N° d'ordre : 278

Année 1999

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR
de
L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE

SPÉCIALITÉ : SIGNAUX, IMAGES ET COMMUNICATIONS

par

Christophe MIESCH

QUANTIFICATION DES EFFETS DE L'HÉTÉROGÉNÉITÉ
ET DU RELIEF DU SOL EN TÉLÉDÉTECTION :
MODÉLISATION DU SIGNAL EN ENTRÉE DU CAPTEUR.

Soutenue le 27 septembre 1999 devant la Commission d'Examen :

MM.	B.	PINTY	Président
	X.	BRIOTTET	Directeur de thèse
	F.	CABOT	
	Y.	KERR	
	M.-Ph.	STOLL	Rapporteur
	D.	TANRÉ	Rapporteur

AVANT-PROPOS

Le travail réalisé au cours de cette thèse a débuté dans le Département d'Etudes et de Recherches en Optique (DERO) du Centre d'Etudes et de Recherches de Toulouse (CERT), et s'est finalement terminé dans le Département d'Optique Théorique et Appliquée (DOTA) de l'ONERA. Je voudrais donc en premier lieu remercier Jean-Michel Maisonneuve, qui m'a accueilli au sein du DERO, et qui m'a permis de faire ce doctorat dans les meilleures conditions.

Je tiens ensuite à remercier tout particulièrement Xavier Briottet, qui a proposé le sujet de cette thèse, et qui m'a encadré avec beaucoup d'attention tout au long de ces trois ans. Son pragmatisme, sa disponibilité et sa gentillesse ont fait que j'ai eu grand plaisir à travailler avec lui. J'espère de tout cœur ne pas avoir trop contribué à l'apparition de ses cheveux blancs !

Je suis très reconnaissant envers Yann Kerr, ingénieur au CESBIO, qui a également encadré cette thèse et qui m'a fait bénéficier de sa grande compétence scientifique. J'ai particulièrement apprécié les régulières réunions d'avancement, et les discussions enrichissantes que nous avons eues sur nombre de sujets. Son recul et ses bons conseils ont fortement contribué au bon déroulement de ce travail.

François Cabot, ingénieur au CNES, a lui aussi suivi de près les travaux réalisés, et je le remercie pour sa disponibilité, les idées qu'il a apportées, et pour avoir accepté d'examiner cette thèse. Je le remercie également pour les moyens qu'il nous a amenés, et qui m'ont permis de participer à une campagne de mesures en Arizona. A cette occasion, j'ai d'ailleurs fait la connaissance de Jiaguo Qi, qui a organisé mon séjour là-bas et m'a très chaleureusement accueilli ; pour cela, je le remercie.

J'adresse également de vifs remerciements à Gérard Serrot, ingénieur à l'ONERA, pour l'aide qu'il m'a apportée dans l'utilisation du goniomètre. Les quelques journées que j'ai passées avec lui dans son laboratoire ont été très enrichissantes pour moi, et les résultats que j'ai obtenus grâce à lui ont été déterminants dans ma thèse.

Osmain Brocard, informaticien à l'ONERA il y a peu, et maintenant retraité, n'a pas hésité non plus à prendre de son temps pour m'aider dans l'implémentation de mes modèles. Il a répondu présent à chacun de mes appels, et je le remercie pour cette disponibilité.

Enfin, je remercie Bernard Pinty, Marc-Philippe Stoll et Didier Tanré, pour avoir accepté de faire partie de mon jury, et pour leurs commentaires constructifs sur mon travail.

*
* *

Durant ces trois ans, j'ai beaucoup apprécié l'atmosphère qui règne au département d'optique, et au centre de Toulouse de l'ONERA en général. Je suis particulièrement heureux d'avoir rencontré Sophie, Mathieu, Hélène, Jean-Luc, Alain et Laurent, et d'avoir pu profiter de leur compagnie au quotidien. Je les remercie pour leur

soutien et leur sympathie. Je remercie plus généralement les permanents du département, Xavier, Joël, Laurent, André, Geneviève, Véronique et les autres, ainsi que mes camarades du foot (Christophe, Stéphane, Eric, Jean-Loup...).

Je n'oublie pas non plus mes amis, qui m'ont beaucoup aidé dans les moments difficiles, et qui n'ont pas hésité à m'amener des pizzas quand j'en avais besoin ! Que Philippe, Laurent & Isa, Florence, Jack, Pascale, Patrice, Yannick & Cathy & Maëlle, et tous les autres trouvent ici l'expression de toute ma gratitude.

Enfin, je remercie toute ma famille, mes parents, ma grand-mère et ma sœur, qui, bien qu'habitant à l'autre bout de la France, m'ont beaucoup soutenu dans mon travail, et m'ont donné tout ce dont j'avais besoin. Je les remercie pour leur dévouement et leur générosité.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES 1

GLOSSAIRE 3

INTRODUCTION 7

Premier Chapitre : CODE DE TRANSFERT DE REFERENCE - METHODE MONTE CARLO 13

I. INTRODUCTION 15
II. PHYSIQUE ATMOSPHERIQUE 17
A. Etablissement de l'équation du transfert radiatif 17
B. Cas d'une scène hétérogène avec relief 21
C. Modèle physique du signal au sol et en entrée du capteur 21
D. Système Terre-atmosphère 22
III. ETABLISSEMENT DES LOIS STATISTIQUES 25
A. Généralités 25
B. Probabilité d'interaction d'un photon avec une particule 25
C. Type d'interaction 26
D. Direction de diffusion 27
E. Réflexion au sol 28
IV. TRAJET D'UN PHOTON DU SOLEIL VERS LE SOL 29
A. Description de la simulation 29
B. Calcul des éclairements 31
C. Convergence des processus aléatoires 31
V. CALCUL DES LUMINANCES EN ENTREE DU CAPTEUR 33
A. Méthode directe 33
B. Description du principe de la méthode inverse 33
C. Conditions de raccordement au niveau du sol 34
D. Luminance atmosphérique 36
VI. VALIDATION DE LA METHODE 37
A. Validation par un code existant 37
B. Validation à l'aide de mesures de BRDF 39
C. Validation par mesures Polder 48
VII. CONCLUSION 59

Deuxième Chapitre : CODE DE TRANSFERT BASE SUR UN MODELE PHYSIQUE 61

I. INTRODUCTION 63
II. ECLAIREMENTS AU SOL 65
A. Hypothèses atmosphériques 65
B. Eclairement solaire en haut de l'atmosphère 65
C. Eclairement direct 66
D. Eclairement diffus 66
E. Eclairement dû au couplage Terre-atmosphère 70
F. Eclairements dus aux réflexions sur le voisinage 73
III. LUMINANCES EN ENTREE DU CAPTEUR 77
A. Luminances montantes directes 77
B. Luminances montantes diffuses 81
C. Luminance atmosphérique 85
D. Luminance totale 86
IV. VALIDATION DU MODELE PAR MONTE CARLO 89
A. Sols plats homogènes 89
B. Echelon de réflectance au niveau du sol – bord de plage 91
C. Dunes linéaires homogènes – site désertique 94

D. Cas extrême : vallée profonde entre deux monts enneigés *99*
V. CONCLUSION 105

Troisième Chapitre : APPLICATION A L'EVALUATION DES LUMINANCES MESUREES DANS L'OMBRE **107**

I. INTRODUCTION 109
II. DESCRIPTION DES SIMULATIONS 111
A. Paysage urbain *111*
B. Conditions d'observation *111*
C. Grandeurs spectrales, intégrées et équivalentes *112*
III. ANALYSE SPECTRALE DES PHENOMENES ATMOSPHERIQUES 115
A. Analyse du signal *115*
B. Variations spectrales des phénomènes *117*
C. Variabilité avec la visibilité en aérosols et l'incidence solaire *118*
IV. BANDE SPECTRALE PANCHROMATIQUE 121
A. Scène indépendante de la longueur d'onde *121*
B. Cas d'une scène spectralement variable *124*
V. CONCLUSION 129

CONCLUSION GENERALE **131**

REFERENCES **137**

ANNEXES **143**

ANNEXE 1 GENERALITES SUR L'ATMOSPHERE **145**

ANNEXE 2 OUTILS POUR LA SIMULATION **151**

ANNEXE 3 L'INSTRUMENT POLDER **157**

ANNEXE 4 INTEGRATION DES LUMINANCES DU CIEL **161**

ANNEXE 5 PUBLICATIONS **167**

GLOSSAIRE

z : altitude (en m)

z_{TOA} : altitude du haut de l'atmosphère (en m)

z_0 : altitude minimale du sol (en m)

λ : longueur d'onde (en nm ou µm)

E : éclairement spectral incident en une surface (en $Wm^{-2}\mu m^{-1}$)

e : nombre de photons incidents par unité de surface, à une longueur d'onde donnée ($m^{-2}\mu m^{-1}$)

E_{TOA} : éclairement solaire spectral en haut de l'atmosphère (en $Wm^{-2}\mu m^{-1}$)

L : luminance spectrale (en $Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$)

l : nombre de photons incidents par unités de surface et d'angle solide, à une longueur d'onde donnée ($m^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$)

$\tilde{L}$: luminance intégrée sur une bande spectrale (en $Wm^{-2}sr^{-1}$)

L_{eq} : luminance équivalente ($Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$)

t(A,B) : transmission directe sur le trajet allant de A à B (sans dimension)

τ(A,B) : épaisseur optique du trajet allant de A à B (sans dimension)

$\tau^{\downarrow}$, $\tau^{\uparrow}$: épaisseurs optiques totales de l'atmosphère sur les trajets descendant et montant (sans dimension)

$\tau_a^{\downarrow}$, $\tau_a^{\uparrow}$: idem, mais uniquement pour les aérosols (sans dimension)

$\tau_m^{\downarrow}$, $\tau_m^{\uparrow}$: idem, mais uniquement pour les molécules (sans dimension)

$T_g^{\downarrow}$, $T_g^{\uparrow}$: transmissions gazeuses des trajets descendant et montant (sans dimension)

σ_e : coefficient d'extinction (en m^{-1})

σ_s : coefficient de diffusion (en m^{-1})

σ_a : coefficient d'absorption (en m^{-1})

ϖ : albédo de simple diffusion (sans dimension)

$\Re$: modèle de terrain

M, P, Q : points du relief $\Re$

$\vec{N}(P)$: vecteur unitaire normal au sol en P

$\vec{n}_{MP}$: vecteur unitaire orientant la droite (MP)

V(P) : voisinage du point P

$o(P,\theta_s,\phi_s)$: fonction binaire indiquant si le point P est à l'ombre ou non

v_{MP} : fonction binaire de visibilité, indiquant si le point M est visible par P

i : pixels du senseur

$\vec{n}_s$: vecteur unitaire indiquant la direction d'incidence solaire

$\vec{n}_v(P)$: vecteur unitaire indiquant la direction de visée du senseur depuis le point P

$\delta(u)$, $\delta(u,v)$: fonction de Dirac à une et deux dimensions

σ : erreur quadratique moyenne entre deux jeux de valeurs X et Y, définie par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N}\sum (x-y)^2}$$

R : coefficient de corrélation liant deux jeux de valeurs X et Y, défini par :

$$R = \sqrt{\frac{\left[\frac{1}{N}\sum (x-\bar{x})(y-\bar{y})\right]^2}{\frac{1}{N}\sum (x-\bar{x})^2 \frac{1}{N}\sum (y-\bar{y})^2}}$$

Par commodité, on utilisera également la notation :

$\iint_X f(M).dS_M$, qui désigne l'intégrale surfacique de la grandeur f(M) définie en tout point M de X, X étant une surface dans l'espace.

Notations angulaires :

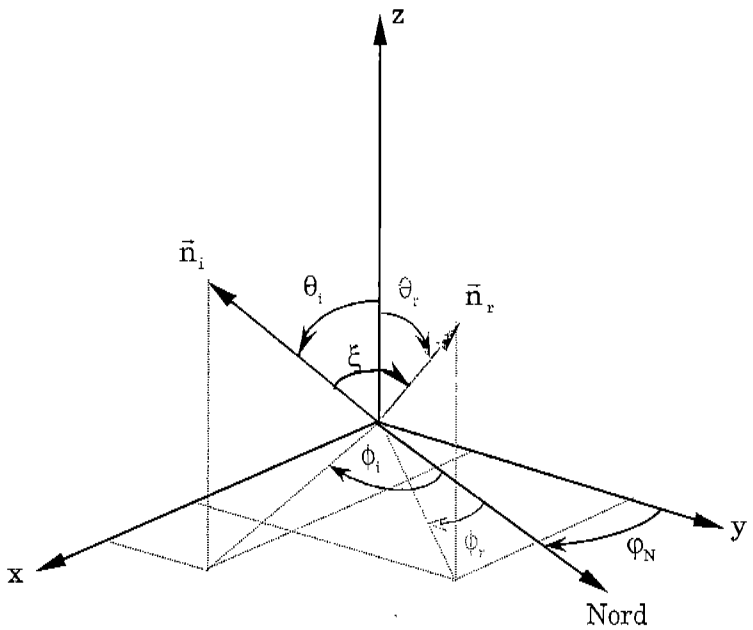
θ, ϕ : angles zénithal et azimutal dans un repère sphérique (en rad)

φ_N : angle définissant la position du Nord par rapport à l'axe $\vec{y}$

ξ : angle de phase (en rad)

$d\omega$, $\Delta\omega$: angles solides élémentaires, ils valent respectivement $\sin(\theta).d\theta.d\phi$ et $\sin(\theta).\Delta\theta.\Delta\phi$ en coordonnées sphériques (en sr)

Ω : angle solide (en sr)



Par commodité, on notera également :

$\int_{\Phi}\int_{\Theta(\phi)} f(\theta,\phi).\sin(\theta).d\theta.d\phi = \iint_{\Omega} f(\theta,\phi).d\omega$, où Ω est l'angle solide défini par les domaines angulaires Θ et Φ de θ et ϕ.

Grandeurs relatives à la réflexion :

$BRDF(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)$: valeur de la fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle pour une incidence selon $\vec{n}_i$ et une réflexion selon $\vec{n}_r$ (en sr^{-1}), définie selon Nicodemus (1970) :

$$BRDF(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r) = \frac{L(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)}{E(\theta_i,\phi_i).\cos(\theta_i)}$$

$\rho(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)$: valeur de la réflectance bidirectionnelle pour une incidence selon $\vec{n}_i$ et une réflexion selon $\vec{n}_r$ (sans dimension), définie par :

$$\rho(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r) = \pi.BRDF(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)$$

a : albédo plan (sans dimension), défini par :

$$a(\theta_i,\phi_i) = \frac{1}{\pi}\int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}}\int_{\phi=0}^{2\pi}\rho(\theta_i,\phi_i,\theta,\phi).\cos(\theta).\sin(\theta).d\theta.d\phi$$

s : albédo sphérique (sans dimension), défini par :

$$s = \frac{1}{\pi}\int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}}\int_{\phi=0}^{2\pi}a(\theta,\phi).\cos(\theta).\sin(\theta).d\theta.d\phi$$

s_{atm} : albédo sphérique de l'atmosphère (sans dimension)

INTRODUCTION

La télédétection spatiale a des applications de plus en plus nombreuses dans des domaines aussi divers que l'agriculture, l'hydrologie, la tectonique des plaques, la cartographie ou encore l'urbanisation. L'extraction d'informations pertinentes des données issues des divers instruments satellitaires et aéroportés disponibles n'est cependant pas triviale. Elle nécessite très souvent une caractérisation très précise des propriétés radiométriques des scènes observées, et exige donc des méthodes de résolution du transfert radiatif et des techniques d'inversion adaptées. En effet, de nombreux phénomènes perturbateurs, liés à la nature de l'atmosphère et du sol, viennent influencer le signal reçu et modifient ainsi l'information attendue.

Actuellement, dans le domaine réflectif du spectre solaire (0.4 à 4 µm), la problématique du transfert radiatif est bien maîtrisée par des codes tels 6S (Vermote et al., 1997) ou MODTRAN (Berk et al., 1989). Ces outils sont des modèles directs, capables de simuler des observations satellitaires ou aéroportées ; ils permettent de mieux appréhender les effets de l'atmosphère et du sol sur le signal atteignant un capteur donné. Malheureusement, ils ne prennent en compte que des sols plats homogènes. Or, peu de paysages sont de ce type, et des phénomènes nouveaux sont susceptibles d'apparaître si les scènes observées sont plus complexes. En effet, les études portant sur le signal satellitaire, au dessus de régions montagneuses en particulier, ont identifié ces phénomènes, et ont démontré leur importance.
Holben et Justice (1980), par exemple, ont étudié les effets simultanés de la pente du sol et de l'élévation solaire sur des mesures au sol en visée nadir. Grâce à des mesures de luminances sur du sable, ils montrent que dans des conditions extrêmes, pour un zénith solaire de 50°, on peut observer des variations de luminance de 50 % lorsque la pente du sol varie de 0 à 40°. L'effet de pente mis en évidence ici est le principal phénomène lié à la topographie, il correspond à la variation de l'éclairement direct selon le cosinus de l'angle d'incidence. Hapke (1984) étudie également l'effet d'une rugosité macroscopique d'une surface sur le signal qu'elle réfléchit. Plus précisément, il propose une méthode de correction d'un modèle de réflectance bidirectionnelle développé pour une surface sans relief, afin de prendre en compte les effets de rugosité. Il prend en compte pour cela les effets de pente et d'ombrage, et compare la réflectance d'une surface plane lambertienne et d'une surface de même nature présentant un relief de pente moyenne 25°. Il met en particulier en évidence que pour les angles de phase importants (angle séparant la direction d'incidence de la direction de visée), la réflectance de la surface rugueuse est jusqu'à trois fois inférieure à celle de la surface plane. En effet, dans ces conditions, les facettes bien exposées à la source sont nécessairement pas bien orientées vers le capteur, et vice versa ; en plus des effets de pente, cet exemple illustre donc l'importance des effets d'ombrage. Dozier et Frew (1981) quant à eux se sont intéressés aux variations des effets atmosphériques, en fonction de l'altitude du sol. Ils utilisent le modèle développé par Dozier (1980) qui prend en compte la diffusion des aérosols et des molécules, l'absorption des aérosols, de la vapeur d'eau et de l'ozone, ainsi que de l'altitude du terrain. Par ce modèle, ils calculent la luminance réfléchie au niveau du sol, qu'ils comparent à des mesures en haut de l'atmosphère. La différence entre ces deux grandeurs donne des informations sur la transmittance et la luminance atmosphériques. Pour deux altitudes de sol (0 et 3000 mètres), ils montrent par exemple que la luminance atmosphérique varie de 30 % dans le bleu.
D'autres auteurs développent des modèles qu'ils considèrent complets, pour évaluer les erreurs induites par l'utilisation de modèles courants trop simples. C'est le cas de Kimes et Kirchner (1981), qui développent un modèle qui tient compte de la correction

de la pente pour le terme direct, de l'anisotropie des luminances diffuses du ciel, et des réflexions de la lumière sur les surfaces voisines. Par comparaison à cette référence, ils démontrent qu'en ne considérant que l'éclairement direct au niveau du sol, des erreurs de plus de 11 % en réflectance sont introduites, pour des pentes de sol de 20 ; la prise en compte de l'éclairement diffus permet de réduire cette erreur de moitié. Richter (1997) fait une analyse de divers travaux proposant des corrections topographiques et atmosphériques. Il développe également son propre modèle, prenant en compte les termes direct et diffus, ainsi que les éventuels effets d'ombre. A l'instar de Kusaka et Kawata (1994), il néglige les effets du voisinage, mais admet qu'ils deviennent significatifs dans le cas d'un relief présentant une vallée profonde ou une réflectance forte. Cette remarque est d'ailleurs montrée par Proy et al. (1989), qui calculent les éclairements incidents dans une région montagneuse. Leur modèle tient compte de la correction de la pente pour le terme direct, de la correction proposée par Temps et Coulson (1977) pour le terme diffus en une zone inclinée, et des composantes dues aux réflexions sur le voisinage. Ils démontrent que ces dernières sont en général négligeables dans les zones exposées au soleil, mais elles atteignent 30 % de l'éclairement total dans une zone d'ombre constituée de végétation, dans le proche infrarouge, et presque 50 % de l'éclairement total au fond d'une vallée enneigée.
L'éclairement provenant du couplage Terre-atmopshère, c'est-à-dire provenant de réflexions multiples entre la Terre et l'atmosphère n'a pas été traité dans les études citées précédemment. Tanré et al. (1981) aborde le problème pour un sol plat homogène, en précisant que ce terme peut constituer jusqu'à 10 à 15 % du signal total au sol. Ils étudient l'influence d'un environnement homogène de réflectance différente, situé au delà d'une distance donnée de la cible. Ils évaluent alors l'erreur introduite sur la réflectance apparente en considérant le sol homogène. Dans le cas d'une atmosphère peu diffusante et d'une différence de réflectances au sol au moins égale à 0.1, l'erreur absolue est systématiquement plus grande que 0.01. Cette erreur devient plus importante si la différence entre les réflectances de la cible et de l'environnement croît et si le caractère diffusant de l'atmosphère augmente. Le terme de couplage Terre-atmosphère joue donc un rôle significatif, et les auteurs montrent de plus que la nature de l'environnement doit être prise en compte correctement dans le calcul.

Il est vrai que l'ensemble des travaux cités, à l'exception du dernier qui s'intègre dans le développement du code de transfert radiatif 6S (Vermote et al., 1997), s'inscrivent dans le cadre de l'amélioration de la classification des images, et visent à proposer des corrections atmosphériques et topographiques. Cependant, ils mettent en évidence au moins certains aspects des phénomènes mis en jeu lorsque l'on considère des scènes hétérogènes avec relief. Les constats et les conclusions apportés témoignent de la nécessité de développer une modélisation complète du signal en entrée d'un instrument de télédétection. Il apparaît également qu'une multitude de modèles différents sont proposés, mais l'évaluation de leurs performances respectives sont difficiles à évaluer, étant donné qu'ils sont rarement confrontés à des mesures.

*
* *

L'objectif des travaux menés dans cette thèse est de développer une méthode efficace (en terme de précision et de temps de traitements) de simulation d'observations en télédétection de scènes hétérogènes avec relief. Le principe de cette nouvelle modélisation consiste à évaluer, à partir de la connaissance d'une information locale au niveau du sol (réflectance, topographie) et d'une caractérisation de l'atmosphère, le signal global reçu par un capteur quelconque. Un tel outil présente des intérêts multiples. En premier lieu, il permettra de mettre en évidence les phénomènes déterminants intervenant dans la physique de la mesure ; l'importance

des signaux perturbateurs liés à la topographie, à l'environnement de la cible et à l'atmosphère pourra être estimée. La maîtrise du processus de formation de l'image de télédétection présente également un enjeu important pour l'extraction d'information de surface à partir de données de télédétection. Une application plus concrète concerne l'étalonnage en vol des capteurs satellitaires. En effet, l'utilisation de sites bien maîtrisés au sol permettra de simuler plus précisément la luminance en entrée de l'instrument, et de réaliser ainsi un meilleur suivi de l'évolution temporelle de celui-ci. Enfin, un tel outil servira à l'établissement des spécifications des instruments futurs. La définition des besoins liés à une thématique donnée fournira des cas typiques, pour lesquels des simulations plus réalistes seront effectuées. La dynamique des luminances mises en jeu sera alors déterminée plus finement.

La première partie du travail, présentée dans le premier chapitre, sera consacrée au développement d'une méthode précise d'évaluation du signal en entrée du capteur, introduisant un minimum d'hypothèses simplificatrices dans la résolution du problème. Une analyse des travaux existant sur le thème a permis de recenser les différentes grandeurs significatives à prendre en compte. Elle a également montré que différents modèles ont été développés, et que les hypothèses effectuées sont difficiles à vérifier. Le choix de la méthode utilisée s'est de ce fait orientée vers une méthode alternative et originale, basée sur le principe statistique Monte Carlo (Fishman, 1996). Celle-ci consiste à reproduire statistiquement les phénomènes physiques microscopiques (à l'échelle du photon) pour reconstruire les signaux macroscopiques apparaissant dans le système (éclairements, luminances). L'avantage de cette technique réside dans le fait qu'elle n'introduit aucune hypothèse simplificatrice dans la résolution du problème. Le seul biais intervenant dans les résultats obtenus provient de la convergence statistique des processus stochastiques mis en jeu, mais est réduit en effectuant un grand nombre de réalisations des événements possibles. Il en résulte cependant que cette solution est très exigeante en temps de calcul.

Par son principe, la méthode Monte Carlo suggère une bonne représentativité de la réalité, dès lors que les modèles du sol et de l'atmosphère sont corrects. Il est cependant impératif de s'assurer de sa validité. Cette opération est réalisée de plusieurs manières. La première consiste à confronter la méthode à des codes existants et établis. Malheureusement, la portée de cette vérification est limitée, du fait des restrictions (sols plats homogènes) imposées par les codes actuels. L'utilisation de jeux de mesures est donc essentielle pour effectuer une validation globale de la méthode. Cette opération est cependant très exigeante, car elle nécessite une très bonne maîtrise des conditions de mesures, afin que les paramètres d'entrée des simulations soient cohérents.

Si le code Monte Carlo ainsi validé peut alors servir de code de référence, son exécution est bien trop longue pour en faire un usage courant. En effet, les méthodes de résolution numérique du transfert radiatif sont performantes en terme de temps de traitement. Malheureusement, elles introduisent certaines hypothèses et sont limitées à des scènes très simples. Dans un second chapitre, nous proposons donc de développer une nouvelle modélisation, basée sur ces méthodes classiques, et prenant en compte les perturbations provoquées par l'hétérogénéité et le relief du sol. Cette démarche nous amène à définir de nouvelles composantes d'éclairements et de luminances, introduites par la complexité de la scène. Cette méthode de résolution impose cependant l'utilisation d'hypothèses simplificatrices, permettant le calcul des différentes grandeurs résultantes. Ensuite, il s'agira donc de vérifier que ces hypothèses génèrent des biais négligeables. Une telle validation est effectuée en se

servant de la méthode de référence Monte Carlo, sur des paysages et des conditions d'observation variés.

Ce nouveau modèle de transfert radiatif affiche un potentiel plus important que les codes actuels. C'est un outil plus complet, qui permet d'analyser des problématiques complexes par la simulation. Comme cela a été dit plus haut, l'une des applications de ce nouveau code concerne les spécifications des instruments futurs, grâce à une évaluation des luminances mises en jeu. Actuellement, l'analyse de l'observation de scènes dans une zone d'ombre intéresse fortement les concepteurs d'instrument à haute résolution spatiale. La discrimination de ces scènes est notamment très importante pour l'extraction d'information dans les régions urbaines. De ce fait, dans le troisième et dernier chapitre, en guise d'application du nouveau code développé, nous aborderons le problème des luminances observées par un instrument visant une zone d'ombre. Pour cela, nous définissons une scène urbaine sommaire, dans laquelle un immeuble génère une ombre significative, et on considère un instrument satellitaire de très haute résolution en visée nadir. Les différents mécanismes atmosphériques et environnementaux intervenant dans le signal sont analysés en fonction de la longueur d'onde. Le principal objectif de cette étude prospective est d'évaluer l'intérêt d'élargir une bande panchromatique classique vers les courtes longueurs d'onde, afin d'améliorer le signal issu de la zone d'ombre puis reçu par l'instrument.

Premier Chapitre :

CODE DE TRANSFERT DE REFERENCE - METHODE MONTE CARLO

I. INTRODUCTION

Dans cette première partie du travail, notre objectif est de développer une méthode de simulation d'observation de scènes introduisant un minimum d'hypothèses simplificatrices, privilégiant ainsi la précision des résultats. La complexité du système engendre cependant d'importantes difficultés dans la résolution du problème. La première partie de ce chapitre rappelle succinctement quelle est la nature de ces difficultés.

Le choix de la méthode de résolution est bien sûr déterminant. Cette méthode, qui est présentée ensuite, est une méthode originale, basée sur le principe statistique Monte Carlo. Les techniques Monte Carlo présentent de façon générale peu d'intérêt dans le cadre de problèmes dont la résolution directe peut être mise en œuvre aisément. En revanche, face aux phénomènes complexes non modélisables sans hypothèses simplificatrices, elles permettent de calculer différentes grandeurs liées au système par des voies indirectes. Leur principe consiste à reproduire statistiquement les phénomènes physiques microscopiques (ou élémentaires) susceptibles de se produire dans un système donné, afin d'évaluer en fin de simulation les grandeurs macroscopiques d'intérêt. Seules les lois statistiques régissant l'évolution du système sont nécessaires, aucun autre modèle n'est introduit ; c'est ce qui fait la puissance de ces méthodes, qui ne nécessitent pas d'hypothèses supplémentaires, une fois le système défini. Les résultats obtenus sont alors fidèlement représentatifs, à un biais de convergence près.

L'adaptation de cette méthode de résolution à la problématique du transfert radiatif peut être réalisée aisément en procédant à la reconstitution des trajets des photons dans l'atmosphère (Marchuk et al, 1980). Pour cela, plusieurs phénomènes sont à prendre en compte : les interactions avec les particules (molécules ou aérosols) et la réflexion du photon au niveau du sol. La résolution de l'équation du transfert radiatif consiste à lancer successivement les photons en haut de l'atmosphère et de simuler statistiquement leurs trajets respectifs dans le système Terre-atmosphère ; le trajet d'un photon prend fin lorsque celui-ci est absorbé ou lorsqu'il sort de l'atmosphère. Au fur et à mesure des lancers, l'histoire de chaque photon est mémorisée ; ceci permettra en fin de simulation de calculer l'éclairement au niveau du sol, puis la luminance en entrée du senseur. Le défaut de ce procédé est qu'il nécessite un très grand nombre de lancers de photon afin que le bilan final soit statistiquement représentatif du système. Afin d'optimiser les traitements, et donc la durée des calculs, les simulations sont effectuées en trois temps : caractérisation du trajet descendant (calcul des éclairements), caractérisation du trajet montant, et raccordement des deux simulations précédentes en introduisant les conditions limites du sol (calcul des luminances).

L'objectif principal du développement de ce code est d'en faire un code de référence. Il est donc essentiel de le valider. Pour cela, dans un premier temps, des cas simples sont définis (sols plats homogènes), afin de pouvoir comparer les résultats issues du code Monte Carlo à ceux provenant d'un code existant et établi (6S, Vermote et al., 1997). Mais ces configurations sont très limitées, et l'évaluation du code dans des situation plus complexes doit se faire à l'aide de mesures. Des mesures de réflectance bidirectionnelle en laboratoire, sur un sol avec relief, sont tout d'abord

utilisées. La comparaison avec les simulations est dans ce cas effectuée sans atmosphère, mais l'analyse des effets directionnels observés permettra de vérifier la bonne prise en compte des effets topographiques par le code Monte Carlo.
Dans le cadre d'une validation plus complète, des mesures satellitaires peuvent être utilisées. Cependant, la validation d'un tel code demande une maîtrise globale de la scène au sol (relief et réflectances bidirectionnelles) et de l'atmosphère en présence. De tels jeux de mesures sont en général difficiles à acquérir. Nous utiliserons ici des mesures issues de l'instrument Polder, au dessus du site désertique d'Algérie IV, dont le relief présente un comportement moyen de type dunes linéaires. A nouveau, on s'intéressera aux effets directionnels mesurés et simulés en haut de l'atmosphère, pour vérifier le bien-fondé de la méthode Monte Carlo.

II. PHYSIQUE ATMOSPHERIQUE

Dans cette partie, l'équation du transfert radiatif dans le domaine réflectif (allant de 0.4 à 4 µm) dans le cadre d'un sol plat homogène est rappelée. Cette démarche permettra d'une part d'introduire les diverses notations qui seront utilisées dans la suite et d'autre part de définir la problématique causée par la présence de relief et/ou d'hétérogénéité du sol dans la résolution de l'équation. A titre de rappels, une description générale de l'atmosphère et des principaux phénomènes optiques mis en jeu est donnée en Annexe 1.

Dans notre étude, nous nous plaçons à une longueur d'onde donnée. Nous ne prenons pas en compte l'émissivité du sol et de l'atmosphère ; elle est négligeable jusqu'à 3 µm, mais devient plus importante au-delà. La couche atmosphérique est supposée plane. Cette approximation est raisonnable dès lors que les angles zénithaux solaire et de visée ne dépassent pas 60°. On suppose qu'il n'y a pas de nuage, et que l'atmosphère ne présente pas de variations horizontales. Le système est alors réduit à une seule dimension, à savoir l'altitude (indiquée par la grandeur z).

A. Etablissement de l'équation du transfert radiatif

1. Equation différentielle

Plaçons nous à une longueur d'onde λ donnée, dans une direction (θ,ϕ) ; θ indique l'angle zénithal (par rapport à la verticale $\vec{z}$), et ϕ l'angle azimutal. Supposons qu'une luminance $L(M,\theta,\phi)$ atteigne la couche élémentaire dz en M, et calculons sa variation dL due à la traversée de cette couche :

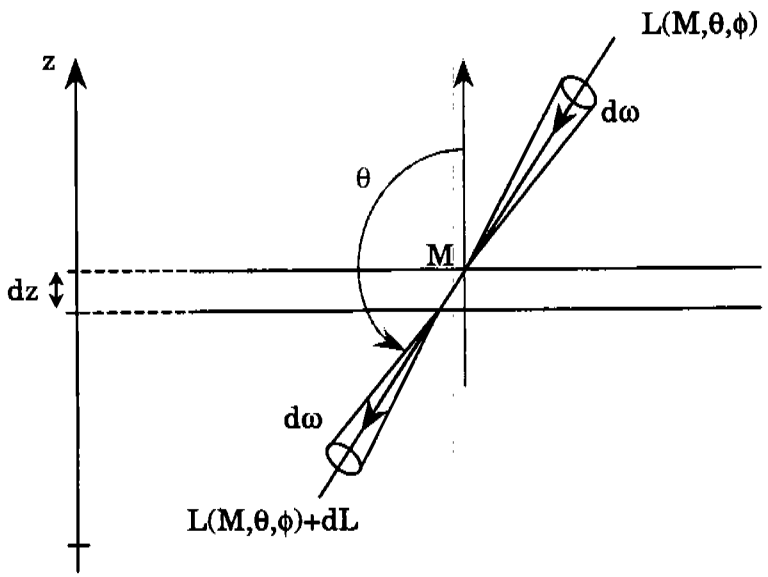


Figure 1.1 : transfert d'énergie dans une couche élémentaire.

Ici, lorsque $\theta \in \left[0;\frac{\pi}{2}\right]$, les luminances sont montantes, et lorsque $\theta \in \left[\frac{\pi}{2};\pi\right]$, elles sont descendantes.

La luminance sortant dans la direction (θ,ϕ) a deux principales origines : la portion de luminance incidente en M dans la direction (θ,ϕ) directement transmise par la couche, et la luminance diffusée dans la direction (θ,ϕ), provenant des luminances incidentes en M dans toutes les directions.

Notons L^D la luminance directement transmise, et L^d celle issue de l'énergie diffusée par la couche. On a alors :

$$L^D(M+dM,\theta,\phi) = L(M,\theta,\phi)\cdot\left(1-\sigma_e\cdot\frac{dz}{\mu}\right) \qquad (1\text{-}1)$$

et :

$$L^d(M+dM,\theta,\phi) = \sigma_s\cdot\frac{dz}{\mu}\cdot\left(\iint_{espace} L(M,\theta',\phi')\cdot\frac{p(\theta',\phi',\theta,\phi)}{4\pi}\cdot d\omega'\right) \qquad (1\text{-}2)$$

avec $\mu=\cos(\theta)$, et σ_e est le coefficient d'extinction de la couche. La fonction de phase p ne dépend que de l'angle de phase de la diffusion (séparant la direction d'incidence de la direction de diffusion), qui est complètement défini par les quatre paramètres $(\theta',\phi',\theta,\phi)$.

On peut alors écrire la luminance résultante dans la direction (θ,ϕ) en sortie de la couche :

$$L(M,\theta,\phi)+dL = L\ (M+dM,\theta,\phi)+L^d(M+dM,\theta,\phi) \qquad (1\text{-}3)$$

soit :

$$L(M,\theta,\phi)+dL = L(M,\theta,\phi)\cdot\left(1-\sigma_e\cdot\frac{dz}{\mu}\right) + \sigma_s\cdot\frac{dz}{\mu}\cdot\left(\iint_{espace} L(M,\theta',\phi')\cdot\frac{p(\theta',\phi',\theta,\phi)}{4\pi}\cdot d\omega'\right) \qquad (1\text{-}4)$$

et finalement, en notant l'albédo de simple diffusion $\varpi = \frac{\sigma_s}{\sigma_e}$:

$$\mu.\frac{dL(M,\theta,\phi)}{dz} = -\sigma_e\cdot\left[L(M,\theta,\phi)-\varpi\cdot\iint_{espace} L(M,\theta',\phi')\cdot\frac{p(\theta',\phi',\theta,\phi)}{4\pi}\cdot d\omega'\right] \qquad (1\text{-}5)$$

On obtient ainsi l'équation du transfert radiatif pour une atmosphère plane, et homogène horizontalement.

2. Conditions aux limites

Dans le cas de notre modèle atmosphérique (plan et invariant horizontalement), les conditions limites sont données au niveau du sol (d'altitude z_0, pas nécessairement nulle) et en haut de l'atmosphère (z_{TOA}).

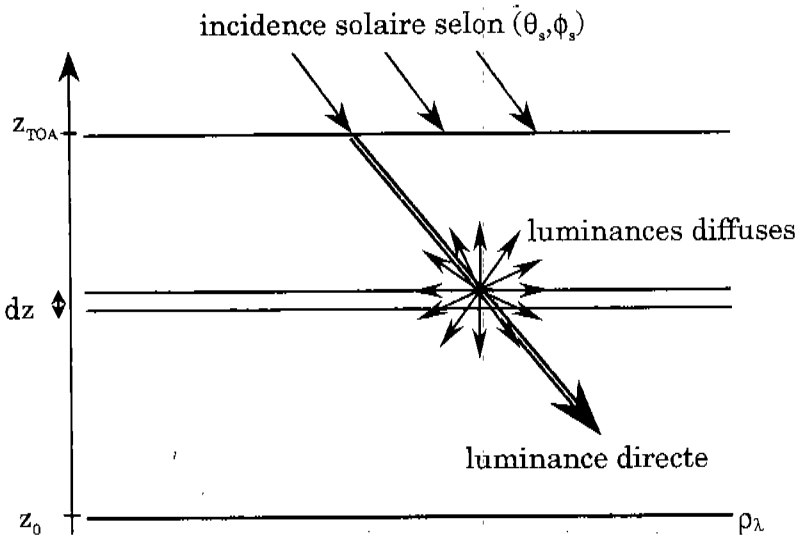


Figure 1.2 : système Terre-atmosphère.

a. En haut de l'atmosphère

On impose en haut de l'atmosphère qu'à l'altitude z_{TOA} les luminances entrantes (c'est-à-dire dans une direction telle que θ soit supérieur à $\frac{\pi}{2}$) soient toutes nulles à l'exception de celle correspondant au rayonnement solaire, dont la direction est définie par (θ_s,ϕ_s).

$$L(z_{TOA},\theta > \frac{\pi}{2},\phi) = \delta(\theta-\theta_s,\phi-\phi_s).E_{TOA} \qquad \textbf{(1-6)}$$

où $\delta(x,y)$ est la fonction de Dirac et E_{TOA} est l'éclairement solaire en haut de l'atmosphère incident à une surface perpendiculaire au rayonnement.

Remarque : E_{TOA} est un éclairement et s'exprime en $Wm^{-2}\mu m^{-1}$. Pour que l'homogénéité de l'expression soit respectée, il faudrait diviser le membre de droite par un angle solide. Mais comme le rayonnement solaire est parallèle aux abords de la Terre, la valeur de la luminance est en fait égale à celle de l'éclairement. Pour homogénéiser artificiellement les unités, on peut considérer que la fonction $\delta(x,y)$ s'exprime en sr^{-1}. Ensuite, c'est en discrétisant l'espace qu'il faut être prudent, et donner les valeurs de luminance telles que l'énergie soit conservée dans chaque angle solide.

b. Au niveau du sol

Les contraintes introduites dans le cas d'un sol plat homogène sont entièrement déterminées par la fonction de distribution de réflectance bidirectionnelle (en anglais, BRDF) caractérisant la réflexion au sol. Cette grandeur introduite par

Nicodemus (1970) est définie par l'expression ci-dessous, les notations angulaires étant définies dans le glossaire.

$$BRDF(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r) = \frac{L(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)}{E(\theta_i,\phi_i).\cos(\theta_i)} \qquad (1\text{-}7)$$

où $L(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)$ est la luminance réfléchie dans la direction (θ_r,ϕ_r), pour une incidence selon la direction (θ_i,ϕ_i). Usuellement, on se sert plutôt de la réflectance bidirectionnelle alors donnée par :

$$\rho(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r) = \pi.BRDF(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r) \qquad (1\text{-}8)$$

La condition au niveau du sol est donc imposée par la réflectance bidirectionnelle de celui-ci, étant donné que l'on considère que les luminances remontantes $(\theta<\frac{\pi}{2})$ en z_0 proviennent des luminances descendantes en z_0 réfléchies par le sol :

$$L(z_0,\theta<\frac{\pi}{2},\phi) = \frac{1}{\pi}\int_{\phi'=0}^{2\pi}\int_{\theta'=\frac{\pi}{2}}^{\pi}\rho(\pi-\theta',-\phi',\theta,\phi).L(z_0,\theta',\phi').|\cos(\theta')|.\sin(\theta').d\theta'.d\phi' \qquad (1\text{-}9)$$

Les modifications introduites pour indiquer la direction d'incidence dans les paramètres de la réflectance sont là pour conserver la convention de notations angulaires de celle-ci.

3. Equation du transfert radiatif

Dans ces conditions, on peut réécrire l'équation (1-5) en distinguant les luminances diffuses de la luminance directement transmise. En effet, la luminance directe (c'est-à-dire n'ayant subi aucune interaction) est facilement calculable à n'importe quel niveau d'altitude :

$$L^D(z,\theta=\theta_s,\phi=\phi_s) = L(z_{TOA},\theta_s,\phi_s)\cdot e^{\frac{-\tau(z)}{|\cos(\theta_s)|}} \qquad (1\text{-}10)$$

avec $\tau(z)$ étant l'épaisseur optique du trajet vertical allant de l'altitude z au haut de l'atmosphère z_{TOA} :

$$\tau(z) = \int_z^{z_{TOA}} \sigma_e(z).dz \qquad (1\text{-}11)$$

De ce fait, la difficulté consiste à déterminer les luminances diffuses du ciel L^d, en tenant compte des conditions aux limites. On peut donc réécrire l'équation (1-5) en ne prenant comme inconnues que ces luminances diffuses que l'on notera $L^d_\lambda(z,\theta,\phi)$:

$$\mu.\frac{dL^d(z,\theta,\phi)}{dz} = -\sigma_e(z)\cdot\left[L^d(z,\theta,\phi) - \varpi\cdot\frac{p(\theta_s,\phi_s,\theta,\phi)}{4\pi}\cdot L^D(z,\theta_s,\phi_s)\times\right.$$
$$\left.\delta(\theta-\theta_s,\phi-\phi_s) - \varpi\cdot\int_{\phi'=0}^{2\pi}\int_{\theta'=0}^{\pi}L^d(z,\theta',\phi')\cdot\frac{p(\theta',\phi',\theta,\phi)}{4\pi}\cdot\sin(\theta')\cdot d\theta'\cdot d\phi'\right] \qquad (1\text{-}12)$$

B. Cas d'une scène hétérogène avec relief

Le problème mathématique est à présent complètement posé, en ce qui concerne un sol plat homogène. Une solution, même numérique, peut donc être envisagée. En revanche, l'introduction d'une scène hétérogène avec relief génère des difficultés supplémentaires. En effet, le système n'est alors plus réduit à une seule dimension, étant données les variations spatiales du sol en fonction des variables x et y. L'établissement de la condition limite au sol est alors plus complexe à établir, et donc plus difficile à résoudre.

La méthode Monte Carlo ne nécessite pas une formulation mathématique précise de l'équation différentielle du transfert radiatif, quelles que soient les conditions de simulations choisies. Elle se sert uniquement des lois physiques élémentaires, à l'origine des phénomènes globaux rencontrés. C'est un avantage important, qui réduit la complexité de la théorie associée à cette méthode, et, de ce fait, la complexité de sa mise en œuvre.

Le code Monte Carlo est donc capable de calculer la luminance en entrée d'un capteur sans information supplémentaire, c'est à dire sans détail sur les différents parcours des photons dans l'atmosphère et sur leurs interactions avec le sol. Afin d'affiner l'analyse du comportement de ces photons, et de l'origine de l'énergie reçue par le capteur, il est très profitable d'utiliser un modèle physique du signal en entrée du capteur, décomposé en plusieurs termes associés aux divers trajets possibles des photons. Un photon est alors associé à l'un ou l'autre de ces termes en fonction de son histoire.

C. Modèle physique du signal au sol et en entrée du capteur

Au niveau du sol, on définit cinq types d'éclairement incidents (Figure 1.3). On distingue tout d'abord les trajets descendants direct et diffus. L'éclairement direct, appelé naturellement E_{direct}, provient des photons n'ayant subi aucune interaction entre le soleil et le sol. L'éclairement diffus, E_{diffus}, est issu des photons diffusés par l'atmosphère vers le sol. On définit ensuite deux composantes introduites par le relief, provenant de réflexions sur le voisinage ; on distingue celle provenant de l'éclairement direct réfléchi par un pixel voisin, $E_{direct\text{-}réflexion}$, et celle provenant de l'éclairement diffus réfléchi par un pixel voisin, $E_{diffus\text{-}réflexion}$. Enfin, le dernier terme, $E_{couplage}$, est associé au couplage Terre-atmosphère ; il correspond aux réflexions multiples entre le sol et l'atmosphère.

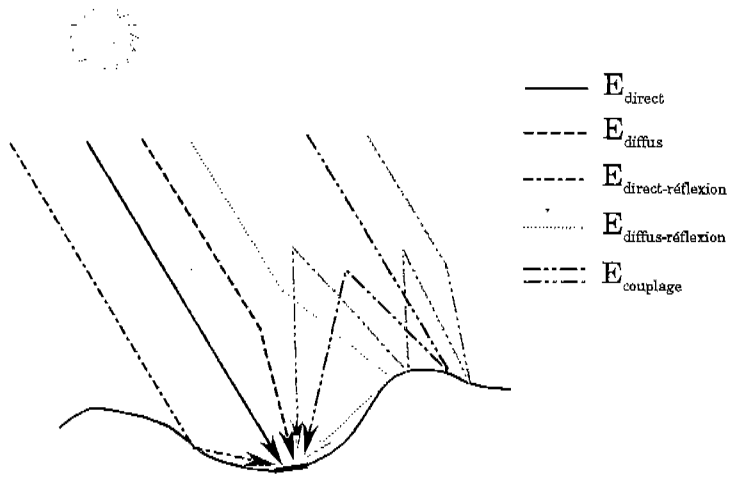


Figure 1.3 : types d'éclairements au sol.

Au niveau du senseur, on distingue simplement trois origines de luminance. Deux composantes proviennent du sol. La première, L_{direct}, correspond aux photons réfléchis par le sol et directement transmis par l'atmosphère vers le capteur. La seconde, L_{diffus}, est issue du sol également, mais les photons ont cette fois subi au moins une diffusion par l'atmosphère. Et puis on définit la luminance intrinsèque de l'atmosphère, ou luminance atmosphérique, L_{atm}, associée aux photons diffusés vers le senseur sans toucher le sol.

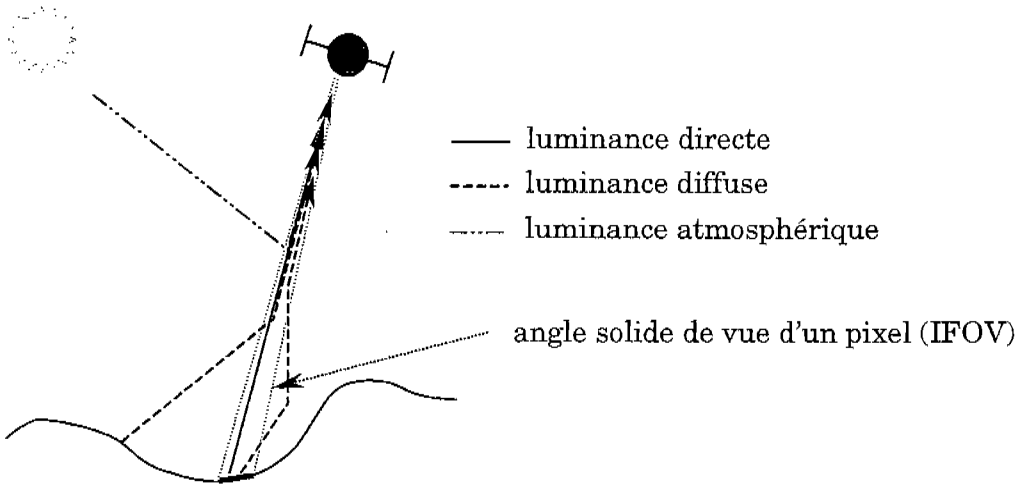


Figure 1.4 : types de luminances en entrée du senseur.

D. Système Terre-atmosphère

Comme nous l'avons dit, l'atmosphère est supposée invariante selon les directions horizontales, et ses caractéristiques ne dépendent que de l'altitude z. Celles-ci doivent être parfaitement maîtrisées à tout niveau. L'information nécessaire en un point donné doit être constituée des coefficients d'extinction et de diffusion des molécules et des aérosols (les coefficients d'absorption sont alors déduits). Ces grandeurs sont obtenues grâce à des bases de données, contenant des modèles d'atmosphère standard.

Le sol est quant à lui représenté par un modèle de terrain, associé à une carte de réflectance bidirectionnelle. L'ensemble du système est supposé conservatif, c'est-à-dire qu'un photon sortant d'un côté de la colonne atmosphérique surplombant le sol est réinjecté à l'opposé, dans la même direction. Cela revient à supposer le système périodique selon les axes horizontaux, et permet de réaliser les simulations en travaillant dans un volume cylindrique vertical, basé sur le relief au sol, comme l'indique la Figure 1.5. On appellera ce relief $\Re$. L'orientation de l'ensemble du système est indiquée par φ_N, donnant la position du Nord par rapport à l'axe $\vec{y}$.

En chaque point P du relief $\Re$, on définit le vecteur unitaire $\vec{N}(P)$ donnant la normale à la pente en P. Ce vecteur permet de définir un repère local au point P, nécessaire pour le calcul des réflectances bidirectionnelles mises en jeu. On définit d'autre part le vecteur unitaire $\vec{n}_s$, indiquant la direction d'incidence du soleil (orienté du sol vers le soleil). On le suppose invariant sur le relief $\Re$ entier, ce qui est vrai si ses dimensions n'excèdent pas 60 km de côté (les variations angulaires sont alors négligeables). Le vecteur unitaire $\vec{n}_v(P)$ donne la direction du senseur, vu par le point P. Le senseur pouvant éventuellement être aéroporté, ce vecteur peut fortement varier d'un point de $\Re$ à un autre.

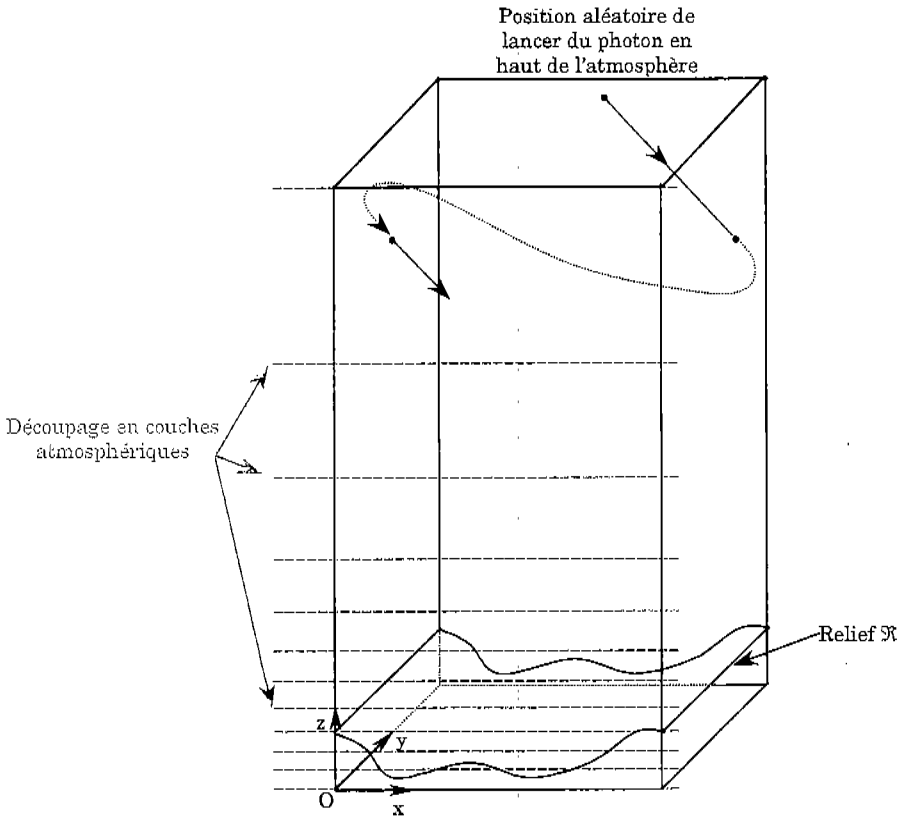


Figure 1.5 : modèle du système Terre-atmosphère.

