2.5.c, page 42**), à partir d'un jeu d'images hyperspectrales prises sous des conditions angulaires variées, dans la gamme habituelle des instruments optiques des satellites. Cette approche est fondée sur un algorithme génétique : l'ensemble des paramètres de Hapke est traité simultanément sans aucune connaissance a priori du matériau constituant la cible. Cela limite le risque de rencontrer un extremum local, et améliore la stabilité et la répétitivité de la détermination. En outre, elle requiert moins de temps de calcul qu'une routine de type Monte Carlo.

A titre d'exemple, en utilisant des mesures spectrales multiangulaires expérimentales, cette méthode est appliquée à trois sols volcaniques, analogues de surfaces planétaires, et plus particulièrement de la surface martienne, ayant chacun quatre classes de tailles de grains. Nous obtenons des résultats cohérents avec la littérature, qui valident toutes les étapes dans notre méthodologie : les mesures expérimentales, la mise en œuvre du modèle de Hapke et la dérivation des quantités photométriques par l'algorithme génétique.

L'objectif de notre étude a été de comprendre le sens physique des paramètres de Hapke, en particulier du paramètre $\bar{\theta}$ de la fonction de rugosité macroscopique. Nous avons cherché à comprendre dans quelle mesure ce paramètre influence les mesures hyperspectrales, selon l'état de surface des

échantillons étudiés. Nous avons, en outre, établi la dépendance spectrale potentielle des différents paramètres.

4.2.2 Approche expérimentale

a) Contexte de l'instrumentation existante

L'interprétation des mesures d'imagerie hyperspectrale des surfaces planétaires solides, acquises sous des conditions géométriques variées, est aujourd'hui limitée par un manque de données expérimentales. Ces dernières sont nécessaires pour contraindre et développer les modèles de réflectance dans le cas de surfaces réelles plus ou moins hétérogènes et rugueuses observées sous des conditions géométriques variées. D'autre part, elles sont essentielles pour inverser les observations spectrales et en déduire des informations quantifiées concernant la minéralogie, la pétrographie et les abondances en certains éléments des surfaces planétaires.

Cette constatation a conduit différents laboratoires à développer des moyens d'étude expérimentaux. Ils ont pour objectifs d'améliorer la modélisation du transfert radiatif de surfaces géophysiques granulaires et compactes et ainsi de valider les modèles photométriques, de caractériser les propriétés physiques de la surface, d'analyser rigoureusement les observations de télédétection terrestres et planétaires, de définir les stratégies d'observation pour les futures missions, et enfin, de constituer des bases de données de réflectance bidirectionnelle disponibles pour la communauté scientifique. De façon non-exhaustive, nous citerons les instruments suivants :

L'université de Brown a développé un spectro-goniomètre appelé RELAB qui sert de référence au sein de la communauté scientifique (Pieters [1983]). Il permet de créer des bibliothèques de spectres de réflectance dans la gamme spectrale 0,45 - 2,6 μm sous des conditions angulaires variables ($12^\circ < g < 120^\circ$) (Pieters et Englert [1993]).

Le Jet Propulsion Laboratory (JPL) a construit un spectro-goniomètre spécifiquement destiné aux mesures sous des angles de phase extrêmement faibles ($0 < g < 6^\circ$) sur un domaine spectral compris entre 0,35 et 1,1 μm (Buratti et al. [1988]). Cet instrument a permis d'améliorer la compréhension des effets d'opposition (cf. **Sec. 2.2.4, page 34**) en confrontant les modèles théoriques et numériques à un verdict expérimental (Nelson et al. [1998, 2000, 2002]).

L'université de Kharkov travaille sur la même problématique en utilisant deux instruments : le premier permet l'étude de la fonction de phase et de la polarisation sur des angles allant de 3° à 160° , et le deuxième permet

la mesure sous des angles entre $0,2^\circ$ et 17° (Shkuratov et al. [1992, 1994b, 1999a, 2002]). L'intérêt est de documenter le phénomène d'opposition et plus particulièrement les effets de polarisation négative qui en découlent.

L'université de Kobe a mis en place un goniomètre pour la longueur d'onde d'étude $0,63 \mu m$, permettant des études à la fois multi-angulaires (domaine de phase entre 0° et 160°) et polarisées (Nakamura et al. [1999]; Kamei et Nakamura [2002]).

L'université de Grenoble I a développé un spectro-goniomètre couvrant une gamme spectrale très importante, entre $0,3$ et $5 \mu m$, sous un large éventail de configurations angulaires (Bonney et al. [2000]; Bonney [2001]). Il a pour objectif l'étude de la réflectance bidirectionnelle de surfaces géologiques, en particulier les surfaces glacées.

Le Laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire (LDTP) : Tous les outils disponibles travaillent sur des surfaces de quelques centimètres de façon intégrée, en produisant les mesures sur des taches relativement réduites. Aucun ne s'est intéressé à la dimension spatiale de l'imagerie hyperspectrale. C'est le défi qu'a relevé le LDTP en développant un moyen d'étude expérimental spectrophotogoniométrique produisant des images hyperspectrales.

b) Description de l'imageur du LDTP

L'imageur hyperspectral est présenté aux figures 4.2 et 4.3.

Cet instrument permet d'obtenir une image hyperspectrale de réflectance ayant 19 canaux, pour des longueurs d'onde allant du proche ultraviolet au proche infrarouge, d'un échantillon macroscopique (typiquement de 20 cm de côté).

Les conditions angulaires d'incidence et d'émergence sont ajustables et permettent de simuler les conditions d'observation les plus fréquemment rencontrées par les sondes spatiales. La source de lumière utilisée est le soleil. Un sidérostatis suit son mouvement durant l'observation. Un jeu de miroirs éclaire l'échantillon avec un faisceau de lumière solaire sous une incidence variable comprise entre 0 et 50 degrés (**Fig. 4.2**).

Un deuxième jeu de miroirs renvoie la lumière ré-émise par l'échantillon, au travers d'une roue à filtres, dans un système de lentilles qui crée une image sur un capteur CCD bidimensionnel. Ce système optique est monté sur un berceau qui peut basculer permettant de sélectionner l'angle d'émergence entre -70 et 70 degrés (**Fig. 4.2**).

Jusqu'ici cet instrument ne produisait des images que dans le plan principal (c'est-à-dire avec un angle d'azimut de 0° ou 180°). L'ajout d'une source

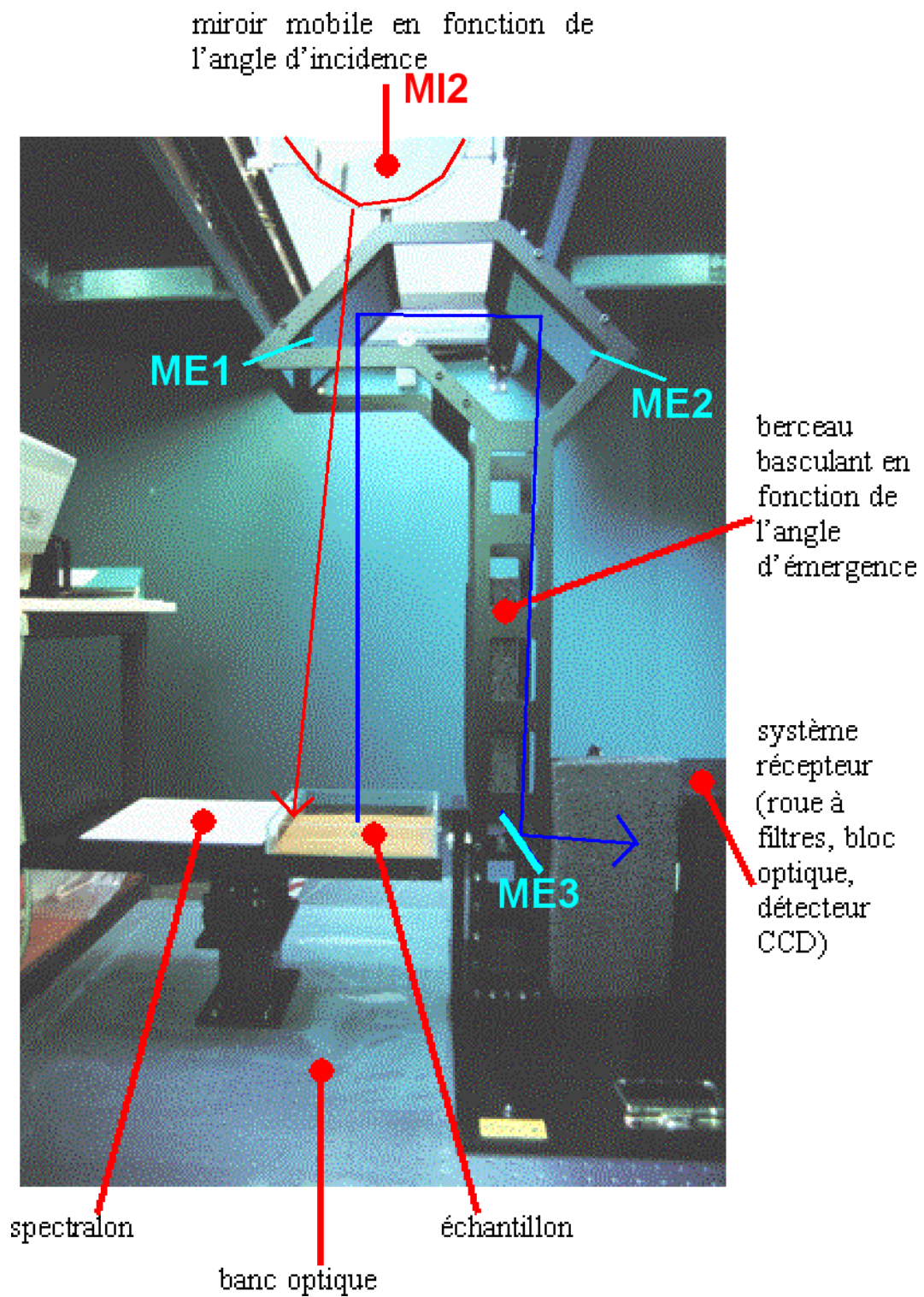


FIG. 4.3 – Photo de l'imageur.

artificielle permet désormais de pallier ce manque.

La roue à filtres contient 19 filtres passe-bande interférentiels ayant des fréquences centrales comprises entre 402 et 1050 nm, avec des bandes passantes de l'ordre de 10 à 15 nm. Ces filtres peuvent être remplacés de manière à modifier le domaine d'étude.

La caméra CCD, produite par Princeton Instrument, possède une matrice de 1152 par 1242 pixels et la numérisation s'effectue sur 16 bits. La résolution spatiale sur l'échantillon est de 0.2 mm/pixel environ. Le capteur CCD est motorisé en translation afin de compenser la variation de distance focale du système optique en fonction de la longueur d'onde. La figure 4.4 illustre ce

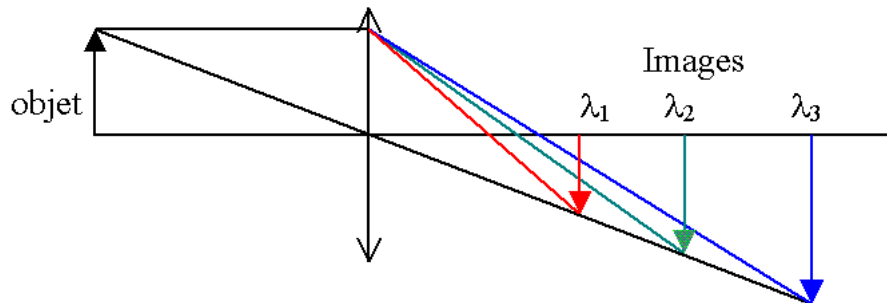


FIG. 4.4 – Illustration de l'aberration chromatique. La lumière au travers d'un système optique subit une déviation différente suivant la longueur d'onde.

phénomène, ainsi que la variation du grandissement de l'image avec la longueur d'onde. Ceci sera pris en compte lors de la coregistration, étape qui consiste à modifier la taille et à traduire les différents plans images afin de les rendre superposables. Le CCD est également motorisé en rotation afin de permettre la mise au point sur tout le champ lorsqu'on observe un échantillon sous une émergence non nulle (Fig. 4.5) et de compenser ainsi la rotation du plan image.

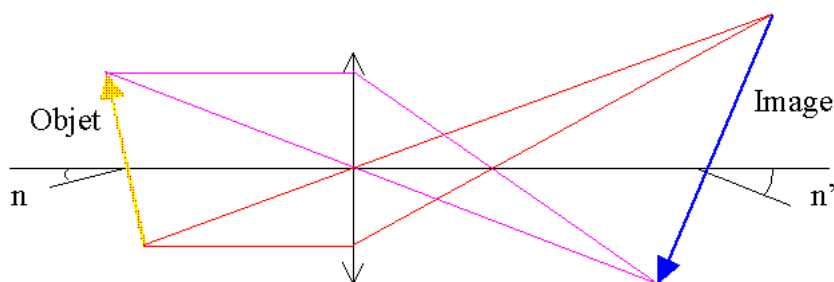


FIG. 4.5 – Illustration du problème de mise au point lors de l'observation d'un objet non parallèle au système optique.

Un logiciel d'acquisition permet d'assister l'utilisateur lors des mesures. Il

gère donc les acquisitions d'images, les déplacements des différents moteurs, ainsi que le pré-traitement des images.

Une séquence de mesures se déroule comme suit :

- Acquisition des mesures de bruit instrumental du CCD (darkfields) permettant de corriger le bruit lié à l'électronique pour chaque pixel.
- Acquisition des champs de pleine lumière uniforme (flatfields) pour chacune des longueurs d'onde sur un échantillon uniforme sur tout le champ (spectralon) ; ils servent à corriger les images des non-uniformités spatiales de l'instrument (sensibilité différentielle des pixels du CCD, variation de transmission des lentilles, filtres et miroirs...). Lors de l'acquisition de ces flatfields, le programme optimise le temps de pose en deux ou trois itérations pour chaque filtre de manière à occuper la moitié de la dynamique du CCD, soit un niveau proche de 30 000 sur 65 536 niveaux de gris ($= 2^{16}$, 16 bits).
- Détermination et élimination de tous les pixels qui n'ont pas une réponse linéaire suivant le temps d'exposition.
- Acquisition des images proprement dites, en utilisant les temps de pose déterminés lors de l'acquisition des flatfields. Chaque cible comprend, outre l'échantillon, un spectralon servant de référence photométrique, juxtaposé à celui-ci.
- Correction des images brutes, la zone de référence photométrique (spectralon) est ramenée à son niveau théorique. Le comportement non totalement Lambertien du spectralon en fonction de la longueur d'onde est pris en compte lors de la correction : il a été calibré par des mesures produites à l'ONERA (Toulouse, France) et comparé avec d'autres estimations récentes de Bonnefoy [2001].
- Les images sont ensuite coregistrées et corrigées du grandissement afin qu'elles soient parfaitement superposables.

4.2.3 Description des échantillons et des mesures

Les échantillons

Pour cette étude, nous avons sélectionné trois matériaux :

- Un basalte frais non altéré, avec quelques phénocristaux d'olivine, de pyroxène et de plagioclase, provenant d'une coulée de lave du Pic d'Ysson (Massif Central, France). Le spectre est présenté à la figure 4.6.a.
- Un tuf rouge oxydé d'origine basaltique provenant de Flagstaff Cinder Sales (Arizona, U.S.A.), contenant quelques phénocristaux de plagioclase. Il est lié à un volcanisme basaltique de type explosif ayant subi une oxydation du fer. (**Fig.** 4.6.b.)

- Un basalte hautement altéré, de type palagonite, provenant du Lac du Salagou (Hérault, France). Ce matériau a été altéré de façon intensive par la circulation d'eau à basse température. (**Fig.** 4.6.c.)

Ces matériaux présentent différentes propriétés spectrales (**Fig.** 4.6) : le premier est gris, relativement sombre, sans dépendance spectrale, tandis que les deux autres ont une forte augmentation de la réflectance avec la longueur d'onde.

La composition chimique de la roche totale des trois matériaux est la suivante :

	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	TiO ₂	P ₂ O ₅	Paf
Basalte	42.8	11.5	12.9	0.3	15.3	9.6	2.7	1.2	2.1	0.6	1.0
Palag.	45.8	19.4	7.3	0.1	3.2	5.4	2.2	4.1	0.6	0.2	11.7
Tuf	48.0	17.9	11.8	0.2	5.8	9.7	3.7	0.7	1.7	0.5	0.2

TAB. 4.1 – Analyse chimique de la roche totale des trois matériaux. Paf correspond à la perte au feu.

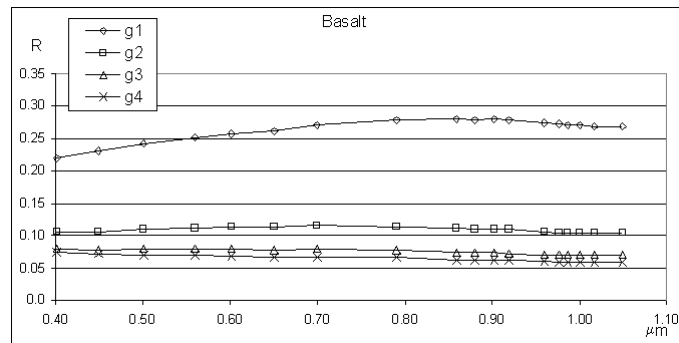
Afin d'explorer les variations du signal en fonction des variations de la rugosité macroscopique, les matériaux ont été broyés en poudres ayant des tailles de grain de moins de 3 mm et ont été triés en quatre classes à l'aide de tamis. Les tailles de grain de chaque classe sont : moins de 75 μm (appelés "G1"), de 75 à 250 μm ("G2"), de 250 à 500 μm ("G3") et de 500 μm à 2 mm ("G4"). Ainsi est-il possible d'explorer une grande partie du domaine que nous qualifierons dans la suite de domaine méso-échelle, défini à la section 4.3 (page 85).

Afin d'appréhender l'état de surface de nos différents échantillons à l'échelle du micron, nous avons réalisé des photos au microscope de certains d'entre eux présentées sur la figure 4.7. Elle illustre que les grains sont principalement constitués d'agrégats de petites particules, coexistant avec quelques blocs. Nous avons pu en déduire qu'à l'échelle de la dizaine de microns, la rugosité *microscopique* est semblable pour tous les échantillons.

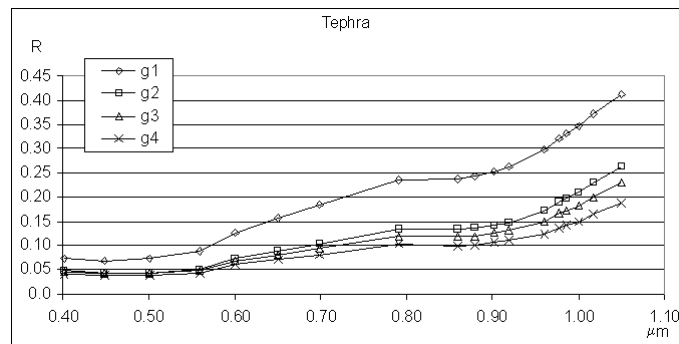
La cible

Une cible contenant les douze échantillons (trois matériaux couplés avec quatre classes de taille de grain) est utilisée pour les mesures (**Fig.** 4.8). Elle autorise une exploration du domaine central de l'espace paramétrique à la fois en termes de taille de grain et de niveau de réflectance, typiques des surfaces rocheuses planétaires, en particulier de Mars.

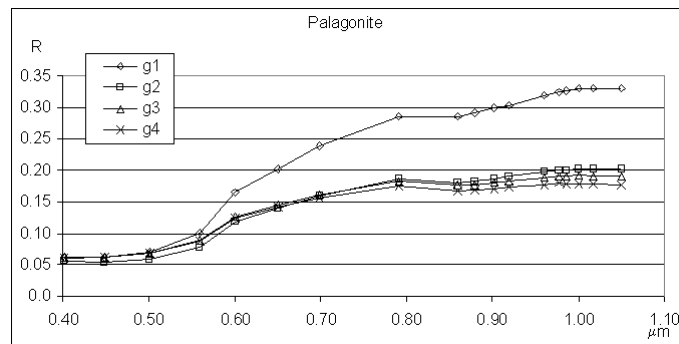
Une extension de cette étude consisterait à mesurer également des matériaux glacés, très brillants et des matériaux d'albédo très faible, afin de rendre cette étude plus exhaustive.



(a) Basalte



(b) Tuf rouge



(c) Palagonite

FIG. 4.6 – Spectres de réflectance bidirectionnelle (R) pour les trois matériaux et toutes les classes de tailles de grains. L'angle d'incidence est 30° et celui d'émergence de -45° .

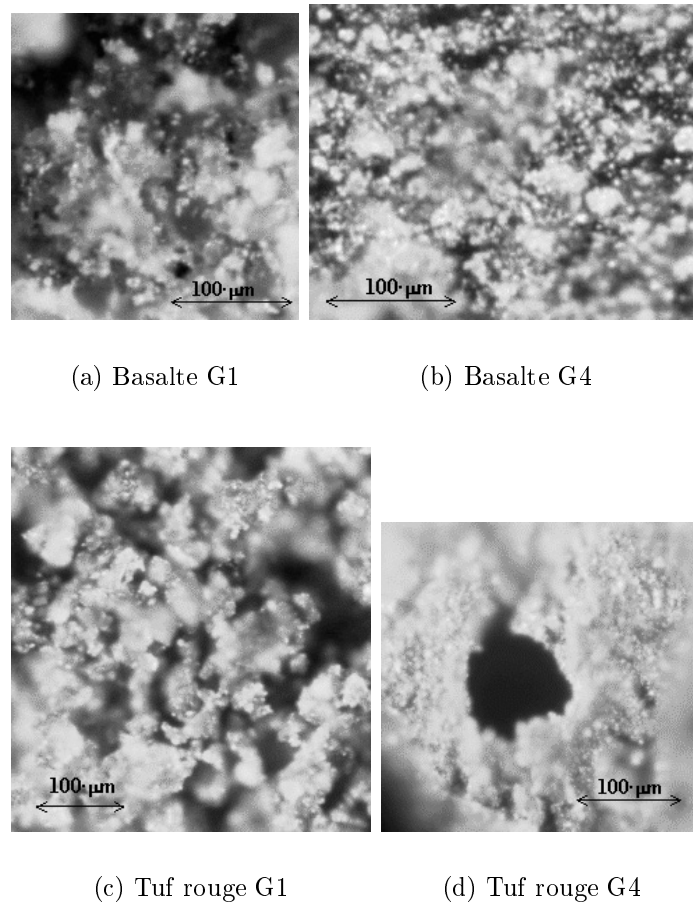


FIG. 4.7 – Photos prises au microscope (x 200) des échantillons de basalte et de tuf rouge pour les classes G1 et G4. Elles permettent de comparer la rugosité *microscopique* des échantillons.

Les mesures

Avec l'imageur spectral de laboratoire (**Sec.** 4.2.2), nous avons produit dix mesures spectrales de la cible sous les différentes conditions angulaires présentées dans le tableau 4.2. L'incidence est sélectionnée entre 0° et 55° et l'émergence entre -70° et 70° dans le plan principal. L'angle de phase minimum est 20° . Bien que ne permettant pas de contraindre les effets d'opposition, ce domaine angulaire est tout à fait pertinent pour mener des expériences en laboratoire (Kamei et Nakamura [2002]), simulant les conditions d'observation les plus fréquemment rencontrées en exploration planétaire.

De nombreuses mesures indépendantes (150x150 pixels), à une résolution

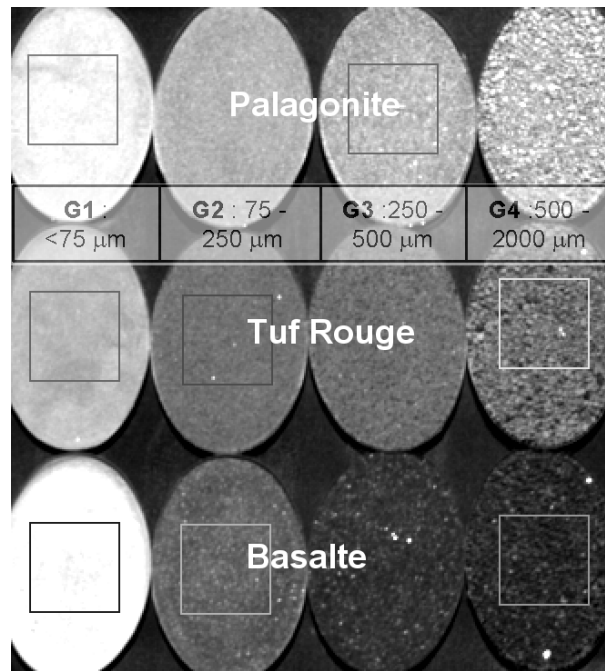


FIG. 4.8 – Cible composé de trois matériaux pour les quatre tailles de grain. Dans chaque colonne, du haut vers le bas nous avons les matériaux : palagonite, tuf rouge et basalte. De gauche à droite nous avons les tailles de grain de G1 à G4. Les carrés (3x3 cm) sont les cellules à l'intérieur desquelles les mesures sont moyennées

de $200 \mu m$ par pixel, sont enregistrées simultanément pour chaque échantillon. Cette technique expérimentale simule au mieux le cas d'un régolithe planétaire, où les propriétés optiques sont influencées par la variabilité physique liée à la texture subpixelaire. Ensuite, le spectre de chaque échantillon est extrait en moyennant les valeurs mesurées pour chaque longueur d'onde à l'intérieur de cellules de 3x3 cm. Ceci diffère des données expérimentales habituelles produites par des mesures intégrées. Nous obtenons ainsi pour chaque échantillon une valeur de mesure par longueur d'onde et par condition angulaire.

4.2.4 Une méthode d'optimisation : l'algorithme génétique

L'objectif de cette étude est de modéliser, en utilisant l'équation de Hapke, les spectres de réflectance des douze échantillons décrits ci-dessus. Pour chacun d'eux, nous avons mesuré 10 spectres, correspondants à 10 configurations angulaires, constitués de 18 longueurs d'onde. Cela conduit à déterminer, sans

Angle d'incidence (i)	20	30	40	0	30	50	20	30	40	50
Angle d'émergence (e)	0	50	65	30	0	20	-35	-45	-55	-65
Angle de phase (g)	20	20	25	30	30	30	55	75	95	115

TAB. 4.2 – Configurations angulaires utilisées pour modéliser la fonction de phase.

aucune connaissance a priori, les valeurs des paramètres qui réduisent au minimum la différence entre les spectres mesurés et modélisés. Compte tenu du grand nombre de données, nous avons choisi un algorithme génétique.

C'est au début des années 1960 que John Holland de l'Université du Michigan a commencé à s'intéresser à ce qui allait devenir les algorithmes génétiques. Ses travaux ont trouvé un premier aboutissement en 1975 (cf. Holland [1975]). L'idée fondamentale est la suivante : le réservoir génétique d'une population donnée contient potentiellement la solution, ou plutôt une meilleure solution, à un problème adaptatif donné. Cette solution n'est pas exprimée car la combinaison génétique sur laquelle elle repose est dispersée au niveau de plusieurs individus. Ce n'est que par l'association de ces combinaisons génétiques au cours de la reproduction que la solution pourra s'exprimer.

Le principe de fonctionnement d'un algorithme génétique est simple :

1. Codage du problème sous forme de génome, i.e. définition des gènes des individus, un individu représentant une solution potentielle au problème.
2. Génération aléatoire d'une population. Celle-ci contient un réservoir génétique qui représente un ensemble de solutions possibles.
3. Calcul d'une valeur d'adaptation ou score pour chaque individu. Elle sera fonction directe de la proximité des différents individus avec l'objectif.
4. Sélection des individus devant se reproduire en fonction de leurs scores.
5. Croisement des génomes des parents.
6. Sur la base de ce nouveau réservoir génétique, on réitère à partir de l'étape numéro 3.

Les croisements (crossover, étape 5) sont à la base des algorithmes génétiques. Il existe toutefois un autre opérateur important : la mutation. En effet, au sein d'un réservoir génétique donné, même important, il est possible que la solution recherchée ne soit pas présente. L'opérateur de mutation permet l'émergence de nouvelles configurations génétiques. En élargissant le réservoir, ces mutations améliorent les possibilités de trouver une solution optimale.

Les algorithmes génétiques sont des systèmes originaux, s'inspirant du fonctionnement présumé du vivant. La méthode utilisée est très différente des algorithmes classiques d'optimisation. Nous retiendrons quatre points principaux :

1. Utilisation d'un codage des paramètres, et non des paramètres eux-mêmes.
2. Travail sur une population de points, au lieu d'un point unique.
3. Utilisation des seules valeurs de la fonction à optimiser, et non de leur dérivée ou d'une autre connaissance auxiliaire.
4. Utilisation de fonctions de transition probabilistes, non déterministes.

Il est important de comprendre que le fonctionnement d'un tel algorithme ne garantit nullement la réussite. Nous sommes en présence d'un système stochastique et la probabilité n'est pas nulle qu'un réservoir génétique soit trop éloigné de la solution ou, par exemple, qu'une convergence trop rapide bloque le processus d'évolution. Ces algorithmes n'en sont pas moins extrêmement performants, leur utilisation se développe dans des domaines aussi divers que la prévision boursière, l'ordonnancement des systèmes de production ou la programmation des robots d'assemblage dans l'industrie automobile.

Le concept de base de l'algorithme génétique est très général et son application dans la détermination des paramètres de Hapke est décrite en détail dans Cord et al. [2003].

Nous noterons simplement que les principaux avantages de cette technique sont :

- Tous les paramètres de Hapke sont traités simultanément sans présuppositions supplémentaires, limitant le risque de rencontrer un extremum local.
- Toutes les configurations ont le même poids, i.e. toutes les données disponibles sont utilisées pour résoudre le problème.
- En comparaison avec la méthode de Monte Carlo (Hillier et Buratti [2001]), l'algorithme génétique améliore le temps de calcul d'un facteur 50 000.

4.2.5 Détermination des paramètres de Hapke : principaux résultats

L'étude des caractéristiques optiques d'analogues de surfaces planétaires non glacées en fonction de la taille des grains et de la composition est présentée en détail dans Cord et al. [2003]. Nous donnons ici un résumé des principaux résultats qui en découlent.

Le formalisme de Hapke, en utilisant les valeurs des paramètres déterminées par l'algorithme génétique, modélise correctement les variations de la réflectance bidirectionnelle pour les différents échantillons. Du point de vue méthodologique, la cohérence des valeurs avec la littérature valide les différentes étapes de

l'approche : les mesures expérimentales, la mise en œuvre du modèle de Hapke et la dérivation des quantités photométriques par l'algorithme génétique.

Nous avons, en premier lieu, évalué la précision de la détermination de chaque paramètre : $\pm 0,03$ pour la fonction de phase ($P(b, c)$ définie par la fonction de Henyey-Greenstein à deux lobes et deux paramètres, **Eq. 2.20**, **page 30**), $\pm 1^\circ$ pour la fonction de rugosité macroscopique ($S(\bar{\theta})$ donnée par les équations 2.40 et 2.43, **page 38**), et $\pm 0,1$ pour la fonction d'opposition de type SHOE ($B_{SH}(B_{S0}, h_S)$ donnée par **Eq. 2.23**, **page 35**). Cela indique que les fonctions de phase et de rugosité macroscopique sont bien contraintes et, par conséquent, que le domaine angulaire de l'étude (angle de phase entre 20° et 120°) est suffisant pour déterminer ces fonctions. En revanche, la fonction d'opposition est mal contrainte. Pour mieux la décrire, des mesures sous des angles de phase plus petits sont nécessaires. Une étude complémentaire est prévue afin de mesurer les mêmes échantillons avec des angles de phase entre 0° et 20° .

Ainsi, cette étude donne accès à la dérivation de certains paramètres de Hapke de façon contrainte, pour des échantillons ayant des tailles de grain et des niveaux de réflectance proches de ceux des surfaces régolitiques planétaires :

- b a une valeur similaire pour tous les échantillons, entre 0,4 et 0,5.
- c augmente généralement avec la taille de grain, confirmant que les grains larges ont tendance à diffuser vers l'arrière alors que les grains fins diffusent plutôt vers l'avant.
- Les valeurs de $\bar{\theta}$ sont fortement corrélées à la taille des grains : 14° pour G1, 20° pour G2, 23° pour G3 et 26° pour G4 dans le cas des matériaux clairs (palagonite et tuf rouge) ; 6° pour G1, 13° pour G2, 16° pour G3 et 21° pour G4 dans le cas d'un matériau plus sombre tel que le basalte.

Ces valeurs pourront être utilisées dans de futures interprétations de données de spectroscopie, en particulier dans le cas de Mars.

Nous avons, en outre, étudié le sens physique du paramètre $\bar{\theta}$ de la fonction de rugosité macroscopique. Cette étude est détaillée et approfondie à la section 4.3.

De plus, la dépendance potentielle en longueur d'onde des paramètres a été estimée (cf. **Fig. 4.9** pour les paramètres b et c et **Sec. 4.3.3 (page 93)** pour le paramètre $\bar{\theta}$). Les résultats contredisent l'hypothèse implicite que les paramètres de Hapke sont constants avec la longueur d'onde en révélant une variation du deuxième ordre.

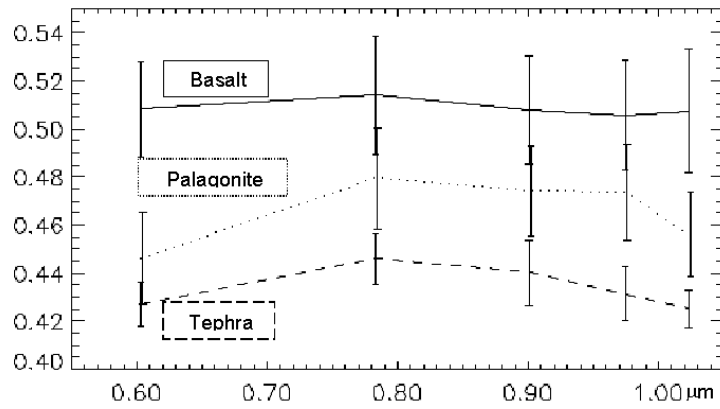
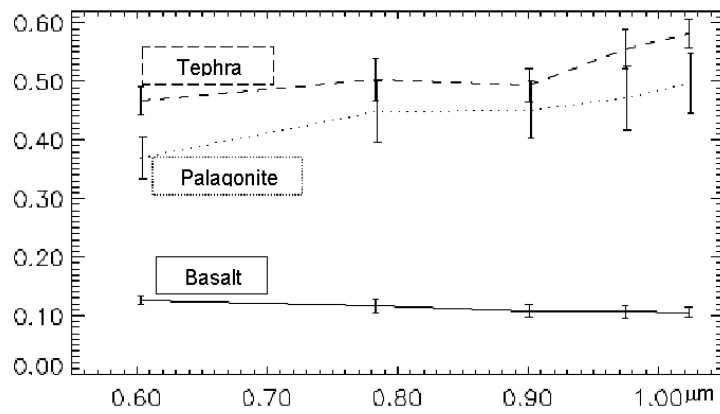
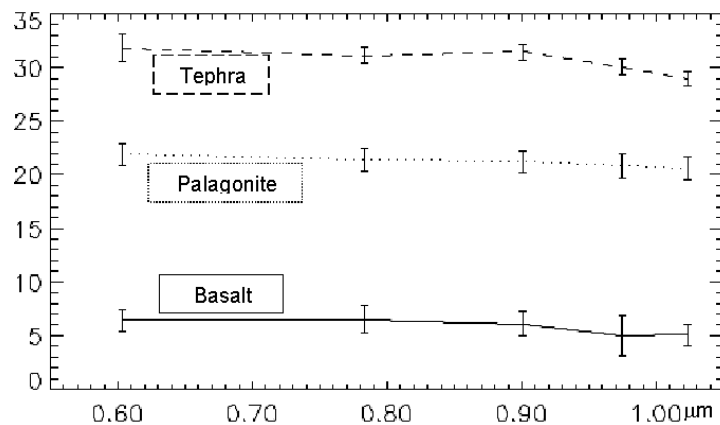
(a) b (fonction de phase)(b) c (fonction de phase)(c) $\bar{\theta}$ (fonction de rugosité)

FIG. 4.9 – Dépendance en longueur d'onde des paramètres de Hapke. La ligne pleine correspond au Basalte G1, les pointillés à la Palagonite G3 et les tirets au Tuf G4. Extrait de Cord et al. [2003].

4.3 Le sens physique du paramètre $\bar{\theta}$

Nous avons présenté à la section 2.2.4 (**page 36**) la solution analytique proposée par Hapke [1993] pour prendre en compte la rugosité macroscopique ($S(\bar{\theta})$).

D'après la définition, dans la théorie de Hapke, le paramètre $\bar{\theta}$ est considéré comme l'intégration des topographies à toutes les échelles depuis la taille des particules, déterminées par la physique de l'équation de transfert radiatif, jusqu'à celle du pixel, fonction de la résolution spatiale du capteur.

Afin de mieux appréhender le sens physique de $\bar{\theta}$, nous définissons trois niveaux d'échelle :

Micro-échelle : elle est décrite par le milieu particulaire ayant une taille typique d'une dizaine de longueurs d'onde ou moins (jusqu'à quelques dizaines de microns).

Macro-échelle : elle représente les grandes variations topographiques d'une cible. Nous considérons qu'il s'agit de l'échelle à partir de laquelle la structure subpixellaire n'a plus d'influence sur les données.

Méso-échelle : elle est intermédiaire entre ces deux échelles. Elle dépend de la topographie subpixellaire, c'est-à-dire de l'organisation de la surface à l'intérieur des pixels. Elle est dominée par l'aspect "rocheux" de la surface impliquant la forme, la rugosité et la disposition des grains.

Shepard et Campbell [1998] ont mis en avant l'importance primordiale de la contribution de l'échelle des facettes des grains, correspondant à la partie de la méso-échelle de plus petite dimension. Comme cela est détaillé à la section 4.1, cette constatation est confirmée par Helfenstein et Shepard [1999], qui ont déterminé, sur la base de données in situ acquises pour le régolite lunaire avec l'Apollo Lunar Surface Closeup Camera (ALSCC), que la contribution relative du relief de surface aux échelles supérieures à 8 cm est faible par rapport à celle des échelles submillimétriques. Cela revient à dire qu'ils considèrent que la frontière entre la macro-échelle et la méso-échelle se situerait autour de 8 - 10 cm.

Dans la suite, nous étudions, en nous appuyant sur l'approche expérimentale décrite précédemment observant des surfaces étendues, les variations de $\bar{\theta}$ à la fois en fonction des tailles de grains et des propriétés optiques des matériaux dans le cas d'analogues de surfaces planétaires.

4.3.1 Résultats expérimentaux

La gamme d'échantillons préparés a été conçue de façon à explorer de manière systématique le domaine perçu comme critique de la méso-échelle (**Fig. 4.10**). Il s'agit de :



FIG. 4.10 – Nos échantillons sur les différents niveaux d'échelle ; Ils permettent d'explorer une grande partie du domaine méso-échelle.

Micro-échelle : Les échantillons les plus fins (classe G1) se composent essentiellement de petites particules correspondant à la micro-échelle.

D'autre part, les photos prises au microscope des différents échantillons (**Fig. 4.7**) nous montrent qu'à l'échelle de quelques dizaines de microns, la rugosité induite par les particules est la même pour les différentes classes de G1 à G4. Cela prouve que les propriétés de rugosité à l'échelle microscopique sont semblables pour tous nos échantillons.

Macro-échelle : Durant leur préparation, les échantillons ont été secoués doucement afin d'aplanir de façon "naturelle" les surfaces et d'éliminer les variations topographiques. Cela a permis d'éliminer les effets induits à cette échelle.

Méso-échelle : Comme l'illustre la figure 4.10, nos échantillons permettent d'explorer une grande partie de cette échelle. Elle est particulièrement prononcée pour les classes G3 et G4, du fait de l'importante micro-topographie induite par les grains mesurant entre $250 \mu m$ et $2 mm$.

Les valeurs de $\bar{\theta}$ pour nos échantillons sont présentées dans le tableau 4.3. Elles sont déterminées avec une précision de $\pm 1^\circ$.

	$< 75 \mu m$	$75 - 250 \mu m$	$250 - 500 \mu m$	$500 \mu m - 2 mm$
	G1	G2	G3	G4
Basalte	5.8	13.5	16.2	20.7
Palagonite	14.4	20.4	21.9	24.9
Tuf Rouge	14.2	19.2	23.6	28.7

TAB. 4.3 – Valeurs de $\bar{\theta}$ déterminées pour tous les échantillons (en $^\circ$).

Les valeurs sont similaires pour les deux matériaux clairs (tuf rouge et palagonite) et sont significativement plus faibles pour le matériau sombre (basalte). Ces résultats renforcent le fait que $\bar{\theta}$ dépend à la fois de la taille des grains et des propriétés géologiques des matériaux.

Pour la plus petite classe de taille de grain (G1), la cible se compose principalement de grains très fins (de moins de $70\mu m$). Elle se situe à la frontière entre la micro et la méso-échelle (**Fig.** 4.10). Les valeurs de $\bar{\theta}$, comprises entre 5.8° et 14.4° , confirment, sur la base de ces nouvelles mesures expérimentales, l'hypothèse de Shepard et Arvidson [1999] et de Helfenstein et Shepard [1999], à savoir que même pour des échantillons constitués de particules fines, la contribution de $\bar{\theta}$ n'est pas négligeable. Ainsi les cibles utilisées au cours d'expériences menées en laboratoire ne doivent pas être considérées comme "photométriquement" lisses (c'est-à-dire $\bar{\theta} = 0^\circ$).

Pour ce qui est des grains les plus grossiers (G3 et G4), $\bar{\theta}$ augmente de 10° à 15° par rapport au cas précédent, soit une augmentation de 100 % à 300 %. Les propriétés micro et macro-échelles étant semblables, la différence entre le G1 et le G4 n'intervient qu'au niveau de la méso-échelle. La variation de la topographie subpixellaire est dominée par l'aspect "rocheux" de la surface induit par les grains, mesurant entre $250\mu m$ et 2 mm. Cela met en évidence la forte influence sur la fonction de rugosité macroscopique de la pente et de l'organisation des grains à l'intérieur d'un pixel.

Au cours des dix dernières années, l'observation photométrique télescopique et satellitaire a progressivement évolué de mesures intégrées sur tout le disque vers des mesures résolues à l'échelle régionale (e.g., Buratti et Mosher [1990]; Helfenstein et al. [1994]; De Grenier et Pinet [1995]; Simonelli et al. [2000]; Clark et al. [2002]). Sur la figure **Fig.** 4.11, nous comparons les valeurs de $\bar{\theta}$ en fonction de l'albédo de diffusion simple (w) de nos échantillons avec celles issues d'une compilation des observations des sols planétaires régolitiques exempts de glace (cf. Cord et al. [2003]). Il est souvent suggéré dans la littérature que la valeur de $\bar{\theta}$ découle de grandes pentes à l'échelle macroscopique de plusieurs centaines de mètres (Clark et al. [1999]; Simonelli et al. [2000]; Clark et al. [2002]; Mallama et Howard [2002]). Les valeurs dérivées pour les classes G3 et G4 sont très proches de celles résultant des observations photométriques à l'échelle régionale. Par conséquent, il n'est pas nécessaire d'invoquer la contribution des échelles plus grandes que le centimètre. Étant donné que la gamme de variation du paramètre $\bar{\theta}$ notée dans le cas des observations orbitales et télescopiques ($12 - 36^\circ$, cf. **Fig.** 4.11) est largement reproduite par nos données expérimentales couvrant le domaine méso-échelle (G1-G4), il est très probable que la contribution des échelles plus grandes soit quasiment négligeable. Cela revient à situer la frontière entre la macro et la méso-échelle à quelques millimètres.

