



HAL
open science

Exploitation des nouvelles capacités d'observation de la Terre pour évaluer le rayonnement solaire incident au sol

Armel Oumbe

► **To cite this version:**

Armel Oumbe. Exploitation des nouvelles capacités d'observation de la Terre pour évaluer le rayonnement solaire incident au sol. Sciences de l'ingénieur [physics]. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2009. Français. NNT: . pastel-00005759

HAL Id: pastel-00005759

<https://pastel.hal.science/pastel-00005759>

Submitted on 16 Feb 2010

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

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

Dédicace

A toi, mère, pour ton amour,
pour les beignets koki, pour ta marche

”Ce n’est pas parce que c’est difficile que nous n’osons pas, c’est parce que nous n’osons pas
que c’est difficile” Sénèque

Remerciements

Cette thèse s'est effectuée au sein de l'équipe OMD (Observation, Modélisation, Décision) du CEP - MINES ParisTech. Je tiens à remercier chaque membre de l'équipe pour l'accueil cordial, les échanges scientifiques et techniques, la disponibilité, l'atmosphère conviviale qui est si bien entretenue. J'espère rencontrer encore dans ma carrière une telle atmosphère de travail.

J'exprime ma profonde gratitude à Lucien Wald, d'abord pour m'avoir fait confiance en me recrutant, ensuite pour m'avoir encadré avec une très grande générosité, et pour tout le temps pris pour me donner des conseils. "Monsieur le Professeur" (en souvenir du début) j'ai beaucoup appris de nos discussions sur le plan scientifique, bien sur ; mais aussi sur le plan social.

Je remercie également Philippe Blanc d'avoir co-encadré ma thèse. La formation technique que tu m'as donnée m'est précieuse. Merci aussi pour les blagues de toutes natures, la rigueur et pour le souci de voir mes problèmes se résoudre rapidement.

Merci aux autres acteurs de ma thèse : Didier Mayer pour ses remarques sur mes rapports d'avancement ; Mireille Lefèvre, Marion Schroedter-Homscheidt, Lionel Ménard, Thierry Ranchin, pour leur assistance permanente et leur disponibilité.

Je suis reconnaissant envers mes collègues du groupe "CEP-FT", de la salsa, de l'aumônerie, pour leurs questions stimulantes sur cette œuvre, je pense notamment à Bassam Ben Ticha, Benoit Gschwind, Pierre Massip, Wilfred Kepseu, Damien Friot. J'exprime aussi ma reconnaissance à tout le personnel du CEP, particulièrement à Roseline Adde-Wald dont l'aide est allée largement au delà de l'aspect administratif.

Garants de la qualité de la thèse, les membres du jury ont dû analyser le travail pendant la thèse, décider de l'organisation de la soutenance, ceci avant de faire le voyage. Je vous remercie d'avoir accepté cette responsabilité, d'y avoir consacré du temps et d'avoir critiqué mes travaux.

Je ne saurais oublier l'Université de Yaoundé I où malgré les moyens matériels limités, il nous a été offert une formation de haut niveau. Je pense particulièrement à Donatien Njomo, mon encadrant en DEA.

Une pensée affectueuse est pour mes parents (pacho et moffo) dont le soutien est inconditionnel malgré l'éloignement.

De façon plus intime, ma reconnaissance à mes amis et frères sur qui je me suis si souvent

appuyé : Alino, Bibi, Bona, Boris et Chancel, Chris, fara Hervé, Laurette, Lucie, Méeé, Mira. Merci Nico! C'était très agréable de pouvoir discuter avec toi à chaque instant depuis mon bureau.

Ces trois années ont aussi été pour moi une belle aventure culturelle. Je remercie sincèrement tous ceux qui m'ont ouvert l'esprit aux us et coutumes françaises afin de rendre mon adaptation plus facile. Je pense enfin à tous ceux qui m'ont aidé d'une quelconque manière que ce soit pendant ma thèse ou avant. "Le Puissant fit pour moi des merveilles, Saint est son nom".

Table des matières

1	Introduction générale	1
1.1	Contexte	1
1.2	Objectifs de la thèse	3
1.3	Méthodologie et plan	5
2	Nomenclature et interactions onde - atmosphère	8
2.1	Nomenclature et définitions	8
2.1.1	Grandeurs utilisées pour décrire le temps	8
2.1.2	Grandeurs utilisées pour décrire l'espace géographique	9
2.1.3	Grandeurs utilisées pour la position relative terre - soleil et angles	9
2.1.4	Autres angles et quantités associées	9
2.1.5	Grandeurs utilisées pour les constituants atmosphériques	10
2.1.6	Grandeurs utilisées pour la propagation du rayonnement électromagnétique	10
2.1.7	Eclairement - Irradiation - Emittance	12
2.1.8	Albédo et réflectance	13
2.2	Propagation du rayonnement électromagnétique	15
2.2.1	Phénomènes physiques d'atténuation	15
2.2.2	Rayonnement émis	18

3	Le rayonnement électromagnétique : du soleil à la terre	20
3.1	Introduction	20
3.2	Position du soleil par rapport à la terre	21
3.2.1	Distance terre - soleil	21
3.2.2	Déclinaison solaire	22
3.2.3	Temps solaire et temps légal	23
3.2.4	Trajectoire apparente du soleil	25
3.3	Le rayonnement solaire à la traversée de l'atmosphère	26
3.3.1	L'atmosphère : sa structure et sa composition	26
3.3.2	L'atténuation du rayonnement	28
3.4	L'équation de transfert radiatif (ETR) dans l'atmosphère	30
3.4.1	Forme générale	30
3.4.2	ETR dans une couche plane diffusante	30
3.4.3	Séparation du rayonnement en composante directe et en composante diffuse	32
3.5	Résolution de l'équation de transfert radiatif	33
3.5.1	Les approximations two-stream et delta-Eddington	33
3.5.2	La méthode des ordonnées discrètes (DISORT)	36
3.6	Les codes de transfert radiatif	37
4	Influence de l'atmosphère et de la réflectance du sol sur l'éclairement	40
4.1	Choix, hypothèses pour l'étude et calculs k-correlés	40
4.1.1	Choix et hypothèses	40
4.1.2	Calculs k-correlés	41
4.2	Paramètres influençant l'éclairement au sol	44
4.3	Estimation de l'influence des gaz atmosphériques	45
4.4	Estimation de l'influence des aérosols	48
4.5	Estimation de l'influence des nuages	51
4.5.1	Influence de l'épaisseur optique des nuages	51
4.5.2	Influence du rayon effectif des particules	52
4.5.3	Influence de l'épaisseur géométrique et de la position verticale des nuages	53
4.6	Estimation de l'influence de l'albédo du sol	57
4.7	Réflectance bidirectionnelle et ombrage inter-pixel	59

4.8	Conclusion sur les paramètres les plus influents	61
5	Heliosat-4 : une nouvelle méthode pour estimer le rayonnement au sol	64
5.1	De l'image satellitale à l'éclairement au sol : les méthodes inverses	65
5.1.1	Conversion de l'image (constituée compte numériques) en indice d'ennuage- nuagement	66
5.1.2	Conversion de l'indice d'ennuage en éclairement	66
5.2	De la composition de l'atmosphère à l'éclairement au sol : les méthodes directes	67
5.3	Heliosat-4, la nouvelle méthode	69
5.3.1	Concept ciel clair * "nuage - sol"	69
5.3.2	Diverses possibilités de calcul du rayonnement par ciel clair	71
5.3.3	Notre choix pour le calcul de l'éclairement par ciel clair	74
5.3.4	La relation double-z pour le profil vertical de l'éclairement	75
5.3.5	Extinction du rayonnement par les nuages	77
5.3.6	Prise en compte de la réflectance du sol	79
6	Validation de la méthode Heliosat-4	81
6.1	Brève description des méthodes d'extraction des paramètres atmosphériques par le DLR	81
6.1.1	Propriétés des nuages	82
6.1.2	Contenu en vapeur d'eau	83
6.1.3	Propriétés des aérosols	84
6.2	Performance de la méthode Heliosat-4	85
6.2.1	Exécution de la méthode Heliosat-4	85
6.2.2	Comparaison avec les données sol	86
6.2.3	Performances de quelques autres méthodes	92
6.3	Analyse des possibles sources d'erreurs	94
6.3.1	Les mesures sol	94
6.3.2	Qualité de l'estimation sous ciel clair	96
6.3.3	Qualité de l'estimation sous ciel couvert	100
6.4	Faiblesses actuelles de la méthode Heliosat-4	104
7	Conclusion et perspectives	107
7.1	Bilan du travail effectué	107

7.2	Vers une mise en mise en œuvre opérationnelle	111
	Bibliographie	113
A	Distribution angulaire de la diffusion	126

1.1 Contexte

La consommation mondiale d'énergie, qui était de l'ordre de 2 Gtep¹/an vers 1950, devrait passer d'environ 10 Gtep/an en 2000 à 17 Gtep/an en 2030 alors qu'on assiste à un épuisement progressif des ressources fossiles [Commission, 2003; Martin-Amouroux, 2004] . Il est donc nécessaire d'exploiter davantage d'autres sources d'énergie. Etant donné que la quantité d'énergie solaire interceptée par la terre équivaut à environ 15 000 fois les besoins énergétiques mondiaux, le rayonnement solaire est une source d'énergie offrant un fort potentiel.

Bien que le rayonnement électromagnétique émis par le soleil couvre toutes les longueurs d'onde, 98 % du rayonnement arrivant sur la terre est compris entre 0,3 μm et 4 μm [WMO, 1981] : c'est ce qu'on appelle rayonnement total, qui est intéressant pour l'essentiel des applications énergétiques. De manière générale, seul le rayonnement total global est mesuré [WMO, 1981]. De nombreux efforts sont cependant en cours pour avoir des connaissances plus détaillées sur le rayonnement arrivant au sol, comme la distribution spectrale ou les composantes diffuse et directe, afin de mieux prédire le comportement des systèmes.

Dans le réseau météorologique mondial, des stations au sol mesurent le rayonnement solaire. Différents types de données peuvent être mesurés par les stations : la durée d'insolation,

1. tep : tonnes équivalent pétrole

la couverture nuageuse, le rayonnement global et beaucoup plus rarement ses composantes directe et diffuse, ainsi que la distribution spectrale du rayonnement [WMO, 1981]. Les coûts d'investissement et de maintenance sont élevés pour chaque site et les réseaux nationaux ne comprennent souvent qu'un nombre limité de stations de mesures [Cros et al., 2004]. Par conséquent, afin de connaître le rayonnement solaire en tout point d'une zone à partir des stations de mesures, il est nécessaire de procéder à des interpolations ou des extrapolations spatiales des mesures de ces stations [Greif et al., 2000]. La précision des valeurs estimées décroît lorsque les stations sont situées dans différentes zones climatiques, lorsqu'elles sont éloignées les unes des autres, lorsqu'elles sont séparées par des structures géographiques telles que des mers, des montagnes ou des grandes concentrations urbaines, ou lorsque la station est située à l'extérieur de la région géographique définie par les stations utilisées pour l'estimation [Perez et al., 1990] [Long and Ackerman, 1995]. Il s'ensuit que la qualité des estimations n'est assurée que sur des domaines géographiques restreints. L'utilisation des mesures au sol disponibles dans le réseau météorologique mondial ne semble donc pas être une solution appropriée pour répondre pleinement aux besoins des utilisateurs [Cros et al., 2004].

Plusieurs travaux ont démontré la faisabilité de l'extraction du rayonnement solaire global incident au sol à partir des images des satellites géostationnaires à l'instar de Meteosat [Tarpley, 1979; Möser and Raschke, 1984; Cano et al., 1986; Diabaté et al., 1988; Noia et al., 1993a,b; Beyer et al., 1996; Charlock and Alberta, 1996; Colle et al., 1999; Rigollier, 2000; Mueller et al., 2004; Rigollier et al., 2004; Lefèvre et al., 2007]. En effet, ces satellites, qui ont des capteurs passifs, observent l'état de l'atmosphère ainsi que la couverture nuageuse au-dessus de la surface visée. Ces observations peuvent être utilisées pour calculer le rayonnement parvenant au sol. Parmi les différentes méthodes d'estimation du rayonnement solaire, l'une des plus populaires est la méthode Heliosat. Développée à MINES ParisTech [Cano et al., 1986; Diabaté et al., 1988], elle s'est répandue dans le monde sans doute à cause de ses propriétés de robustesse et de simplicité d'installation. Heliosat a subi des modifications multiples, traduites par une numérotation croissante.