III. ETABLISSEMENT DES LOIS STATISTIQUES

A. Généralités

Le trajet d'un photon dans le système Terre-atmosphère est composé de divers événements qu'il convient de simuler. Ces événements sont les suivants : absorption par une particule, diffusion par une particule, absorption par le sol, réflexion par le sol, sortie de l'atmosphère. Lorsque le trajet d'un photon est initialisé (par une position et une direction), la première interrogation concerne la longueur du trajet qu'il va parcourir avant de subir un événement. Si celui-ci est une interaction avec une particule, il faudra la simuler dans le détail, et en déduire l'avenir du photon (absorption, ou diffusion dans une direction donnée). Si le photon atteint le sol, il pourra soit être absorbé, soit réfléchi. Son éventuelle nouvelle direction de propagation devra être calculée. Enfin, si le photon sort de l'atmosphère, son trajet se termine. Cet algorithme est bien sûr itératif, jusqu'à la fin du trajet du photon.

La simulation de phénomènes stochastiques nécessite la maîtrise des processus aléatoires qui sont mis en jeu. Cette maîtrise se traduit en général par la connaissance de la probabilité des événements possibles, dans le cas où ils sont en nombre fini, ou par la connaissance de la densité de probabilité, si ces événements sont répartis selon un continuum. Dans ce dernier cas, on remonte à la probabilité (prob), calculée à partir de la densité de probabilité (ddp) par :

$$\text{prob}(x \in [x_0 ; x_0 + dx]) = \text{ddp}(x_0).dx \qquad (1\text{-}13)$$

Il devient alors possible de générer des nombres aléatoires respectant cette loi, à partir de tirages uniformes d'une variable aléatoire comprise entre 0 et 1 (cf. Annexe 2).

Dans la suite de cette partie, le calcul de la probabilité ou de la densité de probabilité de chacun des événements possibles est décrit.

B. Probabilité d'interaction d'un photon avec une particule

L'atténuation du signal transmis directement d'un point A à un point M séparés par un milieu caractérisé par son coefficient d'extinction σ_e s'écrit :

$$L(M) = L(A) \cdot \exp\left(- \int_A^M \sigma_e(r).dr \right) = L(A) \cdot e^{-\tau(A,M)} \qquad (1\text{-}14)$$

La transmission directe sur le trajet (A,M) nous donne la probabilité qu'un photon ne subisse pas d'interaction entre A et M. Considérons à présent le trajet élémentaire entre M et M+dM. La probabilité d'interaction sur ce trajet est égale au coefficient d'extinction totale caractéristique du point M multiplié par la distance dM. En combinant ces deux événements indépendants, on peut dire que la probabilité qu'un photon lancé en A soit intercepté par une particule entre M et M+dM s'écrit :

(1-15)

$$prob_{interaction}(M, M+dM) = \exp\left(-\int_A^M \sigma_e(r).dr\right) \cdot \sigma_e(M).dM$$

ou encore, en utilisant la variable de position r (le photon étant lancé à la position 0) :

$$prob_{interaction}(r, r+dr) = \exp(-\tau(r)) \cdot \sigma_e(r).dr \qquad \textbf{(1-16)}$$

où $\tau(r)$ est l'épaisseur optique du trajet allant jusqu'à la position r. D'où la densité de probabilité d'interaction :

$$ddp_{interaction}(r) = \sigma_e(r).e^{-\tau(r)} \qquad \textbf{(1-17)}$$

Comme σ_e est la dérivée de τ, on peut aisément vérifier que cette densité de probabilité est normalisée, lorsque r tend vers l'infini :

$$\int_0^r \sigma_e(u).e^{-\tau(u)}.du = \left[-e^{-\tau(u)}\right]_0^r = 1 - e^{-\tau(r)} \xrightarrow[r\to\infty]{} 1 \qquad \textbf{(1-18)}$$

C. Type d'interaction

Lorsqu'une interaction a lieu, elle peut être produite par un aérosol ou une molécule, qui peut ensuite soit absorber le photon, soit le diffuser. Il s'agit ici d'évaluer les probabilités de chacun de ces quatre événements possibles. Ces proportions sont tout simplement données par l'expression du coefficient d'extinction, dans laquelle apparaissent ses différents constituants :

$$\sigma_e = \sigma_{e\,mol} + \sigma_{e\,aero} = \sigma_{s\,mol} + \sigma_{s\,aero} + \sigma_{a\,mol} + \sigma_{a\,aero} \qquad \textbf{(1-19)}$$

où on distingue le coefficient d'extinction lié aux molécules de celui lié aux aérosols, puis les coefficients de diffusion et d'absorption liés aux molécules de ceux correspondant aux aérosols.

La probabilité de réalisation de chaque événement devient alors évidente :

$$\begin{cases} prob(\text{diffusion, molécule}) = \dfrac{\sigma_{s\,mol}}{\sigma_e} \\ prob(\text{diffusion, aérosol}) = \dfrac{\sigma_{s\,aero}}{\sigma_e} \\ prob(\text{absorption, molécule}) = \dfrac{\sigma_{a\,mol}}{\sigma_e} \\ prob(\text{absorption, aérosol}) = \dfrac{\sigma_{a\,aero}}{\sigma_e} \end{cases} \qquad \textbf{(1-20)}$$

En fait, les deux derniers événements peuvent être regroupés ; il présente peu intérêt de savoir si le photon a été absorbé par une molécule ou un aérosol. Cela n'a aucune influence sur son trajet, car celui-ci se termine.

D. Direction de diffusion

La fonction de phase caractérise complètement la répartition de l'énergie diffusée d'un type de particule. Bien que, pour les molécules et les aérosols, elle ne dépende que de l'angle de phase ξ, cette fonction est associée à un angle solide élémentaire (et non un secteur angulaire élémentaire).

Si la définition de ξ est assez évidente, celle de l'angle φ donnant la position autour de la direction d'incidence l'est moins. Comme il y a une symétrie cylindrique autour de cette direction, il s'agit simplement de choisir une convention arbitraire donnant l'origine et le sens positif correspondant à cet angle. Si la direction d'incidence est verticale, on se propose de faire coïncider φ avec l'azimut ϕ du repère sphérique lié au relief. Sinon, on définit un vecteur $\vec{p}$ unitaire et orthogonal à la direction d'incidence $\vec{v}$, et inclus dans le plan vectoriel caractérisé par la verticale $\vec{z}$ et le vecteur $\vec{v}$. Alors φ sera mesuré par rapport à ce vecteur $\vec{p}$, dans le sens direct par rapport à $\vec{v}$. Les vecteurs introduits sont illustrés dans la Figure 1.6 :

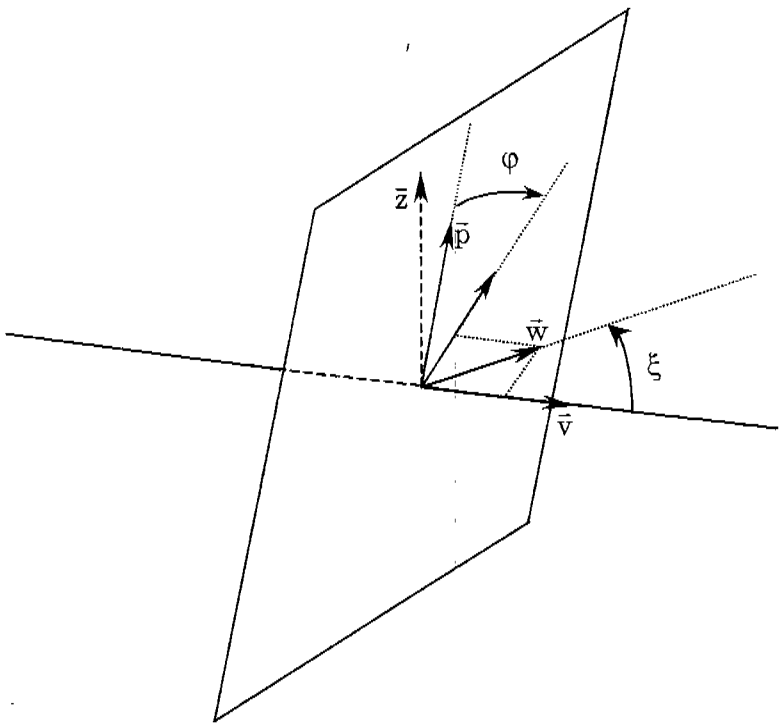


Figure 1.6 : notations vectorielles et angulaires pour la diffusion.

La fonction de phase est définie de façon à ce que la grandeur suivante représente la probabilité qu'un photon diffusé reparte dans l'angle solide $d\omega=\sin(\xi).d\xi.d\varphi$:

$$\text{prob}(\xi,\varphi) = \frac{1}{4\pi} \cdot p(\xi) \cdot \sin(\xi) \cdot d\xi \cdot d\varphi \qquad \textbf{(1-21)}$$

Dans le cas présent, les variables sont séparables. Ainsi, à partir du moment où la particule diffusante est connue (et donc sa fonction de phase), on peut déterminer ξ et φ grâce à deux lois distinctes :

$$\begin{cases} ddp_{\xi}(\xi) = \frac{1}{2} \cdot p(\xi) \cdot \sin(\xi) \\ ddp_{\varphi}(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \end{cases} \quad \textbf{(1-22)}$$

E. Réflexion au sol

Tout comme la fonction de phase pour la diffusion, la fonction de distribution de réflectance bidirectionnelle régit le comportement de la réflexion au sol. La seule différence réside dans le fait que la réflectance contient non seulement l'information de répartition spatiale des photons distribués, mais elle indique également la proportion de photons réfléchis. Si on reprend la définition de la réflectance :

$$L(\theta_i,\phi_i,\theta,\phi) = \frac{\rho(\theta_i,\phi_i,\theta,\phi)}{\pi}.E(\theta_i,\phi_i).\cos(\theta_i) \quad \textbf{(1-23)}$$

On peut l'appliquer à une surface élémentaire dS. Supposons que dN_i est le nombre de photons incident à la surface élémentaire dS, et que à d^2N est le nombre de photons réfléchis par cet élément de surface dans l'angle solide élémentaire dω autour de la direction (θ,ϕ). Il vient alors $E_i(\theta_i,\phi_i).\cos(\theta_i) \equiv \frac{dN_i}{dS}$ et $L(\theta_i,\phi_i,\theta,\phi) \equiv \frac{d^2N}{dS.\cos(\theta).d\omega}$, d'où :

$$d^2N = dN_i.\frac{\rho(\theta_i,\phi_i,\theta,\phi)}{\pi}.\cos(\theta).d\omega \quad \textbf{(1-24)}$$

qui nous donne la probabilité qu'un photon incident dans la direction (θ_i,ϕ_i) soit réfléchi dans l'angle solide dω. D'un point de vue pratique, on utilisera plutôt les fonctions suivantes (Govaerts et Verstraete, 1998) :

$$prob_{reflexion}(\theta_i,\phi_i) = \frac{1}{\pi}\iint_{demi-espace}\rho(\theta_i,\phi_i,\theta,\phi).\cos(\theta).\sin(\theta).d\theta.d\phi = a(\theta_i,\phi_i) \quad \textbf{(1-25)}$$

qui représente la probabilité de réflexion d'un photon incident dans la direction (θ_i,ϕ_i), et :

$$ddp(\theta_i,\phi_i,\theta,\phi) = \frac{\rho(\theta_i,\phi_i,\theta,\phi)}{\pi.a(\theta_i,\phi_i)}.\cos(\theta).\sin(\theta) \quad \textbf{(1-26)}$$

qui correspond à la densité de probabilité des variables (θ,ϕ) définissant la direction de réémission d'un photon réfléchi.

IV. TRAJET D'UN PHOTON DU SOLEIL VERS LE SOL

A. Description de la simulation

1. Algorithme

Le principe de la simulation est globalement très simple. Les photons sont lancés successivement en haut de l'atmosphère, dans la direction d'incidence du soleil. Leurs trajets sont ensuite simulés selon l'algorithme suivant :

tant que le photon est dans l'atmosphère et qu'il n'est pas absorbé

calcul de la longueur r_{max} du trajet maximal avant impact au sol ou sortie de l'atmosphère

tirage aléatoire de la longueur r du trajet réellement effectué(*)

si $r < r_{max}$ (il y a interaction à la position r) **alors**

détermination statistique de la particule rencontrée et du type d'interaction(*)

si il y a diffusion **alors** calcul de la nouvelle direction de propagation(*)

sinon (absorption) fin du trajet du photon

sinon (impact au sol ou sortie de l'atmosphère)

si sortie **alors** fin du trajet du photon

sinon (impact au sol) détermination statistique de l'absorption du sol(*)

si absorption **alors** fin du trajet du photon

sinon (réflexion) calcul de la nouvelle direction de propagation(*)

fin si

fin tant que

Les lignes marquées d'une astérisque (*) indiquent les opérations détaillées dans les paragraphes suivants.

Les photons incidents en chaque pixel sont comptabilisés en fonction de leur histoire et associés au type d'éclairement adéquat. Les éclairements seront calculés après la simulation à partir de ce recensement, du nombre total de photons lancés et de l'éclairement solaire en haut de l'atmosphère.

2. Détermination du trajet effectué par un photon

L'expression (1-17) donne la densité de probabilité d'interaction du photon à la position r. La densité de probabilité cumulée s'écrit donc :

$$DDP_{interaction}(r) = \int_0^r \sigma_e(u).e^{-\tau(u)}.du \qquad \textbf{(1-27)}$$

Or par la définition de l'épaisseur optique $\tau(r)$, on a également :

$$\frac{\partial\tau(r)}{\partial r}=\sigma_e(r) \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial\left[e^{-\tau(r)}\right]}{\partial r}=-\sigma_e(r).e^{-\tau(r)} \qquad \textbf{(1-28)}$$

On en déduit :

$$DDP_{interaction}(r)=\left[-e^{-\tau(u)}\right]_0^r=1-e^{-\tau(r)} \qquad \textbf{(1-29)}$$

Dans cette dernière expression, il apparaît nettement que la variable τ est plus accessible que la variable r elle-même. Etant donné que le lien entre τ et r est bijectif, il est plus judicieux de procéder au tirage aléatoire de l'épaisseur optique τ, et de calculer ensuite la longueur r du trajet correspondant. La fonction $DDP_{interaction}$ dépendant alors de τ, elle devient simplement inversible, et τ peut être exprimé en fonction d'une variable aléatoire x, uniformément distribuée entre 0 et 1 (cf.Annexe 2) :

$$\tau(r)=\ln(1-x) \qquad \textbf{(1-30)}$$

L'expression (**A 5**), en Annexe 1, définit τ en fonction des coefficients d'extinction et de r. Elle ne permet cependant pas d'extraire analytiquement la valeur de r. Celle-ci est donc calculée numériquement par dichotomie.

3. Interaction avec une particule

La position de l'interaction étant connue, les valeurs relatives des coefficients d'absorption et de diffusion des aérosols et des molécules permettent grâce à un tirage aléatoire uniforme de déterminer simultanément le type et la particule de l'interaction (cf. expression (1-19) et (1-20)).

S'il y a diffusion, les paramètres de la nouvelle direction de propagation doivent être calculés, en accord avec la fonction de phase de la particule rencontrée. L'angle azimutal φ de la diffusion défini sur la Figure 1.6 se calcule sans difficulté, car il est équiprobablement réparti sur toute la circonférence. En revanche, pour l'angle de phase ξ, il est nécessaire de procéder au calcul de sa densité de probabilité cumulée. Celle-ci est évaluée numériquement et le tirage aléatoire de ξ est réalisé comme cela est décrit en Annexe 2. Ce procédé est bien sûr le même quelle que soit la particule concernée.

Si la direction d'incidence est représentée par le vecteur $\vec{v}$ de coordonnées (a,b,c), alors les coordonnées (a',b',c') du vecteur $\vec{w}$ indiquant la nouvelle direction de propagation s'écrivent :
si $|c|<1$:

$$\begin{cases} a'=a.\mu-\left(a.c.\cos(\varphi)+b.\sin(\varphi)\right).\sqrt{\dfrac{1-\mu^2}{1-c^2}} \\ b'=b.\mu+\left(a.\sin(\varphi)-b.c.\cos(\varphi)\right).\sqrt{\dfrac{1-\mu^2}{1-c^2}} \\ c'=c.\mu+(1-c^2).\cos(\varphi).\sqrt{\dfrac{1-\mu^2}{1-c^2}} \end{cases} \qquad \textbf{(1-31)}$$

si $|c|=1$:

$$\begin{cases} a' = \sin(\xi).\cos(\varphi) \\ b' = \sin(\xi).\sin(\varphi) \\ c' = \mathrm{sgn}(c).\cos(\xi) \end{cases} \qquad \textbf{(1-32)}$$

où sgn est la fonction signe. Ces résultats sont démontrés en Annexe 2.

4. Réflexion au sol

Le taux d'absorption des photons par un type de sol donné est lié à la valeur de l'albédo $a(\theta,\phi)$, où les angles θ et ϕ correspondent à la direction d'incidence du photon et sont exprimés dans le repère local au pixel. On peut insister sur le fait que tous les angles zénithaux et azimutaux dont il est question dans cette partie sont mesurés dans ce repère local.

Si le photon est réfléchi par le sol, il s'agit de déterminer les nouveaux angles caractérisant sa nouvelle direction. En général, la réflectance bidirectionnelle est telle que la densité de probabilité de ces variables θ et ϕ qui en résulte ne permet pas de les séparer, et il est obligatoire de faire un tirage aléatoire simultané. La fonction de répartition (ou la densité de probabilité) ayant perdu ses propriétés de stricte croissance, on ne peut plus résoudre le problème de la même façon que précédemment. On utilise alors la méthode de réjection, décrite en Annexe 2, pour déterminer θ et ϕ. Ces angles permettent de calculer le vecteur de propagation dans le repère local, puis dans le repère principal.

B. Calcul des éclairements

L'éclairement incident à une surface S est proportionnel au nombre de photons n atteignant cette surface divisé par cette surface S. Il dépend également du nombre total N_{TOA} de photons lancés, qui correspond à l'éclairement solaire en haut de l'atmosphère :

$$E_{TOA}.\cos(\theta_s) \equiv \frac{N_{TOA}}{S_{TOA}} \qquad \textbf{(1-33)}$$

où le signe $\equiv$ indique la proportionnalité, et S_{TOA} fait référence à la surface de la base du volume de simulation. Soit n, le nombre de photons reçus au sol. L'éclairement en un point P du sol s'écrit :

$$E(P) = \frac{dn}{dS}(P) \cdot \frac{S_{TOA}}{N_{TOA}} \cdot E_{TOA}.\cos(\theta_s) \qquad \textbf{(1-34)}$$

C. Convergence des processus aléatoires

L'estimation de la convergence des tirages aléatoires est un aspect important des simulations stochastiques. Le problème à résoudre dans notre cas est très simplement résumé dans la question suivante : le nombre de photons lancés est-il suffisant pour que les résultats obtenus soient représentatifs des phénomènes aléatoires mis en jeu ?
Il s'agit dans ce paragraphe de trouver le meilleur compromis entre la vitesse d'exécution d'une simulation (dépendant fortement du nombre de photons lancés) et la précision des résultats.

Les processus aléatoires intervenant dans le trajet du photon étant complexes, l'estimation de la convergence est effectuée directement sur le nombre de photons atteignant le sol et correspondant à un type d'éclairement E donné. On définit une variable aléatoire n, indiquant le nombre de photons incidents en une zone donnée et correspondant à cet éclairement, pour N photons lancés en haut de l'atmosphère. Si on réalise k tirages n_j de cette variable n (ce qui revient à lancer k×N photons en haut de l'atmosphère), on peut calculer sa moyenne $\langle n_j \rangle$ et son écart-type σ :

$$\begin{cases} \langle n_j \rangle = \dfrac{1}{k}\sum_{j=1}^{k} n_j \\ \sigma = \dfrac{1}{k-1}\sum_{j=1}^{k} \left(n_j - \langle n_j \rangle\right)^2 \end{cases} \qquad \textbf{(1-35)}$$

Or on sait que lorsque le nombre k devient grand, l'erreur commise en estimant la vraie moyenne n par $\langle n_j \rangle$ tend à devenir une loi normale ; de plus son écart-type vaut alors $\frac{\sigma}{\sqrt{k}}$. Supposons que l'on exige une incertitude sur l'estimation de n (et donc de E) inférieure à δ. Il suffit de calculer k variables aléatoires n_j telle que l'on ait $3 \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{k}} < \delta$, ainsi, par les propriétés des lois normales, l'incertitude obtenue vérifie la contrainte demandée avec une probabilité de 99.7%.

En théorie, ce critère doit être vérifié pour chaque type d'éclairement, en chaque pixel du modèle numérique de terrain. Cependant, les termes les plus faibles sont en général ceux provenant de l'environnement, et ce sont aussi eux qui demandent un grand nombre de photons à lancer car ils sont issus des processus statistiques les plus complexes. Il paraît donc plus raisonnable de faire le test de convergence sur l'éclairement total.

A titre d'illustration, une simulation considérant un sol plat homogène de forte réflectance, une atmosphère peu diffusante et peu absorbante, et un angle zénithal solaire important, nécessitera environ 100000 jets de photons si la précision voulue est de 1% sur l'éclairement total au niveau du sol, et environ 350000 si celle-ci est de 0.5%.

V. CALCUL DES LUMINANCES EN ENTREE DU CAPTEUR

A. Méthode directe

Pour déterminer la luminance vue par le senseur par la méthode Monte Carlo, il est naturel de se dire que l'on va introduire dans le système un capteur, modélisé par une surface réceptrice et une angle solide de visée $\Delta\omega_i$ pour chaque pixel, repéré par la lettre i. L'angle solide (IFOV) est défini par la direction de visée et par la résolution au sol de l'instrument. Les photons qui atteindront l'une de ces surfaces (S_i), dans l'angle solide $\Delta\omega_i$, seront attribués à la luminance L_i vue par le pixel i correspondant. Soit n_i le nombre de ces photons. L'expression de cette luminance s'écrirait alors :

$$L_i = \frac{n_i}{S_i \cdot \Delta\omega_i} \cdot \frac{S_{TOA}}{N_{TOA}} \cdot E_{TOA} \cdot \cos\theta_s \qquad \textbf{(1-36)}$$

Cependant, on se rend compte que la proportion de photons lancés depuis le haut de l'atmosphère, éventuellement réfléchis par le sol, puis atteignant le capteur avec une direction appropriée est extrêmement faible. Or une bonne convergence exige un nombre d'événements aléatoires suffisant. Ce procédé engendre alors des durées de simulation trop longues. Une méthode plus efficace de calcul des luminances en entrée du senseur consiste à utiliser le principe Monte Carlo inverse (Gordon, 1985, Collins et al., 1972).

B. Description du principe de la méthode inverse

Cette méthode consiste à utiliser le principe de réciprocité du trajet de la lumière, et donc à lancer les photons depuis le senseur, successivement dans chaque angle solide de visée. Les photons sont comptés au niveau du sol, et ce bilan, associé à celui obtenu lors du calcul des éclairements, permet de calculer les luminances capteur en tenant compte de la réflectance du sol.

Posons nous le problème pour un angle solide donné correspondant à un pixel i du senseur :

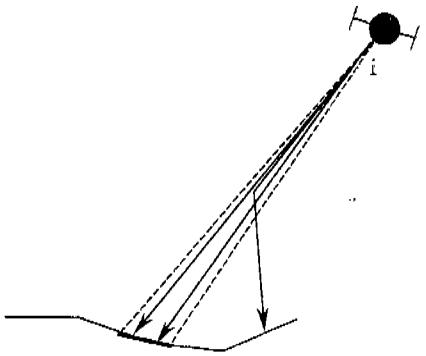


Figure 1.7 : lancer des photons depuis le senseur.

La position des photons est initialisée à celle du capteur, que l'on peut supposer ponctuel à l'échelle de son altitude et de l'étendue de l'observation. Leurs directions sont en revanche choisies aléatoirement dans l'angle solide de visée. La simulation du trajet des photons est ensuite exactement la même que précédemment, à l'exception du fait que dès que le photon atteint le sol, son trajet est stoppé. En effet, le seul but de cette simulation est d'estimer les différents facteurs de transmission du sol vers le senseur. De même que précédemment on compte les photons atteignant le sol, et on peut ainsi déterminer quelle est la proportion d'énergie réémise par une surface élémentaire du sol qui sera reçue par le pixel i du senseur.

C. Conditions de raccordement au niveau du sol

En procédant en deux étapes, nous avons donc calculé les éclairements incidents au sol, et les facteurs de transmission de chaque zone élémentaire du sol vers le senseur. Il s'agit à présent de relier ces deux simulations afin de déterminer les luminances en entrée du senseur.

1. Cas d'un sol lambertien

Dans ce cas simple, le lien entre les deux simulations est évident. En fait, on ne s'occupe pas de savoir quelles sont les directions d'incidence des photons atteignant le sol (dans les deux simulations), étant donné que la réflectance ρ qui intervient ne tient pas compte des effets directionnels.

Supposons que l'on ait lancé N photons depuis le pixel i du senseur. Par commodité (pour le commentaire des résultats), les photons atteignant le sol sont séparés en deux catégories : ceux effectuant un trajet direct et ceux diffusés par l'atmosphère. Appelons n^D le nombre de ceux dont le trajet est direct et n^d le nombre de ceux diffusés vers le sol. On définit alors les grandeurs $e^D(P,i)$ et $e^d(P,i)$, désignant le nombre de photons par unité de surface recensés au point P :

$$\begin{cases} e^D(P,i) = \dfrac{dn^D}{dS}(P,i) \\ e^d(P,i) = \dfrac{dn^d}{dS}(P,i) \end{cases} \qquad \textbf{(1-37)}$$

On peut alors écrire les expressions des luminances montantes $L_{direct}(i)$ et $L_{diffus}(i)$ de la façon suivante :

$$L_{direct}(i) = \iint_{\Re} E(P) \cdot \frac{\rho}{\pi} \cdot \frac{e^D(P,i)}{N} \cdot dS \qquad (1\text{-}38)$$

et

$$L_{diffus}(i) = \iint_{\Re} E(P) \cdot \frac{\rho}{\pi} \cdot \frac{e^d(P,i)}{N} \cdot dS \qquad (1\text{-}39)$$

où E(P) est l'éclairement total reçu en P.

2. Prise en compte de la réflectance bidirectionnelle

L'objet de ce travail est d'obtenir une méthode de référence. La prise en compte des effets directionnels introduits par la nature du sol est essentielle, et doit donc être prise en compte.

Le problème devient alors plus complexe. Il faut simultanément tenir compte des directions d'incidence des photons contribuant à l'éclairement du pixel au sol, et des directions de réflexion. La solution consiste à établir en chaque point au sol les distributions spatiales des photons incidents, pour la simulation descendante (calcul des éclairements) et pour la simulation montante. On sera ensuite capable de relier ces deux distributions par le biais de la réflectance bidirectionnelle du point P considéré.

Plaçons nous dans le cas d'un pixel i du senseur, et évaluons le signal reçu par i provenant d'un point P du sol. Soit N_{TOA} le nombre de photons lancés depuis le haut de l'atmosphère. Si n représente le nombre de photons arrivant au sol, on définit alors $l(P,\theta_1,\phi_1)$ donnant le nombre de photons incidents dans la direction (θ_1,ϕ_1) en P par unité de surface et par unité d'angle solide :

$$l(P,\theta_1,\phi_1) = \frac{d^2n}{dS \cdot d\omega_1}(P,\theta_1,\phi_1) \qquad (1\text{-}40)$$

A présent, supposons que $N_{senseur}$ est le nombre de photons lancés depuis le pixel i du senseur, et n^D celui des photons reçus directement au sol. On peut écrire de façon similaire la fonction $l^D(P,i,\theta_2,\phi_2)$, donnant le nombre de photons issus du senseur atteignant P dans la direction (θ_2,ϕ_2) par unité de surface et par unité d'angle solide :

$$l^D(P,i,\theta_2,\phi_2) = \frac{d^2n^D}{dS \cdot d\omega_2}(P,i,\theta_2,\phi_2) \qquad (1\text{-}41)$$

Il est alors possible d'écrire la contribution de l'énergie incidente à la surface dS_P en P selon (θ_1,ϕ_1) et réémise selon (θ_2,ϕ_2) à la luminance reçue directement par le pixel i :

$$d^3L_{direct}(i) = S_{TOA} \cdot E_{TOA} \cdot \cos\theta_s \cdot \frac{l(P,\theta_1,\phi_1)}{N_{TOA}} \cdot dS_P \cdot d\omega_1 \times \frac{\rho(\theta_1,\phi_1,\theta_2,\phi_2)}{\pi} \times \frac{l^D(P,i,\theta_2,\phi_2)}{N_{senseur}} \cdot d\omega_2 \qquad (1\text{-}42)$$

Les trois facteurs apparaissant dans cette formule correspondent respectivement à l'éclairement incident en dS_P selon (θ_1,ϕ_1), la quantité d'énergie réfléchie de (θ_1,ϕ_1) vers (θ_2,ϕ_2) par P, et le facteur de transmission direct de l'angle solide $d\omega_2$ en P vers le pixel i du senseur. Pour retrouver la luminance directe complète en i, on intègre cette expression sur le demi-espace d'incidence de l'éclairement (Ω_1), le demi-espace de réflexion de cet éclairement (Ω_2), et sur l'ensemble du relief $\Re$:

$$L_{direct}(i) = S_{TOA} \cdot E_{TOA} \cdot \cos\theta_s \times \iint_{\Re}\iint_{\Omega_1}\iint_{\Omega_2} \frac{I(P,\theta_1,\phi_1)}{N_{TOA}} \cdot \frac{\rho(\theta_1,\phi_1,\theta_2,\phi_2)}{\pi} \cdot \frac{I^D(P,i,\theta_2,\phi_2)}{N_{senseur}} \cdot d\omega_2 \cdot d\omega_1 \cdot dS_P \quad \textbf{(1-43)}$$

Dans le cas présent, Ω_1 et Ω_2 représentent tous les deux un demi-espace complet surplombant le point P du sol (et valent donc 2π).

En définissant de façon complètement analogue les grandeurs associées au trajet diffus remontant (n^d, I^d puis d^3L_{diffus}), on peut écrire l'expression de la luminance diffuse en entrée du pixel i :

$$L_{diffus}(i) = S_{TOA} \cdot E_{TOA} \cdot \cos\theta_s \times \iint_{\Re}\iint_{\Omega_1}\iint_{\Omega_2} \frac{I(P,\theta_1,\phi_1)}{N_{TOA}} \cdot \frac{\rho(\theta_1,\phi_1,\theta_2,\phi_2)}{\pi} \cdot \frac{I^d(P,i,\theta_2,\phi_2)}{N_{senseur}} \cdot d\omega_2 \cdot d\omega_1 \cdot dS_P \quad \textbf{(1-44)}$$

Remarque : Nous avons choisi de résoudre le problème en le découpant en deux simulations distinctes, étant donné que la résolution par simulation directe demande beaucoup plus de photons et donc de temps. En fait l'introduction d'information déterministe (ici la réflectance au niveau de la dernière réflexion sur le sol) au cours de la simulation permet d'accélérer sa convergence.

D. Luminance atmosphérique

La luminance atmosphérique correspond aux photons diffusés par l'atmosphère vers le senseur, sans avoir atteint le sol. Cette luminance est par commodité également calculée par cette méthode inverse. Les photons lancés depuis le senseur sont donc également recensés en haut de l'atmosphère, lors de leur sortie. Un photon contribuera alors à la luminance atmosphérique vue par le senseur si sa direction de sortie est contenue dans un angle solide élémentaire $d\omega_s$ autour de la direction du soleil, sous réserve bien sûr qu'il n'a pas touché le sol. Appelons dn_{atm} le nombre de photons vérifiant les conditions précitées, la luminance atmosphérique vue par ce pixel s'écrit :

$$L_{atm}(i) = \frac{dn_{atm}}{d\omega_s} \cdot \frac{E_{TOA}}{N_{senseur}} \quad \textbf{(1-45)}$$

L'angle solide étant très fin (l'ouverture est inférieure à 1°), la proportion de photons récupérés n'est pas très importante. Il en découle que cette composante est la plus exigeante en nombre de photons à lancer.

VI. VALIDATION DE LA METHODE

Il s'agit dans ce paragraphe de vérifier le bien-fondé de la méthode statistique présentée. Pour cela, nous proposons une démarche progressive, tendant à valider pas à pas les différents effets à prendre en compte. Dans un premier temps, un code usuel est utilisé, et est comparé à la méthode Monte Carlo sur des sols simples (plats et homogènes). Cette première étape nous permet tout d'abord de vérifier les phénomènes atmosphériques, couplés à un sol simple. L'utilisation de mesures de réflectance bidirectionnelle effectuées en laboratoire, sur un sol rugueux, isolera quant à elle les effets topographiques, du fait de l'absence d'atmosphère. Enfin, nous essaierons de valider globalement la méthode par des mesures satellitaires, issues de l'instrument Polder au-dessus d'un site désertique. L'ensemble de ces vérifications n'est bien sûr pas exhaustif, car, par exemple, aucun test n'est réalisé sur un sol hétérogène. Cependant, ce que l'on cherche à valider, c'est le principe de la méthode, qui est à l'origine de la reconstruction du signal radiatif. Ainsi, si on peut montrer que celui-ci est correct en ce qui concerne les effets atmosphériques, topographiques et environnementaux dans les cas précités, il est très raisonnable de considérer que la méthode reproduit correctement l'ensemble des phénomènes, quelle que soit la scène.

A. Validation par un code existant

1. Configurations de test

Nous nous servirons ici du code 6S (Vermote et al., 1997). Afin d'estimer au mieux les éventuelles divergences entre les résultats des simulations, trois types de simulation sont envisagés : un cas moyen, un cas favorable (atmosphère claire, bonnes conditions d'acquisitions) et un cas difficile (atmosphère épaisse, conditions d'acquisitions défavorables).

Dans tous les cas, le sol plat et homogène sera supposé lambertien. Le modèle atmosphérique joue un rôle important dans le sens où les méthodes confrontées utilisent une représentation différentes de l'atmosphère. Il est impératif que ces représentations traduisent un modèle identique. Cette contrainte nous amène à se placer à la longueur d'onde de 550 nanomètres, pour assurer notamment une bonne coïncidence des contenus en aérosols. Les paramètres qui vont ensuite varier d'un cas à l'autre sont les conditions solaires et de prise de vue, la réflectance du sol, le type de molécules présentes dans l'atmosphère et l'abondance des aérosols.

Pour le cas moyen ou standard, le soleil est arbitrairement situé à un zénith de 30° et le capteur satellitaire se trouve dans le demi-plan de diffusion avant, à un zénith de 30° également. L'atmosphère est de type « midlatitude winter », donc relativement sèche. Les aérosols, représentés par le modèle de Junge, ont une abondance fixée par une visibilité horizontale de 23 kilomètres. Enfin, le sol a une réflectance de 0.2.
Des conditions plus favorables sont envisagées dans le second cas : le soleil est au zénith, et le senseur, toujours à bord d'un satellite, fait une acquisition en visée au nadir. L'atmosphère est identique à celle du cas précédent mais le sol a cette fois une réflectance de 0.1.

Le dernier cas présente des conditions plus difficiles. Le soleil a un zénith de 60° et le satellite, toujours à l'opposé, fait une mesure avec une inclinaison de 40°. L'atmosphère est de type tropical (forte humidité) et la visibilité en aérosols n'est plus que de 10 kilomètres. De plus, pour augmenter les effets de l'environnement, la réflectance du sol est fixée à une valeur relativement forte de 0.5.

2. Résultats

Le sol étant plat et homogène, la comparaison ne se fait que pour un pixel du sol et du senseur. Les trois tableaux suivants indiquent le détail des valeurs obtenues pour chacune des configurations décrites. Les éclairements sont exprimés en $Wm^{-2}\mu m^{-1}$ et les luminances en $Wm^{-2}\mu m^{-1}sr^{-1}$. L'écart relatif correspond à l'écart algébrique entre le résultat 6S et celui de Monte Carlo, ramené à la valeur du premier. Notons également que les simulations Monte Carlo ont été réalisées de telle manière à ce que les résultats soient obtenus avec une convergence meilleure que 0.5 % sur les composantes totales.

	6S	Monte Carlo	δ (%)
E_{direct}	1098.4	1098.5	< 0.5
E_{diffus}	363.8	355.6	2.2
$E_{couplage}$	38.4	39.9	-3.9
E_{total}	1500.6	1494.0	< 0.5
L_{direct}	62.6	62.4	< 0.5
L_{diffus}	20.7	20.2	2.4
L_{atm}	22.8	21.2	7.0
L_{total}	106.1	103.8	2.1

Tableau 1.1 : cas moyen.

	6S	Monte Carlo	δ (%)
E_{direct}	1342.2	1342.3	< 0.5
E_{diffus}	382.9	376.2	1.7
$E_{couplage}$	22.4	23.3	-4.0
E_{total}	1747.5	1741.8	< 0.5
L_{direct}	38.5	38.5	< 0.5
L_{diffus}	11.0	10.8	1.8
L_{atm}	28.5	28.2	1.0
L_{total}	78.0	77.5	0.6

Tableau 1.2 : cas favorable.

	6S	Monte Carlo	δ (%)
E_{direct}	321.6	321.9	< 0.5
E_{diffus}	383.5	369.1	3.8
$E_{couplage}$	60.2	63.2	-5
E_{total}	765.3	754.2	1.5
L_{direct}	59.4	58.5	1.5
L_{diffus}	41.6	39.8	1.9
L_{atm}	45.3	40.1	11.6
L_{total}	146.3	138.3	5.4

Tableau 1.3 : cas défavorable.

Les trajets directs étant relativement simples à modéliser, de quelque manière que ce soit, il n'est pas surprenant que les écarts soient très faibles. C'est la modélisation des phénomènes de diffusion qui est en revanche déterminante. En effet, on confronte ici deux méthodes de résolutions de l'équation du transfert radiatif diamétralement opposées. Les différences entre les méthodes, et leurs éventuelles hypothèses peuvent expliquer les écarts observés notamment sur le terme d'éclairement diffus au niveau du sol. On constate également que les écarts deviennent plus importants en même temps que l'épaisseur optique de l'atmosphère et la masse d'air du trajet augmentent. Les biais rencontrés sur la luminance diffuse montante ont la même origine, et les mêmes effets sont observés. Le terme de couplage est calculé par 6S à l'aide de l'albédo sphérique de l'atmosphère, dont la détermination est liée aux propriétés diffusantes de celle-ci. Les écarts sur ce terme atteignent 5 % dans le pire des cas, mais comme sa contribution est inférieure à 10 %, le bilan total au sol reste très satisfaisant.

La plus importante source d'écart en entrée du capteur provient du calcul de la luminance atmosphérique. Des simulations ont été faites pour rechercher l'origine de cette divergence. Par exemple, des atmosphères purement moléculaires, ou constituées que d'aérosols, ou encore n'introduisant pas d'absorption gazeuse ont été testées. Dans tous les cas, l'écart entre les méthodes augmente en même temps que la masse d'air et l'épaisseur optique totale, et le découplage de l'absorption gazeuse effectué par 6S n'est pas à mettre en cause. Il semble donc que ce soit les méthodes de calcul qui introduisent ces écarts. Le signal total en entrée du capteur est altéré par cette divergence lorsque les conditions sont très défavorables, et les biais entre les méthodes atteignent plus de 5 %. En revanche, dans les cas les plus courants, les résultats issus des deux codes sont très similaires.

B. Validation à l'aide de mesures de BRDF

La validation expérimentale de ce type de code est une opération à la fois essentielle et très délicate. Elle exige des mesures de bonne qualité, et une maîtrise complète du site exploité. Les paramètres d'entrée du code de transfert (grandeurs atmosphériques, modèle du terrain, réflectances bidirectionnelles) constituent un jeu de données complexes, souvent difficile à acquérir avec une bonne précision.

Dans cette première validation par des mesures, nous choisissons de limiter la méconnaissance du système, en utilisant des mesures de réflectance en laboratoire effectuées par le goniomètre de l'ONERA/DOTA (Serrot et Bodilis et al., 1998). L'intérêt de ces mesures, pour la validation de notre code, réside dans le fait qu'elles sont effectuées sur un sol rugueux, présentant un relief important et dont la géométrie est maîtrisée. Ces mesures, acquises naturellement en absence d'atmosphère, mettent en jeu des effets topographiques très significatifs. La comparaison de ces mesures à des simulations Monte Carlo réalisées dans les mêmes conditions vont alors nous permettre de vérifier que notre code prend en compte correctement ces effets de relief.

La surface choisie pour cette validation est constituée de sable, et son relief présente une anisotropie importante. Pour vraiment insister sur l'impact des effets topographiques, le plan de la source (plan principal) est placé de manière à maximiser l'asymétrie de la surface par rapport à ce plan. Les mesures effectuées à gauche et à droite du plan principal introduiront alors des effets à la fois importants et différents selon le côté de l'observation.

1. Description de la mesure

L'instrument de mesure de réflectance bidirectionnelle de l'ONERA/DOTA est un goniomètre (Serrot et Bodilis et al., 1998), composé de trois éléments principaux : un plateau supportant l'échantillon, une source lumineuse et un récepteur associé à un spectromètre (Figure 1.8). Les propriétés spectrales de l'ensemble permettent de faire des mesures de 450 à 940 nm, avec une résolution de 2 nm environ. L'incidence de la source peut varier de 0 à 60°, de même que la visée du détecteur. L'azimut relatif peut évoluer de 0 à 180°. Pour notre mesure, la surface d'intégration au niveau de l'échantillon a un rayon de 11 cm, ce qui correspond à une ouverture angulaire du détecteur de 6°. Cette ouverture est nécessaire pour intégrer suffisamment de surface pour que le résultat soit bien représentatif de la topographie.

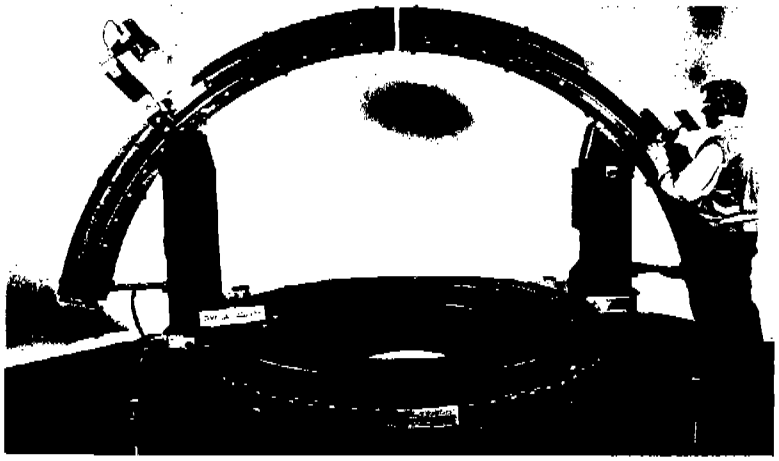


Figure 1.8 : goniomètre.

Le sable utilisé pour cette validation provient de la plage de Narbonne, et a été préalablement séché. La géométrie de la surface présente une invariance selon une direction, et s'apparente à de petites dunes triangulaires selon l'autre direction. La mise en forme de la surface a tout simplement été faite à l'aide d'un gabarit translaté le long de la direction d'invariance, comme l'illustre la Figure 1.9. Le motif élémentaire de la surface fait 5 cm de long. Sa hauteur est de 1.5 cm, et les facettes sont inclinées à 35°. Ces valeurs correspondent en fait aux dimensions du gabarit, et, le résultat n'est qu'approximatif.

Le plan principal est orienté à 45° par rapport à la direction des dunes. Ce choix est motivé par le fait que cette géométrie est celle qui présente le plus de dissymétrie par rapport au plan principal. Le goniomètre ne permet par construction d'accéder qu'à un seul côté du plan principal (variation de l'azimut relatif de 0 à 180°). La mesure de réflectance pour des azimuts de 0 à 360° s'effectue donc en deux étapes. Les propriétés de symétrie de l'échantillon nous permettent de mesurer les valeurs qui devraient être obtenue de 180 à 360°, en pivotant l'échantillon et en l'orientant à 45° de l'autre côté du plan de la source (ce qui correspond en fait à son symétrique par rapport au plan principal). Ainsi, en deux passages de 0 à 180°, et en alignant successivement les dunes à 45° et à –45°, on obtient des mesures de réflectance respectivement à gauche et à droite du plan principal (cf. Figure 1.10).

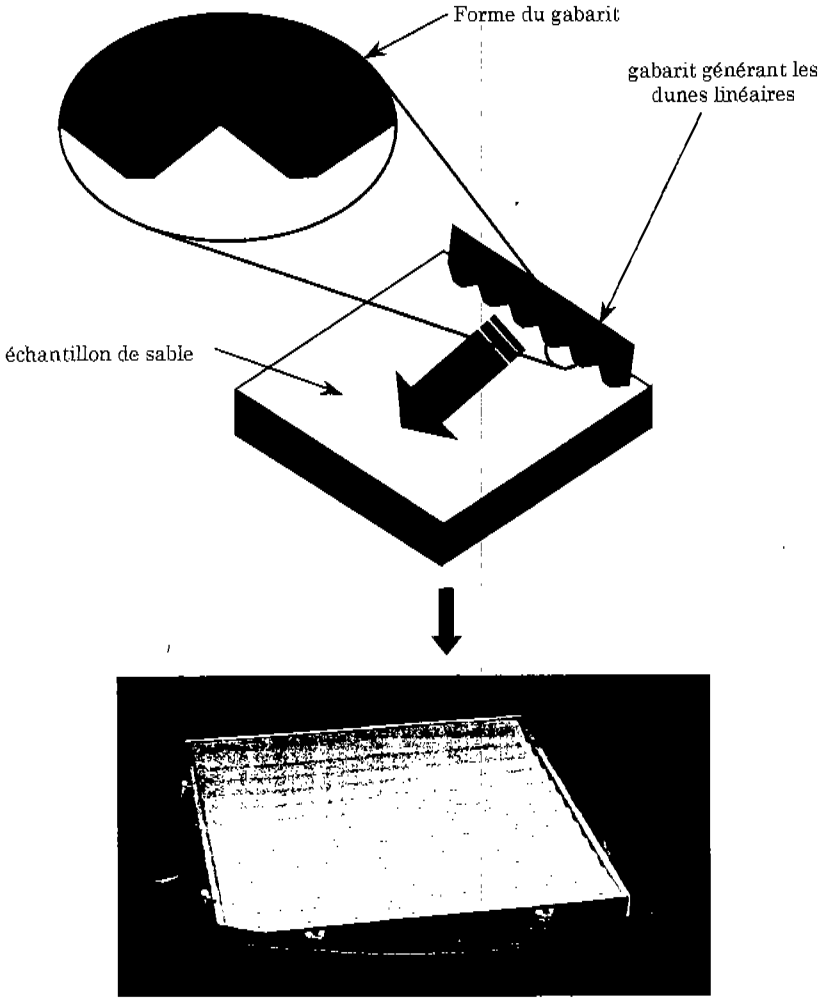


Figure 1.9 : échantillon de mesure.

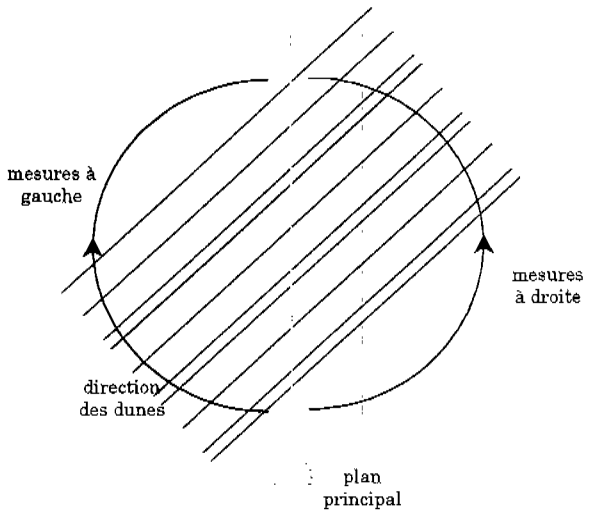


Figure 1.10 : orientation relative du relief et du plan principal.

Dans ce test, les angles zénithaux de visée ont été fixés successivement à 30 et 50°, l'angle d'incidence de la source étant quant à lui resté égal à 45°. Deux longueurs d'onde sont envisagées : 550 et 850 nm. Les valeurs des réflectances mesurées sont

alors tracées, pour un angle zénithal de visée donné, en fonction de l'azimut relatif à gauche (en rouge) et à droite (en bleu) du plan principal (cf. Figure 1.11).

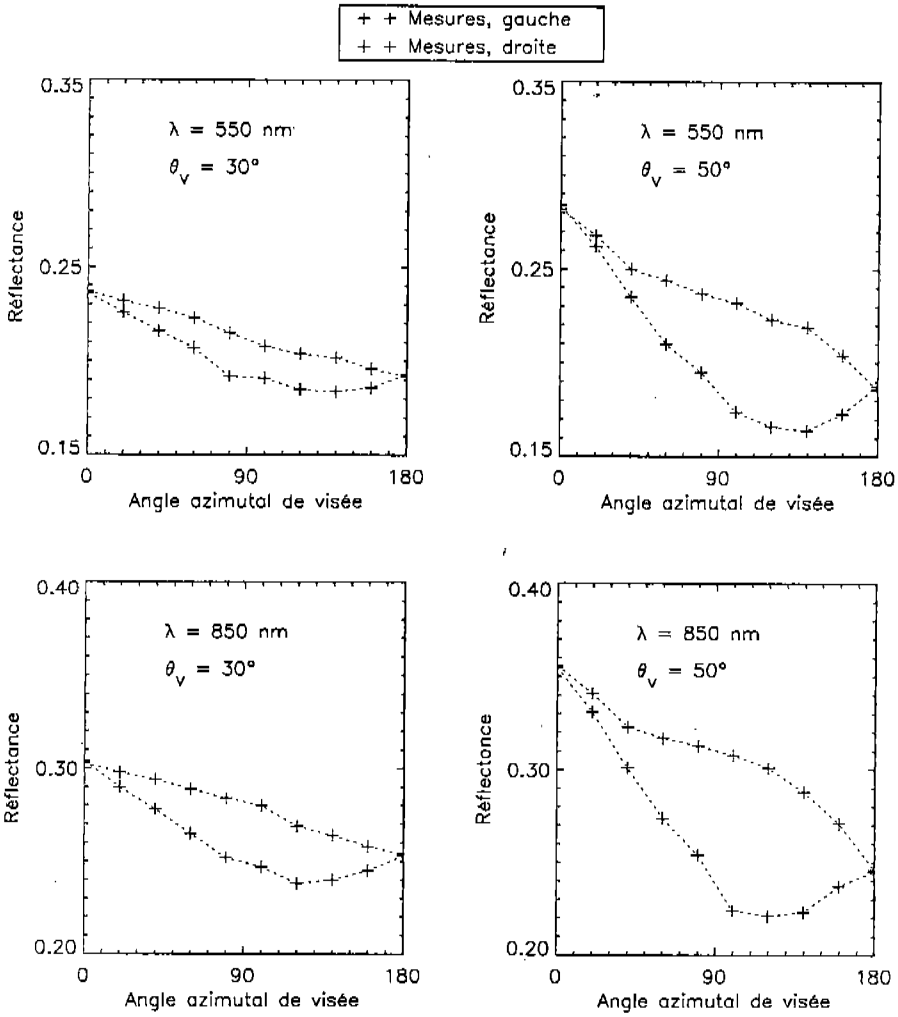


Figure 1.11 : réflectance mesurée de part et d'autre du plan principal, pour θ_s=45°.

Immédiatement, on constate une dissymétrie très marquée entre les deux côtés du plan principal. La réflectance mesurée à droite est systématiquement supérieure à celle de gauche. Ceci s'explique par le fait que les facettes très éclairées par la source sont orientées vers le capteur lorsque celui-ci est à droite du plan principal. Du côté gauche, au contraire, ce sont les facettes faiblement exposées qui sont bien vues par le capteur, d'où des valeurs de réflectance plus faibles. De ce côté, le minimum de réflectance est obtenu pour un azimut relatif avoisinant 135°, position pour laquelle le capteur est rigoureusement en face des pentes dunaires peu éclairées. C'est d'ailleurs à cet endroit que la différence entre la mesure à gauche et la mesure à droite est la plus importante, car pour la première, on se trouve en face des pentes mal exposées, et pour la seconde, on est en face de celles bien éclairées. Du côté droit, on constate de plus qu'un point d'inflexion est visible pour la visée à 50°, aux alentours de 40° d'azimut relatif. Ce phénomène provient du fait que la réflectance baisse tout d'abord rapidement en s'éloignant du domaine de rétrodiffusion, puis stagne ensuite.

Pour l'angle de visée à 30°, les écarts maximaux qui apparaissent entre les deux côtés du plan principal sont supérieurs à 10 % du niveau moyen des valeurs de

réflectance. Plus l'angle zénithal de visée augmente, plus les effets topographiques sont influents. Ainsi, l'amplitude des courbes augmente, et les écarts également : ils atteignent plus de 30 % pour l'angle zénithal de visée de 50°. De façon évidente, l'hypothèse classique de symétrie de la réflectance bidirectionnelle par rapport au plan principal n'est largement pas vérifiée dans le cas de cette surface.