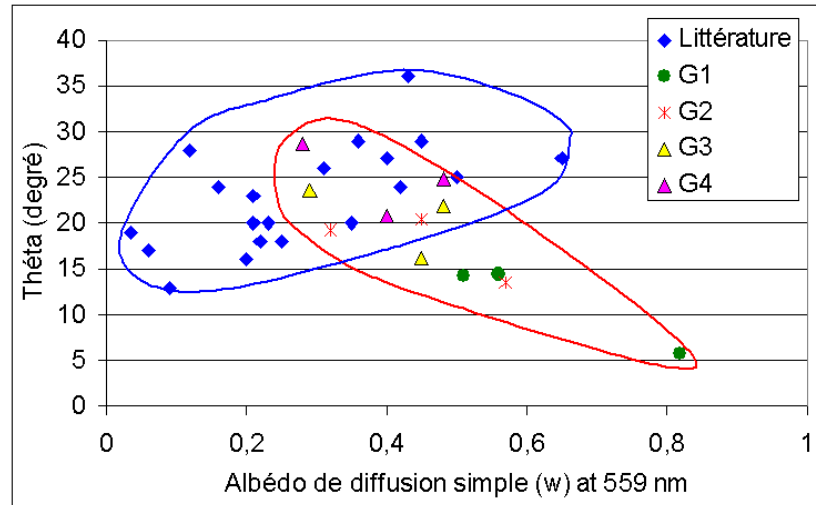


FIG. 4.11 – Valeurs de $\bar{\theta}$ en fonction de l'albédo de diffusion simple (w) pour les échantillons et celles issues des observations des sols planétaires régolitiques non-glacés.

Cette expérience nous a confirmé que cette fonction est influencée principalement par les éléments plus petits que quelques millimètres. Le paramètre $\bar{\theta}$ peut ainsi être principalement considéré comme intégrale des propriétés de rugosité dans la gamme sub-millimétrique à centimétrique. En conséquence, d'un point de vue sémantique, la terminologie "rugosité macroscopique" prête à confusion et devrait être remplacée par un terme du type "rugosité mésoscopique" ou "rugosité méso-échelle".

Enfin, nous en déduisons que parmi les échantillons étudiés, ceux ayant des comportements photométriques proches de celui des surfaces de régolite dérivant des observations planétaires, ont des tailles de grains de l'ordre du millimètre. Cela montre que le signal observé sur les surfaces planétaires peut être expliqué par la présence d'une texture due à des grains de tailles millimétriques sans nécessairement impliquer de grandes pentes à des échelles régionales.

4.3.2 Texture méso-échelle des surfaces naturelles : Simulation numérique

Les résultats expérimentaux acquis sur des surfaces naturelles avec l'imager spectral nous posent la question suivante : quelles sont les spécificités de la rugosité $\bar{\theta}$ qui est fortement influencée par la texture méso-échelle ? Afin d'y apporter une réponse, ces travaux expérimentaux s'inscrivent en parallèle avec des efforts de modélisation théorique.

Un travail très récent mené en coopération entre l'équipe de Yourij Shkuratov (de l'université de Kharkov en Ukraine) et notre équipe a eu pour but d'étudier l'effet de cette rugosité (cf. **Sec. 2.2.4, page 34**) en utilisant une technique numérique de lancer de rayons (Shkuratov et al. [2003c]). Cette étude porte sur des surfaces ayant une texture méso-échelle singulière, en particulier des surfaces qui ne respectent pas les hypothèses proposées par Hapke lors de la définition du paramètre de rugosité "macroscopique" $\bar{\theta}$.

Les surfaces étudiées, présentées figure 4.12, sont les suivantes :

1. une topographie continue représentée par une fonction aléatoire gaussienne ayant une échelle caractéristique grande par rapport à la longueur d'onde,
2. une topographie continue représentée par une fonction aléatoire fractale ayant une échelle caractéristique grande par rapport à la longueur d'onde,
3. une topographie continue plane compliquée par des sphères enfoncées aléatoirement dans la surface et ayant une taille caractéristique grande par rapport à la longueur d'onde,
4. une surface particulière plane, constituée de particules plus grandes que la longueur d'onde,
5. une surface particulière compliquée par une topographie représentée par une fonction aléatoire gaussienne ayant une échelle caractéristique un peu plus grande que les particules,
6. une surface particulière compliquée par une topographie due à des sphères enfoncées aléatoirement ayant une taille caractéristique un peu plus grande que les particules,
7. une topographie due à des agglomérats de particules ayant une échelle caractéristique un peu plus grande que les particules.

La méthode utilisée ici s'appuie sur deux algorithmes de lancer de rayons : un pour les surfaces continues et l'autre pour les surfaces particulières. Ils permettent d'évaluer les diffusions simple et multiples des différentes surfaces décrites ci-dessus. La diffusion simple correspond à ce qui est mesuré pour une surface ayant un albédo faible ($w < 0,2$), la contribution des diffusions multiples devient de plus en plus importante lorsque l'albédo augmente. Cette technique permet d'étudier à la fois l'effet d'opposition de type SHOE (cf. **Sec. 2.2.4, page 34**) et l'effet de la rugosité macroscopique.

Cette étude s'intéresse à ce que nous appellerons le "comportement photométrique" : il s'agit de la fonction de réflectance en fonction de l'angle de phase (g) normalisée pour $g = 0^\circ$.

Nous extrairons dans la suite les résultats qui permettent d'éclairer le sens physique du paramètre $\bar{\theta}$.

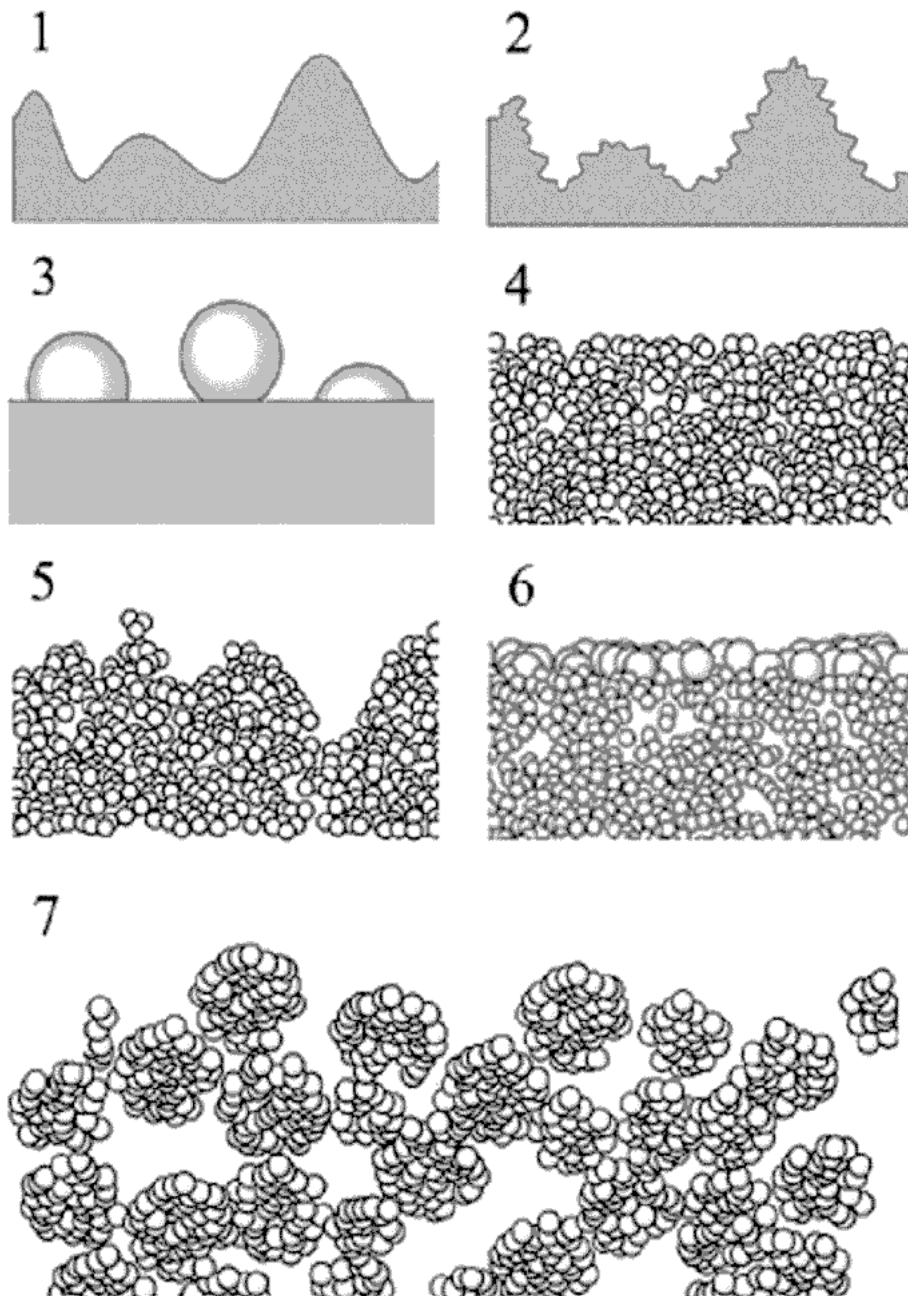


FIG. 4.12 – Surfaces étudiées dans Shkuratov et al. [2003c]. Toutes ces surfaces sont des variations de la texture méso-échelle.

L'étude de la première surface montre, entre autres, l'existence d'un lien entre l'albédo d'une surface et le paramètre $\bar{\theta}$. À titre indicatif, dans le plan principal, une surface ayant un albédo proche de 1 et un $\bar{\theta}$ de 40° , aura le même "comportement photométrique" qu'une surface d'albédo très faible ayant un $\bar{\theta}$ de $33,4^\circ$. Cela a conduit à tracer la figure 4.13. Sur cette figure, il est possible

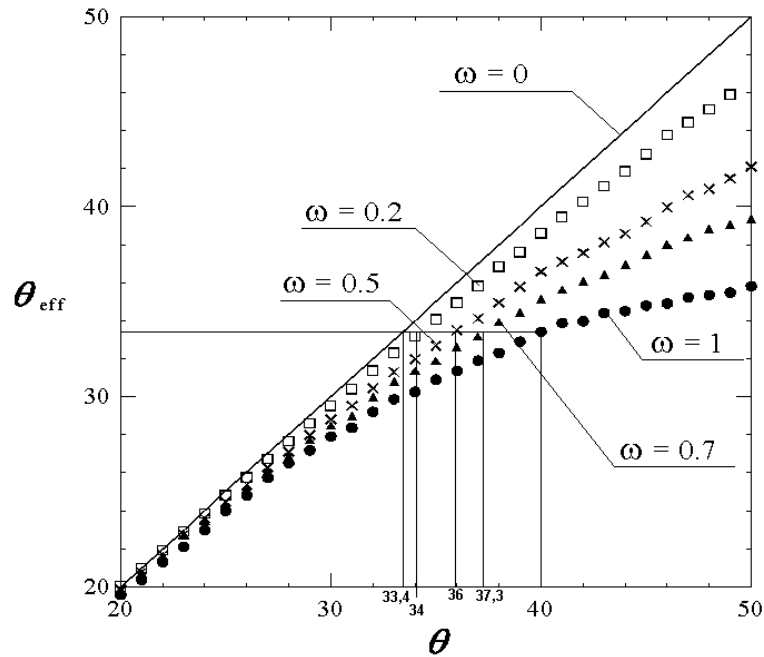


FIG. 4.13 – Dépendance entre les valeurs de $\bar{\theta}$ réelles de la surface et de $\bar{\theta}_{eff}$ correspondant à celles déduites pour une surface d'albédo proche de 0, ou encore déduites par le biais d'un modèle ne prenant pas en compte la diffusion multiple.

de comparer en abscisse la valeur de $\bar{\theta}$ réellement appliquée pour la génération numérique de la surface avec en ordonnée la valeur équivalente $\bar{\theta}_{eff}$ déduite du "comportement photométrique" si la surface a un albédo proche de 0. Ainsi, les surfaces suivantes ont le même "comportement photométrique" :

- $w = 0$ et $\bar{\theta} = 33,4^\circ$
- $w = 0,2$ et $\bar{\theta} = 34^\circ$
- $w = 0,5$ et $\bar{\theta} = 36^\circ$
- $w = 0,7$ et $\bar{\theta} = 37,3^\circ$
- $w = 1$ et $\bar{\theta} = 40^\circ$

Ceci met en évidence l'interchangeabilité approximative entre l'albédo d'une surface et sa rugosité. Cela montre l'importance de la prise en compte de la diffusion multiple pour les surfaces ayant des topographies marquées ($\bar{\theta} \geq 30^\circ$)

et des albédos relativement élevés ($w > 0,2$). En effet, un modèle qui ne la prend pas en compte sous-estime légèrement la détermination du paramètre de rugosité.

Un travail similaire a été effectué à partir de surfaces à textures fractales (cas 2 sur la figure 4.12). Nous considérons une surface à deux niveaux, chacun d'entre eux étant une surface gaussienne aléatoire avec $\bar{\theta} = 20^\circ$, respectivement 40° . Il est alors possible de trouver une surface simple (un niveau) gaussienne équivalente. Elle aura $\bar{\theta}_{eff} = 25,5^\circ$, respectivement 46° . Cela conduit à tracer la figure **Fig. 4.14**.

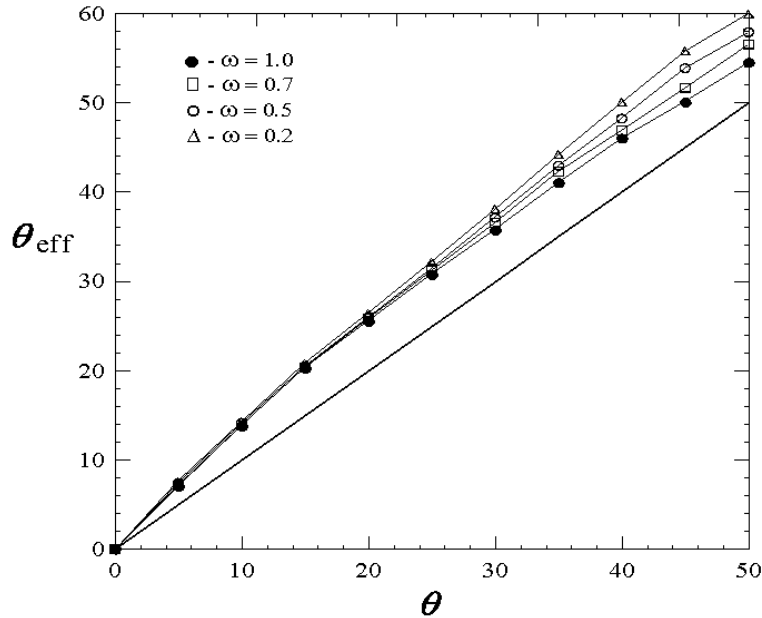


FIG. 4.14 – Dépendance entre les valeurs de $\bar{\theta}$ d'une surface fractale à deux niveaux et de $\bar{\theta}_{eff}$ correspondant à celle d'une surface simple gaussienne équivalente.

Cette figure est fondamentale car elle montre qu'une texture complexe (fractale) peut être correctement modélisée en adaptant le paramètre $\bar{\theta}$. Si nous retrouvons ce paramètre au travers de la modélisation de données, son interprétation ne doit pas se réduire à l'idée que la surface est simplement une gaussienne aléatoire. Cette dernière peut être plus compliquée. Par exemple, si une surface a une structure fractale à deux niveaux ou plus, comme cela peut être supposé pour les surfaces planétaires (Shkuratov et al. [1999b]), la figure 4.14 montre que l'évaluation de $\bar{\theta}$ sera sensiblement plus élevée.

L'étude des autres surfaces est aussi très instructive mais cela n'est pas directement dans notre sujet. Aussi nous nous contenterons de donner les principales conclusions issues de Shkuratov et al. [2003c] :

- L'effet d'opposition de type SHOE dû à la topographie subpixellaire est significatif pour toute surface dont l'albédo est élevé. Aussi les modélisations fondamentales qui ignorent cet effet (Mishchenko et al. [1999]) doivent être utilisées avec beaucoup de précautions.
- Les surfaces particulières présentent des fonctions de phase bien plus raides que les surfaces continues, car l'aspect rocheux entraîne localement la présence de pentes supérieures à 90° .
- La dépendance en albédo de $\bar{\theta}$ peut s'expliquer par la contribution de la diffusion multiple qui est fortement dépendante en albédo. Il est possible alors que la faible dépendance spectrale de $\bar{\theta}$, souvent constatée, s'explique par la dépendance spectrale de l'albédo. Nous étudierons ce point en détail par la suite (**Sec. 4.3.3**).
- Cet article ne remet cependant pas en cause la théorie de Hapke dans l'analyse des données optiques des surfaces planétaires, mais apporte un certain nombre de compléments pour l'interprétation des résultats ainsi obtenus.

4.3.3 Dépendance spectrale de $\bar{\theta}$

La question de la variation spectrale des paramètres de Hapke est souvent éludée. Or notre étude (Cord et al. [2003]) nous a permis, outre les résultats présentés ci-dessus, une première approche de ce problème. En effet, lors de l'inversion du modèle de Hapke, des déterminations indépendantes de la valeur des paramètres ont été calculées pour cinq longueurs d'onde, le long du domaine spectral : $0,603 \mu m$, $0,783 \mu m$, $0,901 \mu m$, $0,974 \mu m$ et $1,02 \mu m$. Ainsi, la variation des paramètres en fonction de la longueur d'onde est présentée sur les figures 4.9 et 4.15.

La première constatation est que ces variations sont du deuxième ordre. Nous obtenons :

- b reste presque constant le long de toute la gamme spectrale. Ce paramètre n'est sensible aux changements ni de matériau, ni de taille de grain, ni de longueur d'onde (**Fig. 4.9.a**).
- La valeur de c diminue légèrement avec la longueur d'onde pour le matériau sombre et augmente pour les matériaux clairs (**Fig. 4.9.b**). L'explication de cette variation n'est pas triviale, nous nous bornerons à constater une corrélation potentielle avec l'albédo (cf. **Fig. 4.16**).
- $\bar{\theta}$ diminue légèrement (de l'ordre de 10 à 15 %) lorsque la longueur d'onde augmente (**Fig. 4.9.c**). Cette variation a particulièrement attiré notre

attention.

Sur la figure 4.15 nous avons tracé la variation de $\bar{\theta}$ pour tous les échantillons en fonction de la longueur d'onde.

Cette figure confirme la diminution constatée précédemment de 10 à 15 % de la valeur du paramètre $\bar{\theta}$ d'un bout à l'autre du domaine spectral. Elle nous montre en outre que la décroissance est plus importante pour le matériau sombre (basalte) que pour les deux matériaux clairs (tuf rouge et palagonite).

Une variation spectrale de $\bar{\theta}$ du deuxième ordre a été envisagée dans la littérature (Shepard et Campbell [1998]; Shkuratov et al. [2003c]). L'hypothèse généralement proposée pour expliquer cette variation est celle explicitée dans la partie précédente : la valeur mesurée de $\bar{\theta}$ est liée à l'albédo. En effet, quand l'albédo augmente, la contribution de la diffusion multiple croît ; cette dernière éclaire partiellement les zones ombragées, ce qui diminue la valeur de $\bar{\theta}$ mesurée. Ainsi, si l'albédo varie avec la longueur d'onde, comme c'est le cas des matériaux clairs (tuf rouge et palagonite) dans notre étude, nous obtenons une diminution de $\bar{\theta}$ avec la longueur d'onde.

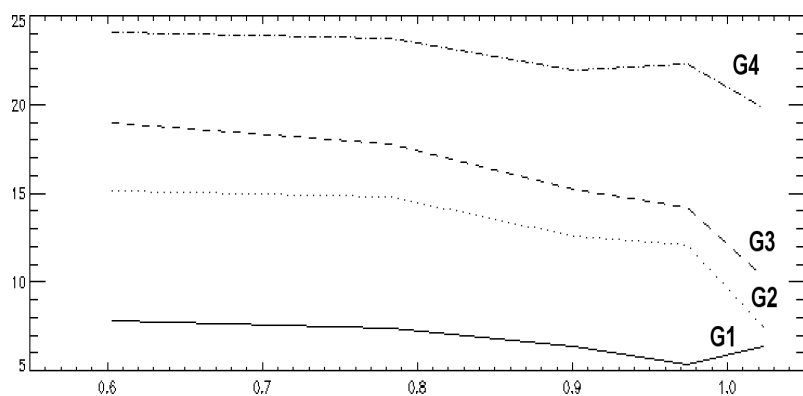
Afin de tester cette hypothèse, nous avons tracé sur la figure 4.16 l'albédo de diffusion simple déterminé pour chacun de nos échantillons.

Sur ce graphique, nous retrouvons les différentes tendances déjà constatées pour la réflectance bidirectionnelle sur la figure 4.6. Le basalte est un matériau gris, relativement sombre, sans dépendance spectrale, tandis que l'albédo des deux autres matériaux (tuf rouge et palagonite) augmente fortement avec la longueur d'onde.

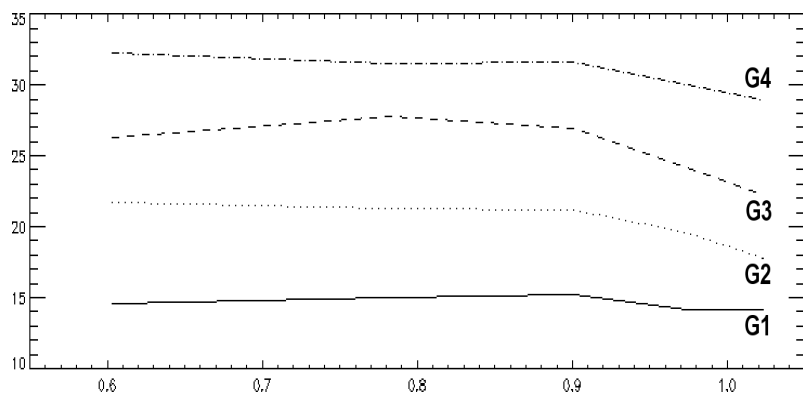
Aussi, si l'hypothèse évoquée ci-dessus était totalement valide, seuls le tuf rouge et la palagonite devraient présenter une dépendance spectrale de $\bar{\theta}$. Or il se trouve que le basalte, dont l'albédo ne varie pas sur la gamme spectrale considérée, affiche la plus forte variation en fonction de la longueur d'onde. Cela souligne la nécessité d'une autre explication pour la variation spectrale affichée de $\bar{\theta}$.

Pour comprendre les phénomènes entrant en jeu dans la fonction de rugosité, nous nous focalisons sur la texture de la surface à micro-échelle. Celle-ci est mise en évidence sur les photos de la figure 4.7. Ce sont des images de la surface des grains pour les échantillons ayant les grains les plus fins (G1) et les plus grossiers (G4). Nous avons déjà constaté qu'à l'échelle de quelques microns, les états de surface sont les mêmes pour tous les échantillons. En effet, ceux-ci sont globalement constitués d'agrégats de particules élémentaires de très petite taille. Cela induit une micro-texture à l'échelle de quelques longueurs d'onde.

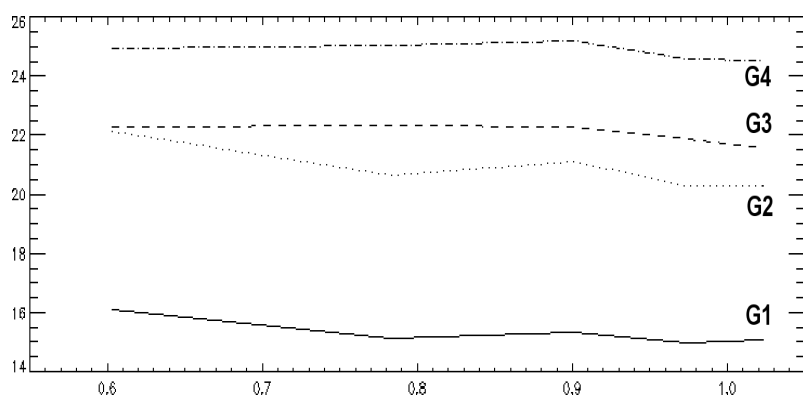
Nous pouvons ici supposer que la variation spectrale de $\bar{\theta}$ est une conséquence de la diffraction. Les particules ayant une taille du même ordre de grandeur que la longueur d'onde diffractent la lumière dans toutes les directions, par



(a) Basalte

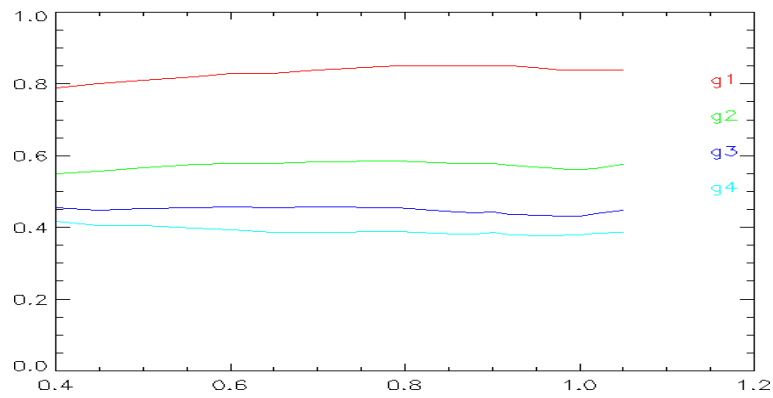


(b) Tuf rouge

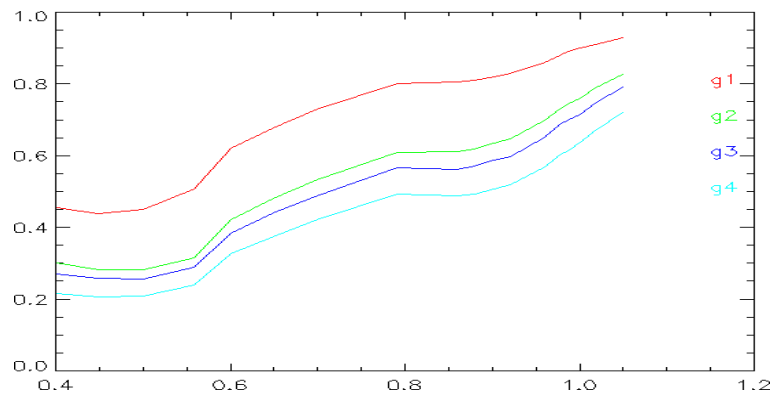


(c) Palagonite

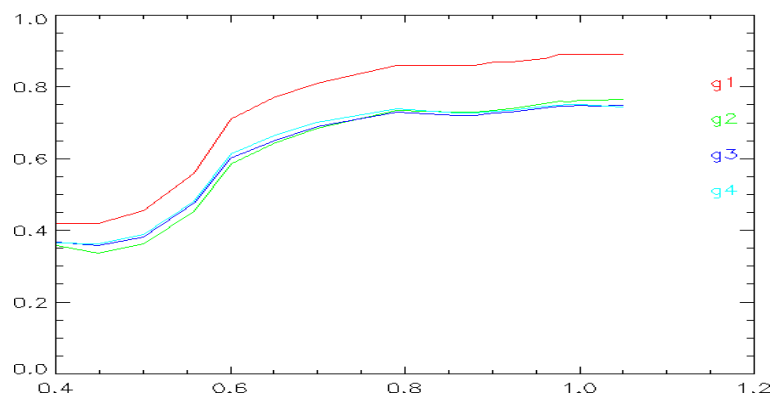
FIG. 4.15 – Dépendance en longueur d'onde du paramètre $\bar{\theta}$ pour tous les échantillons. Les différentes tailles de grain sont exposées sur chaque graphique, de G1 à G4, du bas vers le haut.



(a) Basalte



(b) Tuf rouge



(c) Palagonite

FIG. 4.16 – En abscisse est tracée la longueur d'onde en μm ; en ordonnée, l'albédo de diffusion simple pour tous les échantillons. Les différentes tailles de grains sont indiquées sur chaque graphique, de G1 à G4, du haut vers le bas.

conséquent, elles diminuent la quantité d'ombre existant sur la surface. Or la proportion de particules susceptibles d'être diffractantes augmente avec la longueur d'onde. Cela diminue la contribution de l'ombre et donc la valeur de $\bar{\theta}$.

4.4 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré l'importance de la prise en compte des paramètres caractéristiques de la surface lors de l'interprétation des données spectrales, en particulier la rugosité "macroscopique". Nous avons vu que la fonction de rugosité suggérée par Hapke [1984] est une bonne approximation : elle est valide pour des observations à toutes les échelles spatiales. Qu'elles soient intégrées sur tout le disque planétaire ou à une forte résolution spatiale, $\bar{\theta}$ représente la même quantité physique. Cette fonction peut modéliser correctement une structure complexe (par exemple, une structure fractale à deux niveaux ou plus) en adaptant la valeur de $\bar{\theta}$.

La rugosité "macroscopique" est principalement induite par de fortes pentes à de petites échelles ; la contribution de celles supérieures au centimètre étant pratiquement négligeable. Elle peut donc être principalement considérée ainsi comme intégrale des propriétés de rugosité dans la gamme sub-millimétrique à centimétrique ; en conséquence la terminologie "rugosité macroscopique" devrait être changée en "rugosité mésoscopique" ou "mésos-échelle". Dans la suite de ce travail, le terme rugosité sera utilisé avec dans acception.

La valeur de $\bar{\theta}$ ne dépend pas uniquement de la taille des grains, mais aussi des propriétés géologiques des matériaux. Cela peut provenir de l'interchangeabilité approximative entre l'albédo d'une surface et sa rugosité macroscopique. Il est, par conséquent, crucial de modéliser la diffusion multiple pour les surfaces ayant des topographies marquées ($\bar{\theta} \geq 30^\circ$) et des albédos relativement élevés ($w > 0.2$).

Ayant établi le rôle prédominant de la structure méso-échelle (comprise entre quelques dizaines de longueurs d'onde et quelques dizaines de milliers) sur la rugosité, sa dépendance spectrale est plus facilement concevable : $\bar{\theta}$ diminue légèrement (de l'ordre de 10 à 15 %) lorsque la longueur d'onde augmente. Cela s'explique par des effets induits par la diffraction et appelle une étude plus complète en longueur d'onde, couvrant par exemple toute la gamme du visible à l'infrarouge pour parfaire cette déduction.

Cet approfondissement est nécessaire pour améliorer les techniques d'interprétation des données de télédétection à venir ayant une résolution spatiale élevée et/ou des conditions angulaires d'observation diverses (LUNAR-A, Mars Express, SMART1).

Les résultats expérimentaux et numériques présentés ici témoignent de la nécessité de mettre en place un modèle théorique amélioré, incorporant une dépendance spectrale potentielle de second ordre des paramètres photométriques, pour décrire le cas réel des surfaces régolitiques, pour lesquelles le comportement photométrique est influencé par l'organisation texturale méso-échelle du relief.

Chapitre 5

Impact des propriétés photométriques sur la déconvolution subpixellaire

Nous venons de voir l'influence de la rugosité sur les données spectrales. Sa caractérisation in situ et expérimentale nous a conduit à l'appréhension de son sens physique. Un aspect qui n'a pas été pris en compte jusqu'ici dans ce travail et qui est au centre de ce chapitre est que les surfaces planétaires sont généralement constituées par un mélange de différents matériaux à l'intérieur des pixels d'observation.

L'impact des propriétés photométriques sur la procédure de déconvolution mise en œuvre est difficile à quantifier. C'est pourtant une question centrale dans l'exploitation des images hyperspectrales qui influe directement sur l'un des objectifs principaux de l'interprétation à savoir quantifier et cartographier la minéralogie des matériaux planétaires à l'échelle subpixellaire. Parmi les nombreuses techniques présentées au chapitre 3 (**page 51**), nous avons donc cherché à quantifier les performances de la méthode de déconvolution subpixellaire proposée par Johnson [1983] (**Sec. 3.2.4 page 60**) en comparaison avec une méthode simplement linéaire (SMA). Ces méthodes sont les plus couramment utilisées pour l'inversion de spectres expérimentaux (Mustard et Pieters [1987b, 1989]; Johnson et al. [1992]; Sabol et al. [1992]), ou de données d'observations télescopiques et satellitaires (Helfenstein et al. [1996]; Mustard et al. [1998]; Li et Mustard [2000]; Pinet et al. [2000]; Tompkins [2002])

Nous avons ainsi étudié expérimentalement l'influence, sur l'interprétation de données, d'une augmentation progressive de l'information quantitative disponible sur la cible en terme de topographie, de texture et de composition, intervenant dans la réponse photométrique de la surface.

Pour effectuer une telle expérience, nous avons créé une cible contrôlée, si-

mulant un cratère d'impact modifiant la surface de Mars. Ce type de structure induit à la fois des variations de la minéralogie et des propriétés physiques des constituants dans leur distribution spatiale. Nous avons comparé avec la vérité terrain la performance de différents processus de déconvolution subpixelaire appliqués sur une image multispectrale de la cible produite au moyen de l'imageur.

5.1 Description de la cible



FIG. 5.1 – Photo de la maquette simulant un cratère martien.

de tailles de grain, comprenant des grains presque aussi larges que la taille des pixels. Cette cible synthétique simule ainsi les effets résultant d'un processus d'impact, exceptés les effets thermodynamiques liés à la pression et à la température tels que le métamorphisme de choc et les produits de fusion. Elle est représentative des variations susceptibles d'affecter la mesure à la fois à l'échelle macroscopique et mésoscopique.

La cible est composée des trois matériaux basaltiques déjà décrits à la section 4.2.3.a (page 76). Ils présentent des propriétés spectrales variées (Fig. 4.6 page 78) : l'un est gris avec une très faible dépendance spectrale (basalte) et les deux autres présentent un fort accroissement de leur réflectance avec la longueur d'onde. De plus, ces deux derniers présentent de faibles différences spectrales rendant difficile leur discrimination, ce qui sera utile par la suite pour comparer les différents processus de déconvolution subpixelaire.

Ces matériaux ont différentes tailles de grain présentées dans le tableau 5.1. La présence de grains de taille millimétrique entraîne dans la cible des effets

Nous avons construit une maquette complexe se rapprochant au plus près de la morphologie d'une structure de cratère d'impact modifiant le régolite de Mars (Fig. 5.1). Ce type de structure est très fréquente sur la surface de cette planète (e.g. Barlow [2000]; Baratoux [2001]). Cette cible a un comportement photométrique complexe dû à des mélanges intimes de matériaux, des variations locales des angles d'incidence et d'émergence et des disparités

	min (μm)	max (μm)
Basalte	250	1000
Palagonite	50	250
Tuf rouge	50	1000

TAB. 5.1 – Les tailles de grains des matériaux de la cible.

photométriques importants dus à la rugosité évoquée dans le chapitre 4.

À partir de l'étude présentée dans le chapitre 4, nous avons pu déduire les valeurs des différents paramètres de Hapke pour chacun des matériaux de la cible. Exposées dans le tableau 5.2, ces valeurs sont indispensables pour

	b	c	h	B0	q
Basalte	0.42	0.32	0.14	0.16	25.0
Palagonite	0.44	0.40	0.13	0.25	25.0
Tuf rouge	0.41	0.52	0.30	0.15	25.0
Moyenne	0.42	0.44	0.2	0.2	25.0

TAB. 5.2 – Valeurs des différents paramètres de Hapke pour les trois matériaux. La dernière ligne donne les valeurs moyennes utilisées lorsque les paramètres sont considérés constants sur toute la cible.

retrouver l'albédo de diffusion simple en utilisant le modèle de Hapke.

L'aspect géométrique du cratère est pris en compte dans la maquette afin de reproduire au mieux les variations photométriques attendues dans le cas réel, et plus particulièrement les effets dit de rugosité "macroscopique". La maquette mesure 20 cm de côté, le cratère a un diamètre de 8 cm et une profondeur de 2,1 cm, ce qui nous donne une pente maximum de 35° dans la paroi.

Un modèle numérique de terrain de cette cible (ou "Digital Elevation Model" (DEM)) permet une évaluation des angles d'incidence et d'émergence pour chaque pixel (5.2).

La cible est composée de trois couches stratigraphiques afin de simuler un environnement martien géologique plausible : du basalte en profondeur, de la palagonite et du tuf rouge en surface (**Fig. 5.3**).

La répartition des différentes structures créées lors de l'impact est mise en évidence : une partie des trois couches est redistribuée en surface sous forme d'éjecta, la couche initialement la plus superficielle se retrouvant à la plus grande distance (**Fig. 5.3**). Les matériaux sont mélangés intimement dans les éjecta. Ce type de structure expose en surface des matériaux qui se trouvent normalement en profondeur.

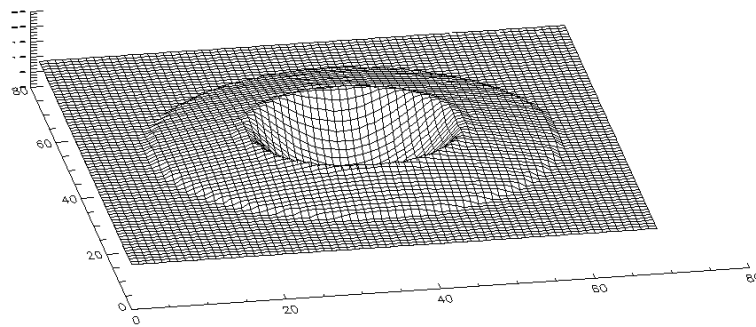


FIG. 5.2 – Modèle numérique de terrain du cratère.

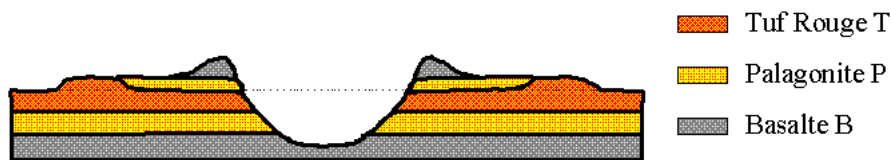


FIG. 5.3 – Coupe du cratère suivant la verticale.

Les variabilités compositionnelles de la surface sont produites par des mélanges volumiques contrôlés des matériaux en jeu, ce qui nous permet de maîtriser les différentes proportions présentes dans la cible. Ainsi avons-nous pu établir une image-fraction idéale pour chacun des matériaux donnant la proportion de celui-ci dans chacun des pixels (**Fig.** 5.6 a, b et c) et constituant la vérité terrain. C’est avec celle-ci que nous comparerons les différentes méthodes de déconvolution subpixellaire.

Une image du cratère a été produite au moyen de l’imageur spectrogoniométrique de laboratoire (cf. **Sec.** 4.2.2, **page** 71). L’incidence est de 30° et l’émergence de 0° se rapprochant, comme nous l’avons vu, des mesures produites par le RELAB (Pieters [1983]), et par des sondes planétaires (par exemple la sonde Clementine, cf. **Chap.** 6). Un regroupement des pixels (“binning” 6 par 6) est appliqué afin d’augmenter le rapport signal sur bruit (évalué alors à 200) et de moyennner les hétérogénéités locales à l’échelle du pixel en réduisant la complexité optique de la cible (orientation des facettes, anisotropie...). Ainsi, la mesure produite a un niveau de bruit maximal compris entre 0,005 et 0,01 en réflectance selon la longueur d’onde. La résolution spatiale est de 1,2 mm/pixel ce qui correspond pratiquement à la frontière entre la macro et la méso-échelle déterminée au chapitre 4. Cette cible synthétique est constituée par des grains de taille submillimétrique susceptibles d’affecter la rugosité et, par conséquent, les mesures. Elle reproduit les variations des mesures à la fois à l’échelle macroscopique et mésoscopique.

À partir de l'image-cube hyperspectrale, il est possible de reconstituer une image RGB proche de la couleur réelle en utilisant les trois longueurs d'onde 791 nm (rouge), 601 nm (vert) et 449 nm (bleu). Cela fait ressortir en partie la variabilité géologique présente dans la cible (**Fig. 5.4**).

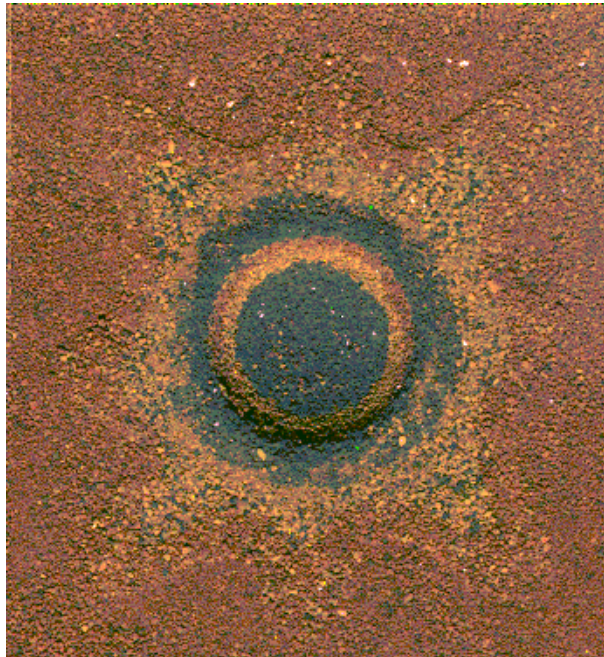


FIG. 5.4 – Image RGB du “cratère” et utilisant les trois longueurs d’onde 791 nm (rouge), 601 nm (vert) et 449 nm (bleu).

Cette cible rassemble tous les acteurs influençant la spectroscopie, en particulier les effets de rugosité dus à la taille, la forme et l’organisation des grains, des effets géométriques provenant des variations locales de la topographie, et des effets de mélanges non-linéaires induits par le brassage des différents matériaux en présence, et est donc appropriée pour tester les performances de différents modèles de déconvolution subpixelaire.

5.2 Les résultats

L’objectif de cette étude est d’évaluer l’impact des effets photométriques dans l’application de différentes méthodes de déconvolution subpixelaire qui, comme cela est présenté dans la section 3 (**page 51**), sont nombreuses.

Nous nous sommes intéressé ici plus particulièrement à la méthode proposée par Johnson [1983], et reprise de nombreuses fois dans la littérature. Comme

nous l'avons vu à la section 3.2.4 (**page 60**), ce processus de déconvolution subpixellaire se déroulent en deux étapes :

1. Il commence par une inversion du modèle de Hapke afin de convertir l'image originale depuis la réflectance bidirectionnelle (R) en albédo de diffusion simple (w). Le modèle photométrique utilisé est celui de Hapke [1993] (**Eq. 2.60, page 44**) :

$$R(i, e, g) = \frac{w}{4} \frac{1}{\mu_{i_e} + \mu_{e_e}} [B_{SH}(g) \cdot P(g) + M(i_e, e_e, g)] B_{CB}(g) S(i, e, g) \quad (5.1)$$

avec :

- w représentant l'albédo de diffusion simple.
- $B_{CB}(g) = 1$, ce qui revient à dire que l'effet d'opposition de type CBOE est négligé. En effet, dans cette étude, l'angle de phase est de 30° .
- $B_{SH}(g)$ donnée par l'équation 2.23 (**page 35**), ayant comme paramètres B_{S_0} et h_S .
- $P(g)$ donnée par la fonction de Henyey-Greenstein qui a deux lobes et deux paramètres b et c (**Eq. 2.20, page 30**).
- $M(i, e, g)$ donnée par l'équation 2.50, **page 42** qui ne met en jeu que des paramètres angulaires.
- $S(i, e, g)$ donnée par les équations 2.40 et 2.43, ayant comme paramètre $\bar{\theta}$. Cette fonction de rugosité macroscopique entraîne une modification des angles d'incidence et d'émergence ($i \rightarrow i_e$ et $e \rightarrow e_e$) (cf. **Sec. 2.2.4, page 36**).

Pour cette inversion des informations a priori sur la cible sont nécessaires : il faut au minimum une évaluation des paramètres de Hapke moyens des matériaux en présence. Les valeurs des paramètres utilisées sont présentées dans le tableau 5.2.

2. Ensuite, une analyse par mélanges spectraux est appliquée sur la nouvelle image exprimée en albédo de diffusion simple. La SMA utilisée est décrite en détail à la section 3.2.2 (**page 55**), utilisant la technique itérative et la correction de l'ombre.

Dans cette expérience, nous avons donc comparé différents processus de déconvolution subpixellaire. Nous avons confronté de manière critique l'efficacité des différentes méthodes en fonction de la quantité d'informations disponible pour la cible.

5.2.1 Les cinq processus de déconvolution subpixelaire

Pour ce faire, nous avons sélectionné cinq processus de déconvolution subpixelaire :

Linéaire : Dans ce cas l'analyse par mélanges spectraux est appliquée directement sur l'image en réflectance bidirectionnelle. C'est une technique couramment utilisée lors du traitement des données de télédétection en particulier si aucune information sur la cible n'est disponible. D'un point de vue strict, elle n'est rigoureusement valide que si le mélange des matériaux est spatial, c'est-à-dire si les matériaux sont juxtaposés les uns aux autres à l'intérieur des pixels sans être mélangés (**Sec. 3.2.4 page 60**).

Dans la suite, les processus de déconvolution subpixelaire se font suivant la méthode de Johnson [1983] décrite ci-dessus.

Const : Dans ce cas nous utilisons le niveau d'information minimum pour convertir l'image : nous considérons que les paramètres de Hapke sont connus et identiques pour tous les matériaux de la cible (**Tab. 5.2**). Cette hypothèse serait valide pour une surface macroscopiquement plate composée de grains ayant des propriétés photométriques semblables.