[Beyer et al., 1996], à l'Université d'Oldenburg, mettent sur pied Heliosat-1 en améliorant le modèle de rayonnement par ciel clair. Pour améliorer la précision dans l'estimation, la fiabilité de cette estimation et faciliter l'implantation de la méthode, Heliosat-2 est conçue à MINES ParisTech [Rigollier, 2000; Rigollier et al., 2004]. Heliosat-3 est créée à l'Université d'Oldenburg et se caractérise par un modèle de rayonnement par ciel clair, appelé SolIS, qui

est une approximation des équations de transfert radiatif, d'exécution très rapide [Mueller et al., 2004]. Ces versions de Heliosat, qui sont des modèles inverses, ont en commun le fait d'être divisées en trois parties en ce qui concerne la modélisation physique : un modèle pour décrire le rayonnement au niveau du sol quand il n'y a aucun nuage (modèle de ciel clair), un modèle pour le rayonnement par ciel fortement couvert et une méthode pour combiner les résultats de ces deux modèles avec une mesure de l'état optique nuageux pour estimer le rayonnement dans le cas général. La méthode Heliosat-3 donne d'excellents résultats lorsqu'elle est comparée à des mesures faites au sol en Europe. C'est sans doute l'une des méthodes les plus efficaces actuellement (P. Ineichen, communication personnelle). Cependant, la principale limite de ces méthodes Heliosat est que, soient encore inclus des paramètres déterminés de manière empirique qui influencent de façon importante la qualité du résultat. [Lefèvre et al., 2007] a démontré qu'une erreur de 0,05 sur l'estimation de l'albédo du sol entraîne une erreur de 9 % sur l'estimation du rayonnement global au sol. De même, une erreur d'estimation de 25 % sur l'albédo des nuages peut causer jusqu'à 60 % d'erreur sur le rayonnement. Des réglages fins sont nécessaires pour obtenir de très bons résultats [Rigollier, 2000], ce qui exige une certaine expérience.

Nous concluons de l'étude bibliographique que les limites des méthodes inverses sont certainement atteintes en terme de précision, sauf pour celles qui sont spécialisées à une région précise au moyen de règles empiriques. Ces règles empiriques résultent par exemple des ajustements des résultats de Heliosat-2 aux mesures effectuées par des instruments au sol [Polo et al., 2006].

1.2 Objectifs de la thèse

Au lieu d'une approche inverse, le rayonnement au sol peut aussi être obtenu à travers la modélisation directe des différents effets atmosphériques sur le rayonnement incident et par là, la déduction de l'intensité réfléchie, transmise ou diffusée. Ceci peut se faire par un code numérique de transfert radiatif comme libRadtran [Mayer and Kylling, 2005], LowTran [Anderson et al., 1995], ou d'autres [Cojan, 1995; Vermote et al., 1997; Ricchiazzi et al., 1998]. Ces codes nécessitent des paramètres en entrées qui, en dehors de la position du soleil, concernent les propriétés optiques de l'atmosphère au-dessus du point considéré. Parmi les plus importantes sont le type d'aérosol et sa concentration, le contenu en vapeur d'eau et en ozone,

la présence de nuage et son épaisseur optique [Kuhleman and Betcke, 1995; Vermote et al., 1997]. Ces propriétés n'étaient pas disponibles de manière opérationnelle et précise jusqu'à présent. Actuellement, elles le sont grâce à de nouveaux capteurs et satellites tels que MSG², Envisat et MetOp [Mueller et al., 2002; Cros, 2004; Mueller et al., 2004; Schroedter-Homscheidt et al., 2004, 2008].

Le contexte est maintenant favorable à la conception d'une méthode directe d'évaluation avec un code de transfert radiatif. Les objectifs de cette thèse sont :

1. de développer une méthode qui exploite un code de transfert radiatif et des estimations des paramètres optiques, méthode que nous appellerons Heliosat-4, et qui puisse être exécutée de manière opérationnelle,
2. d'estimer ses performances absolues à l'aide de mesures au sol, puis de la comparer à d'autres méthodes.

L'intérêt *a priori* de cette approche par modèle direct est une espérance de gain notable en précision sur :

- l'estimation des composantes globale, directe et diffuse et du profil vertical grâce à la modélisation du rayonnement traversant l'atmosphère,
- l'estimation de la distribution spectrale du rayonnement puisque nous choisissons un modèle effectuant la résolution des équations du transfert radiatif longueur d'onde par longueur d'onde.

Un autre avantage attendu de cette méthode est de relier les efforts faits dans le domaine de l'estimation du rayonnement au sol et de ses composantes à ceux faits en optique atmosphérique. Le premier domaine pourra bénéficier des nombreuses connaissances et multiples outils disponibles en optique atmosphérique et contribuera à l'enrichissement de cette science par de nouvelles questions. Très formellement, on pourrait opposer les méthodes Heliosat-0, -1, -2, et -3 à la nouvelle méthode, Heliosat-4, sur le thème "inverse / direct". Les premières sont inverses, c'est-à-dire que les données d'entrée sont des images satellitales dont les comptes numériques résultent de l'ensemble des interactions rayonnement-atmosphère-sol, et que la méthode en déduit le rayonnement. Heliosat-4 est au contraire une modélisation directe des interactions, aboutissant à l'estimation du rayonnement. Cependant, effectuer cette opposition a un côté artificiel, car ce serait oublier que les entrées de Heliosat-4 résultent eux-mêmes de modèles inverses.

2. MSG : Meteosat Seconde Génération

1.3 Méthodologie et plan

Avant de s'intéresser aux difficultés scientifiques et techniques pour la réalisation et l'évaluation de la méthode Heliosat-4, nous présentons au chapitre 2 des notions fondamentales, interactions onde - atmosphère, puis paramètres astronomiques (position relative terre - soleil) et physiques (atténuation atmosphérique), dont dépend le rayonnement solaire à un lieu et en un instant donné. Nous y présentons aussi nomenclatures et définitions des différents paramètres physiques et mathématiques utilisés au long de ce manuscrit.

Dans le chapitre 3, nous présentons les paramètres astronomiques (position relative terre - soleil) et physiques (atténuation atmosphérique) dont dépend le rayonnement solaire à un lieu et en un instant donné. Une description de l'équation de transfert radiatif, régissant la propagation du rayonnement dans l'atmosphère, et de deux méthodes de résolution de celle-ci, qui seront utilisées dans Heliosat-4, y est faite. Nous terminons le chapitre par une description succincte de quelques codes simulant, à partir de l'étude théorique des phénomènes physiques, le transfert radiatif dans l'atmosphère.

Les codes de transferts radiatifs précis sont complexes et prennent en compte un grand nombre de paramètres, comme les caractéristiques spectrales des gaz atmosphériques, des aérosols, des nuages, du sol, types d'interaction, méthodes de résolution. Ces paramètres ont des influences plus ou moins importantes sur les résultats et la précision de ces résultats dépend fortement de la qualité des données d'entrée. Malgré les récentes avancées dans l'estimation opérationnelle des paramètres optiques de l'atmosphère, tous ces paramètres sont inconnus ou mal connus. Certains sont connus de manière quart-horaire (nuages), d'autres quotidiennement (ozone, vapeur d'eau, profils atmosphériques), d'autres plus sporadiquement (aérosols). Si elles sont disponibles, ces quantités le sont à des résolutions spatiales différentes. L'albédo du sol et le contenu en vapeur d'eau ne peuvent pas être déterminés pour des pixels nuageux, ce qui limite leurs disponibilités spatiales. On a donc affaire à un ensemble de données hétérogènes vis-à-vis des caractéristiques suivantes :

- couverture spatiale,
- pas d'échantillonnage spatial,
- support spatial d'information,
- fréquence d'échantillonnage temporel,
- support temporel d'information,
- précision.

La première étape pour l'établissement de la méthode Heliosat-4 est de définir l'ensemble des paramètres disponibles opérationnellement et leurs attributs, puis d'évaluer, au moyen d'une étude de sensibilité, à quel point les incertitudes affectant un paramètre, y compris son absence, pourrait nous écarter du résultat correct, c'est-à-dire en supposant tous les paramètres connus avec une très grande précision. Ceci permettra d'identifier les paramètres à connaître absolument avec une haute résolution spatiale ou temporelle, ceux pour lesquels on peut utiliser une résolution plus faible, et ceux pour lesquels on peut se contenter de valeurs moyennes. Pour cette étude de sensibilité, qui sera présentée au chapitre 4, nous utilisons libRadtran qui est utilisé comme référence [Bernhard et al., 2002; Bais et al., 2003; Balis et al., 2004; Mueller et al., 2004; Bais et al., 2005; Kylling et al., 2005; Ineichen, 2006; Lohmann et al., 2006; Thiel et al., 2007].

Le deuxième défi pour l'élaboration de la méthode Heliosat-4 est le temps d'exécution du code de transfert radiatif et / ou l'espace de stockage. Les codes de transfert radiatif sont généralement lents d'exécution. Or nous voulons obtenir les valeurs de rayonnement en temps quasi-réel pour chaque pixel des images Meteosat. Les images couvrent l'Europe, l'Afrique et l'océan Atlantique et comportent environ 9 millions de pixels ; la fréquence d'acquisition des images MSG est de 15 min. L'utilisation du code libRadtran pour chaque pixel et chaque quart d'heure prendrait environ 500 h sur un ordinateur standard pour une journée. Des solutions alternatives existent, comme des tables pré-calculées, qui, par contre exigent un grand espace de stockage. Un plus grand espace encore serait nécessaire pour stocker les différentes caractéristiques du rayonnement pour plusieurs longueurs d'onde.

La conception de la méthode Heliosat-4 est influencée par ces contraintes, par les moyens mis en œuvre pour un temps de calcul acceptable et une précision des résultats satisfaisante ainsi que d'autres choix opérationnels sur sa mise en œuvre, sa maintenance, ses possibles évolutions et par l'exploitation prévue des éclaircissements ainsi calculés. Cette conception, présentée au chapitre 5, s'appuie fortement sur l'étude de sensibilité menée au chapitre 4.

En particulier, nous avons prouvé que l'éclairement au sol peut être calculé, avec une précision satisfaisante, comme le produit de l'éclairement par ciel clair avec un albédo du sol nul et de l'ensemble "extinction due aux nuages et augmentation par rétrodiffusion due à l'albédo du sol". Ce découplage permet de définir deux modèles bien disjoints dont les entrées et les sorties ont des caractéristiques d'échantillonnage et de support différentes ; nous pourrions ainsi plus facilement nous accommoder des estimations disponibles des paramètres optiques.

La disponibilité des données d'aérosol et de vapeur d'eau est assez faible. Nous disposons d'une valeur par jour et avec une résolution spatiale de 50 km. Les paramètres nuageux, sont quant à eux, obtenus tous les quarts d'heure et à chaque 3 km. Ainsi, la méthode Heliosat-4 est constituée de deux modèles. Le premier modèle calcule l'éclairement par ciel clair et pour un albédo nul à une résolution spatiale de 50 km et avec des entrées (vapeur d'eau, aérosol, ozone, profil atmosphérique) de résolution journalière. Il utilise le code de transfert radiatif libRadtran et des approximations de type analytique pour : l'atténuation de l'éclairement par l'ozone, le profil journalier de l'éclairement et le profil vertical de l'éclairement. Le second modèle détermine les caractéristiques de l'éclairement, à chaque quart d'heure et chaque 15 km en utilisant les propriétés des nuages et de l'albédo du sol et les résultats du premier modèle. Pour cela, il intègre l'approximation à deux flux pour le transfert radiatif à travers les nuages et l'hypothèse d'une suite infinie de diffusion entre l'atmosphère et le sol.