2. Simulation par méthode Monte Carlo

Le code Monte Carlo exige comme paramètres d'entrée un modèle numérique de terrain, dont chaque pixel est caractérisé par un modèle de réflectance bidirectionnelle. Dans le cas présent, le sol est homogène, et le sable qui le constitue est connu. Dans un premier temps, celui-ci doit être caractérisé par sa réflectance propre, c'est-à-dire lorsqu'il se présente sous forme de surface plane. Afin d'introduire le moins de biais possible par rapport aux mesures précédentes, cette caractérisation est effectuée à l'aide du goniomètre. L'échantillonnage spatial est de 10° en angle zénithal, et 20° en angle azimutal. Les valeurs mesurées sont ensuite utilisées pour ajuster un modèle. D'après Petit (1998), le modèle de Rahman (Rahman et al., 1993), décrit dans le Tableau 1.4, est le plus adapté à ce type de sable, et donne les meilleures performances. Celles-ci sont illustrées par la Figure 1.12.

Modèle de Rahman	$BRDF = k_0\left[(\cos\theta_i \cos\theta_r)(\cos\theta_i + \cos\theta_r)\right]^{k_1} F(\xi, k_2)\left[1 + R(G, k_0)\right] + k_3 \frac{1}{\cos\theta_i}$ $F(\xi, k_2) = \frac{1 - k_2^2}{\left[1 + k_2^2 - 2k_2\cos(\pi - \xi)\right]^{1.5}}$ $R(G, k_0) = \frac{1 - \pi k_0}{1 + G}$ $\cos\xi = \cos\theta_r \cos\theta_i + \sin\theta_r \sin\theta_i \cos\phi$ $G = \sqrt{\tan^2\theta_i + \tan^2\theta_r - 2\tan\theta_i \tan\theta_r \cos\phi}$

Longueur d'onde	550 nm		850 nm	
Valeurs de parmètres	k_0	0.0632	k_0	0.0844
	k_1	-0.249	k_1	-0.221
	k_2	0.0340	k_2	0.0398
	k_3	-0.00676	k_3	-0.00908

Tableau 1.4 : modèle de Rahman pour le sable.

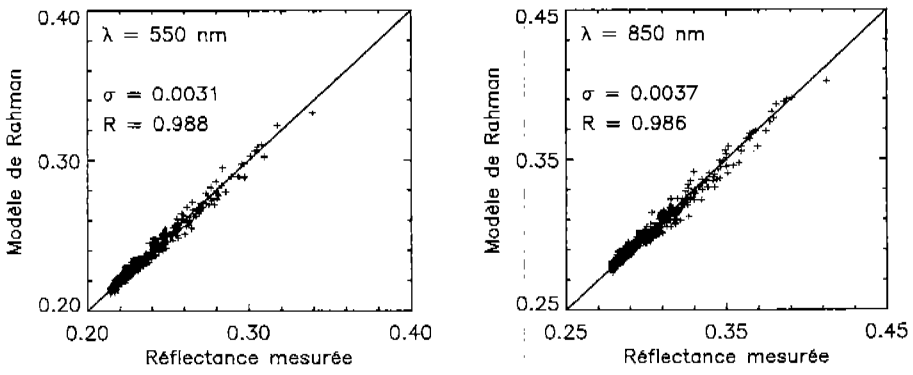


Figure 1.12 : comparaison du modèle de Rahman et des mesures.

Les indicateurs de convergence (erreur quadratique moyenne, et coefficient de corrélation) montrent qu'en effet le modèle de Rahman est très bien ajusté sur le

comportement directionnel du sable, et que a priori l'erreur introduite par l'utilisation du modèle sera faible. La Figure 1.13 illustre la signature directionnelle du sable, pour un angle zénithal d'incidence de 30°.

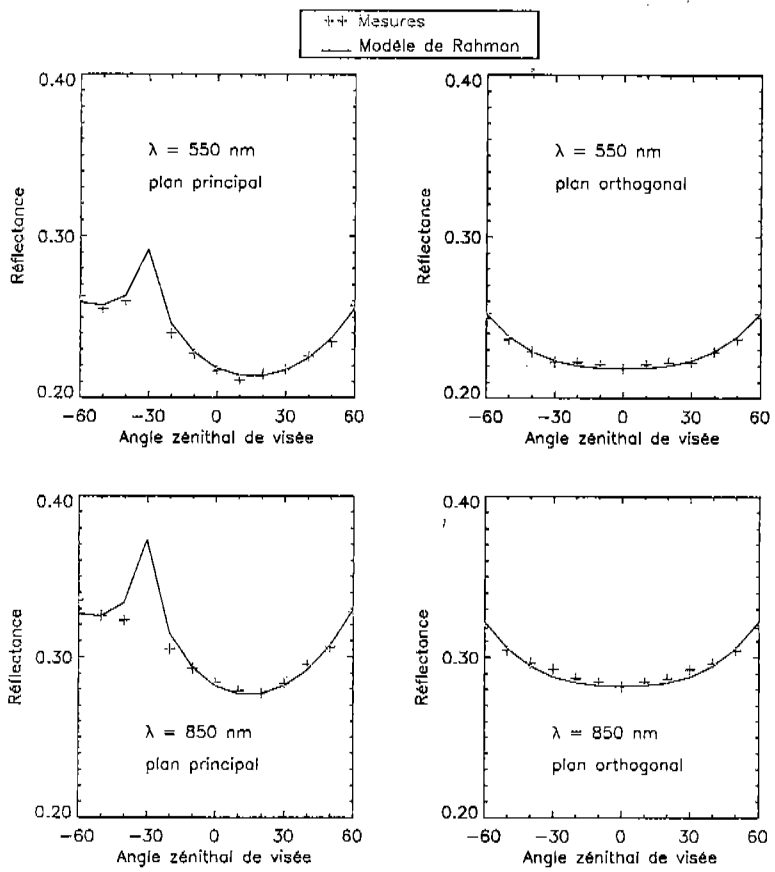


Figure 1.13 : réflectance du sable, pour θ_s=30°.

On peut remarquer cependant que le goniomètre ne permet pas la mesure de la réflectance autour de la direction de rétrodiffusion, le capteur masquant la source. Les valeurs de réflectance autour de la direction de rétrodiffusion sont extrapolées par le modèle, et ne sont donc pas nécessairement justes. De plus, comme les mesures effectuées précédemment, l'ouverture angulaire du capteur est de 6°, ce qui a tendance à atténuer les variations rapides de la réflectance qui pourrait se produire aux alentours de la rétrodiffusion notamment. De ce fait, les mesures seules ne permettent pas de prédire correctement la signature de rétrodiffusion, que le modèle de Rahman traduit par un pic très marqué.

Le goniomètre n'atteint pas non plus les angles zénithaux supérieurs à 60°. Or, il semble qu'actuellement, le manque de mesures pour ces angles d'incidence et de réflexion rasants ne permet pas d'indiquer clairement quel est le comportement de la réflectance dans ce domaine angulaire. Les modèles classiques extrapolent de ce fait des valeurs imprévisibles et peu fiables (Cabot, 1995). Ces grandeurs étant nécessaires pour la simulation Monte Carlo, nous choisissons de supposer que la valeur de la réflectance est constante au delà de 60° (pour l'incidence comme pour la visée). Cette hypothèse est probablement fausse, mais elle est apparaît comme la plus raisonnable.

Les simulations sont alors effectuées dans les mêmes conditions géométriques que dans le cas des mesures. L'incidence de la source est de 45°, et le plan principal est orienté à 45° par rapport à la direction des dunes. Pour cette simulation, l'atmosphère est inexistante, et donc d'épaisseur optique nulle. Les angles zénithaux de visée sont successivement 30 et 50°, et les simulations sont effectuées tout autour du plan principal. Les résultats obtenus, en nombre de photons, sont convertis en réflectance.

3. Comparaison modèle/mesures

La Figure 1.14 est construite de la même façon que dans le cas des mesures, et superpose les valeurs simulées et mesurées.

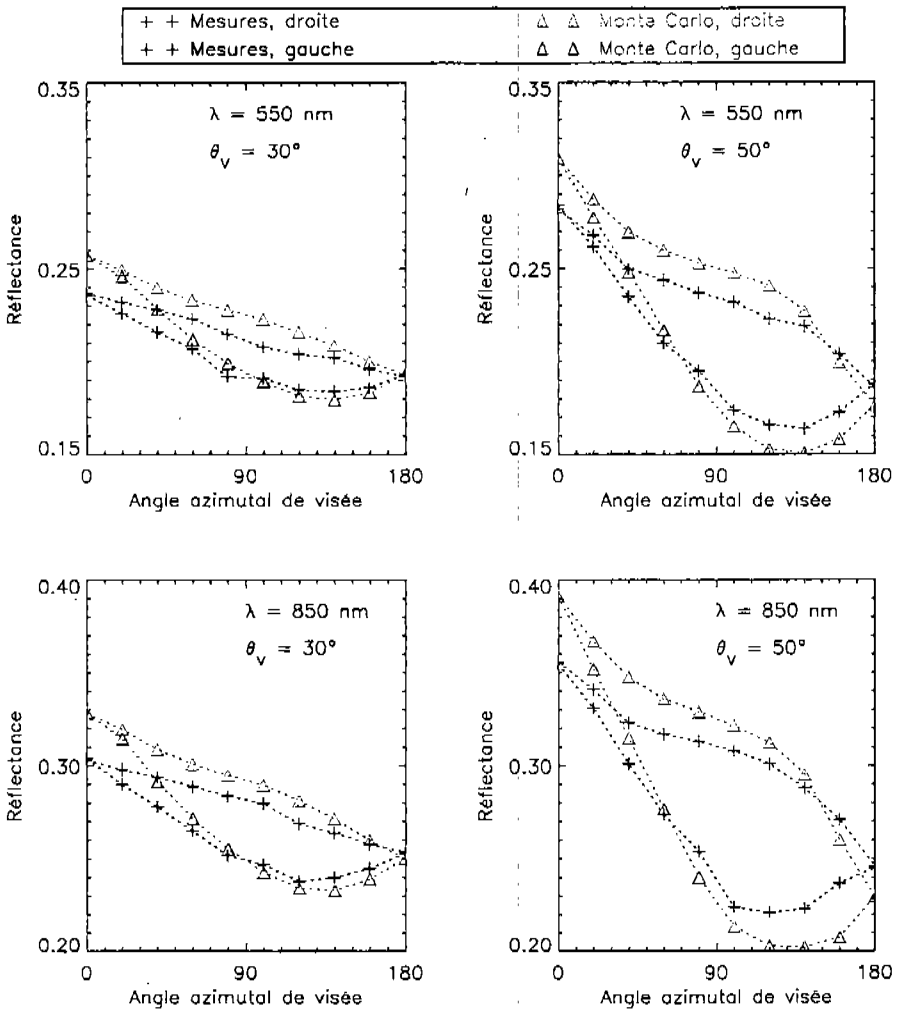


Figure 1.14 : comparaison des réflectances mesurées et simulées.

Si l'on se limite au comportement global des deux courbes, les commentaires effectués sur les mesures sont aussi valables pour les simulations Monte Carlo. On retrouve en effet les mêmes allures, les mêmes dissymétries, le même point d'inflexion pour le côté droit, pour la visée à 50°, et le minimum du côté gauche est observé au même endroit. Les seules différences observées concernent l'amplitude des courbes, plus importante dans le tracé des simulations. D'un point de vue quantitatif, ces écarts sont indiqués par l'erreur quadratique moyenne, dans le Tableau 1.5.

		Côté gauche	Côté droit
λ=550 nm	θ_v=30°	4.7	5.7
	θ_v=50°	6.6	6.7
	global	6.3	
λ=850 nm	θ_v=30°	4.3	4.7
	θ_v=50°	7.6	6.1
	global	6.1	

Tableau 1.5 : Erreurs quadratiques moyennes relatives, pour chaque courbe (en %).

Différents postes d'erreur peuvent expliquer les biais dans les deux jeux deréflectances. En premier lieu, le fait que l'on utilise le même instrument pour caractériser la réflectance propre du sable (donnée d'entrée de la simulation) et pour faire les mesures sur la surface dunaire permet de limiter l'erreur, mais l'instrument introduit tout de même une incertitude sur la mesure. Pour le goniomètre de l'ONERA/DOTA, cette erreur a été évaluée à 3 % pour une surface plane (Serrot et Boucher et al., 1998). D'autre part, la caractérisation de la réflectance du sable est effectuée sur un domaine qui ne s'étend pas sur l'hémisphère complet. Tout d'abord, la réflectance autour de la direction de rétrodiffusion n'est qu'approximativement estimée. La valeur donnée par le modèle (sans doute trop élevée) peut expliquer en partie la surestimation des mesures par la simulation pour les azimuts faibles. Ceci est démontré par une simple simulation, pour laquelle nous avons nettement diminué le niveau local du pic de rétrodiffusion (de 10 %). Les résultats obtenus sont tracés sur la Figure 1.15.

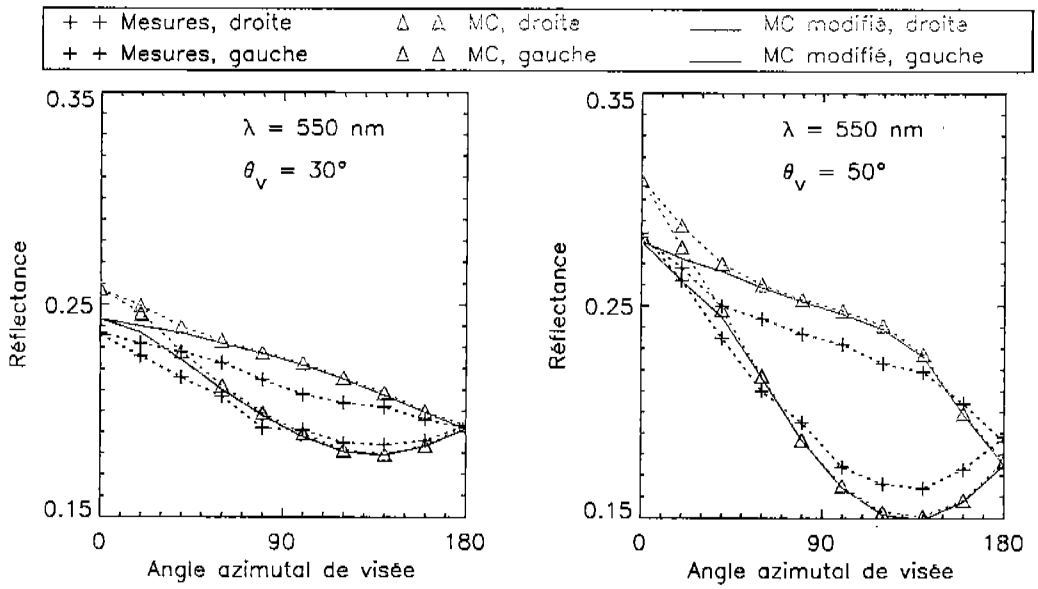


Figure 1.15 : résultats à 550 nm (mesures, Monte Carlo, et Monte Carlo avec un pic de rétrodiffusion réduit).

Il apparaît que l'influence des valeurs de la réflectance dans le domaine de rétrodiffusion est importante au début de la courbe, et que les valeurs incertaines fournies par le modèle sont sources de biais. On constate également que la portée de cette erreur ne dépasse pas 20° en angle azimutal ; en effet, le modèle de Rahman, au-

delà de 10 à 20° de la direction de rétrodiffusion, est à nouveau bien ajusté sur des mesures fiables.
Pour des zéniths de plus de 60°, les mesures ne sont pas non plus disponibles, et le comportement directionnel proposé pour la réflectance n'est que présumé. Ces domaines angulaires interviennent cependant dans la luminance direct-direct sur les faces inclinées. En particulier, elles sont directement mises en cause pour la visée à 50°, pour des valeurs d'azimut relatif dépassant 90°. Ce n'est cependant pas le cas pour la visée à 30°, ce qui explique que l'écart les courbes de gauche (modèle et mesures), pour le domaine azimutal allant de 100 à 180°, est plus important lorsque l'angle zénithal de visée vaut 50° que lorsqu'il vaut 30°. Pour confirmer cela, on peut arbitrairement augmenter les valeurs de réflectance autour du plan orthogonal, et refaire la simulation de la courbe à 850 nm, pour la visée à 50° (Figure 1.16).

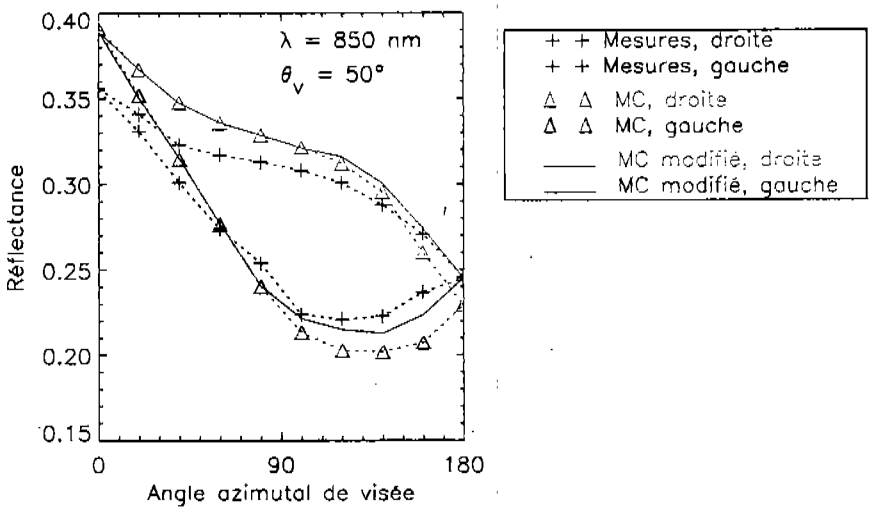


Figure 1.16 : résultats à 850 nm, θ_v=50° (mesures, Monte Carlo, et Monte Carlo avec augmentation des réflectances rasantes).

L'écart est effectivement réduit, pour des azimuts allant de 100 à 180° (courbe en trait plein), alors que le reste de la courbe n'est pas altéré. Cela montre bien la sensibilité des résultats, en fonction des valeurs de réflectance données en incidence rasante. Il en résulte que notre modèle de réflectance bidirectionnelle choisi pour nos simulations est incomplètement maîtrisé, ce qui introduit des biais non négligeables dans nos signatures directionnelles calculées.
Enfin, on recense également deux autres sources d'incertitudes, liées à la géométrie de la mesure. Comme nous l'avons vu, l'ouverture angulaire de l'instrument est de plus de 6°, et cela a le même effet que sur les mesures caractérisant le sable : il a tendance à atténuer les variations rapides de la réflectance, comme le pic local de la rétrodiffusion. La reproduction du relief sur le sable n'est pas parfaite non plus. Les zones anguleuses sont en fait plus arrondies, et ont de ce fait un comportement plus diffusant, notamment au niveau des sommets des dunes. Ces deux dernières données impliquent une tendance à réduire globalement les variations directionnelles de la réflectance mesurée ; et bien que ces effets soient certainement faibles, ils peuvent contribuer à l'écart qui apparaît entre les deux jeux de données.

Ainsi, ces divers facteurs non maîtrisés introduisent des divergences entre les résultats issus des mesures et ceux simulés. Malheureusement, l'évaluation exacte de ces effets est difficile, et de ce fait, le bilan d'erreur global n'est pas réalisable quantitativement. Néanmoins, les signatures directionnelles observées dans les mesures et les simulations dénotent des comportements très proches, et les

justifications apportées quant aux diverses sources d'erreur, indiquent que les incertitudes recensées vont dans le sens des écarts constatés. C'est pourquoi les résultats obtenus tendent à montrer la validité des effets topographiques reproduits par la méthode Monte Carlo.

C. Validation par mesures Polder

Dans le cadre d'une validation globale, l'utilisation de données satellitaires paraît inévitable. Cette opération est cependant exigeante, car il est nécessaire de connaître précisément les divers paramètres d'entrée du code, et certains d'entre eux sont particulièrement difficiles d'accès. C'est le cas notamment des conditions atmosphériques. Dans ce troisième volet de la validation du code Monte Carlo, nous nous servirons de mesures Polder effectuées sur le site Algérie IV, qui présente des propriétés topographiques de type dunes linéaires. De ce fait, nous analyserons, à l'image de ce qui a été fait dans le paragraphe précédent, à la réflectance mesurée en haut de l'atmosphère et à ses propriétés de symétrie par rapport au plan principal. Néanmoins, si certaines références au paragraphe précédent seront faites, précisons que l'étude des mesures en laboratoire avait une fin en soi (de validation de la méthode), et qu'elle ne constitue pas un travail préliminaire de l'analyse qui va suivre.

1. Mesures Polder

L'instrument Polder (Deschamps et al., 1994) est un instrument satellitaire grand champ (ouverture de 115° en diagonale), de résolution spatiale au sol 7 km environ. L'instrument est composé de plusieurs canaux étroits dans le visible et le proche infrarouge, dont certains sont polarisés, et est capable de fournir au cours d'une même orbite des mesures sur un site sous plusieurs conditions géométriques de visée. Il est dédié à la mesures des signatures directionnelles en haut de l'atmosphère de cibles de grandes tailles. Le concept instrumental de ce polarimètre-imageur est donné en Annexe 3.

Le site qui nous intéresse est un erg oriental de taille 100 x 100 km2, centré sur la position 30.04° Nord, 5.59° Est. Il est constitué de larges dunes linéaires séparées par des corridors (Figure 1.17). Leur orientation est quasiment Nord-Sud (Figure 1.18).

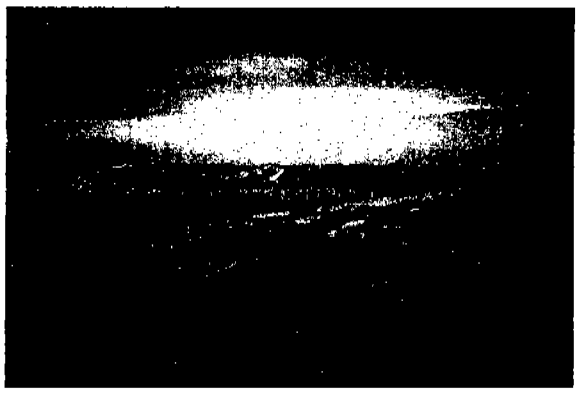


Figure 1.17 : site Algérie IV, vue du sol.

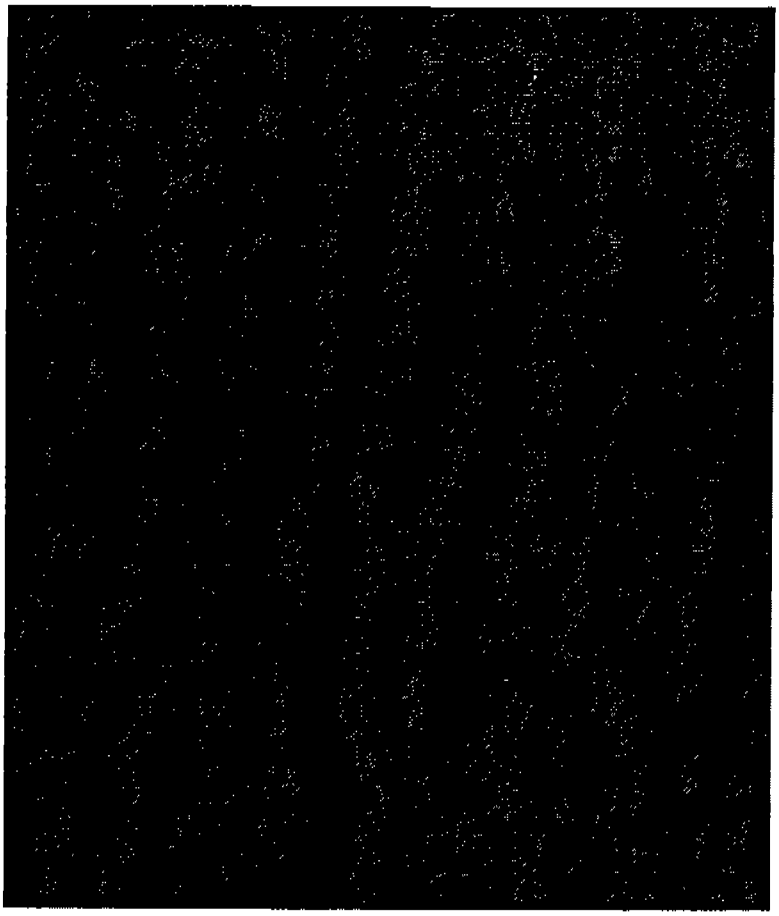


Figure 1.18 : site Algérie IV, vue par SPOT XS3.

La largeur du cordon dunaire est de l'ordre du kilomètre alors que celui du corridor interdune atteint deux kilomètres. L'altitude des dunes est en moyenne de 200 m, mais elle peut varier de 100 à 300 m.

L'instrument Polder a pu fournir des informations directionnelles sur ce site depuis Novembre 1996 jusqu'à Juin 1997. L'ensemble des données couvrent donc plusieurs mois avec des conditions de prise de vue différentes. Ce site est cependant très stable dans le temps (il fait partie des zones utilisées pour étudier l'évolution temporelle des capteurs satellitaires, Cosnefroy et al., 1996, Capderou, 1998). Les contenus intégrés en ozone et en eau sont fournis avec les mesures Polder, et montrent des variations très peu significatives. Concernant les aérosols, en dehors des journées de tempête de sable, les sites désertiques présentent en général des visibilités très bonnes, et donc des abondances faibles. De plus, les données faussées par la présence de nuages ont été préalablement éliminées.

Les mesures de réflectance bidirectionnelle caractérisent le site Algérie IV entier, c'est-à-dire une zone de 90 km de côté environ (soit 15x15 pixels Polder environ). Ces mesures en haut de l'atmosphère ainsi obtenues ne peuvent cependant être utilisées directement. Il est plus commode d'ajuster un modèle sur ces valeurs pour pouvoir ensuite tracer très simplement les courbes qui nous intéressent. Nous nous intéresserons ici uniquement aux deux bandes étroites (largeur de 10 nm) non polarisées, centrées sur 670 et 865 nm. Les réflectances seront tracées pour un angle zénithal zolaire de 45°, et des angles zénithaux de visée de 40 et 50° ; les données sont en effet très fournies autour de ces valeurs, pour tout le domaine azimutal. Dans le cas de la mesure de réflectance à l'aide du goniomètre, la position azimutale des dunes

relative à celle de la source était très bien maîtrisée. A contrario, la position du soleil tout au long des passages de Polder sur le site Algérie IV a bien sûr changé, du fait de l'étalement temporel de l'ensemble des acquisitions. En effet, au cours de la saison, l'inclinaison solaire est significativement modifiée, et les conditions géométriques d'une acquisition sont fortement corrélées avec la date et l'heure de cette acquisition et l'orbitographie du satellite. Pour obtenir un nombre de points suffisant pour évaluer une réflectance dans les conditions zénithales précitées, il s'est avéré nécessaire d'utiliser quasiment l'ensemble de la période d'acquisition, ce qui nous a amené à considérer des angles azimutaux solaires variant de façon significative. Ainsi, l'azimut moyen des mesures utilisées pour établir les courbes correspondant au côté droit du plan principal est de 151° par rapport au Nord, avec un écart-type de 8°. Pour le côté gauche du plan principal, cette moyenne est de 165°, et l'écart-type est de 7°. Cette différence n'est pas gênante si l'on considère un sol isotrope en azimut. Dans notre cas, l'azimut solaire est important, et sa variation peut influencer les résultats.

Les deux jeux de mesures extraits (de part et d'autre du plan principal) servent alors à ajuster des modèles de réflectance bidirectionnelle. Divers modèles sont testés à l'aide d'un code d'ajustement (Petit, 1998, Boucher et Serrot et al., 1998), et les fonctions de mérite utilisées sont l'erreur quadratique moyenne et l'écart maximal. Le modèle de Snyder-Wan (Snyder et Wan, 1998) est apparu comme le plus performant sur l'ensemble des mesures (notamment parce qu'il possède un nombre de paramètres important, cf. Tableau 1.6).

Modèle De Snyder-Wan	$$BRDF = k_0 + k_1 K^g_{geo} + k_2 K^c_{geo} + k_3 K^\rho_{vol} + k_4 K^\tau_{vol} + k_5 K_{spc}(k_6,\beta)$$
	$$K^g_{geo} = \frac{\cos\theta_i + \cos\theta_r}{\cos\theta_i \cos\theta_r}\left(\frac{1}{\pi}(t - \cos t \sin t) - 1\right)$$
	$$\cos t = \frac{\sqrt{G^2 + (\tan\theta_i \tan\theta r \sin\phi)^2}}{\sec\theta_i + \sec\theta_r}$$
	$$K^c_{geo} = \sec\theta_i \sec\theta_r \cos^2\beta = \frac{\cos^2\beta}{\cos\theta_i \cos\theta_r}$$
	$$K^\rho_{vol} = \frac{(\pi - \xi)\cos\xi + \sin\xi}{\cos\theta_i + \cos\theta_r}$$
	$$K^\tau_{vol} = \frac{-\xi\cos\xi + \sin\xi}{\cos\theta_i + \cos\theta_r}$$
	$$K_{spc}(k_6,\beta) = \frac{R_f(\beta)\exp(-\frac{\tan\alpha}{k_6})}{R_f(0)\cos\theta_i \cos\theta_r \cos^4\alpha}$$
	$$R_f(\beta) = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(\beta-\chi)}{\sin^2(\beta+\chi)} + \frac{\tan^2(\beta-\chi)}{\tan^2(\beta+\chi)}\right]$$
	$$\cos\xi = \cos\theta_r \cos\theta_i + \sin\theta_r \sin\theta_i \cos\phi$$
	$$\beta = \frac{\xi}{2}$$
	$$\sin\chi = \frac{1}{1.33}\sin\beta$$

Tableau 1.6 : modèle de Snyder-Wan.

Cependant, les écarts obtenus restent importants (la différence maximale relative est quasiment égale à 3 %) par rapport aux effets observés. Pour ne pas les attribuer à des erreurs de fidélité des modèles, les ajustements sont effectués sur des domaines angulaires plus réduits. Pour obtenir la réflectance correspondant à une

configuration angulaire donnée, l'interpolation est donc réalisée à l'aide du modèle de Snyder-Wan ajusté sur les mesures faites dans des conditions voisines à cette configuration angulaire ; on se limite à ±30° autour de l'azimut relatif d'intérêt, et à ±10° autour de l'angle zénithal concerné (solaire ou de visée). Les courbes sont ainsi obtenues avec plusieurs jeux de paramètres du modèle de Snyder-Wan, mais la convergence est meilleure (erreur maximale inférieure à 1 %). Par cette méthode, on trace les courbes de réflectance bidirectionnelle mesurée à droite et à gauche du plan principal, pour des angles zénithaux de visée de 40 et 50°, un angle zénithal solaire de 45° et des longueurs d'onde de 670 et 865 nm.

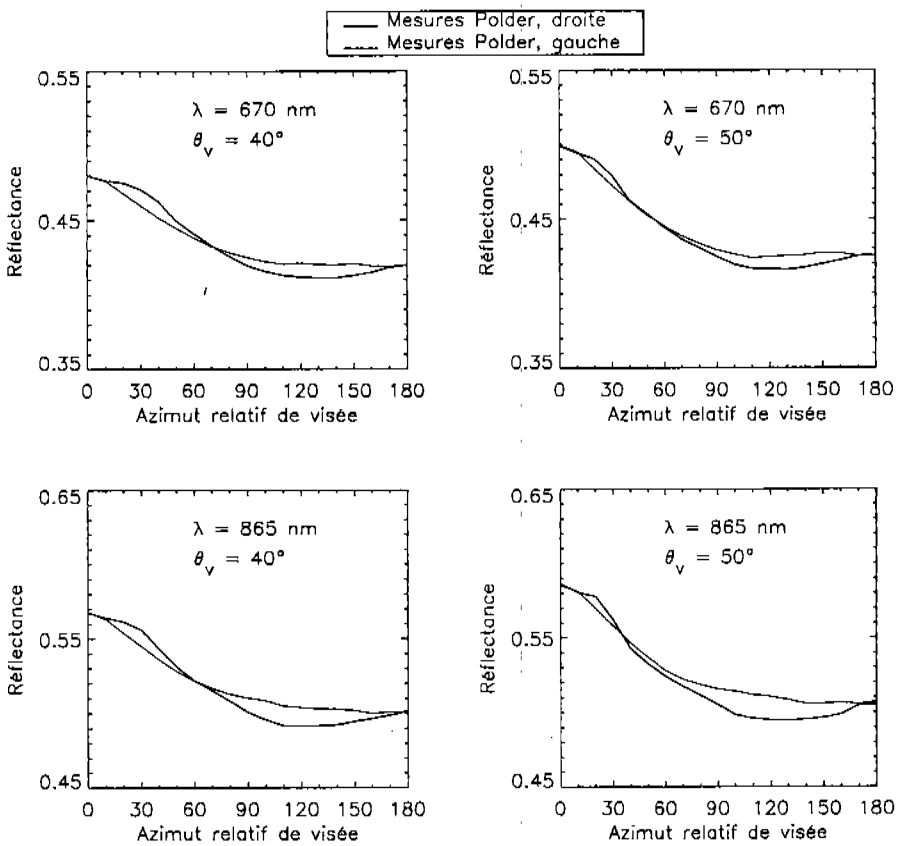


Figure 1.19 : réflectance Polder de part et d'autre du plan principal, pour λ=670 nm et λ=865 nm.

La différence entre les signatures directionnelles à gauche et à droite du plan principal est cette fois nettement moins marquée (elle varie de 2 à 4 % selon la visée et la longueur d'onde). Cette réduction de la dissymétrie est en partie due à l'atmosphère, dont les propriétés diffusantes lissent le signal provenant du sol, et au fait que les zones inclinées (principale origine des effets) ne constituent que le tiers de la scène. Les écarts les plus importants entre les deux côtés du plan principal sont mesurés dans la deuxième partie de la courbe, pour des azimuts relatifs supérieurs à 90°. Ceci avait d'ailleurs été constaté dans les mesures en laboratoire. La principale origine de ces écarts peut être attribuée à la topographie. En effet, de façon similaire au cas précédent, un flan des dunes est bien éclairé et l'autre non. De ce fait, selon le côté de l'observation, le signal reçu est plus ou moins fort. On constate également que la réflectance mesurée à gauche est localement, autour de 30° d'azimut, supérieure à celle du côté droit. Cet effet n'avait pas été observé dans le cas précédent, et son

origine est donc différente. Nous essaierons d'analyser ce phénomène lors de la comparaison de ces résultats avec ceux des simulations.

2. Simulations Monte Carlo

Le paysage est cette fois plus complexe et nettement moins bien maîtrisé que lors des mesures en laboratoire. La nature du relief présent est évaluée grâce à des relevés faits sur le site, lors de la campagne Algérie (Cosnefroy et al., 1997). Pour la simulation, nous ne pouvons que nous limiter à l'expression du relief la plus simple, indiquée sur la Figure 1.20. Seul le comportement moyen de la scène est pris en compte. La variabilité que l'on peut observer sur l'image SPOT du site (Figure 1.17) n'est pas considérée.

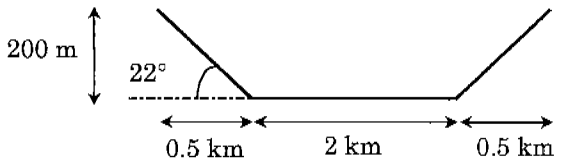


Figure 1.20 : profil des dunes linéaires pour la simulation.

Le sable du désert d'Algérie IV est clair et présente une légère teinte rouge. Aucune mesure de la réflectance bidirectionnelle complète sur le site n'est disponible, mais un échantillon de ce sable nous permet de la caractériser à l'aide du goniomètre de l'ONERA/DOTA. Comme dans le paragraphe précédent, ces mesures nécessitent ensuite d'être représentées par des modèles ajustés, à 670 et 865 nm. C'est à nouveau le modèle de Rahman qui est utilisé, et les résultats obtenus sont illustrés par la Figure 1.21 et la Figure 1.22.

Longueur d'onde	670 nm		865 nm	
Valeurs de parmètres	k_0	0.137	k_0	0.1644
	k_1	-0.123	k_1	-0.0982
	k_2	0.0350	k_2	0.0298
	k_3	-0.00676	k_3	-0.00671

Tableau 1.7 : modèle de Rahman pour le sable d'Algérie.

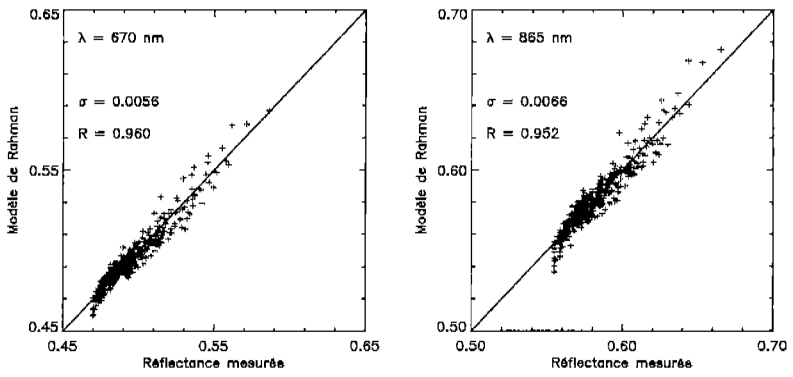


Figure 1.21 : convergence du modèle de Rahman sur les mesures.

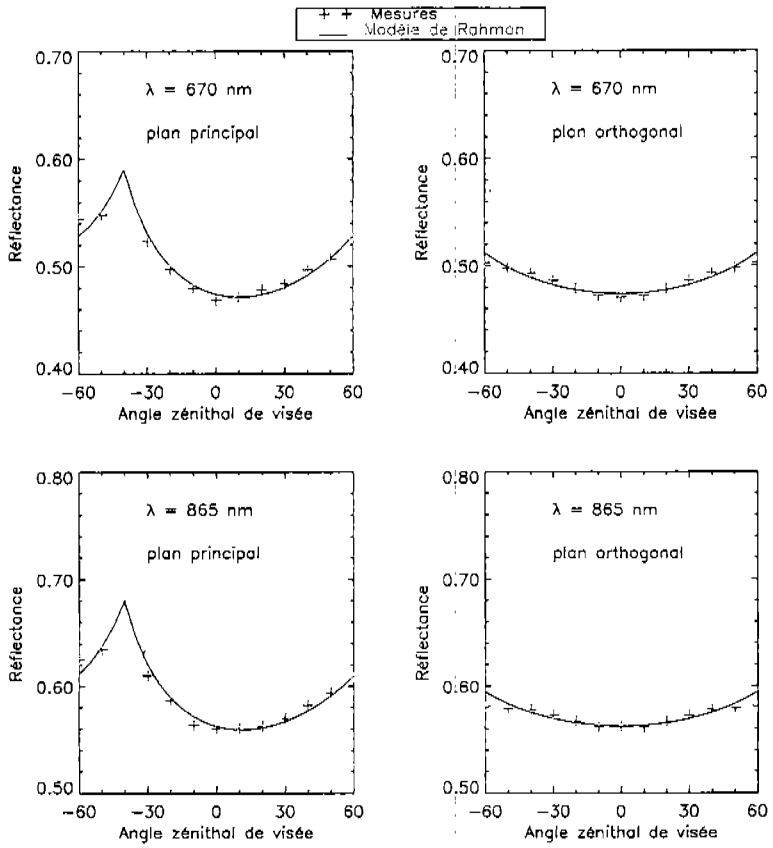


Figure 1.22 : réflectance du sable d'Algérie IV, à 670 et 865 nm, plans principal et orthogonal.

Etant donnée l'étendue temporelle de l'ensembles des mesures Polder, il aurait été difficile d'obtenir une caractérisation atmosphérique complète pour chaque jour. Néanmoins, nous disposons d'évaluations des contenus en eau et en ozone (instrument TOMS sur ADEOS) lors de chaque acquisition, et leurs variations sont faibles : la valeur moyenne pour l'eau est de 0.821 $g.cm^{-2}$ (écart-type de 0.258 $g.cm^{-2}$), et pour l'ozone, elle est de 0.287 cm.atm (écart-type de 0.018 cm.atm). La nature désertique du site nous permet de présumer également que, en dehors des orages et des tempêtes de sable, l'atmosphère est stable et peut être raisonnablement représentée par un modèle standard de type latitude moyenne. Le modèle des aérosols est de type Junge. La visibilité associée à ces derniers est en général très importante dans ces régions désertiques. Nous la fixons donc à une valeur de 23 km.

Les simulations sont effectuées pour un angle zénithal solaire de 45°, et, en supposant que les dunes sont orientées vers le Nord, son azimut est fixé à l'azimut moyen correspondant aux mesures Polder, soit 158°. Les résultats sont convertis en réflectance en haut de l'atmosphère, et peuvent alors être tracés comme précédemment.

3. Comparaison modèle/mesures

Dans un premier temps, les résultats des simulations et des mesures sont superposés sur la Figure 1.23, et le Tableau 1.8 indique les erreurs quadratiques moyennes entre les jeux de données. On constate une erreur de niveau de 5 % en moyenne sur l'ensemble des courbes et du domaine azimutal.

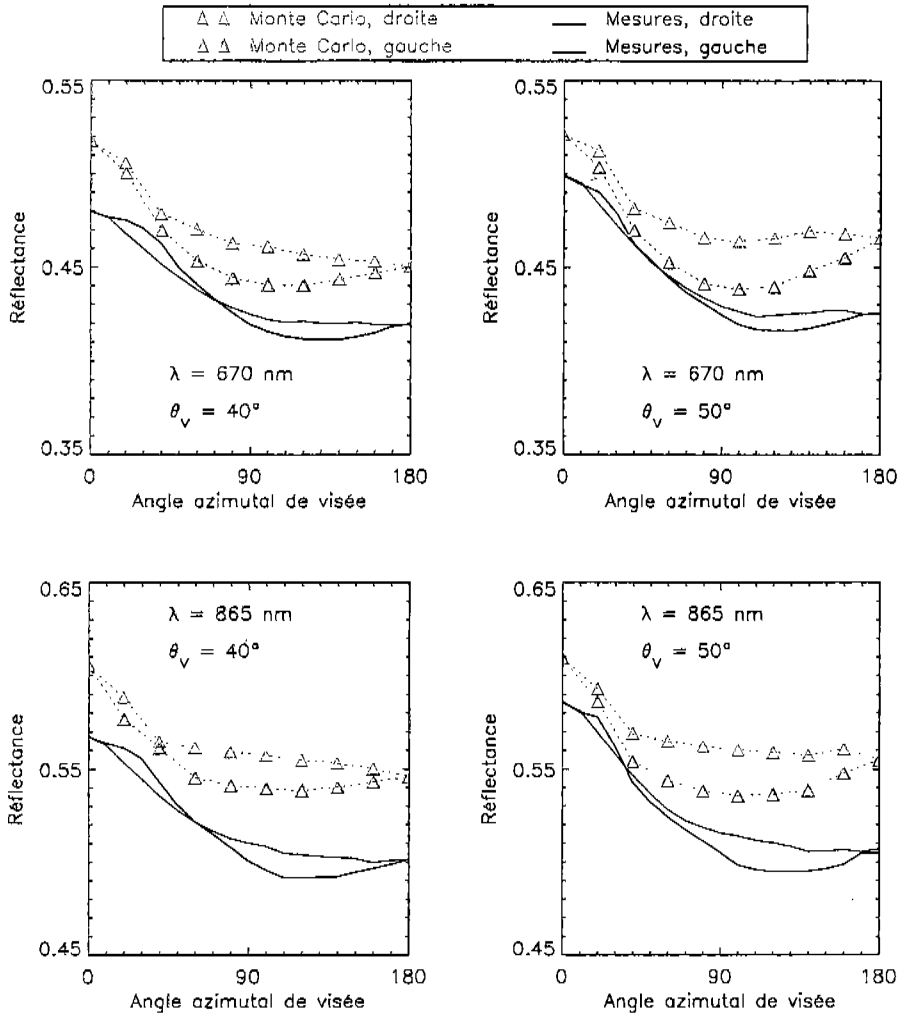


Figure 1.23 : comparaison des réflectances mesurées et simulées.

		Côté gauche	Côté droit
λ=550 nm	θ_v=40°	5.7	7.3
	θ_v=50°	5.0	7.2
	global	6.7	
λ=850 nm	θ_v=40°	6.8	7.8
	θ_v=50°	6.2	7.4
	global	7.4	

Tableau 1.8 : Erreurs quadratiques moyennes relatives, pour chaque courbe (en %).

Si on se limite aux aspects quantitatifs des résultats, un bilan d'erreur simple montre que les écarts sont contenus dans les incertitudes de mesure et de simulation. Dans le cas présent, on utilise deux instruments de mesures différents pour évaluer la réflectance du sol (point d'entrée pour les simulations) et la réflectance en haut de l'atmosphère. Pour le goniomètre qui a caractérisé le sable d'Algérie IV, l'incertitude sur la mesure de réflectance absolue est estimée à 5 % (Serrot et Boucher et al., 1998). En ce qui concerne Polder, la précision sur les réflectances est de 4 % (Hagolle et al., 1997). Ceci nous amène à introduire d'emblée une incertitude globale sur les niveaux absolus de 6.5 % (somme quadratique des incertitudes des instruments). D'autres sources d'incertitude sont présentes, notamment en ce qui concerne les entrées du

code de simulation. En effet, le relief n'est qu'une représentation moyenne de la scène, et les petites variations présentes notamment sur les dunes (comme on le voit sur l'image SPOT) n'est pas prise en compte. Si on suppose que ces variations sont aléatoires, on peut présumer que leur impact sur le signal satellitaire est un bruit. D'autre part, nous avons vu dans le paragraphe précédent que la caractérisation de la signature directionnelle du sable présente certaines lacunes, et que celles-ci peuvent avoir une influence non négligeable sur le signal. De plus, Cosnefroy (1995) met en évidence une légère différence de la nature du sable constituant les dunes et celui présent dans les corridors interdunaires. Enfin, le modèle d'atmosphère utilisé pour la simulation est évalué approximativement, en fonction de la nature du site, et des contenus gazeux fournis. C'est le choix du modèle des aérosols qui est le plus délicat, et qui introduit sans doute le plus de biais.

Il apparaît donc que les différences obtenues entre les mesures et les simulations sont contenues dans les incertitudes introduites notamment par les mesures et la connaissance trop peu précise de certaines conditions de prise de vue.

*
* *

Du fait de la méconnaissance concernant ces paramètres d'entrée, il est en fait plus intéressant d'analyser les aspects comportementaux des signatures directionnelles mesurées et simulées. Pour cela, il est commode de s'affranchir du niveau absolu des courbes, et de normaliser les valeurs de réflectance issues des simulations par rapport aux valeurs mesurées. La comparaison des effets observés est plus aisé (cf. Figure 1.24 et Tableau 1.9).

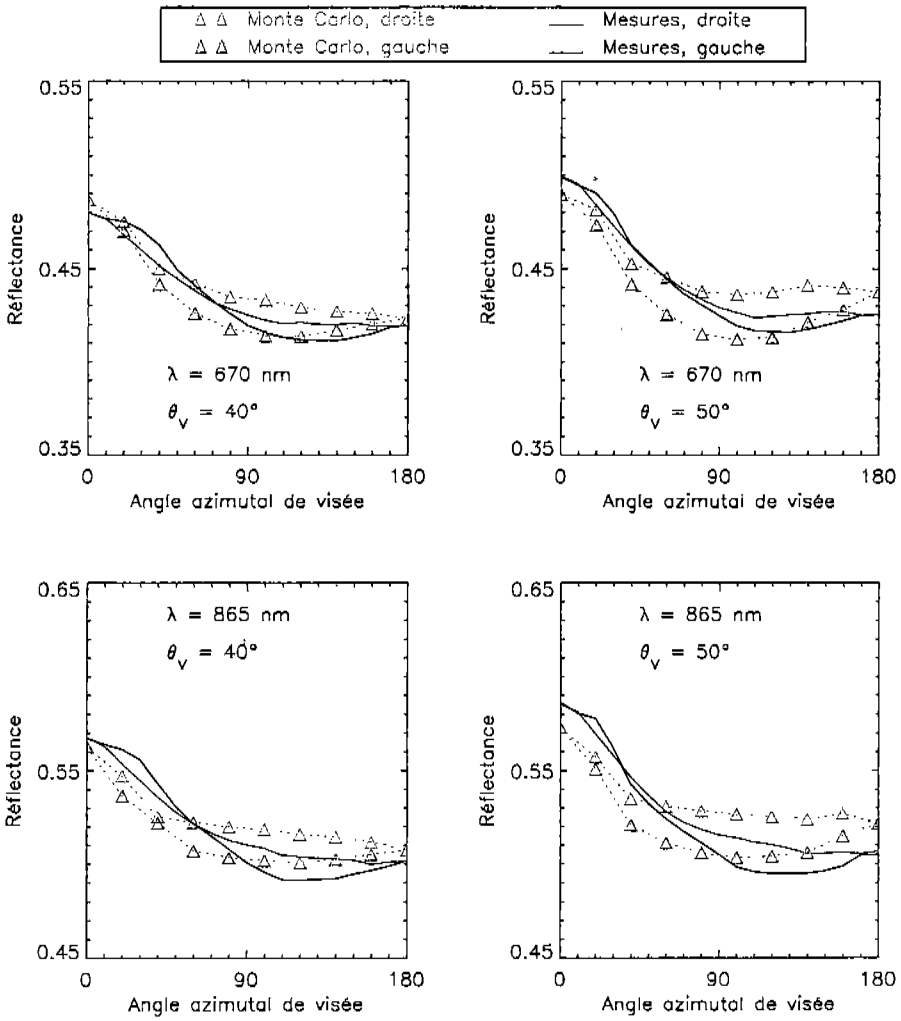


Figure 1.24 : comparaison des réflectances mesurées et simulées, après normalisation.

		Côté gauche	Côté droit
λ=550 nm	θ_v=40°	2.4	1.7
	θ_v=50°	2.9	2.6
	global	2.6	
λ=850 nm	θ_v=40°	2.2	1.5
	θ_v=50°	2.9	2.3
	global	2.1	

Tableau 1.9 : Erreurs quadratiques moyennes relatives, pour chaque courbe (en %), après normalisation.

Les résultats issus des simulations mettent en évidence un dissymétrie par rapport au plan principal plus marquée (de 4 à 6 %) que celle constatée sur les mesures (de 2 à 4 %). Mais à nouveau, cela peut être attribué aux diverses données approximatives utilisées pour la simulation. En revanche, on observe une différence dans le comportement relatif des courbes de gauche et de droite. Les valeurs de réflectance mesurées du côté gauche sont plus importantes que celles mesurées du côté droit, pour des valeurs d'azimuts relatifs compris entre 20 et 40° en particulier.

Cet effet n'est pas reproduit par les simulations Monte Carlo, et doit donc être analysé.

Dans le système Terre-atmosphère, il semble que seule la topographie soit éventuellement à l'origine d'une dissymétrie. En effet, il paraît très raisonnable de considérer que l'atmosphère a un comportement indépendant de l'azimut absolu. Dans les modèles, cela se traduit par des dépendances des grandeurs avec l'altitude uniquement, et des fonctions de phase présentant un symétrie de révolution autour de la direction d'incidence. Ces hypothèses sont de façon générale très fréquemment établies (dans les codes de transfert courants en particulier). Ainsi, l'effet de l'atmosphère n'est vraisemblablement pas à l'origine des dissymétries observées, et les causes du comportement apparaissant dans les mesures semblent a priori liées au relief.

On pourrait donc mettre en cause les variations d'angle azimutal solaire d'un jeu de mesures à l'autre, et notamment le fait que les mesures à gauche correspondent à un azimut solaire moyen de 165°, alors que celles de droite sont obtenues pour une valeur moyenne de 151°. Cet effet peut être évalué par la simulation, en confrontant la simulation du demi-espace de gauche effectuée pour ϕ_s=165°, à celle de droite, effectuée pour ϕ_s=150°. Le tracé des courbes obtenues à 670 nm est donné sur la Figure 1.25.

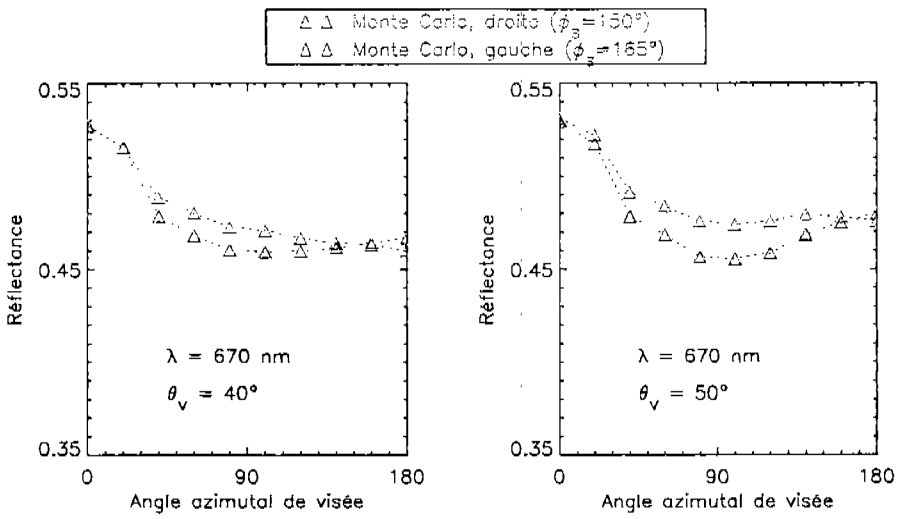


Figure 1.25 : comparaison des réflectances simulées à gauche et à droite, en prenant en compte l'azimut solaire moyen.