Dem : Nous ajoutons ici la connaissance du modèle numérique de terrain (**Fig. 5.2**) qui permet d'évaluer les angles locaux d'incidence et d'émergence de chaque pixel. Cela serait valide pour une cible ayant des pentes macroscopiques non négligeables et composée de grains ayant des propriétés photométriques semblables.

Var : C'est le cas nécessitant le plus d'informations sur la cible. Le modèle de terrain est pris en compte et les paramètres de Hapke sont évalués pour chacun des pixels comme une combinaison linéaire des paramètres des matériaux de référence (**Tab. 5.2**), pondérée par leurs abondances qui sont déduites du cas "Linéaire". Ce cas correspond au mieux à notre cible : une surface non plane composée de grains ayant des propriétés photométriques variables.

Thet0 : Finalement, nous mettons l'accent sur l'effet de la rugosité d'une telle cible. Ce cas est identique au cas précédent, mis à part que la fonction de rugosité macroscopique est négligée ($\bar{\theta} = 0^\circ$). Cette hypothèse serait valide pour une surface virtuelle n'ayant aucune topographie subpixelaire. Cela correspondrait à des surfaces composées seulement de particules extrêmement fines de quelques microns. Cependant, d'un point de vue théorique, de telles surfaces ne peuvent être prises en compte par le modèle de Hapke qui ne s'applique que pour des particules diffusantes plus grandes que la longueur d'onde.

Le résumé de ces différents processus de déconvolution subpixellaire est présenté dans le tableau 5.3

	Linéaire	Const	Dem	Var	Thet0
Conversion en w	NON	OUI	OUI	OUI	OUI
Angles i et e	N/A	Constants	Variables	Variables	Variables
B_{S0}, h_S, b, c	N/A	Constants	Constants	Variables	Variables
Valeur de $\bar{\theta}$	N/A	Const $\neq 0$	Const $\neq 0$	Variable	Nulle

TAB. 5.3 – Résumé des différents processus de déconvolution subpixellaire appliqués.

5.2.2 Comparaison entre les processus

a) les critères statistiques

Comme nous l'avons vu, il existe plusieurs critères statistiques lors d'une analyse par mélanges spectraux (cf. **Sec. 3.2.2 page 57**). En s'appuyant sur la précision des mesures, nous définissons le résultat statistique comme la proportion de pixels de l'image qui vérifient les critères suivants :

- La fraction relative de chacun des pôles est comprise entre 0 et 1,1
- L'erreur rms doit être inférieure à 0,01 pour le cas "linéaire" et 0,02 dans les autres cas.
- L'erreur absolue pour chacune des longueurs d'onde doit être inférieure à 0,015 pour le cas "Linéaire" et 0,03 dans les autres cas.

La différence entre les seuils du cas "Linéaire" et des autres cas s'explique par la valeur moyenne des images : l'image en réflectance bidirectionnelle a une moyenne trois fois inférieure à celle d'une image en albédo de diffusion simple. Donc, les critères appliqués, se référant au niveau absolu des images, doivent être pondérés. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 5.4.

	Valeur Moyenne	RMS	Erreur Absolue par longueur d'onde
Réflectance bidirectionnelle	0.155	0.01	0.015
Albédo de diffusion simple	0.499	0.02	0.03

TAB. 5.4 – Valeurs des critères appliqués durant l'analyse par mélanges spectraux pour sélectionner les pixels correctement modélisés.

La première chose que nous avons constatée est que tous les processus de déconvolution subpixellaire donnent des résultats statistiques identiques : les proportions de pixels bien modélisés selon les critères explicités ci-dessus sont

comprises entre 89 % et 91 % dans tous les cas. Cela permet de contrôler la validité de l'analyse par mélanges spectraux et en particulier du choix des pôles-images.

b) Les critères physiques

Les différences entre les processus apparaissent dans ce que nous appelons les critères physiques : ils sont évalués en comparant les images-fractions minéralogiques, qui donnent les proportions relatives des différents matériaux dans chacun des pixels, avec les images-fractions idéales dérivant de la vérité terrain (**Fig.** 5.6) dont la quantification expérimentale est meilleure que les conditions de détectabilité mentionnées ci-après.

Afin d'établir les critères physiques adéquats, nous nous sommes appuyé sur le travail de Sabol et al. [1992]. Il a consisté à utiliser l'analyse par mélanges spectraux dans le but de déterminer les seuils limites de détection de matériaux cibles mélangés avec un autre matériau sous des conditions compositionnelles et instrumentales diverses mais réalistes. Afin d'étudier le cas le plus favorable, des spectres expérimentaux de haute résolution ont été utilisés pour la détection des seuils. La qualité de données a ensuite été réduite, simulant le bruit de divers instruments et les changements de la géométrie d'éclairage. Les exemples qui sont explicités permettent d'évaluer la détectabilité spectrale des matériaux terrestres et planétaires à l'échelle subpixelaire. Les résultats prouvent que c'est le contraste entre les spectres des matériaux en jeu qui détermine quel est le seuil limite de détection. Ainsi, pour des matériaux qui ont un faible contraste spectral, le seuil de détectabilité pour un processus de déconvolution subpixelaire linéaire est généralement compris entre 12 % et 16 %. Dans notre exemple, nous avons choisi deux matériaux (tuf rouge et palagonite) qui sont assez proches spectralement. Cela nous a conduit à choisir un seuil de 15 %.

Ainsi, les critères physiques sont les suivants :

- Le pourcentage de pixels qui sont physiquement bien modélisés, c'est-à-dire avec une différence inférieure au seuil de 15 % entre les abondances de chacun des trois matériaux et les abondances idéales correspondantes (**Tab.** 5.5). Comme nous pouvons le constater dans le tableau 5.5, ce seuil permet une bonne discrimination entre les processus.

Linéaire	Const	Dem	Var	Thet0
39,7 %	66,8 %	67,1 %	71,1 %	54,1 %

TABLE 5.5 – Pourcentage des pixels physiquement bien modélisés.

- La différence absolue moyenne entre les images-fractions idéales et minéralogiques pour chacun des matériaux. Nous obtenons la figure 5.5.

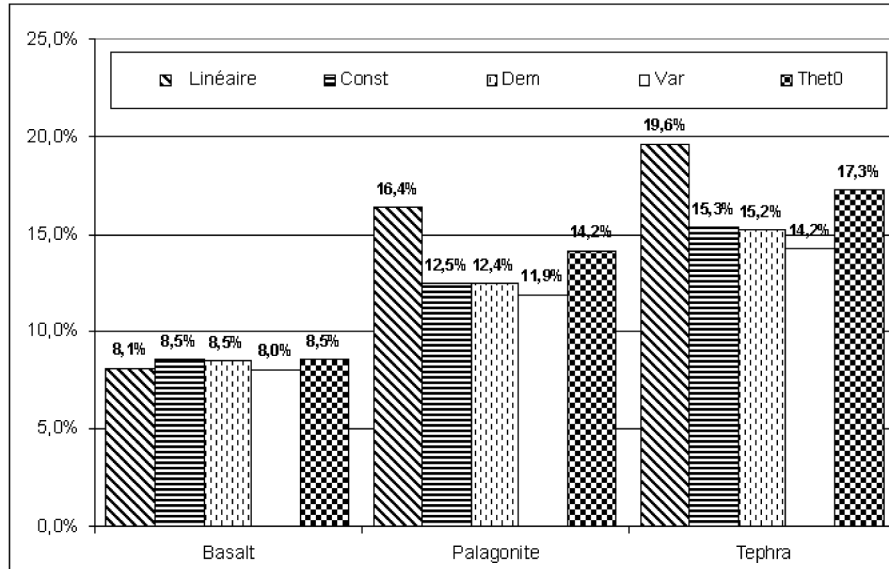


FIG. 5.5 – Différence absolue moyenne entre les images-fractions idéales et minéralogiques pour chacun des matériaux.

Ces critères montrent clairement que les solutions physiques ne sont pas équivalentes. Dans la suite nous allons étudier ces différences.

c) Ecarts absolus entre les cartes fractions idéales et calculées

La figure 5.6 présente trois jeux d'images-fractions : les idéales, celles du cas "Linéaire" et celles du cas "Var".

Nous notons visuellement une forte différence entre ces images en particulier dans les zones homogènes : ce sont les zones uniformes sur les images 5.6 (a,b,c), mais qui ne le sont pas du tout sur les autres images. Cette différence est quantifiée sur la figure 5.5 : elle révèle des écarts compris entre 8 et 20 %. Ils proviennent de deux sources principales :

1. Le calcul des cartes fractions idéales n'est pas tout à fait conforme à la réalité de la cible, qui est très complexe. En effet, elle est composée de matériaux ayant de larges tailles de grain. Les proportions en abondance des différents matériaux ne sont donc pas identiques d'un pixel à l'autre, y compris dans les zones supposées homogènes.
2. La taille des grains entraîne aussi des variations dans les mesures provenant de l'orientation des facettes de chacun des grains. Cette variabilité

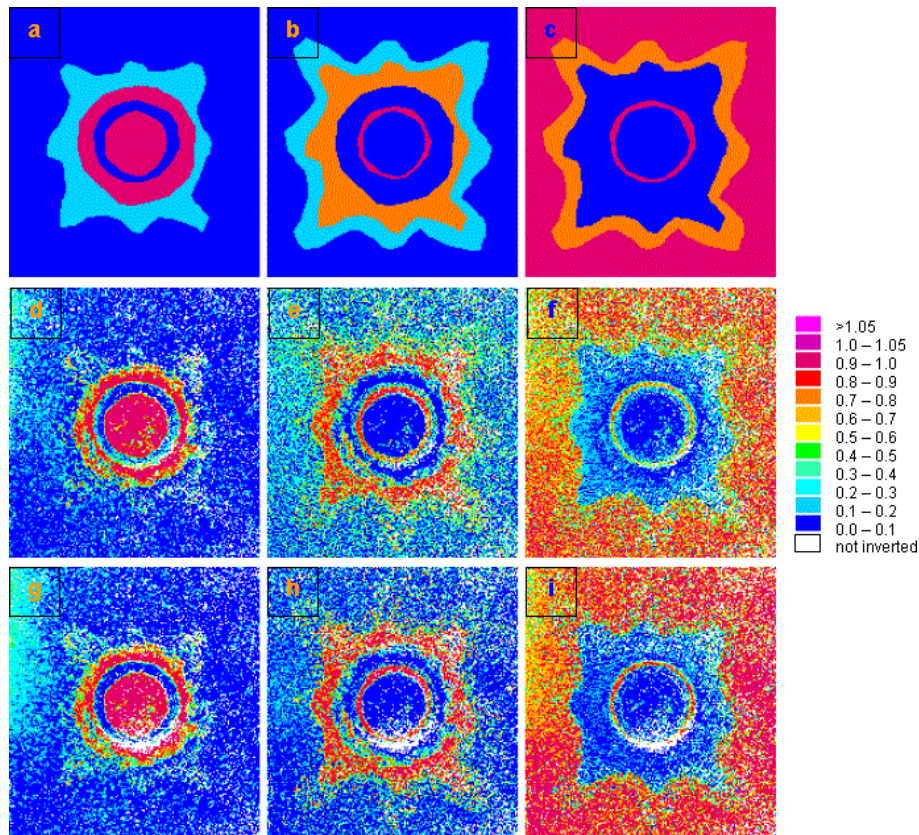


FIG. 5.6 – Images-fractions minéralogiques du basalte, de la palagonite, et du tuf rouge de la gauche vers la droite. a, b, c correspondent aux images-fractions idéales dérivées de la vérité terrain ; d, e, f correspondent au processus “Linéaire” et g, h, i correspondent au processus “Var”. Les pixels en blancs sont ceux qui n’ont pas été modélisés de façon satisfaisante.

n’est pas prise en compte par le modèle photométrique et par conséquent par les processus de déconvolution subpixellaire.

Cependant, ces écarts absolus importent peu, car nous nous focalisons sur les performances relatives des différents processus de déconvolution subpixellaire.

d) Différences entre les matériaux

La figure 5.5 montre que les résultats physiques, issus des différents processus de déconvolution subpixellaire, permettent de distinguer deux types de matériaux. Pour le matériau sombre (basalte), les résultats sont similaires pour tous les processus. Les raisons sont les suivantes :

- Pour ce matériau, les différences spectrales avec les autres sont impor-

tantes, aussi la discrimination est aisée pour tous les processus.

- La contribution de la diffusion multiple à la réflectance bidirectionnelle pour les matériaux dont l'albédo est faible est très peu importante et les résultats issus de la déconvolution subpixellaire sont donc peu affectés.

En revanche, pour les matériaux clairs (palagonite et tuf rouge), la figure 5.5 montre une amélioration significative des résultats en utilisant la méthode de Johnson [1983] par rapport au cas linéaire : la différence absolue moyenne diminue de plus de 4 points (%). Cela montre l'importance de la contribution de la diffusion multiple à la réflectance bidirectionnelle, et par conséquent la nécessité de prendre en compte celle-ci dans l'interprétation des données.

Il est important de noter que les matériaux que nous considérons comme clairs, sont rocheux et exempts de glace. Il est évident que pour des surfaces qui ont un albédo très proche de 1 (par exemple, le soufre à la surface de Io - Bonnefoy [2001] - ou encore les surfaces glacées), l'effet constaté serait encore amplifié et la contribution de la diffusion multiple ne pourrait absolument pas être négligée.

e) Comparaison entre les processus linéaire et non-linéaires

Sur la figure 5.6, nous observons que la différence la plus importante entre les cas "Linéaire" et "Var" apparaît sur les images-fractions relatives à la palagonite et au tuf rouge. Comme nous l'avons expliqué plus haut, ces matériaux ont un faible contraste spectral et leur discrimination n'est pas triviale.

Par exemple, à l'extérieur du cratère, correspondant à la couleur rouge foncée sur l'image 5.6.c, 100 % de tuf rouge sont escomptés. Pour le cas "Var", la figure 5.6.i révèle beaucoup plus de pixels ayant une haute proportion de tuf rouge que pour le cas "Linéaire" (fig. 5.6.f). Ce dernier donne une proportion significative de palagonite dans cette zone.

Un autre exemple : dans la zone des éjecta proche du centre du cratère (en orange sur la figure 5.6.b), nous avons construit la cible sans aucun tuf rouge. Le cas "Linéaire" détecte environ 20 % de tuf rouge dans cette zone (fig. 5.6.e), alors que le cas "Var" n'en détecte pratiquement pas (fig. 5.6.h).

Pour quantifier ces résultats, considérons la table 5.5 : elle montre que l'utilisation de la méthode de Johnson [1983] pour la déconvolution subpixellaire des données spectrales permet d'améliorer la proportion de pixels bien modélisés par un facteur 1,75 : le cas "Linéaire" nous donne une proportion de 40 % tandis que le cas "Var" est à 71 %. Les résultats des cas "Const" et "Dem" vont dans le même sens avec une proportion de 67 % : ils sont bien meilleurs que le cas "Linéaire".

Cela conforte la méthode de déconvolution subpixellaire proposée par Johnson [1983] basée sur le modèle de Hapke : c'est un moyen plus efficace que la

technique linéaire pour retrouver les fractions d'abondance relative en matériaux d'une cible réaliste.

Dans ce qui suit, l'objectif est de comprendre quelles sont les informations de la surface qui sont les plus indispensables pour pratiquer une déconvolution subpixelaire qui aura des résultats physiques satisfaisants.

f) Influence du modèle numérique de terrain

Dans le cas "Const", les angles d'incidence et d'émergence sont supposés être les mêmes sur toute la scène. Dans le cas "Dem", ces angles sont calculés localement pour chacun des pixels en utilisant le modèle numérique de terrain (**Fig. 5.2**). Nous remarquons tout d'abord que, contre toute attente, ces deux processus ont des résultats physiques similaires (**Tab. 5.5**) : environ 67 % de pixels bien modélisés. Cela signifierait que l'utilisation ou non d'un modèle numérique de terrain ne modifierait pas les résultats physiques obtenus !

Aussi, afin de comprendre quel est l'impact du modèle numérique de terrain sur le processus de déconvolution subpixelaire, nous nous intéressons aux images de luminosité. Ces images déduites de l'analyse par mélanges spectraux à la section 3.2.2 (cf. **Eq. 3.3**, **page 57**), permettent de comparer la luminosité relative de chaque pixel avec celle moyenne des pôles mis en jeu. Elles prennent ainsi en compte les petites variations de luminosité existantes au sein de la scène observée et permettent, lors de l'étape de renormalisation d'éliminer une partie des effets d'ombre.

La figure 5.7.a présente l'image de luminosité du cas "Const". Les variations locales des angles d'incidence et d'émergence sont concentrées dans les murs du cratère, zone où les effets d'ombrage des grains les uns sur les autres sont prédominants. Ainsi, la partie la plus sombre est localisée dans cette zone, du côté d'où provient la lumière, et la partie la plus claire sur le côté opposé. Cette image montre que l'analyse par mélanges spectraux du cas "Const" a tenu compte des variations de luminosité existantes au centre du cratère.

Afin de comparer les images de luminosité entre elles, nous avons tracé, pour les deux cas considérés, les profils de celles-ci à travers le centre du cratère suivant A-A' (**Fig. 5.7.b**). Cette figure confirme que les variations les plus significatives ont lieu sur les parois du cratère. Elle montre surtout que l'amplitude de la luminosité est bien plus grande pour le cas "Const" (croix) que pour le cas "Dem" (ligne continue).

Pour quantifier cette différence, nous avons calculé dans la table 5.6 le coefficient de variation (écart type divisé par la moyenne) des images de luminosité dans les parois du cratère pour tous les processus de déconvolution.

Le cas "Const" présente alors une variation 50 % plus grande que le cas "Dem". Cela nous conduit à conclure que :

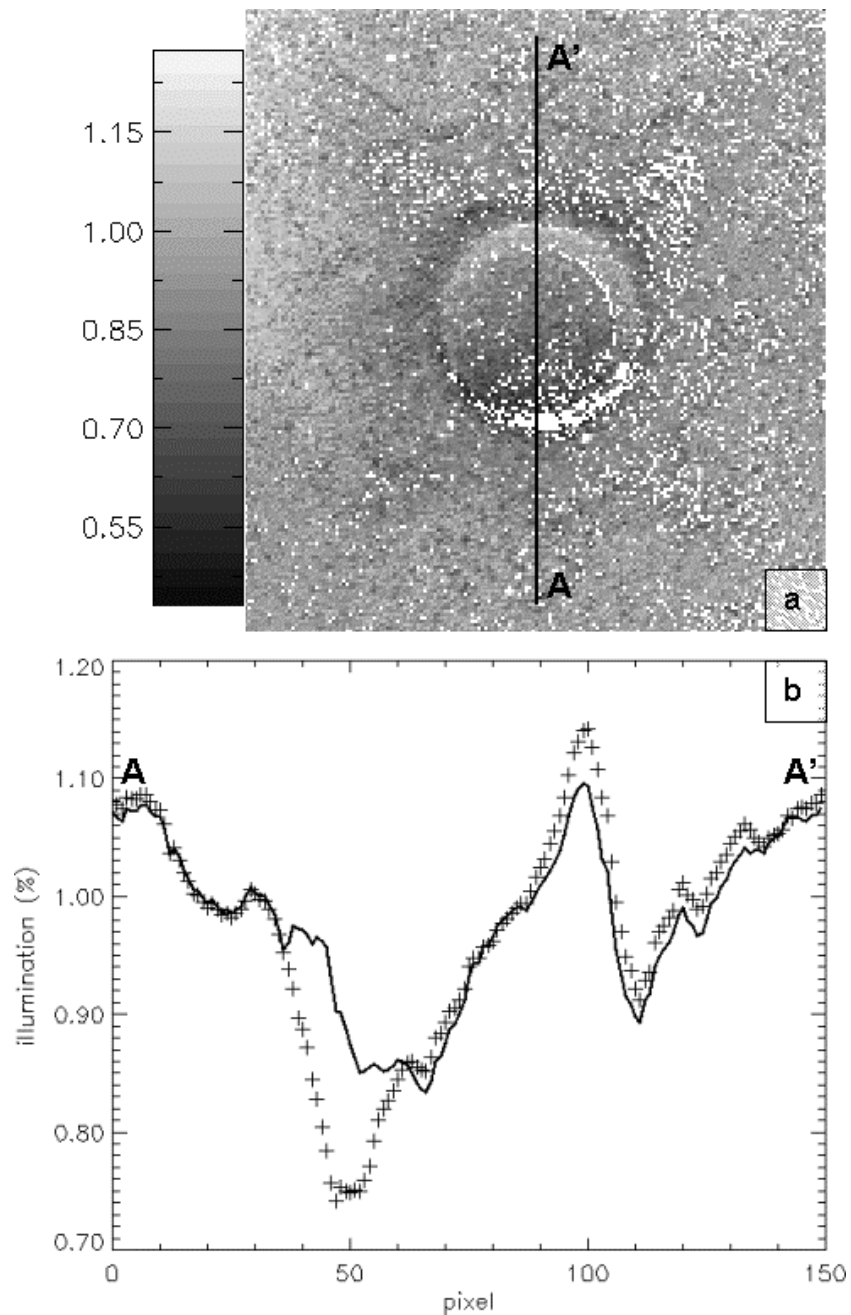


FIG. 5.7 – (a) Image du luminosité du cas “Const”. La quantité représentée est inférieure à 1 quand la luminosité du pixel correspondant est plus faible que celle des pôles. La source lumineuse provient du bas de l’image. Les pixels en blancs sont ceux qui n’ont pas été modélisés de façon satisfaisante par le processus de déconvolution subpixelaire. (b) Profil de l’image de luminosité suivant A-A’. Les croix correspondent au cas “Const” et la ligne au cas “Dem”.

	Linéaire	Const	Dem	Var	Thet0
moyenne	0,77	0,83	0,81	0,87	0,81
cv (%)	18,6	11,7	8,4	7,1	19,4

TAB. 5.6 – Moyennes et coefficients de variation des images de luminosité dans les parois du cratère pour tous les processus.

- Le modèle de Hapke est capable de prendre en compte les effets d’ombrage par l’utilisation du modèle numérique de terrain. Il permet alors d’obtenir un albédo de diffusion simple plus exact que dans le cas de l’approximation plane.
- L’étape de l’analyse par mélanges spectraux peut compenser l’absence de modèle numérique de terrain, en prenant en compte les variations de luminosité dues à la topographie au moyen des images de luminosité. Cela permet ainsi de retrouver des abondances cohérentes avec la vérité terrain après l’étape de renormalisation (**Eq. 3.4** et **3.5**, **page 57**).

Cette expérience spécifique montre que pour une cible ayant des pentes de 35° ou moins sous des angles d’incidence de 30° et d’émergence de 0° , l’analyse par mélanges spectraux semble gérer les effets photométriques induits par la topographie et que, par conséquent, l’exploitation d’un modèle numérique de terrain n’améliore pas la détermination des abondances.

g) Le processus de déconvolution subpixellaire le plus performant

Le processus “Var” correspond à la situation où, lors de la transformation de la réflectance bidirectionnelle en albédo de diffusion simple, toutes les informations disponibles sont utilisées. Aussi, comme cela pouvait être anticipé, c’est celui qui donne les meilleurs résultats. L’amélioration est en effet très notable, avec un accroissement d’un facteur 1,75 du nombre de pixels bien modélisés en comparaison avec le cas “Linéaire” (de 40 % à 71 %, cf. **Tab. 5.5**). Nous pouvons, par conséquent, le recommander comme étant la technique la plus performante, parmi celles testées, pour l’interprétation des données d’imagerie hyperspectrale.

Les différences avec les résultats des autres processus de déconvolution subpixellaire utilisant le modèle de Hapke (“Const” et “Dem”) sont moins significatives, mais l’amélioration n’est pas pour autant négligeable : de 67 % à 71 %. Ainsi, une bonne estimation des paramètres de Hapke sur toute la scène assure le meilleur résultat possible du processus de déconvolution subpixellaire et fournit une technique permettant de modéliser au mieux les surfaces planétaires. En outre, l’évaluation des paramètres comme une combinaison linéaire des paramètres des matériaux purs pondérés par leurs fractions d’abondance est une

manière efficace de les estimer localement. Cependant, cela ouvre la porte à une étude plus approfondie pour savoir comment les paramètres doivent être calculés (Stankevich et al. [2002]).

Le tableau 5.6 montre que le processus “Var” est celui qui a le coefficient de variation de l’image de luminosité le plus faible. Lors de la transformation de la réflectance bidirectionnelle en albédo de diffusion simple, les effets des topographies subpixellaire et macroscopique sont très bien maîtrisés par le modèle de Hapke et les variations de la réflectance induites sont correctement modélisées. Cela permet de retrouver un albédo de diffusion simple de la cible plus proche de la réalité et de remonter alors aux abondances minérales de façon plus performante.

h) Influence de la fonction de rugosité “macroscopique”

Nous avons vu le sens et l’intérêt de la fonction de rugosité “macroscopique” dans la partie 2.2.4 (page 36) et dans le chapitre 4 : les effets qui influencent cette fonction résultent principalement d’une intégration des propriétés de topographie à l’intérieur du pixel d’observation à l’échelle sub-millimétrique. Pour la cible considérée, constituée de grains mesurant entre $50 \mu m$ et $2 mm$ (Tab. 5.1), cette fonction est dominée par les aspects “rocheux” de la surface induits par l’organisation, la rugosité et la structure des grains, qu’ils soient des agrégats de petites particules ou des fragments individuels.

Afin de comprendre l’impact de cette fonction, nous comparons entre eux les processus de déconvolution subpixellaire pour lesquels la rugosité “macroscopique” ($\bar{\theta}$) est prise en compte (“Var”) d’une part et négligée (“Thet0”) d’autre part, toutes choses égales par ailleurs.

La table 5.5 montre que les résultats physiques du processus “Thet0” (54 %) sont considérablement dégradés en comparaison avec ceux du processus “Var” (71 %). L’importance de la prise en compte de la rugosité saute immédiatement aux yeux : une surface, telle que celle du cratère, composée de grains grenus voit sa réflectance bidirectionnelle fortement influencée par les effets dus à la texture méso-échelle subpixellaire. Négliger cette dernière conduit alors à une estimation erronée des abondances minéralogiques.

En vérité, la topographie subpixellaire influence grandement les effets d’ombrage des grains les uns sur les autres comme mis en avant par l’étude de l’image de luminosité issue du processus “Thet0”. En effet, la table 5.6 donne le coefficient de variation de cette image sur les parois du cratère : 19,4 %. Cette valeur est surprenante car elle est largement plus grande que celles obtenues via tous les processus de déconvolution mettant en jeu le modèle de Hapke et même légèrement plus grande que celle du processus linéaire.

La rugosité “macroscopique” telle qu’elle est décrite par Hapke conduit à

une diminution de la réflectance quand les angles d'incidence augmentent. Lors du calcul de l'albédo de diffusion simple, la négliger conduit à un assombrissement incorrect des régions déjà soumises à de l'ombre induite par les grains sous des angles d'incidence et d'émergence importants. Le modèle ne maîtrise alors pas l'effet de la topographie à l'intérieur des pixels. La prendre en compte, comme le font les autres processus non-linéaires, entraîne un éclaircissement de ces mêmes régions.

Le processus "Thet0" conduit à des résultats physiques très médiocres. Ceci provient du fait que l'inversion du modèle de Hapke en négligeant la rugosité, donne une estimation de l'albédo de diffusion simple très erronée, en particulier dans les parois du cratère. L'étape de l'analyse par mélanges spectraux n'est alors pas capable de compenser entièrement les erreurs induites.

5.3 Conclusion

Nous avons déterminé l'impact de la complexité de la cible (topographie, mélange et variation des tailles de grain) sur l'interprétation des spectres en réflectance bidirectionnelle. S'appuyant sur la vérité terrain quantitative disponible pour la cible, nous avons comparé les résultats dérivant de différents processus de déconvolution. Nous en concluons que :

- Tous les processus de déconvolution subpixellaire donnent des résultats statistiques apparemment proches : les proportions de pixels, dont la modélisation par l'analyse par mélanges spectraux est satisfaisante, sont comprises entre 89 % et 91 %. En revanche, les abondances des matériaux déterminées ne sont pas toutes identiques, donnant des performances relatives différentes.
- La méthode de déconvolution subpixellaire proposée par Johnson [1983] est un moyen plus efficace que la technique linéaire pour retrouver les fractions d'abondance relative en matériaux réalistes d'une cible, quelles que soient les approximations effectuées. La technique la plus performante, parmi celles testées, est évidemment celle nécessitant le plus d'informations sur la cible. Elle permet notamment de retrouver l'albédo de diffusion simple de la cible le plus proche de la réalité.
- La combinaison linéaire des paramètres de Hapke, pondérés par l'abondance de chacun des matériaux, est, en première approximation, une manière pertinente d'estimer localement les paramètres utilisés lors de la transformation en albédo de diffusion simple. Elle améliore très significativement d'un facteur de 1,75 les résultats vis-à-vis de ceux déduits de l'analyse par mélanges spectraux directement appliquée aux données en réflectance bidirectionnelle. Cela ouvre la porte à une étude plus ap-

profondie pour savoir comment les paramètres d'un mélange doivent être calculés sur la base des constantes optiques des matériaux.

- L'utilisation du modèle numérique de terrain lors de l'inversion du modèle de Hapke permet d'obtenir un albédo de diffusion simple plus exact que dans le cas de l'approximation plane. Cependant, l'analyse par mélanges spectraux, à travers l'étape de renormalisation, peut compenser l'absence d'un modèle numérique de terrain, et gérer de manière équivalente, les effets photométriques induits par la topographie.
- La fonction de rugosité "macroscopique" est exigée pour une interprétation optimale : l'inversion du modèle de Hapke en négligeant la rugosité, donne un albédo de diffusion simple très erroné, en particulier dans les parois du cratère. L'étape de l'analyse par mélanges spectraux n'est pas capable de compenser entièrement les erreurs induites et conduit à des résultats très médiocres.

Compte tenu de la différence absolue importante existant entre les différents résultats des processus de déconvolution et la vérité terrain, il ressort que le modèle photométrique de Hapke sur lequel reposent les déconvolutions n'est pas totalement adapté pour inverser une cible si complexe. Cela confirme le besoin d'un modèle théorique amélioré permettant de décrire le comportement optique des cibles réelles à des résolutions spatiales accrues.

Chapitre 6

Photométrie orbitale : application à la Formation de Reiner Gamma

Fort des résultats expérimentaux acquis dans les chapitres précédents, nous nous consacrons désormais à une étude du régolite lunaire par photométrie orbitale en nous appuyant sur des données de télédétection acquises par la sonde Clementine. Cette mission a fourni la première cartographie multispectrale numérique globale de la Lune, ainsi que les premières mesures altimétriques détaillées et le champ de gravité. La caméra UV-visible a permis de cartographier les abondances en certains minéraux et éléments chimiques. Dans la base de données disponibles, il existe fortuitement quelques régions où les mesures ont été acquises sous des conditions géométriques variées (Kreslavsky et al. [2000]). En particulier, la région de la Formation de Reiner Gamma (FRG), sur laquelle nous construisons cette étude, est une des mieux documentées.

Cette formation est très singulière dans le contexte lunaire, en ce qu'elle présente à la fois une anomalie magnétique et un fort albédo, dont l'origine fait l'objet de diverses interprétations controversées.

L'exploitation de ces données multiangulaires nous permet de conduire une étude approfondie de la réflectance bidirectionnelle en fonction des angles (BRDF) avec une résolution de 900 m/pixel. L'objectif est d'extraire les paramètres caractéristiques à l'échelle locale de FRG, afin de contraindre les propriétés physiques, tels que l'état de surface, et de les confronter aux interprétations actuelles proposées.

6.1 La mission Clementine

Pendant les deux dernières décennies, le Department of Defense (DOD) et le Ballistic Missile Defense Organization (BMDO) des États-Unis ont investi fortement dans la technologie spatiale, en se concentrant sur le développement de composants et de systèmes plus légers et donc plus rentables pour les satellites. En mai 1990, la NASA a approuvé le transfert de technologie pour les missions scientifiques civiles et a programmé une mission vers un astéroïde proche de la Terre. Celle-ci a été plus tard étendue de deux mois pour permettre une période en orbite autour de la lune afin de démontrer les performances de la sonde. De nombreux organismes ont été impliqués dans la mission Clementine, particulièrement la NASA, le Jet Propulsion Laboratory (JPL), le Goddard Space Flight Center et Centre National d'Études Spatiales (CNES).

L'instrumentation principale sur Clementine comprenait quatre caméras. Trois d'entre elles couvraient des domaines de longueurs d'onde différents : infrarouge lointain (LWIR, 8750 nm), proche-infrarouge (NIR, 1100 - 2780 nm), ultra-violet visible (UV-VIS, 415 - 1000 nm), et enfin la dernière est à haute résolution spatiale (LIDAR). La sonde avait également deux caméras stellaires pour le contrôle d'attitude et l'orientation de la sonde. L'ensemble des senseurs pesait 8 kilogrammes et représentait l'état de l'art en 1994.

La sonde a été lancée le 25 janvier 1994 de la base de Vandenberg à bord d'une fusée Titan IIG. Après deux survols de la terre, l'insertion en orbite polaire héliosynchrone lunaire a été réalisée le 19 février. Le survol de la Lune a duré approximativement 2 mois, permettant deux cartographies systématiques successives, suivies par des observations spécifiques. Ensuite, la sonde a souffert d'un défaut de fonctionnement le 7 mai 1994 qui n'a pas permis le survol de l'astéroïde Geographos prévu pour août 1994.

La caméra UV-Visible comprenait un télescope catadioptrique avec un système de lentilles focalisant sur un détecteur CCD. Cinq bandes spectrales pouvaient être sélectionnées par l'intermédiaire d'une roue à filtres ayant pour longueur d'onde centrale : 415, 750, 900, 950 et 1000 nm, plus un filtre large bande. Les filtres ont été choisis pour permettre la discrimination entre les différentes espèces minérales constituant la surface de la Lune (Nozette et al. [1994]).

Plus d'un million d'images ont été enregistrées, avec une résolution spatiale variant entre 100 et 400 mètres par pixels. Les images sont codées sur 8 bits, soit 256 niveaux de gris (ou DN).

6.2 La Formation de Reiner Gamma (FRG)

La Formation de Reiner Gamma (FRG), entourée sur la figure 6.1, couvre environ 3300 km^2 , située à 7° de latitude et 300° de longitude dans Oceanus Procellarum.

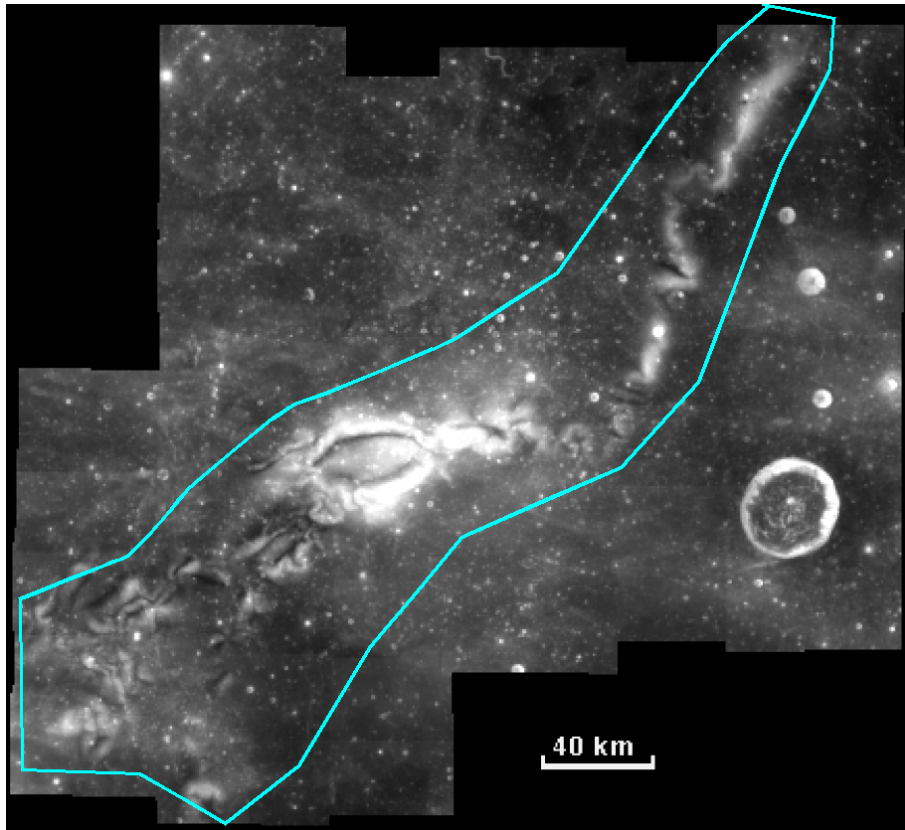


FIG. 6.1 – Image de la région environnante de FRG. Mosaïque réalisée à partir des images de la sonde Clementine.

FRG correspond à une zone présentant un albédo très élevé dans une région de mer typique. De plus, c'est une région très particulière présentant une anomalie magnétique non représentative des variations du champ magnétique crustal (Hood [1987]). La vue oblique de la figure 6.2 montre qu'aucune topographie n'est associée à cette formation.

La figure 6.3 présente les contenus en fer et la maturité (rapport I_s/FeO) de FRG calculés par Pinet et al. [2000] à partir des images multispectrales Clementine calibrées par les échantillons lunaires, sur la base de la technique développée par Lucey et al. [1995]. Cette étude de la composition chimique et minéralogique de la surface a montré que FRG ne présentait pas d'ano-

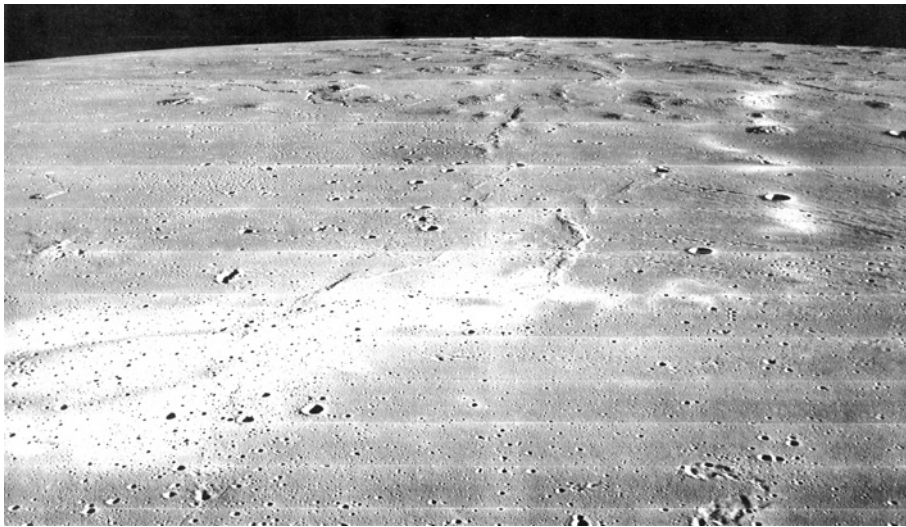


FIG. 6.2 – Vue oblique de FRG, produite par la sonde Lunar Orbiter, d’après Schultz [1976]. Nous remarquons l’absence de topographie associée à la formation, d’albédo élevé.

malie en fer et en titane, résultats confortés par Shkuratov et al. [2003a,b]. Cependant, le paramètre d’immaturité de la partie en jaune dans l’image 6.3 est élevé, suggérant que FRG est relativement récente et que le régolite local, riche en pyroxène, présente un fort degré de cristallinité (Bell et Hawke [1987]; Shevchenko et al. [1993]; Pinet et al. [2000]; Shkuratov et al. [2003b,a]).

Les données de Lunar Prospector ont confirmé qu’une anomalie magnétique est souvent observée aux antipodes de grands bassins d’impact relativement jeunes tels que Imbrium, Orientale, Serenatis et Crisium (Hood [1987]; Lin et al. [1988]; Hood et Williams [1989]). Cette anomalie est associée à des motifs morphologiques qui rappellent des festons (“swirls”) suggérant un changement des propriétés optiques dû à une modification du régolite. Elle proviendrait de l’expansion autour de la Lune d’un nuage de gaz partiellement ionisé produit lors de l’impact, qui se concentrerait durant une brève période dans la région antipodale, conférant aux particules constitutives du régolite leurs propriétés magnétiques (Hood et Vickery [1984]). Cependant, il semble exclu que la formation de FRG puisse s’expliquer ainsi pour différentes raisons : d’une part, les régions des swirls sont en général beaucoup plus étendues (plus de $50\,000\text{ km}^2$) et, d’autre part, aux antipodes de FRG se trouvent uniquement des cratères beaucoup plus âgés que les matériaux constitutifs de la formation (Shevchenko et al. [1993]).

Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer l’origine de FRG :

1. FRG pourrait être liée à des éjecta secondaires anormalement magné-

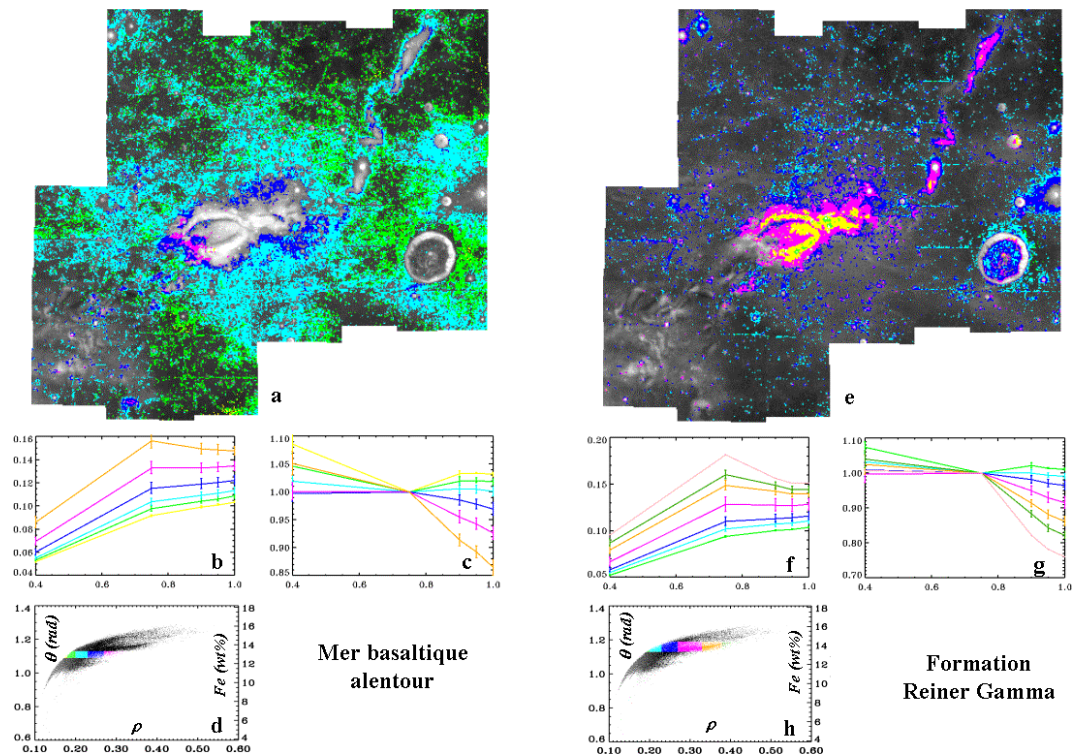


FIG. 6.3 – Maturité (ρ) et contenu en fer (Fe) des alentours de FRG, en accord avec Lucey et al. [1995], d’après Pinet et al. [2000]. La maturité de la surface s’étend depuis la plus mature (vert, bleu clair (fig. a)), la sub-mature (bleu foncé, rouge (fig. a,e)), à l’immature (jaune, vert (fig. e)).

tiques provenant de cratères avoisinants (Hood et al. [1979]; Hood et Schubert [1980]). Ainsi, le magnétisme serait dû au refroidissement des débris riches en fer en présence d’un fort champ magnétique. Le fort albédo résulterait de la déflexion des particules ionisées du vent solaire causée par l’anomalie magnétique, limitant le processus de maturation (assombrissement) du régolite (Hood et Williams [1989]).