Le chapitre 6 traite des entrées utilisées, et présente la première validation de la méthode Heliosat-4 avec des mesures sol. Cette validation est faite pour quatre stations météorologiques situées en Europe et en Afrique du nord, et pour des éclairements totaux direct et global en valeur horaire. Les résultats obtenus sont encourageants, au regard des méthodes opérationnelles actuelles. Nous y discutons des sources d'erreurs observées et des voies d'amélioration de la méthode.

Nomenclature et interactions onde - atmosphère

2.1 Nomenclature et définitions

Nous présentons ici les grandeurs utilisées dans la suite de ce document.

2.1.1 Grandeurs utilisées pour décrire le temps

d numéro du jour de l'année, qui varie de 1 (1^{er} janvier) à 365 (31 décembre) ou 366 pour une année bissextile.

D_j durée astronomique du jour j ou durée du jour en l'absence de masque.

j angle journalier (en radian), défini par $j = d2\pi/365,2422$.

n_0 temps en jours, compté de 0 h le 1er janvier jusqu'à l'équinoxe du printemps à la longitude 0 pendant l'année y .

t temps.

t_1 temps en jours compté à partir de l'équinoxe du printemps.

t_L temps légal : temps officiel accepté légalement au sein d'un état. Généralement lié de manière simple au temps universel.

t_{TSM} temps solaire moyen : temps défini selon les coordonnées angulaires d'un soleil fictif qui serait animé d'une vitesse constante.

t_{TST} temps solaire vrai : temps défini selon les coordonnées vraies du soleil.

t_{TU} temps universel : temps solaire moyen du méridien de Greenwich.

y année.

2.1.2 Grandeurs utilisées pour décrire l'espace géographique

Φ latitude géographique.

Φ_c latitude géocentrique.

l longitude.

z altitude du site.

2.1.3 Grandeurs utilisées pour la position relative terre - soleil et angles

δ déclinaison solaire : angle entre la direction terre-soleil à midi (lorsque le soleil est au plus haut dans le ciel) et le plan de l'équateur.

ϵ excentricité : correction relative de la distance terre - soleil (sans unité).

θ_s angle zénithal du soleil.

γ_s hauteur angulaire du soleil au dessus de l'horizon ($\gamma_s = \pi/2 - \theta_s$).

ψ_s azimut du soleil.

ω_h angle horaire : arc de la trajectoire solaire comprise entre le soleil et le plan méridien du lieu.

ω_{sr}, ω_{ss} respectivement angle horaire correspondant au lever, coucher du soleil.

ω_t angle journalier compté à partir de l'équinoxe du printemps.

r, r_0 distance terre - soleil, moyenne annuelle de la distance terre - soleil

2.1.4 Autres angles et quantités associées

α_p, β_p angles caractérisant l'orientation de la pente locale, respectivement en azimut et en inclinaison.

ϕ angle azimuthal relatif entre le soleil et le satellite, depuis la position de l'observateur.

φ azimut de la direction de propagation.

θ angle d'incidence par rapport à la normale à la surface.

θ_s, θ_v angle zénithal solaire, angle zénithal satellitaire.

μ, μ_s cosinus de l'angle zénithal, cosinus de l'angle zénithal solaire.

Θ angle de diffusion.

Ω angle solide (en sr), analogue tridimensionnel de l'angle plan. Il mesure la grandeur apparente sous laquelle un objet apparaît à un observateur.

2.1.5 Grandeurs utilisées pour les constituants atmosphériques

α coefficient d'Angström.

$\beta, \tau_{aer\ 550\ nm}$ respectivement épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde 1000 nm, et à 550 nm.

τ, τ_{aer}, τ_c respectivement épaisseur optique de la colonne atmosphérique, des aérosols, des nuages.

ρ_m densité de la matière.

n nombre de particules.

r_{eff} rayon effectif des particules.

cc fraction de couverture nuageuse pour un pixel donnée.

ic nuage à cristaux de glace.

cc nuage à gouttellettes d'eau.

S surface.

TWC quantité d'eau qui pourrait être obtenue si toute l'eau contenue dans une colonne d'atmosphère de base unité était condensée et précipitée. Elle est exprimée en kg m^{-2} , qui correspond approximativement à 1 mm.

2.1.6 Grandeurs utilisées pour la propagation du rayonnement électromagnétique

λ longueur d'onde.

k_l nombre d'onde, $k_l = 2\pi/\lambda$.

ν fréquence de la radiation de longueur d'onde λ .

ϵ émissivité.

ς transmittivité.

k coefficient d'absorption.

σ coefficient de diffusion.

a, a_{aer} coefficient d'atténuation, coefficient d'atténuation des aérosols. C'est la somme du coefficient d'absorption et du coefficient de diffusion :

$$a = k + \sigma \quad (2.1)$$

ω albédo de simple diffusion. C'est la fraction de rayonnement diffusé par rapport au rayonnement atténué. Il représente la probabilité pour un photon d'être diffusé et est donné par

$$\omega = \sigma/a \quad (2.2)$$

g paramètre d'asymétrie.

σ_e section efficace d'atténuation.

ρ_{sph} albédo sphérique de l'atmosphère.

n, w_j nombre de points de quadrature, $j^{ème}$ coefficient (ou poids) de la quadrature.

$\tilde{\omega}_l$ constante du polynôme de Légendre.

p fonction de phase pour la diffusion

E_{em}, H_{em} champ électrique, champ magnétique.

δ fonction delta de Dirac.

r distance (aussi utilisé comme vecteur position et comme rayon).

n_c indice d'ennuage.

K_c indice de ciel clair : rapport entre l'éclairement observé E et l'éclairement qu'on devrait obtenir si le ciel était clair $E^{clearsky}$, $K_c = E/E^{clearsky}$.

K_T indice de clarté : rapport entre l'éclairement observé E et l'éclairement incident au sommet de l'atmosphère E_{toa} , $K_T = E/E_{toa}$.

T_L trouble de Linke : nombre d'atmosphères pures et sèches (sans aérosols, vapeur d'eau, ni nuages) nécessaires pour reproduire la même atténuation du rayonnement extraterrestre que celle obtenue par l'atmosphère réelle.

T transmittance : rapport de la luminance transmise L_T par la couche dans la direction (θ, φ) par la luminance incidente dans la direction (θ_i, φ_i) (voir figure 2.1).

$$T(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi) = L_T(\theta, \varphi)/L(\theta_i, \varphi_i) \quad (2.3)$$

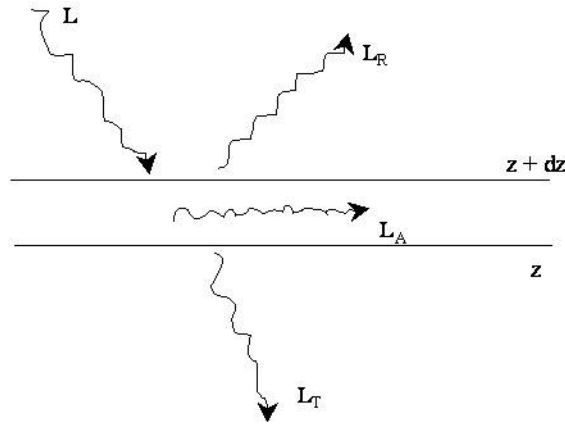


FIGURE 2.1 – rayonnement à la traversée d'un milieu semi-transparent d'épaisseur dz
 Le rayonnement atteignant une surface, peut être réfléchi (L_R), absorbé (L_A) ou transmis (L_T).

2.1.7 Eclaircissement - Irradiation - Emittance

P flux (W) : le flux représente une puissance rayonnée, soit l'énergie Q quittant, ou arrivant sur, une surface donnée par unité de temps ($P = dQ/dt$).

L luminance, radiance en anglais, ($W m^{-2} sr^{-1}$) : quantité de flux par unité d'angle solide reçue par unité de surface :

$$L(\theta, \varphi) = d^2P/(d\Omega dS \cos \theta) = dI/dS \cos \theta \quad (2.4)$$

La luminance est une quantité fondamentale et très pratique pour caractériser la distribution du rayonnement dans un environnement. Tout autre terme s'en déduit. Si la luminance est indépendante de la direction ($L(\theta, \varphi) = L$), la surface est dite lambertienne.

I intensité (W sr^{-1}) : quantité d'énergie transportée dans une direction par unité de temps et unité d'angle solide ($I = dP/d\Omega$). Si l'intensité est la même dans toutes les directions, la source est dite isotrope.

E éclairement, irradiance en anglais, (W m^{-2}) : puissance rayonnée reçue par unité de surface. C'est la somme sur une hémisphère des rayonnements éclairant la surface normalisée par cette surface. Il est donné par :

$$E = dP/dS = \int \int_{\text{hémisphère}} L(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega \quad (2.5)$$

E_{global} , E_{direct} , E_{diffus} et E^{clearsky} désignent respectivement l'éclairement global, direct, diffus et par ciel clair.

E_{direct} est l'éclairement due au rayonnement arrivant à la cible en direction de la source et E_{diffus} celui due aux photons qui, partis de la source ont suivi d'autres chemins avant de parvenir à la cible. $E_{\text{global}} = E_{\text{direct}} + E_{\text{diffus}}$.

E_0 éclairement normal extraterrestre : éclairement sur une surface perpendiculaire aux rayons solaires, à la limite supérieure de l'atmosphère.

E_{sc} constante solaire : moyenne annuelle de l'éclairement normal extraterrestre E_0 ; $E_{sc}=1367\text{Wm}^{-2}$.

E_{toa} éclairement au sommet de l'atmosphère sur un plan horizontal.

M émittance, exitance en anglais, (W m^{-2}) : puissance émise ou réfléchi par unité de surface d'une source étendue, dans tout le demi-espace déterminé par cette unité de surface. C'est l'analogue de l'éclairement qui, lui, concerne la puissance reçue tandis que l'émittance définit la puissance quittant.

H irradiation (J m^{-2}) : synonyme de dose de rayonnement. Obtenue par intégration de l'éclairement par rapport au temps, durant une période définie.

2.1.8 Albédo et réflectance

ρ réflectance. La réflectance exprime la probabilité pour le rayonnement venant d'une direction spécifique (θ, φ) d'être réfléchi dans une autre direction spécifique (θ_r, φ_r) ,

$$\rho(\theta_r, \varphi_r; \theta, \varphi) = \frac{L_r(\theta_r, \varphi_r)}{L_i(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega} \quad (2.6)$$

Cette quantité étant difficilement mesurable, on utilise très souvent le facteur de réflectance bidirectionnel ρ_f .

ρ_f facteur de réflectance bidirectionnel : rapport de la luminance effectivement réfléchie L_r par la surface dans la direction (θ, φ) , à la luminance que réfléchirait un diffuseur idéal parfaitement lambertien $L_{r,idéal}$ (le rayonnement diffusé est identique dans toutes les directions). ρ_f est donné par

$$\rho_f(\theta_r, \varphi_r; \theta, \varphi) = L_r(\theta_r, \varphi_r) / L_{r,idéal} \quad (2.7)$$

La réflectance et le facteur de réflectance bidirectionnel sont liés par une relation simple :

$$\rho = \rho_f / \pi$$

$\bar{\rho}$ albédo. L'albédo est défini comme la fraction du rayonnement solaire incident réfléchi par une surface, intégré sur les directions d'observation. L'albédo peut être

- hémisphérique (réflectance bi-hémisphérique *BHR*) c'est-à-dire intégré sur toutes les directions d'illumination. Il est aussi appelé "white-sky albedo" et est le rapport de l'éclairement ascendant E_{global}^+ à l'éclairement descendant E_{global} :

$$BHR = \frac{E_{global}^+}{E_{global}} \quad (2.8)$$

- ou directionnel (réflectance hémisphérique directionnelle *DHR*), c'est-à-dire pour une direction d'illumination ou un angle zénithal solaire donné. Il est aussi appelé "black-sky albedo" et est donné par

$$DHR(\theta, \varphi) = \frac{1}{\pi} \int \int_{\text{hémisphère}} \rho_f(\theta_r, \varphi_r; \theta, \varphi) \cos \theta_r d\Omega_r \quad (2.9)$$

DHR est souvent utilisé permet d'évaluer la part de rayonnement réfléchi provenant du rayonnement direct incident.