On constate que les niveaux de réflectance calculés ne présentent pas d'inversion de valeurs dans le domaine azimutal concerné. Seul le comportement en diffusion avant est significativement sensible à cette différence d'azimut solaire. De ce fait, cela n'explique pas l'inversion des valeurs de réflectance constatée dans les mesures Polder.

Il s'avère donc difficile d'attribuer proprement une origine à ce phénomène apparaissant dans les mesures, et non reproduit par notre méthode de simulation. Néanmoins, l'ensemble des résultats fournis ici suggèrent des remarques intéressantes, concernant les méthodes d'étalonnage de l'instrument Polder. Le modèle radiométrique utilisé pour cet étalonnage est détaillé en Annexe 3. Celui-ci,

dans le cas d'un canal non polarisé peut se résumer dans ce propos à l'expression suivante :

$$CN_{lp}=K_{lp}.p^{k}(\theta).\rho_{lp}+c_{lp} \qquad \textbf{(1-46)}$$

où CN_{lp} est le compte numérique issu du pixel *lp* de l'instrument, K_{lp} une constante, ρ_{lp} la réflectance vue par *lp* et c_{lp} le courant d'obscurité. La grandeur $p^{k}(\theta)$ est le coefficient d'étalonnage relatif pour la basse fréquence. Il ne dépend que de la distance qui sépare ce pixel du pixel central de la matrice (cf. Annexe 3). Le modèle radiométrique suppose donc que cette fonction p^{k} présente une symétrie de révolution autour du centre de la matrice de détecteurs de Polder. La méthode de détermination en vol de p^{k} consiste à utiliser une multitude de sites désertiques (stables temporellement), dont le désert Algérie IV. La caractérisation au sol de ces sites et l'utilisation conjointe de codes usuels permettent de calculer les luminances directionnelles en haut de l'atmosphère (Cosnefroy et al., 1996), en entrée de l'instrument. Les réflectances bidirectionnelles déduites servent alors à ajuster un modèle de réflectance, qui introduit bien sûr une symétrie par rapport au plan principal. De ce fait, la confrontation des différents comptes numériques et des réflectances estimées permet de déterminer la fonction $p^{k}(\theta)$.

Or, les simulations effectuées sur le site Algérie IV montrent une dissymétrie non négligeable de la réflectance bidirectionnelle en haut de l'atmosphère (jusqu'à 6 % dans le cas le plus important). Ainsi, si l'on se limitait à l'utilisation d'un site de ce type, qui présente une nette anisotropie du sol, les réflectances de référence seraient surestimées d'un côté du plan principal, et sous-estimées de l'autre ; la détermination de $p^{k}(\theta)$ pourrait alors être faussée. Il serait donc prudent soit de prendre en compte ces effets, soit de ne pas utiliser des sites présentant de telles caractéristiques.

VII. CONCLUSION

La méthode Monte Carlo propose une résolution originale du transfert radiatif, consistant à reproduire les phénomènes physiques grâce aux lois statistiques qui les régissent. Cette méthode permet de retrouver par une voie indirecte les diverses grandeurs caractéristiques du système ; elle s'oppose aux méthodes de résolution classiques introduisant des approximations lorsque les phénomènes sont complexes. Le code Monte Carlo est capable de prendre en compte un paysage hétérogène avec relief, présentant des propriétés de réflexion directionnelles. Le seul biais introduit par cette méthode dans les résultats provient de la convergence statistique des processus aléatoires, et peut être réduit en multipliant le nombre de réalisations des événements associés à ces processus. Cet avantage a fortement motivé le choix de cette méthode, comme méthode de référence.

Afin de l'utiliser comme telle, il a bien sûr été nécessaire de la valider. La première validation, la plus simple, consiste à s'appuyer sur des codes existants et établis. Cette opération impose de se limiter à des configurations simples, de type sol plat homogène. Les comparaisons avec le code 6S ont montré des écarts satisfaisants entre les deux méthodes. Au niveau du sol, ils sont inférieurs à 1.5 %, même dans les conditions difficiles. En entrée du senseur, pour les situations les plus courantes, ils sont de l'ordre de 2 % au plus, et atteignent 5 % dans des conditions délicates. Cette divergence provient essentiellement de l'estimation de la luminance atmosphérique.

Dans le cadre d'une validation plus complète, des mesures de réflectance bidirectionnelle, en laboratoire, sur une surface avec du relief ont été utilisées. Cette première validation globale est effectuée sans effets atmosphériques, mais permet de vérifier la bonne prise en compte des effets topographiques. Les phénomènes observés, notamment la dissymétrie de la réflectance par rapport au plan principal, sont identiques dans les mesures et les simulations, ce qui nous a amené à conclure de façon positive. Les différences de niveaux néanmoins présentes (l'erreur quadratique moyenne est de l'ordre de 6 % sur l'ensemble des données) ont été attribuées à la méconnaissance de la réflectance bidirectionnelle essentiellement. En effet, cette confrontation a montré la nécessité d'étendre la validité des modèles de réflectance à tout l'hémisphère, et de ce fait, le besoin de mesures pour des angles zénithaux supérieurs à 60° et dans le domaine de rétrodiffusion.
Une validation globale du code Monte Carlo a également été entreprise à l'aide de mesures satellitaires Polder, sur le site Algérie IV. La confrontation des mesures et des simulations a montré la nécessité d'une maîtrise plus complète du site, et de façon plus générale, des sites utilisés pour valider un tel code. Les écarts constatés entre les mesures et les simulations se sont avérés inférieurs aux incertitudes sur la mesure et la simulation, engendrées en particulier par le manque de données précises sur les conditions d'acquisition. Néanmoins, l'analyse des effets directionnels simulés en haut de l'atmosphère suggère la présence de phénomènes perturbateurs non pris en compte dans la méthode d'étalonnage de l'instrument Polder, en particulier sur des sites dont le relief présente une anisotropie marquée.

Le code Monte Carlo apparaît de fait comme un outil de référence, capable de simuler des observations de scènes hétérogènes avec relief. Il présente cependant un défaut essentiel : il exige des temps de calcul très importants. A titre d'exemple, une

simulation de la réflectance en haut de l'atmosphère sur le site Algérie IV demande une dizaine d'heures de simulation, bien que la scène ait été simplifiée. Cette contrainte limite l'utilisation d'un tel code à des cas ponctuels, et prohibe une utilisation répétée. Il reste toutefois un outil très puissant permettant d'accéder à de nombreuses grandeurs physiques difficiles à modéliser, et de ce fait difficile à atteindre par des voies classiques. Ce code constitue donc un outil déterminant dans l'élaboration de codes rapides plus évolués que les codes actuels, et permettra en particulier leur validation.

Deuxième Chapitre :

CODE DE TRANSFERT BASE SUR UN MODELE PHYSIQUE

I. INTRODUCTION

Un code de transfert radiatif, même complet et précis, ne pourrait servir à un usage courant si son exécution nécessite des temps de traitement trop longs. C'est malheureusement le cas, comme nous l'avons vu, de la méthode Monte Carlo. Les codes actuels, certes limités à des sols simples, utilisent des méthodes de résolutions numériques classiques, tels les ordres successifs par exemple (Lenoble, 1993), bien plus performantes quant à leur vitesse d'exécution.

Dans ce chapitre, nous développons une nouvelle modélisation, basée sur les méthodes de résolutions classiques du transfert radiatif. L'objectif de ce travail est de fournir un code plus rapide tout en respectant l'intégrité des grandeurs calculées. Le principe de la méthode choisie consiste à calculer séparément les différents termes d'éclairement au sol et de luminances en entrée du capteur, qui ont été présentés précédemment. Des solutions analytiques seront donc proposées pour chacun d'entre eux. Néanmoins, nous verrons que des difficultés ont été rencontrées pour modéliser de façon robuste certains termes complexes, et des solutions alternatives seront utilisées.

Ce modèle se doit ensuite d'être validé, étant donné qu'il introduit des hypothèses simplificatrices nécessaires à sa réalisation. Le code Monte Carlo, qui nous sert de référence, est alors utilisé. Les deux codes sont confrontés sur divers paysages et conditions atmosphériques afin de tester la validité des résultats obtenus par le modèle. Une validation exhaustive sur un vaste ensemble de sites n'est bien évidemment pas réalisable, mais les trois configurations de test proposées présentent des situations suffisamment diverses et contraignantes pour être représentatives de la majorité des cas courants.

II. ECLAIREMENTS AU SOL

L'ensemble du système Terre-atmosphère est modélisé de la même façon que dans le chapitre précédent, c'est-à-dire par un modèle du terrain et un modèle d'atmosphère plan. De plus, les mêmes notations sont utilisées.

A. Hypothèses atmosphériques

L'atmosphère est découpée en couches horizontales homogènes, et chacune d'entre elles est caractérisée par ses coefficients d'extinction et de diffusion des aérosols et des molécules. L'hypothèse principale qui est faite quant au comportement de l'atmosphère, concerne le découplage de l'absorption gazeuse des autres phénomènes ayant lieu. En effet, on suppose que l'absorption des molécules peut être traitée séparément, et qu'elle peut être introduite sous forme de facteurs correctifs, ou plus exactement de transmissions gazeuses, sur les différents trajets allant du soleil au sol et du sol au senseur. Cette hypothèse, couramment effectuée dans les codes classiques, est intéressante car l'absorption moléculaire est très rapidement variable avec la longueur d'onde, contrairement aux autres phénomènes. Ainsi, dans le cas du calcul d'une luminance intégrée sur une large bande spectrale, l'échantillonnage peut être réalisé finement pour les transmissions gazeuses, et plus grossièrement pour la simulation des luminances hors absorption moléculaire. Ceci permet de gagner du temps de calcul.

Le sol n'étant plus plat et homogène, les caractéristiques atmosphériques intégrées ne sont plus nécessairement les mêmes d'un point du sol à un autre. Les épaisseurs optiques et les transmissions gazeuses de l'atmosphère en particulier se doivent de ce fait d'être évaluées en chaque point du sol. Les variations de la direction de visée pour chaque point du sol influencent également la caractérisation du trajet montant, et doivent évidemment être prises en compte.

B. Eclairement solaire en haut de l'atmosphère

La courbe d'émission spectrale du soleil est fournie par Neckel et Labs (1984), et ses valeurs sont disponibles dans les sources du code 6S, de 250 à 4000 nanomètres, avec un pas de 2.5 nanomètres. La correction due aux variations de la distance séparant la Terre du soleil est introduite à l'aide d'un facteur correctif, dépendant du jour julien. L'expression de l'éclairement incident en haut de l'atmosphère terrestre est la suivante (Paltridge et Platt, 1977) :

$$E_{TOA} = e_s \cdot \frac{1}{\left(1 - 0.01673 \cdot \cos\left(0.9856 \cdot (J-4) \cdot \frac{\pi}{180}\right)\right)^2} \qquad (2\text{-}1)$$

où J est le jour julien, et e_s l'émission spectrale du soleil.

C. Eclairement direct

Tout le relief n'est pas nécessairement éclairé directement par le soleil. Des zones d'ombre peuvent apparaître pour certaines configurations de sol, et en particulier si le zénith solaire devient important. On définit la fonction binaire $o(P,\theta_s,\phi_s)$ indiquant si le point P de $\Re$ est à l'ombre pour la configuration solaire (θ_s,ϕ_s). Si ce n'est pas le cas, le flux direct incident en P dépend non seulement de l'atténuation atmosphérique, déterminée par l'épaisseur optique totale et la transmission gazeuse, mais aussi de son angle d'incidence en P. L'expression de l'éclairement direct en P s'écrit alors :

$$E_{direct}(P) = E_{TOA}.o(P,\theta_s,\phi_s).\left\langle \vec{N}(P)\cdot\vec{n}_s \right\rangle.e^{-\frac{\tau^{\downarrow}(P)}{\mu_s}}.T_g^{\downarrow}(P,\theta_s) \qquad (2\text{-}2)$$

où $\tau^{\downarrow}(P)=\tau_a^{\downarrow}(P)+\tau_m^{\downarrow}(P)$ est la somme des épaisseurs optiques descendantes des aérosols et des molécules, $\mu_s=\cos(\theta_s)$, et $T_g^{\downarrow}(P,\theta_s)$ est la transmission gazeuse de l'atmosphère sur le trajet descendant au point P. La notation $\langle\cdot\rangle$ indique le produit scalaire.

D. Eclairement diffus

1. Expression intégrale

L'éclairement diffus E_{diffus} est calculé en intégrant les luminances diffuses du ciel provenant du demi-espace surplombant le pixel. Rappelons également que nous avons choisi de découpler l'absorption gazeuse des autres phénomènes. Les luminances diffuses du ciel sont donc déterminées hors absorption moléculaire. Le calcul de ces luminances est effectué par le code Gauss-Seidel (Herman et Browning, 1965), qui résout l'équation du transfert radiatif par une méthode basée sur les ordres successifs. La prise en compte de l'absorption gazeuse est réalisée après intégration des luminances diffuses en P ; on atténue simplement le signal reçu par la transmission gazeuse associée au trajet direct du soleil vers le sol. Cette atténuation n'est a priori pas assez importante, car certains trajets sont plus longs que le parcours direct, et sont donc plus atténués. Cette première approximation semble cependant raisonnable, et sera vérifiée à l'aide de la méthode Monte Carlo.

Il en résulte que l'expression de l'éclairement diffus sur un sol plat s'écrit :

$$E_{diffus\ sol\ plat} = T_g^{\downarrow}(\theta_s).\iint_{\Omega_{demi-espace}} L^d(z_{sol},\theta,\phi).\cos\theta.d\omega \qquad (2\text{-}3)$$

$\Omega_{demi-espace}$ représente l'angle solide correspondant à l'hémisphère surplombant le sol, et $L^d(z_{sol},\theta,\phi)$ est la luminance de ciel incidente selon la direction (θ,ϕ) à l'altitude du sol z_{sol}.

Dans le cas d'un sol avec relief, on considère les mêmes luminances du ciel, calculées pour un sol plat. Néanmoins, les effets du relief sont introduits dans l'intégration de ces luminances. En effet, comme l'indique la Figure 2.1, cette intégration doit être faite dans le repère local au point P, en tenant compte de l'angle solide de vue du ciel.

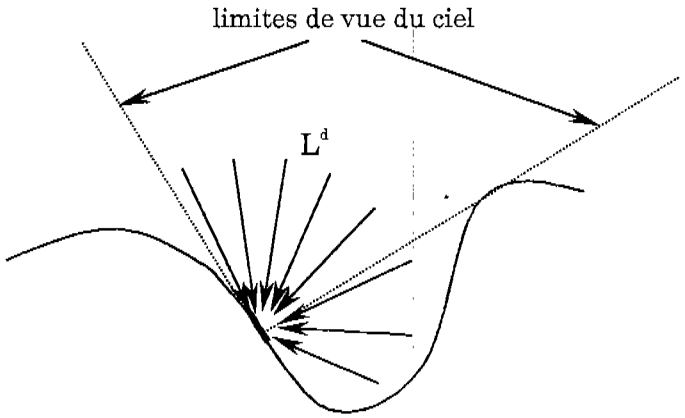


Figure 2.1 : luminances diffuses du ciel incidentes en une zone inclinée.

De plus, même dans une direction en dehors de cet angle solide de vue du ciel, il y a une certaine « quantité d'atmosphère » séparant le point P de l'obstacle qui lui cache le ciel, et susceptible de diffuser de la lumière vers P. La luminance correspondante est alors calculée à partir de la luminance diffuse du ciel obtenue pour un sol plat dans la même direction, et d'un facteur correctif lié à l'atmosphère et au relief. Le calcul de ce facteur correctif, que l'on appellera $K(P,\theta,\phi)$, est détaillé dans le paragraphe suivant.

Quant à l'absorption gazeuse, elle est prise en compte de la même façon que dans le cas du sol plat, et l'hypothèse effectuée à son propos reste la même. L'expression alors obtenue est la suivante :

$$E_{diffus}(P) = T_g^{\downarrow}(P,\theta_s).\left[\iint_{\Omega_{ciel}(P)} L^d(z_P,\theta,\phi).\cos\theta.d\omega \quad + \quad \iint_{\overline{\Omega}_{ciel}(P)} L^d(z_P,\theta,\phi).K(P,\theta,\phi).\cos\theta.d\omega\right] \qquad (2\text{-}4)$$

où $\Omega_{ciel}(P)$ représente l'angle solide de vue du ciel par P (dans le repère local) et $\overline{\Omega}_{ciel}(P)$ son complémentaire au demi-espace. Le détail de cette intégration est donné en Annexe 4.

2. Facteurs correctifs

La résolution de l'équation de transfert par la méthode Gauss-Seidel est effectuée dans une atmosphère nue, c'est-à-dire infinie et sans obstacle. Pour calculer les facteurs correctifs introduits par ces obstacles sur les luminances diffuses, on ne prendra en compte que la première diffusion, ce qui simplifiera raisonnablement leurs calculs.

Dans cette hypothèse de simple diffusion, la luminance vraie vue par un pixel P dans une direction dans laquelle se trouve un obstacle est égale à la luminance diffuse L_P calculée au point P sans l'obstacle, à laquelle on soustrait la luminance diffuse L_Q qui arriverait dans cette même direction au point Q de l'obstacle, atténuée sur le trajet de Q à P (voir Figure 2.2). Cette hypothèse se justifie par le fait qu'il faut simplement supprimer de L_P la proportion de luminance qui provient des diffusions ayant lieu en amont de l'obstacle :

$$L_{P\,vraie} = L_P - L_Q.e^{-\left|\frac{\tau_P - \tau_Q}{\mu}\right|} \qquad \textbf{(2-5)}$$

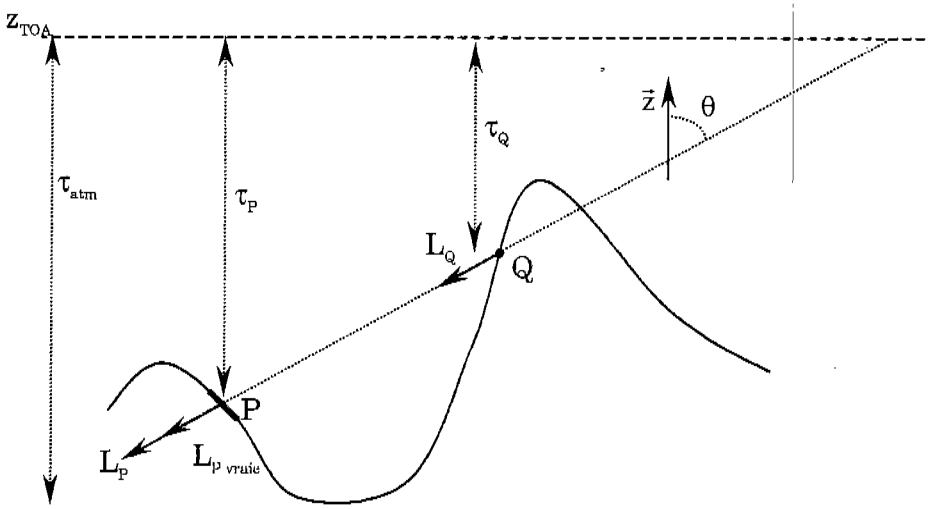


Figure 2.2 : présence d'un obstacle limitant la portée des luminances diffuses du ciel.

Résoudre le problème revient alors à estimer les expressions de L_P et de L_Q pour calculer $L_{P\,vraie}$.

a. cas d'une luminance descendante ($\tau_P > \tau_Q$)

Soit $L_{TOA}(\theta_s,\phi_s)$, la luminance solaire incidente en haut de l'atmosphère, selon la direction (θ_s,ϕ_s). L'épaisseur optique totale de l'atmosphère est τ_{atm}. La figure suivante illustre les notations utilisées :

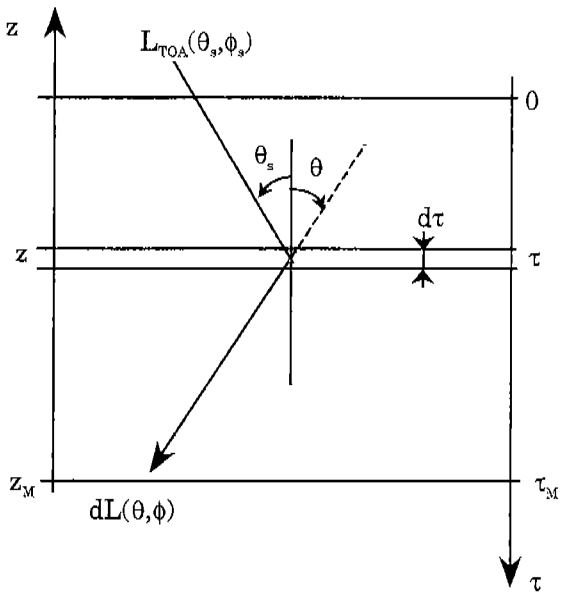


Figure 2.3 : luminance diffuse descendante.

Calculons alors l'expression de la luminance diffuse descendante du ciel atteignant un point M quelconque (toujours avec l'hypothèse de simple diffusion). On peut écrire :

$$dL_M(\theta,\phi) = L_{TOA}(\theta_s,\phi_s).e^{-\frac{\tau}{\mu_s}}.\frac{p(\theta_s,\phi_s,\theta,\phi)}{4\pi}.e^{-\frac{\tau_M-\tau}{\mu}}.\frac{d\tau}{\mu_s} \qquad (2\text{-}6)$$

Cette expression donne la contribution de la couche d'épaisseur $d\tau$ à la luminance diffuse dans la direction (θ,ϕ). En intégrant de 0 à τ_M, on obtient :

$$L_M(\theta,\phi) = L_{TOA}(\theta_s,\phi_s).e^{-\frac{\tau_M}{\mu}}.\frac{p(\theta_s,\phi_s,\theta,\phi)}{4\pi\mu_s}.\frac{\mu_s\mu}{\mu-\mu_s}.\left(1-e^{-\tau_M\left(\frac{1}{\mu_s}-\frac{1}{\mu}\right)}\right) \qquad (2\text{-}7)$$

En remplaçant M par P et Q, on peut calculer $L_{P\ vraie}$, et l'exprimer uniquement en fonction de L_P, et des épaisseurs optiques τ_P et τ_Q :

$$L_{P\,vraie}(\theta,\phi) = L_P - L_Q.e^{-\frac{\tau_P-\tau_Q}{\mu}} = L_P.\left[1-\frac{1-e^{-\tau_P\left(\frac{1}{\mu_s}-\frac{1}{\mu}\right)}}{1-e^{-\tau_Q\left(\frac{1}{\mu_s}-\frac{1}{\mu}\right)}}\right] \qquad (2\text{-}8)$$

b. cas d'une luminance montante ($\tau_Q > \tau_P$)

Dans cette configuration, c'est l'épaisseur optique de la couche en dessous du point M qui va être déterminante (la luminance diffuse du ciel qui nous intéresse étant montante).

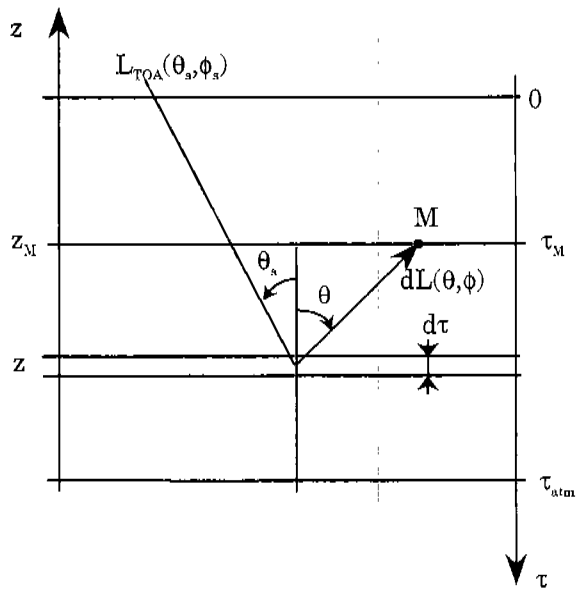


Figure 2.4 : luminance diffuse montante.

Dans le même esprit que précédemment, on réécrit l'expression analogue à celle donnée en (2-6), valable pour $\tau > \tau_M$ (voir Figure 2.4) :

$$dL_M(\theta,\phi) = L_{TOA}(\theta_s,\phi_s).e^{-\frac{\tau}{\mu_s}}.\frac{p(\theta_s,\phi_s,\theta,\phi)}{4\pi}.e^{-\frac{\tau-\tau_M}{\mu}}.\frac{d\tau}{\mu_s} \qquad (2\text{-}9)$$

Cette expression est intégrée de τ_M à τ_{atm} :

$$L_M(\theta,\phi) = L_{TOA}(\theta_s,\phi_s).e^{-\frac{\tau_M}{\mu}}.\frac{p(\theta_s,\phi_s,\theta,\phi)}{4\pi\mu_s}.\frac{\mu_s\mu}{\mu_s+\mu}.\left(1-e^{-(\tau_{atm}-\tau_M).(\frac{1}{\mu_s}+\frac{1}{\mu})}\right) \qquad \textbf{(2-10)}$$

Dans notre cas, τ_M joue successivement le rôle de τ_P et τ_Q, alors on peut écrire, comme auparavant, la valeur de la luminance réellement reçue par P :

$$L_{P\,vraie}(\theta,\phi) = L_P - L_Q.e^{-\frac{\tau_Q-\tau_P}{\mu}} \qquad \textbf{(2-11)}$$

$$= L_P.\left(1-\frac{1-e^{-(\tau_{atm}-\tau_Q).\left(\frac{1}{\mu_s}+\frac{1}{\mu}\right)}}{1-e^{-(\tau_{atm}-\tau_P).\left(\frac{1}{\mu_s}+\frac{1}{\mu}\right)}}.e^{-\frac{\tau_Q-\tau_P}{\mu}}.e^{-\frac{\tau_Q-\tau_P}{\mu_s}}\right)$$

c. cas d'une luminance horizontale

Dans ce cas, le problème est plus simple. En fait, chaque point situé sur la direction est une source diffuse, dont la luminance émise est la même en chacun d'entre eux. Ainsi, la luminance vue par le point P sans obstacle est la suivante :

$$L_P = l\left(\frac{\pi}{2},\phi\right).\int_0^\infty e^{-\sigma_e.r}.dr \qquad \textbf{(2-12)}$$

où $l\left(\frac{\pi}{2},\phi\right)$ est la luminance émise par l'élément dr, et σ_e le coefficient d'extinction du milieu (constant sur un trajet horizontal). En fait, dans ce cas, on a immédiatement l'expression de la luminance vraie, vue par P en présence de l'obstacle situé à une distance r_0 :

$$L_{P\,vraie} = l\left(\frac{\pi}{2},\phi\right).\int_0^{r_0} e^{-\sigma_e.r}.dr = L_P.\frac{\int_0^{r_0} e^{-\sigma_e.r}.dr}{\int_0^\infty e^{-\sigma_e.r}.dr} = L_P.\left(1-e^{-\sigma_e.r_0}\right) \qquad \textbf{(2-13)}$$

* * *

Le calcul des facteurs correctifs K a été effectué en faisant l'hypothèse qu'un photon est diffusé au plus une fois. Rappelons cependant que ce n'est pas le cas pour le calcul de L_P, effectué par Gauss-Seidel, qui prend en compte les éventuelles diffusions multiples.

E. Eclairement dû au couplage Terre-atmosphère

Cette composante provient de réflexions successives entre la Terre et l'atmosphère, une réflexion dans l'atmosphère étant en réalité une diffusion. La grande diversité des parcours des photons correspondant à ce type d'éclairement est telle que l'évaluation en devient considérablement complexe. Dans le cas d'un sol plat homogène (Figure 2.5), une solution analytique a pu être proposée (Tanré et al., 1981), grâce à l'invariance horizontale du système, qui implique la même invariance du phénomène. En effet, on peut affirmer que la quantité de signal réfléchi par le sol est égal à l'albédo sphérique du sol (c'est l'énergie réfléchie dans toutes les directions pour

une incidence isotrope unitaire) multiplié par l'énergie reçue par lui, et de même pour l'atmosphère. Le sol étant éclairé uniformément, on calcule l'éclairement reçu après chaque réflexion Terre-atmosphère :

$$E_{couplage\ sol\ plat} = s_{sol}.s_{atm}.\left(E_{direct\ sol\ plat} + E_{diffus\ sol\ plat}\right) + s_{sol}^2.s_{atm}^2.\left(E_{direct\ sol\ plat} + E_{diffus\ sol\ plat}\right) + s_{sol}^3.s_{atm}^3.\left(E_{direct\ sol\ plat} + E_{diffus\ sol\ plat}\right) + \ldots. \quad (2\text{-}14)$$

On remarquera dans cette expression que les comportements du sol et de l'atmosphère sont supposés lambertiens, mais il est très raisonnable de considérer que au bout de deux réflexions successives, le comportement du système tend à le devenir (Vermote et al., 1997). L'expression se simplifie par :

$$E_{couplage\ sol\ plat} = \left(E_{direct\ sol\ plat} + E_{diffus\ sol\ plat}\right).\frac{s_{sol}.s_{atm}}{1 - s_{sol}.s_{atm}} \quad (2\text{-}15)$$

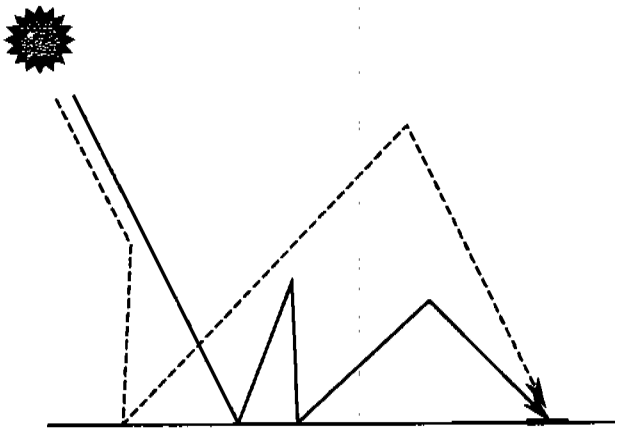


Figure 2.5 : origines de l'éclairement dû au couplage sur un sol plat.

Selon Tanré et al. (1981), la prise en compte de l'hétérogénéité spatiale dans ce terme passe par l'estimation de l'albédo sphérique moyen de l'environnement, $\overline{s}_{sol}$, calculé à partir des albédos sphériques de chaque surface environnante pondérés en fonction de la probabilité de contribution de ces surfaces au terme de couplage. Cette fonction de pondération, difficile à calculer analytiquement, peut en revanche être déterminée par une méthode statistique Monte Carlo.

Dans notre étude, nous avons tout d'abord essayé d'écrire rigoureusement l'expression complète de cette composante de couplage, en fonction d'une grandeur $\eta(M,P)$, telle que $\eta(M,P).dS_p$ représente la probabilité qu'un photon émis au point M atteigne la surface élémentaire dS_p, au point P. En conservant l'hypothèse lambertienne des comportements du sol et de l'atmosphère, on peut écrire :

$$E_{couplage}(P) = \iint_{V(P)} \left(E_{direct}(M) + E_{diffus}(M)\right) s_M.s_{atm}.\eta(M,P).dS_M + \iint_{V(P)} \left[\iint_{V(M)} \left(E_{direct}(Q) + E_{diffus}(Q)\right) s_Q.s_{atm}.\eta(Q,M).dS_Q\right].s_M.s_{atm}.\eta(M,P).dS_M + \ldots \quad (2\text{-}16)$$

V(P) désigne le voisinage du point P (sa dimension restant bien sûr à définir). On n'a exprimé ici que les deux premières réflexions sur le sol.

Le problème qui se pose alors est l'évaluation de la probabilité $\eta(M,P)$, quels que soient les points M et P, et leur environnement. Dans le cas d'un sol plat quelconque, cette fonction dépend de l'état de l'atmosphère, de la longueur d'onde, de la distance séparant M et P, et de la surface de ces pixels. Elle reste difficilement accessible par des approches classiques, mais peut être calculée à l'aide de la méthode Monte Carlo, puis approximée par des lois empiriques. Malheureusement, comme cela est suggéré par la Figure 2.6, la prise en compte d'un relief quelconque devient plus critique. La méthode tout d'abord proposée a consisté à introduire des termes correctifs à la fonction $\eta(M,P)$ calculée pour un sol plat, en fonction des inclinaisons, des facteurs de vue et des distances relatives aux points. Les variations observées en fonction de ces différents paramètres se sont avérées très dispersées, et la prise en compte du relief situé entre les points M et P est très délicate.

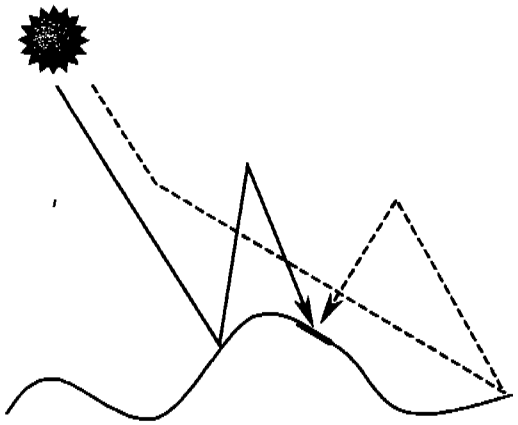


Figure 2.6 : terme de couplage sur sol avec relief.

Ainsi, cette approche n'a pu être conservée. La solution proposée s'appuie sur une résolution Monte Carlo spécifique. Le principe consiste à lancer les photons depuis chaque point M du sol, que l'on considère comme une source plane diffuse. L'intensité de cette source est en accord avec les éclairements direct et diffus incidents, et la réflectance bidirectionnelle du sol en M. Les trajets des photons sont simulés ensuite normalement, et on évalue la répartition des photons revenus vers le sol, pour en déduire l'éclairement correspondant. L'introduction d'un module Monte Carlo à l'intérieur de ce code sensé contourner les inconvénients de temps de calcul des techniques statistiques peut surprendre ; cependant, comme la description ci-dessous le précise, on utilise cette technique dans un cadre très spécifique et limité, ainsi, le nombre de photons à lancer, la complexité du phénomène à représenter et a fortiori la durée des traitements sont nettement moindres.

La position initiale du photon est celle du point M. Le choix de sa direction est un peu plus complexe. Dans un premier temps, les N photons qui seront lancés depuis le point M du sol sont associés à la somme de l'éclairement direct et de l'éclairement diffus ; de façon plus précise, une partie de ces photons sont associés au terme direct et l'autre au terme diffus. Cette distinction permet de fournir plus précisément les lois d'émission des photons.
On connaît en effet la direction d'incidence d'un photon associé à l'éclairement direct, la loi de réflexion par le sol est alors entièrement caractérisée par la réflectance bidirectionnelle $\rho_M(\vec{n}_s,\theta,\phi)$ pour une incidence solaire donnée. Si le photon n'est pas absorbé par le sol, les variables θ et ϕ sont choisies aléatoirement en accord avec ce comportement pour fixer la direction d'émission du photon.

Si le photon est issu de l'éclairement diffus, aucune information sur sa direction d'incidence n'est disponible ; son absorption ou sa direction d'émission sont déterminées en supposant que le sol en M a un comportement lambertien, et que sa réflectance est son albédo sphérique spectral s_p.

Au bout de N simulations de trajets de photons envoyés depuis chaque point M de la scène, si $dn_{couplage}(M,P)$ est le nombre de photons issus de M atteignant la surface élémentaire dS_P, alors l'éclairement obtenu en P s'écrit :

$$E_{couplage}(P) = \iint_{\mathcal{R}} \frac{\left(E_{direct}(M) + E_{diffus}(M)\right)}{N} \cdot \frac{dn_{couplage}}{dS_P}(M,P) \cdot dS_M \qquad \textbf{(2-17)}$$

Un avantage supplémentaire de la méthode réside dans le fait qu'aucune dimension de voisinage n'est nécessaire : le système est conservatif et ceci est pris en compte dans le calcul de $dn_{couplage}$, ainsi l'intégration effectuée sur l'ensemble du modèle de terrain prend en compte tout le voisinage utile.

F. Eclairements dus aux réflexions sur le voisinage

Ces termes se distinguent du précédent par le fait qu'on ne considère aucune interaction avec l'atmosphère entre deux réflexions successives. En revanche, seules les premières réflexions sont prises en compte ; dans la majorité des cas, l'influence des suivantes tendent à devenir négligeables. Cette restriction permet de considérablement limiter la durée des traitements.

La contribution d'une surface à l'éclairement d'un élément de surface voisin dépend de son éclairement propre (en fait on part des composantes principales : directe et diffuse), du facteur de vue reliant les deux surfaces, et bien sûr de l'atténuation atmosphérique ayant lieu sur le trajet qui les sépare (caractérisé par son épaisseur optique et son atténuation moléculaire). On peut donc écrire dans un premier temps celle issue de la composante directe [cf. (2-2)] :

$$E_{direct-réflexion}(P) = \iint_{V(P)} E_{direct}(M) \cdot \frac{\rho_M\left(\vec{N}(M), \vec{n}_e, \vec{n}_{MP}\right)}{\pi} \cdot \frac{\left\langle \vec{N}(M) \cdot \vec{n}_{MP} \right\rangle \cdot \left\langle \vec{N}(P) \cdot \vec{n}_{PM} \right\rangle}{r_{MP}^2} \times v_{MP} \cdot e^{-\tau(M,P)} \cdot T_g(M,P) \cdot dS_M \qquad \textbf{(2-18)}$$

où v_{MP} est la visibilité de M par P (nulle si P ne voit pas M, égale à 1 sinon), r_{MP} la distance les séparant, et $T_g(M,P)$ la transmission gazeuse de M à P. Une nouvelle notation est également introduite ici quant aux paramètres de la réflectance : on donne le vecteur normal, le vecteur d'incidence et le vecteur de visée ; les angles zénithaux et azimutaux locaux sont alors entièrement définis.

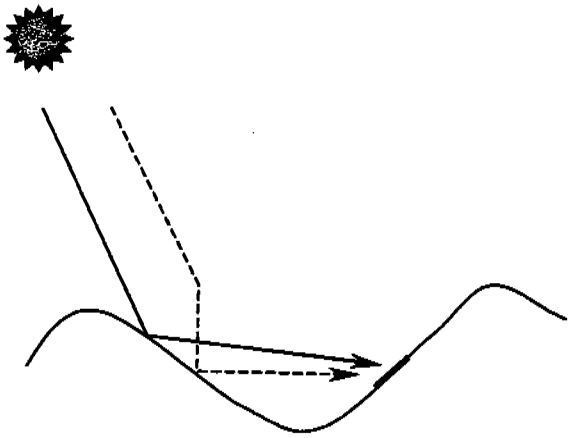


Figure 2.7 : éclairements « direct-réflexion » et « diffus-réflexion ».

L'expression exacte de la contribution issue de l'éclairement diffus devrait être calculée à partir des luminances diffuses du ciel incident en un point M du voisinage, et on devrait associer à chacune d'entre elles la réflectance correspondant à la direction d'incidence et à celle orientée vers P. Mais ce calcul sera simplifié en supposant que l'énergie arrive sur M de façon isotrope, et qu'on s'intéresse uniquement à la direction de réémission vers P. Cette réflexion, par réciprocité du trajet de la lumière, est caractérisé par l'albédo plan (cf. Annexe 1) calculé pour une direction d'incidence égale à cette direction de réémission :

$$E_{\text{diffus-réflexion}}(P) = \iint_{V(P)} E_{\text{diffus}}(M) \cdot \frac{a_M\left(\vec{N}(M), \vec{n}_{MP}\right)}{\pi} \cdot \frac{\left\langle \vec{N}(M) \cdot \vec{n}_{MP} \right\rangle \cdot \left\langle \vec{N}(P) \cdot \vec{n}_{PM} \right\rangle}{r_{MP}^2} \times v_{MP} \cdot e^{-\tau(M,P)} \cdot T_g(M,P) \cdot dS_M \qquad \textbf{(2-19)}$$

Tout comme pour la réflectance, les paramètres angulaires usuels de l'albédo sont remplacés par le vecteur normal et le vecteur d'incidence, ce qui revient au même.

Dans cette expression, il s'agit également de préciser quelle dimension du voisinage V(P) est nécessaire. Il n'est cependant pas judicieux de fixer une fois pour toute cette valeur, car selon le type de relief, l'atmosphère et les conditions de prise de vue, les exigences sont différentes. En effet, non seulement la distance séparant deux points entre en ligne de compte dans la contribution au signal réfléchi, mais aussi la réflectance du point de réflexion, l'éclairement (direct + diffus) incident en ce point, et l'atténuation atmosphérique intervenant sur le trajet les séparant. De plus, si le point cible est à l'ombre, la contribution des termes de réflexion dans l'éclairement total est importante, et ceux-ci doivent donc être calculés plus précisément.

A titre indicatif, considérons un relief, dont les pentes n'excèdent pas 30°, et dont la dénivellation est de l'ordre de 500 m. Le sol est homogène, et de réflectance lambertienne égale à 0.25. On se place à la longueur d'onde de 850 nm, et l'abondance des aérosols correspond à une visibilité horizontale de 23 km. L'atmosphère est de ce fait plutôt favorable à une contribution des pixels éloignés. Dans ce cas, où le zénith solaire est de 30°, la limitation à une zone alentours ayant un rayon de 5 km est satisfaisante, car les contributions plus lointaines sont en général nettement inférieures à 0.5 % de l'éclairement total au sol, même dans la zone la moins bien éclairée.

Si à présent on considère des pentes plus importantes (de l'ordre de 45°) et des réflectances fortes (comme de la neige), et que certaines parties du relief se trouve à l'ombre, il devient alors nécessaire d'augmenter ce rayon à plus de 10 km.

Il paraît de ce fait difficile de définir une règle générale indiquant quelle est la dimension du voisinage la plus adéquate à un relief donné. Dans beaucoup de cas, quelques kilomètres sont suffisants, mais en particulier si les pentes deviennent importantes, et si les réflectances augmentent, le rayon du voisinage doit être augmenté.

III. LUMINANCES EN ENTREE DU CAPTEUR

Lors de l'élaboration du code Monte Carlo, nous avons défini trois luminances remontant en entrée du capteur, appelées L_{direct}, L_{diffus} et L_{atm}. Elles définissent en fait les trois types de trajet remontant possibles. Dans ce qui suit, on découpera plus précisément encore les différentes composantes de luminance, en tenant compte du trajet descendant de l'énergie lumineuse, avant sa réflexion par le sol. Ce découpage nous amène à considérer pas moins de dix termes de luminances (correspondant aux cinq types d'éclairement composés avec les trajets direct et diffus montant) en plus de la luminance atmosphérique. Le calcul de chacune d'entre elles est détaillé.

A. Luminances montantes directes

Chaque pixel du senseur est dans notre modélisation associé à un angle solide d'observation défini par la position du senseur, sa direction de visée et la résolution au sol de l'instrument. Lorsqu'il y a du relief, la zone interceptée par cet angle solide n'est pas nécessairement triviale, comme l'illustre la Figure 2.8 :

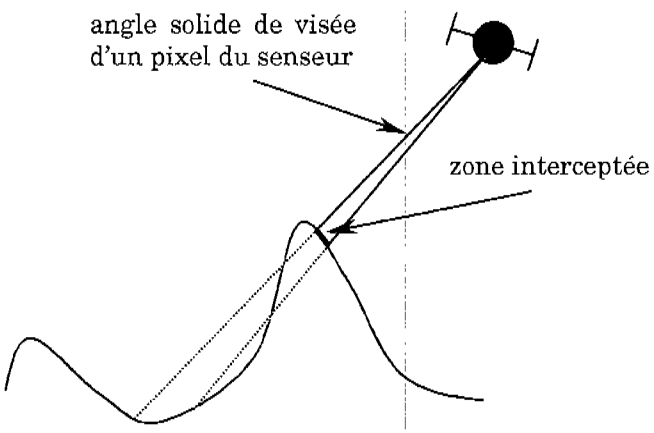


Figure 2.8 : masquage de l'angle solide de visée pour un pixel donné du senseur.

De plus, il est même possible que la surface interceptée par l'angle solide soit divisée en parties disjointes, si un obstacle ne masque qu'une portion de cet angle solide (Figure 2.9). C'est pourquoi, il est important de déterminer précisément l'origine au sol de l'énergie reçue par le senseur. On désignera dans la suite un pixel du senseur par la lettre i ; les notations M, P indiqueront toujours des positions sur le relief au sol.

Ainsi, le pixel i du senseur associé à l'angle solide Ω_i reçoit, en terme d'énergie directement transmise sur le trajet montant, une luminance correspondant à l'intégration suivante :

$$L_{...-direct}(i) = \frac{1}{\Omega_i} \cdot \iint_{\Omega_i} L_{...-direct}(P_{d\omega}).d\omega \qquad \textbf{(2-20)}$$

où $L_{...-direct}(P_{d\omega})$ est la luminance effectivement transmise directement dans la direction du senseur provenant de la surface élémentaire associée au point $P_{d\omega}$, interceptée par l'angle solide dω. Les « ... » remplacent ici la désignation du type d'éclairement au sol à l'origine de la luminance considérée. Cette relation est donc valable pour les diverses composantes de luminances remontant directement vers le capteur, et on peut détailler leurs expressions respectives.

Le premier terme provient naturellement des trajets descendant et montant directs. Il s'écrit :

$$L_{direct-direct}(i) = \frac{1}{\Omega_i} \cdot \iint_{\Omega_i} E_{direct}(P_{d\omega}) . \frac{\rho\left(\vec{N}(P_{d\omega}), \vec{n}_s, \vec{n}_v(P_{d\omega})\right)}{\pi} \times e^{\frac{\tau^{\uparrow}(P_{d\omega})}{\mu_v(P_{d\omega})}} . T_g^{\uparrow}\left(P_{d\omega}, \theta_v(P_{d\omega})\right) . d\omega \qquad (2\text{-}21)$$

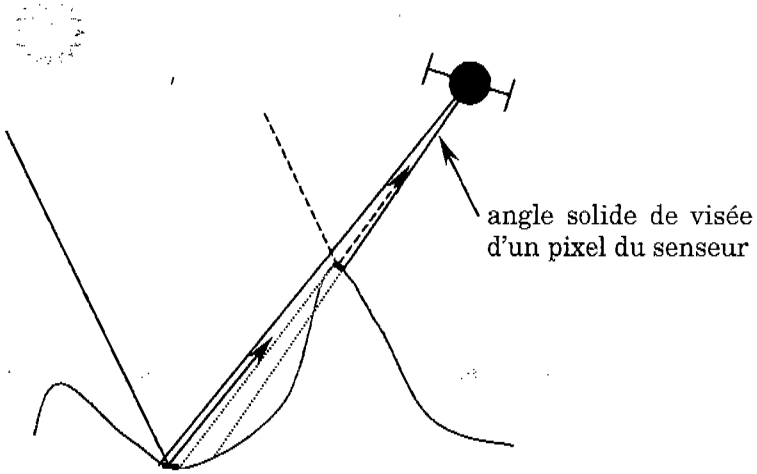


Figure 2.9 : luminance « direct-direct ».

Ce terme est le plus évident. On pourra noter que si un point P est totalement masqué pour tous les pixels du senseur, il n'interviendra jamais directement dans aucune expression de ces luminances montantes.

Le terme suivant, $L_{diffus-direct}$, provient de l'éclairement diffus. Comme on connaît les luminances diffuses du ciel donnant celui-ci, on peut calculer la réflectance bidirectionnelle moyenne qui interviendra en chaque point P du sol, en pondérant par ces luminances diffuses :

$$\overline{\rho}_{diffus-direct}\left(P, \vec{n}_v(P)\right) = \frac{\iint_{\Omega=2\pi} L^d(z_P, \theta, \phi) \cdot K(P, \theta, \phi) \cdot \rho_P\left(\vec{N}(P), \vec{n}(\theta, \phi), \vec{n}_v(P)\right) \cdot \cos(\theta) \cdot d\omega}{\iint_{\Omega=2\pi} L^d(\vec{n}_s, \vec{n}_a, \vec{n}) . K(P, \theta, \phi) . \cos(\theta) . d\omega} \qquad (2\text{-}22)$$

Cette intégration est évidemment effectuée dans le repère local à P, sur tout l'hémisphère surplombant P. On peut alors écrire :

$$L_{diffus-direct}(i) = \frac{1}{\Omega_i} \cdot \iint_{\Omega_i} E_{diffus}(P_{d\omega}) . \frac{\overline{\rho}_{diffus-direct}\left(P_{d\omega}, \vec{n}_v(P_{d\omega})\right)}{\pi} \times e^{\frac{\tau^{\uparrow}(P_{d\omega})}{\mu_v(P_{d\omega})}} . T_g^{\uparrow}\left(P_{d\omega}, \theta_v(P_{d\omega})\right) d\omega \quad \textbf{(2-23)}$$

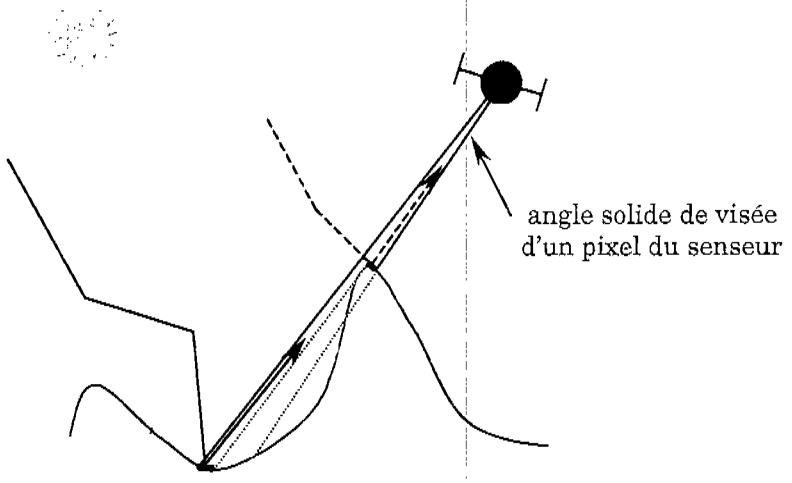


Figure 2.10 : luminance « diffus-direct ».

Pour le terme de couplage, les photons arrivent dans toutes les directions (mais leur distribution spatiale est inconnue), et on ne considère que la proportion réémise dans la direction du senseur. On caractérise donc la réflexion par un albédo plan :

$$L_{couplage-direct}(i) = \frac{1}{\Omega_i} \cdot \iint_{\Omega_i} E_{couplage}(P_{d\omega}) \cdot \frac{a_{P_{d\omega}}\left(\vec{N}(P_{d\omega}), \vec{n}_v(P_{d\omega})\right)}{\pi} \times e^{\frac{\tau^{\uparrow}(P_{d\omega})}{\mu_v(P_{d\omega})}} \cdot T_g^{\uparrow}\left(P_{d\omega}, \theta_v(P_{d\omega})\right) \cdot d\omega \quad \textbf{(2-24)}$$

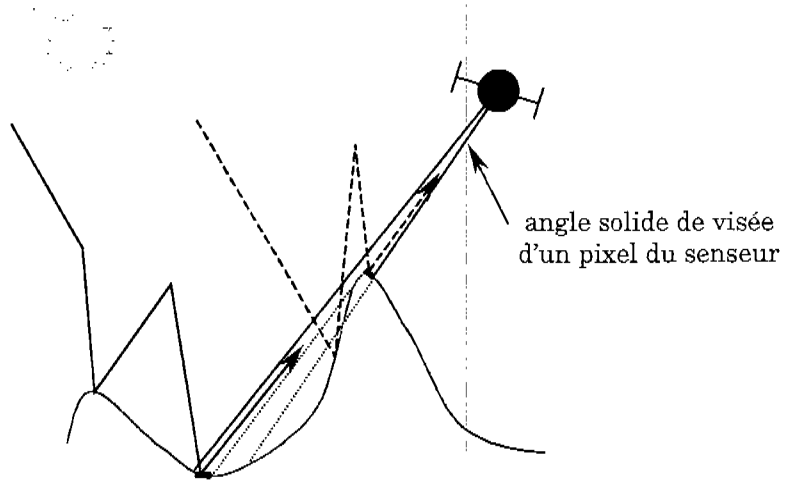


Figure 2.11 : luminance « couplage-direct ».