2. Malgré les objections formulées ci-dessus, FRG pourrait être reliée à d’autres swirls observés dans la région antipodale. Lunar Prospector a mis en évidence la présence de quelques anomalies magnétiques dans cette région, parfois corrélées avec des zones d’albédo plus élevé. D’après Hood et al. [1981], il existerait une zone de terrain modifié sismiquement juste sous la surface qui serait la source de l’anomalie magnétique de FRG. L’albédo élevé résulterait de la mise en place d’un éjecta de cratère secondaire excavé d’une couche superficielle. Ce matériau aurait été alors exposé beaucoup plus récemment que ceux des éjecta du bassin d’impact,

et protégé magnétiquement du bombardement ionique solaire.

- FRG pourrait correspondre à la trace laissée par l'interaction avec un halo cométaire, ou avec un essaim de fragments issus d'un noyau cométaire (Shevchenko [1984]; Hood et Vickery [1984]; Bell et Hawke [1987]; Pinet et al. [2000]; Starukhina et Shkuratov [2003]). Ainsi, le jet de gaz et de poussières cométaires aurait balayé la surface lunaire à grande vitesse. Il en résulterait le swirl provenant des écoulements turbulents des gaz, et entraînant une altération optique de la couche supérieure du régolite. Les propriétés magnétiques proviendraient de la concentration du champ de la comète.

Les deux premiers mécanismes ne sont pas confortés par les mesures récentes (Pinet et al. [2000]; Starukhina et Shkuratov [2003]) et ne sont pratiquement plus pris en considération. Le troisième est quant à lui plus réaliste. Un schéma présentant le scénario correspondant est représenté sur la figure 6.4, d'après Pinet et al. [2000].

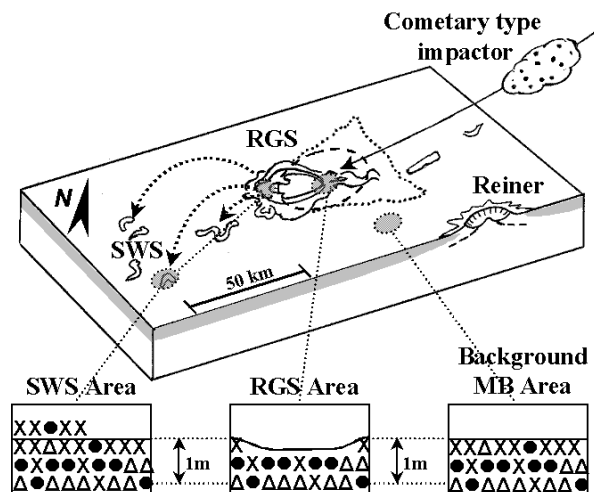


FIG. 6.4 – Schéma montrant la modification optique de la couche superficielle du régolite (profondeur de l'ordre d'un mètre) entraînée par l'interaction avec un halo cométaire, ou un essaim de fragments issus d'un noyau cométaire. La couche supérieure d'un sol de mer typique est représentée : les croix correspondent à la fraction la plus fine ayant un diamètre inférieur à $45 \mu\text{m}$, les cercles à la fraction comprise entre 45 et $94 \mu\text{m}$, et les triangles à la fraction supérieure à $95 \mu\text{m}$. D'après Pinet et al. [2000].

Il est possible de distinguer trois unités typiques ayant des caractéristiques spectrales et physiques différentes :

Mare Basalt - MB Elle correspond au régolite typique de mer environnant la formation.

Reiner Gamma formation Soil - RGS Elle correspond à la partie la plus brillante de la formation pour laquelle la partie fine du régolite en surface aurait été balayée par le jet de gaz et de poussières cométaires. Elle aurait alors un état de surface plus grenu que celui de MB.

Southwest Swirl - SWS Il s'agit d'une zone dans laquelle la partie fine du régolite se serait redéposée. Son état de surface serait a priori plus lisse que celui de MB.

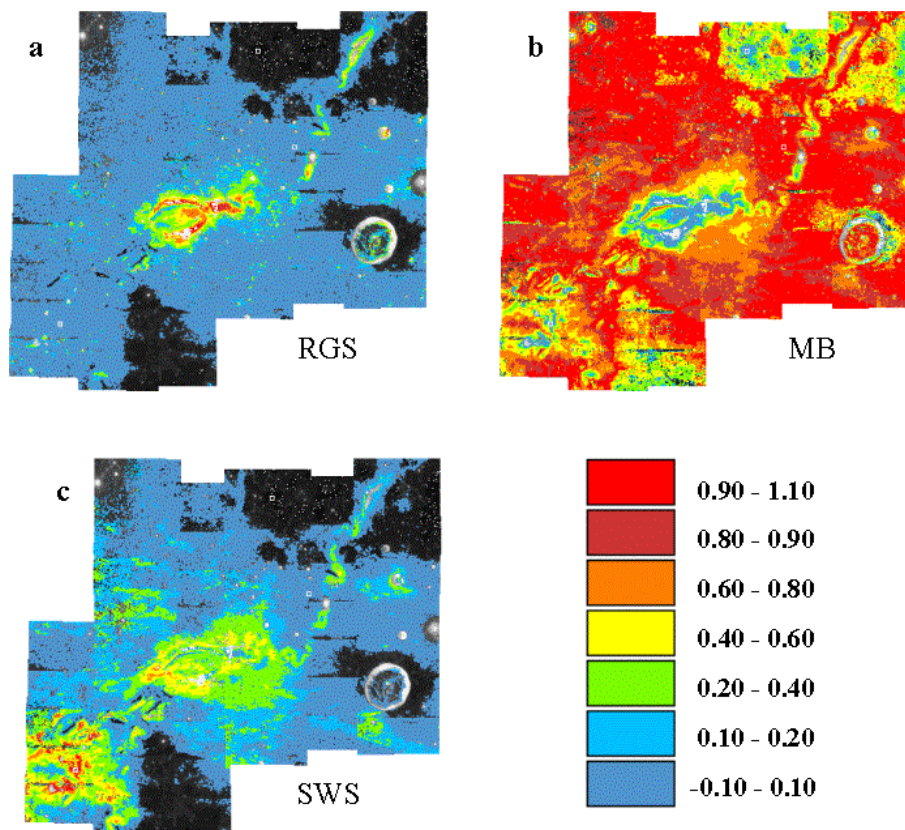


FIG. 6.5 – Fractions d'abondance issues de l'analyse par mélanges spectraux des trois principaux types de terrain composant la surface de la région de Reiner Gamma. RGS pour Reiner Gamma formation Soil, MB pour Mare Basalt et SWS pour Southwest Swirl. D'après Pinet et al. [2000].

Les cartes des abondances de ces trois types de terrain ont été évaluées par une analyse par mélanges spectraux réalisée à partir des données spectrales de la sonde Clementine. Elles sont données sur la figure 6.5.

Suite à cette étude, l'accent est aujourd'hui mis sur la caractérisation fine de l'état de surface en termes de rugosité et de distribution de taille de particules constitutives du régolite. La connaissance de ces paramètres physiques caractéristiques permettrait de mieux appréhender le scénario de formation.

6.3 Traitement des images multiangulaires de Clementine

Nous avons utilisé pour cette étude les images multiangulaires de FRG prises par la caméra UV-Visible de la sonde Clementine.

Durant son survol de la Lune, cette sonde a pu procéder à deux cartographies globales de la surface (orbites polaires hélio-synchrones) sous des angles d'émergence très faibles (moins de $0,5^\circ$). Durant ces observations, FRG a été observée deux fois au cours des orbites 58 et 190.

Ensuite, la sonde a procédé à un certain nombre d'observations spécifiques. En particulier, durant l'orbite 322, elle a survolé FRG en prenant successivement des images de celle-ci sous des angles d'émergence variables.

Nous avons recherché parmi les différentes images disponibles celles qui avaient le taux de compression le plus faible, ce qui permet de s'assurer que la radiométrie est la meilleure possible. Nous avons choisi les images correspondant au filtre ayant pour longueur d'onde 900 nm ("luc"). Elles sont toutes sans compression pour l'orbite 322, pour les différents pixels de l'image. Les taux de compression pour les deux autres orbites (58 et 190) sont identiques pour toutes les images, et restent suffisamment faibles pour assurer une radiométrie satisfaisante : d'après l'équipe chargée de la restauration et du stockage des images au CNES, le niveau RMS moyen est de l'ordre de 0,001 en réflectance (cf. ci-après).

Nous avons utilisé le logiciel ISIS pour la procédure de traitement des images. Elle se déroule ainsi :

1. Récupération des images brutes sur le site du CNES. Nous avons sélectionné les images ayant un signal suffisant en terme de contraste et de luminosité : l'écart type est supérieur à 20 DN et la moyenne sur l'image est entre 70 et 200 DN. Les images trop uniformes, trop sombres ou trop claires sont ainsi éliminées. Ces images ont ensuite été adaptées au format ISIS (changement de l'en-tête).
2. Calibration instrumentale des images, en utilisant la méthode proposée par Eliason et al. [1999], sur ISIS. Le processus d'étalonnage des données a abouti à une calibration absolue de l'ordre de 1 % (ce qui correspond à une valeur de 0,001 en réflectance).

3. Reprojection des images sur une base commune et ré-échantillonnage, afin de les rendre superposables. Pour cette étape, nous avons tracé, sur la figure 6.6, la résolution spatiale des différentes images en fonction de leur angle de phase. Nous voyons sur ce graphique que la résolution

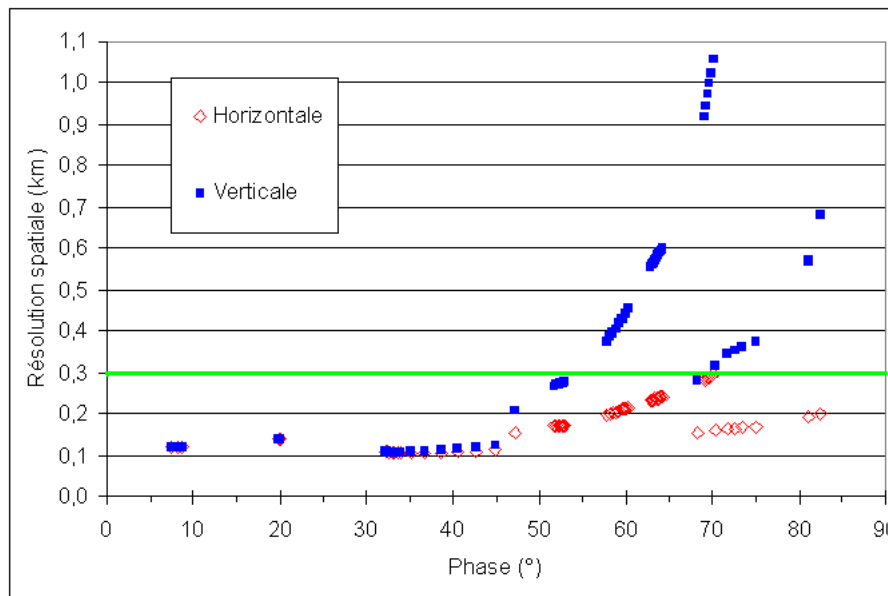


FIG. 6.6 – Résolutions spatiales horizontale et verticale des différentes images “luc” de la région de Reiner Gamma en fonction de l’angle de phase associé.

spatiale se dégrade très rapidement au dessus de 60° de phase. Les images correspondantes seront, par la suite, exclues de l’analyse. Cela nous a poussé à choisir une résolution de ré-échantillonnage à 300 m par pixel. Il s’agit d’un bon compromis car à cette échelle les images ayant un angle de phase inférieur à 60° sont sur-échantillonnées. En particulier, les images ayant un angle inférieur à 45° , qui ont une résolution spatiale initiale de l’ordre de 150 m par pixel, voit leur radiométrie très bien conservée lors de cette opération.

4. Enfin, l’étape de coregistration permet de superposer précisément les images entre elles.

Nous générons ainsi une base contrôlée inédite d’une centaine d’images de la région d’étude, ayant des angles de phase entre $7,5^\circ$ et 80° .

Nous avons calculé quel était le bruit dû à la numérisation des images, c’est-à-dire la réflectance associée à 1 DN : nous avons obtenu une valeur de l’ordre de 0,0005 ($= 5 \cdot 10^{-4}$ en réflectance) donnant une valeur minimum du bruit intégré pour les images.

Parmi les images considérées, il y en a de nombreuses qui sont prises successivement dans un temps très court. Elles ont alors quasiment les mêmes conditions angulaires et sont, par conséquent, théoriquement identiques. Nous avons utilisé cette propriété pour calculer le bruit intégré, c'est-à-dire après la procédure complète de traitement des images (calibration, ré-échantillonnage et coregistration). Les étapes du calcul pour un couple d'images donné sont les suivantes :

1. La différence absolue entre les deux images donne ce que nous appellerons "l'image différence".
2. Nous avons appliqué un regroupement des pixels sur des boîtes 3x3 et éliminé les effets de bord de l'image différence.
3. Nous avons tracé sur le graphique 6.7 une représentation de la moyenne \pm un écart type de cette nouvelle image en fonction de l'angle de phase.

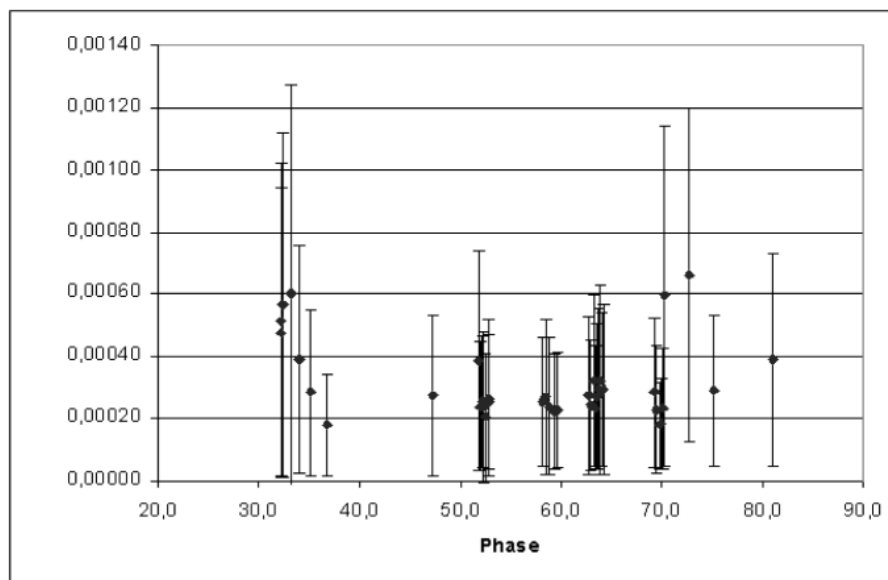


FIG. 6.7 – Bruit intégré des images Clementine en fonction de l'angle de phase. Sur ce graphique, sont représentées les moyennes \pm un écart type des images différences.

Nous déduisons de ce graphique que le bruit intégré est inférieur à 0,001 en réflectance. Cette valeur est le double du bruit de numérisation explicite plus haut. Dans la suite du travail, la valeur du bruit intégré sera centrale pour contrôler de façon critique la qualité de la détermination du jeu des paramètres du modèle de Hapke qui modélise correctement les données.

Afin d'améliorer leurs rapports signal sur bruit, les images identiques ont été sommées entre elles (technique de "stacking"). De plus, comme nous l'avons évoqué précédemment, toutes les images ayant un angle de phase supérieur à 60° ont été éliminées de la sélection à cause de leur sous-échantillonnage (**Fig. 6.6**). Le jeu final contient 20 images dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 6.1.

No.	Référence image	angles			résolution	
		INC	EME	PHA	HORI	VERT
1	luc2232j.190	7,36	0,23	7,52	0,121	0,121
2	luc2263j.190	7,96	0,21	8,1	0,120	0,120
3	luc2294j.190	8,58	0,22	8,73	0,119	0,119
4	luc3949j.058	20,11	0,26	19,85	0,139	0,139
5	luc3980j.058	20,35	0,28	20,07	0,14	0,14
6	luc4578j.322	31,9	8,6	32,2	0,109	0,110
7	luc4601j.322	31,9	6,6	32,2	0,108	0,109
8	luc4624j.322	31,9	4,7	32,3	0,108	0,108
9	luc4647j.322	31,8	2,7	32,5	0,107	0,107
10	luc4693j.322	31,8	2,0	33,2	0,107	0,107
11	luc4716j.322	31,7	3,7	33,6	0,107	0,107
12	luc4741j.322	31,7	5,2	34,0	0,106	0,107
13	luc4774j.322	31,7	8,7	35,2	0,106	0,108
14	luc4807j.322	31,7	12,4	36,8	0,107	0,109
15	luc4840j.322	31,7	16,1	38,6	0,107	0,112
16	luc4873j.322	31,7	19,8	40,6	0,109	0,115
17	luc4906j.322	31,7	23,3	42,7	0,110	0,120
18	luc4939j.322	31,7	26,8	44,9	0,112	0,125
19	luc3625j.322	31,9	43,6	47,3	0,152	0,209
20	luc3264j.322	31,8	51,1	52,9	0,173	0,276

TAB. 6.1 – Caractéristiques du jeu d'images Clementine sélectionnées. La référence image correspond à la référence initiale d'une des images sommées entre elles. Les angles d'incidence (INC), d'émergence (EME) et de phase (PHA) sont calculés au centre des images et exprimés en degré. Les résolutions spatiales horizontale et verticale (HORI, VERT) sont en km/pixel.

Toutes ces images ne recouvrent pas entièrement FRG. Cependant la partie utile, appelée région d'intérêt ou "ROI" (présentée en rouge sur la figure 6.8), sélectionnée sur la base du jeu de données multiangulaires disponibles contient le centre de la formation (zone RGS), une zone périphérique comprenant le régolite typique de mer (MB) et une partie de la zone d'accumulation de la

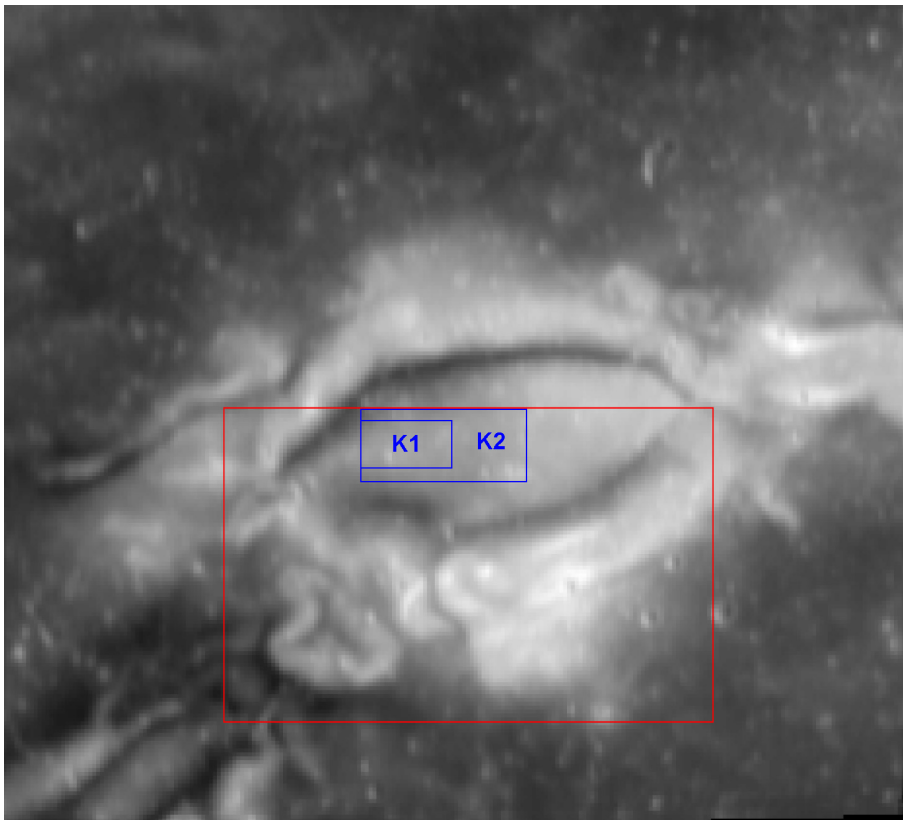


FIG. 6.8 – Image de la région de Reiner Gamma. La ROI (région d'étude) est délimitée en rouge. C'est celle où l'inversion des paramètres de Hapke a été effectuée. Les régions K1 et K2 correspondent aux régions d'étude de Kreslavsky et al. [2000].

partie fine du régolite (SWS). Chaque pixel de la ROI ainsi définie a au minimum 12 configurations angulaires différentes (**Fig. 6.8**). C'est sur cette zone que les paramètres de Hapke vont être déterminés par pixel afin d'établir la cartographie inédite de leurs variations spatiales.

6.4 Recherche des paramètres photométriques

Fort de notre expérience acquise par l'approche expérimentale menée dans l'inversion et surtout dans l'interprétation des paramètres de Hapke, nous avons appliqué la méthode décrite au chapitre 4 : il s'agit d'inverser le modèle de Hapke sur des données multiangulaires en utilisant l'algorithme génétique décrit en détail dans l'article Cord et al. [2003] et à la section 4.2.4 (**page 80**).

6.4.1 Le modèle utilisé

L'ensemble des configurations angulaires est explicité sur le tableau 6.1. Pour modéliser les variations de la réflectance bidirectionnelle en fonction des angles, nous avons utilisé la formulation de Hapke [1993]. Elle s'exprime à partir de l'équation 2.60 (**page 44**) :

$$R(i, e, g) = \frac{w}{4} \frac{1}{\mu_{i_e} + \mu_{e_e}} [B_{SH}(g) \cdot P(g) + M(i_e, e_e, g)] B_{CB}(g) S(i, e, g) \quad (6.1)$$

avec :

- $B_{CB}(g) = 1$, ce qui revient à dire que l'effet d'opposition de type CBOE est négligé. En effet, dans cette étude, les angles de phase sont supérieurs à $7,5^\circ$. Dans la section sur l'effet d'opposition, (**Sec. 2.2.4, page 34**), nous évoquons le travail de Helfenstein et al. [1997] : l'effet d'opposition sur la Lune est bien représenté par une combinaison de CBOE (2°) très étroit et de SHOE plus large (20°).
- $B_{SH}(g)$ donnée par l'équation 2.23 (**page 35**), ayant comme paramètres B_{S0} et h_S qui représentent respectivement l'amplitude et la largeur angulaire de l'effet d'opposition de type SHOE.
- $P(g)$ donnée par la fonction de Henyey-Greenstein qui a deux lobes et deux paramètres (**Eq. 2.20, page 30**). D'après McGuire et Hapke [1995] et Hartman et Domingue [1998], cette fonction est largement utilisée pour les régolites planétaires car elle décrit la fonction de phase avec une précision suffisante dans la plupart des calculs de transferts radiatifs. Cette fonction de phase a deux paramètres b et c . La forme de la fonction est prise en compte par le paramètre b , alors que c dénote la tendance à diffuser vers l'avant ($0 < c < 0,5$) ou vers l'arrière ($0,5 < c < 1$).
- $M(i, e, g)$ donnée par l'équation 2.50, **page 42** qui ne met pas en jeu de paramètres autres qu'angulaires.
- $S(i, e, g)$ donnée par les équations 2.40 et 2.43, ayant comme paramètre $\bar{\theta}$. Cette fonction de rugosité macroscopique au sens de Hapke entraîne une modification des angles d'incidence et d'émergence ($i \rightarrow i_e$ et $e \rightarrow e_e$) (cf. **Sec. 2.2.4, page 36**).
- w représentant l'albédo de diffusion simple. C'est le sixième et dernier paramètre.

Dans la littérature, il est possible de trouver des déterminations partielles des différents paramètres de Hapke pour la surface lunaire que ce soit à partir de mesures intégrées ou résolues à des échelles régionales. Une compilation de ces valeurs est présentée dans le tableau 6.2.

	échelle	λ (nm)	w	B_0	h	b	c	$\bar{\theta}$ (°)	Source
Disque intégré	intégrée	550	0,21	0,71	0,07	X	X	20	HV 87
Terrain sombre	régionale	550	0,12	0,21	0,12	X	X	8,1	HV 87
Terrain moyen	régionale	550	0,25	0,78	0,06	X	X	20,6	HV 87
Terrain clair	régionale	550	0,33	1,03	0,05	X	X	24	HV 87
Terrain moyen	régionale	550	0,28	0,8-1,0	0,03-0,16	0,25-0,6	0,44	27	He 97
Highland	locale	900	0,552	1	0,06	0,32-0,65	0,45	27	Hi 99
Mare	locale	900	0,343	1	0,061	0,23-0,65	0,45	27	Hi 99
Highland	in situ	X	X	X	X	X	X	27	He 99
Mare	in situ	X	X	X	X	X	X	24	He 99

TAB. 6.2 – Valeurs des paramètres de Hapke pour la surface lunaire. Les valeurs en italique sont celles qui ont été fixées lors de l’inversion. Pour le paramètre b de la fonction de phase, les fourchettes présentées ici sont dues à l’utilisation de la fonction d’Henyey-Greenstein à trois paramètres (**Eq. 2.21, page 30**). Nous donnons alors b1-b2. “HV 87” correspond à Helfenstein et Veverka [1987], “He 97” à Helfenstein et al. [1997], “Hi 99” à Hillier et al. [1999] et “He 99” à Helfenstein et Shepard [1999].

6.4.2 L’inversion du modèle.

Lors de la recherche des paramètres, nous avons regroupé les pixels 3 par 3 (“binning” 3x3) et recherché les six paramètres explicités ci-dessus sur des pixels mesurant 900 m de côté. Nous avons couvert toute la région d’intérêt (en rouge sur la figure 6.8) ce qui représente $27 \times 42 = 1134$ inversions.

Les angles d’incidence, d’émergence et de phase sont calculés pour chacun des pixels, à partir des données existantes sur la position et l’altitude de la sonde ainsi que la position du soleil. Ce calcul est facilité par l’absence de topographie sur la région d’étude. Nous obtenons la BRDF des différents pixels considérés. Afin de retrouver les différents paramètres de Hapke, nous avons appliqué l’algorithme génétique exposé au chapitre 4.

Comme cela est présenté dans la section 4.2.4 (**page 80**), cet algorithme fonctionne à partir d’un grand nombre de solutions potentielles, qu’il croise entre elles, afin de faire apparaître de meilleures solutions. Nous avons, lors de l’application de cet algorithme sur les images de FRG, exploité tout le potentiel de cette propriété : nous avons conservé toutes les solutions qui permettent de modéliser les données avec un écart inférieur au bruit (Daydou et al. [2003]). Ce dernier a été déterminé à la section 6.3 et vaut 0,001 en réflectance. Ainsi, nous avons calculé, pour chacun des 1134 pixels, non seulement la valeur moyenne des différents paramètres mais aussi l’écart type qui leur est associé. Nous obtenons ainsi deux cartes pour chaque paramètre, qui permettent d’avoir une

idée de la précision sur leur détermination.

6.4.3 Carte de la fonction d'opposition

Les résultats obtenus pour les paramètres B_{S_0} et h_S de la fonction d'opposition lors de la première inversion sont présentés sur la figure 6.9.

Ces cartes, bien que présentant un caractère artistique indéniable, n'ont aucun contenu scientifique : les paramètres se répartissent de façon aléatoire sur toute la gamme autorisée ($0 \leq B_{S_0} \leq 1,8$ et $0 \leq h_S \leq 0,5$) sans aucune organisation spatiale. Ce n'est pas du tout le cas des autres paramètres considérés, comme nous le verrons par la suite. Cela montre clairement que la fonction d'opposition ne peut pas être contrainte par cette expérience. Cela provient du domaine de phase considéré ici : il n'y a que trois mesures relativement similaires dont l'angle de phase est inférieur à 20° ($g = 7,5^\circ, 8,1^\circ$ et $8,7^\circ$), ce qui est insuffisant pour contraindre la fonction d'opposition.

Aussi, dans la suite du travail, nous ne cherchons plus à optimiser la fonction d'opposition : nous réitérons l'algorithme en fixant $B_{S_0} = 1$ et $h_S = 0,065$. Ces valeurs s'appuient sur la compilation des paramètres de Hapke du régolite lunaire exposée dans le tableau 6.2 ainsi que sur les suggestions de Hapke [1993].

Nous avons comparé les cartes des autres paramètres obtenues lors de la première et de la deuxième itération. Elles ont conduit à des valeurs similaires sur toute la ROI. Cela confirme que la fonction d'opposition n'a pratiquement aucune influence sur l'inversion des données et que, par conséquent, elle est très mal contrainte par notre jeu d'image. Pour améliorer ce résultat, il faudrait avoir plusieurs mesures couvrant le domaine de phase compris entre 0° et 20° . Ainsi, il serait possible de retrouver les paramètres des fonctions d'opposition de types SHOE et CBOE.

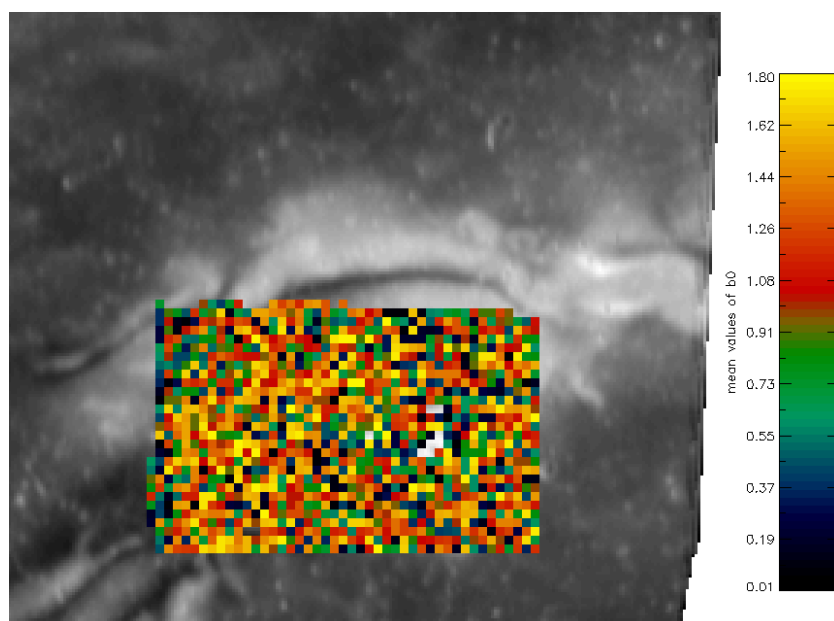
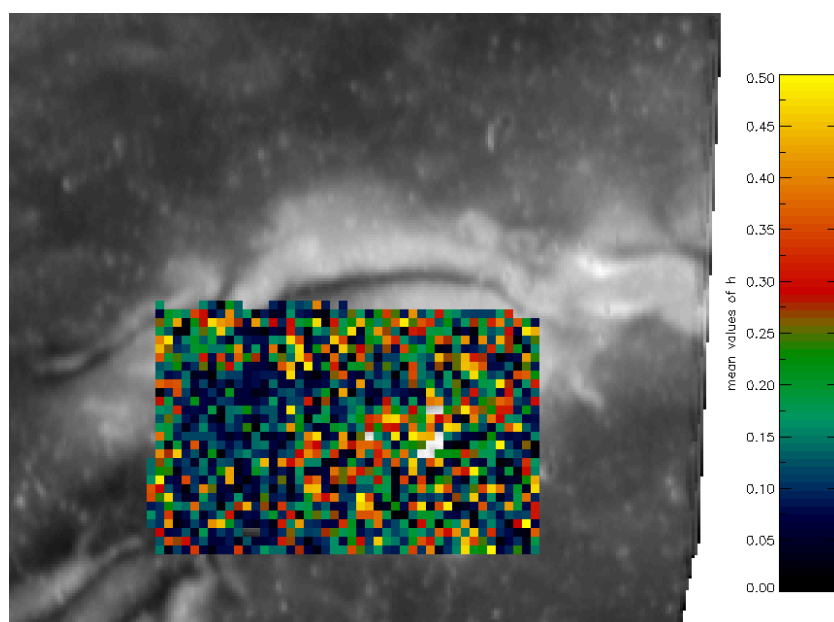
(a) B_{S_0} (b) h_S

FIG. 6.9 – Valeur des paramètres de la fonction d'opposition de type SHOE.

6.5 Interprétation des paramètres photométriques de FRG

Dans cette section, nous allons tout d'abord exposer les cartes des valeurs des différents paramètres photométriques de FRG à 900 m de résolution (Sec. 6.5.1). La corrélation entre ces cartes étant assez forte (Sec. 6.5.3), cela nous a conduit à réaliser une analyse en composantes principales (Sec. 6.5.4) qui a débouché sur une classification de FRG. Enfin, nous intégrerons ces nouveaux résultats avec les interprétations antérieures.

6.5.1 Les cartes des autres paramètres (b , c , $\bar{\theta}$, w)

Les cartes des autres paramètres sont données aux figures 6.10, 6.11, 6.12 et 6.13 accompagnées de leurs cartes d'écart type.

Les pixels situés à l'intérieur de la ROI et qui ne sont pas modélisés sur ces cartes apparaissent en gris (couleur du fond). Il s'agit de ceux pour lesquels l'algorithme n'a pas convergé, c'est-à-dire que l'erreur RMS entre les réflectances bidirectionnelles mesurée et modélisée est supérieure à 0,003, valeur qui correspond à trois fois le niveau de bruit maximal. Ces pixels correspondent généralement à des régions extrêmement brillantes. Nous pouvons avancer deux hypothèses pour expliquer ce phénomène :

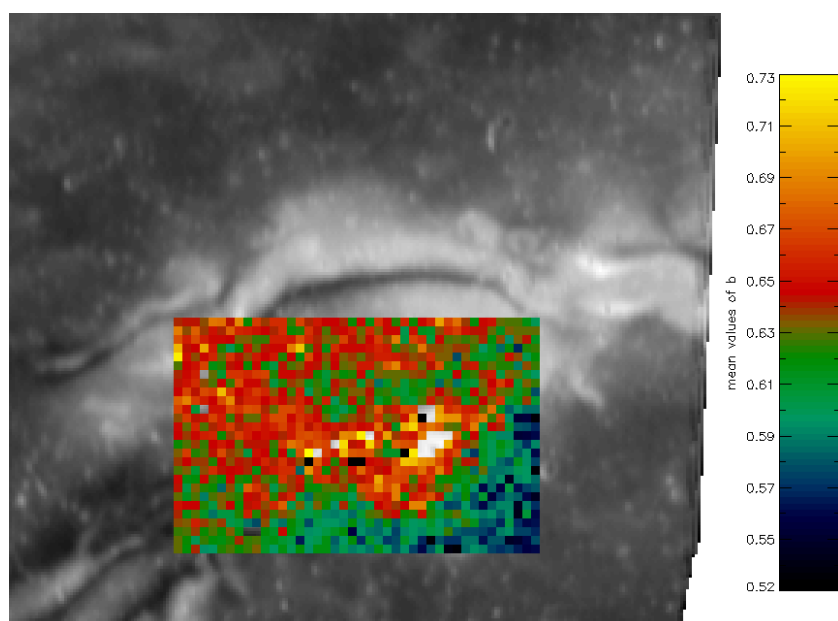
- Lors de l'acquisition des données, une saturation locale des détecteurs se serait produite. Elle n'aurait pas été décelée lors du traitement des images et les pixels concernés n'auraient pas été exclus de la sélection des configurations angulaires valides pour l'inversion.
- Le modèle de Hapke est inadéquat sur des régions aussi claires : comme l'ont remarqué Cheng et Domingue [2000], l'erreur RMS pour des matériaux clairs peut valoir jusqu'à 7 % (environ 0,01 en réflectance bidirectionnelle). Le modèle ne parvient pas à reproduire convenablement les variations de la réflectance.

Ces pixels étant exclus, nous calculons l'erreur RMS de la modélisation, et nous obtenons les valeurs présentées dans le tableau 6.3

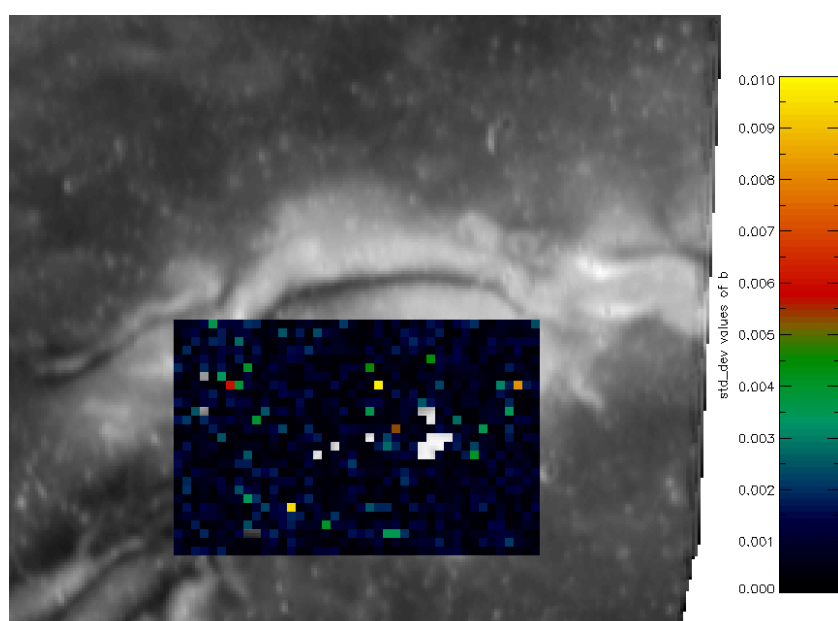
moyenne	écart type	95 %
0,00106	0,00015	0,00146

TAB. 6.3 – Valeur moyenne et écart type de l'erreur RMS de l'inversion sur la réflectance bidirectionnelle. La troisième colonne traduit que 95 % des pixels modélisés ont une erreur RMS inférieure à 0,00146.

Ce tableau montre qu'une grande partie de l'image (95 %) est très bien

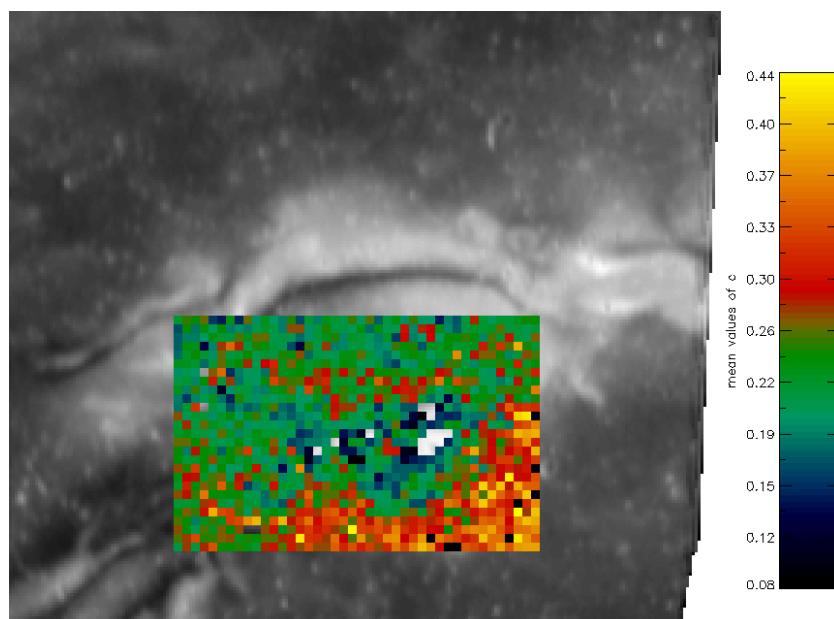


(a) Moyenne

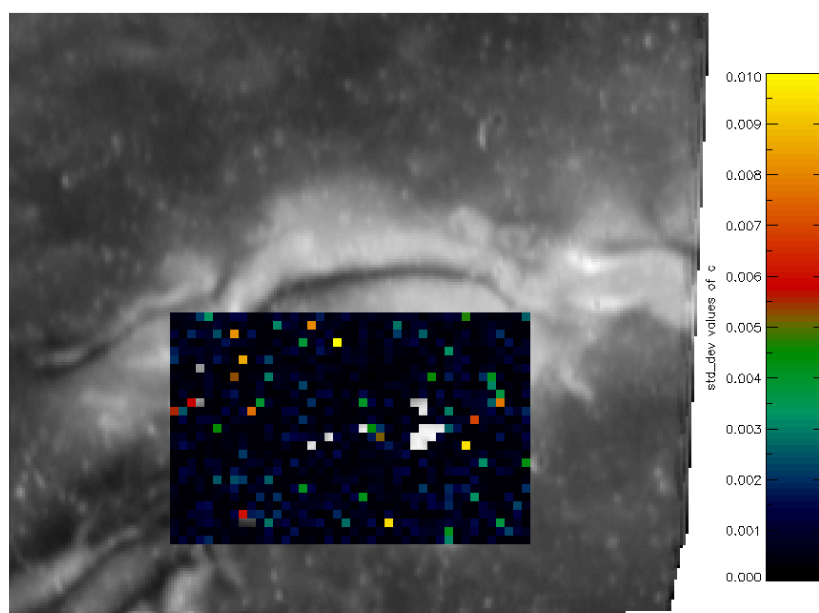


(b) Écart type

FIG. 6.10 – Résultats de l'inversion pour le paramètre b de la fonction de phase.

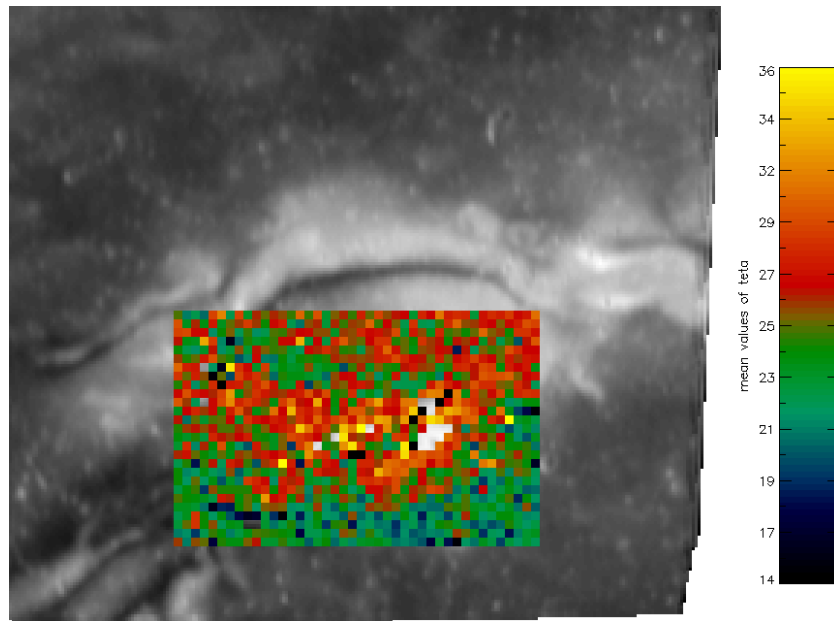


(a) Moyenne

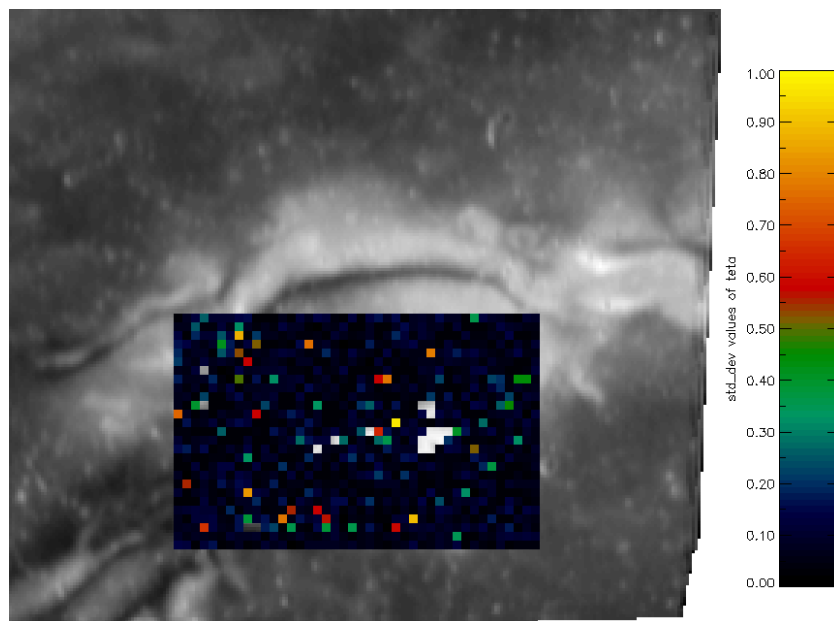


(b) Écart type

FIG. 6.11 – Résultats de l'inversion pour le paramètre c de la fonction de phase.