Tout au long de ce document, lorsque la précision n'est pas faite, l'albédo $\bar{\rho}$ désigne *BHR*.

ρ_{cloud} albédo des nuages les plus brillants.

ρ_{sat} albédo planétaire ou vu par le satellite.

Dans la suite du document, les grandeurs suivies d'un indice " λ " sont monochromatiques et celles suivies d'un exposant "0" sont les grandeurs de corps noir.

2.2 Propagation du rayonnement électromagnétique

2.2.1 Phénomènes physiques d'atténuation

Une onde électromagnétique plane est donnée par :

$$\begin{cases} E_{em}(r, t) = E_0 \exp(ik \cdot r - i\omega t) \\ H_{em}(r, t) = H_0 \exp(ik \cdot r - i\omega t) \end{cases} \quad (2.10)$$

E_{em} et H_{em} sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique, k est le nombre d'onde, ω est la fréquence angulaire (un nombre complexe), r est le vecteur position et $i = (-1)^{1/2}$. L'intensité de l'onde étant proportionnelle au carré de l'amplitude, elle décroît avec la distance parcourue par l'onde. Ainsi, l'intensité I ayant traversé un milieu d'épaisseur r est plus faible que l'intensité I_0 incidente. En effet, l'action d'une particule sur le rayonnement crée une atténuation de ce dernier dans sa direction de propagation. Cette atténuation est causée par deux effets : l'absorption d'une partie du rayonnement et la diffusion du faisceau. La diffusion est due aux phénomènes de diffraction, de réfraction et de réflexion (Figure 2.2). La relation entre I et I_0 est donnée par

$$I/I_0 = \exp(-\varsigma r) \quad (2.11)$$

ς est la transmittivité et I/I_0 est la transmittance.

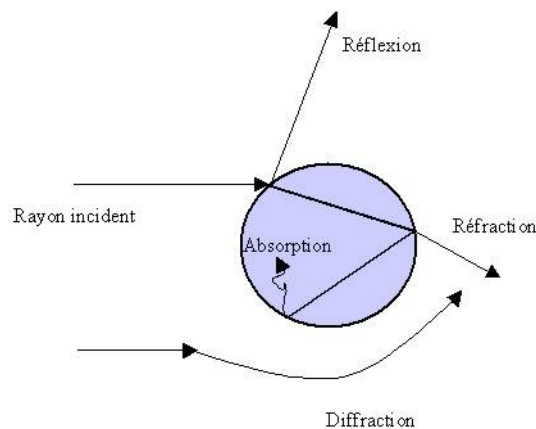


FIGURE 2.2 – interaction rayonnement-matière

2.2.1.1 Absorption

Conformément aux principes de la mécanique quantique, il y aura absorption (ou émission) si l'énergie du photon est égale à l'énergie correspondant à un arrangement moléculaire ou atomique. On vérifie alors une équation de type $h\nu = \Delta Q$, où $h\nu$ est l'énergie du photon et ΔQ l'énergie de la transition. L'absorption se fera donc pour des valeurs discontinues de longueur d'onde appelée raies d'absorption. La nature de la transition dépend de la longueur d'onde du rayonnement incident : les ultraviolets produisent une dissociation des molécules, les rayons visibles causent une transition entre les niveaux d'énergie correspondant aux configurations électroniques, les infrarouges provoquent une transition vibrationnelle et les micro-ondes une transition rotationnelle. L'absorption par un corps de longueur dr , vu sous un angle solide Ω , créera une variation en intensité du rayonnement incident [Houghton, 1986] (figure 2.3) :

$$dL_{\lambda a}(r, \Omega) = -k_{\lambda}\rho_m L_{\lambda}(r, \Omega)dr \quad (2.12)$$

où ρ_m est la densité de la matière, k_{λ} est le coefficient d'absorption de la couche gazeuse pour la longueur d'onde λ , qui dépend de la température et de la pression du milieu.

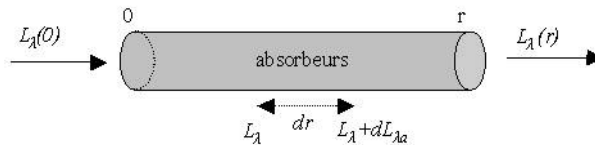


FIGURE 2.3 – atténuation du rayonnement par absorption

2.2.1.2 Diffusion

Lorsqu'une onde se propage dans un milieu homogène, elle conserve sa forme, seules sa direction et sa vitesse de propagation sont modifiées. Or la rencontre entre l'onde et une particule ayant des propriétés électriques et magnétiques différentes de celle du milieu environnant distord le front d'onde. Cette perturbation a deux aspects : d'une part, l'onde plane incidente diminue d'intensité et d'autre part, à une distance grande par rapport à la longueur d'onde et au rayon de la particule, une nouvelle onde sphérique est observée. L'énergie de cette nouvelle onde est appelée énergie de diffusion. Il s'agit du phénomène physique de diffusion.

L'intensité de la diffusion dépend de la longueur d'onde du faisceau incident, de l'indice complexe de la réfraction, de la taille et de la morphologie des particules. Physiquement, la

particule agit comme une nouvelle source en renvoyant l'énergie reçue dans toutes les directions, dont celle incidente. La distribution angulaire de la diffusion, ou fonction de phase [voir Annexe A], indique la probabilité relative pour un photon d'être diffusé dans une direction quelconque. La distribution angulaire de la diffusion dépend étroitement du rapport entre la taille de la particule et la longueur d'onde de l'onde incidente. Dans l'atmosphère, les particules responsables de la diffusion couvrent les tailles allant des molécules gazeuses ($\approx 10^{-8}$ cm) aux particules nuageuses (≈ 1 cm). Pour une diffusion isotrope, la fonction de phase est circulaire. Une petite particule anisotrope diffuse de façon égale dans les directions avant et arrière. Plus la taille de la particule est grande, plus l'énergie est diffusée vers l'avant dans la direction incidente (figure 2.4). Dans l'atmosphère, les directions avant et arrière sont souvent privilégiées au détriment des directions perpendiculaires.

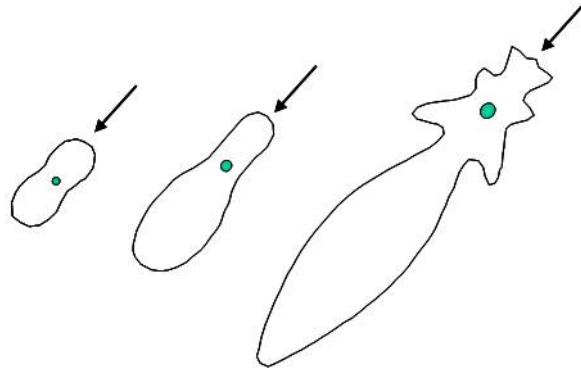


FIGURE 2.4 – distributions angulaires typiques des diffusions en fonction de la taille de la particule diffusante [Liou, 1980]

De façon générale, la diffusion contribue à une atténuation du rayonnement dans la direction incidente. Comme pour l'absorption, nous aurons :

$$dL_{\lambda d}(r, \Omega) = -\sigma_{\lambda} \rho_m L_{\lambda}(r, \Omega) dr \quad (2.13)$$

où σ_{λ} est le coefficient monochromatique de diffusion. Au contraire, pour les autres directions, il se produit un gain d'intensité. Lorsque le rayonnement en provenance d'une direction quelconque $\Omega(\theta_i, \varphi_i)$ est diffusé dans la direction de propagation $\Omega(\theta, \varphi)$, il se produit une augmentation de luminance :

$$dL_{\lambda dg}(r, \Omega) = \frac{\sigma_{\lambda} \rho_m dr}{4\pi} L_{\lambda}(r, \Omega_i) p(\lambda, \Omega_i, \Omega) d\Omega_i \quad (2.14)$$

où p est la fonction de phase. Afin de prendre en compte la contribution à L de la diffusion des rayons incidents provenant de toutes les directions, on intègre sur tous les angles solides élémentaires $d\Omega_i$, et on obtient ainsi la variation totale d'intensité due à la diffusion gain :

$$dL_{\lambda dg}(r, \Omega) = \frac{\sigma_{\lambda} \rho_m dr}{4\pi} \int_{d\Omega_i=4\pi} L_{\lambda}(r, \Omega_i) p(\lambda, \Omega_i, \Omega) d\Omega_i \quad (2.15)$$

2.2.2 Rayonnement émis

La matière émet et absorbe en permanence du rayonnement électromagnétique. Le processus d'émission est lié à l'agitation moléculaire interne de la matière, agitation qui dépend du matériau mais surtout de la température. La théorie de l'électromagnétisme classique indique que la longueur d'onde du rayonnement émis dépend de l'accélération subie par les particules. Comme toutes les valeurs d'accélération sont possibles, chaque molécule fournit une certaine énergie radiative dont les niveaux d'énergie statistiques prennent toutes les valeurs. La distribution en longueur d'onde est donc uniforme et le rayonnement est dit à spectre continu. L'émission thermique des solides est référencée à la notion théorique de corps noir, défini comme un objet capable d'absorber totalement tout rayonnement incident, quelle que soit sa longueur d'onde [Gaussorgues, 1989]. L'émission spectrale L_{λ} du corps noir est décrite par la loi de Planck :

$$L_{\lambda}^0 = \frac{2hc^2 \lambda^{-5}}{\exp(\frac{hc}{k\lambda T}) - 1} \quad (2.16)$$

où T est la température et λ la longueur d'onde. Le soleil est assimilable à un corps noir de température 6000 K et l'éclairement au sommet de l'atmosphère est proche de l'émittance d'un corps noir de même température [Liou, 1980; Perrin and Vauge, 1982] (figure 2.5). Les températures d'émission de la terre sont de l'ordre de 240 K à 320 K et celles de l'atmosphère sont plus encore basses [Perrin and Vauge, 1982]. La figure 2.5 représente l'émittance du corps noir, $M_{\lambda}^0(T) = L_{\lambda}^0(T)$, pour approcher les rayonnements émis par la terre et par le soleil.

On voit que les valeurs maximales d'émittance sont obtenues respectivement pour des longueurs d'onde d'environ 10 μm et 0,5 μm , et que de part et d'autre de ces valeurs, l'émittance décroît fortement avec la longueur d'onde. D'après la loi de Wien, la valeur maximale de l'émittance d'un corps noir est obtenue à la longueur d'onde λ_m telle que $\lambda_m T = 2898 \mu m K$. Selon cette même loi, 99 % de la puissance émise par un corps noir l'est dans l'intervalle

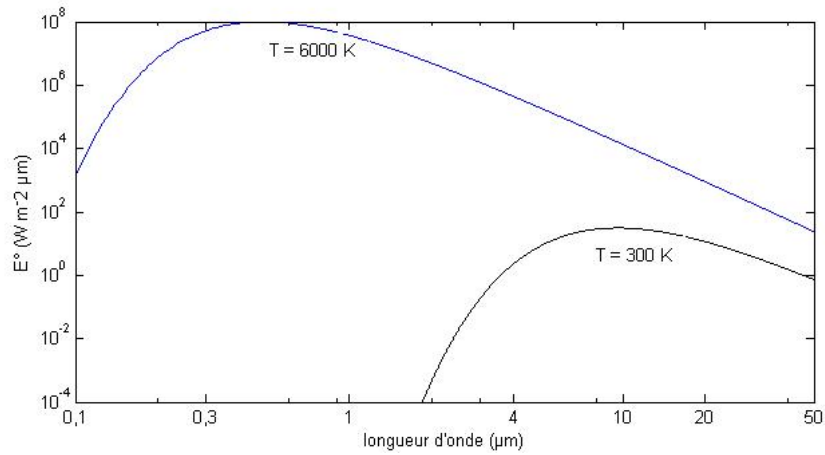


FIGURE 2.5 – Distribution spectrale de l'émittance de deux corps noirs de température 300 K (terre) et 6000 K (soleil)

$[0,5 \lambda_m - 10 \lambda_m]$. Ainsi les émittances de la terre et de l'atmosphère sont négligeables dans le domaine $[0,3 \mu\text{m}, 4 \mu\text{m}]$. C'est pourquoi nous négligeons la luminance émise par l'atmosphère pour un élément dr :

$$dL_{\lambda \text{émis}}(r, T) = \epsilon_\lambda(r) L_\lambda^0(r, T) dr \quad (2.17)$$

où $\epsilon_\lambda(r)$ est l'émissivité monochromatique du gaz.