Enfin, on terminera avec les composantes provenant des réflexions sur le voisinage, puis sur P. A contrario des expressions précédentes, on n'utilisera pas les éclairements correspondants déjà calculés, il est préférable de réécrire l'expression

depuis le début, afin de considérer les réflectances exactes plutôt que des moyennes. Tout d'abord, la luminance émise en P au sol est donnée par :

$$L_{direct-réflexion-direct}(P) = \iint_{V(P)} E_{direct}(M) \cdot \frac{\rho_M\left(\vec{N}(M), \vec{n}_s, \vec{n}_{MP}\right)}{\pi} \cdot v_{MP} \cdot e^{-\tau(M,P)} \cdot T_g(M,P) \times \frac{\left\langle \vec{N}(M) \cdot \vec{n}_{MP} \right\rangle \cdot \left\langle \vec{N}(P) \cdot \vec{n}_{PM} \right\rangle}{r_{MP}^2} \cdot \frac{\rho_P\left(\vec{N}(P), \vec{n}_{MP}, \vec{n}_v(P)\right)}{\pi} \times e^{\frac{\tau^{\uparrow}(P)}{\mu_v(P)}} \cdot T_g^{\uparrow}\left(P, \theta_v(P)\right) \cdot dS_M \quad \textbf{(2-25)}$$

et puis par la formule générale :

$$L_{direct-réflexion-direct}(i) = \frac{1}{\Omega_i} \cdot \iint_{\Omega_i} L_{direct-réflexion-direct}(P_{d\omega}).d\omega \quad \textbf{(2-26)}$$

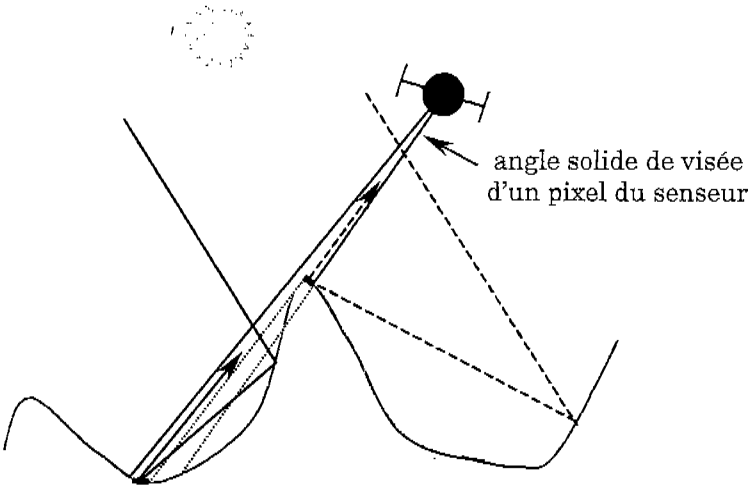


Figure 2.12 : luminance « direct-réflexion-direct ».

De même pour le second terme issus des réflexions sur le voisinage :

$$L_{diffus-réflexion-direct}(P) = \iint_{V(P)} E_{diffus}(M) \cdot \frac{a_M\left(\vec{N}(M), \vec{n}_{MP}\right)}{\pi} \cdot v_{MP} \cdot e^{-\tau(M,P)} \cdot T_g(M,P) \times \frac{\left\langle \vec{N}(M) \cdot \vec{n}_{MP} \right\rangle \cdot \left\langle \vec{N}(P) \cdot \vec{n}_{PM} \right\rangle}{r_{MP}^2} \cdot \frac{\rho_P\left(\vec{N}(P), \vec{n}_{PM}, \vec{n}_v(P)\right)}{\pi} \times e^{\frac{\tau^{\uparrow}(P)}{\mu_v(P)}} \cdot T_g^{\uparrow}\left(P, \theta_v(P)\right) \cdot dS_M \quad \textbf{(2-27)}$$

qui nous donne trivialement :

$$L_{diffus-réflexion-direct}(i) = \frac{1}{\Omega_i} \cdot \iint_{\Omega_i} L_{diffus-réflexion-direct}(P_{d\omega}).d\omega \quad \textbf{(2-28)}$$

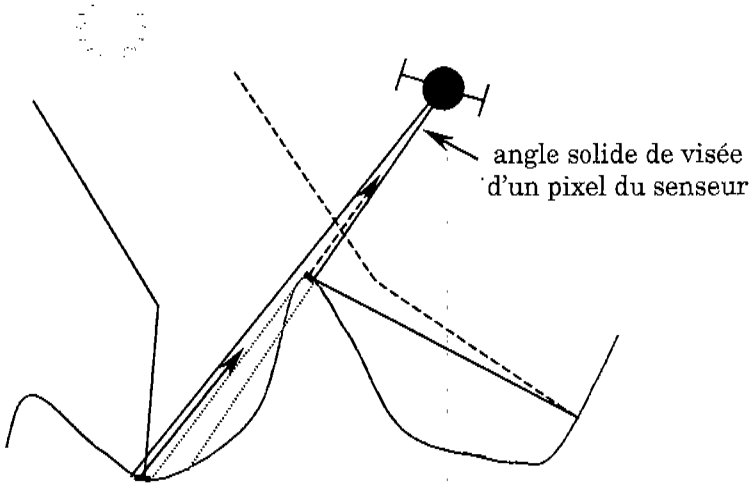


Figure 2.13 : luminance « diffus-réflexion-direct ».

Afin de retrouver la valeur correspondante de la luminance directe issue du code Monte Carlo, il suffit d'écrire :

$$L_{direct} = L_{direct-direct} + L_{diffus-direct} + L_{couplage-direct} + L_{direct-réflexion-direct} + L_{diffus-réflexion-direct} \qquad (2\text{-}29)$$

B. Luminances montantes diffuses

1. Caractérisation du trajet

Il s'agit dans cette partie d'estimer quelle est la proportion du signal réfléchi par le sol qui sera diffusée dans l'angle solide de vue correspondant à un pixel du senseur :

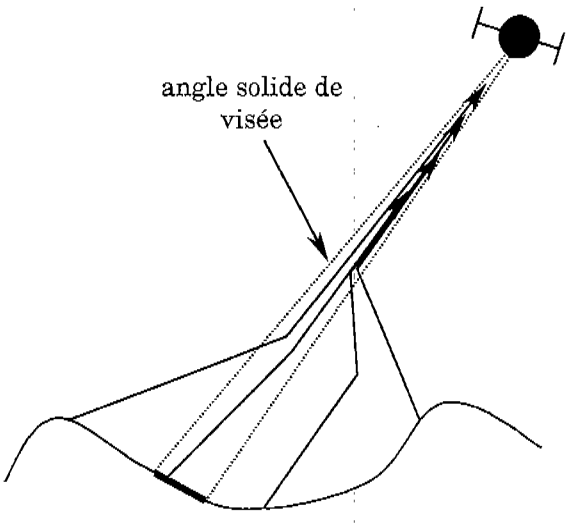


Figure 2.14 : luminance diffuse montante.

On se rend bien compte sur ce schéma que la luminance vue par un pixel p du senseur ne correspond par forcément à celle provenant d'une réflexion dans l'angle solide concerné. En fait, l'énergie diffuse reçue dans l'angle solide du pixel p provient de l'ensemble du relief avoisinant la zone visée. Il est donc nécessaire de calculer, pour chaque élément de surface du sol, quelle est la quantité d'énergie qu'il transmet de

façon diffuse dans l'angle solide associé au pixel i. Il est commode de définir alors la fonction $C_d^{\uparrow}(P,i)$, telle que $C_d^{\uparrow}(P,i).dS_p$ désigne la proportion du signal réémis en P dans toutes les directions atteignant le pixel i du senseur. Reinersman et Calder (1995) étudient cette fonction, qu'ils appellent « point-spread function » (PSF), dans le cas d'un sol plat et pour différentes visées. Ils se servent également d'un outil Monte Carlo pour analyser les phénomènes. Vermote et al. (1997) proposent des fonctions empiriques permettant de prédire analytiquement l'allure de la PSF. Elles dépendent bien sûr des épaisseurs optiques des aérosols et des molécules, de l'altitude du senseur et de sa direction de visée. Néanmoins, à l'image des difficultés rencontrés lors du calcul de la grandeur η pour le terme de couplage Terre-atmosphère, la présence d'un relief irrégulier introduit des complications évidentes dans l'élaboration d'un modèle empirique généralisé.

Ainsi, à l'instar du calcul de η précédent, la robustesse exigée dans le calcul de $C_d^{\uparrow}$ nous amène à proposer une résolution par voie statistique. Cette détermination se fait par méthode Monte Carlo inverse, par lancer de photons depuis chaque pixel du senseur. Les photons diffusés par l'atmosphère sont comptés au sol. Soit N le nombre de photons lancés depuis i, et $dn^d(P,i)$ le nombre de photons diffusés récupérés dans une surface élémentaire dS_p au point P du sol. Alors on peut écrire :

$$C_d^{\uparrow}(P,i)=\frac{1}{N}\cdot\frac{dn^d}{dS_P}(P,i) \qquad \textbf{(2-30)}$$

Au même titre que lors du calcul de η, la méthode Monte Carlo est utilisée ici de façon très spécifique, et le fait de se restreindre à un problème simple donne des performances en temps de traitement très acceptables. De plus, de même que pour le couplage, le système étant conservatif, le relief $\Re$ entier contient toute l'information. Ainsi, un terme de luminance diffuse au niveau du senseur sera calculé en intégrant les énergies réfléchies en chaque point du relief $\Re$ dans toutes les directions, pondérées par la fonction $C_d^{\uparrow}(P,i)$.

D'autre part, par cette méthode, on serait capable de tenir compte de l'absorption gazeuse sans découplage des phénomènes. Cependant, nous voulons conserver le découplage de l'absorption sur le trajet montant et le trajet descendant, de façon à pouvoir utiliser des échantillonnages spectraux différents pour le calcul des luminances (hors absorption) et des transmissions gazeuses. Ainsi, la transmission gazeuse sera introduite a posteriori, comme cela apparaîtra dans les formules.

2. Calcul des luminances diffuses en entrée du capteur

Comme lors du calcul de la luminance directe montante, nous allons détailler chaque composante diffuse remontante, en accord avec les différents éclairements au sol.

Pour le calcul de la luminance « diffus-direct », nous avons choisi de caractériser la réflexion par une réflectance moyenne pondérée par les luminances diffuses du ciel incidentes. Cette valeur nous semblait la plus adaptée. Dans le cas de la réflexion correspondant au terme « direct-diffus », par réciprocité du trajet de la lumière, la caractérisation est semblable. Cependant, la pondération par les luminances de ciel descendantes n'a plus de sens. L'albédo plan, calculé pour la direction d'incidence locale de l'éclairement direct, est donc utilisé :

$$L_{direct-diffus}(i) = \iint_{\Re} E_{direct}(P) \cdot \frac{a_P\left(\tilde{N}(P), \tilde{n}_s\right)}{\pi} \cdot C_d^{\uparrow}(P,i) \cdot T_g^{\uparrow}(P,\theta_v) \cdot dS_P \qquad \textbf{(2-31)}$$

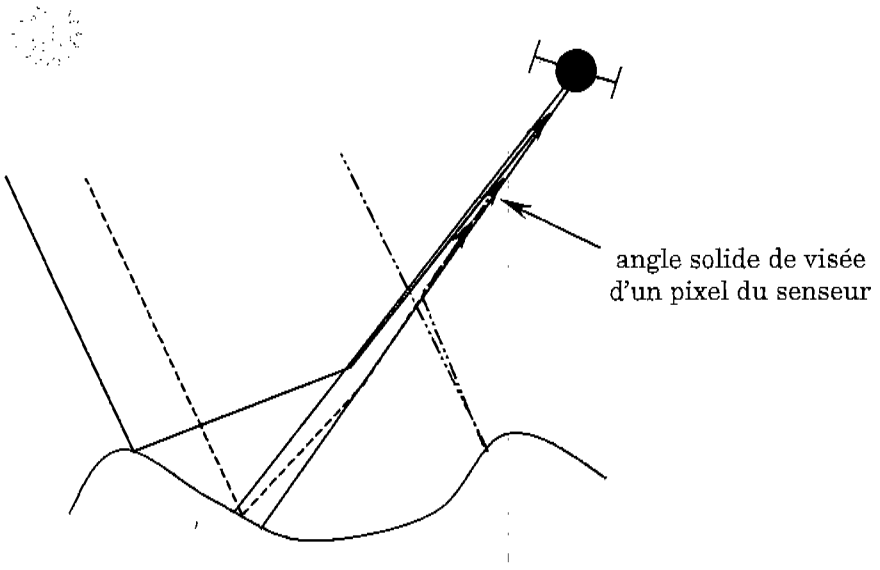


Figure 2.15 : luminance « direct-diffus ».

En suivant la même chronologie que précédemment, la luminance suivante provient de l'éclairement diffus au sol. Le terme « diffus-diffus » est donc issu de photon incident dans toutes les directions en un point du sol et réfléchi dans toutes les directions. Naturellement, l'albédo sphérique du sol est alors le facteur le mieux adapté pour caractériser la réflexion :

$$L_{diffus-diffus}(i) = \iint_{\Re} E_{diffus}(P) \cdot \frac{s_P}{\pi} \cdot C_d^{\uparrow}(P,i) \cdot T_g^{\uparrow}(P,\theta_v(P)) \cdot dS_P \qquad \textbf{(2-32)}$$

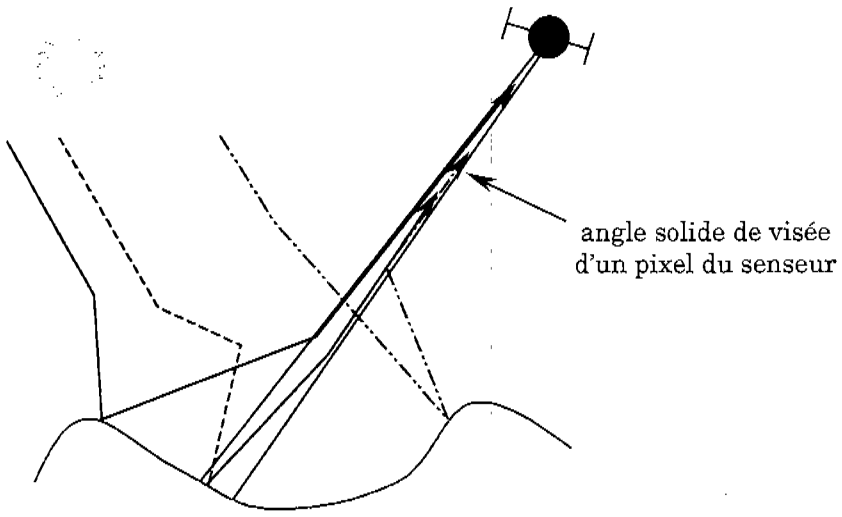


Figure 2.16 : luminance « diffus-diffus ».

Puis, on réécrit le terme d'environnement dû au couplage Terre-atmosphère, qui lui aussi fait intervenir l'albédo sphérique de chaque élément de surface du sol :

$$L_{ouplag\ -diffus}(i) = \iint_{\Re} E_{ouplag}\ (P) \cdot \frac{s_P}{\pi} \cdot C_d^{\uparrow}(P) \cdot T_g^{\uparrow}(P, \theta_v(P)) \cdot dS_p \qquad \textbf{(2-33)}$$

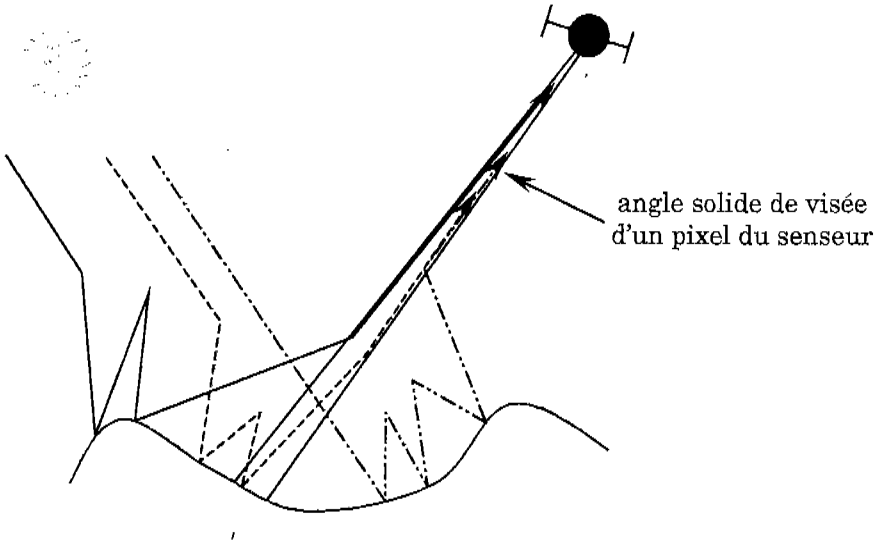


Figure 2.17 : luminance « couplage-diffus ».

Enfin, pour les deux termes dus aux réflexions sur le voisinage, de la même façon que lors du calcul du trajet direct montant, on calcule tout d'abord les luminances réfléchies par chaque pixel du sol, mais cette fois dans toutes les directions :

$$L_{direct-réflexion-diffus}(P) = \iint_{V(P)} E_{direct}(M) \cdot \frac{\rho_M\left(\vec{N}(M), \vec{n}_s, \vec{n}_{MP}\right)}{\pi} \cdot v_{MP} \cdot e^{-\tau(M,P)} \times T_g(M,P) \cdot \frac{\left\langle \vec{N}(M) \cdot \vec{n}_{MP} \right\rangle \cdot \left\langle \vec{N}(P) \cdot \vec{n}_{PM} \right\rangle}{r_{MP}^2} \cdot \frac{a_P\left(\vec{N}(P), \vec{n}_{PM}\right)}{\pi} \cdot dS_M \qquad \textbf{(2-34)}$$

et :

$$L_{diffus-réflexion-diffus}(P) = \iint_{V(P)} E_{diffus}(M) \cdot \frac{a_M\left(\vec{N}(M), \vec{n}_{MP}\right)}{\pi} \cdot v_{MP} \cdot e^{-\tau(M,P)} \cdot T_g(M,P) \times \frac{\left\langle \vec{N}(M) \cdot \vec{n}_{MP} \right\rangle \cdot \left\langle \vec{N}(P) \cdot \vec{n}_{PM} \right\rangle}{r_{MP}^2} \cdot \frac{a_P\left(\vec{N}(P), \vec{n}_{PM}\right)}{\pi} \cdot dS_M \qquad \textbf{(2-35)}$$

Puis on déduit les luminances reçues par le pixel i au niveau du senseur, en n'omettant pas la transmission gazeuse :

$$L_{direct-réflexion-diffus}(i) = \iint_{\Re} L_{direct-réflexion-diffus}(P) \cdot C_d^{\uparrow}(P,i) \cdot T_g^{\uparrow}(P, \theta_v(P)) \cdot dS_P \qquad \textbf{(2-36)}$$

et :

$$L_{diffus-réflexion-diffus}(i) = \iint_{\Re} L_{diffus-réflexion-diffus}(P) \cdot C_d^{\uparrow}(P,i) \cdot T_g^{\uparrow}(P, \theta_v(P)) \cdot dS_P \qquad \textbf{(2-37)}$$

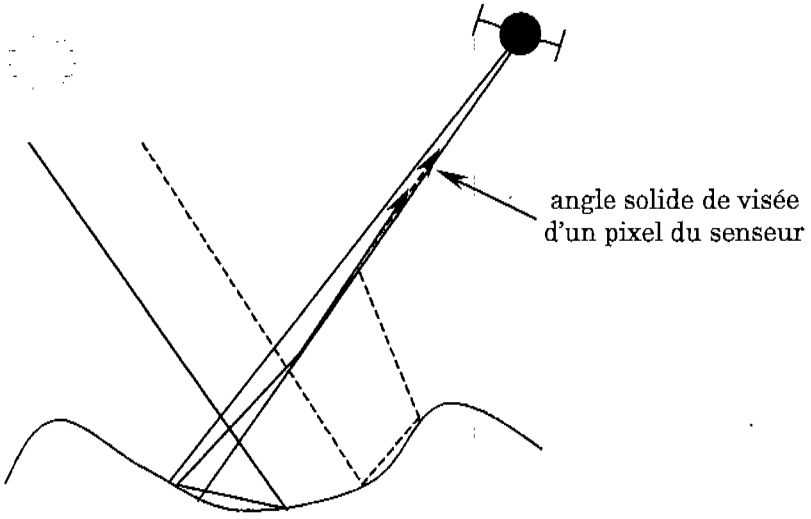


Figure 2.18 : luminance « direct-réflexion-diffus ».

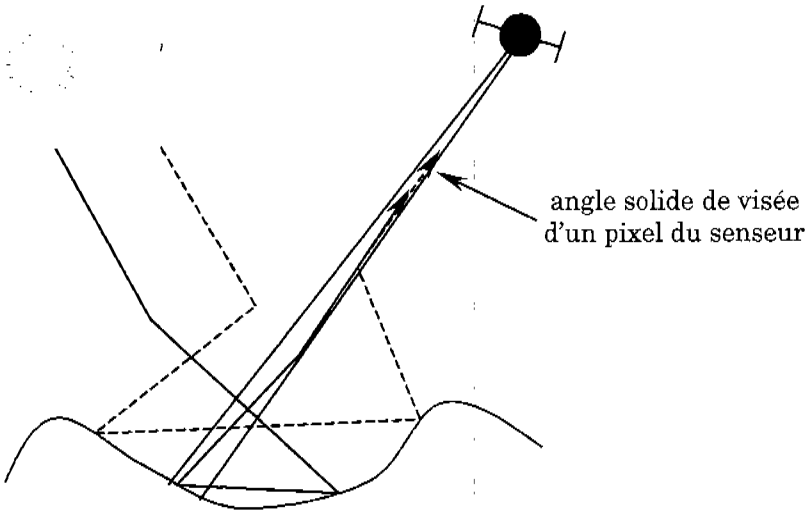


Figure 2.19 : luminance « diffus-réflexion-diffus ».

On peut alors déterminer la luminance diffuse totale remontant vers le senseur, identique à celle définie pour la méthode Monte Carlo :

$$L_{diffus} = L_{direct-diffus} + L_{diffus-diffus} + L_{coulage-diffus} + L_{direct-réflexion-diffus} + L_{diffus-réflexion-diffus} \qquad \textbf{(2-38)}$$

C. Luminance atmosphérique

La luminance atmosphérique provient des photons uniquement diffusés par l'atmosphère vers le senseur (Figure 2.20). L'absence de contact avec le sol implique a priori qu'aucune information sur la scène n'est contenue dans ce signal, qui vient s'ajouter comme une perturbation dans le signal utile. La luminance atmosphérique dépend de l'angle de la visée, mais aussi de la quantité d'atmosphère présente sous le capteur en particulier. Ainsi les variations d'altitude du sol entrent en ligne de compte dans le calcul.

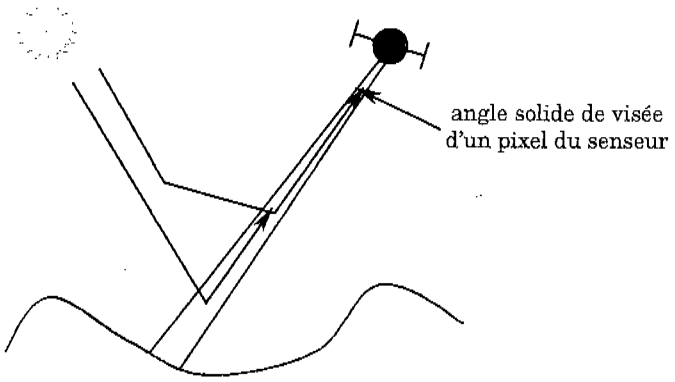


Figure 2.20 : luminance atmosphérique.

Dozier et Frew (1981), par exemple, ont établi qu'une différence de 30 % apparaissait entre une mesure pour un sol au niveau de la mer et une mesure pour un sol à 3000 m en moyenne, pour une même atmosphère dans le bleu. L'atmosphère est un filtre diffusant (passe-bas), et ne transmet donc pas intégralement les variations d'altitude dans la luminance atmosphérique. Considérer une altitude moyenne du sol pour le calcul de cette luminance pourrait être une première solution. Pour une observation satellitaire, le lissage spatial de l'atmosphère est en général suffisant pour que cette solution soit correcte sur l'ensemble du relief. En revanche, pour une observation à basse altitude (aéroportée), cette hypothèse est trop forte, car l'altitude de la zone visée joue un rôle nettement plus déterminant. C'est pourquoi, nous choisissons la solution proposée par Richter (1997), qui fait dépendre la luminance atmosphérique de l'altitude de la zone visée uniquement. Ce choix, à l'inverse du précédent, est très bien adapté à des observations basses. Mais nous verrons dans la comparaison avec les simulations Monte Carlo, que même pour une observation satellitaire, les résultats sont satisfaisants.

Dans la modélisation, la luminance atmosphérique correspondant à un pixel donné est de ce fait calculée en tenant compte simultanément de l'inclinaison du capteur, et de l'altitude de la zone visée. Le calcul est effectué par le code 6S, dont le module spécifique traitant la luminance atmosphérique a été extrait.

D. Luminance totale

1. Résolution de base

La luminance totale reçue par le capteur, pour la résolution au sol choisie est obtenue trivialement en sommant toutes les composantes associées au pixel i considéré, ce qui revient à :

$$L_{total}(i) = L_{direct}(i) + L_{diffus}(i) + L_{atm}(i) \qquad \textbf{(2-39)}$$

Dans certaines applications, il est plus commode de raisonner en réflectance en entrée du senseur. Cette grandeur est donnée par :

$$\rho(i) = \frac{\pi . L_{total}(i)}{E_{TOA} . \cos \theta_s} \qquad \textbf{(2-40)}$$

2. Résolution grossière

Pour estimer le signal aéroporté ou satellitaire dans le cas d'une observation ayant une résolution moins fine que la résolution de base, il suffit d'intégrer les luminances observées par chaque pixel du senseur. En fait, les signaux à résolution fine sont pondérés par leurs angles solides respectifs :

$$L_{total}(q_g) = \frac{1}{\Omega_g} \sum_{p_f \subset q_g} L(p_f).\Omega_f \qquad \textbf{(2-41)}$$

Les indices f et g indiquent respectivement des grandeurs associées à la résolution fine et à la résolution grossière.

IV. VALIDATION DU MODELE PAR MONTE CARLO

Grâce aux conclusions du chapitre précédent, nous pouvons nous servir de la méthode statistique Monte Carlo comme une méthode de référence. Dans cette partie, elle nous servira donc à vérifier que le modèle physique que nous avons développé est valide, et que le choix des hypothèses effectuées est pertinent.

Pour cela, il s'agit de comparer les deux codes dans des configurations les plus diverses possibles, afin de généraliser au mieux les résultats obtenus. Les possibilités du code Monte Carlo étant bien plus évoluées que celles de 6S, on peut cette fois envisager des cas très complexes. Dans un premier temps, cependant, on fera un test simple, dans le cas d'un sol plat homogène lambertien, de la même façon que cela a été fait entre Monte Carlo et 6S. Ensuite, on abordera un paysage plat, représentant un bord de plage. La frontière entre deux sols de réflectances (lambertiennes) différentes a un effet remarquable sur les phénomènes d'environnement. L'analyse portera donc essentiellement sur les termes qui s'y rapportent.
La robustesse de notre méthode devra également être évaluée en présence de relief. Pour cela, on se propose tout d'abord d'utiliser un paysage de type dune linéaire, dans un site désertique. Les propriétés réflectives du sol sont toujours de type lambertien. Les effets de pente, de réflexions sur le voisinage et d'environnement seront ici particulièrement discutés.
Enfin, le dernier cas présentera certainement la configuration la plus difficile. En effet, le relief représente une vallée profonde, couverte d'herbe verte, entourée de deux monts enneigés. Les pentes importantes des deux flancs de la vallée et un soleil bas génère un zone d'ombre sur toute une moitié du relief. Ces fortes contraintes, qui vont avoir un effet important sur toutes les composantes d'éclairement et de luminance, nous permettront de vérifier que le modèle est capable de traiter ce type de problème sans perturbation majeure. De plus, les deux types de sol en présence ont cette fois été affectés de propriétés réflectives directionnelles, dans le but de s'assurer que les hypothèses simplificatrices proposées dans le calcul des termes d'environnement sont raisonnables.

Si l'objectif principal de ce chapitre est de valider le modèle à l'aide de la méthode Monte Carlo, l'ensemble des simulations présentées vont constituer également de très bons exemples illustrant la nécessité de ces codes complexes. Ils permettront notamment de mettre en évidence les ordres de grandeurs des termes de second ordre quant à leur contribution dans le signal mesuré par un capteur.

A. Sols plats homogènes

Dans ce premier paragraphe, on se propose de comparer les résultats obtenus pour des sols plats homogène. Tout naturellement, le choix des configurations est identique à celui qui a été fait pour comparer le code Monte Carlo à 6S, dans le second chapitre. Trois cas sont donc présentés : un cas standard (zéniths solaire et de visée de 30°, azimut relatif de 180°, atmosphère de type latitude moyenne en hiver, aérosols continentaux présentant une visibilité de 23 km, réflectance lambertienne de 0.2, longueur d'onde de 550 nm), un cas favorable (soleil et senseur au zénith, modèle

d'atmosphère identique au cas précédent, réflectance lambertienne de 0.1) et enfin un cas défavorable (zénith solaire de 60°, zénith de visée de 40°, azimut relatif 180°, atmosphère tropicale, visibilité des aérosols de 10 km).

La comparaison est effectuée pour un seul pixel, étant données les propriétés d'invariance de la scène. Les trois tableaux suivants indiquent le détail des valeurs obtenues pour chaque configuration. Les éclairements sont exprimés en $Wm^{-2}\mu m^{-1}$ et les luminances en $Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$. L'écart relatif correspond à l'écart algébrique entre le résultat Monte Carlo et celui du modèle, ramené à la valeur du premier. Les simulations Monte Carlo réalisées dans ce chapitre ont été effectuées de telle manière à obtenir une convergence meilleure que 0.5 % sur les éclairements et luminances totales.

	MC	Modèle	δ (%)
E_{direct}	1098.5	1098.7	< 0.5
E_{diffus}	355.6	362.7	-2.0
$E_{couplage}$	39.9	40.0	-2.5
E_{total}	1494.0	1501.4	-0.5
L_{direct}	62.4	62.7	-0.5
L_{diffus}	20.2	20.3	-0.5
L_{atm}	21.2	22.7	-7.0
L_{total}	103.8	105.7	-1.8

Tableau 2.1 : cas moyen.

	MC	Modèle	δ (%)
E_{direct}	1342.3	1342.5	< 0.5
E_{diffus}	376.2	383.0	-1.8
$E_{couplage}$	23.3	23.3	0.0
E_{total}	1741.8	1748.8	< 0.5
L_{direct}	38.5	38.7	-0.5
L_{diffus}	10.8	10.8	< 0.5
L_{atm}	28.2	28.4	-0.8
L_{total}	77.5	77.9	-0.5

Tableau 2.2 : cas favorable.

	MC	Modèle	δ (%)
E_{direct}	321.9	321.8	< 0.5
E_{diffus}	369.1	379.0	-2.7
$E_{couplage}$	63.2	64.3	-1.7
E_{total}	754.2	765.1	-1.4
L_{direct}	58.5	59.3	-1.3
L_{diffus}	39.8	40.3	-1.3
L_{atm}	40.1	45.3	-12.9
L_{total}	138.3	144.9	-4.8

Tableau 2.3 : cas défavorable.

Les meilleurs écarts sont bien sûr obtenus sur les trajets directs, simples à modéliser (statistiquement ou analytiquement). Dans le modèle physique, l'éclairement diffus au sol est calculé à partir des luminances diffuses du ciel, elles-mêmes calculées par une résolution numérique semblable à celle effectuée par 6S. Il n'est donc pas étonnant de retrouver des écarts qui rappellent ceux observés entre les codes 6S et Monte Carlo. Notons que l'origine de cet écart n'est pas le découplage de l'absorption gazeuse ; des simulations Monte Carlo effectuées sans absorption moléculaire, avec une correction par les transmissions gazeuses a posteriori ont montré quasiment les mêmes biais. Le terme de couplage et le trajet diffus remontant sont quant à eux calculés dans les deux cas par méthode statistique. Les différences mesurées proviennent donc simplement d'erreurs propagées sur les termes précédents.

Le terme le plus difficile est la luminance atmosphérique, à l'image de ce qui a été vu dans la comparaison 6S et Monte Carlo. Dans le cas le plus défavorable, la divergence observée sur ce terme engendre des écarts importants sur la luminance totale (dans le dernier cas présenté : 5 %). En revanche, pour des situations plus courantes, le signal total en entrée du capteur présente des biais inférieurs à 2 %.

B. Echelon de réflectance au niveau du sol – bord de plage

Cette configuration présente toujours un sol plat, mais deux types de sol sont présents. On se propose ici d'étudier l'évolution des signaux autour d'une frontière rectiligne séparant ces deux sols, l'objectif principal de cette simulation étant de tester la validité des termes liés à l'environnement.

Les deux types de sol, qui correspondent arbitrairement à du sable et à de l'eau, sont caractérisés par des réflectances lambertiennes. A la longueur d'onde de 550 nanomètres, les valeurs de leurs albédos respectifs sont fixées à 0.35 et 0.03 (base de données ASTER). L'atmosphère est représentée par un modèle standard de latitude moyenne en hiver (donc sèche), et les aérosols suivent la loi en puissance de Junge. Leur abondance est donnée par une visibilité horizontale de 10 kilomètres. Le zénith solaire est de 30°, et l'azimut est fixé à 90° par rapport au Nord (perpendiculaire à la frontière entre les deux types de sols). Le senseur, situé à bord d'un satellite à environ 800 kilomètres d'altitude, se trouve dans le plan principal, à l'opposé du soleil et fait une acquisition avec une visée de 30°. La Figure 2.21 illustre les paramètres géométriques de la scène. L'échantillonnage du sol est effectué dans ce cas en pixels de 50 mètres de coté.

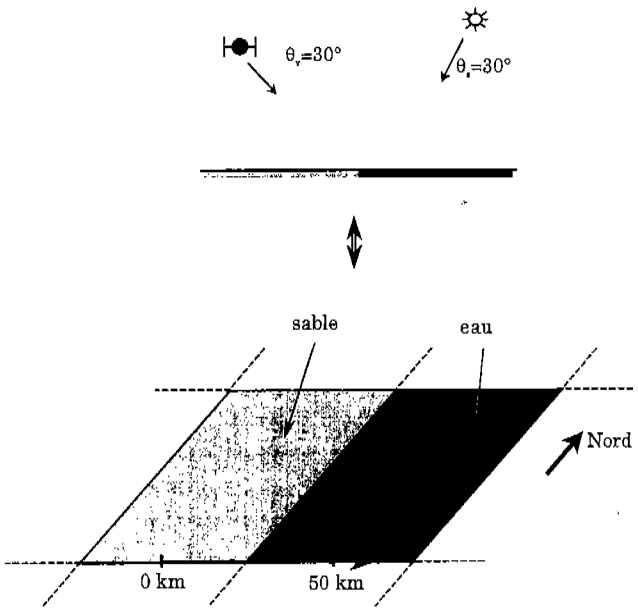


Figure 2.21 : paysage de type bord de plage.

Du fait des propriétés d'invariance de la scène, on se contentera de tracer les éclairements en fonction de la position du pixel du sol dans le profil élémentaire décrivant le paysage (axe indiqué sur la figure précédente). Les grandeurs obtenues par les deux méthodes sont présentées sur la Figure 2.22.

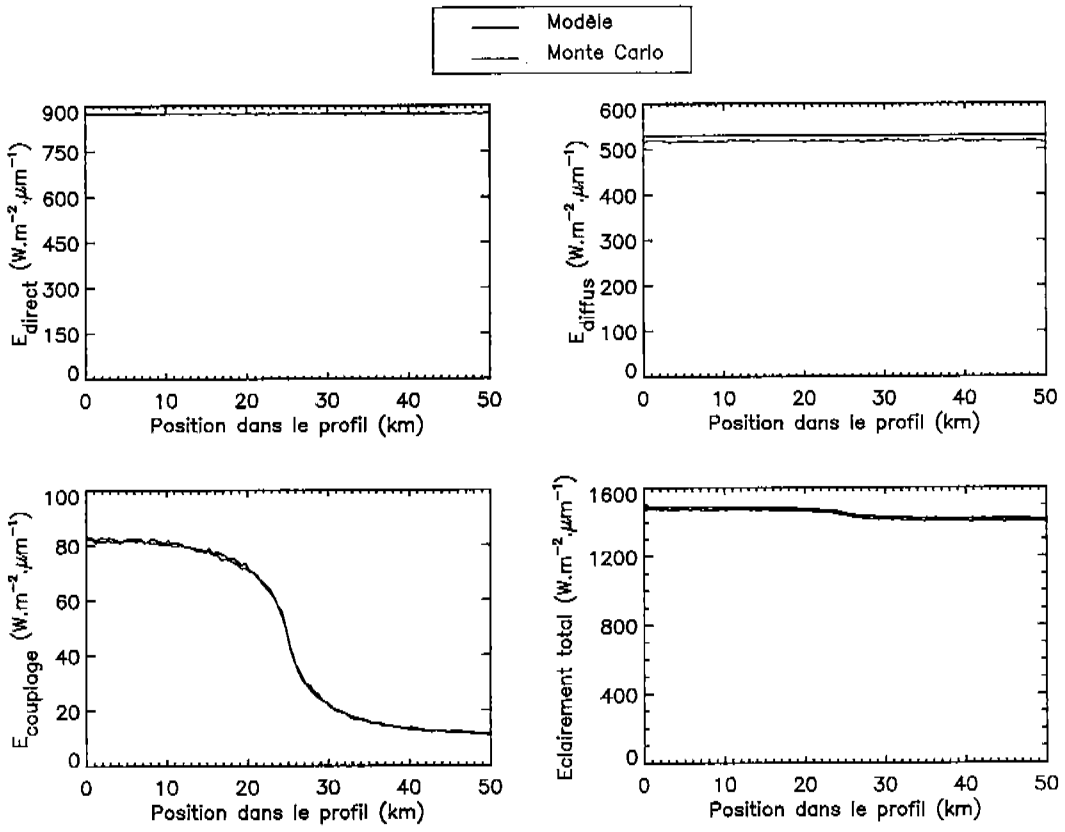


Figure 2.22 : éclairements au sol.

Les composantes directe et diffuse sont bien sûr invariantes sur l'intégralité du profil, étant donné qu'elles sont indépendantes du type du sol. On retrouve en fait les grandeurs obtenues sur sol plat homogène. Le terme de couplage Terre-atmosphère est plus intéressant. En effet, celui-ci est fortement influencé par les propriétés du voisinage de la zone visée ; les surfaces alentours vont y contribuer de façon décroissante avec la distance qui les sépare de la cible. Les pixels situés tout à gauche ou tout à droite du profil ne sont pas perturbés par le changement de la nature du sol, comme la frontière est suffisamment éloignée d'eux. Le signal associé à chacun de ces pixels est donc identique à celui que l'on observerait sur un sol homogène. En revanche, en se rapprochant de la frontière (par la gauche par exemple), la réflectance moyenne du voisinage diminue peu à peu, d'où la décroissance progressive de la valeur de l'éclairement dû au couplage.

En ce qui concerne les luminances, du fait que chaque pixel du sol est directement associé à un et un seul pixel du senseur, on choisit de représenter les luminances reçues par le senseur en conservant le même axe des abscisses que pour les éclairements. Les résultats sont donnés par la Figure 2.23.

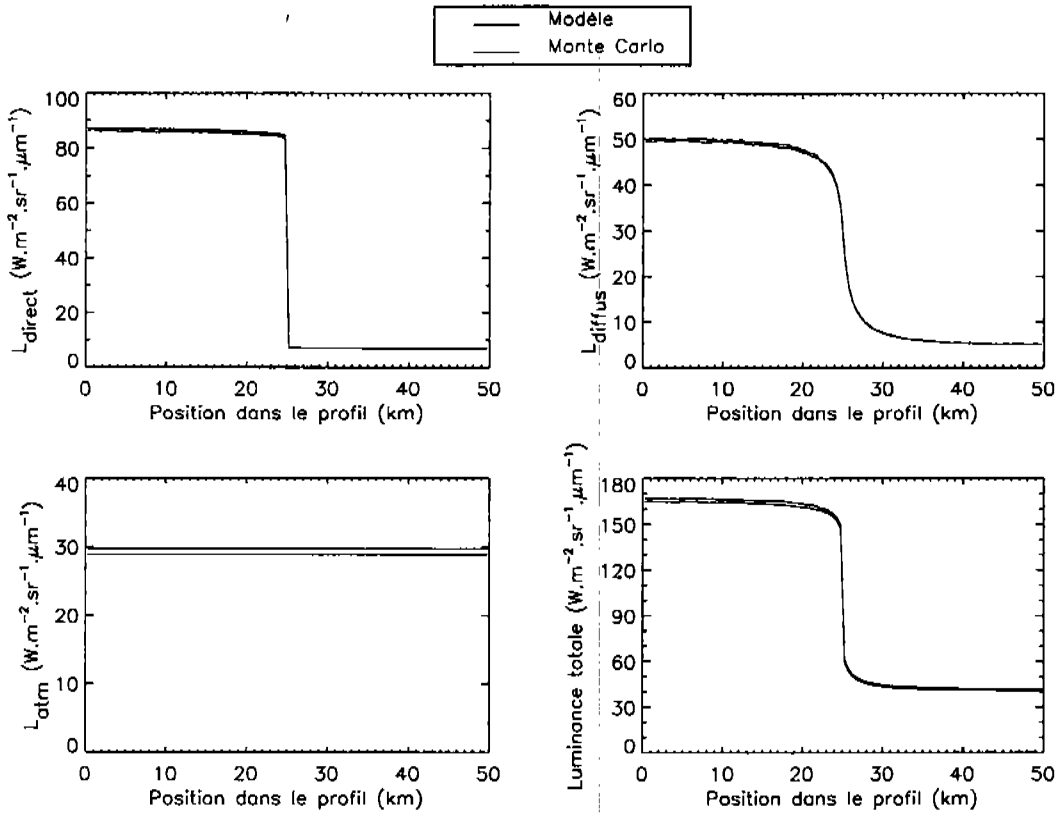


Figure 2.23 : luminances senseur.

Le sol étant lambertien, la luminance directe en entrée du capteur est liée à l'éclairement total au sol et à la réflectance de la cible. Comme l'éclairement total est faiblement variable, ce terme de luminance présente une nette marche d'escalier. Le terme diffus présente un variation plus progressive, à l'image de l'éclairement dû au couplage précédent. En effet, la luminance diffuse montante en entrée du capteur vient en partie du pixel cible, mais aussi de son entourage ; les contributions diminuent plus on s'éloigne du pixel cible. Ce phénomène, associé au fait que la luminance réémise par le sol ne dépend que de la réfléctance (l'éclairement total est

très peu variable), explique l'allure de la courbe de luminance diffuse en entrée du capteur. Quant à la luminance atmosphérique, elle est bien sûr invariante sur l'ensemble du paysage.

Le signal total présente un pallier très légèrement arrondi correspondant au changement de réflectance du sol. On constate globalement que lorsqu'on se place à plus de deux kilomètres de la frontière, son influence est très réduite, et la simulation pourrait être effectuée en considérant un sol homogène. L'erreur introduite serait négligeable, surtout du côté de la réflectance forte. En revanche, autour de la limite entre les deux types de sol, on peut générer jusqu'à 5 % d'erreur si le sol est supposé homogène (de réflectance égale au pixel visé).

*
* *

Le sol étant plat, les écarts observés sur les composantes d'éclairements direct et diffus sont les mêmes qu'auparavant, à savoir quasiment nul pour le direct, et de l'ordre de 2 % pour le diffus. Nous avons vérifié, comme dans le paragraphe précédent, par la méthode Monte Carlo que ces 2 % ne résultent pas du découplage de l'absorption gazeuse ; pourtant on peut remarquer que l'épaisseur optique de l'atmosphère est importante (supérieure à 0.5), et que la transmission gazeuse sur le trajet total n'est pas très élevée (91 %).

Le terme de couplage est calculé par méthode Monte Carlo dans les deux codes. Dans notre modèle physique, les conditions de départ sont données par les éclairements direct et diffus (cf. II.E). Les biais résultants sur le terme de couplage (1.7 % sur l'ensemble) peuvent donc être attribués aux écarts existants sur les termes direct et diffus, qui sont simplement propagés, et sur le bruit de convergence.

Concernant les luminances en entrée du capteur, la composante susceptible de poser problème (le diffus remontant) est à nouveau calculée par méthode Monte Carlo dans les deux cas. La seule différence réside à nouveau dans le découplage de l'absorption gazeuse. Comme pour le diffus descendant, il n'y pas d'effet néfaste. Pour preuve, les écarts constatés sur la luminance diffuse montante sont ceux provenant de l'éclairement total au sol, à savoir 1 % sur l'ensemble du profil. Il en est d'ailleurs de même pour la luminance directe. En ce qui concerne la luminance atmosphérique, on observe à nouveau un écart de 2.5 % entre les deux méthodes (rappelons que dans le modèle physique, le noyau du calcul est 6S). Cet écart est le plus gênant dans la partie la moins réflective du sol, où les écarts engendrés sur le signal total est de 2 %. Du côté de la réflectance plus élevée, il est cependant réduit de moitié.

C. Dunes linéaires homogènes – site désertique

A présent, on désire étudier les phénomènes d'environnement dans une zone mal exposée au soleil. Le paysage envisagé pour cela représente des dunes linéaires de sable, que l'on peut rencontrer dans certains déserts africains (Cosnefroy et al., 1996). Cette configuration est décrite par la Figure 2.24. Le soleil est toujours dans le demi-plan azimutal à 90°, mais son zénith est augmenté à 45°. De ce fait, la zone droite du profil topographique se trouve faiblement éclairée par le soleil. Le capteur satellitaire est en visée au nadir. Le sable, de type différent du précédent, est cette fois encore caractérisé par une réflectance lambertienne, égale à 0.4 à 550 nanomètres. L'atmosphère est de type standard pour une latitude moyenne en hiver et la visibilité des aérosols (suivant la loi de Junge) est de 10 kilomètres.

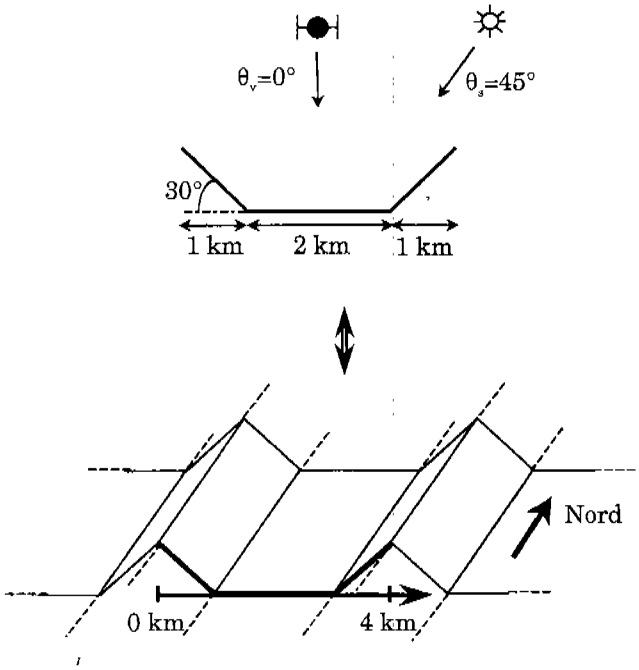


Figure 2.24 : paysage désertique dunaire.

L'éclairement direct (Figure 2.25) met en évidence l'importance de l'orientation du pixel par rapport à l'incidence du rayonnement solaire. Il apparaît également sur cette courbe que la transmission directe varie significativement avec l'altitude, comme on peut le voir sur la demi-dune de gauche. En effet, la seule cause de variation de l'éclairement sur la zone inclinée est celle de la transmission gazeuse et de l'épaisseur optique du trajet soleil-pixel avec l'altitude, la pente étant quant à elle constante.

Dans les présentes conditions, l'origine de diffusion majoritaire est due aux aérosols, qui privilégient la diffusion avant. Ainsi on observe une résultante diffuse plus importante sur les surfaces orientées vers le soleil. Cela montre que l'utilisation d'un modèle isotrope de luminances diffuses du ciel (Dozier et Frew, 1981, Sloberg et Horn, 1983), qui donnerait un éclairement diffus identique sur les deux faces inclinées du profil, engendrerait une erreur très importante (sur le flanc exposé, la valeur de l'éclairement est plus de deux fois plus grande que sur le flan opposé).

Le terme de couplage reste le plus difficile à analyser. Il dépend non seulement de la réflectance de l'environnement et de l'atmosphère, mais aussi de la forme du terrain. L'influence de ces paramètres sont difficiles à évaluer, c'est d'ailleurs pour cela que Monte Carlo est la seule méthode fiable pour calculer ce terme. Cet éclairement est cependant faiblement variable sur l'ensemble du relief. On constate simplement que les surfaces surélevées sont mieux placées pour intercepter les photons issus de réflexions et diffusions multiples. Il est intéressant de noter également que la présence du relief provoque une augmentation moyenne de ce terme de l'ordre de 20 %, par rapport à celui que l'on aurait obtenu sur un sol plat. Les photons réfléchis sur les zones inclinées ont en effet plus de chance de revenir vers le sol que ceux réfléchis sur un pixel horizontal.

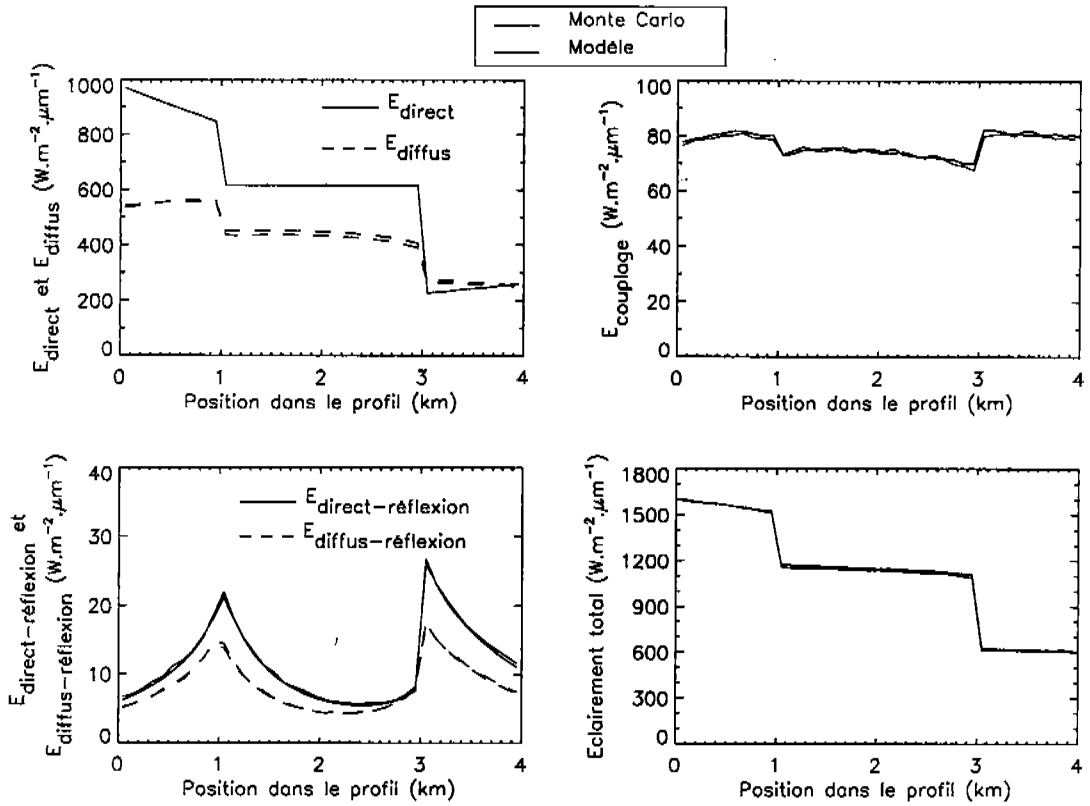


Figure 2.25 : éclairements au sol.

Les éclairements liés aux réflexions sur le voisinage dépendent de l'intensité des éclairements direct et diffus, et de la géométrie du paysage. Aux alentours des transitions de pentes dans le profil, les facteurs de vue entre le pixel cible et ses pixels voisins sont les plus élevés. C'est pourquoi leurs valeurs sont les plus importantes dans ces zones.

De ces divers tracés, il apparaît clairement que dans les zones directement exposées au soleil (partie gauche du profil), les termes dus au voisinage et au couplage, usuellement négligés, atteignent au maximum 8 % du signal total au sol. Dans la zone opposée moins bien orientée vers le soleil, la contribution de ces termes s'élève quasiment jusqu'à 20 %. Ils ne sont donc absolument pas négligeables.