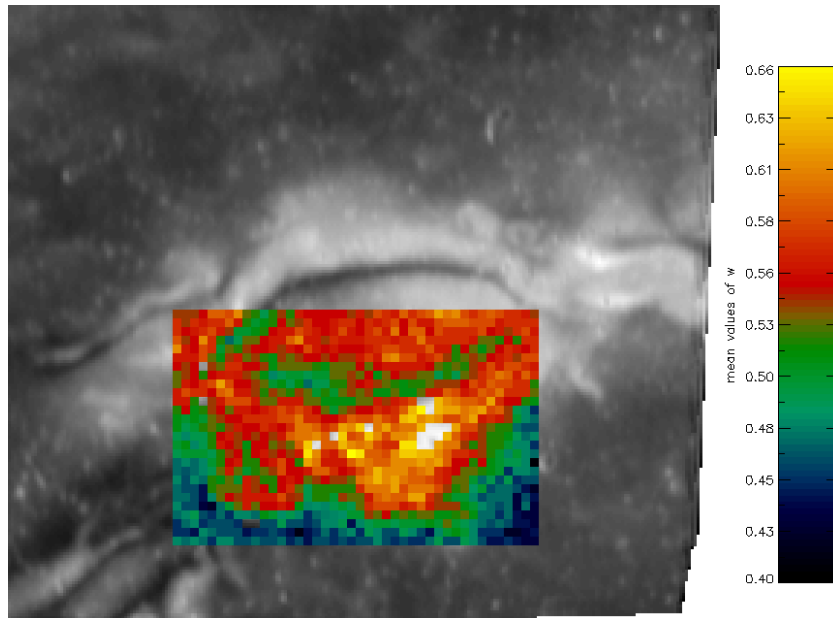


(a) Moyenne

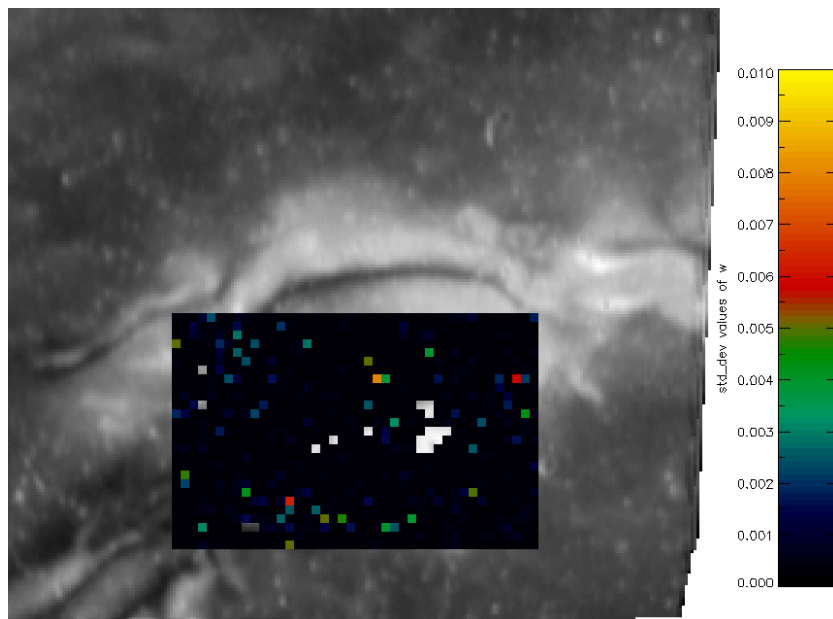


(b) Écart type

FIG. 6.12 – Résultats de l'inversion pour le paramètre $\bar{\theta}$ de la fonction de rugosité macroscopique.



(a) Moyenne



(b) Écart type

FIG. 6.13 – Résultats de l'inversion pour l'albédo de diffusion simple w .

modélisée avec une erreur RMS inférieure à une fois et demie le niveau de bruit maximal des images. Cela confirme la performance du modèle de Hapke, éprouvée lors d'études expérimentales dans les chapitres antérieurs, pour la modélisation dans le cas orbital présenté, de données de télédétection, ayant une échelle résolue de 900 m/pixel.

Ces cartes, contrairement à celles de la fonction d'opposition, présentent une forte organisation spatiale corrélée à la morphologie de la région d'étude (cf. **Fig.** 6.8). Cette cohérence spatiale conforte le fait que le modèle utilisé est performant pour la modélisation de la réflectance et surtout que les paramètres correspondants (b , c , $\bar{\theta}$, w) sont contraints par le modèle. Cela est vérifié dans la prochaine section par l'étude des cartes d'écart type.

6.5.2 Les cartes d'écart type

Les différentes cartes d'écart type, présentées sur les figures 6.10b, 6.11b, 6.12b et 6.13b, nous permettent de nous faire une idée sur la fiabilité avec laquelle les variations spatiales des différents paramètres sont déterminées. Afin de mesurer celle-ci, nous calculons les valeurs présentées dans le tableau 6.4.

	moyenne	écart type	95 %
b	0,0007	0,0008	0,0018
c	0,0007	0,0015	0,0025
$\bar{\theta}$	0,093	0,157	0,316
w	0,0003	0,0007	0,0014

TAB. 6.4 – Valeur moyenne et dispersion quadratique des cartes d'écart-type issues de l'inversion. La troisième colonne traduit que 95 % des pixels modélisés ont une valeur dans la carte d'écart type inférieure à celle indiquée.

Ces valeurs traduisent la stabilité de l'inversion. L'algorithme génétique a sélectionné toutes les solutions qui permettaient de modéliser correctement les données avec une erreur inférieure au niveau de bruit.

Les valeurs des paramètres ainsi obtenues sont très proches de la valeur moyenne. En considérant que leur répartition est gaussienne, nous pouvons établir pour 95 % des pixels (3σ) que les paramètres sont déterminés avec la précision suivante : pour b et c $\pm 0,0075$, pour $\bar{\theta}$ $\pm 0,9^\circ$ et pour w $\pm 0,005$, ce qui représente à l'échelle spatiale considérée une performance de détermination remarquable des propriétés photométriques.

6.5.3 Corrélation entre les paramètres b , c , $\bar{\theta}$ et w

Les différents paramètres de cette étude présentent une certaine corrélation entre eux sur la région d'intérêt, qui est présentée dans le tableau 6.5.

	b	c	$\bar{\theta}$	w
b	1	-0,95	0,74	0,79
c		1	-0,84	-0,78
θ			1	0,67
w				1

TAB. 6.5 – Corrélation des différents paramètres sur la zone d'étude.

Les valeurs présentées dans ce tableau nous donnent :

b et c sont très fortement anti-corrélés (-0,95). Compte tenu des valeurs absolues de c (entre 0,1 et 0,45, **Fig.** 6.11), cela montre que plus la diffusion est orientée vers l'avant (c tend vers 0), plus le lobe de diffusion est prononcé (b augmente). Cela correspond à une augmentation de l'anisotropie des grains composant la surface.

w et c sont assez anti-corrélés (-0,78), montrant que plus l'albédo augmente, plus la diffusion se fait vers l'avant, ce qui est assez intuitif car un albédo élevé correspond à un matériau clair donc plus facilement traversé par la lumière.

$\bar{\theta}$ et c sont aussi anti-corrélés (-0,84). Ce comportement est plutôt surprenant : en effet, une augmentation de la rugosité est souvent interprétée comme un accroissement de la taille des grains entraînant en principe une diminution de la diffusion vers l'avant. Nous reviendrons par la suite sur cette question.

w et $\bar{\theta}$ présente un légère corrélation linéaire positive (0,67). Afin de comprendre comment ces paramètres varient, nous avons tracé, sur la figure 6.14, les valeurs de $\bar{\theta}$ en fonction des valeurs de w . Cette figure nous montre que globalement la rugosité augmente avec l'albédo et qu'il existe une large gamme de valeurs de $\bar{\theta}$ possibles pour un albédo donné. Sur notre ROI centrée sur la FRG, il existe une large dispersion des combinaisons albédo-rugosité montrant que la modification d'albédo serait accompagnée par un changement de l'état de surface du régolite avec certaines zones plus rugueuses et d'autres moins.

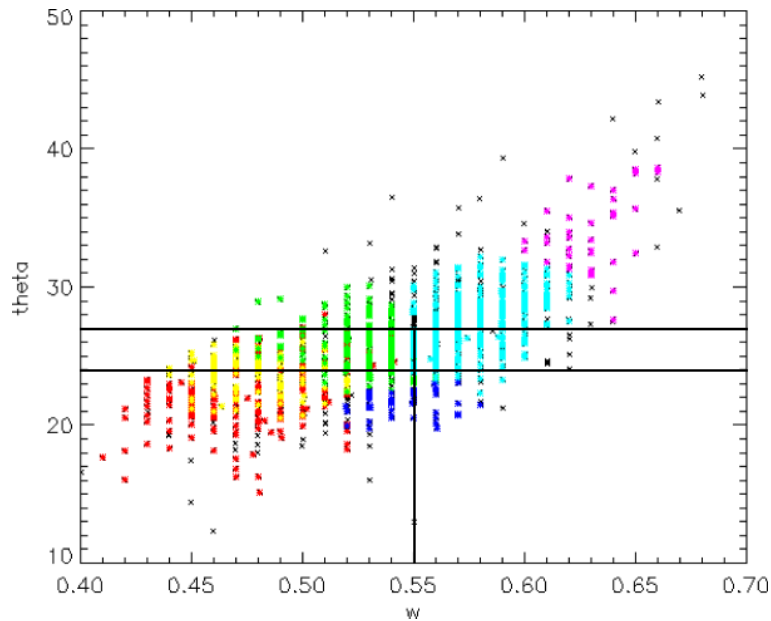
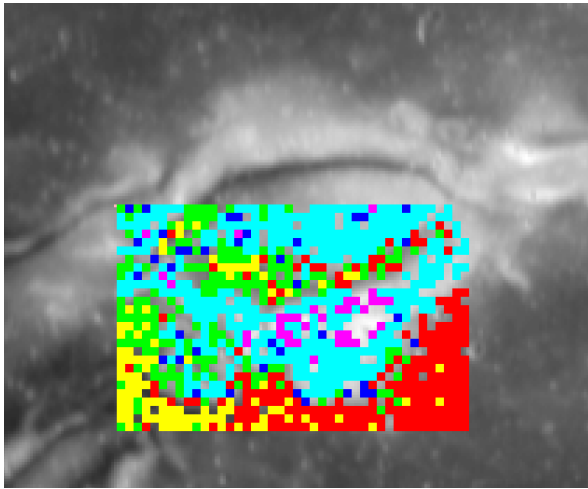


FIG. 6.14 – Valeurs de $\bar{\theta}$ en fonction de w pour tous les pixels de l'image. Les couleurs des points correspondent à celles de la classification réalisée à la section 6.5.4. La partie typique du régolite lunaire apparaît sur le graphique par les droites noires : $\bar{\theta}$ compris entre 24° et 27° et w entre 0,35 et 0,55.

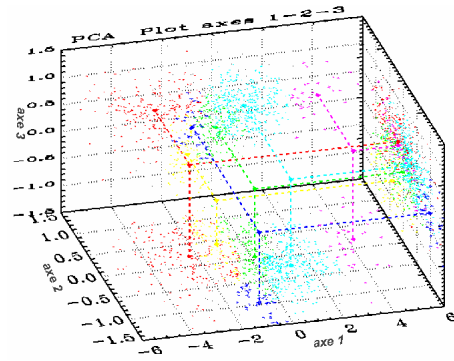
6.5.4 Analyse en composantes principales des cartes de b , c , $\bar{\theta}$ et w

Afin d'extraire le maximum d'information des résultats obtenus, nous avons effectué une analyse en composantes principales de l'image cube formée par les différentes cartes des paramètres b , c , $\bar{\theta}$ et w centrées réduites. Cela nous permet d'établir une classification de l'image faisant ressortir la distribution spatiale des pixels présentant des valeurs de paramètres proches (**Fig.** 6.15).

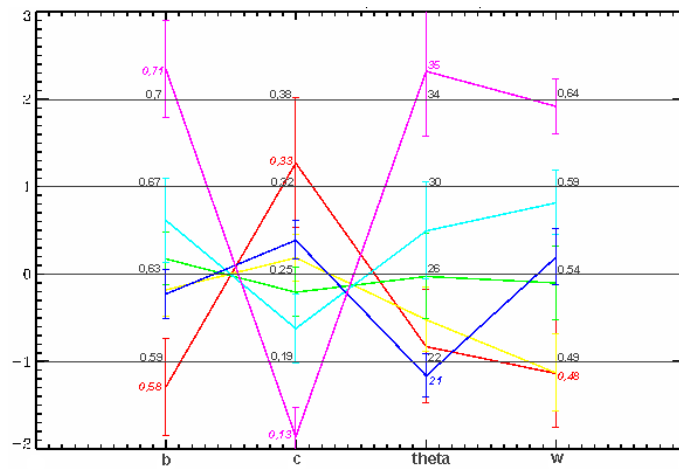
Par cette analyse, nous distinguons six classes que nous allons étudier séparément, en les combinant avec l'analyse spectrale conduite par Pinet et al. [2000]. Pour ce faire, nous réalisons un zoom de la figure 6.5 sur notre ROI (cf. **Fig.** 6.16).



(a) Répartition spatiale des classes sur l'image de Reiner Gamma



(b) Nuage ACP : répartition statistique des classes



(c) Valeur des paramètres de chacune des classes

FIG. 6.15 – Classification de l'image par une analyse en composantes principales. Couplage entre les répartitions spatiale, statistique et les valeurs des paramètres des différentes classes.

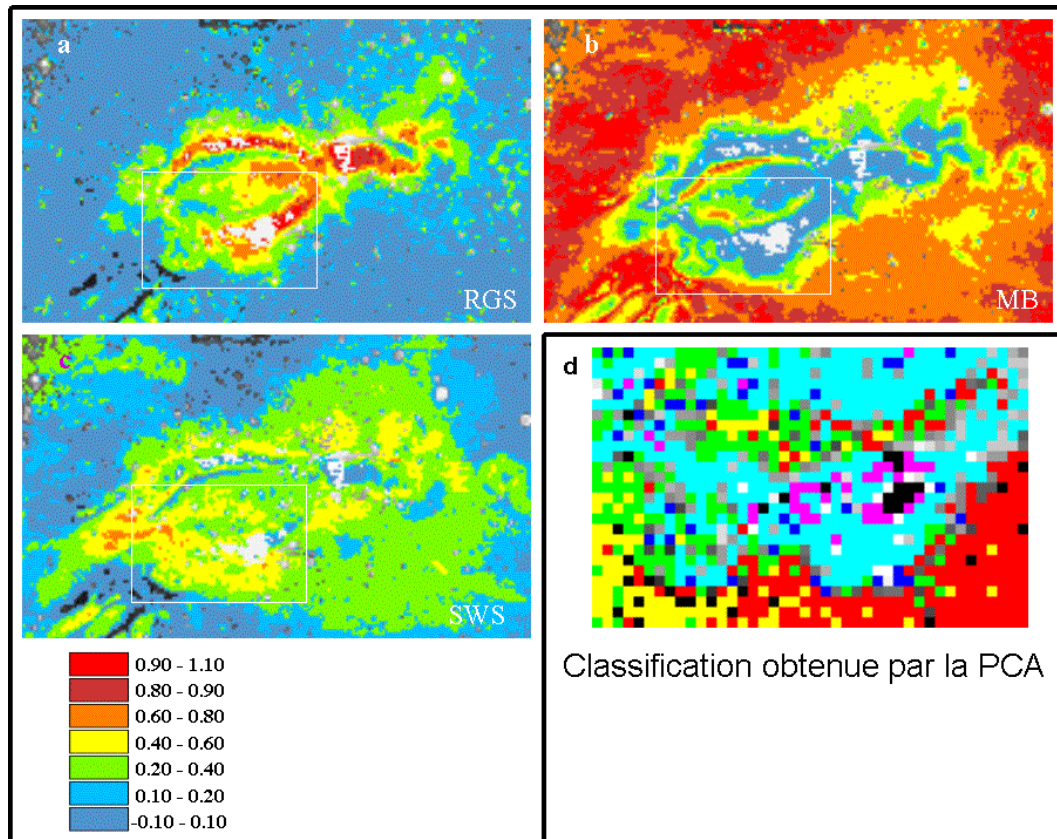


FIG. 6.16 – Zoom des images-fractions des trois principaux types de terrain composant la surface de FRG présentées la figure 6.5. Notre ROI apparaît encadrée. (a) RGS pour Reiner Gamma formation Soil, (b) MB pour Mare Basalt et (c) SWS pour Southwest Swirl -. D'après Pinet et al. [2000]. (d) Classification obtenue dans cette étude à partir d'une analyse en composantes principales, établie à une échelle spatiale 9 fois dégradée par rapport aux images fractions (a, b, c) - extrait de la figure 6.15a.

a) La mer basaltique - MB - Classes jaune et rouge

Il apparaît que la classe jaune sur la figure 6.16d correspond principalement à du régolite de mer basaltique (**Fig.** 6.16b). La partie inférieure droite de la ROI (classe rouge sur la figure 6.16d) est quant à elle située dans le halo observé en orange sur l'image fraction d'abondance MB des figures 6.5b et 6.16b. Il s'agit d'un régolithe de mer basaltique légèrement perturbé situé dans un halo cernant FRG et détecté dans l'étude de Pinet et al. [1992] par un rapport de bandes spectrales.

La gamme de valeurs des paramètres de Hapke pour ces deux classes est présentée dans le tableau 6.6.

	b	c	$\bar{\theta}$ ($^{\circ}$)	w
minimum	0,55	0,24	19	0,44
maximum	0,64	0,38	25	0,51

TAB. 6.6 – Valeurs des paramètres de Hapke déduits de cette étude pour la mer basaltique (classes jaune et rouge, **Fig.** 6.15).

Ces classes sont a priori représentatives de la surface la moins perturbée et sont utilisées comme témoin afin de comparer les résultats de notre analyse avec ceux extraits de la littérature, exposés dans le tableau 6.2.

Globalement, nous constatons que la valeur obtenue pour l'albédo de diffusion simple w à une longueur d'onde de 900 nm est élevée (entre 0,44 et 0,51) par rapport à celle du régolite de mer standard (0,35) provenant des données Clementine. La différence entre ces valeurs est liée aux modifications optiques subies localement par le régolite de FRG. Cependant il est intéressant de noter que l'albédo reste localement inférieur à celui d'un régolite de highland (0,552), confortant le fait qu'il n'y a pas eu de contamination massive par du matériau de highland au niveau de FRG.

Exceptée cette valeur de w , les autres paramètres sont très proches de ceux du régolite des mers lunaires : b et c correspondent aux valeurs de Helfenstein et al. [1997] et de Hillier et al. [1999], les valeurs de $\bar{\theta}$ sont comprises entre 19° et 25° , ce qui est centré sur la valeur déterminée in situ pour le régolite de mer par Helfenstein et Shepard [1999] lors d'une étude de la topographie de surface (cf. **Sec.** 4.1 **page** 68). Ces valeurs correspondent aussi à celles déterminées expérimentalement dans le chapitre 4 pour du basalte ayant des grains de quelques centaines de microns à quelques millimètres.

Ainsi nous retrouvons des valeurs cohérentes à la fois spatialement et avec la littérature. Cela confirme la performance de notre inversion et la crédibilité des quantités photométriques déduites à une échelle spatiale relativement très résolue.

L'effet induit par le halo sur les paramètres apparaît quasiment exclusivement sur les valeurs de la fonction de phase : la valeur de c augmente et se rapproche de 0,5 tandis que celle de b diminue. Au sein du halo, la fonction de phase des grains constitutifs de la surface est globalement plus isotrope.

b) La partie brillante de la formation - RGS - classes bleu clair et rose

Intéressons-nous maintenant à la partie la plus brillante de FRG (en rouge sur la figure 6.16a). Au sein de notre ROI, elle est caractérisée par les classes bleu clair et rose de la figure 6.16d couvrant quasiment toute la branche sud et le centre de la formation. La classe rose met en exergue le comportement photométrique le plus extrême.

La gamme des paramètres qui découlent de ces deux classes est donnée dans le tableau 6.7.

	b	c	$\bar{\theta}$ ($^{\circ}$)	w
minimum	0,64	0,11	26	0,55
maximum	0,74	0,24	38	0,62

TAB. 6.7 – Valeurs des paramètres de Hapke pour les classes correspondant à la partie brillante de la formation (classes bleu clair et rose).

Analysons ces différents paramètres :

- L'albédo de diffusion simple est très élevé. Les valeurs sont même bien supérieures à celle d'un régolite typique de highland (cf. **Tab.** 6.2). Ceci pourrait caractériser une surface, soit composée de grains quasi-translucide, soit présentant une texture de surface très diffusante, une combinaison des deux n'étant pas exclue.
- Les valeurs du paramètre c de la fonction de phase sont à cet égard très remarquables et correspondent à un comportement de diffusion quasiment exclusivement vers l'avant.
- Le paramètre b caractérise quant à lui la forme de la fonction de phase. Les valeurs élevées qu'il affiche ici dénotent la présence d'un lobe de diffusion important, traduisant, pour ces deux classes, une anisotropie du milieu particulaire supérieure à celle du régolite typique de mer.
- Le paramètre de rugosité $\bar{\theta}$ est, encore une fois, celui qui nous intéresse le plus. En effet, ses valeurs sont très élevées par rapport non seulement à celui d'un régolite typique lunaire (cf. **Tab.** 6.2 et **Fig.** 6.14), mais aussi par rapport à celles déterminées de façon expérimentale dans le chapitre 4 (données dans le tableau 4.3, **page** 86) : la valeur la plus grande déterminée pour un matériau basaltique est de $20,7^{\circ}$, ce qui est

bien inférieur à celles de la région étudiée ici. Cette valeur élevée indique la présence d'une rugosité très importante à une échelle inférieure au centimètre, correspondant à un état de surface beaucoup plus perturbé que celui d'un régolite typique de mer.

c) La région sombre au sein de la formation - classe verte

La classe verte de la figure 6.16d est intermédiaire entre la classe jaune de régolite de mer basaltique et la classe bleu clair correspondant à la partie brillante de la formation. Cela se retrouve à la fois pour les valeurs des paramètres (**Tab.** 6.8) et spatialement dans l'image (**Fig.** 6.16d). Il est probable

	b	c	$\bar{\theta}$ ($^{\circ}$)	w
minimum	0,62	0,22	24	0,52
maximum	0,65	0,26	28	0,56

TAB. 6.8 – Valeurs des paramètres de Hapke pour les classes correspondant à la région sombre au sein de la formation (classe verte).

que cette classe soit constituée par un mélange spatial de matériaux constitutifs des deux classes. La plupart des pixels de cette classe sont situés dans la zone plus sombre au sein de la formation.

d) La surface la moins rugueuse - classe bleu foncé

La classe bleu foncé de la figure 6.16d quoique n'ayant pas de forte connexité spatiale met en évidence un comportement photométrique très particulier : les valeurs de tous les paramètres sont proches des valeurs moyennes de l'image, à l'exception du paramètre de rugosité $\bar{\theta}$ qui a une valeur extrêmement faible : entre 19° et 23° (**Fig.** 6.14). Il s'agit donc d'une classe qui détecte des pixels présentant une surface beaucoup moins rugueuse que toutes les autres parties de l'image.

Les pixels de cette classe, dispersés spatialement, sont généralement distribués dans la ROI à proximité de la frontière de la partie brillante de FRG (classe bleu clair).

6.6 Discussion et interprétation

L'état de surface

L'étude réalisée ici, qui utilise un jeu d'images multiangulaires représentatif du domaine 20 - 70° de la fonction de réflectance bidirectionnelle, a permis de cartographier les valeurs du paramètre $\bar{\theta}$ (**Fig. 6.12**). Elle a, en particulier, mis en évidence dans la partie brillante de la formation (classe bleu clair et rose, **Fig. 6.16d**) des valeurs de $\bar{\theta}$ extrêmement élevées correspondant à un état de surface beaucoup plus perturbé que celui d'un régolite typique de mer.

Cette rugosité pourrait résulter d'un fort accroissement de la taille moyenne des grains, comme cela a été évoqué dans l'étude du sens physique du paramètre $\bar{\theta}$ conduite au chapitre 4. Mais il est probable que cela ne suffise pas pour obtenir des valeurs aussi élevées. Il est alors nécessaire d'invoquer une organisation des grains à la méso-échelle très complexe (telles que les topographies étudiées par Shkuratov et al. [2003c], voir la figure 4.12, **page 90**).

Les études portant sur la mise en place et la stratigraphie du régolite, à partir des échantillons lunaires (McKay [1991]), montrent que la taille des grains ainsi que leur immaturité augmente avec la profondeur. Cela s'explique par l'altération de la surface par le vent solaire et les micro-bombardements.

Aussi, l'état de surface constaté pourrait correspondre à un resurfaçage de la région : à la fois un déplacement du régolite superficiel découvrant une partie des matériaux enfouis plus grenus, et un "labourage" de cette surface à la méso-échelle qui produirait une organisation très chahutée de celle-ci. Cela confirme l'interprétation, proposée par Pinet et al. [2000], d'une modification optique substantielle des couches superficielles du régolite local.

L'anisotropie du milieu particulaire

Il a été noté à plusieurs reprises (cf. Schultz [1976]; Schultz et Srnka [1980]; Bell et Hawke [1987]) que la FRG ressort fortement lorsqu'elle est observée sous des angles de phase très élevés, ce qui montre sa tendance à diffuser la lumière vers l'avant. Cela a été aussi vérifié par l'utilisation de rapports d'images prises sous des angles de phase différents par Shkuratov et al. [1994a]. La carte des valeurs du paramètre c de la figure 6.11a nous permet de confirmer ce résultat. En effet les valeurs de ce paramètre diminuent fortement pour les classes correspondant à l'anomalie d'albédo (bleu clair et rose) par rapport aux valeurs constatées pour le basalte de mer environnant. De plus l'anti-corrélation avec le paramètre de forme de la fonction de phase (b) montre que plus la diffusion est vers l'avant, plus le lobe de diffusion est prononcé, en cohérence avec une augmentation de l'anisotropie du milieu particulaire dans la partie brillante de la formation.

FRG comprenant des grains très immatures, riches en pyroxène et présentant un fort degré de cristallinité (cf. **Sec. 6.2, page 119**), le milieu particulaire local serait relativement transparent, facilitant la diffusion vers l'avant et amplifiant l'albédo.

Interprétation

Tous ces éléments concordent avec le scénario de formation de FRG proposé par Pinet et al. [2000]; Starukhina et Shkuratov [2003] faisant appel à un essaim de fragments issus d'un noyau cométaire impactant la région. Cet événement aurait "soufflé" la fraction fine formant le régolite mature superficiel et labouré la surface en détruisant, par nombreux impacts de tailles millimétriques à décimétriques, la texture initiale responsable du comportement photométrique isotrope du régolite de mer. En conséquence, une proportion accrue de matériaux enfouis, immatures et présentant des grains plus grossiers, aurait été excavée, expliquant à la fois l'état de surface très chahuté et la forte diffusion vers l'avant du milieu particulaire (**Fig. 6.17**).

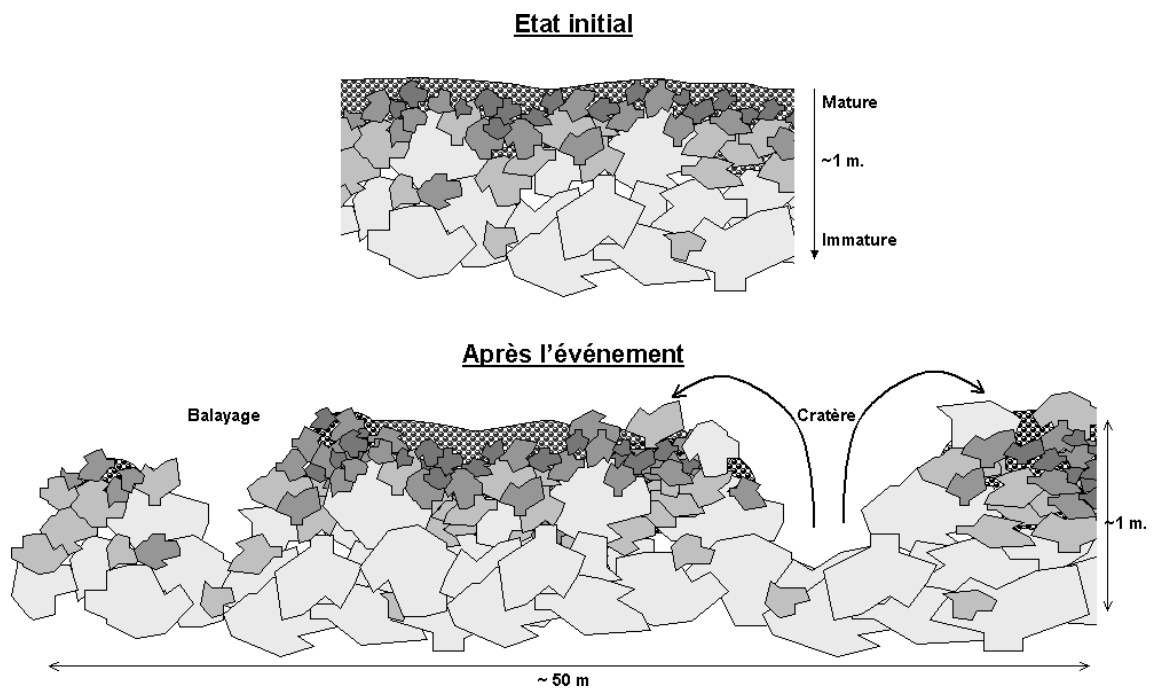


FIG. 6.17 – État de la surface avant et après la formation de FRG. Sur la partie gauche est exposé l'effet d'un balayage des particules fines de la surface et sur la partie droite l'effet produit par un impact d'un fragment issu d'un noyau cométaire. Les deux effets sont a priori concomitants.

Kreslavsky et al. [2000] ont étudié sous la forme de rapports d'images sous des angles de phase différents, les variations photométriques de quelques régions spécifiques de la Lune, et en particulier celle de Reiner Gamma. Ils ont alors inversé un modèle photométrique très empirique et ont mis en évidence les propriétés photométriques exceptionnelles de FRG. Ils ont constaté que la variation spectrale de la fonction de phase est moins abrupte que celle d'un sol de mer typique et l'ont interprétée en disant que la surface de Reiner Gamma est composée de grains plus fins que la mer environnante. Cette étude porte sur deux zones de notre ROI. Elles sont indiquées en bleu sur la figure 6.8 (K1 et K2).

Certains pixels de ces zones appartiennent à la classe présentant un état de surface le moins rugueux (bleu foncé) et ont, par conséquent une valeur de $\bar{\theta}$ faible (**Fig.** 6.14), confirmant ainsi la présence locale d'une texture de surface plus lisse que la mer environnante, compatible avec les résultats de Kreslavsky et al. [2000]

Dans le scénario proposé par Pinet et al. [2000], Starukhina et Shkuratov [2003], la fraction fine, formant le régolite superficiel, serait balayée par l'impact et se redéposerait dans une autre partie de la surface (cf. **Sec.** 6.2). Ces matériaux se seraient accumulés dans les régions correspondant à SWS sur la figure 6.5, entraînant un lissage de la surface.

Dans notre étude, les pixels de la classe bleu foncé pourraient correspondre à ces accumulations. En effet, les valeurs de rugosité qui leur sont associées, sont anormalement faibles au regard de celles du régolite standard de mer. De plus, ils sont spatialement disposés en bordure de la partie brillante de FRG (classe bleu clair), endroit où la partie fine du régolite est le plus susceptible de s'accumuler. Ces pixels sont moins nombreux que la surface correspondant à SWS sur la figure 6.5. Cela pourrait provenir de la différence entre les résolutions spatiales de notre étude (900 m) et de celle de Pinet et al. [2000] (300 m), l'influence de la proportion de la surface rugueuse au sein d'un pixel donné jouant un rôle déterminant.

6.7 Conclusion

Dans cette partie, nous avons exploité les dimensions spatiale et angulaire des images spectrales produites par la sonde Clementine. À partir d'un jeu d'images inédit, nous avons établi les paramètres physiques caractéristiques de la surface à une échelle résolue de 900 m par pixel. Faisant suite aux travaux précurseurs d'imagerie polarimétrique télescopique réalisés par Dollfus [1998, 1999], il s'agit ici de la première caractérisation du régolite lunaire par des données d'imagerie orbitale de l'état de surface à des échelles sub-

millimétriques à centimétriques. Nous en avons conclu que :

- La fonction d’opposition ne peut pas être contrainte par cette expérience du fait du domaine de phase restreint. Les autres paramètres (b , c , $\bar{\theta}$, w) sont quant à eux très bien contraints et très cohérents spatialement.
- Les paramètres déterminés sur la région d’étude contenant du basalte de mer sont très proches des valeurs existantes dans la littérature. Cela confirme la performance de notre inversion et la crédibilité des quantités photométriques déduites à une échelle spatiale relativement très résolue.
- Une classification a été déduite par une analyse en composante principales. Il apparaît que les classes correspondant à la mer basaltique (jaune et rouge) et à la partie brillante de FRG (bleu clair et rose) sont respectivement situées spatialement au même emplacement que les zones de forte concentration de MB et RGS dans l’analyse de Pinet et al. [2000]. Ces deux études complémentaires, l’une multiangulaire et l’autre spectrale, donnent des résultats spatialement cohérentes.
- FRG correspond à des matériaux immatures en surface relativement grenus et présente une rugosité beaucoup plus importante que celle de la région de mer typique environnante.
- La zone la plus perturbée et immature détectée par Pinet et al. [2000] (en rouge sombre sur la figure 6.16a) n’est pas entièrement incluse dans la fenêtre d’analyse (ROI), et la rugosité y serait peut être encore plus élevée. De ce fait, il serait intéressant d’élargir le champ de l’analyse.
- Ces résultats sont cohérents avec l’hypothèse de formation de FRG par l’impact d’un essaim de fragments issus d’un noyau cométaire qui aurait modifié grandement l’état de surface à la meso-échelle.

Ces résultats montrent aussi l’importance de la connaissance de la rugosité méso-échelle, même sur des surfaces considérées comme quasiment planes telles que FRG. Cela ouvre la voie à une exploration systématique de la variabilité des propriétés optiques du régolite dans le cas des régions où la topographie/morphologie est contrôlée, par exemple, par des éjecta de cratères d’impact ou la mise en place de coulées de lave. Il pourrait ainsi être envisageable de relier l’état de surface avec le paramètre de maturité. En effet, la maturation du régolite entraîne une fragmentation des grains qui le composent jusqu’à l’obtention d’un état d’équilibre, une diminution de la rugosité à méso-échelle pouvant indiquer une augmentation de la maturité.

Nous avons vu dans le chapitre 5 l’importance de l’utilisation d’un modèle photométrique lors d’une déconvolution subpixellaire, et plus particulièrement le rôle crucial du paramètre de rugosité. Or, l’étude de Pinet et al. [2000] a utilisé une technique linéaire pour produire des cartes d’abondance sur FRG dont la rugosité méso-échelle est très forte. Les différences entre les techniques linéaires et non linéaires n’apparaissent que dans les zones où les pôles sont

mélangés ; aussi, les cartes produites alors devraient être considérées comme une classification qualitative, les fractions d'abondance n'étant valides que si elles sont proches de 0 ou de 1. La technique proposée par Johnson [1983] et développée au chapitre 5 pourrait améliorer la déconvolution subpixellaire, en utilisant les paramètres de Hapke déterminés dans ce chapitre.

Ce travail met en lumière comment il est envisageable de procéder pour améliorer l'interprétation des mesures provenant des missions en cours ou à venir, (MOC/MGS, HRSC/Mars-Express, AMIE/Smart-1, LIC/Lunar-A, LISM/Selene), avec des implications sur la stratégie à suivre lors de la phase d'acquisition. En effet, cette étude démontre que l'utilisation d'une dizaine de données multiangulaires permet de contraindre la BRDF et donc les modèles photométriques. C'est un outil puissant pour retrouver les paramètres caractéristiques de la surface. Il n'est probablement pas envisageable de cartographier toute la surface d'une planète une dizaine de fois sous des conditions d'observation variées (sauf dans le cadre d'une mission dédiée), cependant il serait utile de produire de telles mesures sur quelques régions d'intérêt :

- sur les plus représentatives des environnements de mer et de highlands afin d'ouvrir la voie à une déconvolution subpixellaire performante globale aux résolutions spatiales poussées des données hyperspectrales à venir ;
- sur des régions très particulières (telles que la formation de Reiner Gamma) afin d'extraire les propriétés physiques et de contraindre les hypothèses de formation.

Conclusion et Perspectives

Conclusion et perspectives

Dans cette étude, plusieurs approches ont été mises en place afin d'exploiter les différentes dimensions intrinsèques des images hyperspectrales : les dimensions spectrale, angulaire et spatiale. Quel que soit le domaine d'application, le couplage de toutes ses dimensions fournit des données très riches et aussi très complexes sur la surface observée. Nous nous sommes focalisé sur les paramètres caractéristiques des surfaces qui sont susceptibles d'influencer les mesures dans le domaine de la géologie planétaire. Pour un sol poudreux (régolite), ces paramètres sont la taille, la forme et la distribution des grains, leur organisation à l'intérieur des pixels (mélanges, texture), les pentes locales et les conditions angulaires d'observation. Notre approche s'appuie sur le modèle photométrique de Hapke qui, en utilisant ces paramètres, traduit de façon approchée le processus d'interaction de la lumière avec les surfaces particulières.

À travers les différentes études expérimentales conduites, nous avons vérifié que le modèle de Hapke est une bonne approximation pour la modélisation des variations de la réflectance bidirectionnelle d'échantillons de surface poudreuse étendue. En couplant ce modèle à l'analyse par mélanges spectraux suivant la méthode de déconvolution subpixellaire proposée par Johnson [1983], nous obtenons un moyen efficace pour retrouver les fractions d'abondance relative en matériaux d'une cible réelle. Nous avons quantifié l'impact de la complexité et de la connaissance de la cible sur l'interprétation des spectres en réflectance bidirectionnelle : l'augmentation des informations disponibles (modèle numérique de terrain, propriétés des matériaux) permet le calcul d'un albédo de diffusion simple plus proche de la réalité et, par conséquent, conduit à une interprétation plus exacte des données.

Parmi tous les paramètres, la rugosité texturale, induite par les grains et leur organisation à l'intérieur des pixels, joue un rôle crucial lors de l'interprétation des données. Nous avons par conséquent cherché à :

Comprendre son sens physique. Nous avons utilisé la fonction suggérée par Hapke [1984]. Il s'agit d'une bonne approximation pour prendre en compte la rugosité : nous avons vu qu'elle est valide pour des mesures à toutes les échelles spatiales et peut modéliser correctement des topographies complexes.

La rugosité "macroscopique" a été jusqu'ici considérée comme étant influencée par toutes les échelles depuis la taille des particules, déterminées par la physique de l'équation de transfert radiatif, jusqu'à celle du pixel, où les échelles sont caractérisées par la résolution du détecteur. Nous avons montré expérimentalement qu'elle peut être principalement considérée comme l'intégrale des propriétés de rugosité, contrôlée par les échelles sub-millimétrique à centimétrique, la contribution des échelles supérieures au centimètre étant pratiquement négligeable. En conséquence la terminologie "rugosité macroscopique" devrait être changée en "rugosité mésoscopique" ou "mésos-échelle".

Cette échelle se situe entre quelques dizaines et quelques milliers de longueurs d'onde ; aussi la dépendance spectrale du paramètre de rugosité, provenant d'effets induits par la diffraction, est facilement concevable : un changement de longueur d'onde d'un facteur 10 (de $0,4 \mu m$ à $4 \mu m$, par exemple) influençant la réponse photométrique dans l'interaction onde-surface particulaire.

Comprendre son influence lors de l'interprétation. Des ambiguïtés au cours de l'interprétation apparaissent si ce paramètre n'est pas pris en compte : l'inversion du modèle photométrique en négligeant la rugosité donne un albédo de diffusion simple très erroné dans les zones où la topographie est importante (angles d'incidence et/ou d'émergence supérieurs à 40°). Les résultats de la déconvolution sont alors fortement dégradés.

Évaluer l'état de surface d'une scène observée. L'exploitation d'un jeu d'images inédit de la Formation de Reiner Gamma (FRG) sur la Lune produites par la sonde Clementine, nous a permis de cartographier certains paramètres physiques caractéristiques de la surface à une échelle résolue de 900 m par pixel. L'étude approfondie des valeurs du paramètre de rugosité $\bar{\theta}$ nous a montré que l'organisation de la surface à l'échelle submillimétrique à centimétrique est très perturbée.

Ces données photométriques, à une échelle spatiale très résolue, confortent le scénario de formation proposé, à savoir l'impact d'un essaim de fragments issus d'un noyau cométaire ayant "labouré" la surface sous la

forme d'une "averse" de cratérisation perturbant l'état de surface à des échelles comprises entre le millimètre et le décimètre.

Cet exemple particulier ouvre la porte à de nombreuses études en géologie lunaire et planétaire, portant sur les processus d'évolution des régolites (maturité optique) ou sur la caractérisation de l'état de surface des unités volcaniques. Cette technique observationnelle apparaît très complémentaire des observations de la surface, soit par polarimétrie optique, soit par imagerie radar.

Malgré les limitations du modèle de Hapke évoquées (violation de la conservation de l'énergie, entre autres), il est relativement performant pour la modélisation de la fonction de réflectance bidirectionnelle. Cela est, en partie, dû au fait que dès 1984, Hapke a pressenti les limites de l'approximation de surface lisse et l'importance de la prise en compte de la rugosité subpixelaire.

Globalement, les résultats témoignent de la nécessité de mettre en place un modèle théorique amélioré, permettant de décrire des cibles réelles à des résolutions spatiales très élevées et incorporant une dépendance spectrale potentielle de second ordre des paramètres photométriques, pour décrire le cas des surfaces régolitiques dont le comportement photométrique est influencé par l'organisation texturale meso-échelle du relief. Cette direction de recherche est, à l'issue de cette thèse, bien engagée, à la fois au plan expérimental et théorique et donne lieu à une collaboration internationale avec les équipes de photométrie de Kharkov (Ukraine) et de Cornell (New York, USA).

D'un point de vue instrumental, l'imageur hyperspectral de laboratoire a fourni les premières mesures à caractère scientifique en avril 2000. Ce travail a permis de tester et de valider cet outil pour des études scientifiques. En effet, nous avons abouti à des résultats concrets et proches de la réalité physique, montrant ainsi que l'imageur est capable de simuler des prises de vues spectrales par télédétection et de valider des modèles photométriques. Il s'agit d'un outil puissant permettant d'appréhender, de comprendre et d'analyser les données hyperspectrales. De plus, une source artificielle a été ajoutée à l'imageur. Elle ouvre la porte à des études des variations spectrales induites par l'angle d'azimut.

L'utilisation des données multiangulaires afin de contraindre les modèles photométriques est un outil puissant pour retrouver les paramètres caractéristiques de la surface. La richesse des informations apportées par les données multiangulaires de la sonde Clementine sur la région de Reiner-Gamma en est un bon exemple. Ce travail met en lumière une stratégie à suivre lors de la phase d'acquisition des missions en cours ou à venir, (MOC/MGS, HRSC/Mars-Express, AMIE/Smart-1, LIC/Lunar-A, LISM/Selene), afin améliorer l'interprétation des mesures. En effet, cette étude démontre que l'utilisation de

mesures acquises, sous une dizaine de configurations angulaires permet de contraindre la BRDF et donc les modèles photométriques. Pour des raisons techniques évidentes, la cartographie globale de toute la surface d'une planète sous une dizaine de conditions d'observation différentes n'est pas réalisable, cependant de telles mesures ciblées pourraient donner des résultats intéressants :

- sur des régions très spécifiques (comme cela a été démontré pour Reiner Gamma), dans le but de retrouver les paramètres caractéristiques de la surface et éventuellement de contraindre les hypothèses de formation.
- sur des régions correspondant à des matériaux les plus typiques présents à la surface, afin de déterminer leurs paramètres photométriques, informations qui sont indispensables pour pratiquer une déconvolution sub-pixellaire performante.

Il est aussi possible de déduire ces paramètres photométriques d'une autre manière : par l'utilisation de données in situ. À l'avenir, les images hyperspectrales orbitales seront souvent couplées à des observations faites directement au sol par des instruments optiques opérant sur des atterrisseurs ou des rovers, à des échelles spatiales fort différentes : échelle résolue du paysage, de la roche (e.g., caméras panoramiques) et/ou des surfaces de grains (microscopie hyperspectral, e.g., projet CIVA). Ainsi, les caractéristiques de la surface extraites par ces derniers pourront être utilisées pour le traitement optimal des images satellitaires.