Le rayonnement électromagnétique : du soleil à la terre

3.1 Introduction

Situé au centre du système solaire, le soleil est, pour la terre, la source de lumière et de chaleur rendant celle-ci apte à la vie organique. Il est essentiellement composé d'hydrogène et d'hélium. Compte tenu des températures et des pressions énormes qui y règnent, toute la matière se trouve à l'état de gaz ou de plasma. La photosphère, couche externe du soleil, a une température relativement plus faible et l'émittance du soleil est assimilable à celle d'un corps noir d'une température d'environ 6000 K. Cette énergie émise est appelée rayonnement solaire. Le rayonnement électromagnétique émis par le soleil couvre un très large intervalle de longueurs d'onde, depuis les rayons X et jusqu'à l'infrarouge lointain, mais 99,9 % de l'énergie se situe entre $0,2 \mu\text{m}$ et $8 \mu\text{m}$. La puissance émise par le soleil sous forme de rayonnement électromagnétique est évaluée à $1,8 \cdot 10^{14}$ kW. L'angle solide sous lequel le soleil est vu de la terre est d'environ $0,68 \cdot 10^{-4}$ sr. Ainsi, notre planète intercepte environ deux milliardièmes du rayonnement émis par le soleil. En dehors de l'énergie géothermique, toutes les formes d'énergie disponibles dans le système terre-atmosphère résultent de la transformation du rayonnement solaire [Grüter et al., 1986]. Au sommet de l'atmosphère, la répartition de cette puissance n'est pas homogène du fait que la terre est en orbite autour du soleil, et de l'inclinaison du plan équatorial de la terre par rapport au plan orbital qui varie selon la latitude et les saisons. Avant

d'atteindre le sol, le rayonnement incident est fortement influencé par l'atmosphère terrestre, à travers des interactions de type absorption et diffusion. La valeur de l'éclairement en un point du sol et à un instant donné dépend non seulement de la position du soleil, mais aussi de l'état optique de l'atmosphère. Nous décrirons dans ce chapitre les phénomènes physiques intervenant lors du parcours du rayonnement électromagnétique depuis le soleil jusqu'au sol en traversant l'atmosphère. Nous présenterons ensuite quelques méthodes d'évaluation de l'éclairement à partir de l'équation de transfert radiatif.

3.2 Position du soleil par rapport à la terre

La terre subit deux types de déplacement : la révolution de la terre autour du soleil, qui détermine les saisons, et la rotation de la terre sur elle-même autour de l'axe des pôles, qui est à l'origine de la succession des jours et des nuits. Il est bien sûr possible de déterminer la position du soleil sur la voûte céleste en fonction du temps et de la position de l'observateur sur la terre. La variation de cette position est connue depuis longtemps, de même que tous les phénomènes physiques discutés ci-après. Pour ceux-là, plusieurs équations ont été proposées par exemple par [Iqbal, 1983; Greif et al., 2000; Wald, 2007; Grena, 2008]. Ici, nous utilisons les équations de [Greif et al., 2000] et [Wald, 2007].

3.2.1 Distance terre - soleil

La distance terre - soleil varie au cours de l'année (figure 3.1). Elle vaut en moyenne annuelle 1 ua, soit $149598 \cdot 10^3$ km. Elle atteint le maximum peu après le solstice d'été (1,017 ua) et le minimum au solstice d'hiver (0,983 ua). Elle dépend du numéro d du jour de l'année, qui varie de 1 (1^{er} janvier) à 365 (31 décembre) ou 366 pour une année bissextile. Pour une année quelconque, l'angle journalier j , en radian, est défini comme suit [Wald, 2007] :

$$j = d2\pi/365,2422 \tag{3.1}$$

L'angle journalier est quasi-nul le 1^{er} janvier (0,0172), égal à π le 1er juillet et à 2π le 31 décembre. La distance terre-soleil, r , est donnée par

$$(r/r_0)^2 = 1 + \epsilon \tag{3.2}$$

où r_0 est la distance en moyenne annuelle. La correction relative ϵ peut être exprimée par :

$$\epsilon \approx 0,3344 \cos(j - 0,049) \quad (3.3)$$

avec une précision suffisante pour les applications pratiques du rayonnement solaire d'après [Greif et al., 2000]. ϵ est compris entre -0,03 et +0,03.

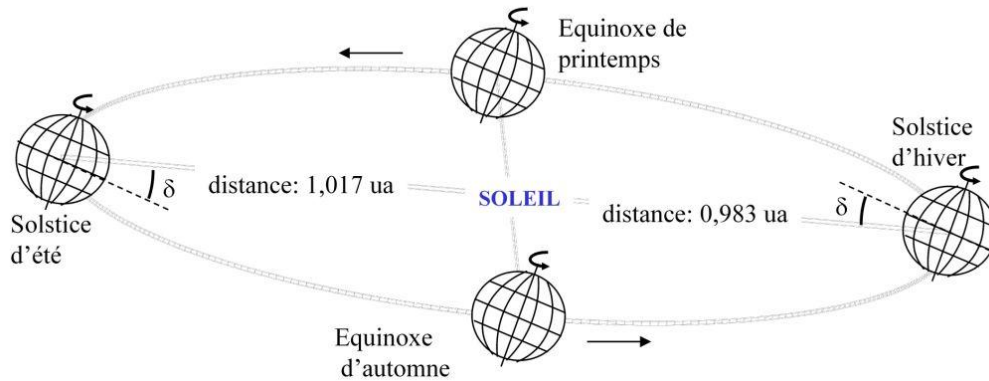


FIGURE 3.1 – mouvements de rotation de la Terre (d'après [Perrin and Vauge, 1982])

L'éclairement en moyenne annuelle sur une surface perpendiculaire aux rayons solaires, à la limite supérieure de l'atmosphère, est désigné par le terme " constante solaire " et par le symbole E_{sc} . La valeur admise de E_{sc} a varié au cours des années avec l'accroissement de la précision des instruments de mesure. Aujourd'hui, la valeur 1367 W m^{-2} est adoptée avec une incertitude de 0,15 % due à l'activité solaire [Wald, 2007]. Puisque la quantité de rayonnement solaire reçue par la terre dépend de la distance terre-soleil, l'éclairement extraterrestre E_0 pour un jour donné d est calculé à partir de la constante solaire E_{sc} en utilisant la correction ϵ .

$$E_0(d) = E_{sc}(1 + \epsilon(d)) \quad (3.4)$$

Il faut noter ici que la distance terre-soleil est tellement grande que l'on peut considérer que les rayons du soleil sont tous parallèles à tout instant.

3.2.2 Déclinaison solaire

C'est l'angle, noté δ , entre la direction terre-soleil à midi (lorsque le soleil est au plus haut dans le ciel) et le plan de l'équateur. La déclinaison varie de façon sinusoïdale au cours de l'année : elle atteint ses deux valeurs extrêmes au solstice d'hiver ($-23,45^\circ$) et au solstice d'été

($+23,45^\circ$), et s'annule aux équinoxes. Elle peut être déterminée à partir de d , de la longitude l (exprimée en rad) et de l'année y de la manière suivante [Greif et al., 2000]. Soit n_0 le temps en jours, compté de 0 h le 1er janvier jusqu'à l'équinoxe du printemps à la longitude 0 pendant l'année y ; soient t_1 et ω_t , respectivement le temps en jours et l'angle journalier, comptés à partir de l'équinoxe du printemps. ($\lfloor x \rfloor$ est la fonction partie entière de la variable x)

$$n_0 = 78,8946 + 0,2422(y - 1957) - \lfloor (y - 1957)/4 \rfloor \quad (3.5)$$

$$t_1 = -0,5 - l/(2\pi) - n_0 \quad (3.6)$$

$$\omega_t = 2\pi((d + t_1)/365,2422) \quad (3.7)$$

La déclinaison est donnée par

$$\delta = b_1 + b_2 \sin(\omega_t) + b_3 \sin(2\omega_t) + b_4 \sin(3\omega_t) + b_5 \cos(\omega_t) + b_6 \cos(2\omega_t) + b_7 \cos(3\omega_t) \quad (3.8)$$

avec $b_1 = 0,0064979$, $b_2 = 0,4059059$, $b_3 = 0,0020054$, $b_4 = -0,0029880$, $b_5 = -0,1132296$, $b_6 = 0,0063809$, $b_7 = 0,0003508$.

3.2.3 Temps solaire et temps légal

La rotation régulière de la terre sur elle-même, autour de l'axe des pôles, détermine la succession des jours et des nuits. Une rotation complète de la terre correspond à 24 h, en moyenne. Le temps ainsi défini est appelé temps solaire moyen (TSM) et noté t_{TSM} . Dans ce document, le temps est donné en heure (h) décimale, sauf indication contraire. A chaque heure correspond donc un écart angulaire en longitude de $2\pi/24$ rad, soit 15 degrés de longitude. Réciproquement, 1 degré de longitude correspond à $1/15$ h, soit 4 min. C'est ainsi que le temps n'est pas le même en tout point de la terre; la différence de temps entre la longitude 0 et la longitude est égal à $12l/\pi$ h. Le globe terrestre est divisé en 24 fuseaux horaires qui diffèrent entre eux par addition d'une heure quand on va vers l'est. La référence de temps est le temps

universel (TU), qui est le temps t_{TSM} à la longitude 0, et est noté t_{TU} . Pour une longitude donnée, t_{TU} est lié à t_{TSM} par

$$t_{TSM} = t_{TU} + 12l/\pi \quad (3.9)$$

Le système de temps de référence est en fait le Temps Universel Coordonné (TUC). La différence entre TU et TUC est d'une seconde environ par jour, c'est-à-dire que dans une journée, une heure peut ne pas contenir 3600 s suite au réajustement du temps. Etant donné cette faible différence, nous utiliserons le système TU avec des jours de 24 h, chaque heure faisant 3600 s. Le temps légal est le temps officiel adopté par une nation ; il peut être parfois appelé heure locale. Il est égal au temps solaire moyen plus ou moins un écart dépendant du fuseau horaire et des heures d'été. Par exemple, en France, le temps légal en hiver est le temps universel augmenté de 1 h, alors qu'en été le décalage est de 2 h. Dans les pays qui couvrent plusieurs fuseaux horaires, il y a plus de différences entre le temps légal et le temps solaire moyen.