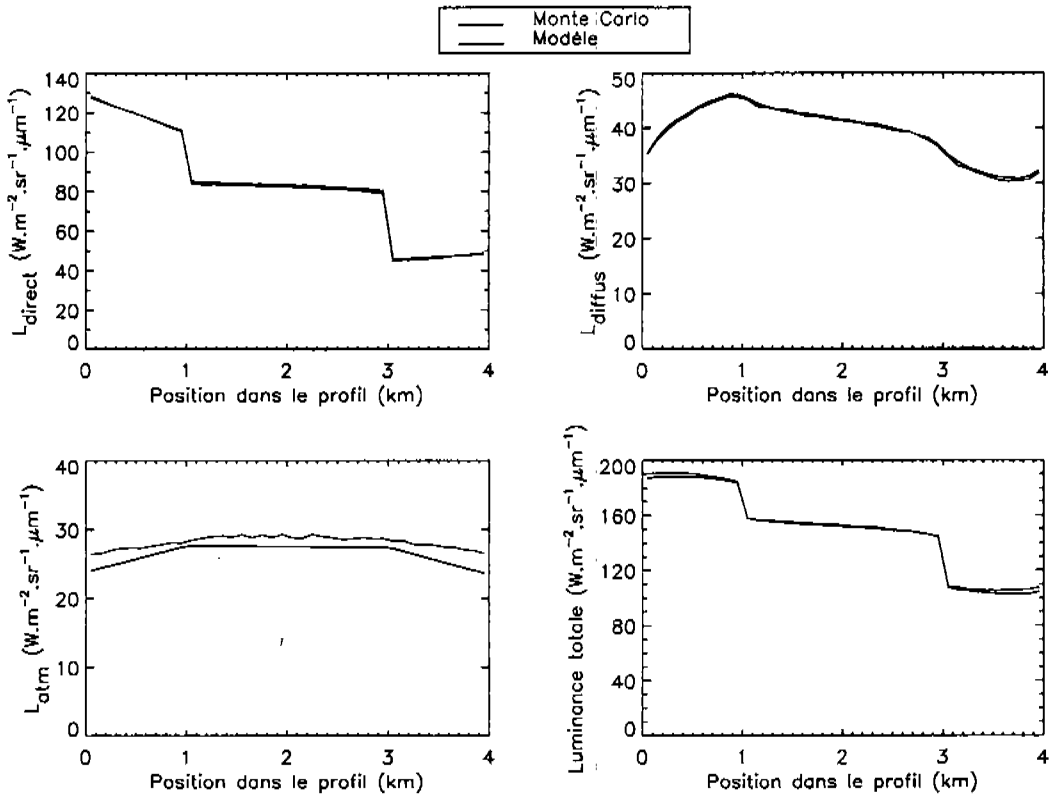


Figure 2.26 : luminances senseur.

Comme la réflectance du sol est lambertienne, la luminance directe reçue par le senseur (Figure 2.26) a une allure très semblable à l'éclairement total au sol. La composante diffuse est étroitement liée aux éclairements réfléchis par tout le voisinage du pixel cible. Ainsi, en partant de la gauche du profil, et en tenant compte du fait que le profil est périodique, la luminance diffuse montante commence par augmenter, l'environnement du pixel cible étant en moyenne de mieux en mieux éclairé (l'éclairement au sol la zone correspondant aux abscisses juste en dessous de zéro étant faible, cf. partie de droite du profil). A partir du kilomètre 1, cette luminance se met à décroître, en raison de la décroissance progressive de l'éclairement, puis elle se remet à croître en fin de profil (juste avant le kilomètre 4), lorsque le flanc très éclairée recommence à contribuer significativement au signal diffus remontant. De ce fait, la composante diffuse remontante ressemble beaucoup à une moyenne glissante de l'éclairement total au sol réfléchi puis atténué. D'ailleurs, si l'échantillonnage du terrain (ici chaque pixel a un côté de 100 m) était plus fin, on aurait quasiment la même valeur de luminance pour le premier et le dernier pixel du profil.

Le signal total en entrée du senseur présente essentiellement trois zones associées aux différentes pentes du relief. Les variations du signal engendrées par le relief est de l'ordre de 30 % de la luminance moyenne sur tout le profil. Outre les effets de pente, on peut noter également que le signal mesuré au milieu de la zone horizontale entre les dunes est supérieur de 10 % au signal que l'on aurait mesuré en considérant un sol de même réflectance mais totalement plat. Les effets d'environnement ont donc été augmenté par la présence du relief. D'autre part, on peut noter l'influence de la variation de l'altitude du sol sur la luminance atmosphérique, bien que l'observation soit satellitaire. Presque 10 % d'écart sépare la

luminance atmosphérique mesurée en visant le haut des dunes de celle issue d'une visée centrale au profil (la courbe Monte Carlo est la base de ce calcul).

*
* *

La présence du relief ne perturbe pas les calculs des éclairements directes, dont la simplicité du trajet permet une très bonne coïncidence des résultats des codes (écart moyen très inférieur à 1 %). Concernant la composante diffuse au sol, les comparaisons effectuées sur sol plat ont montré des écarts de 2 % entre les deux méthodes. Dans ce cas, la présence de relief vient perturber l'intégration des luminances diffuses du ciel. On constate dans la zone exposée au soleil, on obtient des écarts meilleurs que 2 %. Dans la partie centrale du profile, ces écarts sont en revanche un peu plus élevés, de l'ordre de 3 %. Enfin, dans la zone faiblement exposée, le signal est nettement plus faible, mais les biais restent à 3 %. Trois sources d'erreur sont susceptibles de contribuer à cette légère augmentation du biais : le découplage de l'absorption gazeuse (le zénith solaire est plus incliné qu'auparavant), la perturbation introduites par le relief sur les luminances diffuses (calculées pour un sol plat), et enfin la méthode d'intégration de ces luminances. Il apparaît donc que sur l'ensemble de ces hypothèses, aucune n'introduit des écarts importants, et les résultats obtenus sont satisfaisants.

Les courbes du terme de couplage sont bruitées, en raison de la convergence statistique qui n'est que modérément atteinte pour ce terme. Rappelons que le critère de convergence est calculé sur l'éclairement total, et non terme par terme. Globalement, l'allure du signal est nettement apparente, et vu l'ordre de grandeur de ce dernier, cette convergence est suffisante. Malgré ce bruit, les écarts entre les deux courbes ne dépassent pas 2.5 %, et valent en moyenne 1.5 %. Les composantes dues aux réflexions sur le voisinage ont des allures très semblables. On constate au passage qu'elles sont moins bruitées (pour la méthode Monte Carlo) que le terme de couplage, elles convergent plus rapidement que celui-ci. Dans la modélisation déterministe de ces termes liés au relief, on n'a choisi de prendre en compte qu'une seule réflexion sur le voisinage. De plus, on s'est limité à une taille de voisinage limitée (ici 5 km). Néanmoins, les écarts varient entre 2 et 3 %. Ici, on montre bien que même si la réflectance est assez forte (0.4), la prise en compte d'une seule réflexion suffit. L'atmosphère étant plus diffusante (l'épaisseur optique dépasse 0.5), il n'est pas surprenant qu'un voisinage de 5 km soit suffisant. Globalement, les choix sont donc justifiés par cette simulation.

Au bout du compte, la composante totale au niveau du sol présente un biais de l'ordre de 1 % sur tout le relief. Cette erreur est d'ailleurs reconduite dans la luminance directe en entrée du senseur. Il en est d'ailleurs de même pour la caractérisation du trajet diffus montant, dont le calcul est identique au découplage de l'absorption gazeuse près : les écarts sur la luminance diffuse en entrée du capteur valent 1.1 % sur l'ensemble. En revanche, nous avions vu que nous choisissions de mettre une dépendance directe de la luminance atmosphérique avec l'altitude de la zone visée. De ce fait, il est prévisible que les variations de ce terme avec le relief soit plus importantes que la réalité. En effet, le caractère diffusant (filtre passe-bas) de l'atmosphère n'est alors pas pris en compte. Pour une observation satellitaire (pour laquelle cet effet est le plus défavorable) telle celle-ci, c'est bien ce que l'on observe. Il faut cependant ajouter à cela, le fait que la méthode 6S de calcul de la luminance atmosphérique que nous utilisons, introduit déjà un biais important sur un sol plat. Nous cumulons donc ici ce biais, à celui introduit par l'hypothèse de dépendance

simple avec l'altitude de la zone visée. Pour ce terme, l'erreur globale est de 6 %, mais atteint au niveau le plus haut du relief quasiment 9 %. Cette différence engendre un écart de 2 % dans la zone la moins bien exposé, où le signal provenant du sol est le plus faible. Du côté le plus éclairé, ce biais est réduit à 1.5 %. Dans le cas présent, la dénivellation est tout de même de presque 600 m, et l'erreur maximale se situe en général aux points les plus hauts souvent peu nombreux. De ce fait, nos hypothèses quant au calcul de la luminance diffuse paraissent convenables.

D. Cas extrême : vallée profonde entre deux monts enneigés

Dans ce dernier cas, le choix des caractéristiques du sol s'est porté sur des propriétés contraignantes, de façon à mettre les modèles dans une situation extrême. La pente des dunes est plus importante (45°), et celles-ci sont rapprochées de façon à créer une vallée profonde. Au fond, on trouve de l'herbe verte basse, et les sommets des monts sont recouverts de neige (cf. Figure 2.27). Le modèle de l'atmosphère est inchangé, mais on le considère à 850 nm et la visibilité liée aux aérosols est fixée à 23 kilomètres. Pour créer un zone d'ombre très nette, le soleil est placé dans un plan perpendiculaire au sens des dunes, à un zénith de 48°. Toute la partie de droite du profil ainsi que la zone centrale se trouvent donc plongées dans l'ombre. Le capteur est quant à lui toujours à bord d'un satellite, en visée au nadir.

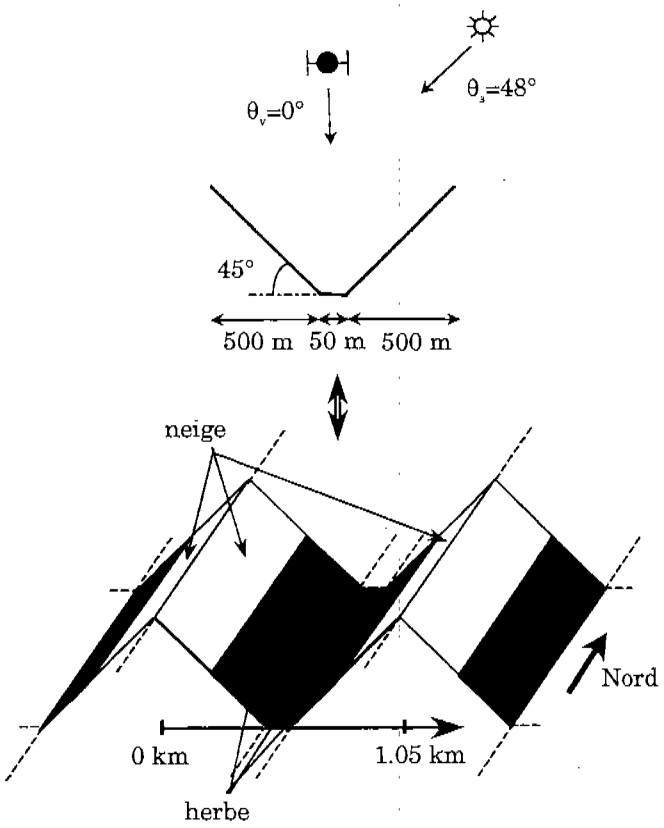


Figure 2.27 : vallée encaissée en partie couverte de neige.

A contrario des cas précédents, on choisit de caractériser les deux types de sol par des modèles de réflectance bidirectionnelle. Les hypothèses effectuées sur la caractérisation de la réflexion au sol dans les différents termes diffus et dus au voisinage pourront ainsi être vérifiées Le choix de ces modèles est délicat. En effet, il est absolument nécessaire que ceux-ci soient valides jusqu'à 90°, alors que la plupart,

du fait du manque de mesures au delà de 60-70°, ont des comportements non représentatifs pour des zéniths supérieurs (Cabot, 1995). C'est pourquoi on se propose d'utiliser ici des modèles très simples : ils sont composés d'un terme diffus (lambertien) et d'un terme gaussien, ce dernier étant centré sur la direction spéculaire pour la neige, et sur la direction de rétrodiffusion pour l'herbe. Les valeurs numériques intervenant dans la définition ont été adaptées à partir de la base de données ASTER, en s'appuyant sur diverses mesures de réflectance (Dozier et al., 1988, Warren, 1982, Verstraete et al., 1990). Les courbes de réflectance tracées sur la Figure 2.28 illustrent cette modélisation dans le plan principal, pour un zénith solaire de 40°. Les zéniths négatifs correspondent au demi-plan de rétrodiffusion. De tels modèles ne représentent les comportements de l'herbe verte et de la neige que très grossièrement, mais ont l'avantage d'être clairement définis sur toute l'hémisphère surplombant la surface d'un pixel.

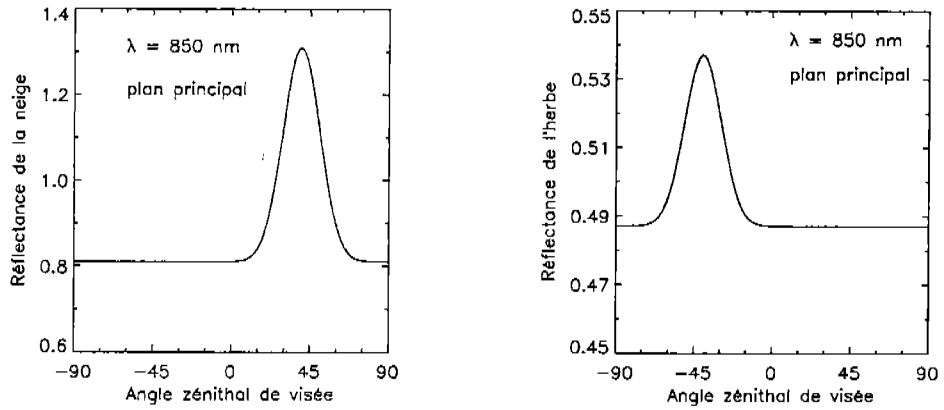


Figure 2.28 : modèles de réflectance utilisés, θ_s=40°.

Les composantes d'éclairement au sol sont tracées sur la Figure 2.29. Le terme direct indique nettement la portion du relief qui se trouve à l'ombre : le signal direct y est nul. Concernant l'éclairement diffus, on peut faire le même commentaire que dans le cas précédent, mais l'atmosphère étant moins diffusante à la longueur d'onde considérée, le signal est cette fois plus faible.
Le terme de couplage présente deux courbes très différentes pour l'un et l'autre code, en raison d'une attribution différentes des photons liés aux trois termes d'environnement et de réflexions sur le voisinage. La Figure 2.30 donne l'allure de la somme de ces termes ; elle sera discutée plus loin. Limitons nous pour ce premier commentaire aux résultats donnés par Monte Carlo. Les autres seront discutés un peu plus loin. Ce terme de couplage est comme auparavant nettement plus lentement variable que les autres types d'éclairement. Il est cependant plus faible au centre du profil. Cela peut s'expliquer par le fait que les photons qui y contribuent arrivent nécessairement dans l'angle solide de vue du ciel du pixel cible, et cet angle solide est plut réduit lorsque ce pixel est au fond de la vallée.

Les composantes dues aux réflexions sur le voisinage sont importantes à l'opposé des surfaces très bien éclairées, donc dans la zone ombrée. La composante direct-réflexion est particulièrement élevée du fait des valeurs importantes des réflectances et de l'éclairement direct sur la face de gauche. D'ailleurs, on constate que cette composante n'est pas nulle sur la dune de gauche alors que la dune de droite n'est pas éclairée directement. Ce signal est dû aux photons qui ont subi deux réflexions sur le voisinage (sans diffusion entre elles). Comme l'atmosphère est peu diffusante et très faiblement absorbante, et comme les réflectances sont fortes et les

flancs très rapprochées au fond de la vallée, ces photons sont suffisamment nombreux pour générer un éclairement notable.

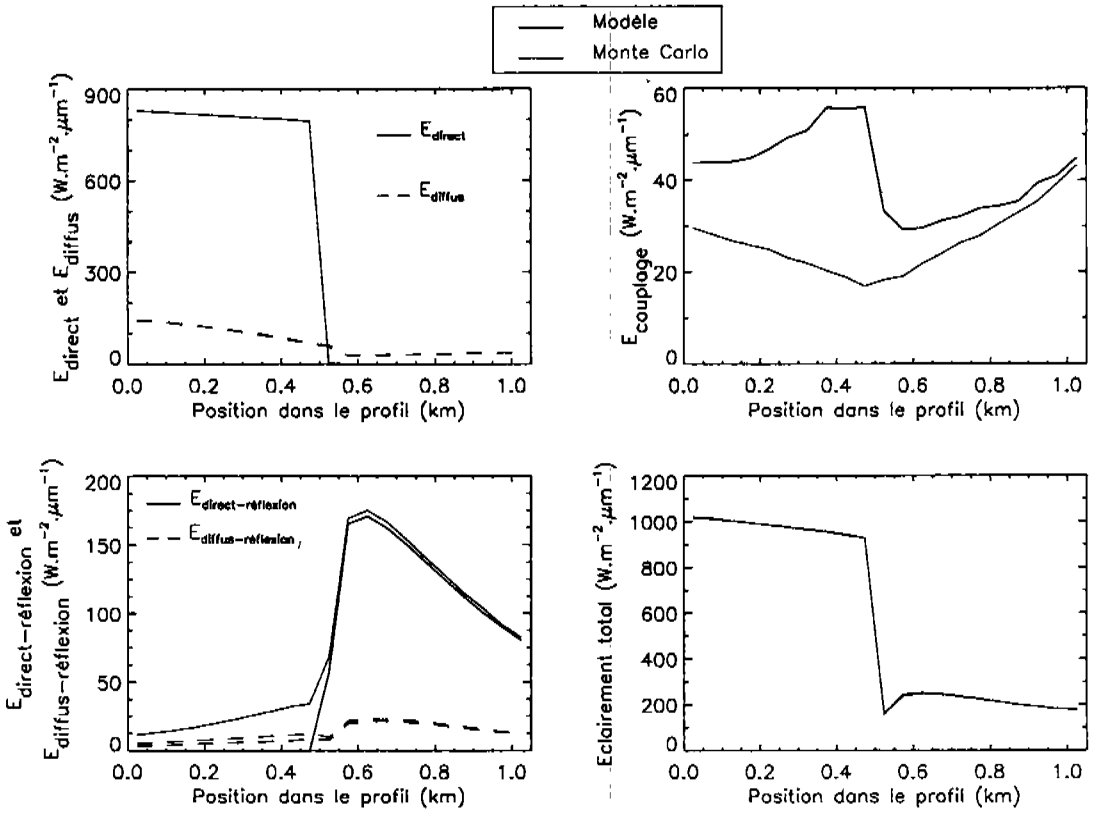


Figure 2.29 : éclairements au sol.

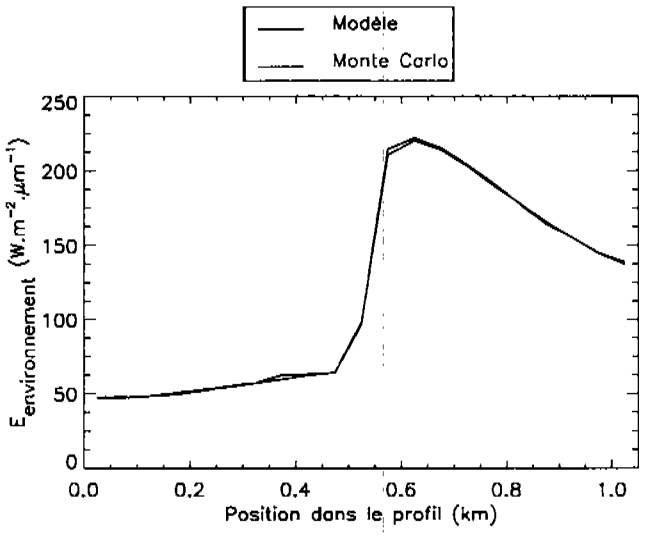


Figure 2.30 : somme des éclairements dus au couplage et aux réflexions sur le voisinage.

Il en résulte donc que la contribution des termes d'environnement prend une part importante dans l'éclairement total. Dans la zone éclairée, à gauche, cette contribution atteint à peine 6 %. Cependant, dans la zone d'ombre, du fait de la nullité

de l'éclairement direct, elle vaut en moyenne sur toute la pente 85 %. Dans de telles situations, il est donc essentiel de tenir compte de ces termes d'environnement.

Au niveau du satellite (Figure 2.31), l'atmosphère étant peu diffusante, la luminance directe est déterminante dans l'allure de la luminance totale. On repère nettement les différentes transitions des valeurs de réflectance au niveau du sol. La largeur du profil est assez faible (1 km), par rapport à l'ensemble du voisinage qui intervient dans le signal diffus remontant ; ainsi la luminance diffuse en entrée du capteur varie peu sur l'ensemble du profil. Quant à la luminance atmosphérique, elle est très faible. On observe jusqu'à 10 % de variation de cette luminance avec le relief (courbe Monte Carlo), mais cela reste peu significatif en regard des valeurs des luminances totales. On pourra d'ailleurs noter une convergence très relative de ce terme en ce qui concerne le calcul par Monte Carlo. Ceci est justifié par sa faible contribution dans le signal total.

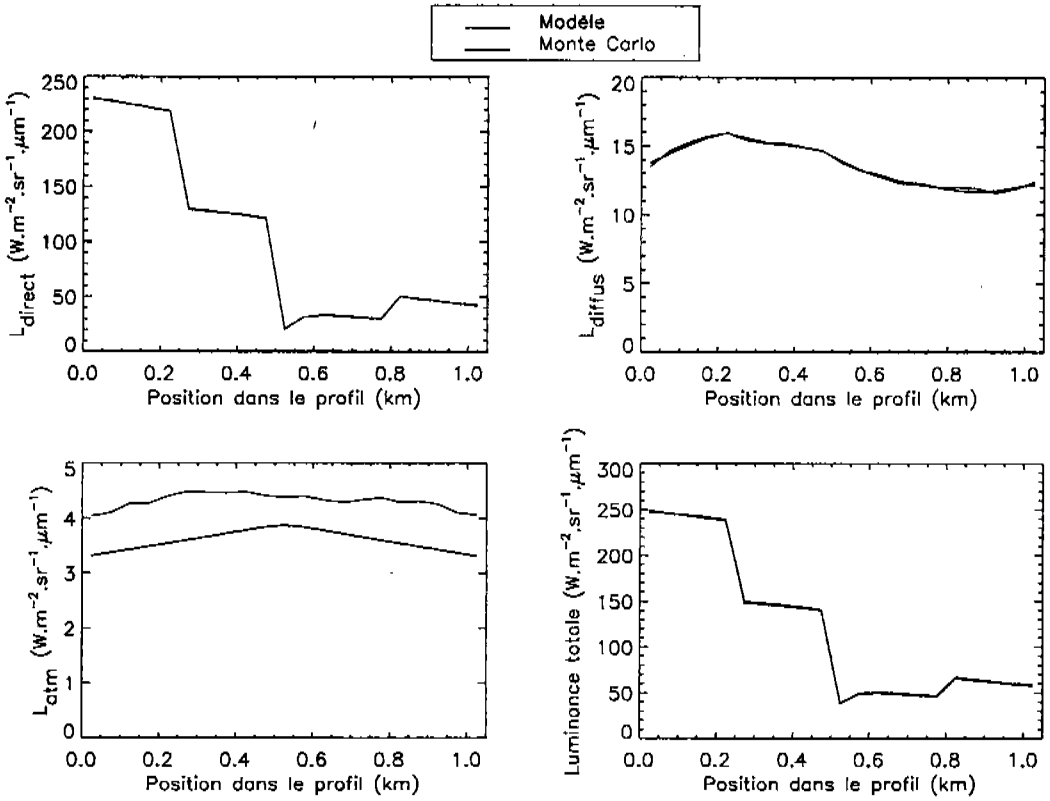


Figure 2.31 : luminances senseur.

*
* *

Comme dans les autres cas, les éclairements directs sont identiques. L'éclairement diffus est faible, mais on peut constater que, comme dans le cas précédent, les luminances diffuses du ciel semblent bien évaluées et correctement intégrées, malgré la présence de la zone d'ombre : les écarts sont de l'ordre de 2 % sur l'ensemble du relief.
Les résultats obtenus sur le terme de couplage peuvent paraître a priori surprenant, étant donné que les courbes issues de l'un et l'autre code sont plutôt distinctes. En fait, il y a dans le découpage des composantes une petite nuance entre les deux codes.

Dans la modélisation déterministe, les éclairements dus aux réflexions sur le voisinage ne prennent en compte que les premières réflexions. Considérer les suivantes engendrerait une explosion des temps de calcul, en raison des traitements répétitifs sur le voisinage de chaque pixel. Cependant, ces photons sont tout de même comptés, car ils sont attribués au terme de couplage, calculé par le biais d'un module Monte Carlo. Le code Monte Carlo, quant à lui, considère que les réflexions multiples (sans diffusion) sont toutes attribuées aux termes direct-réflexion ou diffus-réflexion. Ceci explique les différences qui apparaissent dans les courbes : le terme de couplage de Monte Carlo est moins élevé que celui du modèle, mais c'est l'inverse pour les termes de réflexions. Ainsi, l'hypothèse visant à ne considérer que de simples réflexions sur le voisinage n'est plus correcte dans ce cas sévère de réflectance forte et de relief très refermé sur lui-même. Cependant, nous profitons de l'utilisation de la méthode Monte Carlo pour le calcul du terme de couplage pour combler cette lacune. Ainsi, dans ce cas, il faut évaluer les trois termes simultanément, et les écarts correspondants n'excèdent pas 1.5 %. Ce bon résultat traduit également que la présence d'effets directionnels dans le comportement du sol ne semble pas pénaliser les performances des modélisations.
Il en résulte que le bilan total au niveau du sol est très bon : dans la zone très éclairée comme dans la zone à l'ombre, les écarts sur les éclairements sont inférieurs à 0.5 %.

Le calcul des luminances directe et diffuse en entrée du capteur profite de l'action modérée de l'atmosphère dans les conditions de la simulation, et propagent simplement l'erreur observée au niveau du sol. En particulier, le fait de considérer l'albédo du sol uniquement, et de négliger son comportement directionnel, ne biaise pas significativement le calcul de la luminance diffuse montante. La luminance atmosphérique est très faible, toujours en raison des propriétés de cette atmosphère. Les valeurs correspondantes obtenues par les deux codes présentent un écart relatif important, et les variations sont bien sûr plus nettes dans le cas du calcul déterministe. Vu l'ordre de grandeur de cette luminance, les divergences n'ont cependant de l'influence que si le signal venant du sol est très faible. Dans notre cas, sur la face totalement à l'ombre, à peine 2 % d'écart sont observés, et dans la zone éclairée, ces écarts sont inférieurs à 2 %. Ainsi, cette méthode de calcul est satisfaisante ici encore.

V. CONCLUSION

Un modèle physique du transfert radiatif capable de prendre en compte l'hétérogénéité spatiale et le relief du sol a été développé dans ce chapitre. L'objectif de cette modélisation, basée sur des résolution de type classique, est de fournir un code plus efficace que le code Monte Carlo, beaucoup trop lent pour envisager un usage courant. Ce modèle tient compte non seulement des paramètres propres à chaque zone du sol et chaque pixel du senseur mais aussi de la scène environnante. Des hypothèses importantes ont été faites dans ce modèle afin de permettre son implémentation. Le sol est représenté par un modèle numérique de terrain, associé à une carte de réflectance bidirectionnelle. L'atmosphère, supposée sans nuage, est modélisée par des couches homogènes horizontales. Cette hypothèse est très raisonnable dès lors que les angles zénithaux ne dépassent pas 60°. De plus, dans la résolution numérique de l'équation du transfert radiatif, l'absorption gazeuse est découplée des autres phénomènes.

Le signal total que nous cherchons à calculer est découpé en différentes composantes qui sont modélisées et calculées séparément, en fonction de leurs origines. L'éclairement dû au couplage Terre-atmosphère et la caractérisation du trajet diffus remontant ont été difficiles à appréhender, et des résolutions statistiques spécifiques ont été proposées. Rappelons également que la spécificité des traitements à réaliser permet de ne pas pénaliser grandement la durée des calculs associés à cette méthode, contrairement à ce qui a été constaté pour la méthode Monte Carlo globale.

La méthode de référence Monte Carlo nous a ensuite servi dans ce chapitre à évaluer la validité du modèle développé. Diverses situations ont été envisagées, afin de proposer un éventail de cas des plus variés, pour vérifier terme par terme la pertinence de ce modèle. Dans un premier temps, les deux méthodes sont confrontées dans le cas simple d'un sol plat homogène. Dans cette comparaison, nous avons tout d'abord pu noter une légère divergence dans la détermination des luminances diffuses du ciel entre la résolution statistique Monte Carlo et les résolutions numériques utilisées par le modèle déterministe. L'origine de ces écarts provient de la nature des méthodes de calcul, et sans doute des approximations numériques introduites notamment par les méthodes déterministes (6S et Gauss-Seidel). Dans des situations courantes, cette divergence se traduit par des écarts de l'ordre de 2 % sur les éclairements diffus, et par des écarts allant jusqu'à 7 % dans la détermination de la luminance atmosphérique. Malgré cela, le signal total a alors présenté des biais de 1 à 2 % en entrée du capteur.
Le cas suivant représente un bord de plage plat, et nous a permis de mettre en évidence l'importance des effets d'environnement dans le signal satellitaire. Ces termes étant dans les deux codes calculés par une méthode statistique de même nature, aucun biais remarquable n'a été constaté. Comme auparavant, c'est la luminance atmosphérique qui contribue le plus aux divergences des méthodes ; mais il s'avère que même pour la zone où le signal provenant du sol est faible (réflectance faible), les écarts obtenus sur la luminance totale ne dépassent pas 2 %.
Les deux simulations suivantes sont effectuées sur des paysages avec relief, générant des zones mal exposées voire ombrées. Le calcul de l'éclairement diffus dans ces conditions, tenant compte de l'inclinaison du pixel et de la nature du relief avoisinant, a été validé. Les écarts observés ont été sensiblement les mêmes que ceux constatés

sur sol plat. Il a donc pu être conclu que leur origine provenait de la détermination des luminances diffuses du ciel et non de la méthode d'intégration de ces luminances. La modélisation des nouveaux termes intervenant dans ce type de paysage (termes dus aux réflexions sur le voisinage) s'est également avérée très satisfaisante, les résultats obtenus étant très semblables à ceux de la méthode Monte Carlo, même dans les zones d'ombres, ou lorsque le sol est affecté de propriétés réflectives directionnelles. A nouveau, la luminance atmosphérique est le terme présentant le biais le plus important. Néanmoins, pour les simulations présentées, les écarts sur les luminances totales sont de l'ordre de 1 % dans les zones bien éclairées, et de 2 % dans les zones moins bien exposées ou à l'ombre.

Globalement, les différents tests effectués dans ce chapitre ont montré une corrélation satisfaisante de la référence Monte Carlo et du modèle déterministe développé. La modélisation des différents termes et les hypothèses qui ont été introduites ont ainsi pu être vérifiées. Les résultats obtenus et la diversité des différentes configurations abordées ne permettent certes pas de conclure de façon exhaustive sur la validité de notre modèle, mais nous suggère tout de même que l'usage du code correspondant ne pose pas de problème pour les situations les plus courantes.

*
* *

D'autre part, les différents cas présentés dans ce chapitre ont permis de mettre en évidence l'importance des différents termes de second ordre (couplage Terre-atmosphère, réflexions sur le voisinage en présence de relief), souvent négligés. Nous avons vu dans le cas du bord de plage que l'environnement a un effet important sur le signal mesuré à plus d'un kilomètre de la frontière entre les deux types de sol. Cette simulation permet d'ailleurs de conclure que le code Monte Carlo pourrait être un outil de calcul de la fonction de transfert de modulation de l'atmosphère.
Dans le cas de paysage avec relief, il a été montré que les termes de couplage et ceux liés aux réflexions sur le voisinage peuvent jouer un rôle primordial dans l'évaluation du signal mesuré dans une zone peu éclairée ou ombrée en particulier. En effet, le dernier cas indique que la contribution de ces termes dans l'éclairement total au sol dans la zone d'ombre est de plus de 80 %.
Ces exemples démontrent la nécessité de la prise en compte de ces termes perturbateurs et justifient par conséquent l'utilité des modèles développés.

Troisième Chapitre :

APPLICATION A L'EVALUATION DES LUMINANCES MESUREES DANS L'OMBRE

I. INTRODUCTION

Les conclusions du chapitre précédent suggèrent le potentiel de notre modélisation pour traiter des scènes hétérogènes avec relief. Le code développé représente un outil plus complet, permettant l'exploration par la simulation de phénomènes que les codes courants ne peuvent atteindre. Nous avons vu notamment que les paysages avec relief sont complètement traités, et que les éventuelles zones d'ombres générées sont prises en compte. Cette caractéristique est intéressante pour la spécification de nouveaux instruments, dont certains ont pour objectif l'observation dans ces zones peu éclairées. Le bon dimensionnement de ces nouveaux capteurs améliorerait l'apport d'informations dans les régions vallonnées ou montagneuses, de hautes latitudes (où le soleil est bas), ou encore dans les sites urbains. Ces instruments permettraient de réaliser des suivis de zones habituellement mal éclairées aux heures de passage des satellites. De façon évidente, la problématique des sites urbains concerne les instruments de haute résolution spatiale.

Dans ce chapitre, nous proposons d'aborder le problème des observations dans les zones d'ombres, en exposant une étude préliminaire se basant sur des simulations réalisées à l'aide de notre outil dans le cas d'une scène urbaine. Ce choix est motivé d'une part par la simplicité de la topographie de la scène, et d'autre part par le fait qu'un immeuble haut génère très fréquemment de l'ombre autour de lui. Notre objectif est dans un premier temps de déterminer quels sont les phénomènes prédominants qui interviennent dans de telles conditions. L'éclairement direct étant par définition nul dans l'ombre, ce sont les phénomènes de diffusion atmosphérique et de voisinage qui vont y amener de la lumière. Il devient alors intéressant d'évaluer s'il est possible de distinguer deux types de sol donnés dans le signal satellitaire obtenu. La longueur d'onde de l'observation est très importante, étant donné que les phénomènes de diffusion atmosphérique sont plus importants pour les courtes longueurs d'onde. Deux effets sont alors en opposition : d'un côté, la diffusion permet d'augmenter l'éclairement dans l'ombre, mais d'un autre côté, cette même diffusion réduit le signal direct remontant du sol vers le senseur (signal qui traduit les changements de réflectance au sol). D'autre part, de nouveaux instruments de très haute résolution spatiale ont été conçus avec des bandes panchromatiques élargies, vers le bleu notamment. Grâce aux simulations spectrales effectuées, il est possible d'évaluer quel est l'intérêt de cet élargissement, en particulier pour l'observation dans les zones d'ombre. Pour cela, nous prendrons comme référence une bande spectrale panchromatique classique de type SPOT, qui sera élargie progressivement vers les courtes longueurs d'onde. L'évolution du signal reçu sera alors analysée. A titre de comparaison, nous élargirons également la bande de référence vers le proche infrarouge.

*
* *

La description complète de la scène urbaine, des conditions atmosphériques et de prises de vue fait l'objet de la première partie de ce chapitre. Les grandeurs physiques d'intérêt seront également décrites. Dans une seconde partie, une analyse des luminances observées nous permettra d'appréhender les mécanismes

déterminants. Dans ce contexte, la scène est supposée indépendante de la longueur d'onde, pour isoler les effets atmosphériques et de voisinage des variations de la réflectance du sol. Nous nous pencherons dans la partie suivante sur le signal panchromatique reçu au-dessus de cette même scène, et nous analyserons son évolution avec l'élargissement de la bande vers le bleu d'une part et vers le proche infrarouge d'autre part.

II. DESCRIPTION DES SIMULATIONS

A. Paysage urbain

La scène met en jeu une route et un trottoir en asphalte bordée de pelouse, le tout étant situé entre deux rangées d'immeuble en béton. Cette scène est bien sûr très schématique : il n'y a pas de vitre dans les immeubles, et on la considère invariante selon la direction de la route (Figure 3.1). Elle permettra cependant de générer un zone d'ombre entre les immeubles, au sein de laquelle les signaux provenant respectivement de la route et de l'herbe pourront être comparés.

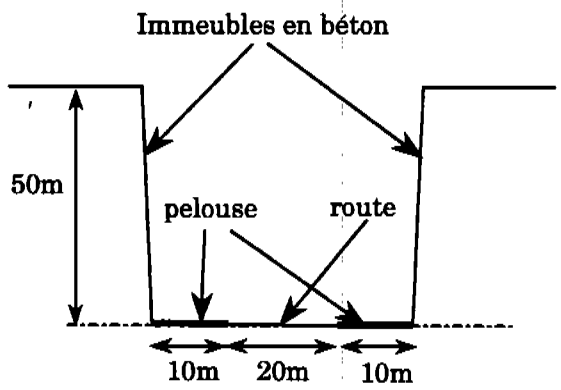


Figure 3.1 : profil de la scène urbaine.

Par construction de notre modèle numérique de terrain, les pentes verticales ne sont pas accessibles, les façades des immeubles ne sont donc pas rigoureusement verticales, mais ont une pente de 87°.

B. Conditions d'observation

Les conditions solaires ont été choisies de telle manière que la transition route–pelouse du côté droit soit à l'ombre. L'azimut solaire est fixé à 90° par rapport au Nord, c'est à dire que le soleil est dans le même plan vertical que le profil. Le soleil est tout d'abord placé à un zénith de 24°, pour générer une zone d'ombre séparant la route en deux parties. La zone d'ombre sera ensuite agrandie en augmentant l'angle zénithal solaire, comme l'illustre la Figure 3.2.

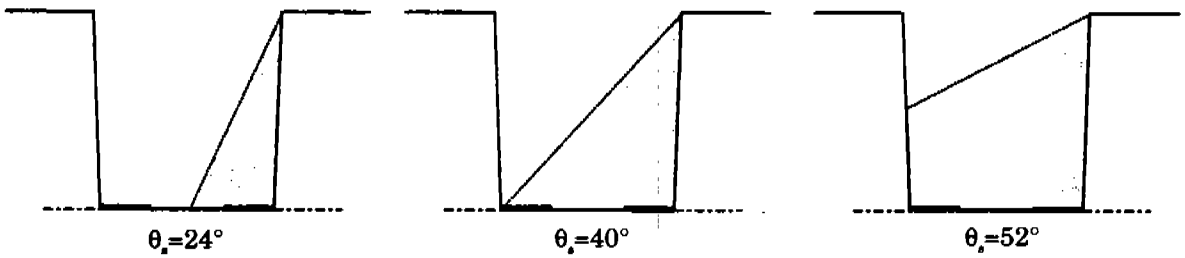


Figure 3.2 : zones d'ombres dans le profil.

L'atmosphère correspond à un modèle standard de latitude moyenne en été. Les aérosols suivent un comportement spectral en accord avec la loi de Junge. Dans le cas de base, on considère une abondance des aérosols fixée par une visibilité horizontale de 23 km. Mais on testera également l'effet d'une augmentation de cette abondance (visibilité de 10 km).

Enfin, on suppose que le capteur est embarqué à bord d'un satellite basse altitude, et observe la scène en visée au nadir. Sa résolution au sol est fixée à 1 mètre. On s'intéressera aux luminances observées sur l'ensemble du spectre visible (de 440 nm à 800 nm).

C. Grandeurs spectrales, intégrées et équivalentes

Notre code de simulation est capable de calculer un signal en entrée du senseur pour une longueur d'onde donnée. Dans un premier temps, cela nous permettra d'observer l'évolution des phénomènes avec la longueur d'onde. Mais pour l'analyse du signal obtenu sur une bande spectrale, celui-ci ne peut être calculé directement par le code. En fait, les différentes simulations monochromatiques sont alors effectuées régulièrement sur l'ensemble de la bande d'intérêt, et les résultats sont intégrés ensuite pour reconstruire le signal total. D'un point de vue pratique, nous utiliserons le fait que notre modèle découple les phénomènes d'absorption moléculaire des autres mécanismes, pour optimiser le nombre de simulations à effectuer : les transmissions gazeuses (rapidement variables) seront calculées séparément, avec un pas fin (de 2 nm), alors que les simulations seront réalisées par pas de 20 nm.

A partir des luminances spectrales qui peuvent ainsi être déterminées, on définit deux grandeurs caractérisant le signal satellitaire. La luminance intégrée ($Wm^{-2}sr^{-1}$) est tout simplement l'intégrale des luminances spectrales, pondérées par le profil spectral $S(\lambda)$ de la réponse du senseur :

$$\tilde{L} = \int_0^\infty L(\lambda).S(\lambda).d\lambda \qquad (3\text{-}1)$$

Cette grandeur traduit la quantité d'énergie effectivement reçue par le capteur, ramenée à la surface et à l'angle solide de réception.

La luminance équivalente, quant à elle, se veut homogène à une luminance spectrale ($Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$). Elle correspond à la luminance spectrale moyenne observée par le senseur sur la bande. Elle s'écrit :

$$L_{eq} = \frac{\tilde{L}}{\int_0^\infty S(\lambda).d\lambda} \qquad (3\text{-}2)$$

Cette grandeur est utilisée pour comparer le signal à la sensibilité radiométrique de l'instrument, souvent appelée $Ne\Delta L$ ($Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$), qui définit l'écart de luminances équivalentes minimum observables par l'instrument.

Lorsque l'on voudra comparer les signaux observés à la transition route-herbe dans l'ombre, on s'intéressera à l'écart des luminances correspondant à un pixel de route et un pixel d'herbe voisin. En l'exprimant en luminance intégrée, il pourra traduire la différence d'énergie reçue par le senseur entre ces deux pixels. En

luminance équivalente, il sera comparé à NeΔL, afin de vérifier que cet écart est décelable significativement par l'instrument.

III. ANALYSE SPECTRALE DES PHENOMENES ATMOSPHERIQUES

Dans cette première étude, nous allons nous affranchir des variations spectrales du comportement de la scène, et isoler ainsi les phénomènes liés à l'atmosphère et à la géométrie de la topographie. Les réflectances des trois types de sol présents dans la scène, sont donc supposées invariantes avec la longueur d'onde, et sont de plus supposées lambertiennes. Les valeurs sont fixées à des niveaux moyens, inspirés de la base de données de réflectances spectrales hémisphériques ASTER : 0.27 pour le béton, 0.2 pour la route (asphalte clair), et 0.1 pour l'herbe verte.

Dans le cas qui nous servira de référence pour l'ensemble du commentaire de ce paragraphe, l'angle zénithal solaire est de 24°, et la visibilité des aérosols est de 23 km.

A. Analyse du signal

1. Profil général

Le profil de luminance spectrale observée à 580 nm est donné par la Figure 3.3. Le niveau de luminance est tracé en fonction du numéro du pixel dans le profil.

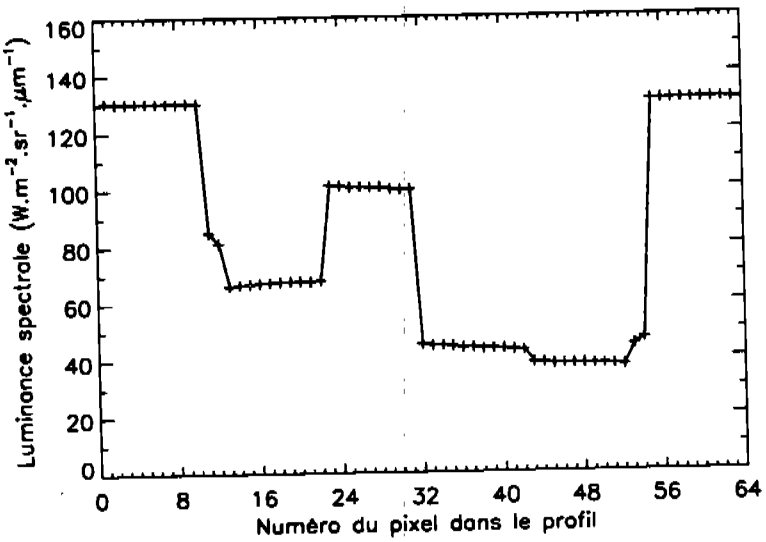


Figure 3.3 : profil de luminance spectrale à 580 nm.

Les variations constatées peuvent aisément être associées à la structure du sol : le premier plateaux de gauche correspond au signal provenant du toit de l'immeuble, puis suivent deux pixels visant la façade (quasi-verticale) ; ensuite, les deux plateaux suivants correspondent à la pelouse et à la moitié de route exposées au soleil ; la fracture qui apparaît au milieu du profil indique l'entrée dans la zone d'ombre, où la différence de signal entre la route et l'herbe est nettement moindre ; enfin, on termine les pixels visant la façade et le toit de l'immeuble de droite. Il

apparaît nettement sur ce profil que le distinction entre la route et l'herbe est moins évidente dans la zone d'ombre.

2. Analyse terme à terme

Penchons nous à présent sur la nature des signaux obtenus dans la zone éclairée et dans la zone d'ombre. Pour cela, on se propose de comparer les contributions des différentes composantes pour deux pixels, l'un visant une zone éclairée de la route, et l'autre visant une zone de la route à l'ombre. Le Tableau 3.1 donnent les valeurs de ces composantes ainsi que leurs contributions respectives au signal total, pour chacun des deux pixels.

	pixel éclairé		pixel à l'ombre	
L	$Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$	%	$Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$	%
$L_{direct\text{-}direct}$	54.2	54.3	0.0	0.0
$L_{direct\text{-}diffus}$	9.1	9.1	9.0	20.0
$L_{diffus\text{-}direct}$	6.8	6.8	6.6	14.6
$L_{diffus\text{-}diffus}$	2.6	2.6	2.6	5.7
$L_{couplage\text{-}direct}$	1.1	1.1	1.0	2.3
$L_{couplage\text{-}diffus}$	0.3	0.4	0.3	0.8
$L_{direct\text{-}réflexion\text{-}direct}$	2.5	2.5	2.5	5.4
$L_{direct\text{-}réflexion\text{-}diffus}$	0.5	0.5	0.5	1.1
$L_{diffus\text{-}réflexion\text{-}direct}$	0.7	0.7	0.7	1.6
$L_{diffus\text{-}réflexion\text{-}diffus}$	0.1	0.1	0.1	0.3
L_{atm}	21.9	21.9	21.9	48.3
L_{total}	99.7	100	45.2	100

Tableau 3.1 : analyse des luminances, à 580 nm, pour une surface éclairée et une surface à l'ombre.

Le pixel à l'ombre voit naturellement sa contribution direct-direct nulle. Ce terme est en général le plus significatif et le plus important, car il contient l'information sur la réflectance du sol. En zone éclairée, elle contribue à plus de 50 % du signal reçu, ce qui justifie que les sols sont plus facilement discernables. Le terme le plus important dans l'ombre est la luminance atmosphérique. Malheureusement, celle-ci n'apporte pas d'information sur la réflectance du sol. Outre celle-ci, deux termes sont prédominants à l'ombre : les composantes direct-diffus et diffus-direct. Le terme direct-diffus n'est en effet pas nul à l'ombre, même si l'éclairement direct l'est : l'énergie venant du sol et diffusée vers le senseur ne provient pas uniquement de la zone visée, mais de tout son voisinage. Quant au terme diffus-direct, c'est le plus instructif sur la nature du sol, car le signal provient cette fois de la surface visée.

Plaçons nous à présent dans la zone d'ombre, et observons l'écart de luminances entre deux surfaces voisines du sol, constituées respectivement de route et d'herbe. On calcule les écarts introduits par chacun des termes, afin de repérer lesquels apportent une information utile sur la scène. Le Tableau 3.2 indique les valeurs des écarts de luminance pour chaque composante, ainsi que leurs contributions à l'écart total.

ΔL	$Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$	%
$\Delta L_{direct-direct}$	0.0	0.0
$\Delta L_{direct-diffus}$	-0.0	-1.1
$\Delta L_{direct-réflexion-direct}$	2.8	60.6
$\Delta L_{diffus-diffus}$	-0.0	-0.3
$\Delta L_{couplage-direct}$	0.5	11.2
$\Delta L_{couplage-diffus}$	0.0	0.0
$\Delta L_{réflexion-direct}$	1.0	21.6
$\Delta L_{direct-réflexion-diffus}$	0.0	0.2
$\Delta L_{diffus-réflexion-direct}$	0.3	7.7
$\Delta L_{diffus-réflexion-diffus}$	0.0	0.1
ΔL_{atm}	0.0	0.0
ΔL_{total}	4.6	100

Tableau 3.2 : écarts de luminance, à 580 nm, entre la route et l'herbe à l'ombre.

Plusieurs comportements apparaissent immédiatement. Tout d'abord, de façon évidente, la luminance atmosphérique n'intervient pas, elle est identique pour deux visées voisines. Les termes dont le trajet remontant est diffus sont issus de réflexion sur tout un voisinage de la zone visée. Pour deux observations voisines, et donc deux pixels du senseur voisins, les luminances mesurées sont donc très semblables. C'est pourquoi ces composantes engendrent des ΔL quasiment nuls. Les termes prédominants sont donc tout naturellement issus de trajets montants directs. Le plus important provient de l'éclairement diffus réfléchi par le sol. Cependant, comme les surfaces centrales sont « enfermées » entre les deux immeubles, les termes de couplage Terre-atmosphère et de réflexions sur le voisinage ont une contribution significatives aux écarts observés.

B. Variations spectrales des phénomènes

Considérons dans ce paragraphe les trois longueurs d'onde 440, 580 et 720 nm. Notre analyse porte toujours sur l'observation dans la zone d'ombre. Les propriétés diffusantes de l'atmosphère changeant avec la longueur d'onde, l'amplitude des phénomènes observés n'est pas nécessairement identique. Dans le Tableau 3.3, on compare les valeurs des différents contributeurs à l'écart mesuré entre les signaux provenant de la route et de l'herbe.

On constate que dans la contribution respective des termes la hiérarchie est conservée, quelle que soit la longueur d'onde de la mesure : les trois termes principaux sont le diffus-direct, le direct-réflexion-direct et le couplage-direct.
Du fait de la baisse de l'éclairement diffus avec l'augmentation de la longueur d'onde (les propriétés diffusantes de l'atmosphère diminuent), le niveau de la luminance diffus-direct diminue également, et les écarts correspondants entre la route et l'herbe font de même. De plus, si pour les longueurs d'onde allant de 440 à 600 nm l'éclairement solaire ne varie guère plus de 5 % autour de sa valeur moyenne, au-delà de 700 nm il chute de plus de 30 % par rapport à sa valeur à 500 nm. Ainsi, la baisse du niveau de la source (le soleil) contribue également fortement à la diminution du signal, et donc de l'écart mesuré.
Le terme direct-réflexion-direct est quant à lui favorisé si l'atmosphère est plus transparente, et il est donc plus fort à 580 qu'à 440 nm. A 720 nm, il est en revanche

plus faible, en raison de la baisse de l'éclairement solaire. Pour la même raison, la luminance couplage-direct est moins importante pour les grandes longueurs d'onde ; le fait que l'atmosphère est moins diffusante, et donc que moins de signal réfléchi est renvoyé vers le sol, joue également un rôle dans cette diminution.

ΔL ($Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$)	λ=440 nm	λ=580 nm	λ=720 nm
$\Delta L_{direct\text{-}direct}$	0.0	0.0	0.0
$\Delta L_{direct\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.0
$\Delta L_{diffus\text{-}direct}$	3.8	2.8	0.9
$\Delta L_{diffus\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.0
$\Delta L_{couplage\text{-}direct}$	0.5	0.5	0.2
$\Delta L_{couplage\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.0
$\Delta L_{direct\text{-}réflexion\text{-}direct}$	0.7	1.0	0.4
$\Delta L_{direct\text{-}réflexion\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.0
$\Delta L_{diffus\text{-}réflexion\text{-}direct}$	0.4	0.3	0.1
$\Delta L_{diffus\text{-}réflexion\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.0
ΔL_{atm}	0.0	0.0	0.0
ΔL_{total}	4.9	4.6	1.6

Tableau 3.3 : comparaison des écarts de luminances dans l'ombre, à 440, 580 et 720 nm.

Le bilan global est donc très net : le signal reçu depuis les zones d'ombre pour les courtes longueurs d'onde semble plus intéressant, les écarts de luminances entre deux visées sur deux types de sol étant plus importants. Le terme prédominant est issu de l'éclairement diffus, réfléchi par le sol et transmis directement vers le senseur. Les termes provenant du couplage Terre-atmosphère et de réflexions sur le voisinage ne sont cependant pas à négliger.

C. Variabilité avec la visibilité en aérosols et l'incidence solaire

Dans le même esprit, on s'intéresse à présent à l'influence de l'abondance des aérosols sur le signal dans les ombres. Lorsqu'on augmente cette abondance, on augmente les propriétés diffusantes de l'atmosphère. Ainsi, on peut s'attendre à ce que les résultats deviennent plus favorables à l'observation dans l'ombre. Dans le tableau suivant (Tableau 3.4), on indique la contribution de chaque composante de luminance à l'écart qui nous intéresse (entre la route et l'herbe), pour deux visibilités de 23 et 10 km.

ΔL ($Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$)	v=23 km	v=10 km
$\Delta L_{direct\text{-}direct}$	0.0	0.0
$\Delta L_{direct\text{-}diffus}$	0.0	0.0
ΔL_{diffus}	2.8	3.5
$\Delta L_{diffus\text{-}diffus}$	0.0	0.0
$\Delta L_{couplage}$	0.5	0.5
$\Delta L_{couplage\text{-}diffus}$	0.0	0.0
$\Delta L_{réflexion}$	1.0	0.6
$\Delta L_{direct\text{-}réflexion\text{-}diffus}$	0.0	0.0
$\Delta L_{diffus\text{-}réflexion\text{-}direct}$	0.3	0.4
$\Delta L_{diffus\text{-}réflexion\text{-}diffus}$	0.0	0.0
ΔL_{atm}	0.0	0.0
ΔL_{total}	4.6	5.0

Tableau 3.4 : comparaison des écarts de luminance dans l'ombre, pour des visibilités de 23 et 10 km, à 580 nm.

Les résultats illustrent bien ce que l'on attendait, à savoir que la présence accrue des aérosols provoque une nette augmentation du terme diffus-direct. On observe cependant une légère diminution de la contribution direct-réflexion-direct, plus atténuée par l'atmosphère. Au total, on obtient donc une amélioration de l'écart entre les deux signaux issus de la route et de l'herbe.