Une perspective directe de ce travail est l'exploitation des données à venir sur la surface martienne : par exemple, celles de la sonde Mars-Express de l'ESA avec la caméra haute définition (HRSC) et le spectromètre OMEGA.

Bibliographie

- Adams, J. B., Smith, M. O., et Johnson, P. E. (1986). Spectral mixture modeling : A new analysis of rock and soil types at the viking lander 1 site. *J. Geophys. Res.*, 91, B8 :8098–8112.
- Avery, T. et Berlin, G. (1985). *Interpretation of aerial photographs*. Macmillan, New York.
- Bandfield, J. (2002). Global mineral distribution on mars. *J. Geophys. Res.*, 107, E6 :5127.
- Baratoux, D. (2001). *Topographie martienne haute-résolution et dynamique des cratères d'impact à éjecta lobés : Conséquences sur la distribution de l'eau sur Mars*. PhD thesis, Université Joseph Fournier, Grenoble I.
- Barlow, N. G. (2000). Standardizing the nomenclature of martian impact craters ejecta morphologies. *J. Geophys. Res.*, 105, E11 :26733–26738.
- Bateson, A. et Curtiss, B. (1996). A method for manual endmember selection and spectral unmixing. *Remote Sensing Environ.*, 55 :229–243.
- Bell, J. et Hawke, B. (1987). Recent comet impact on the moon : The evidence from remote-sensing studies. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 99 :862–867.
- Bohren, C. et Huffman, D. (1983). *Absorption and scattering of light by small particles*. New York : Wiley.
- Bonnefoy, N. (2001). *Développement d'un spectrophoto-goniomètre pour l'étude de la réflectance bidirectionnelle de surfaces géophysiques. Application au soufre et perspectives pour le satellite Io*. PhD thesis, Université Joseph Fournier, Grenoble I.
- Bonnefoy, N., Brissaud, O., Schmitt, B., Doute, S., Fily, M., Grundy, W., et Rabou, P. (2000). Experimental study of planetary surface materials'brdf. *Remote Sensing Reviews*, 19 :59–74.
- Buratti, B. J. et Mosher, F. W. J. (1990). Surface properties and photometry of uranian satellites. *Icarus*, 84 :203–214.
- Buratti, B. J., Smythe, W., Nelson, R., et Gharakhani, V. (1988). Spectrogoniometer for measuring planetary surface materials at small phase angles. *Applied Optics*, 27 (1) :161–165.

- Chabrillat, S. (1995). *Discrimination lithologique par spectro-imagerie visible-proche infrarouge aéroportée : Application au massif péridotitique de Ronda (Espagne)*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III.
- Chabrillat, S., Pinet, P. C., Ceuleneer, G., Johnson, P., et Mustard, J. (2000). Ronda peridotite massif : Methodology for its geological mapping and lithological discrimination from airborne hyperspectral data. *Int. J. Remote Sensing*, vol21, no12 :2363–2388.
- Chabrillat, S., Pinet, P. C., Ceuleneer, G., Mustard, J., Smith, M. O., Sotin, C., Gondet, B., et Bibring, J. (1994). Lithological discrimination across the ronda peridotite massif from preliminary calibration of airborne hyperspectral data. In *Proceedings of the first international airborne remote sensing conference and exhibition. Strasbourg, France, 11-15 September 1994*, volume III, pages 339–345.
- Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative Transfer*. Dover Publication Inc., New York, second edition.
- Cheng, A. F. et Domingue, D. L. (2000). Radiative transfer models for light scattering from planetary surfaces. *J. Geophys. Res.*, 105, E4 :9477–9482.
- Clark, B. E., Helfenstein, P., III, J. F. B., Veverka, J., Izenberg, N. I., Domingue, D., et McFadden, D. W. L. A. (2002). Near infrared spectrometer photometry of asteroid 433 eros. *Icarus*, 155 :189–204.
- Clark, B. E., Veverka, J., Helfenstein, P., Thomas, P. C., III, J. F. B., Harch, A., Robinson, M. S., Murchie, S. L., et Chapman, L. A. M. C. R. (1999). Near photometry of asteroid 253 mathilde. *Icarus*, 140 :53–65.
- Cloutis, E. (1996). hyperspectral geological remote sensing : evaluation of analytical techniques. *Int. J. Remote Sensing*, vol. 17, no. 12 :2215–2242.
- Cord, A. M., Pinet, P. C., Daydou, Y., et Chevrel, S. (2003). Planetary regolith surface analogs : Optimized determination of hapke parameters using multi-angular spectro-imaging laboratory data. *Icarus*, 165 :414–427.
- Daydou, Y., Pinet, P., Chevrel, S., et Le Mouelic, S. (2003). A systematic intercalibration tool between multiband imaging and spot spectra datasets. *Planetary and Space Science*, 51 :309–317.
- De Grenier, M. et Pinet, P. (1995). Near-opposition matian limb-darkening : Quantification and implication for visible-near infrared bidirectional reflectance studies. *Icarus*, 115 :354–368.
- Dollfus, A. (1998). Lunar surface imaging polarimetry : I. roughness and grain size. *Icarus*, 136 :69–103.
- Dollfus, A. (1999). Lunar surface imaging polarimetry : II. mare fecunditatis and messier. *Icarus*, 140 :313–327.

- Dollfus, A. et Deschamps, M. (1993). Soil texture and granulometry at the surface of mars. *J. Geophys. Res.*, 98, E2 :3413–3429.
- Douté, S. et Schmitt, B. (1998). A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths. *J. Geophys. Res.*, 103, E13 :31367–31389.
- Eliason, E., McEwen, A., Robinson, M., Lee, E., Becker, T., Gaddis, L., Weller, L., Isbell, C., Shinaman, J., Duxbury, T., et Malaret, E. (1999). Clementine : A global multi-spectral map of the moon from the clementine uvvis imaging instrument. In *30th Lunar and Planetary Conference, Contribution N0. 1933*.
- Erard, S. (2000). The 1994-95 apparition of mars observed from pic-du-midi. *Planetary and Space Science*, 48 :1271–1287.
- Grundy, W. M., Douté, S., et Schmitt, B. (2000). A monte carlo ray-tracing model for scattering and polarization by large particles with complex shapes. *J. Geophys. Res.*, 105, E12 :29291–29314.
- Hapke, B. (1981). Bidirectional reflectance spectroscopy. 1. theory. *J. Geophys. Res.*, 86, B4 :3039–3054.
- Hapke, B. (1984). Bidirectional reflectance spectroscopy. 3. correction for macroscopic roughness. *Icarus*, 59 :41–59.
- Hapke, B. (1986). Bidirectional reflectance spectroscopy. 4. the extinction coefficient and the opposition effect. *Icarus*, 67 :264–280.
- Hapke, B. (1990). Coherent backscatter and radar characteristics of outer planet satellites. *Icarus*, 88 :407–417.
- Hapke, B. (1993). *Theory of reflectance and Emittance Spectroscopy*. Cambridge Univ. Press, New York.
- Hapke, B. (2002). Bidirectional reflectance spectroscopy. 5. the coherent backscatter opposition effect and anisotropic scattering. *Icarus*, 157 :523–534.
- Hapke, B., Nelson, R., et Smythe, W. (1998). The opposition effect of the moon : Coherent backscatter and shadow hiding. *Icarus*, 133 :89–97.
- Hartman, B. et Domingue, D. (1998). Scattering of light by individual particles and the implications for models of planetary surfaces. *Icarus*, 131 :421–448.
- Helfenstein, P. et Shepard, M. (1999). Submillimeter-scale topography of the lunar regolith. *Icarus*, 141 :107–131.
- Helfenstein, P. et Veverka, J. (1987). Photometric properties of lunar terrains derived from hapke’s equation. *Icarus*, 72 :342–357.
- Helfenstein, P., Veverka, J., et Hillier, J. (1997). The lunar opposition effect : test of alternative models. *Icarus*, 128 :2–14.

- Helfenstein, P., Veverka, J., Thomas, P. C., Simonelli, D. P., Klaasen, K., Johnson, T. V., Fanale, F., Granahan, J., McEwen, A. S., et Chapman, M. B. C. R. (1996). Galileo photometry of asteroid 243 ida. *Icarus*, 120 :48–65.
- Helfenstein, P., Veverka, J., Thomas, P. C., Simonelli, D. P., Lee, P., Klaasen, K., Johnson, T. V., Breneman, H., Head, J., Murchie, S. L., Fanale, F., Robinson, M. S., Clark, B. E., Granahan, J., Garbeil, H., McEwen, A. S., Kirk, R., Davies, M., Neukum, G., Mottola, S., Wagner, R., Belton, M., Chapman, C., et Pilcher, C. (1994). Galileo photometry of asteroid 951 gaspra. *Icarus*, 107 :37–60.
- Hillier, J. K. et Buratti, B. J. (2001). Monte carlo simulations of light scattering by composite particles in planetary surface. *Icarus*, 149 :251–261.
- Hillier, J. K., Buratti, B. J., et Hill, K. (1999). Multispectral photometry of the moon and absolute calibration of the clementine uv/vis camera. *Icarus*, 141 :205–225.
- Hiroi, T. et Pieters, C. M. (1994). Estimation of grain sizes and mixing ratios of fine powder mixtures of common geologic minerals. *J. Geophys. Res.*, 99, E5 :10867–10879.
- Holland, J. (1975). *Adaptation in natural and artificial system*. The University of Michigan Press.
- Hood, L. (1987). Magnetic field and remanent magnetization effects of basin-forming impact on the moon. *Geophys. Res. Lett.*, 14 (8) :844–847.
- Hood, L., Coleman, P., et D.E., W. (1979). Lunar nearside magnetic anomalies. In *10th Lunar and Planetary Conference*, pages 2235–2257.
- Hood, L., Russell, C., et Coleman, P. (1981). Contour map of lunar remanent magnetic fields. *J. Geophys. Res.*, 86, B2 :1055–1069.
- Hood, L. et Schubert, G. (1980). Lunar magnetic anomalies and surface optical properties. *Science*, 208 :49–51.
- Hood, L. et Vickery, A. (1984). Magnetic field amplification and generation in hypervelocity meteoroid impacts with application to lunar paleomagnetism. *J. Geophys. Res.*, 89, suppl. :C211–C223.
- Hood, L. et Williams, C. (1989). The lunar swirls : Distribution and possible origins. In *19th Lunar and Planetary Conference*, pages 99–113.
- Huguenin, R. et Jones, J. L. (1986). Intelligent information extraction from reflectance spectra :absorption bands positions. *J. Geophys. Res.*, 91 :9585–9598.
- Johnson, P. E. (1983). A semiempirical method for analysis of the reflectance spectra of binary mineral mixtures,. *J. Geophys. Res.*, 88, B4 :3557–3561.

- Johnson, P. E., Smith, M. O., et Adams, J. B. (1985). Quantitative analysis of planetary reflectance spectra with principal components analysis. *proc. lunar and planet. sci. conf. 15th.*, *J. Geophys. Res.*, 90, Supplement :C805–C810.
- Johnson, P. E., Smith, M. O., et Adams, J. B. (1992). Single algorithms for remote determination of mineral abundances and particle size from reflectance spectra. *J. Geophys. Res.*, 97, E2 :2649–2657.
- Kaasalainen, S., Piironen, J., et Muinonen, K. (2001). Opposition effect of regolith-type materials. In *E.G.S. XXVI*.
- Kamei, A. et Nakamura, A. M. (2002). Laboratory study of bidirectional reflectance of powdered surfaces : on the asymmetry parameter of asteroid photometric data. *Icarus*, 156 :551–561.
- Katawa, S., Noda, T., et Minami, S. (1987). Spectral searching by fourier-phase correlation. *Applied Spectroscopy*, 41 :1176–1179.
- Kreslavsky, M. A., Shkuratov, Y. G., Velikodsky, Y. I., Kaydasch, V. G., Stankevich, D. G., et Pieters, C. M. (2000). Photometric properties of lunar surface derived from clementine observation. *J. Geophys. Res.*, 105, E8 :20281–20295.
- Lampen, P., Trauthan, F., Dummel, A., Arnold, G., et Jaumann, R. (2000). Spectroscopic and photometric evaluation of images from the mars pathfinder camera. *Analytica Chimica Acta*, 420 :229–237.
- Li, L. et Mustard, J. F. (2000). Compositional gradients across mare-highland contacts : Importance and geological implication of lateral transport. *J. Geophys. Res.*, 105, E8 :20431–20450.
- Li, L. et Mustard, J. F. (2003). Highland contamination in lunar soils : Improved mapping with multiple end-member spectral mixture analysis. *J. Geophys. Res.*, 108, E6 :10.1029/2001JE001917.
- Lin, R., Anderson, K., et Hood, L. (1988). Lunar surface magnetic field concentrations antipodal to young large impact basins. *Icarus*, 74 :529–541.
- Lucey, P. G., Taylor, G. J., et Malaret, E. (1995). Abundance and distribution of iron on the moon. *Science*, 268 :1150–1153.
- Mallama, A. et Howard, D. W. R. A. (2002). Photometry of mercury from soho/lasco and earth. *Icarus*, 155 :253–264.
- Martin, P., Pinet, P., et Chevrel, S. (1997). New methodology for spectral analysis at high spatial resolution : An example through the investigation of the mare humorum region of the moon. In *28th Lunar and Planetary Science Conference*, pages 877–878, Houston, Texas.
- McGuire, A. F. et Hapke, B. (1995). An experimental study of light scattering by large, irregular particles. *Icarus*, 113 :134–155.

- McKay, D. (1991). *Lunar Sourcebook*. Cambridge Univ. Press, New York.
- Meer, F. V. D. (1999). Iterative spectral unmixing. *Int. J. Remote Sensing*, 20, no17 :3431–3436.
- Merenyi, E., Singer, R. B., et Miller, J. S. (1996). Mapping of spectral variations on the surface of mars from high spectral resolution telescopic images. *Icarus*, 124 :280–295.
- Mishchenko, M. I., Dlugach, J. M., Yanovitskij, E. G., et Zakharova, N. T. (1999). Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers : An efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces. *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*, 63 :409–432.
- Mishchenko, M. I. et 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. *J. Quant. Spectroscopy and Radiative Transfer*, 57 :767–794.
- Mustard, J. F., Li, L., et He, G. (1998). Nonlinear spectral mixture modeling of lunar multispectral data : Implications for lateral transport. *J. Geophys. Res.*, 103, E8 :19419–19425.
- Mustard, J. F. et Pieters, C. (1987a). Abundance and distribution of ultramafic microbreccia in mose rock dike : quantitative application of mapping spectroscopy. *J. Geophys. Res.*, 92 :10376–10390.
- Mustard, J. F. et Pieters, C. (1987b). Quantitative abundance estimates from bidirectional reflectance measurements. proc. lunar and planet. sci. conf. 17th, part 2,. *J. Geophys. Res.*, 92, B4 :E617–E626.
- Mustard, J. F. et Pieters, C. (1989). Photometric phase functions of common geologic minerals and applications to quantitative analysis of mineral mixture reflectance spectra. *J. Geophys. Res.*, 94, B10 :13619–13634.
- Nakamura, A. M., Kamei, A., M., K., et T., M. (1999). Laboratory measurements of laser-scattered light by rough surfaces. *Adv. Space Res.*, 23 :1201–1204.
- NASA (1969). Lunar surface closeup stereoscopic photography. *Apollo 11 preliminary science report*, NASA SP-214 :187–197.
- Nelson, R. M., Hapke, B. W., Smythe, W. D., Hale, A. S., Piatek, J. L., et Green, J. (2002). Opposition surge : Lab studies and theoretical models. In *E.G.S. XXVI*.
- Nelson, R. M., Hapke, B. W., Smythe, W. D., et Horn, L. J. (1998). Phase curve of selected particulate materials : the contribution of coherent backscattering to opposition surge. *Icarus*, 131 :223–230.

- Nelson, R. M., Hapke, B. W., Smythe, W. D., et Spilker, L. J. (2000). The opposition effect in simulated planetary regolith. reflectance and circular polarization ratio change at small phase angle. *Icarus*, 147 :545–558.
- Nozette, S., Plesance, L., Rustan, P., Horan, D., Shoemaker, E., Spudis, P., Acton, C., Baker, D., Blamont, J., Buratti, B., Davies, M., Duxbury, T., Eliason, E., Jakosky, B., Kordas, J., Lewis, I.T. and Lichtenberg, C., Lucy, P., Malaret, E., Massie, M., Park, H., McEwen, A., Priest, R., Pieters, C., Riese, R., Robinson, M., Simpson, R., Smith, D., Sorensen, T., Vorder Bruegge, R., et Zuber, M. (1994). The clementine mission to the moon : Scientific overview. *Science*, 266 :1835–1839.
- Pieters, C. M. (1983). Strength of mineral absorption features in the transmitted component of near-infrared reflected light : First results from relab. *J. Geophys. Res.*, 88, B11 :9534–9544.
- Pieters, C. M. et Englert, P. A. J. (1993). *Remote Geochemical Analyses : elemental and mineralogical composition*. Cambridge Univ. Press, New York.
- Pinet, P. (1999). Hyperspectral methodologies applied to multi/superspectral data for rock surface mineralogy mapping. In *Proceedings of the Workshop "Atelier Hyperspectral"*, page 10, CNES, Fourquevaux.
- Pinet, P., Chevrel, S., et Shenchenko, V. (1992). High resolution uv-vis- near infrared spectroimaging data of reiner gamma formation. In *23th Lunar and Planetary Science Conference*, pages 1077–1078, Houston, Texas.
- Pinet, P., Martin, P., Costard, F., Chevrel, S., Daydou, Y., et Johnson, P. (1996). Aristarchus plateau : Clementine spectro-imaging and geological inferences. In *27th Lunar and Planetary Science Conference*, pages 1037–1038, Houston, Texas.
- Pinet, P. C., Chevrel, S. D., et Martin, P. (1993). Copernicus : A regional probe of the lunar interior. *Science*, 260 :797–801.
- Pinet, P. C., Cord, A., Daydou, Y., Boubault, F., Chevrel, S., et Lapeyrere, V. (2001). Influence of linear versus non-linear mixture on bidirectional reflectance spectra using a laboratory wide field spectral imaging facility. In *Lunar Planet. Sci. XXXII*.
- Pinet, P. C., Shevchenko, V. V., Chevrel, S. D., Daydou, Y., et Rosemberg, C. (2000). Local and regional lunar regolith characteristics at reiner gamma formation : Optical and spectroscopic properties from clementine and earth-based data. *J. Geophys. Res.*, 105, E4 :9457–9475.
- Poulet, F., Cuzzi, J. N., Cruikshank, D. P., Roush, T., et Dalle Ore, C. M. (2002a). Comparison between the shkuratov and hapke scattering theories for solid planetary surfaces : application to the surface composition of two centaurs. *Icarus*, 160 :313–324.

- Poulet, F., Cuzzi, J. N., French, R., et Dones, L. (2002b). A study of saturn's ring phase curves from hst observations. *Icarus*, 158 :224–249.
- Power, L. W. et Tullis, T. E. (1991). Euclidean and fractal models for the description of rock surface roughness. *J. Geophys. Res.*, 96, B1 :415–424.
- Roberts, D. A., Gardner, M., Church, R., Ustin, S., Sheer, G., et Green, R. O. (1998). Mapping chaparral in the santa monica mountains using multiple endmember spectral mixture models. *Remote Sensing Environ.*, 65 :267–279.
- Robinson, M. et Jolliff, B. (2002). Apollo 17 landing site : Topography, photometric corrections, and heterogeneity of the surrounding highland massif. *J. Geophys. Res.*, 107, E11 :10.1029/2001JE001614.
- Ruff, S. et Christensen, P. (2002). Bright and dark region on mars : Particle size and mineralogical characteristics on thermal emission spectrometer data. *J. Geophys. Res.*, 107, E12 :5110.
- Sabol, J. D. E., Adams, J. B., et Smith, M. O. (1992). Quantitative subpixel spectral detection of targets in multispectral images. *J. Geophys. Res.*, 97, E2 :2659–2672.
- Saporta, G. (1978). *Théories et méthodes de la statistique*. Publication de l'Institut Français du Pétrole, ed. Technip.
- Schultz, P. (1976). *Moon Morphology*. Texas Press.
- Schultz, P. et Srnka, L. (1980). Cometary collisions on the moon and mercury. *Nature*, 284 :22–26.
- Shepard, M. K. et Arvidson, R. E. (1999). The opposition surge and photopolarimetry of fresh and coated basalts. *Icarus*, 141 :172–178.
- Shepard, M. K. et Campbell, B. A. (1998). Shadows on a planetary surface and implications for photometric roughness. *Icarus*, 134 :279–291.
- Shevchenko, V. (1984). Optical properties of reiner gamma magnetic anomaly on the moon. In *15th Lunar and Planetary Conference*, pages 772–773.
- Shevchenko, V. V., Pinet, P. C., et Chevrel, S. D. (1993). Remote-sensing studies of immature lunar soils (reiner gamma formation). *Sol. Sys. Res.*, 27 (4) :310–321.
- Shkuratov, Y. et Helfenstein, P. (2001). The opposition effect and the quasi-fractal structure of regolith : I. theory. *Icarus*, 152 :96–116.
- Shkuratov, Y., Kreslavsky, M. A., Ovcharenko, A. A., Stankevich, D. G., Zubko, E. S., Pieters, C., et Arnold, G. (1999a). Opposition effect from clementine data and mechanisms of backscatter. *Icarus*, 141 :132–155.
- Shkuratov, Y., Opanasenko, N. V., et Kreslavsky, M. A. (1992). Polarimetric and photometric properties of the moon : Telescopic observations and laboratory simulations : 1. the negative polarization. *Icarus*, 95 :283–299.

- Shkuratov, Y., Ovcharenko, A., Zubko, E., Miloslavskaya, O., Muinonen, K., Piironen, J., Nelson, R., Smythe, W., Rosenbush, V., et Helfenstein, P. (2002). The opposition effect and negative polarization of structural analogs for planetary regoliths. *Icarus*, 159 :396–417.
- Shkuratov, Y., Pieters, C., Omelchenko, V., Stankevich, D., Kaydash, V., et Taylor, L. (2003a). Estimates of the lunar surface composition with clementine images and lsc data. In *34th Lunar and Planetary Science Conference*, page 1258, Houston, Texas.
- Shkuratov, Y., Stankevich, D. G., Kaydash, V., Omelchenko, V., Pieters, C., Pinet, P. C., Chevrel, S. and Daydou, Y., Foing, B., Sodnik, Z., Josset, J., Taylor, L., et Shevchenko, V. (2003b). Composition of the lunar surface as will be seen from smart-1 : A simulation using clementine data. *J. Geophys. Res.*, 108, (4) :1–1 1–13.
- Shkuratov, Y., Stankevich, D. G., Petrov, D. V., Pinet, P. C., Cord, A. M., Daydou, Y., et Chevrel, S. (2003c). Opposition effect from clementine data and mechanisms of backscatter. *Icarus*, submitted.
- Shkuratov, Y., Starukhina, L., Hoffman, H., et Arnold, G. (1999b). A model of spectral albedo of particulate surfaces : Implications for optical properties of the moon. *Icarus*, 137 :235–246.
- Shkuratov, Y., Starukhina, L., Kreslavsky, M. A., Opanasenko, N. V., Stankevich, D. G., et Shevchenko, V. (1994a). Principle of perturbation invariance in photometry of atmospherless celestial bodies. *Icarus*, 109 :168–190.
- Shkuratov, Y. G., Muinonen, K., Bowell, E., Lumme, K., Peltoniemi, J. I., Kreslavsky, M. A., Stankevich, D., Tishkovetz, V. P., Opanasenko, N. V., et Melkumova, L. Y. (1994b). A critical review of theoretical models of negatively polarized light scattered by atmosphereless solar system bodies. *Earth, Moon, and Planets*, 65 :201–246.
- Simonelli, D. P., Rossier, L., Thomas, P. C., Veverka, J., et Belton, J. A. B. M. J. S. (2000). Leading/trailing albedo asymmetries of thebe, amalthea and metis. *Icarus*, 147 :353–365.
- Singer, R. et Geissler, P. (1988). An independent assessment of derivative analysis of reflectance spectra. In *19th Lunar and Planetary Conference*, pages 1087–1088.
- Smith, M. O., Johnson, P. E., et Adams, J. B. (1985). Quantitative determination of mineral types and abundances from reflectance spectra using principal components analysis. proc. lunar and planet. sci. conf. 15th., *J. Geophys. Res.*, 90, Supplement :C797–C804.

- Stankevich, D., Shkuratov, Y., et Cord, P. C. P. A. M. (2002). Light scatter by particulate surfaces with different types of topography. In *Solar System Remote Sensing 2002*.
- Starukhina, L. et Shkuratov, Y. (2003). Swirls on the moon and mercury : Meteoroid swarm encounters as formation mechanism. *Icarus*, Sous Presse.
- Sunshine, J. M. et Pieters, C. (1993). Estimation modal abundances from the spectra of natural and laboratory pyroxene mixtures using the modified gaussian model. *J. Geophys. Res.*, 98, E5 :9075–9887.
- Sunshine, J. M., Pieters, C., et Pratt, S. F. (1990). Deconvolution of mineral absorption bands : an improved approach. *J. Geophys. Res.*, 95, B5 :6955–6966.
- Sunshine, J. M. et Pieters, C. M. (1998). Determining the composition of olivine from reflectance spectroscopy. *J. Geophys. Res.*, 103, E6 :13675–13688.
- Thomas, N., Jorda, L., et Markiewicz, W. J. (2000). Effect of diffuse sky brightness on the spectrophotometry of rough martian surfaces. *J. Geophys. Res.*, 105, E11 :26739–26744.
- Tompkins, S. (2002). Unmixing the lunar surface. In *Solar System Remote Sensing 2002, LPI, Contribution No. 1129*, pages 87–88.
- Villmann, T., Merenyi, E., et Hammer, B. (2003). Neural maps in remote sensing image analysis. *Neural Networks*, 16 :(3-4), Special Issue :389–403.
- Yon, S. A. et Pieters, C. M. (1988). Interactions of light with rough dielectric surfaces : Spectral reflectance and polarimetric properties. *Proc. Lunar and Planet. Sci. Conf. 18th*, pages 581–592.

Table des figures

1.1	Le spectre électromagnétique.	16
1.2	Schéma de principe d'une image hyperspectrale. Pour chaque pixel de l'image, le spectre de réflectance est mesuré.	19
2.1	Définitions des conventions géométriques	25
2.2	Angle solide.	25
2.3	Exemples de fonction de phase en fonction de l'angle g	31
2.4	Schémas expliquant les effets d'opposition	35
2.5	Fonction S en fonction de l'angle d'incidence i pour une émergence de 30°	39
2.6	Représentation fractale du régolite, d'après Shkuratov et Helfenstein [2001].	46
3.1	Analyse en Composantes Principales. Mise en relation des pixels de l'image (en haut, à gauche), de leurs spectres (en haut, à droite) et de leurs positions dans le nuage statistique des spectres des pixels projetés sur les trois premiers axes A.C.P. (en bas).	59
4.1	Profils d'élévation, sans exagération verticale, extraits des modèles numériques de terrain des images du régolite planétaire (d'après Helfenstein et Shepard [1999]).	69
4.2	Schéma de principe de l'Imageur Spectral, chemin parcouru par la lumière depuis la source solaire jusqu'au capteur CCD.	73
4.3	Photo de l'imageur.	74
4.4	Illustration de l'aberration chromatique. La lumière au travers d'un système optique subit une déviation différente suivant la longueur d'onde.	75
4.5	Illustration du problème de mise au point lors de l'observation d'un objet non parallèle au système optique.	75

4.6	Spectres de réflectance bidirectionnelle (R) pour les trois matériaux et toutes les classes de tailles de grains. L'angle d'incidence est 30° et celui d'émergence de -45°	78
4.7	Photos prises au microscope (x 200) des échantillons de basalte et de tuf rouge pour les classes G1 et G4. Elles permettent de comparer la rugosité <i>microscopique</i> des échantillons.	79
4.8	Cible composé de trois matériaux pour les quatre tailles de grain. Dans chaque colonne, du haut vers le bas nous avons les matériaux : palagonite, tuf rouge et basalte. De gauche à droite nous avons les tailles de grain de G1 à G4. Les carrés (3x3 cm) sont les cellules à l'intérieur desquelles les mesures sont moyennées	80
4.9	Dépendance en longueur d'onde des paramètres de Hapke. La ligne pleine correspond au Basalte G1, les pointillés à la Palagonite G3 et les tirets au Tuf G4. Extrait de Cord et al. [2003].	84
4.10	Nos échantillons sur les différents niveaux d'échelle; Ils permettent d'explorer une grande partie du domaine méso-échelle.	86
4.11	Valeurs de $\bar{\theta}$ en fonction de l'albédo de diffusion simple (w) pour les échantillons et celles issues des observations des sols planétaires régolitiques non-glacés.	88
4.12	Surfaces étudiées dans Shkuratov et al. [2003c]. Toutes ces surfaces sont des variations de la texture méso-échelle.	90
4.13	Dépendance entre les valeurs de $\bar{\theta}$ réelles de la surface et de $\bar{\theta}_{eff}$ correspondant à celles déduites pour une surface d'albédo proche de 0, ou encore déduites par le biais d'un modèle ne prenant pas en compte la diffusion multiple.	91
4.14	Dépendance entre les valeurs de $\bar{\theta}$ d'une surface fractale à deux niveaux et de $\bar{\theta}_{eff}$ correspondant à celle d'une surface simple gaussienne équivalente.	92
4.15	Dépendance en longueur d'onde du paramètre $\bar{\theta}$ pour tous les échantillons. Les différentes tailles de grain sont exposées sur chaque graphique, de G1 à G4, du bas vers le haut.	95
4.16	En abscisse est tracée la longueur d'onde en μm ; en ordonnée, l'albédo de diffusion simple pour tous les échantillons. Les différentes tailles de grains sont indiquées sur chaque graphique, de G1 à G4, du haut vers le bas.	96
5.1	Photo de la maquette simulant un cratère martien.	100
5.2	Modèle numérique de terrain du cratère.	102
5.3	Coupe du cratère suivant la verticale.	102
5.4	Image RGB du "cratère" et utilisant les trois longueurs d'onde 791 nm (rouge), 601 nm (vert) et 449 nm (bleu).	103

5.5	Différence absolue moyenne entre les images-fractions idéales et minéralogiques pour chacun des matériaux.	108
5.6	Images-fractions minéralogiques du basalte, de la palagonite, et du tuf rouge de la gauche vers la droite. a, b, c correspondent aux images-fractions idéales dérivées de la vérité terrain ; d, e, f correspondent au processus “Linéaire” et g, h, i correspondent au processus “Var”. Les pixels en blancs sont ceux qui n’ont pas été modélisés de façon satisfaisante.	109
5.7	(a) Image de la luminosité du cas “Const”. La quantité représentée est inférieure à 1 quand la luminosité du pixel correspondant est plus faible que celle des pôles. La source lumineuse provient du bas de l’image. Les pixels en blancs sont ceux qui n’ont pas été modélisés de façon satisfaisante par le processus de déconvolution subpixelaire. (b) Profil de l’image de luminosité suivant A-A’. Les croix correspondent au cas “Const” et la ligne au cas “Dem”.	112
6.1	Image de la région environnante de FRG. Mosaïque réalisée à partir des images de la sonde Clementine.	119
6.2	Vue oblique de FRG, produite par la sonde Lunar Orbiter, d’après Schultz [1976]. Nous remarquons l’absence de topographie associée à la formation, d’albédo élevé.	120
6.3	Maturité (ρ) et contenu en fer (Fe) des alentours de FRG, en accord avec Lucey et al. [1995], d’après Pinet et al. [2000]. La maturité de la surface s’étend depuis la plus mature (vert, bleu clair (fig. a)), la sub-mature (bleu foncé, rouge (fig. a,e)), à l’immature (jaune, vert (fig. e)).	121
6.4	Schéma montrant la modification optique de la couche superficielle du régolite (profondeur de l’ordre d’un mètre) entraîné par l’interaction avec un halo cométaire, ou un essaim de fragments issus d’un noyau cométaire. La couche supérieure d’un sol de mer typique est représentée : les croix correspondent à la fraction la plus fine ayant un diamètre inférieur à $45 \mu m$, les cercles à la fraction comprise entre 45 et $94 \mu m$, et les triangles à la fraction supérieure à $95 \mu m$. D’après Pinet et al. [2000].	122
6.5	Fractions d’abondance issues de l’analyse par mélanges spectraux des trois principaux types de terrain composant la surface de la région de Reiner Gamma. RGS pour Reiner Gamma formation Soil, MB pour Mare Basalt et SWS pour Southwest Swirl. D’après Pinet et al. [2000].	123

6.6	Résolutions spatiales horizontale et verticale des différentes images "luc" de la région de Reiner Gamma en fonction de l'angle de phase associé.	125
6.7	Bruit intégré des images Clementine en fonction de l'angle de phase. Sur ce graphique, sont représentées les moyennes \pm un écart type des images différences.	126
6.8	Image de la région de Reiner Gamma. La ROI (région d'étude) est délimitée en rouge. C'est celle où l'inversion des paramètres de Hapke a été effectuée. Les régions K1 et K2 correspondent aux régions d'étude de Kreslavsky et al. [2000].	128
6.9	Valeur des paramètres de la fonction d'opposition de type SHOE.	132
6.10	Résultats de l'inversion pour le paramètre b de la fonction de phase.	134
6.11	Résultats de l'inversion pour le paramètre c de la fonction de phase.	135
6.12	Résultats de l'inversion pour le paramètre $\bar{\theta}$ de la fonction de rugosité macroscopique.	136
6.13	Résultats de l'inversion pour l'albédo de diffusion simple w	137
6.14	Valeurs de $\bar{\theta}$ en fonction de w pour tous les pixels de l'image. Les couleurs des points correspondent à celles de la classification réalisée à la section 6.5.4. La partie typique du régolite lunaire apparaît sur le graphique par les droites noires : $\bar{\theta}$ compris entre 24° et 27° et w entre 0,35 et 0,55.	140
6.15	Classification de l'image par une analyse en composantes principales. Couplage entre les répartitions spatiale, statistique et les valeurs des paramètres des différentes classes.	141
6.16	Zoom des images-fractions des trois principaux types de terrain composant la surface de FRG présentées la figure 6.5. Notre ROI apparaît encadrée. (a) RGS pour Reiner Gamma formation Soil, (b) MB pour Mare Basalt et (c) SWS pour Southwest Swirl -. D'après Pinet et al. [2000]. (d) Classification obtenue dans cette étude à partir d'une analyse en composantes principales, établie à une échelle spatiale 9 fois dégradée par rapport aux images fractions (a, b, c) - extrait de la figure 6.15a.	142
6.17	État de la surface avant et après la formation de FRG. Sur la partie gauche est exposé l'effet d'un balayage des particules fines de la surface et sur la partie droite l'effet produit par un impact d'un fragment issu d'un noyau cométaire. Les deux effets sont a priori concomitants.	147

Liste des tableaux

4.1	Analyse chimique de la roche totale des trois matériaux. Paf correspond à la perte au feu.	77
4.2	Configurations angulaires utilisées pour modéliser la fonction de phase.	81
4.3	Valeurs de $\bar{\theta}$ déterminées pour tous les échantillons (en °).	86
5.1	Les tailles de grains des matériaux de la cible.	101
5.2	Valeurs des différents paramètres de Hapke pour les trois matériaux. La dernière ligne donne les valeurs moyennes utilisées lorsque les paramètres sont considérés constants sur toute la cible.	101
5.3	Résumé des différents processus de déconvolution subpixelaire appliqués.	106
5.4	Valeurs des critères appliqués durant l'analyse par mélanges spectraux pour sélectionner les pixels correctement modélisés.	106
5.5	Pourcentage des pixels physiquement bien modélisés.	107
5.6	Moyennes et coefficients de variation des images de luminosité dans les parois du cratère pour tous les processus.	113
6.1	Caractéristiques du jeu d'images Clementine sélectionnées. La référence image correspond à la référence initiale d'une des images sommées entre elles. Les angles d'incidence (INC), d'émergence (EME) et de phase (PHA) sont calculés au centre des images et exprimés en degré. Les résolutions spatiales horizontale et verticale (HORI, VERT) sont en km/pixel.	127
6.2	Valeurs des paramètres de Hapke pour la surface lunaire. Les valeurs en italique sont celles qui ont été fixées lors de l'inversion. Pour le paramètre b de la fonction de phase, les fourchettes présentées ici sont dues à l'utilisation de la fonction d'Henyey-Greenstein à trois paramètres (Eq. 2.21, page 30). Nous donnons alors b_1 - b_2 . "HV 87" correspond à Helfenstein et Veverka [1987], "He 97" à Helfenstein et al. [1997], "Hi 99" à Hillier et al. [1999] et "He 99" à Helfenstein et Shepard [1999].	130

6.3	Valeur moyenne et écart type de l'erreur RMS de l'inversion sur la réflectance bidirectionnelle. La troisième colonne traduit que 95 % des pixels modélisés ont une erreur RMS inférieure à 0,00146.	133
6.4	Valeur moyenne et dispersion quadratique des cartes d'écart-type issues de l'inversion. La troisième colonne traduit que 95 % des pixels modélisés ont une valeur dans la carte d'écart type inférieure à celle indiquée.	138
6.5	Corrélation des différents paramètres sur la zone d'étude.	139
6.6	Valeurs des paramètres de Hapke déduits de cette étude pour la mer basaltique (classes jaune et rouge, Fig. 6.15).	143
6.7	Valeurs des paramètres de Hapke pour les classes correspondant à la partie brillante de la formation (classes bleu clair et rose).	144
6.8	Valeurs des paramètres de Hapke pour les classes correspondant à la région sombre au sein de la formation (classe verte).	145

Annexes

Annexe 1
Nouveau Chapitre de la Thèse

La thèse, un projet, une histoire.

L'avènement du spatial a transformé la perception des planètes et de leurs satellites : considérés jusqu'alors comme des objets astronomiques, elles sont devenues des entités géologiques. L'étude des corps planétaires vise à appréhender leur processus de formation et d'évolution et ainsi à remonter à l'histoire du système solaire, voire de l'univers. Cette étude est réalisable, soit de manière directe, ou in situ, comme c'est le cas de la Terre, et partiellement de la Lune depuis les missions Apollo, soit de manière indirecte par des moyens de télédétection. Du fait du coût élevé des voyages spatiaux et de leur complexité, différentes techniques de télédétection ont vu le jour depuis une trentaine d'années.

L'imagerie hyperspectrale.

Ma thèse est centrée sur l'imagerie hyperspectrale, source très puissante d'information à distance qui est susceptible de donner accès aux propriétés physiques (texture et rugosité, maturité, porosité, proportion de cristaux) et minéralogiques des surfaces planétaires.

Cette technique consiste à prendre plusieurs images d'une même région à travers des filtres permettant de sélectionner différentes couleurs ou longueurs d'onde. Comme une image couleur classique a trois composantes (rouge, vert, bleu), l'image hyperspectrale en a entre une dizaine et quelques centaines (appelés "canaux" et formant le "spectre") sur un domaine de fréquences allant de l'ultraviolet à l'infrarouge (en passant par le visible).

Une technique en plein essor.

Le développement de l'imagerie hyperspectrale a entraîné une forte amélioration des résolutions spatiales (surface d'un pixel sur le sol) et spectrales (nombre de canaux), combinée avec des géométries d'acquisition variées. C'est le cas, en particulier pour les missions en cours ou à venir (MOC/MGS et HRSC/Mars-Express pour les martiennes, AMIE/Smart-1, LIC/Lunar-A et LIMS/Selene pour les lunaires). Cela a eu deux effets contradictoires : (1) les mesures de plus en plus précises augmentent la quantité et la qualité des informations disponibles. (2) Cependant la complexité photométrique, induite par les caractéristiques de la surface observée (la taille, la forme et la distribution des grains, leur organisation à l'intérieur des pixels (mélange, texture), les pentes locales, les conditions angulaires d'observation...), ne doit plus être négligée. C'est un facteur d'autant plus crucial qu'il peut conduire à des ambiguïtés lors de l'interprétation.

Ainsi, la physique de ce problème est, à l'heure actuelle, seulement partiellement maîtrisée. Certains se sont risqués à modéliser empiriquement ce processus : par exemple, Bruce Hapke a établi, en 1980, un des modèles les plus utilisés pour l'interprétation des données spectrales et sur lequel je me suis appuyé tout au long de ma thèse.

Le Laboratoire d'accueil.

Mes trois années de thèse se sont déroulées au Laboratoire de "Dynamique Terrestre et Planétaire" (LDTP), au sein de l'équipe "Surfaces Planétaires" sous la direction de Patrick Pinet. Les questions fondamentales qui sont actuellement soulevées par l'étude de la Lune et de Mars relèvent des axes thématiques de cette équipe. Elles concernent, de façon générale, l'étude de la différenciation planétaire en s'appuyant sur des travaux ciblés portant sur la formation et l'évolution de la croûte (magmatisme et processus d'impacts) et du régolite (altérations optique et physico-chimique), et le volcanisme. L'équipe est impliquée depuis une dizaine d'année dans différentes missions spatiales : Clementine, Lunar Prospector pour les missions passées, Mars Express, Smart-1 en cours et Lunar-A, SELENE à venir.

Un imageur hyperspectral de laboratoire.

L'interprétation des mesures d'imagerie hyperspectrale, acquises sous des conditions géométriques variées, est aujourd'hui limitée par un manque de données expérimentales. Cette constatation a conduit l'équipe à développer un instrument unique au monde produisant des images hyperspectrales en laboratoire. Cet imageur permet de simuler des mesures de surfaces géologiques naturelles sur des cibles mesurant 20 cm de côté, sous une gamme de géométries d'observation couvrant la majorité des situations existantes.

Un expert en traitement des images au sein de l'équipe.

J'ai saisi l'opportunité de faire un stage au LDTP, dans le cadre du DEA en Traitement des Images et Télécommunications de Valenciennes, suivi en parallèle de ma troisième année d'étude à l'École Centrale de Lille. L'imageur fournissait alors ses premières mesures à caractère scientifique. J'ai créé une cible simulant un cratère d'impact martien et étudié son image hyperspectrale (poster à l'EGS 2001, Nice). Ce travail a permis d'éprouver et de valider l'imageur pour des études scientifiques. C'est donc en tant que spécialiste en traitement des images que j'ai intégré cette équipe travaillant en géologie et géophysique.

Les résultats prometteurs, l'ambiance de travail, les relations que j'ai pu établir avec l'équipe et surtout la satisfaction personnelle de chercher, voire de trouver parfois, m'ont conduit à poursuivre avec une thèse. Mais pas n'importe laquelle ni n'importe où ! L'alternative était claire : ce sujet-là au LDTP ou pas de thèse du tout !

Un algorithme génétique.

Afin d'affiner mon étude préliminaire et d'améliorer la compréhension du modèle de Hapke, j'ai conçu et réalisé une nouvelle cible, formée de douze échantillons, les trois matériaux constitutifs du cratère, triés en quatre classes de tailles de grains. À partir de mesures produites au moyen de l'imageur fournissant un grand nombre de données exploitables, j'ai cherché à inverser le modèle de Hapke, c'est-à-dire pour chaque échantillon, à minimiser l'écart entre les spectres mesurés et les spectres modélisés en ajustant au mieux les paramètres du modèle.

J'ai alors adapté une technique d'optimisation très générale abordée au cours de mes études d'ingénieur : l'algorithme génétique. L'idée fondamentale est basée sur la théorie de Darwin : le réservoir génétique d'une population (ensemble de solutions) contient potentiellement une meilleure solution à notre problème. Celle-ci n'est pas exprimée car la combinaison génétique sur laquelle elle repose est dispersée chez plusieurs individus. Ce n'est que par l'association de ces combinaisons au cours de la reproduction que la solution pourra s'exprimer.

Les résultats m'ont permis d'établir le lien existant entre les paramètres du modèle et les propriétés physiques et minéralogiques des sols : comment ils varient en fonction de la taille des grains ou de l'état de surface. J'ai participé à plusieurs conférences internationales sur cette question (E.G.S. avril 2002 à Nice, Solar System Remote Sensing septembre 2002 à Pittsburgh et Lunar Planet. Sci. 34th en février 2003 à Houston).

Hapke part à la retraite.