A cause de la trajectoire elliptique de la terre autour du soleil, la vitesse angulaire de la terre varie légèrement pendant l'année. Ainsi, bien que la terre tourne très régulièrement autour d'elle-même, les passages du soleil au méridien d'un lieu donné ne se succèdent pas exactement à 24 h d'intervalle, et le midi vrai peut varier autour de 12 h TSM selon l'époque de l'année. Cette variation peut atteindre 17 min. Le temps déterminé chaque jour par la position réelle du soleil dans le ciel est appelé temps solaire vrai (TSV), et noté t_{TSV} , ou parfois temps local apparent. Ce qui peut prêter à confusion. La différence entre t_{TSV} et t_{TSM} est appelée équation du temps et est donnée en heure par [Wald, 2007] :

$$t_{TSV} - t_{TSM} \cong -0,128 \sin(j - 0,04887) - 0,165 \sin(2j + 0,34383) \quad (3.10)$$

A la notion de TSV se rattache celle d'angle horaire du soleil, ω , qui est l'arc de la trajectoire solaire comprise entre le soleil et le plan méridien du lieu. L'angle horaire du soleil décrit la rotation de la terre autour d'elle-même, avec une variation de $2\pi/24$ rad par heure. Il est négatif le matin, positif l'après-midi et nul à midi lorsque le soleil se trouve dans le méridien local. ω est donné par la relation :

$$\omega = 2\pi((t_{TSV} - 12)/24) = \pi((t_{TSV} - 12)/12) \quad (3.11)$$

3.2.4 Trajectoire apparente du soleil

La géométrie du soleil est définie par la connaissance de deux angles : l'angle zénithal θ_s et l'azimut ψ_s , qui dépendent de la latitude géographique Φ , de la longitude l et du temps. La latitude géographique Φ est l'angle que fait la normale à l'ellipsoïde de référence avec le plan équatorial. C'est la latitude de la plupart des cartes. La latitude géocentrique Φ_c est l'angle que fait la direction centre de la terre - lieu avec le plan équatorial. Elle est surtout employée en astronomie. La terre n'est pas une sphère parfaite. Son rayon à partir des pôles est $R_{pole} = 6356,752$ km tandis que celui à partir de l'équateur est $R_{equateur} = 6378,137$ km. Ceci crée une différence entre les deux latitudes Φ et Φ_c , correspondant à une erreur sur la distance nord-sud d'environ 21 km au maximum. La latitude géocentrique est donnée par [Greif et al., 2000] :

$$\tan \Phi_c \cong (R_{pole}/R_{equateur})^2 \tan \Phi \quad (3.12)$$

L'angle zénithal solaire θ_s est l'angle formé par la direction du soleil et la verticale du lieu considéré. Son angle complémentaire est la hauteur angulaire du soleil γ_s . γ_s est l'angle entre le plan horizontal au lieu d'observation et la direction terre-soleil. θ_s peut être calculé à partir de la relation [Perrin and Vauge, 1982; Greif et al., 2000; Wald, 2007] :

$$\cos \theta_s = \sin \Phi_c \sin \delta + \cos \Phi_c \cos \delta \cos \omega \quad (3.13)$$

L'angle horaire, noté ω_{ss} , correspondant au coucher du soleil s'obtient en posant $\theta_s = \pi/2$ dans la relation ci-dessus, soit

$$\omega_{ss} = \cos^{-1}(-\tan \Phi_c \tan \delta) \quad (3.14)$$

Notons que l'angle horaire correspondant au lever du soleil est égal à $-\omega_{ss}$. La connaissance de ω_{ss} permet de calculer la durée astronomique du jour j , D_j , ou durée du jour en l'absence de masque. En effet :

$$D_j = 24\omega_{ss}/\pi \quad (3.15)$$

D_j étant en h. L'azimut du soleil ψ_s est l'angle compris entre le méridien du lieu et le plan

vertical passant par le soleil. Il peut être évalué par l'équation suivante [Wald, 2007] :

$$\sin \psi_s = -\cos \delta \sin \omega / \sin \theta_s \quad (3.16)$$

3.3 Le rayonnement solaire à la traversée de l'atmosphère

Environ 98 % du rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère est compris dans l'intervalle de longueur d'onde $[0,3,4] \mu\text{m}$ [Wald, 2007]. Les systèmes de conversion de l'énergie solaire sont, sauf exception, sensibles aux longueurs d'onde inférieures à $3 \mu\text{m}$. C'est aussi dans cet intervalle qu'interviennent le plus significativement les interactions entre l'atmosphère et le rayonnement solaire. Nous nous intéresserons principalement à cet intervalle. Nous appellerons rayonnement solaire total, le rayonnement solaire intégré sur les longueurs d'onde de l'intervalle $[0,3,4] \mu\text{m}$. Lors de leur progression dans l'atmosphère, les rayons solaires sont interceptés par un grand nombre de particules dont les dimensions varient du dixième de nanomètre (molécules) à quelques centimètres (particules précipitantes). Les ondes électromagnétiques subissent alors des phénomènes de diffusion (réflexion, réfraction et diffraction), provoquant une dispersion du rayonnement dans toutes les directions, et d'absorption (une partie de l'énergie incidente interceptée étant convertie en une autre forme d'énergie).

3.3.1 L'atmosphère : sa structure et sa composition

L'atmosphère peut être considérée comme une couche concentrique maintenue par gravité autour du globe terrestre en rotation. Sa pression est directement proportionnelle à sa densité et inversement proportionnelle à sa température [Liou, 1980]. La pression et la densité y décroissent presque exponentiellement avec l'altitude et le profil de température délimite l'atmosphère en plusieurs zones : la troposphère, la stratosphère, la mésosphère et la thermosphère [Howard, 1990]. La troposphère (entre 0 km et 15 km) contient presque toute la masse d'air et de vapeur d'eau. C'est la plus dense des couches et les variations de pression y sont notables. Le plus important processus photochimique dans l'atmosphère est celui de la formation et de la destruction de l'ozone qui est formé dans la stratosphère (de 10 km à 50 km) et dans la mésosphère (de 50 km à 80 km) [Houghton, 1986]. Les profils verticaux d'atmosphère montrent qu'environ 99,99 % de sa masse est comprise dans les 70 premiers kilomètres.

Les nuages sont des amas de vapeur d'eau, en suspension dans l'atmosphère, qui se condensent autour de particules microscopiques ($1\ \mu\text{m}$ à $100\ \mu\text{m}$ de diamètre) pouvant être de différente nature (cristaux de sable ou de sel, suies volcaniques, particules de poussières, etc.) et de provenance diverse. Ils sont parfois appelés brume ou brouillard lorsqu'ils sont en contact avec le sol. Les nuages recouvrent en permanence près de 70 % de la surface terrestre et jouent un rôle majeur dans le bilan radiatif terrestre du système terre - atmosphère [Rossow and Schiffer, 1999]. D'une part, ils réfléchissent une partie du rayonnement solaire incident vers l'espace. D'autre part, ils absorbent une partie du rayonnement thermique émis par la terre et le réémettent avec une température plus faible en direction du sol [Liou, 1980].

Les aérosols sont des fines particules liquides ou solides en suspension dans l'atmosphère, de dimensions comprises entre quelques fractions de nanomètre et $100\ \mu\text{m}$. Ils sont d'origine naturelle (cendres volcaniques, poussières désertiques, embruns marins) et humaine (fumées d'industrie, particules issues de la combustion des combustibles fossiles, de la déforestation ou de feux agricoles, condensation de composés gazeux), ce qui induit une grande diversité de leurs propriétés dans le temps et l'espace et en fonction des conditions météorologiques.

A l'exception de quelques constituants provenant des activités humaines ou naturelles locales, la composition globale de l'atmosphère est presque la même en tout point du globe. Du point de vue du volume, l'atmosphère est surtout composée d'azote (78 %) et d'oxygène (21 %) (tableau 3.1). L'intensité de l'absorption du rayonnement par les gaz ne dépend pas seulement de la quantité de ceux-ci dans l'atmosphère, mais aussi du coefficient d'absorption de chaque molécule. C'est ainsi que les gaz influençant majoritairement le rayonnement solaire sont l'oxygène, l'ozone, la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone [Vermote et al., 1997; Liou, 1980].

L'essentiel des interactions entre l'atmosphère et le rayonnement solaire se passe dans la troposphère et la stratosphère et est principalement influencé par les nuages, les aérosols et les gaz atmosphériques. La figure 3.2 schématise ces processus et leur influence relative, une fois intégrée sur l'ensemble des longueurs d'onde. Une partie du rayonnement est atténuée par les gaz, les aérosols et les nuages. En moyenne, un tiers du rayonnement est réfléchi vers l'espace par les nuages et le sol ou rétrodiffusé par les constituants de l'atmosphère. Environ la moitié du rayonnement est absorbée par la surface terrestre et océanique.

Constituants permanents		Constituants variables	
Gaz	% par volume	Gaz	% par volume
Azote (N ₂)	78,084	Vapeur d'eau (H ₂ O)	0 - 0,04
Oxygène (O ₂)	20,934	Ozone (O ₃)	0 - 12 10 ⁻⁴
Argon (Ar)	0,033	Dioxyde de soufre (SO ₂)*	0,001 10 ⁻⁴
Dioxyde de carbone (CO ₂)	18,18 10 ⁻⁴	Dioxyde d'azote (NO ₂)	0,001 10 ⁻⁴
Néon (Ne)	5,24 10 ⁻⁴	Ammoniac (NH ₃)*	0,004 10 ⁻⁴
Krypton (Kr)	1,14 10 ⁻⁴	Oxyde nitrique (NO)*	0,0005 10 ⁻⁴
Xénon (Xe)	0,089 10 ⁻⁴	Acide sulfhydrique (H ₂ S)	0,00005 10 ⁻⁴
Hydrogène (H ₂)	0,5 10 ⁻⁴	Acide nitrique (HNO ₃)	traces
Méthane (CH ₄)	1,5 10 ⁻⁴		
Oxyde nitreux (N ₂ O)*	0,27 10 ⁻⁴		
Monoxyde de carbone (CO)*	0,19 10 ⁻⁴		

TABLE 3.1 – constituants de l'atmosphère (d'après le modèle U.S. Standard Atmosphere, 1976)[Liou, 1980]. * : concentration près de la surface de la terre

3.3.2 L'atténuation du rayonnement

Les effets atmosphériques résultent de deux processus, l'absorption et la diffusion, exercées conjointement par les deux constituants majeurs de l'atmosphère : les gaz et les aérosols. Les différents types d'aérosols contribuent de façon variable à l'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère : cette contribution est sensiblement plus élevée pour les aérosols d'origine anthropique, tels que les suies de carbone, que pour la plupart des aérosols d'origine naturelle (liquides, poussières). Elle est dans l'ensemble plus faible que l'absorption gazeuse.

L'absorption du rayonnement électromagnétique dans notre domaine d'intérêt [0,3, 4] μm s'effectue essentiellement par les gaz atmosphériques. Elle est sélective et concerne des bandes de longueur d'onde réparties de façon discrète dans le spectre solaire. Chaque gaz possède des raies d'absorption caractéristiques.

Dans l'ultraviolet, le principal absorbant est l'ozone (O₃) : il absorbe pratiquement tout le rayonnement de longueur d'onde inférieure à 0,3 μm . La variation de la concentration d'ozone a une influence sur l'intensité du rayonnement solaire au sol limitée aux très courtes longueurs d'onde. Dans des longueurs d'onde visibles, moins de 1 % du rayonnement solaire est absorbé lorsque le soleil se trouve au zénith. Les molécules responsables de cette faible absorption sont l'ozone et l'oxygène. Dans l'infrarouge, le rayonnement solaire est absorbé principalement par la vapeur d'eau et le gaz carbonique, créant des discontinuités dans le spectre solaire de cette région.

Le type de diffusion dépend du rapport entre la longueur d'onde du rayonnement et le diamètre des particules comme on l'a vu précédemment. Pour les particules de diamètres très inférieurs à la longueur d'onde, essentiellement l'azote et l'oxygène, la théorie de Rayleigh peut

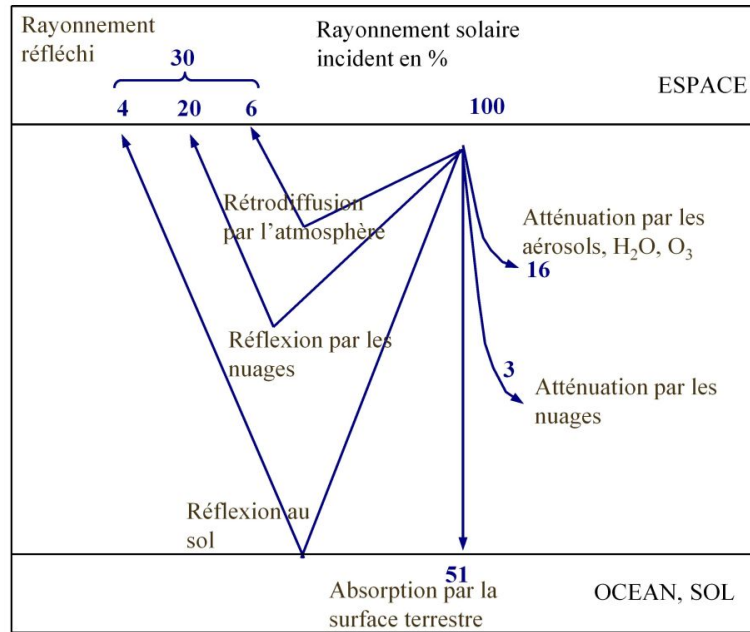


FIGURE 3.2 – schéma des principaux processus se produisant dans l'atmosphère [Grüter et al., 1986]. Leur influence relative y est portée en pourcentage

s'appliquer. En moyenne, en prenant en compte la course du soleil et les différentes longueurs d'onde, environ 13% de rayonnement solaire incident subissent la diffusion de Rayleigh [Houghton, 1986]. Lorsque la taille des particules est du même ordre de grandeur que les longueurs d'onde, comme pour la vapeur d'eau et les aérosols, la théorie de Mie peut s'appliquer.