*
* *

Le changement de l'incidence solaire provoque une augmentation ou une diminution de la taille de l'ombre générée. Dans le cas de base que nous avons traité jusqu'ici, cette ombre n'occupe que la moitié de la zone située entre les deux immeubles. Cependant, si le zénith solaire augmente, elle peut couvrir complètement cette zone, et réduire les effets de certains termes en entrée du capteur. Pour analyser cela, comparons à nouveau les contributions des différentes composantes à l'écart de luminances mesurées, pour les trois valeurs d'angle zénithal solaire introduits en début de chapitre :

ΔL ($Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$)	θ_s=24°	θ_s=40°	θ_s=52°
$\Delta L_{direct\text{-}direct}$	0.0	0.0	0.0
$\Delta L_{direct\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.1
ΔL_{diffus}	1.8	1.3	0.9
$\Delta L_{diffus\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.0
$\Delta L_{couplage}$	0.5	0.6	0.4
$\Delta L_{couplage\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.0
$\Delta L_{réflexion}$	1.8	1.3	0.9
$\Delta L_{direct\text{-}réflexion\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.0
$\Delta L_{diffus\text{-}réflexion\text{-}direct}$	0.3	0.3	0.3
$\Delta L_{diffus\text{-}réflexion\text{-}diffus}$	0.0	0.0	0.0
ΔL_{atm}	0.0	0.0	0.0
ΔL_{total}	4.6	4.0	3.0

Tableau 3.5 : comparaison des écarts de luminance dans l'ombre, pour θ_s valant 24, 40 et 52°, à 580 nm.

Au fur et à mesure que θ_s augmente, l'éclairement diffus diminue, d'autant plus que les immeubles masquent une partie importante du ciel. La composante diffus-direct devient moins importante, et l'écart correspondant diminue. Le passage de 24° à 40° ne perturbe pas beaucoup le terme direct-réflexion-direct, comme la façade de gauche, qui est à son origine, est dans les deux cas éclairée complètement. En revanche, pour un angle θ_s de 52°, la moitié de cette façade est masqué du soleil, ce qui engendre une diminution de la luminance direct-réflexion-direct. La luminance couplage-direct n'est en revanche que légèrement réduite.

En incidence importante du soleil, l'ombre apparaît de ce fait plus sombre, et la discrimination de la zone correspondante est plus difficile.

IV. BANDE SPECTRALE PANCHROMATIQUE

Dans cette partie, nous nous intéressons à la luminance que reçoit un instrument satellitaire dans une bande panchromatique. Le principal objectif recherché est d'analyser l'évolution de ce signal en fonction de l'élargissement d'une bande spectrale de référence vers les courtes longueurs d'onde et vers le proche infrarouge, pour analyser ce que cet élargissement peut apporter pour l'observation dans l'ombre. Dans un premier temps, à l'image de ce qui a été fait auparavant, nous nous limiterons à nouveau à une scène dont le comportement ne dépend pas de la longueur d'onde, de façon à isoler les variations des mécanismes atmosphériques. Ceci nous permettra de quantifier leurs effets sur le signal panchromatique total. Enfin, dans un second temps, nous intégrerons la dépendance en longueur d'onde de la scène dans les simulations, pour analyser dans un cas plus réaliste les effets couplés des variations spectrales du sol et de l'atmosphère, avec l'élargissement de la bande panchromatique.

A. Scène indépendante de la longueur d'onde

1. Bande panchromatique de référence

Dans le cas d'une observation dans une bande large, le signal exprimé en luminance intégrée est celui qui a le plus de sens physique : l'instrument accumule en effet l'énergie incidente dans l'angle solide de visée sur l'ensemble du domaine spectral concerné. Le profil de cette luminance intégrée dans notre cas, pour la bande de référence 500-680 nm, est donné sur la Figure 3.4. L'allure de la courbe observée est bien sur très semblable à celle obtenue dans le cas de l'observation monochromatique à 580 nm (cf. III.A.1).

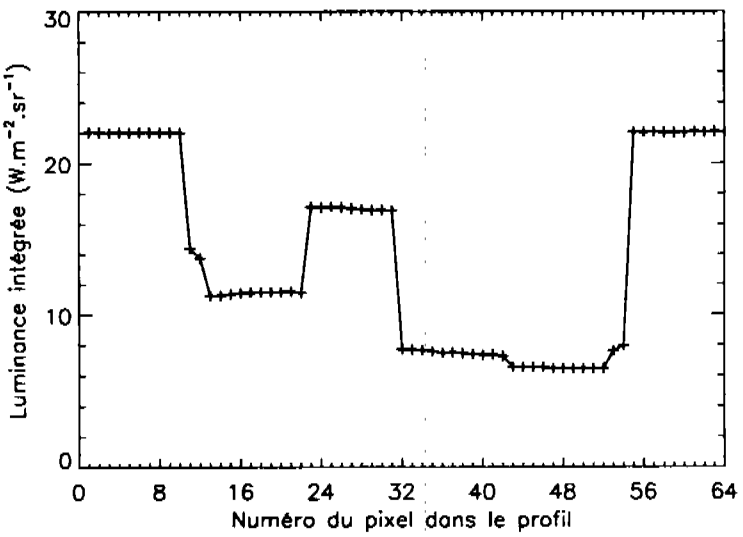


Figure 3.4 : profil de luminance intégrée dans la bande panchromatique.

L'écart en luminance intégrée obtenu dans la zone d'ombre entre la route et l'herbe s'élève à $\Delta\tilde{L}=0.71\ Wm^{-2}sr^{-1}$. Pour comparer ce signal aux capacités de l'instrument, on se place en général en grandeur équivalente, et on compare la valeur obtenue à $Ne\Delta L$, qui indique la sensibilité radiométrique de l'instrument. Cette valeur n'a pas de sens physique réel, mais permet d'évaluer si un niveau de signal est suffisant pour être observé par un instrument. Pour SPOT 5, dans la bande panchromatique, le $Ne\Delta L$ vaut $0.95\ Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$. Nous prendrons cette valeur comme base de notre commentaire.

Le Tableau 3.6 indique les valeurs des écarts mesurés dans l'ombre, entre les l'herbe et la route, et exprimés en luminance équivalente, pour les trois angles zénithaux solaires.

θ_s (°)	ΔL_{eq} ($Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$)
24	4.3
40	3.8
52	2.5

Tableau 3.6 : écarts en luminance équivalente, dans l'ombre, pour θ_s valant 24, 40 et 52°.

Les valeurs obtenues sont donc dans tous les cas suffisamment significatives pour permettre une distinction entre les deux types de sol.

2. Elargissement de la bande

La bande panchromatique utilisée ci-dessus va être élargie, dans un cas vers le bleu et dans un autre vers le proche infrarouge. Nous pourrons ainsi mesurer quel est l'apport des faibles longueurs d'onde dans le signal mesuré dans les ombres. L'élargissement vers le proche infrarouge sera essentiellement utilisé pour comparer les effets observés. Dans un cas, on conserve donc la borne supérieure de la bande (680 nm), la borne inférieure évoluera alors de 500 à 440 nm ; dans le second cas, on gardera la borne inférieure (500 nm), et la borne supérieure variera de 680 à 800 nm.

Sur la Figure 3.5, l'évolution de l'écart en luminance intégrée mesuré entre la route et l'herbe est tracée, en fonction de l'élargissement de la bande, vers le bleu (graphe de gauche), et vers le proche infrarouge (graphe de droite). L'abscisse du graphe de gauche correspond à la borne inférieure de la bande, alors qu'à droite elle correspond à la borne supérieure.

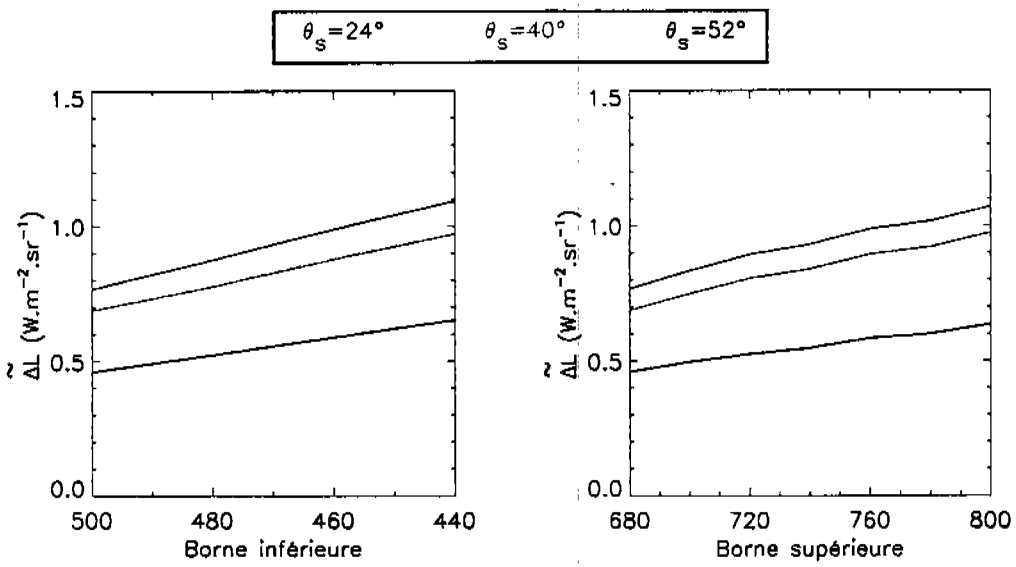


Figure 3.5 : évolution de l'écart en luminance intégrée avec l'élargissement de la bande.

L'élargissement vers le proche infrarouge donne lieu à de très légères ondulations du signal pour des bornes supérieures de la bande comprises entre 720 et 780 nm. L'origine de ces phénomènes est l'absorption de la vapeur d'eau, qui présente des pics locaux autour de 720 et 730 nm, et celle de l'oxygène, qui introduit un pic très fin et très important à 763 nm. L'absence d'absorbant moléculaire notable de 440 à 500 nm rend les courbes de gauche plus lisses.

Bien sûr, comme on intègre progressivement sur une bande plus large, l'énergie récupérée augmente. Cependant, on peut noter qu'un élargissement de 60 nm vers 440 nm, permet une augmentation du signal de plus de 40 %, quel que soit l'angle d'incidence solaire. Vers le proche infrarouge, l'élargissement doit être de 120 nm pour atteindre ce même gain.

En reproduisant ces graphes en luminance équivalente, on peut alors mettre en évidence l'apport éventuel de l'élargissement de la bande. En effet, le fait de normaliser le signal par la largeur de la bande panchromatique utilisée permet de compenser l'élargissement de la bande d'intégration, et de s'intéresser à la quantité d'information réellement contenue dans cette bande. Il apparaît sur les courbes obtenues (Figure 3.6) que l'élargissement vers le bleu est profitable et contribue à une amélioration du contenu informationnel du signal. Au contraire, l'augmentation de la borne supérieure de la bande spectrale réduit l'écart en luminance normalisée, ce qui traduit une détérioration de l'information récupérée.

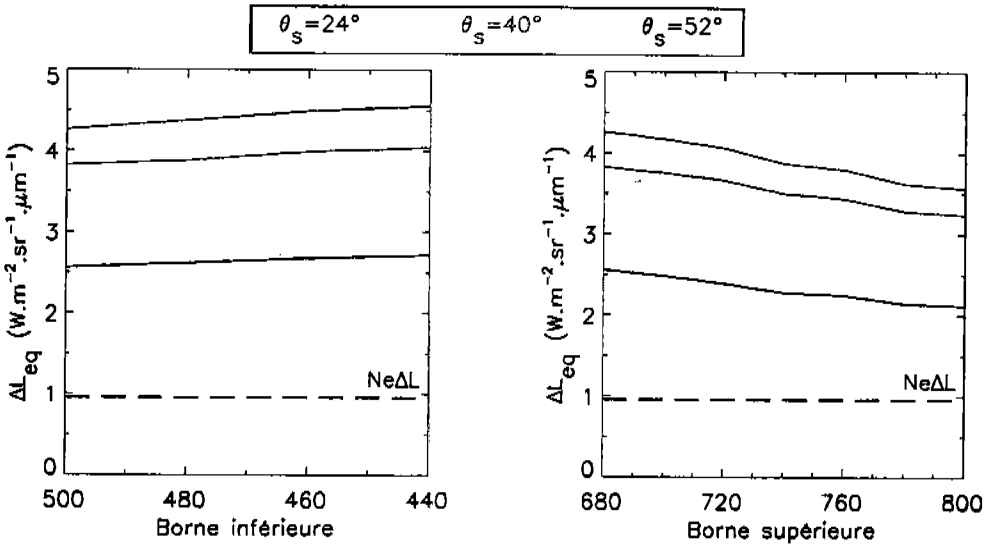


Figure 3.6 : évolution de l'écart en luminance équivalente avec l'élargissement de la bande.

On retrouve évidemment ce qui avait été démontré dans l'analyse spectrale des phénomènes atmosphérique, à savoir que les phénomènes atmosphériques sont favorables à l'observation à l'ombre dans les faibles longueurs d'onde. Il est montré que l'élargissement vers le proche infrarouge produit l'effet inverse.

On remarque d'autre part que les écarts (en luminance équivalente) sont tous supérieurs au seuil minimal observable donné par le NeΔL, et que dans le pire des cas l'écart observé est au moins deux fois supérieur à ce seuil (pour une différence de réflectance au sol de 0.1). Ainsi, dans ce cas idéal, un instrument classique distinguerait la route de l'herbe.

B. Cas d'une scène spectralement variable

L'hypothèse utilisée précédemment à propos des réflectances du sol ont permis d'analyser complètement les mécanismes principaux régissant le signal dans les ombres, en fonction de plusieurs paramètres et notamment de la longueur d'onde. Les réflectances de la cible (route) et du fond (gazon) étaient constantes avec la longueur d'onde, ce qui nous a amené à conclure que des phénomènes favorables à l'observation dans les ombres se produisaient pour les basses longueurs d'onde. A présent, on introduit un comportement spectral de la scène de façon à proposer une analyse plus réaliste des effets observés.

1. Réflectance spectrale de la scène

Les valeurs des réflectances lambertiennes spectrales des types de sol constituant la scène sont extraites de la base de données d'albédos spectraux ASTER. La route est peu variable sur l'ensemble du spectre visible, et a une réflectance du même ordre qu'auparavant. Le béton est également peu variable. L'herbe en revanche présente les caractéristiques classiques de la chlorophylle, et donc une forte augmentation de la réflectance vers le proche infrarouge (Figure 3.7).

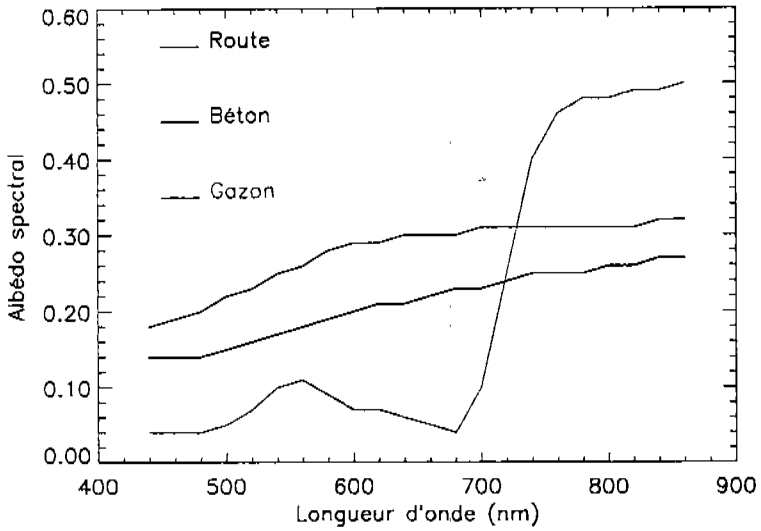


Figure 3.7 : albédos spectraux des différents types de sol.

Ces courbes indiquent nettement que, de 440 à 700 nm, il y a une différence de niveau peu variable entre la route et l'herbe. Au delà de 700 nm, l'herbe devient beaucoup plus réfléchissante, et sa réflectance dépasse largement celle de la route.

2. Observations

Etant données les propriétés réflectives du sol dans la bande panchromatique de référence, il n'est pas surprenant que l'on retrouve profil semblable à celui obtenu dans le cas indépendant de la longueur d'onde (Figure 3.8).

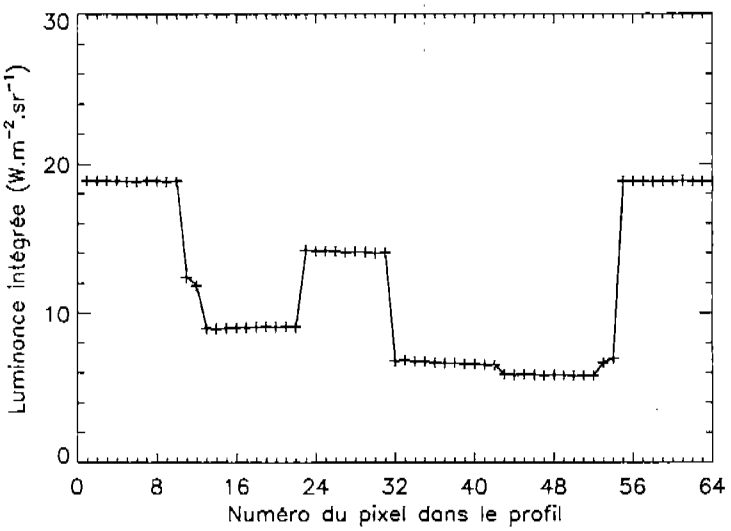


Figure 3.8 : profil de luminance intégrée dans la bande de référence, pour θ_s=24° et une visibilité de 23 km.

Si l'on s'attache à présent à l'écart de luminances intégrées entre l'herbe et la route dans la zone d'ombre, on peut s'attendre de même à une allure très similaire au cas précédent pour l'élargissement vers les faibles longueurs d'onde. La Figure 3.9 montre bien cela. Ce n'est en revanche pas le cas de l'élargissement vers le proche

infrarouge, en raison des comportements réflectifs relatifs de l'herbe et de la route. En effet, l'inversion des valeurs de réflectance renverse l'évolution du contraste, qui tend alors à diminuer.

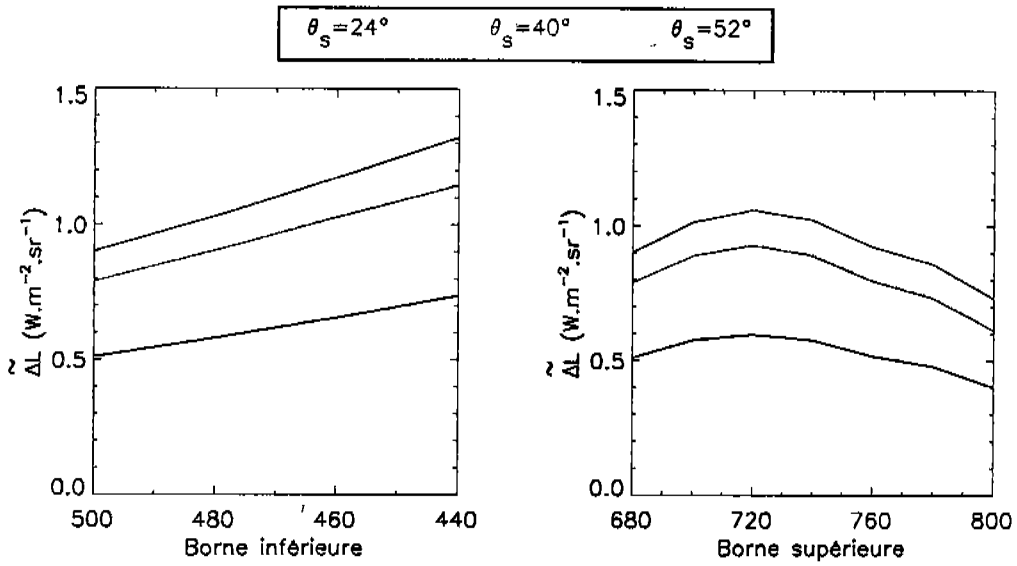


Figure 3.9 : évolution de l'écart de luminances intégrées avec l'élargissement de la bande, pour la scène spectrale.

Exprimées en luminance équivalente, pour permettre une comparaison avec le seuil de sensibilité de l'instrument, les différences entre les deux pixels voisins montrent une diminution encore plus nette vers le proche infrarouge. On atteint quasiment le seuil limite de détection des deux types de sol, lorsque la borne supérieure de la bande est à 800 nm. Ici, en plus des effets atmosphériques mis en évidence dans le paragraphe précédent, le comportement spectral du sol engendre une nette réduction du contraste observé à l'ombre.

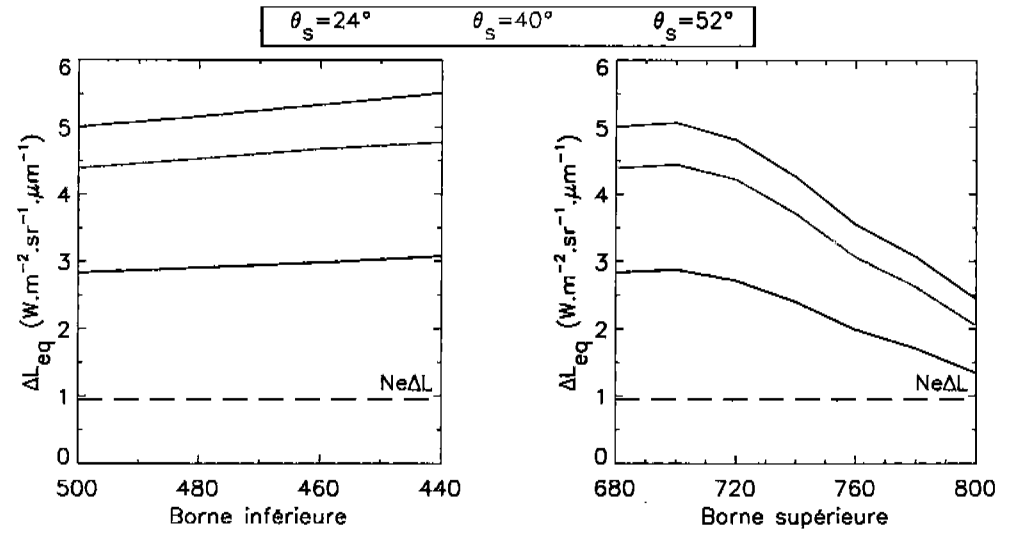


Figure 3.10 : évolution de l'écart de luminances équivalentes avec l'élargissement de la bande, pour la scène spectrale.

De la même façon que dans le cas précédent, en exprimant ces résultats en luminance équivalente, on met en évidence l'efficacité de la bande spectrale. Les valeurs obtenues (Figure 3.10) traduisent de façon flagrantes que la distinction entre les deux types de sol devient de plus en plus délicate avec l'élargissement de la bande vers le proche infrarouge. Ce phénomène résulte des effets couplés de l'atmosphère et des variations spectrales du sol, qui tendent à réduire le signal provenant de la zone d'intérêt au sol ainsi que les écarts de réflectance qui les séparent.

Cet exemple est une illustration évidente de l'importance de la nature de la scène observée à l'ombre dans le choix d'une bande adaptée, et que la thématique concernée est déterminante pour ce choix.

V. CONCLUSION

Dans ce chapitre, notre modèle de transfert radiatif est utilisé pour évaluer les luminances observées dans une zone d'ombre, au sein d'une scène urbaine. Les simulations effectuées ont permis de mettre en évidence les phénomènes déterminants intervenant dans le signal mesuré dans l'ombre. L'analyse spectrale a montré que la diffusion atmosphérique était principalement à l'origine de l'éclairement incident dans l'ombre, et que les termes liés au couplage Terre-atmosphère et aux réflexions sur le voisinage y contribuent de façon non négligeable. Il s'est ainsi avéré que les courtes longueurs d'onde favorisent la distinction de deux types de sol dans l'ombre, du fait de cet éclairement accru. Le signal reçu dans une bande panchromatique classique (de type SPOT), pour des réflectances indépendantes de la longueur d'onde, a été simulé. Pour un écart en réflectance de 0.1 entre deux types de sol, la différence entre les luminances correspondantes observées dans l'ombre s'est avérée supérieure à la sensibilité instrumentale. En élargissant cette bande nominale vers le bleu, le flux reçu étant nettement augmenté, cette différence est améliorée. En revanche, vers le proche infrarouge, l'élargissement est moins efficace, et détériore le signal issu des ombres.

Afin de rendre la scène plus réaliste, des variations spectrales du comportement réflectif de la scène sont introduites. Le fait que les réflectances de l'herbe et de la route soient stables et suffisamment distinctes de 440 à 700 nm induit que les résultats observés dans la zone d'ombre sont très semblables aux précédents en ce qui concerne la bande panchromatique de référence et son élargissement vers le bleu. En revanche, l'inversion des valeurs des réflectances au delà de 720 nm provoque une nette diminution du contraste observé dans l'ombre lorsque la bande de référence est élargie vers le proche infrarouge. Cet exemple illustre le caractère déterminant du comportement spectral de la scène dans les résultats, et montre l'importance de la thématique dans le choix d'une bande optimale.

Les travaux exposés dans ce chapitre présentent une démarche intéressante pour établir les spécifications d'un instrument nouveau, ayant pour mission par exemple l'observation des zones urbaines à très haute résolution. Les résultats préliminaires qui sont exposés ici font d'ailleurs partie d'une étude prospective, visant à évaluer l'intérêt de choisir une bande panchromatique élargie vers le bleu et le proche infrarouge, pour améliorer simultanément les informations reçues dans les zones d'ombre et les informations de textures. Ces premières conclusions motivent de nouvelles simulations, introduisant des paysages typiques plus réalistes (MNT plus précis, effets directionnels de la réflectance). Par ailleurs, des données expérimentales multispectrales et hyperspectrales aéroportées (DAIS, AVIRIS) seront utilisées pour étayer ces résultats et confirmer les conclusions.

CONCLUSION GENERALE

L'objectif des travaux menés dans cette thèse est de développer une méthode efficace de simulation d'observation de scènes hétérogènes avec relief en télédétection, dans le domaine visible et proche infrarouge du spectre solaire. La démarche proposée pour l'élaboration d'un tel code de transfert radiatif est décomposée en plusieurs étapes.

La première partie du travail est consacrée au développement d'une méthode de référence, introduisant le moins d'hypothèses simplificatrices dans la résolution de l'équation du transfert radiatif, et dans la prise en compte des caractéristiques de la scène. Cette contrainte nous a amené à choisir une méthode basée sur la technique statistique Monte Carlo, qui s'affranchit de l'introduction de modélisation déterministe. Par son principe, qui consiste à simuler statistiquement le trajet des photons dans le système Terre-atmosphère, elle permet de calculer grâce à un bilan final le signal radiatif en entrée du capteur. Le fait que ce résultat soit obtenu sans autre biais que celui dû à la convergence statistique justifie que cette méthode serve de référence.

Avant d'être utilisé comme telle, la méthode Monte Carlo doit être validée. Dans un premier temps, il est très commode d'utiliser des codes de transfert radiatif existants, et qui ont fait leurs preuves. Quelques cas simples sont donc envisagés, et les résultats fournis par l'outil usuel 6S sont comparés à ceux issus du code Monte Carlo. Le biais le plus important provient de la luminance atmosphérique ; il peut en effet atteindre 10 % dans les cas défavorables. Son origine semble provenir de la nature même des méthodes de calcul. Les écarts observés sur le signal total sont toutefois satisfaisants (inférieurs à 2 % en entrée du capteur), mais les configurations sont limitées aux sols plats homogènes. L'utilisation de mesures de réflectance en laboratoire vient alors compléter ces tests. Un échantillon de sable présentant une géométrie particulière est caractérisé par le goniomètre du DOTA, et la réflectance correspondante est également simulée par Monte Carlo. La confrontation des résultats, certes effectuée hors atmosphère, montre que l'impact de la topographie est correctement pris en compte par la modélisation statistique. La validation globale de la méthode par des mesures satellitaires est une opération plus délicate. Dans ce but, nous avons utilisé des mesures de réflectance bidirectionnelle en haut de l'atmosphère, issues de l'instrument Polder, au-dessus du site désertique Algérie IV. Les paramètres de la simulation sont déterminés en évaluant les caractéristiques moyennes de l'atmosphère et du relief, sur l'ensemble des mesures. La comparaison des mesures et des simulations est plus difficile que dans le cas précédent. Elle laisse apparaître certaines similitudes dans le comportement directionnel, mais les conclusions sont moins évidentes du fait de la quantité de paramètres non maîtrisés dans le jeu de données. La confrontation modèle/mesures présentée ici montre bien que la validation d'un tel code est très exigeante quant à la qualité du jeu de données, et que la maîtrise des caractéristiques des sites est essentielle.

Grâce aux conclusions apportées par l'utilisation du code 6S et des mesures en laboratoire en particulier, ainsi que par la nature du principe de la méthode statistique, le code Monte Carlo s'impose comme une méthode de référence dans la résolution du problème du transfert radiatif sur une scène hétérogène avec relief. Cette propriété se paie cependant par des durées de traitements très importantes, nécessaires pour atteindre des convergences statistiques satisfaisantes, et prohibitives pour un usage répété du code Monte Carlo.

Les méthodes de résolution numériques classiques de l'équation du transfert radiatif sont plus performantes en terme de temps de calcul. C'est pourquoi, nous

proposons dans la seconde partie du travail de développer une modélisation du signal radiatif en entrée du capteur basée sur ces méthodes de résolution, et intégrant la variabilité spatiale et le relief du sol. Le principe de cette méthode consiste à identifier les différentes composantes d'éclairements au sol et de luminance en entrée du capteur, puis à les modéliser une à une. Si les termes les plus courants ne présentent pas de grandes difficultés, certains termes liés à l'environnement sont plus délicats à appréhender. C'est notamment le cas du terme de couplage Terre-atmosphère, dont aucune expression analytique ne s'est avérée robuste. La solution proposée consiste à réutiliser une approche statistique. Notons que l'usage d'une telle méthode dans un contexte restreint permet de réduire les temps de traitements, et pénalise donc peu l'ensemble du code.

Le nouveau code ainsi obtenu introduit nécessairement des hypothèses simplificatrices et des approximations, sans lesquelles les expressions des termes et leurs implémentations ne seraient possibles. L'ensemble des modélisations proposées et leurs hypothèses associées doivent donc être validées. Dans ce but, différentes configurations de test sont définies. Les résultats des simulations effectuées par le modèle déterministe sont comparés à ceux obtenus par la méthode de référence Monte Carlo. Le cas d'un sol semblable à un bord de plage est par exemple envisagé. Cette scène permet de vérifier les effets d'environnement, et en particulier le terme de couplage Terre-atmosphère et la contribution diffuse montante en entrée du capteur. Les deux autres configurations introduisent du relief, et des zones mal exposées au soleil et à l'ombre. En entrée du capteur, les écarts entre les résultats du modèle et de la méthode de référence sont très satisfaisants. Dans l'ensemble, l'erreur est de l'ordre de 1 %, et atteint à peine 2 % dans les zones les plus délicates (zones ombrées en particulier). Bien sûr, il est difficile de simuler de façon exhaustive toutes les situations que l'on pourrait rencontrer. Cependant, les quelques cas choisis présentent des caractéristiques suffisamment diverses pour évaluer la robustesse des modélisations, et les résultats suggèrent de ce fait fortement que la prise en compte des effets topographiques, atmosphériques et de l'environnement est correcte.

D'autre part, au cours de la confrontation de notre modèle au code de référence, divers phénomènes importants, susceptibles d'apparaître dans des situations courantes, ont été mis en évidence et quantifiés. Par exemple, nous avons vu que les effets d'environnement jouent un rôle significatif à plus d'un kilomètre autour de la frontière d'un bord de plage. Dans le cas d'un sol pentu de forte réflectance situé à l'ombre, les termes dus à l'environnement et à la topographie comptent pour 80 % du signal en entrée du capteur ; cette constatation est évidemment observée dans un cas extrême, mais illustre très bien le caractère essentiel de ces termes du second ordre usuellement négligés, et justifie une fois de plus le développement de ces nouveaux codes de simulations.

Ce nouveau code de simulation présente des atouts évidents pour analyser des problématiques nouvelles au moyen de la simulation. Un exemple incontournable d'application de ce code concerne l'établissement des spécifications des nouveaux instruments. En effet, la définition de scènes typiques, en accord avec la thématique de l'instrument, et l'utilisation de notre code permet de prédire précisément la dynamique des luminances observables. Actuellement, les instruments de très haute résolution tendent à utiliser des bandes panchromatiques élargies vers le bleu et le proche infrarouge pour améliorer simultanément les observations dans les ombres et l'information sur la variabilité du sol. De ce fait, une partie du travail concerne l'analyse des luminances observées dans les zones d'ombre, pour évaluer l'éventuel intérêt d'élargir une bande panchromatique classique vers les courtes longueurs d'onde. Dans ce domaine spectral, la diffusion atmosphérique est plus importante, et on peut se demander dans quelle mesure ce phénomène favorise l'observation dans les

ombres. En guise d'étude prospective et dans le but de répondre à cette question, notre code est utilisé pour calculer les luminances en entrée d'un capteur visant une zone d'ombre au sein d'une scène urbaine simple. L'analyse spectrale des phénomènes montre que les courtes longueurs d'onde sont en effet intéressantes pour discriminer une scène dans l'ombre. De ce fait, l'élargissement d'une bande panchromatique classique vers le bleu est en général bénéfique, car elle permet d'augmenter le signal, ainsi que la différence de luminance qui apparaît entre deux types de sol différents.

*
* *

Le propos tenu dans ce travail montre nettement l'apport de ce type de code dans la physique de la mesure en télédétection. Un effort particulier a été fait pour démontrer la pertinence du modèle développé, mais de nouveaux travaux sont nécessaires pour consolider cette validation. En particulier, aucun site de forte hétérogénéité spatiale n'a été utilisé. Nous disposions pourtant d'un jeu de mesures acquis sur le site Maricopa (Arizona, USA), constitué de différents champs homogènes dont les contenus sont maîtrisés. Cependant, les filtres de l'instrument aéroporté ne sont qu'approximativement connus, et une irrigation importante (inondation) de certains champs ont faussé les mesures atmosphériques en raison de l'évaporation importante de l'eau. Ce jeu de mesures s'est donc avéré trop peu précis pour être utilisable dans un contexte de validation du code. Ainsi, il serait bénéfique d'envisager de nouvelles campagnes sur de tels sites, incluant des mesures terrain et aéroportées ou satellitaires de meilleure qualité. Ces aspects présentent un intérêt important notamment pour les instruments de très haute résolution spatiale.

D'autre part, dans la définition de l'atmosphère, notre choix s'est porté sur des modèles plans, ne dépendant que de l'altitude. Cette hypothèse, qui est utilisée dans la plupart des codes courants, est un facteur important de réduction de la complexité du problème, dans la méthode Monte Carlo, comme dans le modèle physique développé ensuite. La prise en compte d'une atmosphère variable selon les trois dimensions spatiales n'aurait pas permis aujourd'hui une implémentation raisonnable de ces codes. Si cette hypothèse n'est pas gênante en ce qui concerne la diffusion moléculaire, quasiment liée à l'altitude uniquement, la présence du relief peut en revanche perturber fortement la répartition des aérosols et des molécules absorbantes (en particulier la vapeur d'eau). De ce fait, des travaux futurs pourraient avoir pour objectif d'analyser l'impact de la topographie sur la constitution spatiale de l'atmosphère. Ceci permettrait d'améliorer les modèles d'atmosphère actuels. L'extension des codes à la prise en compte de ces nouveaux modèles et leurs implémentations adéquates sur un futur calculateur plus puissant pourront alors être réalisées.

Au cours des diverses simulations et mesures présentées dans ce travail, des besoins de données d'entrée précises se sont manifestés. Le transfert radiatif au dessus de scène avec relief est en effet plus exigeant, en particulier pour la réflectance bidirectionnelle qui doit être connue sur l'ensemble de l'hémisphère. Nous avons vu cependant que l'étendue des mesures actuelles présentait des lacunes au niveau du domaine angulaire de rétrodiffusion, et des angles zénithaux supérieurs à 60 ou 70°. Les modèles courants interpolent et extrapolent les valeurs manquantes, mais le comportement directionnel reproduit n'est que présumé. Il paraît donc important de combler ces lacunes, par le biais de jeux de mesures de réflectance complets, sur l'hémisphère entier.

Enfin, des instruments, tel Polder par exemple, apportent également des informations directionnelles polarisées. Aucun code ne semble cependant prendre en charge simultanément les propriétés spatiales des scènes et la polarisation. Ainsi, il serait souhaitable d'engager de nouvelles études pour étendre les modélisations à des simulations de luminances polarisées. De plus, nos codes se limitent au traitement du problème réflectif, mais ne prend pas en compte l'émissivité spectrale des corps. La physique de la mesure dans le domaine de l'infrarouge thermique est nettement plus complexe que dans le domaine réflectif, et est de ce fait moins bien maîtrisée. L'introduction de variabilité spatiale du sol ou de topographie dans la scène constitue un problème supplémentaire. Le développement d'un nouveau code capable de traiter ces phénomènes complexes présente pourtant un intérêt évident pour l'extension du domaine spectral de simulation à l'infrarouge thermique, ce qui motive de nouveaux travaux de modélisation.

REFERENCES

ASTER, base de données thermo-optiques, NASA/JHU, http://www.jpl.nasa.gov/.

Berk A., Bernstein L.S. and Robertson D.C., « MODTRAN : a moderate resolution model for LOWTRAN 7 », GL-TR-89-0122, 1989.

Cabot F., « Estimation de l'albédo de surface à l'échelle globale, à l'aide de mesures satellitaires », Thèse de doctorat, Université d'Orsay-Paris Sud, soutenue le 15 mai 1995.

Cosnefroy H., « Etalonnage de capteurs spatiaux par visée de zones désertiques », Thèse de doctorat, Université Paris VII, soutenue le 23 Juin 1995.

Cosnefroy H., Briottet X., Leroy M., Lecomte P., Santer R., « A field experiment in Sahara for the calibration of optical satellite sensors », International Journal of Remote Sensing, Vol. 18, No. 16, pp. 3337-3359, 1997.

Cosnefroy H., Leroy M., Briottet X., « Selection and characterization of saharan and arabian desert sites for the calibration of optical satellite sensors », Remote Sensing of Environment, Vol 58, pp. 52-62, 1996.

Deschamps P.Y., Breon F.M., Leroy M., Podaire A., Bricaud A., Buriez J.C., Seze G., « The Polder mission : instrument characteristics and scientific objectives », IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 32, No. 3, pp. 598-615, Mai 1994.

Dozier J., « A clear sky spectral solar radiation model for snow covered mountainous terrain », Water Resources Res., Vol. 16, pp 709-718, 1980.

Dozier J., Davis R.E., Chang A.T.C., Brown K., « The spectral bidirectional reflectance of snow », Proceedings of the 4th International Colloquium on Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing, Aussois (France), pp. 87-92, 1998.

Dozier J., Frew J., « Atmospheric corrections to satellite radiometric data over rugged terrain », Remote Sensing of environment, Vol. 11, pp. 191-205, 1981.

Durrieu S., « Correction of topographic effects affecting forest stands by modelling consequences of variations in roof canopy structure on radiometry for high resolution satellite images », IEEE, 1995.

Fishman G.S., « Monte Carlo. Concepts, algorithms and applications », Edition Première, Springer-Verlag, 1996.

Goloub P., « Modèle radiométrique du polarimètre imageur grand champ Polder. Analyses préliminaires des observations en lumière polarisée. », Thèse de Doctorat, Université de Lille Flandres Artois, soutenue le 20 Novembre 1992.

Goloub P., Lemire F., « Séparation haute et basse fréquence sur les G_{ij} », Revue d'étalonnage de phase B pour Polder, Vol. 1, Avril 1992.

Gordon H.R., « Ship perturbation of irradiance measurements at sea. 1. Monte Carlo simulations », Applied Optics, Vol. 24, No. 23, Décembre 1985.

Govaerts Y.M., Verstraete M.M., « Raytran : A Monte Carlo ray-tracing Model to compute light scattering in three-dimensional heterogeneous media », IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 36, No. 2, Mars 1998.

Hagolle O., Goloub P., Deschamps P.Y., Bailleul T., Nicolas J.M., Fouquart Y., Meygret A., Deuze J.L., Herman M., Parol F., Breon F.M., "Results of Polder in-flight absolute calibration", Europto 97, Proceedings on Sensors, Systems nad next generation Satellites III, Londres, Septembre 1997.

Hapke B., « Bidirectional reflectance spectroscopy. 3 : Correction for macroscopic roughness », Icarus, Vol. 59, No. 1, pp. 41-59, Juillet 1984.

Herman B.M., Ben-David A., Thome K.J., « Numerical technique for solving the radiative transfer equation for a spherical shell atmosphere », Applied Optics, Vol. 33, No. 9, pp. 176-1770, Mars, 1994.à

Herman B.M., Browning S.R. « A Numerical Solution to the equation of radiative transfer », Journal of Atmospheric Sciences, Vol. 22, pp. 559-566, 1965.

Holben B.N., Justice C.O., « An examination of spectral band ratioing to reduce the topographic effect on remotely sensed data », International Journal of Remote Sensing, Vol. 2, No. 2, pp. 115-133, 1981.

Holben B.N., Justice C.O., « The topographic effect on spectral response from nadir-pointing sensors », Photogrammetric Engineering and Remote Sensing, Vol. 46, No. 9, pp 1191-1200, Septembre 1980.

Kaufman Y.J., « Atmospheric effect on spatial resolution of surface imagery : errata », Applied Optics, Vol. 23, No. 22, pp. 4164-4172, 1998.

Kimes D.S., Kirchner J.A., « Modeling the effects of various radiant transfers in mountainous terrain on sensor response », IEEE Transactions on Geoscience and Remote sensing, Vol. GE-19, No. 2, Avril 1981.

Knuth D.E., « The art of computer programming : Seminumerical Algorithms », Volume 2, Second Edition, Addison-Wesley Publishing Company, 1981.

Kusaka T., Kawata Y., « Atmospheric and topographic correction of satellite data over mountainous terrain », IEEE, 1994.

Kusaka T., Kawata Y., Egawa H., Ueno S., « Signature variations due to atmospheric and topographic effects on satellite MSS data over rugged terrain », Proceedings of IGARSS'88 Symposium, Edinburg, Scotland, 13-16 Septembre 1988.

Kusaka T., Kawata Y., Ueno S., Furumoto S., « Removal of the atmospheric and topographic effects from the rugged terrain image data remotely sensed by Landsat », International Geoscience and Remote Sensing Symposium, pp. 649-652, mai 1987.

Léger D., Briottet X., « FTM atmosphérique : description et ordres de grandeur », document interne ONERA, RI15/6411-00RO, Mars 1997.

Lenoble J., « Atmospheric radiative transfer », A. Deepak Publishing, 1993.

Marchuk G.I., Mikhailov G.A., Nazaraliev M.A., Darbinjan R.A., Kargin B.A., Elepov B.S., « The Monte Carlo methods in Atmospheric Optics », Springer Series in Optical Sciences Volume 12, Edited by D.L. MacAdam, 1980.

Neckel H., Labs D., « The solar radiation between 3300 and 12500 », Solar Physics 90, pp. 205-258, 1984.

Nicodemus F.E., « Radiance », American Journal of Physics, Vol. 31(5), pp 368-377, 1963.

Nicodemus F.E., « Reflectance nomenclature and directional reflectance and emissivity », Applied Optics, Vol. 9, No. 6, pp. 1474-1475, 1970.

Paltridge G.W., Platt C.M.R., « Radiative processes in meteorology and climatology », Development in Atmospheric Science, 5, Elsevier Scientif Publishing Company, New York, 1977.

Petit D., « Performances de modèles de réflectance bidirectionnelle », Rapport de DEA, Université Paris VII, 1998.

Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., « Numerical Recipes in C », Cambridge University Press, 1988.

Proy C., « Intégration du relief au traitement d'images de télédétection », Thèse de doctorat, Université P. Sabatier de Toulouse, soutenue le 31 Janvier 1986.

Proy C., Tanré D., Deschamps P.Y., « Evaluation of Topograhic Effect on Remotely sensed Data », Remote Sensing of Environment, Vol. 30, pp 21-32, 1989.

Rahman H., Pinty B., Verstraete M.M., « Coupled surface-atmosphere reflectance (CSAR) model. 2. Semi-empirical surface model usable with NOAA advanced very high resolution radiometer data », Journal of Geophysical Research, Vol. 98, No. D11, pp. 791-801, Novembre 1993.

Reinersman P.N., Carder K.L., « Monte Carlo simulation of the atmospheric point-spread function with an application to correction for the adjacency effect », Applied Optics, Vol. 34, No. 21, pp. 4453-4471, Juillet 1995.

Richter R., « Correction of atmospheric and topographic effects for high spatial resolution satellite imagery », International Journal of Remote Sensing, Vol. 18, No. 5, pp. 1099-1111, 1997.

Rougé B., « Plan d'étalonnage radiométrique en vol Polder », PA-PL-0D.1109-CN, Octobre 1994.

Serrot G., Bodilis M., Briottet X., Cosnefroy H., « Presentation of a new BRDF measurement device », Europto, « Atmospheric Propagation, Adaptive Systems, and Lidar Techniques for Remote Sensing II », Vol. 3494, pp. 23-33, Barcelone (Espagne), Septembre 1998.

Serrot G., Boucher Y., Bodilis M., « Etude radiométrique des scènes », Rapport Technique de Synthèse, RTS 1/6453-00 DOTA/Y, Novembre 1998.

Sloberg R.W., Horn B.K.P., « Atmospheric effect in satellite imaging of rugged terrain », Applied Optics, Vol. 22, No. 11, pp. 1703-1716, 1983.

Snyder W.C., « Reciprocity of the bidirectional reflectance distribution function in measurements and models of structured surfaces », IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 36, N°2, Mars 1998.

Snyder W.C., Wan Z., « BRDF models to predict spectral reflectance and emissivity in the thermal infrared », IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 36, No. 1, pp. 214-225, Janvier 1998.

Tanré D., Herman M., Deschamps P.Y., « Influence of background contribution upon space measurements of ground reflectance », Applied Optics, Vol. 20, No. 20, pp. 733-741, Octobre 1981.

Temps R., Coulson K.L., « Solar radiation incident upon slopes of different orientations », Solar Energy, Vol. 19, pp 197-184, 1977.

Vermote E., Tanré D., Deuzé J.L., Herman M., Morcrette J.J., « Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum , 6S : an overview », IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 35, No. 3, pp 675-686, mai 1997.

Verstraete M.M., Pinty B., Dickinson R.E., « A physical model of the bidirectional reflectance of vegetation canopies », Journal of Geophysical Research, Vol. 95 ; No. D8, pp. 11755-11765, Juillet 1990.

Warren S.G., « Optical properties of snow », Reviews of Geophysics and Space Physics, Vol. 20, No. 1, pp. 67-89, 1982.

ANNEXES

ANNEXE 1 GENERALITES SUR L'ATMOSPHERE

Description globale de l'atmosphère

Le rayonnement solaire atteignant la Terre subit diverses modifications lors de son trajet à travers l'atmosphère. Dans le système Terre-atmosphère, les principaux mécanismes qui vont intervenir sont les suivants :

- la diffusion et l'absorption par les particules en suspension dans l'atmosphère,
- la réflexion et l'absorption sur le sol,
- l'émission des particules et du sol,
- la turbulence.

Dans le domaine spectral qui nous intéresse (domaine réflectif, de 0.4 à 4.0 µm), les phénomènes d'émission sont très peu importants, ils commencent à apparaître seulement à partir de 3 µm. Ils ne seront pas traités dans cette étude. D'autre part, la turbulence, qui désigne la déviation des rayons lumineux du fait des variations locales de l'indice de l'atmosphère, est un phénomène qui n'intervient de façon significative que lorsque les résolutions spatiales d'observation sont très petites, c'est-à-dire d'un ordre inférieur à 10 centimètres.

L'atmosphère, dont l'épaisseur atteint une centaine de kilomètres environ, est constituée essentiellement de deux types de particules, les molécules et les aérosols, réparties de façon variable selon l'altitude. On peut également rencontrer des nuages, constitués de gouttelettes d'eau ou de glace, qui en général stoppent complètement le rayonnement incident et dont la modélisation est délicate. Dans ce qui suit, on ne considérera que des atmosphères sans nuage.

Les molécules

L'air sec peut être considéré comme ayant une composition quasiment constante en ce qui concerne les gaz principaux (en volume : 78% de N_2 et 21% de O_2). En revanche, l'ozone (O_3), qui constitue un élément important en transfert radiatif, est plus ou moins présent selon la saison et la latitude. Son profil également varie. Le contenu en ozone s'exprime en général en cm.atm. Sa valeur est obtenue en intégrant la pression partielle $p_{O_3}(z)$ sur une colonne d'atmosphère :

$$u_{O_3} = \int_0^{\infty} p_{O_3}(z).dz \qquad (A1)$$

Quant au CO_2, sa quantité dépend fortement du moment et de la région considérés, étant donné qu'il est produit en majorité par les incendies de forêt et savane africaines et par les émissions anthropiques.

La vapeur d'eau s'ajoute à l'air sec et se situe essentiellement dans les basses couches de l'atmosphère. Sa concentration décroît exponentiellement en fonction de

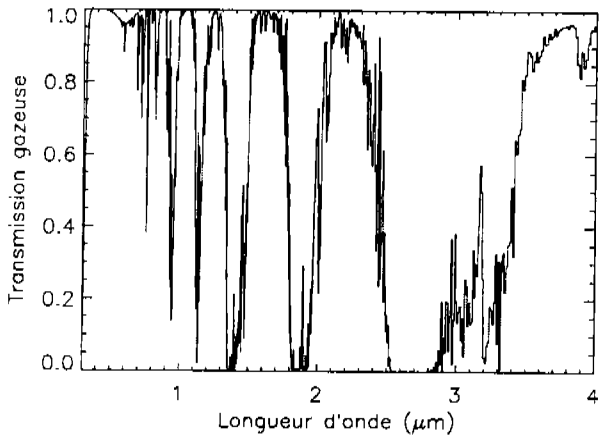
l'altitude avec une échelle de l'ordre de 2 km (Lenoble, 1993). La teneur en eau d'une atmosphère donnée est souvent exprimée en $g.cm^{-2}$, qui correspond à la densité intégrée sur une colonne d'atmosphère :

$$u_{H_2O} = \int_0^{\infty} \rho_v(z).dz \qquad (A2)$$

où $\rho_v(z)$ est la densité de vapeur d'eau à l'altitude z. Cette teneur peut varier de 0.1 $g.cm^{-2}$ pour une atmosphère sèche à plus de 6 $g.cm^{-2}$ pour une atmosphère très humide.

La diffusion moléculaire ne dépend pas de la nature de la molécule. Leurs tailles étant très faibles devant les longueurs d'onde considérées, c'est la diffusion de Rayleigh qui s'applique.

En ce qui concerne l'absorption, elle peut être attribuée quasiment uniquement aux molécules. Elle se manifeste par des raies d'absorption localisées propres à chaque type de molécule. En particulier, les basses longueurs d'onde sont coupées par l'ozone, l'oxygène et l'azote. On peut noter également dans le visible un pic d'absorption de l'oxygène autour de 750 nm. La vapeur d'eau, quant à elle, présente de larges bandes d'absorption au dessus de 900 nm. A titre indicatif, voici la courbe de transmission gazeuse spectrale obtenue pour une atmosphère de type « midlatitude summer » sur un trajet vertical :



Courbe de transmission de l'atmosphère.

Les aérosols

Les aérosols sont des petites particules solides ou liquides en suspension dans l'air, et présentes en quantité très variable. Leurs dimensions vont de quelques centièmes à plusieurs dizaines de micromètres. Leurs natures et leurs origines sont très diverses (brume, grain de sable, résidus de combustion...). On les retrouve principalement dans les premiers kilomètres de l'atmosphère, mais aussi dans la stratosphère (15 à 50 km) où ils ont une durée de vie plus longue.

D'un point de vue radiatif, le comportement des aérosols est caractérisé en général par la théorie électromagnétique de Mie (Lenoble, 1993), qui, à partir de leurs dimensions et leurs concentrations, détermine leurs taux d'absorption et de diffusion, ainsi que leur fonction de phase. Notons que cette théorie est exclusivement adaptée à

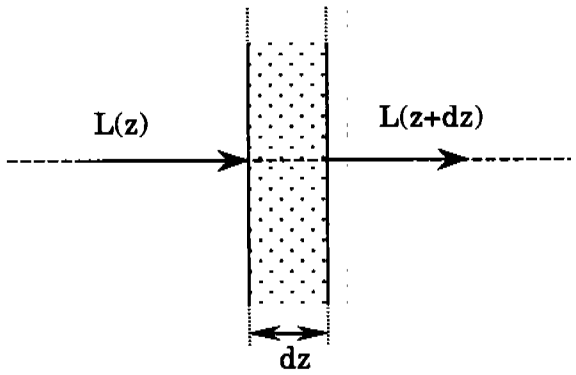
des particules sphériques. De façon générale, les aérosols sont peu absorbants et très diffusants.