La deuxième de ces conférences s'est déroulée en septembre 2002 à Pittsburgh, USA. Pour célébrer le départ à la retraite de Bruce Hapke, un symposium a été organisé en son honneur. Toute la communauté scientifique qui travaille avec son modèle s'y est retrouvée pendant deux jours. J'ai convenu avec mon directeur de thèse d'y participer et j'ai représenté seul l'équipe en exposant mes derniers résultats. Ce fut un moment assez impressionnant : j'avais face à moi toutes les personnalités de mon domaine de recherche, et j'ai ainsi pu mettre des visages sur tous les noms que j'avais lus auparavant. Valoriser

mon travail et mes résultats et ouvrir de nouvelles perspectives à l'écoute de la communauté scientifique, tels ont été les bénéfices de cette conférence. Ma présentation a été appréciée, en particulier la mise en œuvre de l'algorithme génétique, qui a suscité un feu de questions.

Mon premier article.

Je me suis lancé dans la rédaction d'un article, à partir de décembre 2001. C'est long, la rédaction d'un article, surtout le premier. Bien que je n'y aie pas consacré tout mon temps, la première version a été soumise au bout de neuf mois d'aller-retour au sein de l'équipe. La révision par des spécialistes du domaine est arrivée quatre mois plus tard. Leur remarques pertinentes m'ont permis de pousser plus loin l'interprétation des résultats. En complétant ma bibliographie et en interagissant avec mon directeur, j'ai remis à plat mes déductions pour trouver l'interprétation physique la plus juste. Je me suis particulièrement focalisé sur le sens physique d'un paramètre qui permet de prendre en compte la rugosité existante à l'intérieur des pixels, induite par les grains et leur organisation.

Cette rédaction a duré cinq mois. La révision a encore pris deux mois. Il m'a fallu refaire encore quelques clarifications pour qu'enfin l'aspect novateur de ce travail soit accepté et publié... Au bout de 20 mois... Champagne!!!

Retour sur le cratère martien.

En utilisant les connaissances accumulées lors de la première étude, les résultats concernant la simulation de cratère martien ont pu être améliorés. J'ai évalué la pertinence relative de différentes méthodes de déconvolution subpixelaire, c'est-à-dire une méthode qui permet d'identifier et de quantifier les différents matériaux présents dans la cible à partir d'images hyperspectrales. En particulier, j'ai démontré qu'une méthode de déconvolution subpixelaire utilisant le modèle de Hapke est plus performante d'un facteur 1,75 que la méthode linéaire classiquement appliquée, la proportion de pixels bien modélisés passant de 33% à 72%. J'ai ainsi mis en évidence la nécessité de prendre en compte un modèle photométrique. Cependant, cette étude montre aussi les limites du modèle de Hapke et la nécessité de l'améliorer afin de décrire au mieux le cas de surfaces naturelles.

Photométrie orbitale : application à la surface lunaire.

Fort des résultats expérimentaux acquis, je me suis consacré à une étude du régolite lunaire de la Formation de Reiner Gamma, qui est très singulière, en

ce qu'elle présente à la fois une anomalie magnétique et un fort albédo, dont l'origine fait l'objet de diverses interprétations controversées. En exploitant les données de télédétection acquises par la sonde Clementine en 1994, j'ai déterminé les paramètres caractéristiques de cette région à l'échelle locale, contraint les propriétés physiques, telles que l'état de surface, confronté celles-ci aux interprétations actuelles proposées, et établi un scénario plausible de mise en place.

En résumé.

Ce travail vise à améliorer l'interprétation des mesures provenant des missions spatiales en cours ou à venir, citées plus haut, en particulier dans le cas des mesures ayant de très fortes résolutions spatiales. L'objectif de ces missions est de comprendre comment les planètes (Mars, Lune) se sont formées et ont évolué. Pour ce faire, la composition de la surface est un très bon indicateur, permettant de valider ou de réfuter des hypothèses géologiques. Au cours d'une conférence à Houston (mars 2003) j'ai pu constater que beaucoup de traitements de données spectrales se font avec des méthodes purement linéaires sans tenir compte des effets photométriques intervenant dans la mesure. Mon travail a permis de développer une méthode pour traiter les images hyperspectrales de façon plus précise et ainsi de progresser significativement dans la compréhension des effets physiques des propriétés des surfaces rocheuses et des sols (granulométrie, rugosité, distribution et échelle spatiale des hétérogénéités) sur les propriétés optiques des cibles naturelles.

Compétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles

Bien choisir mon équipe et surtout mon directeur de thèse a été pour moi une priorité. Durant ma thèse j'ai été plutôt indépendant. Cependant, mon directeur a toujours soutenu mon travail et m'a donné les moyens nécessaires. Son expérience m'a permis de prendre du recul par rapport à mon sujet et surtout de le situer dans le contexte scientifique international. Nous avons pu faire des réunions d'avancement du projet tous les mois, parfois avec l'équipe si c'était nécessaire (par exemple pour la programmation d'une campagne de mesures ou la validation d'un nouvel outil informatique). J'ai eu alors l'occasion de présenter mes travaux puis de proposer et de défendre mon point de vue sur les orientations à prendre pour l'exploitation de l'imageur.

Durant ces trois années de thèse, j'ai acquis une expertise scientifique en :

- Traitement des images hyperspectrales, depuis l'acquisition jusqu'à l'interprétation qui vise à identifier et quantifier les différents matériaux constitutifs de la cible.
- Optique physique et spectroscopie, en particulier les lois de réflexion et de diffusion de la lumière sur des surfaces planétaires poudreuses (modèle de Hapke, entre autres).

J'ai aussi acquis des connaissances dans un champ pluridisciplinaire recouvrant :

- La géologie planétaire : j'ai participé à une école d'été afin de comprendre comment les planètes (Mars, Lune) se sont formées et ont évolué.
- Les mathématiques appliquées : à la fois l'optimisation par la mise en place de l'algorithme génétique, puis d'autres méthodes d'inversion, et les statistiques, par l'utilisation d'outils très courants en traitement d'images (Analyse en Composantes Principales...)
- L'informatique, par la programmation en IDL et aussi Unix et ISIS.
- La gestion de projets, par la planification de réunions, la rédaction de rapports, la réalisation de présentations...

Les différentes conférences auxquelles j'ai participé m'ont démontré que je pouvais convaincre la communauté scientifique, à la fois d'un point de vue scientifique et linguistique. D'autre part, j'ai rédigé deux articles destinés à des revues internationales à comités de lecture. Ainsi, j'ai développé une capacité de synthèse des résultats, pu assumer mon travail face aux spécialistes du domaine, et aussi mis en perspective ma problématique au sein de la communauté.

Mon activité d'enseignement des statistiques descriptives, en première année d'IUT gestion, a aussi été importante durant ces trois années. S'exprimer

clairement, s'adapter au niveau des élèves, illustrer le cours, être patient et savoir se faire respecter sont les principales qualités que j'ai développées au cours de cet exercice.

Par ailleurs, j'ai participé à l'encadrement de plusieurs stagiaires, ingénieurs ou DEA, en les épaulant techniquement dans la prise en main des outils informatiques ou de l'imageur du laboratoire.

La thèse est toujours, il faut l'espérer, un travail original. . . Dans mon cas, l'originalité découle en partie de l'imageur : tout neuf, il ouvre de nombreuses perspectives de recherche. Par exemple, pour la première fois, il a été possible de comparer précisément les résultats de modèles de déconvolution subpixelaire avec la cible. Mon travail a conduit, pour le laboratoire, à la validation de l'imageur pour des recherches scientifiques par la mise en place d'expériences uniques.

La rigueur scientifique, l'autonomie dans le travail et les interactions avec l'équipe, la passion pour le traitement d'image et l'algorithmie, voilà en quelques mots ce que cette thèse m'a procuré.

Etre créatif en proposant de nouvelles expériences, être rigoureux en les mettant en place, être innovant lors du traitement des mesures, faire preuve de capacités d'analyse et de synthèse en interprétant les résultats, et savoir les mettre en valeur de façon pédagogique, voilà en quelques mots l'histoire de ma thèse.

Annexe 1 : Contacts

Avec l'ONERA de Toulouse (France).

(1) L'ONERA a, pour des besoins militaires, développé de lourds codes simulant les mesures d'après les paramètres de la surface observée : topographie, réflectance, atmosphère... À partir des caractéristiques de la cible martienne, nous avons simulé les mesures de l'imageur. Cependant cela n'a pas abouti car leur code ne prend pas en compte les effets de rugosité des surfaces qui sont prédominants dans notre cible.

(2) Un doctorant de l'ONERA et moi avons le même directeur de thèse. Il s'intéresse à la modélisation des effets de l'atmosphère et de la topographie sur l'image hyperspectrale. Nous avons échangé des données afin de mettre en place de nouvelles simulations.

Avec l'équipe de planétologie de Cornell (USA)

L'imageur multispectral a servi à étalonner une cible faisant partie du champ de la caméra multispectrale panoramique PANCAM servant à la calibration des images (rover martien Athena, mission Mars Global Surveyor 2003). J'ai participé aux mesures et à la première étude consistant à vérifier l'homogénéité de la réponse spectrale de la cible.

Avec l'équipe de photométrie de Kharkov (Ukraine)

Depuis trois ans, des chercheurs de cette équipe viennent un à deux mois par an dans notre laboratoire. Cela donne l'occasion de présenter les projets des deux équipes et de mettre en place des collaborations. J'ai pu participer activement aux réunions. Nous avons écrit un article ensemble sur les effets de la topographie de surface induite par les grains.

Avec la communauté internationale

Mon travail a été exposé dans une dizaine de conférences internationales au cours des trois années ; j'ai présenté personnellement mes résultats oralement quatre fois : (E.G.S. en avril 2001 et 2002 à Nice, Solar System Remote Sensing en septembre 2002 à Pittsburgh, et Lunar Planet. Sci. 34th en février 2003 à Houston).

Annexe 2 : Évaluation du coût consolidé du projet

Mon directeur de thèse ainsi que l'ingénieur responsable de l'imageur m'ont offert environ un dixième de leur temps (1/2 jour par semaine). Ma bourse de thèse MENRT représente donc l'essentiel de la masse salariale (60,5k€).

Le fonctionnement courant correspond à celui du laboratoire (460 k€/an) divisé par l'effectif (45 personnes). Il prend en compte les consommables, le maintien du réseau informatique, l'entretien des locaux, l'électricité, le chauffage...

Durant ma thèse j'ai participé à de nombreuses conférences internationales (trois en France, deux aux États Unis et une école d'été en Italie). Le coût cumulé de ces missions (voyage + indemnités) a été estimé à 4000 euros, pris en charge par l'équipe de recherche, dans le cadre d'un programme de recherche financé nationalement (PNP : Programme National de Planétologie).

Enfin la dépense majeure de la thèse vient des calculs numériques. Ces simulations sont effectuées sur des supercalculateurs très puissants mais coûteux mis à notre disposition par le CNES. L'heure de calcul monoprocesseur (heure cpu) sur ces supercalculateurs est facturée aux entreprises extérieures 300 euros. Nous avons utilisé près de 500 heures cpu. Les dépenses totales liées aux simulations sont de l'ordre de 150 k€.

Le budget total de ce travail de thèse avoisine donc les 305 k€ pour 3 ans dont 30% sont attribuables à la masse salariale.

Poste	Coût	Source de financement
Salaire doctorant +Charges	60.5 k€	Bourse MENRT
Coût du directeur et de l'ingénieur environné (Evaluation ESA) (3/10 an)	45 k€	CNRS
Fonctionnement Courant	30.5 k€	50% CNRS / 50% CNES
Amortissement imageur (1/3)	15 k€	CNRS
Calculateur (500h)	150 k€	CNES
Missions	4 k€	CNRS / INSU
TOTAL	305 k€	

Aucun problème budgétaire ou de financement n'est apparu durant ma thèse. Le LDTP est bien doté et l'équipe de planétologie ainsi que mon directeur de thèse participent à de nombreux projets de recherche qui apportent des ressources complémentaires.

Annexe 2
Article : Cord et al. [2003]

Planetary regolith surface analogs: optimized determination of Hapke parameters using multi-angular spectro-imaging laboratory data

Aurélien M. Cord,* Patrick C. Pinet, Yves Daydou, and Serge D. Chevrel

*Laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire (UMR5562/CNRS/Université Paul Sabatier), Groupe de Recherche de Géodésie Spatiale,
Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, France*

Received 16 July 2002; revised 17 June 2003

Abstract

This work presents a method for a determination of the global set of parameters involved in Hapke's model for planetary surface analogs when dealing with a set of angular conditions representative of the usual range of observation in planetary exploration for spaceborne optical instruments. The present approach is founded on a genetic algorithm: the whole set of Hapke parameters is treated simultaneously without any a priori assumptions. It limits the risk of meeting a local extreme, and the stability and repeatability of the determination are improved. Moreover, it requires less computational time than a Monte Carlo routine. As a demonstration, using multi-angular measurements acquired by a new laboratory wide-field multispectral imaging facility, parameter values for various grain sizes and material compositions of planetary regolith surface analogs are derived and their potential wavelength dependence is studied. The results, coherent with the literature, validate all the steps in our methodology. We focus our interest in the understanding of the physical meaning of Hapke's parameters, in particular of the parameter θ of the shadowing function for macroscopic roughness. It appears that the features smaller than the centimeter scale contribute predominantly to the photometric effect related to the rocky aspect of planetary soil surfaces. The parameter θ may thus be mainly considered as an integral of the roughness properties in the submillimetric-centimetric range. Indeed, the most representative case for describing natural regolith surface lies in texture classes in the millimeter range, not involving necessarily a high macroscopic roughness with large surface slopes at hundreds of meters scale. These findings strengthen the case that θ depends on both the grain size and the material geological properties.

© 2003 Elsevier Inc. All rights reserved.

Keywords: Hapke's model; Experimental measurements; Reflectance spectroscopy; Function for macroscopic roughness; Genetic algorithm

1. Introduction

Reflectance spectroscopy is a tool widely used for remote sensing applications, both in planetary and terrestrial observation, as it permits the investigation of the surface mineralogy (Pieters and Englert, 1993). The ability to derive the mineralogy of planetary materials from remotely sensed reflectance spectra has been greatly improved during the last twenty years (e.g., Pieters, 1983; Smith et al., 1985; Mustard and Pieters, 1987, 1989; Sabol et al., 1992; Fischer and Pieters, 1994; Lucey et al., 1995, 1998; Sunshine and Pieters, 1998; Chabrilat et al., 2000; Shkuratov et al., 1999a; Pinet et al., 2000b).

Indeed, surfaces of most Solar System bodies are covered with a dusty regolith layer, which consists of a multi-component mixture of various minerals and impact products. In order to better interpret the physical (texture, roughness, maturity, porosity, proportion of crystals versus fines) and mineralogical properties of the surface at subpixel scale, it is important to understand the physics that controls the light interaction process with soils components. However, this process is related to electromagnetic energy and its interaction with a particulate interface through a combination of first surface (or specular) reflection, transmission, absorption, diffraction, and multiple scattering from adjacent particles. The physics of this process is complex and, at the present time, only partially understood.

In the past years, a number of semi-empirical models have been developed for analyzing the bidirectional re-

* Corresponding author.

E-mail address: aurelien.cord@cnes.fr (A.M. Cord).

flectance data of particulate surfaces based on the scattering and absorption properties of minerals and rocks (e.g., Hapke, 1981, 1986, 1993; Johnson et al., 1992; Hiroi and Pieters, 1994; Shkuratov et al., 1999b). Using the radiative transfer equation describing the scattering of light from soils, Hapke (1993) developed an approximate analytical solution. This equation is widely used for studying reflectance data from planetary surfaces (e.g., Johnson, 1983; Helfenstein and Veverka, 1987; Cheng and Domingue, 2000). However this model is generally difficult to handle because its application relies on some assumptions of optical properties of the materials under study. It needs the knowledge of six physical parameters, linked with the multiple scattering, the phase function, the opposition effect, and the roughness. Also the complexity of Hapke's equation and the comparatively large number of model parameters (Liang and Townshend, 1996; Douté and Schmitt, 1998; Mishchenko et al., 1999; Shkuratov et al., 1999b) do not provide a unique meaningful solution (Helfenstein and Veverka, 1987).

The primary objective of the present investigation is to present a reliable method of alleviating this difficulty by solving simultaneously all the parameters involved in the Hapke's equation. It is based on a genetic algorithm and it only uses multi-angular hyperspectral images with no a priori knowledge of the material constituting the target. From experimental measurements produced by a new laboratory wide-field multispectral imaging facility (Pinet et al., 2000a, 2001) in the spectral range from 0.4 to 1.05 μm , the method is applied to three basaltic soils, each sorted to four grain sizes. An outcome is the derivation of Hapke parameters for those samples, which may be used to understand their physical meaning, in particular for the parameter θ of the function for macroscopic roughness. Their potential wavelength dependence is studied. These first results, compared with the literature, determine the success and limitations of all the steps of the approach which is taken.

After a short introduction to Hapke's model, the samples and the facility used for their measurements, we present the implementation of a genetic algorithm adapted to our problem. Then the results are analyzed.

1.1. Radiative transfer formalism

The model developed by Hapke (1993) requires the knowledge of six parameters to calculate the bidirectional reflectance (R):

$$R = \frac{w}{4(\mu_0 + \mu)} [(1 + B(g))P(g) + H(\mu_0)H(\mu) - 1]S(\theta) \quad (1)$$

where μ_0 , μ are the cosines of incidence and emergence angles, respectively, g is the phase angle, w is the single scattering albedo which depends on wavelength λ , B is the opposition effect function, P is the phase function, H is the isotropic multiple scattering function, and S is the function for macroscopic roughness.

$H(\mu)$ is the multiple scattering function. Its exact form was established by Chandrasekhar (1960), and we usually use the approximated function with a difference less than 1% exposed in Hapke (1993, p. 212). The parameter w is only needed for the calculation of H .

The double Henyey–Greenstein function, including two parameters, describes the particle phase function $P(g)$ with sufficient accuracy for most radiative transfer calculations in planetary regoliths (McGuire and Hapke, 1995; Hartman and Domingue, 1998):

$$P(g) = (1 - c) \cdot \frac{1 - b^2}{(1 + 2b \cdot \cos(g) + b^2)^{3/2}} + c \cdot \frac{1 - b^2}{(1 - 2b \cdot \cos(g) + b^2)^{3/2}} \quad (2)$$

where b and c are the two parameters linked with the material properties and are constrained between 0 and 1: b determines the phase function form and c determines the nature of scattering ($c < 0.5$ corresponds to forward scattering and $c > 0.5$ to backward scattering).

The opposition effect is a surge in brightness observed in particulate surface near zero phase angle. This effect is described by the function $B(g)$ in Hapke's model (1993). The two parameters, h and B_0 , both depend on the physical properties of the regolith. The angular width parameter h is constrained between 0 and 1 for physical reasons. It characterizes the regolith compaction and its particle size distribution law. The amplitude of the opposition effect, B_0 , is an empirical parameter, with values constrained between 0 and 1. The function $B(g)$ takes into account the shadow hiding opposition effect (SHOE) only and not the coherent backscatter opposition effect (CBOE) (Hapke et al., 1998). As detailed in the following (Part 3.3), given the range of considered phase angles ($> 20^\circ$) in this study, the CBOE should not contribute significantly (Helfenstein et al., 1997; Shepard and Arvidson, 1999; Kaasalainen et al., 2001; Shkuratov and Helfenstein, 2001).

The function for macroscopic roughness $S(\theta, \mu_0, \mu)$ is presented in Hapke (1993). The parameter θ is a mean topographic slope angle that provides a measure of surface macroscopic roughness inside a pixel. It alters the local incidence and emergence angles. S is referred to as the topographic shadowing function in the following.

1.2. Measurements

A new laboratory spectral imaging facility has been designed and installed at the Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, France (Pinet et al., 2000a, 2001). It is used to obtain multispectral images of an experimental target of about 20×20 cm with varied incidence and emergence angles. Eighteen narrow band interferential filters are used for measurements in the spectral range 0.4 to 1.05 μm .

The bidirectional reflectance is obtained using a spectralon as a reference during measurements. To account for

Table 1
Angular configurations of bidirectional reflectance measurements

Incidence angle (i)	20	30	40	0	30	50	20	30	40	50
Emergence angle (e)	0	50	65	30	0	20	−35	−45	−55	−65
Phase angle (g)	20	20	25	30	30	30	55	75	95	115

its non-Lambertian behavior, the spectralon standard used has been calibrated by means of measurements produced at ONERA, Toulouse, France, and consistently compared with independent recent estimates (Bonnefoy, 2001).

The domain of geometries of observation investigated is the incidence angle selected between 0° and 55° and the emergence angle between -70° and 70° in the principal plane. The minimum phase angle is 20° . This angular domain is quite useful for carrying out laboratory experiments (Kamei and Nakamura, 2002), simulating the observational situations the most frequently encountered in planetary exploration by spaceborne optical instruments (e.g., MOC/MGS, HRSC/Mars-Express, AMIE/Smart-1, LIC/Lunar-A, LISM/Selene).

In this angular range, for deriving realistic estimates of Hapke's parameters, ten measurements are produced in order to span the photometric variability, linked with phase angle (e.g., Mustard and Pieters, 1989; McGuire and Hapke, 1995; Hillier and Buratti, 2001). The selections of angular configurations used in this work are presented in Table 1.

1.3. Sample description and preparation

We selected for this study three different materials:

- A fresh unaltered basalt, with some phenocrysts of olivine, pyroxene and plagioclase, from a lava flow of Pic d'Ysson (Massif Central, France). The general shape of the spectrum is presented in Fig. 1a. This sample is labeled "Basalt."
- A highly altered basalt, palagonitic-like material, labeled "Palagonite," from the Salagou Lake (Hérault, France). This basalt has been intensively altered by low temperature water circulation (Fig. 1b).
- An oxidized basaltic red-tephra, labeled "Tephra," from Flagstaff Cinder Sales (Arizona, USA) containing few phenocrysts of plagioclase. This material is related to explosive-type basaltic volcanism, with some effects of iron oxidation (Fig. 1c).

The chosen materials present different spectral properties (Fig. 1): one is a grey material with no spectral dependence (basalt) while the two others have a high reflectance increase as a function of wavelength.

Their chemical whole rock analyses are given in Table 2.

Materials were crushed to produce powders having grain size less than 3 mm and were sorted into four classes using sieves. The grain size for each class is the following: less

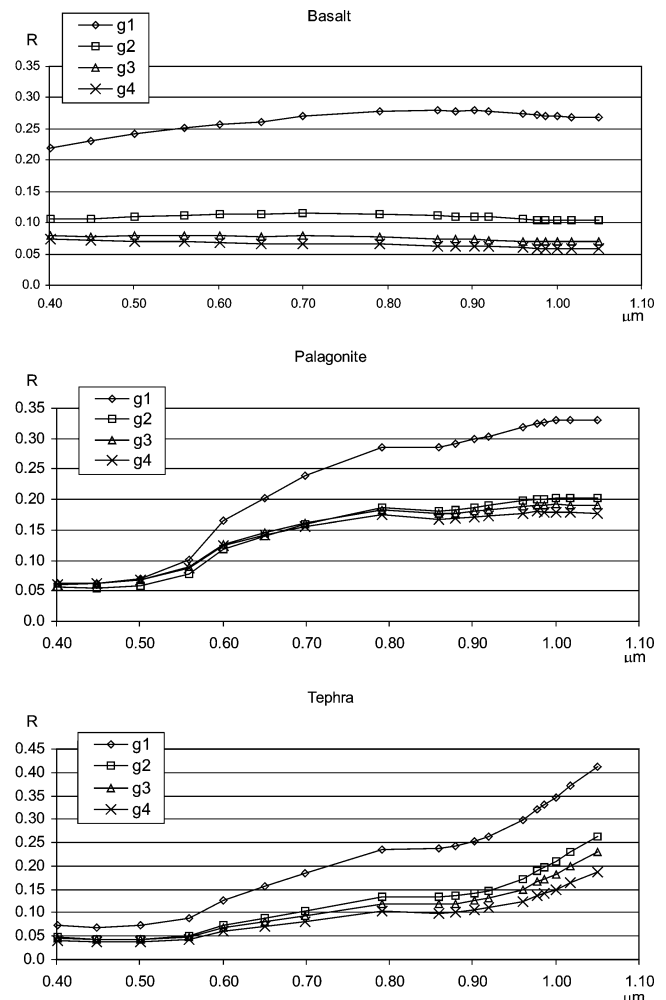


Fig. 1. Bidirectional reflectance spectra (R) for the three materials and for all grain size classes. Incidence angle is 30° and emergence -45° .

than $75 \mu\text{m}$ (labeled "G1"), from 75 to $250 \mu\text{m}$ ("G2"), from 250 to $500 \mu\text{m}$ ("G3"), and from $500 \mu\text{m}$ to 2mm ("G4").

As a result, we used twelve samples (the three materials with four different classes of grain size) in order to explore the intermediate domain of the parametric space both in terms of grain size and level of reflectance typical of planetary rocky surfaces, particularly in the case of Mars. A natural extension of this study would be to measure also bright icy materials and very low albedo materials.

A target composed of the twelve samples is used for measurement (Fig. 2). When preparing the target, the powders are poured into the sample dishes and gently tapped to induce settling. Consequently each surface is flattened and all significant macroscopic topography effects are eliminated.

Table 2

Chemical whole rock analyses for the three materials (weight %). Precision on determination is $\pm 1\%$

	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	TiO ₂	P ₂ O ₅	LOI
Basalt	42.8	11.5	12.9	0.3	15.3	9.6	2.7	1.2	2.1	0.6	1.0
Palagonite	45.8	19.4	7.3	0.1	3.2	5.4	2.2	4.1	0.6	0.2	11.7
Tephra	48.0	17.9	11.8	0.2	5.8	9.7	3.7	0.7	1.7	0.5	0.2

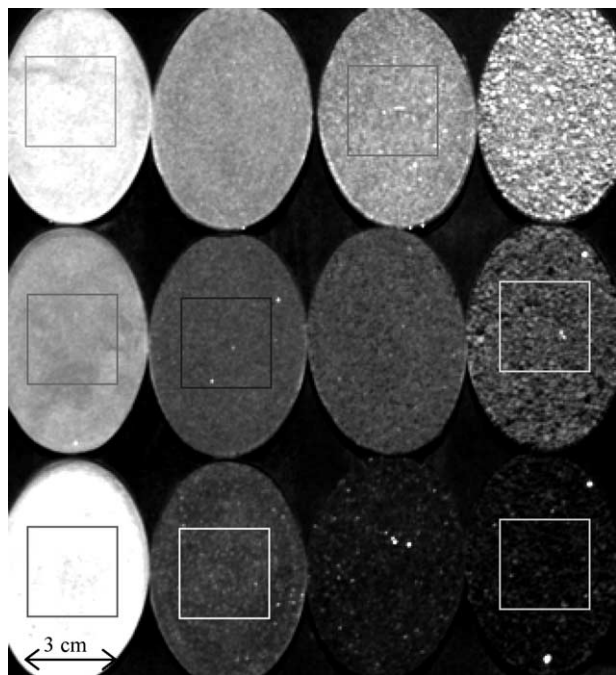


Fig. 2. Target composed of three materials for the different classes of grain size. In each column, from top to bottom: Palagonite, Tephra, and Basalt samples, in the first one the grain size is less than $75 \mu\text{m}$ (G1), in the second column grain sizes are from 75 to $250 \mu\text{m}$ (G2), in the third grain sizes are from 250 to $500 \mu\text{m}$ (G3) and in the fourth grain sizes are from $500 \mu\text{m}$ to 2mm (G4). The squares are examples of macroscopic cell in which measurements are averaged.

The Fig. 3 shows photomicrographs of samples having grain sizes classes G1 and G4 with a magnification of 100. It illustrates that grains are mainly clumps of aggregated small particles, coexisting with individual beads.

In the following, we will consider three levels of scale:

- A microscale level that describes the particulate medium having typical size about ten times the wavelength (until a few tens of microns). The smallest grain size class samples (G1) are mainly composed of such small particles.
- A macroscale level representing the underlying large topography variations of the samples. Given the sample preparation mentioned above, this macroscopic topography is controlled and has no influence in this study.
- A mesoscale level that is intermediate between these two scales: it depends on the surface boundary topography (referred to in the following as the textural topography) with features in the submillimetric-centimetric

range and is dominated by the “rocky” aspect of the surface involving the shape, roughness and topographic structure of grains (in particular for the G3 and G4 grain size classes).

The Fig. 3 shows that at the scale of a few tens of microns the roughness of the grains is the same whatever the sample prepared from a given material, showing that the microscale properties remain similar.

For each sample, we simultaneously record many independent measurements (about 150×180 pixels) at a sampling of $200 \mu\text{m}$ per pixel. This experimental technique simulates better the case of planetary regolith, where the optical properties are influenced by the physical variability related to the surface texture. With this type of measurements, the contribution of optical effects associated with anisotropic surfaces may be increased, requiring a better handling in the photometric modeling (e.g., Hapke, 2002). Then we extract, from the data, the spectrum of each sample, averaging within a given macroscopic cell of three by three centimeters, the measured values for each wavelength (Fig. 2). This contrasts with the usual experimental data produced by integrated spot measurements.

2. Genetic algorithms

The objective of this study is to model, using radiative transfer equations, reflectance spectra for the twelve samples describe above. For each of them, we have 10 spectra, resulting from the angular configurations (Table 1), made of 18 discrete wavelength measurements. It implies the determination, without any a priori assumptions, of the Hapke parameters that fit at best the measurements, minimizing the difference between the measured and modeled spectra (Cord et al., 2002a). Considering a large number of data, a genetic algorithm is chosen; the principal advantages in applying this technique are:

- all Hapke’s parameters are treated simultaneously with no a priori additional assumptions, thus limiting the risk of meeting a local extreme,
- all the configurations have the same weight, i.e., all available data are used to solve the problem,
- as an improvement to Monte Carlo method (Hillier and Buratti, 2001), the genetic algorithm is optimizing calculation time.

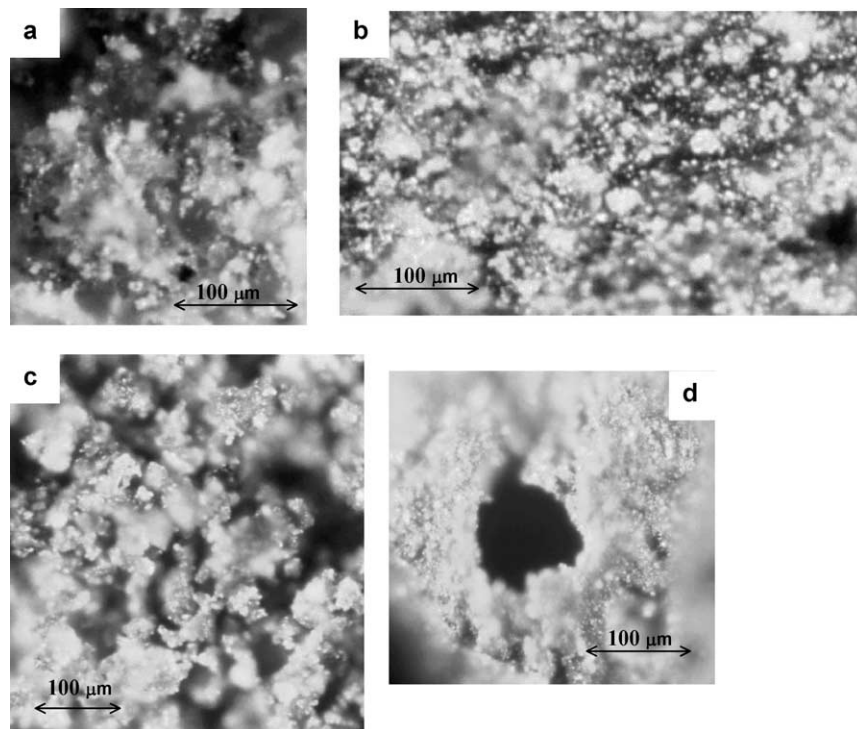


Fig. 3. Photomicrographs (reflected light) of: (a) Basalt G1 ($\times 100$), (b) Basalt G4 ($\times 100$), (c) Tephra G1 ($\times 100$), (d) Tephra G4 ($\times 100$).

Genetic algorithms are a part of evolutionary computing, which is a rapidly growing area of artificial intelligence, invented by John Holland in 1975 (Holland, 1975). They are inspired by Darwin's evolution theory.

The algorithm starts with a set of randomly generated suitable solutions (represented by chromosomes) called a population. Evaluating their score estimates, the best chromosomes are selected to become parents: they cross over and mutate to form new offspring (children). In this way, a new population, having the same size as the original one is formed, expecting that it will have some better score estimates than the previous one. This is repeated until some given conditions are satisfied.

The outline of the basic genetic algorithm is very general and its implementation to determine Hapke's parameters requires us to address some issues: how are the chromosomes created and what type of encoding is best suited to this problem? Encoding, crossover and mutation adapted to the present problem are presented in the following section.

2.1. Chromosome encoding

In the present case, we use a "direct encoding" method (Goldberg, 1989) where a chromosome corresponds to a sequence of Hapke's parameters: it consists in a string composed of six genes: five real values (b , c , h , B_0 , θ) plus one spectrum $w(\lambda)$. Thus, a chromosome contains all the information required to model spectra in bidirectional reflectance as a function of incidence and emergence angles. We search for the best chromosome allowing the model to fit measured spectra.

2.2. Population generation

The search space is defined by means of the physical limits allowed by the equation of radiative transfer (Hapke, 1993): b , c , B_0 , and h are constrained between 0 and 1 as described above. Compiling the values found for the parameter θ in the case of non-icy planetary bodies (Table 11), we notice that it is always between 0° and 40° .

To generate an initial chromosome, each of the five first genes (b , c , h , B_0 , θ) is randomly determined in this search space. Then, using these parameters and Hapke's equation, the single scattering albedo spectrum $w(\lambda)$ is optimized, minimizing the difference between measured and modeled spectra.

Population size is given by the number of chromosomes (in one generation) and depends mainly on the encoding method. On one hand, if the population is too small, the genetic algorithm will converge too quickly to a local optimal point and may not be able to find the best solution. On the other hand, if there are too many chromosomes, it results in a long computing time with no significant improvement for the solution (Goldberg, 1989). In our case, it can be shown that an initial population of 10,000 chromosomes gives good results (see section: convergence and repeatability).

2.3. Fitness or score

This optimized determination of the difference between observed and modeled reflectance spectra is controlled using a criterion of score estimates: we define the absolute score as the mean of absolute difference between measured and

modeled spectra for all wavelengths and all angular configurations (Eq. (3)). Its value is minimized.

Absolute_Score

$$= \frac{\sum \sum_{\substack{\text{configurations,} \\ \text{wavelengths}}} |Spectrum_{measured} - Spectrum_{modelled}|}{Nb_{configurations} \times Nb_{wavelengths}}. \quad (3)$$

2.4. Parent chromosomes selection

The next step is the selection of the 10,000 parents for crossover.

The parent chromosome selection is easier to understand when we have a fitness score to maximize; consequently in the following part, we consider as a criterion the inverse of the absolute score defined above.

We want to select the better parents, expecting that they will produce the better offspring. Also the first idea is that the probability of reproduction directly depends on the score estimate of each chromosome. However the use of this method can lead to two kinds of problems: First, if a very efficient subject is too often selected, the whole population tends to converge towards its genome. The diversity of the new offspring is then too much reduced to allow the genetic algorithm to progress further. Second, with the progression of the genetic algorithm, the differences between fitness decrease. In that case the best ones have similar selection probabilities to the others and the genetic algorithm cannot improve the result anymore. In order to avoid these problems, the fitness value is transformed and a windowing is applied. For each chromosome, the fitness is reduced by the fitness of the worst chromosome. This permits us to strengthen the strongest subject and to obtain a zero based distribution. Thus the probability of reproduction directly depends on this new value.

Subsequently the method, which is applied, is the following: Considering S_i , the inverse of absolute score of the i th chromosome:

1. A new fitness score S' is calculated:

$$S'_i = \frac{S_i - \min(S_i)}{\text{mean}(S_i - \min(S_i))}. \quad (4)$$

2. The integer part of it E_i is determined and the i th chromosome is selected E_i times (a chromosome having a fitness score less than the mean is not selected at this step).
3. To end the selection, lacking parents are selected proportionally to the decimal part of S' .

For instance, a chromosome with S' equal to 2.6 is selected twice during the step 2, and has the same probability to be selected in the step 3 as a chromosome having a score of 0.6.

2.5. Crossover

In genetic algorithms, the crossover rate must be high, about 80 to 95% (Goldberg, 1989). In our case, a rate chosen between 80 and 95% has a negligible influence on the results. We take a value of 80%. Crossover between two parents consists of a random exchange of the five first genes (b, c, h, B_0, θ). Two parent chromosomes generate two offspring chromosomes. An example of crossover is presented in Table 3.

2.6. Mutation

After crossover is performed, mutation takes place. It changes randomly the new offspring. This prevents all solutions of the solved problem, given a population, from falling into a local optimum. Mutation rate is generally very low in genetic algorithms, about 0.5 to 1% (Goldberg, 1989), because if it occurs very often, the genetic algorithm results in a random search, such as in the case of a Monte Carlo algorithm. In our case, a mutation rate chosen between 0.5 and 1% has negligible influence on results. We take a value of 1%. When mutation takes place to produce an offspring chromosome, one of the five first genes (b, c, h, B_0, θ) is replaced by a random value. An example of mutation is presented in Table 4.

2.7. Elitism

It is possible that making a new population only by new offsprings results in the loss of the best chromosome in the last population. To avoid this, an artifact called elitism is used. This means that at least the best solution can be copied without change to a new population, so it survives to the last run.

Table 3
Example of crossover

Parent 1	Parent 2	CROSSOVER	Offspring 1	Offspring 2
b1	b2	→	b1	b2
c1	c2	⇒	c2	c1
h1	h2	⇒	h2	h1
B_01	B_02	→	B_01	B_02
θ1	θ2	⇒	θ2	θ1

Parents 1 and 2 are reproduced together (changing parameters are in bold).

Table 4
Example of mutation

Offspring 1	MUTATION	Offspring 1'
b1	→	b1
c2	⇒	c0
h2	→	h2
B_01	→	B_01
$\theta2$	→	$\theta2$

Offspring 1 (defined in Table 3) is mutated on the gene c (in bold).

Table 5
Repeatability of genetic algorithm

	SCORE	b	c	h	B_0	θ	w (nm)		
							559	791	1001
MEAN	0.006	0.41	0.52	0.33	0.13	19.2	0.31	0.60	0.76
STDDEV	0.000024	0.007	0.014	0.046	0.018	0.20	0.0031	0.0029	0.0028

Mean and standard deviation of Hapke parameters determination when the processing has been run six times for the Tephra G2 samples. The score value is the absolute score calculated for this sample.

2.8. Loop

For each chromosome of the new offspring population, an optimized single scattering albedo spectrum (w) is calculated, minimizing the difference between measured and modeled spectra with Hapke's equation using the first five genes as parameters. It gives a new complete population and the process is reiterated from the fitness evaluation until the population score estimate is no more improving.

2.9. Convergence and repeatability

After about 40 iterations, the genetic algorithm converges and there is no additional improvement of the results as the iterative process goes further.

To check the repeatability, the processing has been carried out six times for one of the twelve samples (Tephra G2), with initial populations being randomly chosen (Table 5). From these independent runs, the variations of results are not the same for all parameters, but for a given parameter they remain much smaller than its confidence estimate (defined and determined in the following). This method shows that:

- A unique solution to the problem exists rather than several solutions giving equivalent results.
- The genetic algorithm converges to the solution.
- The population size is large enough to solve the problem.

Comparing this algorithm with a Monte Carlo method having the same precision, we evaluate that the genetic algorithm is about 20,000 times more efficient. The longest part of the process during the inversion is to find the optimized determination of the single scattering albedo for each chromosome. The number of determinations calculated is about 0.5×10^6 for the genetic algorithm (10,000 chromosomes, 50 iterations). For comparison, in the Monte Carlo method, if we consider 100 values for each of the 5 parameters, the number of determinations is $100^5 = 10,000 \times 10^6$. On a SUN Fire 6800 under Solaris 8, the typical computational time for determining the full set of Hapke parameters, using the genetic algorithm, is less than one hour for a given sample.

The genetic algorithm is therefore a powerful tool, providing a global determination of the set of Hapke's parameters from a suite of angular configurations.

3. Results

In this section, after a calculation of an estimate on the accuracy for the parameter determination, the results of the optimized resolution of the global set of Hapke's parameters are analyzed for the samples under consideration.

3.1. Fitness

Despite the fact that the geometries of observation are in the principal plane and that their number is limited, the fitness between model and data is a non-trivial one: As a matter of fact, for each sample, we have 10 geometries of observation with 18 wavelengths, i.e., 180 measurements. Under the assumption that Hapke's parameters (except w) are not wavelength-dependent at the first order (this hypothesis will be tested in the following), the model has 5 wavelength-independent parameters (b, c, B_0, h, θ) and one spectrum $w(\lambda)$ of 18 wavelengths, i.e., 23 free parameters.

As an example, we display in Fig. 4 the measured and modeled bidirectional reflectance spectra for the tephra G3 sample. In Figs. 4a and 4b, we notice that the model nicely reproduces the spectral variations associated with angular configurations and in Fig. 4c, it is shown as a function of the phase angle for the wavelength 0.601 μm . The difference between measured and modeled reflectance spectra, assessed using the absolute score estimate (Eq. (3)), is listed in Table 6 for all of the samples. Knowing that the estimated accuracy on the measurements with the instrument is from 0.005 to 0.01 in reflectance (Pinet et al., 2000a), the optimized score fitness must be of the same order or slightly less. Indeed, the residuals in reflectance associated with the absolute score estimate range between 0.003 and 0.01 for all samples. These values, which are on the order of or less than the measurement uncertainty estimate, show that with the determined parameters, Hapke's model is able to reproduce variations in spectral features due to incidence and emergence angles for the different materials considered here. To check the precision of the inversion for each parameter, we

Table 6
Absolute score estimate for each sample $\times 10^2$

	G1	G2	G3	G4
Basalt	1.04	0.65	0.81	0.83
Palagonite	0.59	0.65	0.66	0.63
Tephra	0.50	0.46	0.65	0.34

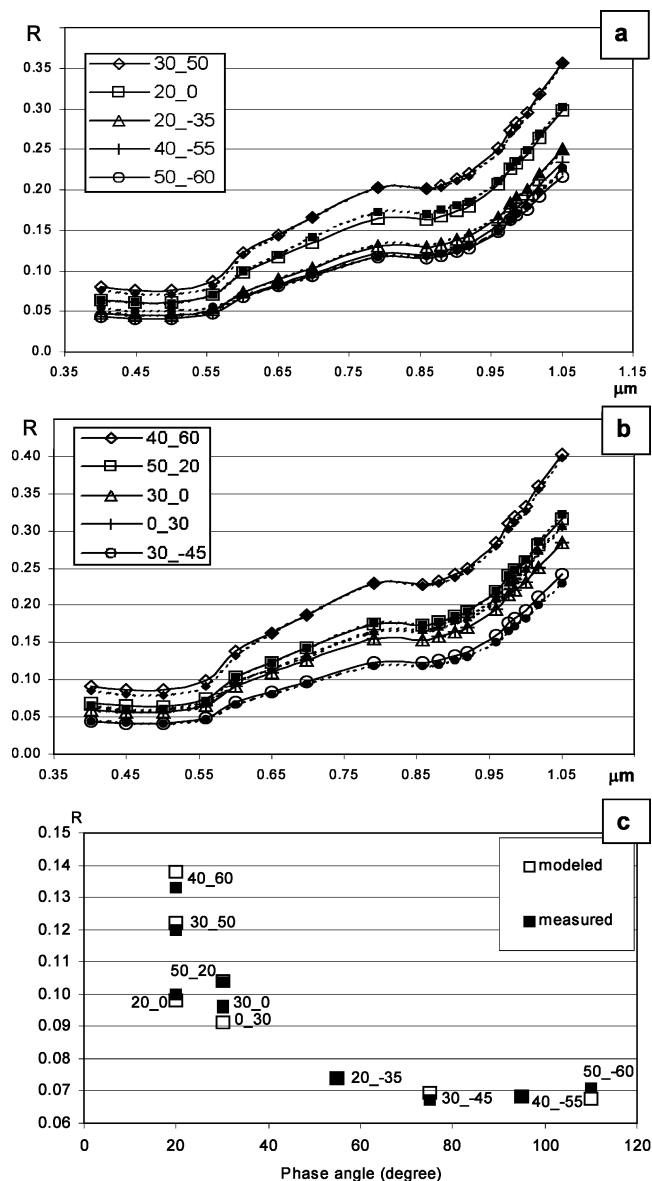


Fig. 4. Measured and modeled bidirectional reflectance spectra (R) of the Tephra G3 sample, for the 10 configurations of observation: (a), (b) as a function of wavelength. The dotted lines are the measured spectra and solid lines are modeled spectra; (c) as a function of phase angle for wavelength of $0.601 \mu\text{m}$. The filled squares are the measured values and the transparent squares the modeled values. In the key, the first number corresponds to the incidence angle and the second number to the emergence angle.

calculate score estimate variations versus parameter variation (δ).

$$\begin{aligned}
 & \text{Score_estimate_variation}(\delta) \\
 &= \frac{\text{Score}(\text{opt} + \delta) - \text{Score}(\text{opt})}{\text{Score}(\text{opt})}. \quad (5)
 \end{aligned}$$

The curves of score variation (Fig. 5) reveal that the determinations of optimal values for each parameter are generally well constrained and that all the parameters are not evaluated with the same precision.