En ce qui concerne les nuages, de façon générale, les particules les constituant sont caractérisées par des dimensions notablement supérieures aux longueurs d'onde ultraviolets et visibles. C'est ainsi que dans ce domaine du spectre solaire la diffusion par les nuages est indépendante de la longueur d'onde [Perrin and Vauge, 1982].

Le tableau suivant résume la contribution des différents constituants atmosphériques à l'atténuation du rayonnement.

constituants	diffusion	absorption
ozone	négligeable	très forte pour $\lambda < 0,3 \mu\text{m}$
gaz (autre que l'ozone)	forte et croit en λ^{-4} avec la décroissance de la longueur d'onde	faible
vapeur d'eau	négligeable	forte pour $\lambda > 0,65 \mu\text{m}$
aérosols	en λ^{-a} avec $0 < a < 4$	faible
nuages	forte et indépendante de λ	faible

TABLE 3.2 – résumé de la contribution des différents constituants atmosphériques à l'atténuation du rayonnement (d'après [Wald, 2007])

3.4 L'équation de transfert radiatif (ETR) dans l'atmosphère

3.4.1 Forme générale

Par la somme des contributions en absorption (équation 2.12) et en diffusion (équations 2.13 et 2.15), on obtient la variation totale de luminance à la sortie d'un volume élémentaire d'atmosphère (rappelons que l'émission du rayonnement est négligeable pour le domaine spectral qui nous intéresse) :

$$dL_\lambda(r, \Omega) = dL_{\lambda a}(r, \Omega) + dL_{\lambda d}(r, \Omega) + dL_{\lambda dg}(r, \Omega) \quad (3.17)$$

En introduisant le coefficient d'atténuation (équation 2.1) et en remplaçant les différentes luminances par leurs expressions respectives, on obtient

$$\frac{1}{a_\lambda \rho_m} \frac{dL_\lambda(r, \Omega)}{dr} = -L_\lambda(r, \Omega) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi a_\lambda} \int_{\Omega_i=4\pi} L_\lambda(r, \Omega_i) p(\lambda, \Omega_i, \Omega) d\Omega_i \quad (3.18)$$

En notation vectorielle, l'équation de transfert radiatif (ETR) se présente sous la forme suivante :

$$\frac{1}{a_\lambda \rho_m} (\vec{r}, \vec{\nabla}) L_\lambda(r, \Omega) = -L_\lambda(r, \Omega) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi a_\lambda} \int_{\Omega_i=4\pi} L_\lambda(r, \Omega_i) p(\lambda, \Omega_i, \Omega) d\Omega_i \quad (3.19)$$

où $\vec{\nabla}$ est l'opérateur gradient. Cette notation permet de choisir facilement un système de coordonnées selon la symétrie du problème. Par exemple, en coordonnées cartésiennes, l'ETR s'écrit :

$$\frac{1}{a_\lambda \rho_m} (\cos \theta_x \frac{\partial}{\partial x} + \cos \theta_y \frac{\partial}{\partial y} + \cos \theta_z \frac{\partial}{\partial z}) L_\lambda(r, \Omega) = -L_\lambda(r, \Omega) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi a_\lambda} \int_{\Omega_i=4\pi} L_\lambda(r, \Omega_i) p(\lambda, \Omega_i, \Omega) d\Omega_i \quad (3.20)$$

3.4.2 ETR dans une couche plane diffusante

Pour étudier le transfert radiatif dans un volume d'atmosphère élémentaire, on peut considérer ce volume comme étant une couche plane parallèle [Coakley and Chylek, 1975; Liou, 1980; Jiménez-Aquino and Varela, 2005]. Ici, l'atmosphère est considérée comme étant homo-

gène sur le plan horizontal et varie uniquement suivant la direction verticale ($0z$). La position et l'orientation d'un rayon électromagnétique à un instant donné sont repérées par l'altitude z et par les angles zénithal θ et azimutal φ . L'ETR (équation 3.20) devient alors :

$$\frac{\cos \theta}{a_\lambda(z)\rho_m} \frac{L_\lambda(z, \theta, \varphi)}{dz} = -L_\lambda(z, \theta, \varphi) + \frac{\sigma_\lambda(z)}{4\pi a_\lambda(z)} \int_{\Omega_i=4\pi} L_\lambda(z, \Omega_i) p(\lambda, \Omega_i, \Omega) d\Omega_i \quad (3.21)$$

où l'indice λ représente la longueur d'onde. Au lieu de regarder la couche verticale d'atmosphère traversée, il est plus simple de parcourir le chemin lumineux emprunté par le rayon. C'est ainsi que nous introduisons la profondeur optique τ_λ de l'atmosphère, définie par :

$$\tau_\lambda(z) = \int_z^\infty \rho_m a_\lambda(z') dz' \quad (3.22)$$

L'indice λ sera omis dans la suite pour alléger l'écriture. Une autre simplification d'écriture consiste à utiliser le cosinus de l'angle zénithal : $\mu = \cos \theta$, où $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ et μ est par conséquent positif. Ainsi, les luminances montantes et descendantes seront exprimées respectivement par $L(\tau, \mu, \varphi)$ et $L(\tau, -\mu, \varphi)$ (figure 3.3).

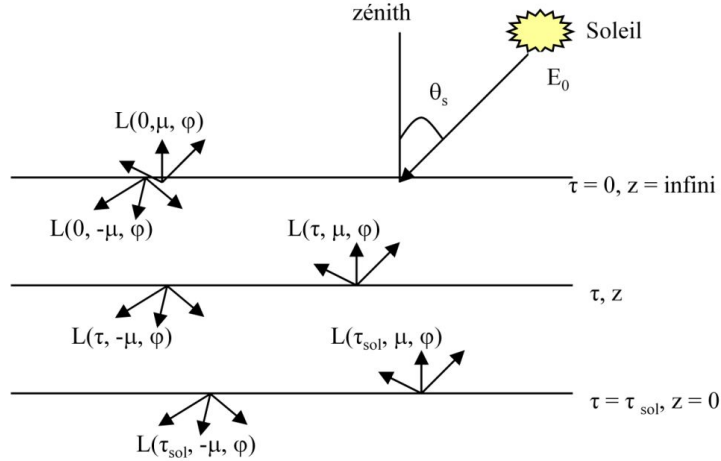


FIGURE 3.3 – luminances montante et descendante dans un volume élémentaire d'atmosphère

En introduisant l'albédo de simple diffusion (équation 2.2), l'équation 3.21 donne :

$$\mu \frac{L(\tau, \mu, \varphi)}{d\tau} = L(\tau, \mu, \varphi) - \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 L(\tau, \mu', \varphi') p(\mu', \varphi', \mu, \varphi) d\varphi' d\mu' \quad (3.23)$$

avec μ' et φ' les cosinus des angles zénithal et azimutal correspondants au rayonnement diffusé.

Puisque le flux radiatif a des propriétés angulaires symétriques, [Liou, 1980] admet que les

détails de la variation angulaire de la luminance n'ont pas une grande influence sur sa valeur.

Sachant que

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} L(\tau, \mu, \varphi) d\varphi = L(\tau, \mu) \quad (3.24)$$

l'ETR pour le rayonnement moyenné sur l'azimut est donnée par :

$$\mu \frac{dL(\tau, \mu)}{d\tau} = L(\tau, \mu) - \frac{\omega(\tau)}{2} \int_{-1}^1 L(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' \quad (3.25)$$

Pour obtenir une integration comprise entre $0 \leq \mu \leq 1$, l'équation ci-dessus peut être écrite de la façon suivante :

$$\mu \frac{dL(\tau, \mu)}{d\tau} = L(\tau, \mu) - \frac{\omega(\tau)}{2} \left[\int_0^1 L(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' + \int_0^1 L(\tau, -\mu') p(\mu, -\mu') d\mu' \right] \quad (3.26)$$

3.4.3 Séparation du rayonnement en composante directe et en composante diffuse

Puisque nous négligeons l'émission du rayonnement par le système terre-atmosphère, on peut écrire la luminance comme une somme

$$L = L_{direct} + L_{diffus} \quad (3.27)$$

où L_{direct} est la luminance due au rayonnement arrivant à la cible en direction de la source et L_{diffus} celle due aux photons qui, partis de la source ont suivi d'autres chemins avant de parvenir à la cible. Le rayonnement direct est le rayonnement observé dans la direction du soleil. En première approximation, on peut considérer que ce rayonnement ne subit qu'une atténuation (c'est-à-dire une absorption et une seule diffusion) lors de sa propagation. En réalité, il faudrait aussi tenir compte des photons déjà diffusés une fois et réintégrant le faisceau dans la direction du soleil. L'équation de transfert radiatif est ici :

$$-\mu \frac{dL_{direct}(\tau, -\mu)}{d\tau} = L_{direct}(\tau, -\mu) \quad (3.28)$$

D'où

$$L_{direct}(\tau, -\mu) = E_0 \delta(-\mu - \mu_s) \exp(-\tau/\mu) \quad (3.29)$$

où δ est la fonction de Dirac, E_0 est l'éclairement extra-atmosphérique, $\mu_s = \cos \theta_s$ est le cosinus de l'angle zénithal du rayonnement (extra-atmosphérique) arrivant à la limite supérieure de l'atmosphère. Ainsi, le rayonnement direct pour tous les angles zénithaux (ou l'éclairement) est donné par

$$E_{direct}(\tau) = \int_0^{-1} L_{direct}(\tau, -\mu) \mu d\mu = E_{toa} \mu_s \exp(-\tau/\mu_s) \quad (3.30)$$

En introduisant les équations 3.29 et 3.27 dans 3.25, on obtient l'équation de transfert radiatif pour les luminances diffuses qui peut s'écrire comme suit :

$$\begin{aligned} \mu \frac{dL_{diffus}(\tau, \mu)}{d\tau} &= L_{diffus}(\tau, \mu) - \frac{\omega}{4\pi} p(-\mu_s, \mu) E_0 \exp(-\tau/\mu_s) \\ &\quad - \frac{\omega(\tau)}{2} \int_{-1}^1 L_{diffus}(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' \end{aligned} \quad (3.31)$$

3.5 Résolution de l'équation de transfert radiatif

L'équation de transfert radiatif pour l'atmosphère est de type intégro-différentiel, ce qui rend sa résolution analytique compliquée. C'est ainsi que des techniques de résolution approchée sont très souvent utilisées. Nous décrivons précisément :

1. les approximations "à deux flux" et "delta-Eddington" parce que nous les utiliserons pour la méthode Heliosat-4, présentée au chapitre 5, pour réaliser notre propre modèle d'atténuation du rayonnement solaire à la traversée d'un nuage,
2. et la méthode des ordonnées discrètes parce que c'est la méthode de résolution de l'ETR que nous exploiterons au sein du solveur LibRadtran que nous choisissons pour Heliosat-4 afin d'effectuer le calcul du rayonnement par ciel clair.