*
* *

L'atmosphère suit la rotondité de la Terre. Néanmoins, la problématique du transfert radiatif peut être simplifiée si on l'assimile à un milieu plan, invariant selon les directions horizontales. Cette hypothèse est raisonnable pour des angles zénithaux inférieurs à 60° : l'erreur géométrique introduite dans les basses couches, où l'atmosphère est la plus dense, est très faible, et elle augmente avec l'altitude, en même temps que les effets de l'atmosphère diminuent. Par exemple, pour une atmosphère très diffusante (épaisseur optique supérieure à 0.5), l'erreur sur la transmission directe à un zénith de 60° est inférieure à 0.3%.

Processus d'absorption et de diffusion

Transmission directe



Atténuation de la luminance transmise par un milieu.

Considérons une luminance L monochromatique traversant une couche élémentaire de l'atmosphère. La variation de cette luminance lors de la traversée du milieu s'écrit :

$$dL = -\sigma_e(z).L(z).dz \qquad \textbf{(A 3)}$$

σ_e est le coefficient d'extinction totale du milieu. Cette relation pourrait également s'écrire avec des éclairements au lieu des luminances. Ainsi sur un trajet rectiligne reliant deux points A et B, on calcule la transmission directe par :

$$t(A,B) = \exp\left(-\tau(A,B)\right) \qquad \textbf{(A 4)}$$

avec :

$$\tau(A,B) = \int_A^B \sigma_e(u).du \qquad \textbf{(A 5)}$$

où $\tau(A,B)$ est l'épaisseur optique totale du milieu sur le trajet (A,B).

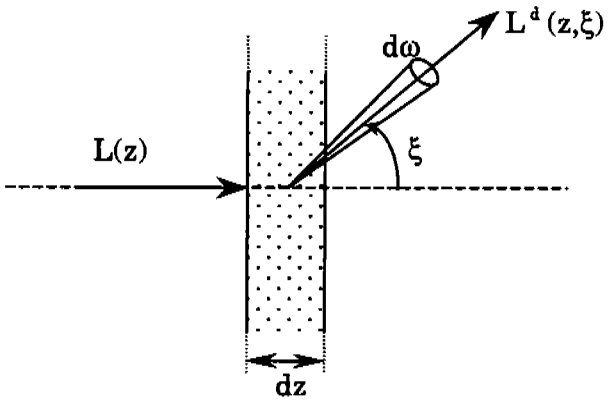
L'énergie qui n'est pas transmise directement par la couche n'est pas nécessairement perdue. Elle peut bien sûr être absorbée par le milieu, mais elle peut

également être redistribuée dans toutes les directions, par des phénomènes de diffusion. Les proportions d'énergie diffusée et absorbée sont données par les coefficients de diffusion et d'absorption, qui composent le coefficient d'extinction total :

$$\sigma_e = \sigma_s + \sigma_a \qquad \textbf{(A 6)}$$

Diffusion

L'énergie diffusée par le milieu est redistribuée dans tout l'espace, mais pas nécessairement de façon isotrope. Ce comportement dépend de la nature des particules constituant le milieu diffusant. Le milieu présentant localement une symétrie cylindrique autour de la direction d'incidence, on peut aisément supposer qu'il n'introduit aucune asymétrie autour de cette direction. Ainsi, dans le spectre du rayonnement solaire (non polarisé), la distribution spatiale de ces luminances est uniforme selon l'angle azimutal, et ne dépend que de l'angle de phase ξ, défini ci-dessous.



Diffusion de la luminance par un milieu.

La luminance diffusée dans l'angle solide dω s'exprime :

$$L^d(z,\xi) = \sigma_s(z).L(z).\frac{p(\xi)}{4.\pi}.dz \qquad \textbf{(A 7)}$$

où p(ξ) est la fonction de phase caractérisant les particules constituant le milieu à la longueur d'onde λ. Elle est normalisée par la relation :

$$\iint_{espace} p(\xi).d\omega = 4.\pi \qquad \textbf{(A 8)}$$

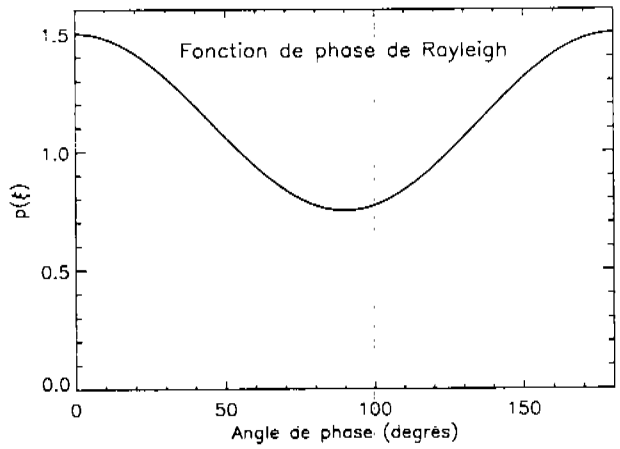
ou encore :

$$\int_0^{\pi} p(\xi).\sin(\xi).d\xi = 2 \qquad \textbf{(A 9)}$$

La fonction phase p(ξ) est caractéristique du type de la particule diffusante. Pour les molécules, on utilise la fonction de phase de Rayleigh :

$$p_{mol}(\xi) = \frac{3}{4}\left(1 + \cos^2(\xi)\right) \qquad \textbf{(A 10)}$$

On peut noter que cette fonction privilégie la diffusion avant et la rétrodiffusion. Elle ne dépend pas de la longueur d'onde.

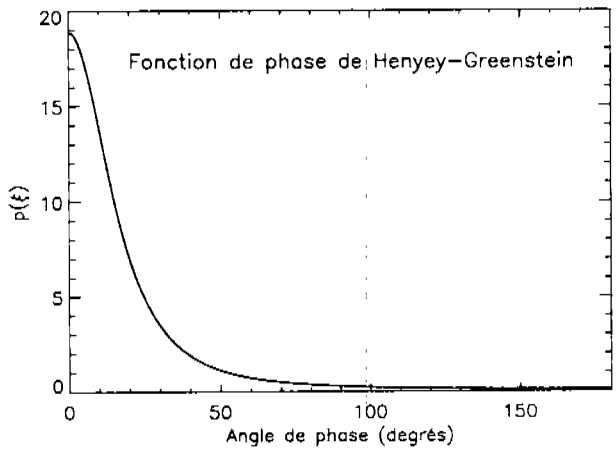


Fonction de phase des molécules.

Pour les aérosols, la fonction de Henyey-Greenstein (Lenoble, 1993) donne une approximation de la fonction de phase ; son allure est caractérisée par le facteur d'asymétrie g, qui représente la valeur moyenne du cosinus de l'angle de phase pondéré par la fonction de phase.

$$p_{aero}(\xi) = \frac{1-g^2}{\left(1+g^2-2.g.\cos(\xi)\right)^{\frac{3}{2}}} \qquad \textbf{(A 11)}$$

Si g vaut 1, la fonction de phase est un Dirac en ξ=0, ce qui traduit une diffusion avant pure (les photons sont diffusés dans leur direction d'incidence). Si il vaut 0, la diffusion est parfaitement isotrope. On a tracé ci-dessous la fonction phase pour un facteur d'asymétrie égal à 0.7.



Fonction de phase des aérosols.

Les aérosols ont en général un facteur d'asymétrie élevé, c'est-à-dire, qu'ils dévient peu les photons, la fonction de phase favorise la diffusion avant (c'est-à-dire les angles de phase proches de 0).

ANNEXE 2 OUTILS POUR LA SIMULATION

Modélisation du système Terre-atmosphère

Le sol est représenté par un modèle numérique de terrain, dont chaque pixel est défini par l'altitude de son point centrale et sa normale. La représentation du sol est importante, car la méthode Monte Carlo exige que celui-ci ne présente pas de « trous ». En effet, avec un échantillonnage par des surfaces parallélogrammes, il se peut que les frontières de pixels voisins ne soient pas jointives, et les photons seraient alors susceptibles de traverser le relief sans toucher le sol ! Afin de contourner cette limitation, le sol devrait être discrétisé en cellules élémentaires triangulaires, capables de représenter sans trou n'importe quelle surface à trois dimensions. Mais la version actuelle du code ne prend pas en charge ce mode de représentation.
Chacun des pixels du modèle de terrain est associé à un modèle de réflectance bidirectionnelle, caractérisant son comportement optique. On suppose donc qu'à l'intérieur de chacun d'entre eux, le sol est homogène.

L'atmosphère est découpée en couches planes et homogènes, caractérisées par leurs propriétés diffusantes et absorbantes. L'exemple indiqué ci-dessous est un fichier descriptif d'un modèle atmosphérique. Il correspond à un type standard US62, à la longueur d'onde de 550 nm. L'abondance des aérosols est définie par une visibilité horizontale de 23 km, et ils sont modélisés par la loi en puissance de Junge, avec un coefficient d'Angström de 1. Il consiste en fait en une description de chaque couche plane homogène caractérisée par ses coefficients d'extinction et de diffusion des molécules et des aérosols. L'altitude est exprimée en kilomètre.

Longueur d'onde *550.0*
Nombre de couches *33*

Altitude	*extinct_aero*	*diff_aero*	*extinct_mol*	*diff_mol*
1.00	*9.235316e-02*	*8.746213e-02*	*1.118728e-02*	*1.094520e-02*
2.00	*5.601502e-02*	*5.304847e-02*	*1.016507e-02*	*9.923230e-03*
3.00	*3.397483e-02*	*3.217552e-02*	*9.207103e-03*	*8.974380e-03*
4.00	*2.060677e-02*	*1.951544e-02*	*8.310859e-03*	*8.096080e-03*
5.00	*1.249864e-02*	*1.183671e-02*	*7.493085e-03*	*7.287010e-03*
6.00	*7.580809e-03*	*7.179329e-03*	*6.745419e-03*	*6.541610e-03*
7.00	*4.597993e-03*	*4.354483e-03*	*6.067343e-03*	*5.856320e-03*
8.00	*2.788824e-03*	*2.641127e-03*	*5.453971e-03*	*5.227150e-03*
9.00	*1.691507e-03*	*1.601925e-03*	*4.929046e-03*	*4.651130e-03*
10.00	*1.025951e-03*	*9.716165e-04*	*4.488549e-03*	*4.125610e-03*
11.00	*6.222707e-04*	*5.893153e-04*	*4.144241e-03*	*3.646120e-03*
12.00	*3.774262e-04*	*3.574378e-04*	*3.825331e-03*	*3.170240e-03*
13.00	*2.289206e-04*	*2.167970e-04*	*3.451602e-03*	*2.710740e-03*
14.00	*1.388474e-04*	*1.314940e-04*	*3.126469e-03*	*2.316710e-03*
15.00	*8.421518e-05*	*7.975515e-05*	*2.879421e-03*	*1.979940e-03*
16.00	*5.107909e-05*	*4.837394e-05*	*2.705038e-03*	*1.692140e-03*
17.00	*3.098103e-05*	*2.934028e-05*	*2.614330e-03*	*1.446530e-03*
18.00	*1.879095e-05*	*1.779578e-05*	*2.585877e-03*	*1.236710e-03*
19.00	*1.139728e-05*	*1.079368e-05*	*2.560456e-03*	*1.057170e-03*
20.00	*6.912803e-06*	*6.546701e-06*	*2.540014e-03*	*9.037800e-04*
21.00	*4.192827e-06*	*3.970775e-06*	*2.468930e-03*	*7.712010e-04*
22.00	*2.543078e-06*	*2.408397e-06*	*2.380400e-03*	*6.567580e-04*

23.00	*1.542455e-06*	*1.460766e-06*	*2.275925e-03*	*5.597470e-04*
24.00	*9.355461e-07*	*8.859996e-07*	*2.125720e-03*	*4.774860e-04*
25.00	*5.674374e-07*	*5.373859e-07*	*1.968212e-03*	*4.075590e-04*
30.00	*1.605803e-07*	*1.520760e-07*	*1.468769e-03*	*2.739490e-04*
35.00	*1.318123e-08*	*1.248316e-08*	*8.041934e-04*	*1.258880e-04*
40.00	*1.081982e-09*	*1.024680e-09*	*3.918195e-04*	*5.813670e-05*
45.00	*8.881446e-11*	*8.411084e-11*	*1.604461e-04*	*2.769830e-05*
50.00	*7.290335e-12*	*6.904239e-12*	*5.373306e-05*	*1.402050e-05*
70.00	*1.629780e-13*	*1.543467e-13*	*9.357914e-06*	*5.221180e-06*
100.00	*4.933017e-18*	*4.671764e-18*	*4.560571e-07*	*4.123470e-07*
1000.00	*0.000000e+00*	*0.000000e+00*	*0.000000e+00*	*0.000000e+00*
EOF				

Principe de base des tirages aléatoires

En général, il n'est pas possible de faire un tirage d'une variable aléatoire directement à partir de sa densité de probabilité. Les matériels informatiques permettent pour la plupart uniquement de générer des nombres aléatoires uniformément distribués entre 0 et 1, c'est-à-dire dont la densité de probabilité ddp_u est définie par : $ddp_u=1$ si $x \in [0 ; 1]$ et $ddp_u=0$ sinon.

La loi fondamentale de transformation des probabilités (Knuth, 1981, Press et al., 1988) permet de relier deux densités de probabilité par :

$$ddp(y).dy = ddp'(x).dx \qquad \textbf{(A 12)}$$

Soit y, une variable aléatoire distribuée sur l'intervalle [a ; b], selon la densité de probabilité ddp(y). Si x est une variable uniformément distribuée entre 0 et 1, d'après la loi précédente, on peut écrire :

$$ddp(y).dy = dx \qquad \textbf{(A 13)}$$

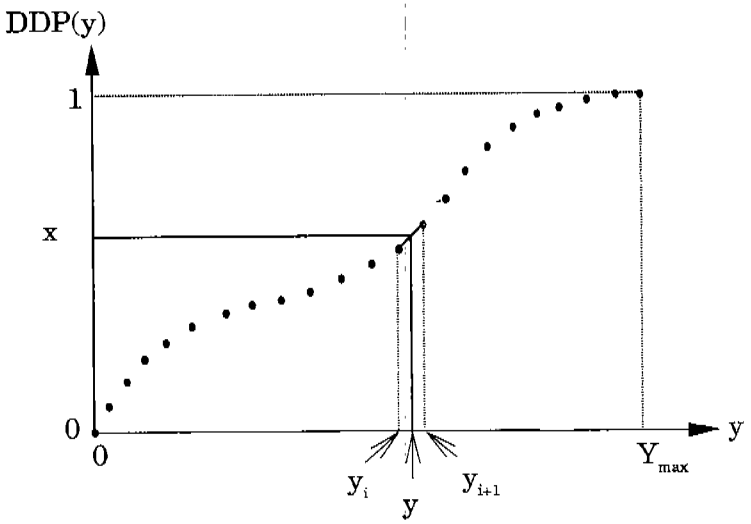
En intégrant, on obtient :

$$x(y) = \int_0^y ddp(t).dt = DDP(y) \qquad \textbf{(A 14)}$$

Cette intégrale est appelée densité de probabilité cumulée de la variable y, ou encore fonction de répartition de la variable y. Elle présente la propriété suivante : c'est une fonction bijective, strictement croissante, de [a ; b] dans [0 ; 1]. Ainsi elle est intégrable et inversible, ce qui nous permet d'écrire :

$$y(x) = DDP^{-1}(x) \qquad \textbf{(A 15)}$$

Ceci permet d'exprimer y en fonction de x, dont le tirage aléatoire (ou plutôt pseudo-aléatoire) est maîtrisé par l'informatique. Et de manière générale, si le calcul de DDP ou de DDP^{-1} est compliqué, celui de DDP peut être effectué numériquement et l'inversion peut se faire par interpolation entre des valeurs connues de celle-ci comme l'illustre la figure suivante :

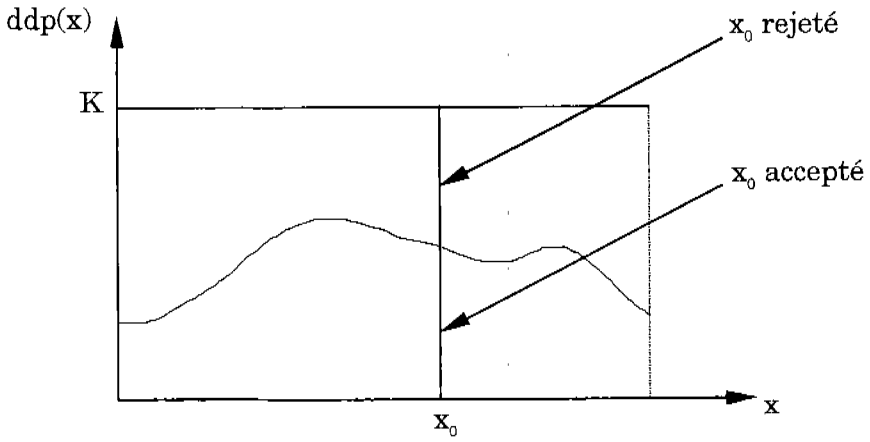


Tirage aléatoire par méthode de réjection

Lorsque les expressions des densités de probabilités deviennent complexes, et en particulier lorsque des variables aléatoires sont dépendantes, la méthode décrite dans le paragraphe précédent peut ne plus s'appliquer. Par exemple, c'est le cas de la BRDF, qui introduit deux variables aléatoires θ et ϕ couplées. On utilise alors une méthode différente appelée méthode de réjection (Press et al., 1988). Le principe en est le suivant :

on majore la densité de probabilité, ddp(θ,ϕ) par exemple, par une valeur K constante, puis on tire aléatoirement, de manière uniforme, respectivement θ_0 et ϕ_0 ; on effectue ensuite un second tirage uniforme entre 0 et K ; si la valeur obtenue est située entre 0 et ddp(θ_0,ϕ_0), le couple (θ_0,ϕ_0) est accepté, si elle est située entre ddp(θ_0,ϕ_0) et K, le couple est rejeté ; dans ce dernier cas, on réitère les tirages de θ_0 et ϕ_0 et les opérations suivantes jusqu'à ce qu'ils soient acceptés.

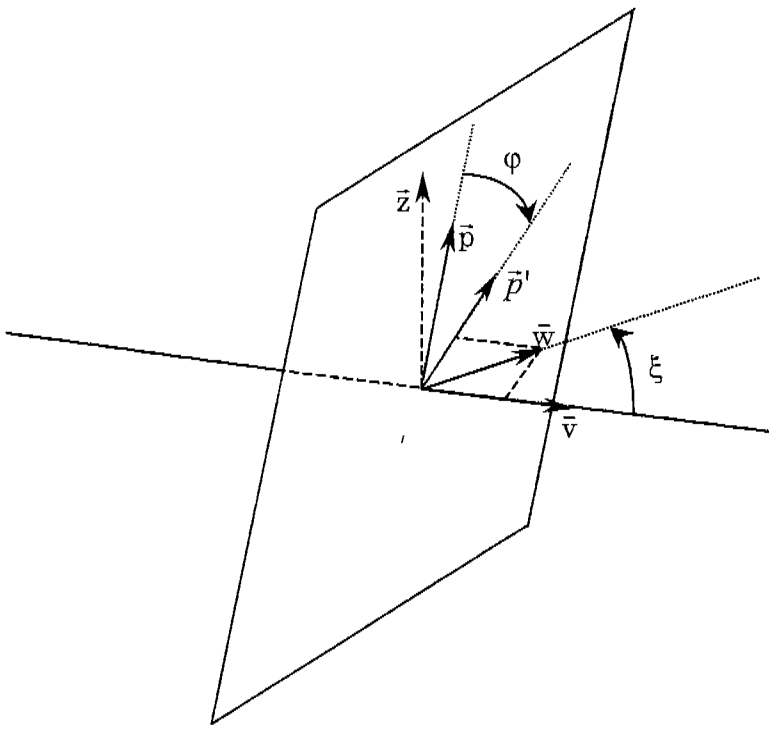
On peut illustrer ce principe en une dimension par la figure suivante :



Cette méthode présente l'inconvénient de demander deux tirages aléatoires uniformes, voire plus, si les valeurs sont rejetées. Mais un bon choix de la valeur constante K (par exemple égale au maximum de la densité de probabilité) permet de les minimiser.

Nouveau vecteur de propagation après diffusion

Les diverses notations et vecteurs intermédiaires sont rappelés sur la figure suivante :



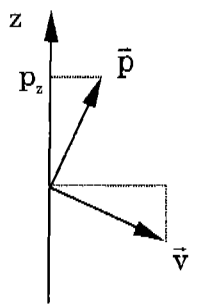
- M : point d'interaction ;
- $\vec{v}$: direction de propagation avant interaction ;
- $\vec{p}$: vecteur orthogonal à $\vec{v}$, dans le plan vectoriel défini par $\vec{v}$ et $\vec{z}$, l'angle $(\vec{v},\vec{p})$ étant orienté dans le même sens que $(\vec{v},\vec{z})$;
- $\vec{p}'$: image de $\vec{p}$ par la rotation d'angle φ (dans le sens horaire) autour de $\vec{v}$;
- $\vec{w}$: direction de propagation après interaction, définie par ξ et φ.

Soient (a,b,c) les coordonnées du vecteur $\vec{v}$, (p_x,p_y,p_z) celles du vecteur $\vec{p}$, et (p'_x,p'_y,p'_z) celles du vecteur $\vec{p}'$. Pour que ces deux derniers vecteurs soient définis sans ambiguïté, on suppose que la vecteur $\vec{v}$ n'est pas vertical, c'est-à-dire que $|c|\neq 1$. Le cas $\vec{v}$ vertical est traité en fin de paragraphe. Le nouveau vecteur de propagation $\vec{w}$ s'écrit alors :

$$\vec{w} = \cos(\xi).\vec{v} + \sin(\xi).\vec{p}' = \mu.\vec{v} + \sqrt{1-\mu^2}.\vec{p}' \qquad \textbf{(A 16)}$$

où $\mu=\cos(\xi)$.

Détaillons donc le calcul des coordonnées du vecteur $\vec{p}$, qui nous permettra d'obtenir le vecteur $\vec{p}'$. $\vec{p}$ et $\vec{v}$ sont orthogonaux et contenus dans un plan vertical, dans lequel on peut tracer :



La projection de $\vec{v}$ sur le plan horizontal est égale à la projection de $\vec{p}$ sur $\vec{z}$. Ce qui se traduit par :

$$p_z = \sqrt{a^2 + b^2} = \sqrt{1 - c^2} \qquad \textbf{(A 17)}$$

On a également les propriétés :

$$\begin{cases} \vec{p} = k.\vec{v} + k'.\vec{z} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} p_x = k.a \\ p_y = k.b \end{cases} \\ \|\vec{p}\|^2 = 1 \quad \Rightarrow \quad (k.a)^2 + (k.b)^2 + 1 - c^2 = 1 \end{cases} \qquad \textbf{(A 18)}$$

ce qui nous donne :

$$k = \pm \frac{c}{\sqrt{1 - c^2}} \qquad \textbf{(A 19)}$$

En imposant $\vec{v}.\vec{p}=0$, on détermine le signe de l'expression de k, et donc les coordonnées de $\vec{p}$:

$$\vec{p} = \left(\frac{-ac}{\sqrt{1-c^2}}; \frac{-bc}{\sqrt{1-c^2}}; \sqrt{1-c^2}\right) \qquad \textbf{(A 20)}$$

Le vecteur $\vec{p}'$ vérifie :

$$\begin{cases} \vec{p}'.\vec{v} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad a.p'_x + b.p'_y + c.p'_z = 0 \\ \vec{p}'.\vec{p} = \cos(\varphi) \quad \Leftrightarrow \quad \frac{-ac}{\sqrt{1-c^2}} p'_x + \frac{-bc}{\sqrt{1-c^2}} p'_y + \sqrt{1-c^2}.p'_z = \cos(\varphi) \end{cases} \qquad \textbf{(A 21)}$$

En isolant p'_z (p'_x et p'_y s'éliminent), on obtient :

$$p'_z = \sqrt{1 - c^2}.\cos(\varphi) \qquad \textbf{(A 22)}$$

$\vec{v}$ étant orthogonal à $\vec{p}$ et $\vec{p}'$, qui définissent un angle φ, on peut également écrire :

$$\vec{p}' \wedge \vec{p} = \sin(\varphi).\vec{v} \qquad \textbf{(A 23)}$$

ce qui implique en particulier :

$$\begin{cases} \sqrt{1-c^2}.p'_y + \frac{bc}{\sqrt{1-c^2}}.p'_z = a.\sin(\varphi) \\ \frac{-ac}{\sqrt{1-c^2}}.p'_z - \sqrt{1-c^2}.p'_x = b.\sin(\varphi) \end{cases} \qquad \textbf{(A 24)}$$

Les coordonnées du vecteur $\vec{p}'$ encore inconnues peuvent en être déduites et nous avons :

$$\vec{p}'=\left(\frac{-a.c.\cos(\varphi)-b.\sin(\varphi)}{\sqrt{1-c^2}};\frac{a.\sin(\varphi)-b.c.\cos(\varphi)}{\sqrt{1-c^2}};\sqrt{1-c^2}.\cos(\varphi)\right) \qquad \textbf{(A 25)}$$

Ainsi, la nouvelle direction de propagation est donnée par le vecteur $\vec{w}$ de coordonnées (a',b',c') :

$$\begin{cases} a'=a.\mu-\left(a.c.\cos(\varphi)+b.\sin(\varphi)\right).\sqrt{\dfrac{1-\mu^2}{1-c^2}} \\ b'=b.\mu+\left(a.\sin(\varphi)-b.c.\cos(\varphi)\right).\sqrt{\dfrac{1-\mu^2}{1-c^2}} \\ c'=c.\mu+(1-c^2).\cos(\varphi).\sqrt{\dfrac{1-\mu^2}{1-c^2}} \end{cases} \qquad \textbf{(A 26)}$$

Dans le cas où $|c|=1$, le problème devient plus simple, les valeurs ξ et φ pouvant être interprétées comme l'angle zénithal et l'azimut de $\vec{w}$ dans un repère sphérique lié au repère orthonormé $(\vec{x},\vec{y},\vec{z})$. Les coordonnées de $\vec{w}$ s'écrivent alors trivialement :

$$\begin{cases} a'=\sin(\xi).\cos(\varphi) \\ b'=\sin(\xi).\sin(\varphi) \\ c'=\mathrm{sgn}(c).\cos(\xi) \end{cases} \qquad \textbf{(A 27)}$$

où sgn est la fonction signe.

ANNEXE 3 L'INSTRUMENT POLDER

Ce paragraphe est fortement inspiré de la présentation de l'instrument Polder effectuée dans la thèse d'Hélène Cosnefroy (Cosnefroy, 1995).

Principe instrumental

L'instrument spatial POLDER observe, sous des angles de visée différents, l'intensité et la polarisation du rayonnement solaire réfléchi par le système terre atmosphère dans différentes bandes spectrales (cf. tableau ci-dessous).

λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Haute dynamique	Basse dynamique
443	20	-	0,05-0,22
443P	20	0,05-1,1	-
490	20	-	0,034-0,17
565	20	-	0,019-0,11
670P	20	0,013-1,1	0,013-0,27
763	10	0,007-1,1	0,007-0,27
765	40	0,007-1,1	0,007-0,27
865P	40	0,007-1,1	0,007-0,27
910	20	0,007-1,1	0,007-0,27

Caractéristique de l'instrument spatial POLDER

Le concept instrumental de POLDER (Deschamps et al., 1994) est basé sur trois principaux composants : une matrice de détecteurs CCD, une roue porte filtres et polariseurs, avec de plus un cache pour mesurer le courant d'obscurité, et un objectif télécentrique à grand champ.

L'objectif télécentrique est un concept d'optique dans lequel une série de lentilles homogénéisent l'éclairement dans le plan focal (l'aire de la pupille d'entrée varie en $\cos^{-4}(\theta)$, avec θ l'angle d'incidence, pour compenser la répartition d'éclairement en $\cos^4(\theta)$ dans le plan focal) et permet d'avoir au niveau des filtres une incidence quasi perpendiculaire (Goloub, 1992).

Les détecteurs à base de CCD sont des détecteurs quantiques. La matrice CCD permet d'obtenir instantanément une image bidimensionnelle. Elle est composée de 242x275 pixels, ce qui correspond à un champ de visée de ±43° le long de la trace du satellite, de ±51° perpendiculairement, et de ±57° dans la diagonale, et une résolution spatiale de 7 km à une altitude de 800 km.

Des simulations montrent (Deschamps et al, 1994) que la polarisation du système terre et/ou atmosphère autre que rectiligne est négligeable. La mesure de la polarisation rectiligne est donc possible à l'aide de trois polariseurs ayant trois directions différentes (par exemple, on peut les placer à -60°, 0°, +60°).

Les filtres, sur lesquels sont collés un polaroïd pour les canaux polarisés, sont interférentiels. A chaque tour de la roue porte filtre (4,9 secondes), et sur l'ensemble de la matrice, 16 mesures sont effectuées :

- 1 mesure du courant d'obscurité
- 6 mesures pour les canaux non polarisés
- 9 mesures pour les canaux polarisés (3 directions de polarisation pour 3 longueurs d'ondes différentes).

En jouant sur le temps d'exposition des détecteurs CCD, on peut adapter la dynamique du signal. C'est ainsi que, pour certains canaux, deux temps ont été choisis, un temps d'exposition long (basse dynamique) et un temps d'exposition court (haute dynamique). Les valeurs, indiquées sur le tableau C.1, correspondent d'une part à la plus petite luminance normalisée (la luminance normalisée est le rapport entre la luminance mesurée et le facteur Es/π) observable et d'autre part à la luminance normalisée de saturation, qui servent, par la suite, à déterminer les longueurs d'onde pour lesquelles l'étalonnage sur cibles désertiques est possible.

La richesse des mesures de POLDER (mesures multiangulaires, multispectrales et polarisées) permet d'obtenir un grand nombre de paramètres essentiels de l'atmosphère, de l'océan et de la biosphère (Deschamps et al., 1994).

Modèle radiométrique

Le modèle radiométrique de prise de vue est la relation reliant le compte numérique, en sortie de l'instrument, au signal incident, en entrée de l'instrument.

Dans le cas de l'instrument POLDER et pour les canaux polarisés, trois grandeurs sont mesurées : la luminance totale L_t, la luminance polarisée L_p, (ou le taux de polarisation $P=L_p/L_t$) et l'angle de direction de polarisation χ.

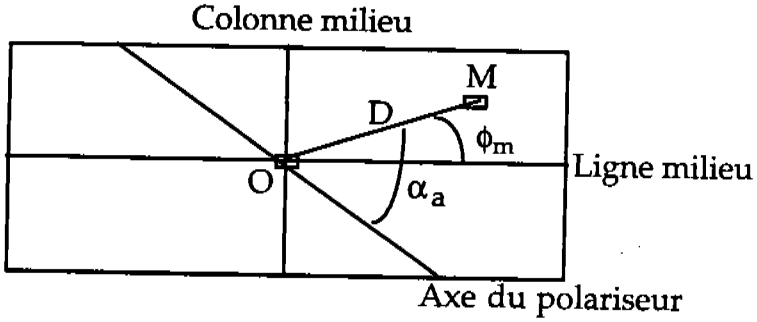
Le modèle radiométrique est une fonction de ces trois grandeurs, par le biais des trois premiers paramètres de Stockes I, Q et U, le quatrième paramètre V étant nul (polarisation rectiligne).

$$I = L_t + L_p$$
$$Q = L_p \cos 2\chi$$
$$U = L_p \sin 2\chi$$

Un détecteur M donné est repéré dans la matrice de POLDER par son numéro de ligne et de colonne (l,p) ou par les angles (θ, ϕ_m) (schéma ci-dessous), le pixel central O ayant comme coordonnées (121,137). Les angles utilisés dans la suite de l'exposé sont :

- l'angle α_a entre la direction du polariseur a et celle de la direction OM
- l'angle de visée θ, dont nous rappelons la formulation

$$\tan\theta \approx \frac{D}{f}$$ f : focale de POLDER D : Distance OM



Cet angle de visée θ n'est pas à confondre avec l'angle zénithal de visée θ_v, la relation entre les deux étant :

$$\sin\theta_v = \sin\theta \cdot (1+\frac{h}{R})$$ h : altitude du satellite R : rayon de la terre

Le modèle de prise de vue rend compte de la complexité de l'instrument, et chaque paramètre a un sens physique (Goloub, 1992). Dans le cas de l'étalonnage multi-angulaire, deux contributions sont intégrées :

- une partie basse fréquence de la transmission telle que celle de l'objectif et des filtres. La fonction modélisant l'étalonnage multi-angulaire basse fréquence est supposée à symétrie de révolution, donc indépendante de l'azimut ϕ_m du détecteur dans la matrice ;
- une partie haute fréquence spatiale modélisant les micro-défauts localisés (sensibilité propre des détecteurs, micro poussière, défauts locaux sur les dioptres) et qui prend en compte les écarts à la symétrie de révolution de l'étalonnage multi-angulaire basse fréquence.

Le modèle présenté ci-dessus est valable pour les voies polarisées. Il est connu sous le nom de modèle nominal (Rougé, 1994). Il existe un autre modèle plus compliqué, que l'on appelle le modèle étendu (Cosnefroy, 1995), dans le cas où le système subit des dégradations non prévues. La complexité du modèle nominal présenté ci-dessous est suffisante pour comprendre la méthode d'étalonnage que nous proposons.

$$CN_{lp}^{ka} = T^{ka} A^k g_{lp}^{ka} p^k(\theta)\left[p_1^{ka}(\theta) I_{lp}^k + p_2^{ka}(\theta) Q_{lp}^k + p_3^{ka}(\theta) U_{lp}^k\right] + c_{lp}$$

avec :

CN	Compte numérique
a	Numéro du polariseur
k	Numéro du canal
I, Q, U	Paramètres de Stockes normalisés (multipliés par π/E_S)
A^k	Coefficient d'étalonnage absolu
T^{ka}	Coefficient de transmission optique des polariseurs
c_{lp}	Courant d'obscurité
g_{lp}	Coefficient d'égalisation haute fréquence du détecteur
	Condition de normalisation : $g_{121,137} = 1$
$p^k(\theta)$	Coefficient d'étalonnage relatif pour la basse fréquence
	Condition de normalisation : $p^k(0) = 1$

Les trois polynômes p_1, p_2 et p_3 ont l'expression suivante :

$$p_1^{ka}(\theta) = 1 + \eta^k \varepsilon^k(\theta) \cos 2\alpha^a$$
$$p_2^{ka}(\theta) = \eta^k (\cos 2\alpha^a - 2\delta^{ak} \sin 2\alpha^a) + \varepsilon^k(\theta)$$
$$p_3^{ka}(\theta) = \eta^k (\sin 2\alpha^a + 2\delta^{ak} \cos 2\alpha^a)$$

avec :

$\varepsilon^k(\theta)$	taux de polarisation apparent du télécentrique
	condition de normalisation $\varepsilon^k(0) = 0$
η^k	taux d'extinction des polariseurs (proche de 1)

$\alpha^1 = \alpha - \pi/3$ $\alpha^2 = \alpha$ $\alpha^3 = \alpha + \pi/3$

δ^{ka} décalage des polariseurs $\delta^{ka} = \alpha^{ka} - \alpha^{k2} \pm \pi/3$ et $\delta^{k2} = 1$

Dans le cas des canaux non polarisés, il suffit de supprimer l'indice a, de poser $\eta^k = 0$ et $T^{ka} = 1$, les trois polynômes ayant donc l'expression suivante :

$$p_1^{ka}(\theta) = 1$$
$$p_2^{ka}(\theta) = \varepsilon^k(\theta)$$
$$p_3^{ka}(\theta) = 0$$

Lors de l'étalonnage de l'instrument en laboratoire, où tous les paramètres, exposés ci-dessus, sont estimés, la procédure pour séparer la basse fréquence de la haute fréquence de l'étalonnage relatif est une simple moyenne glissante sur un filtre de taille NxN pixels, c'est-à-dire :

$$\left\langle g_{lp}^{ka}\, p_{lp}^{k} \right\rangle_{NxN} = p_{l_o p_o}^{k}$$

où :

$\langle\ \rangle$ représente l'opérateur moyenne sur un fenêtre NxN

l_o, p_o pixel central de la fenêtre.

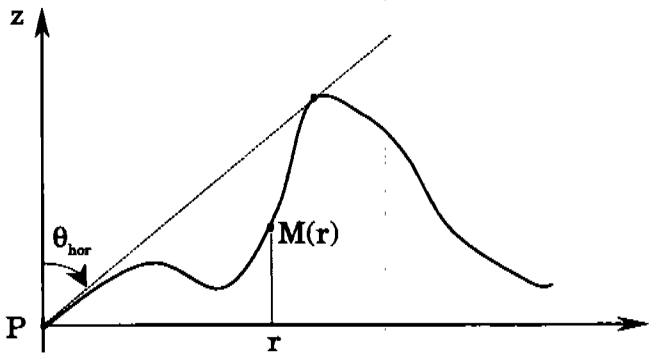
La valeur retenue pour N est de l'ordre de 15 pixels, ce qui permet de restituer la basse et la haute fréquence de façon optimum (Goloub et Lemire, 1992).

Pour réaliser l'étalonnage multi-angulaire, l'inconnue à déterminer est le polynôme $p^k(\theta)$. L'étalonnage multi-temporel consiste à évaluer le rapport $\frac{A^k(t_1)}{A^k(t_2)}$ (t_1 et t_2 étant deux moments différents) et l'étalonnage multi-bande le rapport $\frac{A^k(t_1)}{A^{k'}(t_1)}$, k et k' étant deux longueurs d'onde différentes.

ANNEXE 4 INTEGRATION DES LUMINANCES DU CIEL

Calcul de l'horizon

On définit ici l'horizon par « l'ouverture angulaire » d'un pixel vers le ciel. Il s'agit en fait de déterminer l'angle zénithal limite séparant le ciel du relief pour chaque direction azimutale. Le principe du calcul est de parcourir la demi-droite définie par le pixel P et l'angle azimutal considérés, et de déterminer le maximum de l'angle de vue du ciel ou (c'est équivalent) le minimum de l'angle zénithal de vue du relief.



Angle zénithal de l'horizon.

Dans la figure ci-dessus, r représente l'abscisse sur l'axe azimutal choisi, P étant l'origine.

Une solution informatique de ce calcul, pour un point P et un azimut donnés, pourrait se présenter de la façon suivante :

choix du pas d'incrémentation step de r (en fonction de la taille des)
initialisation de r à 0 et de θ à π/2
tant que r<R
r=r+step
si $\frac{\pi}{2} - \text{a tan}\left(\frac{z_M(r)}{r}\right) < \theta$ **alors** $\theta = \frac{\pi}{2} - \text{a tan}\left(\frac{z_M(r)}{r}\right)$
fin tant que
$\theta_{hor}=\theta$

Le problème qui apparaît immédiatement concerne la détermination de R, qui permettra de sortir de la boucle **tant que** : plus sa valeur est grande, plus le calcul de θ_{hor} tend à être précis et plus les temps de traitement deviennent importants ; au contraire, si R devient faible, les calculs seront rapides mais l'exactitude du résultat plus incertaine. Il s'agit donc de trouver le bon compromis.

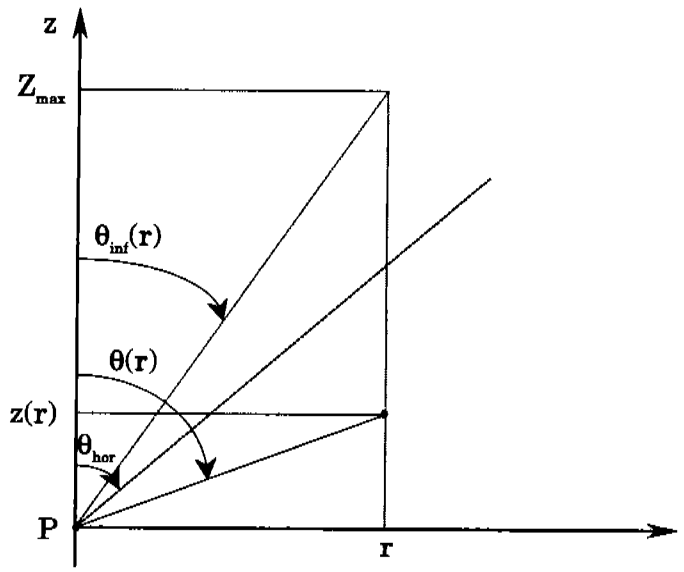
Critères d'arrêt

On propose ici une solution qui consiste non pas à déterminer une valeur préalable pour chaque boucle, mais à effectuer un test adaptatif à la situation géométrique courante, ce qui palliera ce problème de manière optimale.

Ce test est basé sur le principe suivant :

Considérons le point P de coordonnées $\begin{pmatrix} x_P \\ y_P \\ z_P \end{pmatrix}$, et soit $Z_{max} = \max_{M \in \Re}[z(M)]$, l'altitude du point culminant du modèle du terrain $\Re$. Soit également la fonction $\theta(r)$, correspondant à l'angle zénithal minimal de l'horizon observé de 0 à r.

Alors pour r=step :



Etude de la situation en r_1.

D'une part, $\theta(r) = \frac{\pi}{2} - a\tan\left(\frac{z(r) - z_P}{r}\right)$ est un majorant de θ_{hor}. D'autre part, $z(r) \le Z_{max}$, et donc $\theta_{hor} \ge \theta_{inf}(r)$ où $\theta_{inf}(r) = \frac{\pi}{2} - a\tan\left(\frac{Z_{max} - z_P}{r}\right)$. On a donc $\theta_{hor} \in [\theta_{inf}(r); \theta(r)]$.

Généralisation :

On a, pour tout r, tant que la relation $\theta_{inf}(r) \le \theta(r)$ est vérifiée, $\theta \in [\theta_{inf}(r); \theta(r)]$. Si, au contraire, on atteint une valeur r_j pour laquelle cette inégalité est inversée, étant donné que $\theta_{inf}(r)$ est une fonction strictement décroissante, cela signifie que la valeur limite θ_{hor} a elle aussi déjà été atteinte.

Le premier critère d'arrêt suggéré par ce principe est le suivant : on effectue la boucle tant que $\theta_{inf}(r) \le \theta(r)$. Le résultat obtenu sera dans ce cas exact.

Mais, si on est moins exigeant sur la précision de θ_{hor}, on peut se donner une erreur maximale tolérée δ. Dans ce cas, on n'a pas nécessairement besoin d'attendre l'inversion de l'égalité

, il suffit que la longueur de l'intervalle $[\theta_{inf}(r);\theta(r)]$ soit inférieure à 2δ. En écrivant alors $\theta_{hor} = \frac{\theta_{inf}(r)+\theta(r)}{2}$, on est sûr d'obtenir un résultat juste à $\pm\delta$.

Ainsi, un algorithme optimal pourrait s'écrire :

choix du pas d'incrémentation step de r (en fonction de la taille des pixels)
choix de la précision angulaire δ
initialisation de r à 0, de θ à $\pi/2$ et de C à 0 (C est la variable « critère vérifié »)
tant que C=0
  r=r+step
  $\theta_{inf} = \frac{\pi}{2} - a\tan\left(\frac{Z_{max} - z_P}{r}\right)$
  si $\frac{\pi}{2} - a\tan\left(\frac{z_M(r) - z_P}{r}\right) < \theta$ **alors** $\theta = \frac{\pi}{2} - a\tan\left(\frac{z_M(r) - z_P}{r}\right)$
  si $\theta_{inf} \geq \theta$ **alors**
    C=1
    $\theta_{hor}=\theta$
  sinon et si $\theta(r) - \theta_{inf}(r) \leq 2\delta$ alors
    C=1
    $\theta_{hor} = \frac{\theta_{inf}(r)+\theta(r)}{2}$
  fin si
fin tant que

Ceci permet de limiter grandement les itérations inutiles, notamment pour les points les plus élevés du relief $\Re$, et d'optimiser celles pour les points les plus bas, où la précision du résultat impose d'aller plus loin.

Intégration des luminances diffuses du ciel

Le calcul de l'éclairement diffus incident à chaque point est effectué en calculant l'intégrale (2-4). Cette intégrale est effectuée dans le repère local. Hors les luminances diffuses et les angles zénithaux indiquant les limites de l'horizon sont exprimés dans le repère lié au relief. Ainsi, la première difficulté provient du fait que des changements de repère doivent être introduits.

Les luminances diffuses du ciel (hors transmission gazeuse) sont déterminées grâce à un code de transfert radiatif (Herman et Browning, 1965). Ces luminances sont calculées dans chaque angle solide d'une demi-sphère de base horizontale échantillonée en angles solides discrets (en fait, on réalise un échantillonnage au niveau des angles zénithaux et azimutaux).

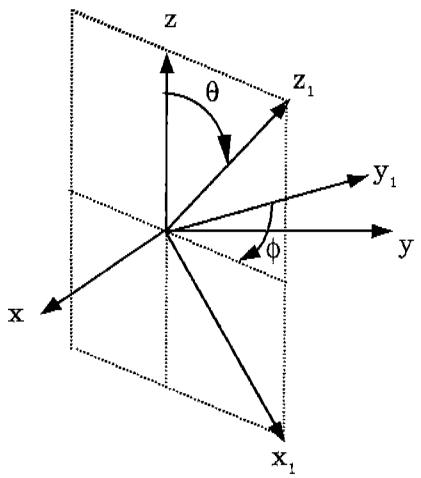
La méthode proposée pour calculer l'intégrale peut se résumer par les étapes suivantes :

- le demi-espace surplombant le point P est divisé en angles solides discrets, par un échantillonnage des valeurs des angles zénithaux et azimutaux ;

- pour chaque angle solide, sa direction correspondante dans le repère local est exprimée dans le repère fixe, lié à la topographie ;
- la luminance incidente dans cette direction est déterminée par interpolation linéaire, à partir des luminances connues (par Gauss-Seidel) ; si cette direction exprimée dans le repère lié à la topographie se trouve au dessus de la ligne d'horizon, le facteur correctif K est fixé à 1, sinon, on le calcul en accord avec les formules démontrées ;
- l'intégration se fait ensuite dans le repère lié à P, en tenant compte de l'incidence locale de la luminance.

Le premier problème à résoudre concerne donc le changement de repère. Comme on travaille avec des vecteurs, le passage du repère pixel $(\vec{x}_1,\vec{y}_1,\vec{z}_1)$ au repère fixe $(\vec{x},\vec{y},\vec{z})$ est effectué par une rotation. La matrice associée est obtenue en écrivant les coordonnées des vecteurs du repère local dans celles liées au repère fixe.

Le repère pixel est défini uniquement par la normale au point P, qui donne $\vec{z}_1$. Le vecteur $\vec{x}_1$ est choisi de façon à ce que $\vec{z}_1$, $\vec{z}$ et $\vec{x}_1$ soient coplanaires, comme le montre la figure ci-dessous :



Changement de repère

Les coordonnées des vecteurs $\vec{x}_1$, $\vec{y}_1$ et $\vec{z}_1$ dans $(\vec{x},\vec{y},\vec{z})$ sont données par :

$$\vec{x}_1 \begin{pmatrix} \cos(\theta).\sin(\phi) \\ \cos(\theta).\cos(\phi) \\ -\sin(\theta) \end{pmatrix}_{(\vec{x},\vec{y},\vec{z})}$$

$$\vec{z}_1 \begin{pmatrix} \sin(\theta).\sin(\phi) \\ \sin(\theta).\cos(\phi) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix}_{(\vec{x},\vec{y},\vec{z})}$$

$$\vec{y}_1 = \vec{z}_1 \wedge \vec{x}_1 \begin{pmatrix} -\cos(\phi) \\ \sin(\phi) \\ 0 \end{pmatrix}_{(\vec{x},\vec{y},\vec{z})}$$

d'où la matrice de passage du repère pixel au repère fixe :

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix}_{(\vec{x},\vec{y},\vec{z})} = \begin{pmatrix} \cos(\theta).\sin(\phi) & -\cos(\phi) & \sin(\theta).\sin(\phi) \\ \cos(\theta).\cos(\phi) & \sin(\phi) & \sin(\theta).\cos(\phi) \\ -\sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0' \\ y_0' \\ z_0' \end{pmatrix}_{(\vec{x}_1,\vec{y}_1,\vec{z}_1)}$$

Pour passer du repère fixe au repère local, il suffit d'inverser la matrice de rotation, c'est-à-dire prendre sa transposée.

Ensuite, pour déterminer si une direction donnée est orientée vers le ciel, il suffit de vérifier si l'angle zénithal de la direction considérée est en deçà de l'angle zénithal de l'horizon, dans l'azimut correspondant. Pour cela, une interpolation linéaire est peut-être nécessaire, étant donné que l'horizon est calculé pour des azimuts discrets.

Si la direction considéré n'est pas au dessus de l'horizon, la position de l'obstacle est obtenue par le biais d'un lancer de rayon. A partir de cette position, l'épaisseur optique du trajet peut être déterminée, et le facteur correctif K est alors calculé.

ANNEXE 5 PUBLICATIONS

« Evaluation of the different irradiance components on a rugged terrain »,
C. Miesch, X. Briottet, Y.H. Kerr, F. Cabot
Présenté à Europto 98, Barcelone, Septembre 1998.

« Radiative signal received at satellite level over a rugged and heterogeneous ground »
C. Miesch, X. Briottet, Y.H. Kerr, F. Cabot
Présenté à IGARSS'99, Hambourg, Juin-Juillet 1999.

« Comparison of simulated and measured bidirectional reflectances of a rugged surface »
C. Miesch, X. Briottet, G. Serrot
Présenté à IWMMM-2, Ispra, Septembre 1999.

« A Monte Carlo approach to solve the radiative transfer problem over mountainous and heterogeneous areas »
C. Miesch, X. Briottet, Y.H. Kerr, F. Cabot
A paraître dans Applied Optics.

« A radiative transfer solution for rugged and heterogeneous scene observations »
C. Miesch, X. Briottet, Y.H. Kerr, F. Cabot
Soumis à Applied Optics en Octobre 1999.

Résumé :

Les codes de transfert radiatif dans le système Terre-atmosphère sont déterminants pour comprendre et interpréter le signal mesuré par des instruments d'observation satellitaires. Actuellement, la problématique du transfert radiatif n'est bien maîtrisée que dans des cas simples, de scènes homogènes et planes. L'objectif des travaux menés dans cette thèse est de développer une méthode efficace de simulation d'observation de scènes hétérogènes avec relief. Pour cela, une première méthode basée sur une résolution statistique Monte Carlo a été développée, dans le but de réaliser un code de référence introduisant peu d'hypothèses simplificatrices dans le calcul. Cette méthode, consistant à simuler le trajet des photons dans l'atmosphère, est validée à l'aide d'un code de transfert établi, et de mesures de BRDF en laboratoire et en haut de l'atmosphère. Une telle méthode est cependant exigeante en temps de calcul, et ne peut être utilisée de façon usuelle. Un modèle physique du transfert radiatif prenant en compte l'hétérogénéité et le relief du sol est développé dans une seconde partie. Ce modèle est basé sur l'amélioration de méthodes performantes, utilisées pour des sols plats, et prend en compte les nouvelles composantes dues à la topographie. Des hypothèses simplificatrices sont nécessairement introduites pour permettre ou optimiser le calcul du signal en entrée du capteur. La méthode de référence Monte Carlo est alors utilisée pour les valider. Enfin, dans une dernière partie, ce nouvel outil est utilisé pour évaluer les luminances observées dans une zone d'ombre. L'analyse porte essentiellement sur les variations spectrales des phénomènes de diffusion et de réflexions sur le relief avoisinant, afin d'estimer l'éventuel intérêt d'élargir la bande panchromatique classique vers les courtes longueurs d'onde pour améliorer la qualité du signal issu d'une zone d'ombre.

Mots-clés : transfert radiatif, Monte Carlo, variabilité spatiale, topographie, réflectance bidirectionnelle, ombre.

Abstract :

Radiative transfer codes dealing with the earth-atmosphere system play a dominant role to understand and analyze the signal acquired by instruments. At present, the resolution of the radiative transfer problem is well performed by usual tools for simple ground conditions (flat and homogeneous). The objectives of this study consists of developing an efficient simulation method able to deal with both spatial heterogeneity and topography of ground surfaces. To this end, a Monte Carlo resolution method is in a first step carried out, in order to dispose of a reference code. This method is based on the statistical simulation of the paths of photons inside the earth-atmosphere system. The validity of the Monte Carlo code is checked thanks to existing radiative transfer code over simple ground surfaces, and also thanks to laboratory and top of atmosphere BRDF measurements. As such a resolution method requires very long computation times, it can not be used for operational tasks. A physical model of the radiative transfer is then developed in a second part of the work. This second code is based on classical and fast resolution methods that are extended in order to take into account relief and heterogeneity. The implementation of the physical model needs simplifying assumptions to allow and/or optimize the computation of the different components of the signal. These assumptions are then validated thanks to the Monte Carlo reference code. In a last part, this new code is applied to evaluate the radiance observed over a shaded area. The analysis is mainly devoted to the spectral variation of the scattering phenomena and the reflections on the neighborhood. The goal is to assess the interest in stretching the usual panchromatic spectral band towards short wavelengths in order to improve the signal coming from the shadow.

Keywords : radiative transfer, Monte Carlo, spatial variability, topography, bidirectional reflectance, shadow.

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE

10, avenue Édouard Belin - B.P. 4032 - 31055 TOULOUSE CEDEX 4

Téléphone : 05 62 17 80 80 - Télécopie : 05 62 17 83 30