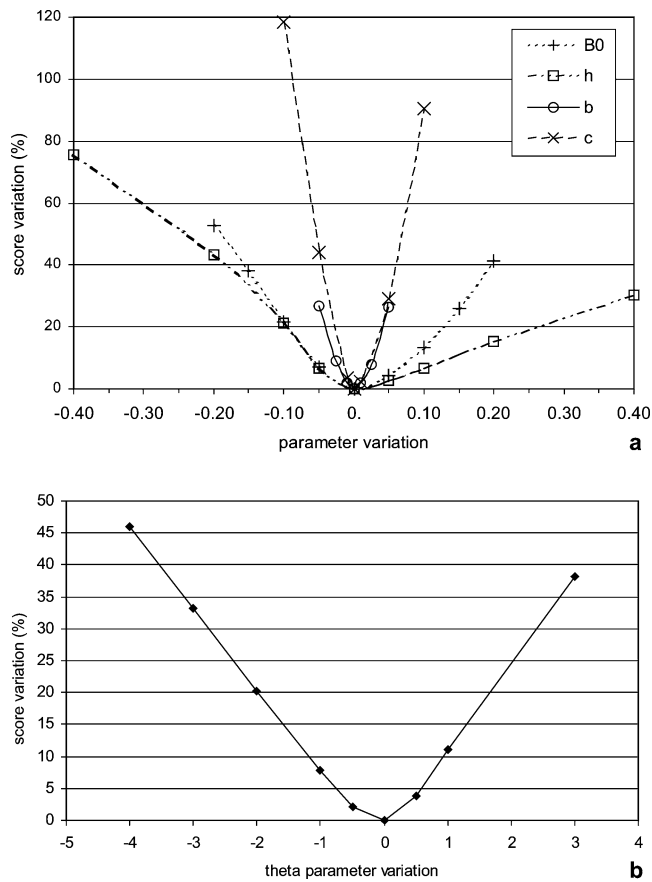


Fig. 5. Score variation versus parameter variation: (a) for B_0 , h , b , and c ; (b) for θ .

To assess the repeatability and the stability expected on each parameter determination, ten runs with nine out of the ten angle configurations (Table 1) were performed for the samples related with the smallest and largest parameter values (Basalt G1, Palagonite G3, and Tephra G4). The mean results of those runs are presented in Table 7 together with the results of the run using the ten angle configurations for all parameters. On the basis of these calculations, an estimate on the accuracy for the parameters determination is derived from the standard deviations: the uncertainties are ± 0.03 for b and c , $\pm 1^\circ$ for θ , and ± 0.1 for B_0 and h . The value of the h parameter for the Basalt G1 sample does not influence the score, due to the low amplitude of the opposition effect. Therefore, to constrain this parameter, only the Palagonite G3 and Tephra G4 samples results are considered.

Even with the limited set of angular configurations, we can constrained Hapke's model and estimate the accuracy for each parameter. An increase of the number of viewing angles could allow us to improve precision on the estimation of parameters; in particular, with phase angles smaller than 20° we could better constrain the determination of the opposition effect function parameters.

To study the wavelength dependence, independent determinations of parameter values for five wavelengths selected along the spectral domain ($0.603, 0.783, 0.901, 0.974,$

Table 7

For the three samples Basalt G1, Palagonite G3, and Tephra G4, Hapke's parameter values calculated

Basalt G1	b	c	B_0	h	θ
Value—10 conf.	0.49	0.13	0.15	0.24	5.8
Mean—9 conf.	0.51	0.11	0.14	0.28	5.8
Std dev.—9 conf.	0.021	0.010	0.062	0.202	0.87
Spectral Std dev.	0.003	0.009	0.031	0.033	0.74
Palagonite G3					
Result—10 conf.	0.44	0.40	0.39	0.18	21.9
Mean—9 conf.	0.45	0.42	0.38	0.19	21.2
Std dev.—9 conf.	0.030	0.028	0.050	0.073	0.75
Spectral Std dev.	0.014	0.048	0.084	0.044	0.514
Tephra G4					
Result—10 conf.	0.41	0.56	0.64	0.58	28.7
Mean—9 conf.	0.43	0.52	0.56	0.59	30.7
Std dev.—9 conf.	0.010	0.027	0.044	0.061	0.80
Spectral Std dev.	0.009	0.047	0.058	0.051	1.16

During the run using all the angular configurations (line 1) and during runs using nine of the ten angular configurations (mean on line 2, standard deviation on line 3). During these runs, the average of standard deviations of parameter values for different wavelengths are determined (on line 4).

1.02 μm) are calculated (Table 7). We first notice a second order variation for some parameters (c , θ) (cf. Fig. 7) (Cord et al., 2003a).

Considering the fitness estimate and the accuracy of measurements determined, the parameter values are analyzed in the following: we compare them with those found elsewhere (e.g., Mustard and Pieters, 1989; McEwen, 1991; McGuire and Hapke, 1995; Shepard and Campbell, 1998; Clark et al., 2002; Domingue et al., 2002), we study their potential wavelength dependence and we investigate the links between values and grain sizes.

3.2. Phase function (b , c)

Values of phase function parameters (b , c) derived from the genetic algorithm are presented in Table 8, with an uncertainty in the determination about ± 0.03 .

We first note that b values, linked with the form of the phase function, remain between 0.4 and 0.5 for all the samples. While the three sample materials have very different spectral behaviors, the b parameter is semi-constant, suggesting that b may have similar values when one considers different planetary surfaces.

Table 8

Values of phase function parameters (b , c)

b	G1	G2	G3	G4
Basalt	0.49	0.45	0.41	0.39
Palagonite	0.48	0.44	0.44	0.45
Tephra	0.47	0.41	0.40	0.41
c				
Basalt	0.13	0.30	0.32	0.42
Palagonite	0.24	0.42	0.40	0.39
Tephra	0.30	0.52	0.52	0.56

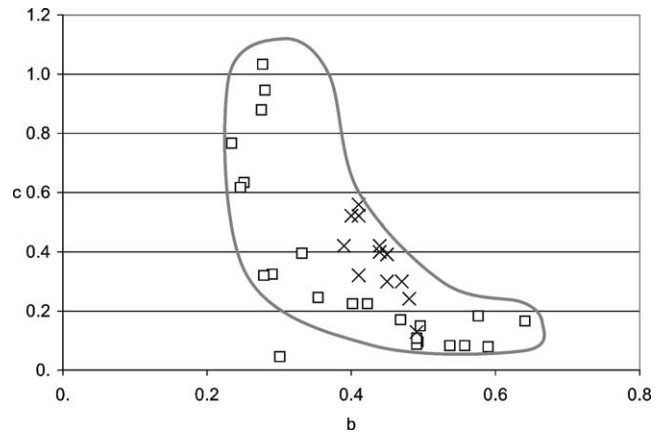


Fig. 6. Comparison between our values (crosses) of phase function parameters and those found by McGuire and Hapke, 1995 (squares).

Only the c parameter, linked with the back or forward scattering, varies with samples: c ranges from 0.13 to 0.56 and generally increases with grain size. For small grain sizes, the grains are fine enough to allow a light ray to pass through them, resulting in forward scattering, whereas larger grain sizes lead to backward scattering.

McGuire and Hapke (1995) conducted an experimental study, which gave some phase function parameters for large irregular spheres (approximately 1 cm diameter) for three kinds of materials (glass, metal and polyester resin) having different surface roughness. We compare, in Fig. 6, our results with this study: it displays a plot of b versus c values. Phase function values given by the genetic algorithm are close to values determined by McGuire and Hapke for rough surfaced dielectric spheres or spheres with a low density of internal scatterers. Our planetary material analogs are not spheres but the phase functions are quite similar. It may come from the roughness of grains at the microscale (cf. Fig. 3) that is comparable to that of the rough surfaced spheres and from the presence of internal scatterers in our samples.

Figures 7a and 7b show the wavelength dependence for the phase function parameters. The b parameter remains almost constant in our range of wavelengths; the variations are on the order of the confidence estimate we have established and show no specific trend. For Palagonite and Tephra, the c parameter shows a weak but systematic increase as a function of wavelength. On the contrary, for basalt, it decreases from 0.125 to 0.105 (Fig. 1b). These second order effects expose a relative variation in the contribution of backward scattering versus forward scattering.

3.3. Opposition effect function (B_0 , h)

From Hapke et al. (1998), the lunar opposition effect appears to be the result of a narrow CBOE peak with a half width of about 2° superimposed on a much broader SHOE peak about 8° wide. Helfenstein et al. (1997) give similar values from analysis of a different lunar data set: the Moon's

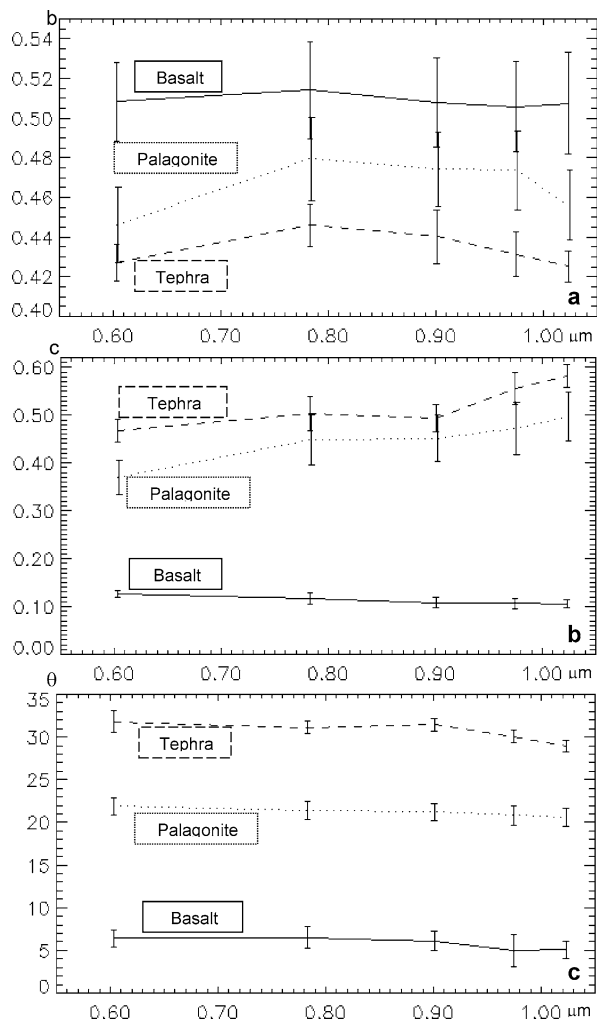


Fig. 7. Wavelength dependence of the Hapke parameters. (a) for b phase function parameters, (b) for c phase function parameter, (c) for the shadowing function parameter θ . The solid line corresponds to the Basalt G1 sample, the dotted line to the Palagonite G3 sample and the dashed line to the Tephra G4 sample.

opposition surge is well represented by a narrow CBOE peak whose effect is most strongly defined at a phase angle less than 2° combined with a very broad SHOE peak best defined over a phase angle less than 20° . In this study, we do not span the full phase angle domain; in particular, as mentioned earlier, all phase angles are greater than 20° . Consequently, only SHOE should influence the measurements. In a future study, it is intended to address CBOE producing low phase angles measurements.

Under the present conditions, values of opposition effect function parameters derived from the genetic algorithm are presented in Table 9 with a rather large uncertainty on the order of ± 0.1 and one may consider that these parameters are poorly constrained. So from those parameters neither interpretative results are derived nor a wavelength dependence study is carried out.

Table 9
Values of opposition effect function parameters (B_0 , h)

B_0	G1	G2	G3	G4
Basalt	0.15	0.13	0.16	0.18
Palagonite	0.00	0.25	0.39	0.59
Tephra	0.00	0.13	0.35	0.64
h				
Basalt	0.24	0.14	0.14	0.24
Palagonite	0.00	0.13	0.18	0.11
Tephra	0.00	0.33	0.54	0.58

3.4. Topographic shadowing function (θ)

Table 10 presents values of the topographic shadowing function parameter θ derived from the genetic algorithm with an uncertainty on the determination of about $\pm 1^\circ$. We first note that θ values are highly correlated with grain sizes of the samples: 14° for g1, 20° for g2, 23° for g3, and 26° for g4 in the case of bright materials such as palagonite or tephra; 6° for g1, 13° for g2, 16° for g3, 21° for g4 in the case of a darker material such as basalt.

We show in Fig. 7c a 10 to 15% decrease of the topographic shadowing function parameter as the wavelength increases. This second order variation confirms the assumption of Shepard and Campbell (1998), that shadows may differ for the same surface at different wavelengths. A hypothesis is that when the albedo increases with the wavelength, then primary shadowed areas are partly illuminated from multiple scattered photons, leading to an underestimation of θ .

In Hapke's theory, the θ parameter, referred to as the surface roughness, takes into account the effects due to the shadowing inside each pixel and to the local changing of the incident and emission angles. θ is considered by Hapke (1993) to represent the mean slope angle averaged over all distances on the surface between upper and lower limits that are determined by the resolution of the detector and the physics of radiative transfer equation. Shepard and Campbell (1998) suggest that the smallest faceted scale is the dominant scale for surface shadowing, but that it is not the only one to contribute to shadows on a surface. Helfenstein and Shepard (1999) found, for typical lunar regolith surfaces, that θ estimates range between 24° and 27° and that the relative contribution from surface relief at scales of 8 cm and larger is small in comparison to the contribution from surface relief at submillimeter scale.

For the smallest grain size class (G1), we may consider that the target is mainly composed of a particulate medium (microscale). The θ values, between 5.8° and 14.4° (Ta-

Table 10
Values of the topographic shadowing function parameter (θ)

θ	G1	G2	G3	G4
Basalt	5.8	13.5	16.2	20.7
Palagonite	14.4	20.4	21.9	24.9
Tephra	14.2	19.2	23.6	28.7

Table 11
Single scattering albedo (w) and topographic shadowing function parameter (θ) at $\sim 0.5 \mu\text{m}$ for non icy planetary bodies

Object	w	θ ($^\circ$)	Source
Almalthea	0.09 ± 0.2	13 ± 8	Simonelli et al. (2000)
Ariel	0.65	27	Skypeck et al. (1991)
Average S-asteroids	0.23 ^a	20	Helfenstein and Veverka (1989)
Callisto, leading side	0.43 ^a	36	Buratti (1989)
Callisto, trailing side	0.45 ^a	29	Buratti (1989)
Dactyl	0.21 ± 0.03	23 ± 5	Helfenstein et al. (1996)
Eros	0.42 ± 0.01^a	24 ± 2	Clark et al. (2002)
Gaspra	0.36 ± 0.07^a	29 ± 2	Helfenstein et al. (1994)
Ida	0.22 ± 0.02	18 ± 2	Helfenstein et al. (1994)
Mathilde	0.035	19	Clark et al. (1999)
Mercury	0.2	16 ± 1	Mallama et al. (2002)
Metis	0.12 ± 0.03	28 ± 10	Simonelli et al. (2000)
Moon disk integrated	0.21	20	Helfenstein and Veverka (1987)
Moon, dark terrain	0.16 ± 0.03	24 ± 1	Helfenstein and Shepard (1999)
Moon, average terrain	0.31 ± 0.03^a	26 ± 1	Helfenstein and Shepard (1999)
Moon, bright terrain	0.40 ± 0.03^a	27 ± 1	Helfenstein and Shepard (1999)
Oberon	0.35 ^a	20	Buratti et al. (1990)
Thebe	0.06 ± 0.02	17 ± 10	Simonelli et al. (2000)
Titania	0.5 ^a	25	Buratti et al. (1990)
Umbriel	0.25 ^a	18	Buratti et al. (1990)

^a Indicates single scattering albedo data derived from telescopic and orbital observations, in the range of our laboratory measurements produced with G3–G4 classes.

ble 10), are principally related with the microscale features (shape and roughness of particles). On the basis of these new laboratory measurements, we agree with Shepard and Campbell (1998) and Helfenstein and Shepard (1999) that even for fine particles the contribution of θ is not negligible and that particulate samples used in laboratory measurements cannot be assumed to be photometrically smooth (i.e., $\theta = 0^\circ$).

In the case of larger grain sizes, in the millimeter range (G3, G4), the θ parameter increases by 10° or 15° , depending on the material. In this case, the microscale properties remain similar to the G1 case (cf. Fig. 3), but the textural topography variation inside the pixels is dominated by the “rocky” aspect of the surface coming from the grains, sizing between $250 \mu\text{m}$ and 2mm , and defining in the millimetric–centimetric range what we call the mesoscale properties (Cord et al., 2002b, 2003b). The impact of their slope and distribution on the mesoscale topographic structure inside a pixel has a large influence on the topographic shadowing function.

In the last decade, integrated telescopic and spaceborne photometric observation has progressively evolved from whole-disk toward disk-resolved measurements at regional scales (e.g., Buratti et al., 1990; Helfenstein et al., 1994; De Grenier and Pinet, 1995; Simonelli et al., 2000; Clark et al., 2002). We compare, in Table 11, our results with the compilation of θ parameter values for the case of regolithic ice-free soils derived from those observations. The search space for this parameter ranged between 0 and 40° ; the present determination for the investigated materials is found to be between 5° and 30° . Both the single scattering albedo at $0.559 \mu\text{m}$ (Table 12) and the θ estimates derived for G3 and G4 classes are very much within the range of the values resulting from photometric observations at re-

gional scale. It appears that the most representative case for describing the photometric behavior of natural regolith surfaces lies in the G3–G4 texture classes. The values derived from planetary measurements may be controlled by the contribution of coarse-grained materials on the surface, not necessarily involving a high macroscopic roughness with large surface slopes at the hundred meters scale as it is often suggested. We affirm that the main effect that influences the topographic shadowing function results predominantly from a combination of the microscale and mesoscale characteristics. It involves the shape, roughness and topographic structure of grains smaller than the centimeter, these grains being either clumps of aggregated small particles or individual beads and shards. Therefore the contribution from scales larger than the centimeter is almost negligible. On this experimental basis, we confirm Helfenstein and Shepard (1999), that the parameter θ is mainly an integral of the roughness properties in the submillimetric–centimetric range inside the pixel of observation.

Shepard and Campbell (1998) suggest that a surface roughness parameter extracted photometrically should have values not only depending on the surface properties, but also on the observed material nature. Based on the present θ determinations, we strengthen the case that the θ quantity depends on both the grain size and the material geological properties.

3.5. Single scattering albedo

An example of single scattering albedo spectra is plotted on Fig. 8 for the Palagonite. Values of the single scattering albedo at $0.559 \mu\text{m}$ derived from the genetic algorithm are presented in Table 12. In comparison with Table 11, we note

Table 12
Modeled single scattering albedo (w) at 0.559 μm

	G1	G2	G3	G4
Basalt	0.82	0.57	0.45	0.40
Palagonite	0.56	0.45	0.48	0.48
Tephra	0.51	0.32	0.29	0.25

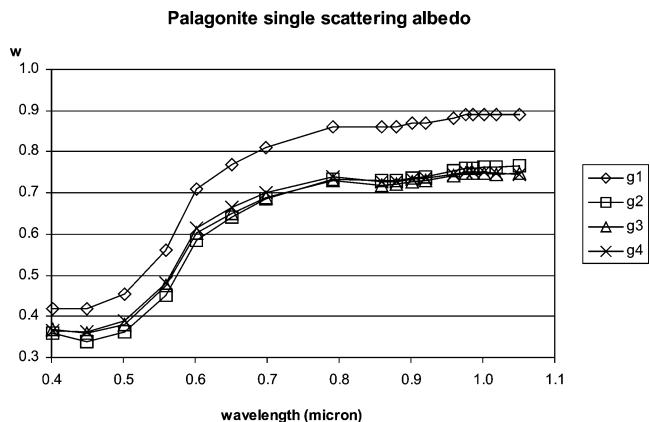


Fig. 8. Single scattering spectra of Palagonite samples for all grain size classes.

that large grain size samples (G3, G4) have similar photometric properties to non icy planetary materials, as detailed above.

The physical properties described by the single scattering albedo relate to regolith composition (e.g., Helfenstein, 1988; Hapke, 1993). In this study, the inversion using Hapke's model results in a single scattering albedo higher for G1, as shown in the Fig. 8 in the case of Palagonite. For the smallest particles, the G1 photometric properties are very different to those of larger classes and do not fit those of non-icy planetary bodies (Table 11). Though we agree with previous studies (e.g., Pieters and Englert, 1993; Pieters et al., 1993; Mustard and Hays, 1997) demonstrating the spectroscopic importance of the fine fraction in the optical behavior of the lunar soils, our present results based on an experimental photometric approach show that natural regolith surfaces observed at regional scale, differently from the case of laboratory sample powders, are likely not composed of fine grain size materials only; however, among the coarse-grained materials constituting the natural regolith, the possibility exists that a significant proportion of aggregates or clumps of small particles be present.

3.6. Discussion

The Hapke's formalism, using the parameter values determined by the genetic algorithm, models well the variations in bidirectional reflectance related to particle grain size distribution for the three materials. We first establish an estimate on the accuracy for the parameters determination: ± 0.03 for b and c , $\pm 1^\circ$ for θ , and ± 0.1 for B_0 and h , indicating that phase function and topographic shadowing function pa-

rameters are well constrained. This shows that the angular domain available in this study (phase angle between 20° and 120°) is large enough to determine the phase function. However, the opposition effect function and roughness parameters are less constrained. To better describe opposition effect, smaller phase angle measurements are needed. A complementary study is planned to measure the same samples with low phase angles in the range 0° – 20° .

Furthermore a by-product of this application is the derivation of Hapke parameters for samples having grain sizes and levels of reflectance typical of planetary rocky surfaces; it may be used in future reflectance spectroscopy data interpretations, particularly in the case of Mars. We found that:

- b retains similar values for all samples, between 0.4 and 0.5.
- c generally increases with grain size and albedo, showing that both large grains and high albedo materials lead to a prevailing backward scattering and that small grains and dark materials lead to forward scattering.
- θ values are highly correlated with grain sizes of the samples: 14° for g1, 20° for g2, 23° for g3, and 26° for g4 in the case of bright materials; 6° for g1, 13° for g2, 16° for g3, 21° for g4 in the case of a darker material such as basalt.

Additionally, we study the wavelength dependence of parameters for five different wavelengths:

- b remains almost constant along all the spectral range of investigation.
- c value decreases slightly with the wavelength for dark material and increases for light materials.
- θ decreases very slowly when increasing the wavelength.

These results strengthen the case that the implicit assumption that Hapke's parameters are constant with wavelength is not totally valid. Indeed, it would be worth extending this preliminary exploration toward the infrared. Our results also highlight the need for an improved interpretation of this dependence.

In addition, the methods presented can be easily generalized and applied:

- To test different models of radiative transfer, assessing whether or not the fit is better for alternative models. In particular, it will be very interesting to use the upgraded Hapke's formalism (Hapke, 2002) taking into account anisotropic multiple scattering.
- To investigate the case of samples such as natural rock surfaces and bulk soils rather than powder, to simulate different textural situations representative of planetary surface states.

- To better define the angular conditions under which orbital observations must be conducted to access to the local photometric function of planetary surfaces.

4. Conclusion

The method used in this study, based on a genetic algorithm, gives access to an optimized determination of the global set of Hapke's parameters, for planetary analog surfaces when dealing with experimental multi-angular spectro-imaging data. The results validate all the steps along the methodology implemented, including experimental measurements and the derivation of Hapke's model photometric quantities using the genetic algorithm.

In fact this kind of study is required to improve interpretation techniques in preparation for upcoming remote sensing data at high spatial resolution and/or under varied geometries (Mars Express, SMART1, LUNAR-A). The objective, when interpreting data from these platforms will be to quantify the mineralogy of planetary materials at sub-pixel scale. An established method to solve this problem is to apply a spectral linear mixing on the single scattering albedo spectra (Johnson, 1983). If these spectra are evaluated using Hapke's equation, one needs a determination of all parameters. The present work allows the study of the optical characteristics of analogs of non-icy planetary surfaces versus grain sizes and material composition. In order to improve the understanding and the physical meaning of Hapke's parameters, in particular of the shadowing function parameter (θ). It appears that the microscale and mesoscale textural features less than the centimeter scale contribute predominantly to the photometric effect related to the rocky aspect of planetary soil surfaces. The parameter θ may thus be mainly considered as an integral of the mesoscale and micro-scale roughness properties in the submillimetric-centimetric range. The most representative case for describing natural regolith surface is represented by texture classes in the millimeter range, not necessarily involving a high macroscopic roughness with large surface slopes at the hundred meter scale.

These results highlight the need for an improved theoretical modeling, incorporating a potential second-order spectral dependence of the photometric parameters, to describe the real case of natural regolithic surfaces, for which the photometric behavior is influenced by the mesoscale organization of the textural relief.

Acknowledgments

This work has been supported by the French Programme National de Planétologie/INSU/CNRS, the French Space Agency CNES, the Paul Sabatier University of Toulouse and INTAS grant 2000-0792. We also acknowledge the technical support of Observatoire Midi-Pyrénées and of Lasoptix Company for the implementation and the operation of the

wide field spectral imaging facility. We gratefully thank the two anonymous reviewers for their constructive and thorough comments, which substantially improved this paper. We are deeply indebted to Esther Harris for her painstaking corrections of this manuscript.

References

- Bonnefoy, N., 2001. Développement d'un spectrophoto-goniomètre pour l'étude de la reflectance bidirectionnelle des surfaces géophysiques. Application au soufre et perspective pour Io. Thesis. Laboratoire de Glaciologie et Géophysique, Université Joseph Fourier, Grenoble I.
- Buratti, B.J., 1989. Callisto: new evidence for a hemispheric difference in surface texture. *Bull. Am. Astron. Soc.* 21, 983–984.
- Buratti, B.J., Wong, F., Mosher, J., 1990. Surface properties and photometry of uranian satellites. *Icarus* 84, 203–214.
- Chabrilat, S., Pinet, P.C., Ceuleneer, G., Johnson, P.E., Mustard, J.F., 2000. Ronda peridotite massif: methodology for its geological mapping and lithological discrimination from airborne hyperspectral data. *Int. J. Remote Sens.* 21 (12), 2363–2388.
- Chandrasekhar, S., 1960. Radiative Transfer. Dover, New York.
- Cheng, A.F., Domingue, D.L., 2000. Radiative transfer models for light scattering from planetary surfaces. *J. Geophys. Res.* 105 (E4), 9477–9482.
- Clark, B.E., Helfenstein, P., Bell III, J.F., Veverka, J., Izenberg, N.I., Domingue, D., Wellnitz, D., McFadden, L.A., 2002. NEAR infrared spectrometer photometry of Asteroid 433 Eros. *Icarus* 155, 189–204.
- Clark, B.E., Veverka, J., Helfenstein, P., Thomas, P.C., Bell III, J.F., Harch, A., Robinson, M.S., Murchie, S.L., McFadden, L.A., Chapman, C.R., 1999. NEAR photometry of Asteroid 253 Mathilde. *Icarus* 140, 53–65.
- Cord, A.M., Pinet, P.C., Daydou, Y., Chevrel, S., 2002a. Determination of Hapke's equation parameters using multiangular bidirectional reflectance spectra. In: *E.G.S.*, 27th, p. 1304.
- Cord, A.M., Pinet, P.C., Daydou, Y., Stankevich, D., Shkuratov, Yu., 2002b. Planetary regolith surface analogs and mesoscale topography: optimized determination of Hapke parameters using multi-angular spectro-imaging laboratory data. In: *Solar System Remote Sensing, 2002*, pp. 17–18. Abstract.
- Cord, A.M., Pinet, P.C., Daydou, Y., Chevrel, S., 2003a. Experimental investigation of the potential wavelength dependence of Hapke parameters in the visible and near infrared range. In: *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 34th. Abstract #1548*, Houston.
- Cord, A.M., Pinet, P.C., Daydou, Y., Chevrel, S., 2003b. Experimental determination of the Hapke shadowing function parameter for planetary regolith surface analogs. In: *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 34th. Abstract #1349*, Houston.
- De Grenier, Pinet, P., 1995. Near-opposition martian limb-darkening: quantification and implication for visible-near infrared bidirectional reflectance studies. *Icarus* 115, 354–368.
- Domingue, D., Robinson, M.S., Carcish, B., Joseph, J., Thomas, P.C., Clark, B.E., 2002. Disk-integrated photometry of 433 Eros. *Icarus* 155, 205–219.
- Douté, S., Schmitt, B., 1998. A Multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths. *J. Geophys. Res.* 103 (E13), 31367–31389.
- Fischer, E.M., Pieters, C.M., 1994. Remote determination of exposure degree and iron concentration of lunar soils using VIS-NIR spectroscopic method. *Icarus* 111, 475–488.
- Goldberg, D.E., 1989. Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning. Addison-Wesley.
- Hapke, B., 1981. Bidirectional reflectance spectroscopy. 1. Theory. *J. Geophys. Res.* 86 (B4), 3039–3054.
- Hapke, B., 1986. Bidirectional reflectance spectroscopy. 4. The extinction coefficient and the opposition effect. *Icarus* 67, 264–280.

- Hapke, B.W., 1993. *Theory of reflectance and Emittance Spectroscopy*. Cambridge Univ. Press, New York.
- Hapke, B., 2002. Bidirectional reflectance spectroscopy. 5. The coherent backscatter opposition effect and anisotropic scattering. *Icarus* 157, 523–534.
- Hapke, B., Nelson, R., Smythe, W., 1998. The opposition effect of the moon: coherent backscatter and shadow hiding. *Icarus* 133, 89–97.
- Hartman, B., Domingue, D., 1998. Scattering of light by individual particles and the implications for models of planetary surfaces. *Icarus* 131, 421–448.
- Helfenstein, P., 1988. The geological interpretation of photometric surface roughness. *Icarus* 73, 462–481.
- Helfenstein, P., Shepard, M., 1999. Submillimeter-scale topography of the lunar regolith. *Icarus* 141, 107–131.
- Helfenstein, P., Veverka, J., 1987. Photometric properties of lunar terrains derived from Hapke's equation. *Icarus* 72, 342–357.
- Helfenstein, P., Veverka, J., 1989. Physical characterization of asteroid surfaces from photometric analysis. In: Binzel, R., Gehrels, T., Matthews, M.S. (Eds.), *Asteroids II*. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 557–593.
- Helfenstein, P., Veverka, J., Hillier, J., 1997. The lunar opposition effect: test of alternative models. *Icarus* 128, 2–14.
- Helfenstein, P., Veverka, J., Thomas, P.C., Simonelli, D.P., Klaasen, K., Johnson, T.V., Fanale, F., Granahan, J., McEwen, A.S., Belton, M., Chapman, C.R., 1996. Galileo photometry of Asteroid 243 Ida. *Icarus* 120, 48–65.
- Helfenstein, P., Veverka, J., Thomas, P.C., Simonelli, D.P., Lee, P., Klaasen, K., Johnson, T.V., Breneman, H., Head, J., Murchie, S.L., Fanale, F., Robinson, M.S., Clark, B.E., Granahan, J., Garbeil, H., McEwen, A.S., Kirk, R., Davies, M., Neukum, G., Mottola, S., Wagner, R., Belton, M., Chapman, C.R., Pilcher, C., 1994. Galileo photometry of Asteroid 951 Gaspra. *Icarus* 107, 37–60.
- Hillier, J.K., Buratti, B.J., 2001. Monte Carlo simulations of light scattering by composite particles in planetary surface. *Icarus* 149, 251–261.
- Hiroi, T., Pieters, C.M., 1994. Estimation of grain sizes and mixing ratios of fine powder mixtures of common geologic minerals. *J. Geophys. Res.* 99 (E5), 10867–10879.
- Holland, J.H., 1975. *Adaptation in Natural and Artificial System*. Univ. of Michigan Press, Ann Arbor.
- Johnson, P.E., 1983. A semiempirical method for analysis of the reflectance spectra of binary mineral mixtures. *J. Geophys. Res.* 88 (B4), 3557–3561.
- Johnson, P.E., Smith, M.O., Adams, J.B., 1992. Single algorithms for remote determination of mineral abundances and particle size from reflectance spectra. *J. Geophys. Res.* 97 (E2), 2649–2657.
- Kaasalainen, S., Piironen, J., Muinonen, K., 2001. Opposition effect of regolith-type materials. In: E.G.S. 26th. Abstract.
- Kamei, A., Nakamura, A.M., 2002. Laboratory study of bidirectional reflectance of powdered surfaces: on the asymmetry parameter of asteroid photometric data. *Icarus* 156, 551–561.
- Liang, S., Townshend, J.R.G., 1996. A modified Hapke model for soil bidirectional reflectance. *Remote Sens. Environ.* 55, 1–10.
- Lucey, P.G., Blewett, D.T., Hawke, B.R., 1998. Mapping the FeO and TiO₂ content of the lunar surface with multispectral imagery. *J. Geophys. Res.* 103 (E2), 3679–3699.
- Lucey, P.G., Taylor, G.J., Malaret, E., 1995. Abundance and distribution of iron on the Moon. *Science* 268, 1150–1153.
- Mallama, A., Wang, D., Howard, R.A., 2002. Photometry of Mercury from SOHO/LASCO and Earth. *Icarus* 155, 253–264.
- McEwen, A.S., 1991. Photometric functions for photoclinometry and other applications. *Icarus* 92, 298–311.
- McGuire, A.F., Hapke, B., 1995. An Experimental study of light scattering by large, irregular particles. *Icarus* 113, 134–155.
- Mishchenko, M.I., Dlugach, J.M., Yanovitskij, E.G., Zakharova, N.T., 1999. Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers: an efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces. *J. Quant. Spectrosc. Rad.* 63, 409–432.
- Mustard, J., Hays, J., 1997. Effects of Hyperfine particles on reflectance spectra from 0.3 to 25 microns. *Icarus* 125, 145–163.
- Mustard, J.F., Pieters, C.M., 1987. Quantitative abundance estimates from bidirectional reflectance measurements. *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.* 17th, Part 2. *J. Geophys. Res.* 92 (B4), E617–E626.
- Mustard, J.F., Pieters, C.M., 1989. Photometric phase functions of common geologic minerals and applications to quantitative analysis of mineral mixture reflectance spectra. *J. Geophys. Res.* 94 (B10), 13619–13634.
- Pieters, C.M., 1983. Strength of mineral absorption features in the transmitted component of near-infrared reflected light: first results from RELAB. *J. Geophys. Res.* 88 (B11), 9534–9544.
- Pieters, C.M., Englert, P.A.J., 1993. *Remote Geochemical Analyses: Elemental and Mineralogical Composition*. Cambridge Univ. Press, New York.
- Pieters, C.M., Fischer, E.M., Rode, O., Basu, A., 1993. Optical effects of space weathering: the role of the finest fraction. *J. Geophys. Res.* 98, 20817–20824.
- Pinet, P.C., Boubault, F., Daydou, Y., Chevrel, S., 2000a. Implementation of a laboratory wide field spectral imaging facility. In: E.G.S. 25th. Abstract.
- Pinet, P.C., Shevchenko, V.V., Chevrel, S.D., Daydou, Y., Rosemberg, C., 2000b. Local and regional lunar regolith characteristics at Reiner Gamma Formation: optical and spectroscopic properties from Clementine and Earth-based data. *J. Geophys. Res.* 105 (E4), 9457–9475.
- Pinet, P.C., Cord, A., Daydou, Y., Boubault, F., Chevrel, S., Lapeyrere, 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. Conf.* 32nd, p. 1552. Abstract.
- Sabol Jr., D.E., Adams, J.B., Smith, M.O., 1992. Quantitative subpixel spectral detection of targets in multispectral images. *J. Geophys. Res.* 97 (E2), 2659–2672.
- Shepard, M.K., Arvidson, R.E., 1999. The opposition surge and photopolarimetry of fresh and coated basalts. *Icarus* 141, 172–178.
- Shepard, M.K., Campbell, B.A., 1998. Shadows on a planetary surface and implications for photometric roughness. *Icarus* 134, 279–291.
- Shkuratov, Yu., Helfenstein, P., 2001. The opposition effect and the quasi-fractal structure of regolith: I. Theory. *Icarus* 152, 96–116.
- Shkuratov, Yu.G., Kaydasch, V.G., Opanasenko, N., 1999a. Iron and titanium abundance and maturity degree distribution on lunar nearside. *Icarus* 137, 222–234.
- Shkuratov, Yu., Starukhina, L., Hoffman, H., Arnold, G., 1999b. A model of spectral albedo of particulate surfaces: implications for optical properties of the moon. *Icarus* 137, 235–246.
- Simonelli, D.P., Rossier, Laura, Thomas, P.C., Veverka, J., Burns, J.A., Belton, M.J.S., 2000. Leading/trailing albedo asymmetries of Thebe, Amalthea, and Metis. *Icarus* 147, 353–365.
- Skypeck, A., Veverka, J., Helfenstein, P., Baker, L., 1991. The photometric roughness of Ariel is not unusual. *Icarus* 90, 181–183.
- Smith, M.O., Johnson, P.E., Adams, J.B., 1985. Quantitative determination of mineral types and abundances from reflectance spectra using principal components analysis. *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.* 15th. *J. Geophys. Res.* 90 (Suppl.), C797–C804.
- Sunshine, J.M., Pieters, C.M., 1998. Determining the composition of olivine from reflectance spectroscopy. *J. Geophys. Res.* 103 (E6), 13675–13688.

Annexe 3
Production Scientifique

Publications

Cord, A. M., P. C. Pinet, Y. Daydou, and S. Chevrel.

Planetary regolith surface analogs: Optimized determination of Hapke parameters using multi-angular spectro-imaging laboratory data. *Icarus, International Journal of Solar System Studies (American Astronomical Society)*, 165, p. 414 - 427, 2003.

Cord, A. M., P. C. Pinet, Y. Daydou, and S. Chevrel.

Influence of linear versus non-linear mixture on the bidirectional reflectance spectra of a simulated geologic target obtained with a multi-angular spectro-imaging laboratory facility. *Icarus, International Journal of Solar System Studies (American Astronomical Society)*, submitted 2003.

Shkuratov, Y. G., D. G. Stankevich, D. V. Petrov, P. C. Pinet, A. M. Cord, Y. H. Daydou, S. D. Chevrel.

Interpreting photometry of regolith-like surfaces with different topographies: shadowing and multiple scattering. *Icarus, International Journal of Solar System Studies (American Astronomical Society)*, in press 2003.

Communications Scientifiques

2001

Pinet, P. C., A. M. Cord, Y. Daydou, F. Boubault, S. Chevrel, and V. Lapeyrere.

Influence of linear versus non-linear mixture on bidirectional reflectance spectra using a laboratory wide field spectral imaging facility. *Lunar Planet. Sci.* 32nd. Abstract #1552, Houston. Poster

Cord, A. M., P. C. Pinet, Y. Daydou, F. Boubault, S. Chevrel and V. Lapeyrere.

Influence of linear versus non-linear mixture on bidirectional reflectance spectra using a laboratory wide field spectral imaging facility. *E.G.S. XXVI* p. 227, Nice. Poster

2002

Cord, A. M., P. C. Pinet, Y. Daydou, and S. Chevrel.

Determination of Hapke's equation parameters using multiangular bidirectional reflectance spectra. *E.G.S. XXVII*. Abstract #1304, Nice. Talk.

Cord, A. M., P. C. Pinet, Y. Daydou, and S. Chevrel.

Influence of linear versus non-linear mixture on bidirectional reflectance spectra with simulated geologic targets. *E.G.S. XXVII*. Abstract #1295, Nice. Talk.

Cord, A. M., P. C. Pinet, Y. Daydou, D. Stankevich, and Yu. Shkuratov.

Planetary regolith surface analogs and mesoscale topography: optimized determination of Hapke parameters using multi-angular spectro-imaging laboratory data. *Solar System Remote Sensing 2002*. p. 17, Pittsburgh. Talk.

Pinet, P. C., A. M. Cord, Y. Daydou, S. Chevrel, and F. Boubault.

Reflectance bidirectionnelle des surfaces planétaires solides: mesures expérimentales et modélisation. *PNP* p. 108, Nantes.

2003

Cord, A. M., P. C. Pinet, Y. Daydou, and S. Chevrel.

Experimental determination of the Hapke shadowing function parameter for planetary regolith surface analogs. *Lunar Planet. Sci.* 34th. Abstract #1349, Houston. Talk.

Cord, A. M., P. C. Pinet, Y. Daydou, and S. Chevrel.

Experimental investigation of the potential wavelength dependence of Hapke parameters in the visible and near infrared range. *Lunar Planet. Sci.* 34th. Abstract #1548, Houston. Print only.

Pinet, P. C., A. M. Cord, S. Chevrel, and Y. Daydou.

Experimental determination of the Hapke parameters for planetary regolith surface analogs. *E.G.U. XXVIII*. Abstract #8560, Nice. Talk.

Pinet, P.C., E. Harris, M. Python, G. Ceuleneer, Y. Daydou, A. M. Cord, P. Launeau, Hilal Al Azri, S. Chabrilat, X. Lenot, S. Chevrel. **Hyperspectral remote sensing approach for rock surface mineralogy mapping in arid environment.** IUGG XXXIII General Assembly, Sapporo, Japan, July 2003.

Cord, A. M., P. C. Pinet, Y. Daydou, S. Chevrel, Y. G. Shkuratov, D. G. Stankevich and D. V. Petrov.

Physical meaning of the Hapke parameter for macroscopic roughness: Experimental determination for planetary regolith surface analogs and numerical approach. *38th Verdnadsky Brown Microsymposium on Comparative Planetology*, Moscou, Octobre 2003.

Aurélien Cord

November 28th 2003

Optical Heterogeneity and spectral reflectance
of solid planetary surfaces :
experimental and theoretical studies.

Abstract

The physical properties of surfaces impact upon hyperspectral imaging observation.

The key role of the textural roughness, induced by grains and their organization inside the pixels, is established on the basis of experimental multiangular spectral measurements inverted by Hapke's model using a genetic algorithm. The results show the dominance of the mesoscale contribution to the surface roughness, and agree with both in situ lunar data and numerical experiments simulating the rough surface photometric behavior.

The impact of photometric effects on different subpixel deconvolution processes is assessed experimentally on a controlled target simulating a Martian crater with varied mineralogy.

Relying on these results, a study of the lunar regolith properties in the Reiner Gamma Formation region is carried out using a multiangular dataset derived from Clementine orbital imaging. Local variations in the surface state are mapped and support the hypothesis that surface optical modifications result from the "plowing" of the regolith by a swarm of cometary fragments.

Aurélien Cord

Le 28 novembre 2003 à Toulouse

<p>Hétérogénéité optique et réflectance spectrale des surfaces planétaires solides : Etudes expérimentales et théoriques.</p>

Science de la Terre et de l'Environnement

Directeur : Patrick Pinet

Résumé

Les propriétés physiques de surface influent sur l'observation par imagerie hyperspectrale. Le rôle de la rugosité texturale, induite par les grains et leur organisation subpixellaire, est évalué sur la base de mesures expérimentales spectrales et angulaires inversées par le modèle de Hapke avec un algorithme génétique. Les résultats établissent la prépondérance de la méso-échelle dans la contribution de la rugosité de surface, en accord avec les données in situ obtenues dans le cas lunaire et des expériences numériques simulant le comportement photométrique de surfaces rugueuses.

L'impact des effets photométriques dans l'application de différentes méthodes de déconvolution subpixellaire est quantifié expérimentalement sur une cible complexe contrôlée simulant un cratère martien.

En application, le régolite lunaire (Reiner Gamma) est étudié par photométrie orbitale avec un jeu inédit d'images multiangulaires Clémentine ; la cartographie locale de l'état de surface conclut en faveur de l'hypothèse du « labourage » du régolite par un essaim de fragments cométaires.

Mots clés : photométrie orbitale, imagerie hyperspectrale, modèle de Hapke, rugosité subpixellaire, algorithme génétique, propriétés optiques du régolite, Formation de Reiner Gamma.