3.5.1 Les approximations two-stream et delta-Eddington

La méthode à deux flux (two-stream approximation) et l'approximation delta-Eddington sont bien connues [Coakley and Chylek, 1975; Joseph and Wiscombe, 1976; Liou, 1980; Pa-

ris, 1985; Pereira et al., 2000; Jiménez-Aquino and Varela, 2005; Kylling et al., 2005]. Elles prennent en compte un nombre restreint de paramètres, s'exécutent rapidement et donnent des résultats avec une précision satisfaisante. Le principe de la méthode à deux flux est que le rayonnement diffus est décomposable en flux par unité de surface (ou éclaircissement) montant E_{diffus}^+ et descendant E_{diffus}^- donnés par :

$$\begin{cases} E_{diffus}^+(\tau) = \int_{\Omega^+} L_{diffus}(\tau, \Omega) \cos \theta d\Omega = 2\pi \int_0^1 L_{diffus}(\tau, \mu) \mu d\mu \\ E_{diffus}^-(\tau) = \int_{\Omega^-} L_{diffus}(\tau, \Omega) \cos \theta d\Omega = 2\pi \int_0^1 L_{diffus}(\tau, -\mu) \mu d\mu \end{cases} \quad (3.32)$$

L'équation 3.31 peut être décomposée en deux équations, une pour le flux montant et une pour le flux descendant

$$\begin{aligned} \mu \frac{dE_{diffus}^+}{d\tau} &= 2\pi \int_0^1 L_{diffus}(\tau, \mu) d\mu + \frac{\omega}{2} p(-\mu_s, \mu) E_0 \exp(-\tau/\mu_s) \\ &\quad - \pi\omega \int_0^1 \int_{-1}^1 L_{diffus}(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' d\mu \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{dE_{diffus}^-}{d\tau} &= -2\pi \int_0^1 L_{diffus}(\tau, -\mu) d\mu - \frac{\omega}{2} p(-\mu_s, -\mu) E_0 \exp(-\tau/\mu_s) \\ &\quad + \pi\omega \int_0^1 \int_{-1}^1 L_{diffus}(\tau, \mu') p(\mu, -\mu') d\mu' d\mu \end{aligned} \quad (3.34)$$

Les équations (3.33) et (3.34) peuvent être résolues en supposant l'atmosphère divisée en plusieurs couches homogènes horizontales caractérisées chacune par une épaisseur optique [Kylling et al., 1995]. De la même façon que la fonction de phase, la luminance diffuse peut être approchée par les termes du polynôme de Legendre, soit :

$$L_{diffus}(\tau, \mu) = \sum_{l=0}^N L_{diffusl}(\tau) P_l(\mu) \quad (3.35)$$

L'approximation d'Eddington est obtenue pour $N = 1$; les équations 3.35 et A.8 donnent :

$$\begin{aligned} L_{diffus}(\tau, \mu) &= L_{diffus0}(\tau) + \mu L_{diffus1}(\tau) \\ p(\mu, \mu') &= 1 + 3g\mu\mu' \end{aligned} \quad (3.36)$$

Ainsi, le système 3.32 devient

$$\begin{cases} E_{diffus}^+(\tau) = \pi(L_{diffus\ 0}(\tau) + \frac{2}{3}L_{diffus\ 1}(\tau)) \\ E_{diffus}^-(\tau) = \pi(L_{diffus\ 0}(\tau) - \frac{2}{3}L_{diffus\ 1}(\tau)) \end{cases} \quad (3.37)$$

et les équations 3.33 et 3.34 après intégration deviennent

$$\begin{cases} \frac{dL_{diffus\ 1}}{d\tau} = 3(1 - \omega)L_{diffus\ 0} - \frac{3\omega}{4\pi}E_0 \exp(-\tau/\mu_s) \\ \frac{dL_{diffus\ 0}}{d\tau} = (1 - \omega g)L_{diffus\ 1} - \frac{3\omega}{4\pi}g\mu_s E_0 \exp(-\tau/\mu_s) \end{cases} \quad (3.38)$$

La résolution du système 3.38, en déterminant séparément les solutions homogènes et les solutions particulières, permet d'écrire le système 3.37 comme suit :

$$\begin{cases} \frac{E_{diffus}^+(\tau)}{\pi} = (1 - 2p/3)C \exp(-\alpha\tau) + (1 + 2p/3)D \exp(\alpha\tau) + (A - 2B/3)\frac{E_0}{\pi} \exp(-\tau/\mu_s) \\ \frac{E_{diffus}^-(\tau)}{\pi} = (1 + 2p/3)C \exp(-\alpha\tau) + (1 - 2p/3)D \exp(\alpha\tau) + (A + 2B/3)\frac{E_0}{\pi} \exp(-\tau/\mu_s) \end{cases} \quad (3.39)$$

avec

$$\begin{aligned} \alpha^2 &= 3(1 - \omega)(1 - \omega g) & p^2 &= \frac{3(1 - \omega)}{(1 - \omega g)} & (3.40) \\ A &= (3\omega\mu_s^2)(1 + g(1 - \omega))/(4(1 - \alpha^2\mu_s^2)) & B &= (3\omega\mu_s)(1 + 3g(1 - \omega)\mu_s^2)/(4(1 - \alpha^2\mu_s^2)) \end{aligned}$$

Les coefficients C et D sont déterminés à partir des conditions aux limites. Pour améliorer la précision de l'approximation Eddington, [Joseph and Wiscombe, 1976] développent la méthode delta-Eddington en faisant des ajustements empiriques pour mieux prendre en compte les fortes diffusions arrières. Avec l'approximation delta-Eddington, le facteur d'asymétrie, l'albédo de simple diffusion et l'épaisseur optique deviennent :

$$\begin{aligned} g &\leftarrow g/(1 + g) & (3.41) \\ \omega &\leftarrow (1 - g^2)\omega/(1 - g^2\omega) \\ \tau &\leftarrow (1 - g^2\omega)\tau \end{aligned}$$

Lorsque l'albédo du sol est non nulle (cas courant), les rayons réfléchis une première fois

par le sol peuvent, après diffusion par l'atmosphère, être renvoyés par le sol et augmenter le rayonnement arrivant au sol (figure 3.4). L'éclairement global augmenté par cette diffusion, E_{total} , peut être calculé en supposant qu'il se produit une suite infinie de réflexions entre la surface du sol et l'atmosphère [Vermote et al., 1997]. Cette suite mathématique a une limite quand le nombre de termes tend vers l'infini :

$$E_{total} \rightarrow E/(1 - \bar{\rho}\rho_{sph}) \quad (3.42)$$

où $\bar{\rho}$ est l'albédo du sol et ρ_{sph} l'albédo sphérique de l'atmosphère.

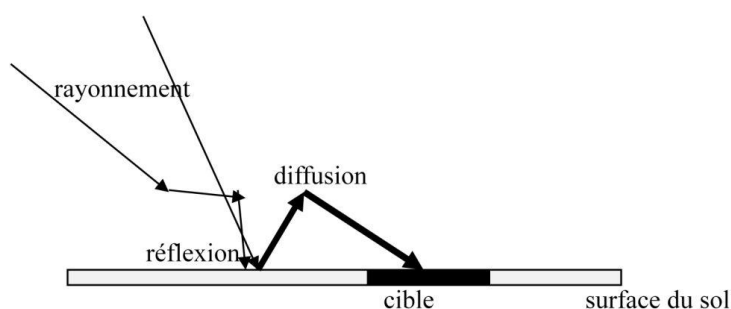


FIGURE 3.4 – augmentation du rayonnement par réflexion au sol

3.5.2 La méthode des ordonnées discrètes (DISORT)

La méthode des ordonnées discrètes (encore appelée DISORT : Discrete Ordinates Radiative Transfer) est une variante de la méthode multi-flux, dont le principe consiste à subdiviser l'espace angulaire en un certain nombre de directions et à considérer la luminance constante dans chaque partie [Liou, 1980; Moura, 1998]. Cette méthode ne fait pas appel à des hypothèses physiques simplificatrices comme précédemment et constitue un moyen de résolution numérique exacte [Moura, 1998]. La précision du résultat dépend uniquement de la performance des algorithmes mathématiques utilisés [Moura, 1998]. La méthode des ordonnées discrètes permet de passer de la forme intégró-différentielle de l'ETR à un système d'équations différentielles. Pour cela, on sépare la dépendance angulaire de la dépendance spatiale, ce qui permet de remplacer l'équation intégró-différentielle par un système d'équations aux dérivées partielles en fonction de la variable de position uniquement. La discrétisation angulaire permet de remplacer le terme intégral par une somme quadratique effectuée sur les luminances selon

des directions choisies. Les intégrales de l'ETR deviennent alors :

$$\int \mu^m L(\mu) d\mu \approx \sum_{j=1}^N w_j \mu_j L(\mu_j) \quad (3.43)$$

où w_j est le j^{me} coefficient (ou poids) de la quadrature, μ_j est la j^{me} coordonnée de la quadrature, $L(\mu_j)$ est la luminance suivant la direction μ_j , N est l'ordre de la quadrature (nombre de directions) et m est l'ordre du m^{me} moment de l'ETR. Ainsi, l'espace autour d'un point P est divisé en N secteurs circulaires, et l'équation 3.43 peut être appliquée pour remplacer le terme intégral de l'équation 3.26 :

$$\int_0^1 L(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' + \int_0^1 L(\tau, -\mu') p(\mu, -\mu') d\mu' = \sum_{i=1}^{N/2} w_i [L(\tau, \mu_i) p(\mu, \mu_i) + L(\tau, -\mu_i) p(\mu, -\mu_i)] \quad (3.44)$$

L'équation intégral-différentielle devient alors :

$$\mu_j \frac{dL(\tau, \mu_j)}{d\tau} = L(\tau, \mu_j) - \frac{\omega}{2} \sum_{i=1}^{N/2} w_i [L(\tau, \mu_i) p(\mu_j, \mu_i) + L(\tau, -\mu_i) p(\mu_j, -\mu_i)] \quad (3.45)$$

avec $1 \leq j \leq N$. On obtient ainsi le système suivant pour les luminances montantes et descendantes :

$$\begin{cases} \mu_j \frac{dL(\tau, \mu_j)}{d\tau} = L(\tau, \mu_j) - \frac{\omega}{2} \sum_{i=1}^{N/2} w_i [L(\tau, \mu_i) p(\mu_j, \mu_i) + L(\tau, -\mu_i) p(\mu_j, -\mu_i)] \\ -\mu_j \frac{dL(\tau, -\mu_j)}{d\tau} = L(\tau, -\mu_j) - \frac{\omega}{2} \sum_{i=1}^{N/2} w_i [L(\tau, \mu_i) p(\mu_j, \mu_i) + L(\tau, -\mu_i) p(\mu_j, -\mu_i)] \end{cases} \quad (3.46)$$

avec $1 \leq j \leq N$ et $\mu_j \geq 0$. Pour résoudre ce système, on procède par une discrétisation spatiale qui le transforme en un système d'équations algébriques susceptible d'être résolu par une méthode numérique itérative [Moura, 1998].

3.6 Les codes de transfert radiatif

À partir de la description théorique des phénomènes physiques, plusieurs codes de calcul ont été développés pour simuler le transfert radiatif dans l'atmosphère. En nous appuyant sur leurs principales caractéristiques, nous présentons dans le tableau suivant une comparaison de quelques codes, portant sur les sept points suivants : résolution spectrale, méthodes d'approxi-

mation numérique, modèles d'aérosol, molécules gazeuses, nuages et surface du sol. Dans les codes cités ci-dessous,

- l'approximation atmosphère plane parallèle est faite et les paramètres d'entrée sont modifiables par l'utilisateur,
- six modèles d'atmosphère sont définis, correspondant à des conditions moyennes : le modèle tropical (15° de latitude), le modèle midlatitude summer (45°, été), le modèle midlatitude winter (45°, hiver), le modèle subarctic summer (60°, été), le modèle subarctic winter (60°, hiver), et le modèle U.S. Standard Atmosphere 1976. Ils donnent pour différentes valeurs d'altitude les valeurs correspondantes de la pression, de la température, de la densité de l'air et des concentrations des molécules de gaz. Les contenus des gaz les plus influents sont modifiables par l'utilisateur.

Dans certains cas, le domaine (ou la résolution) spectrale est donné(e) en fonction du nombre d'onde k (en cm^{-1}), qui vaut $10^4/\lambda$ (λ en μm).

Codes	Résolution et domaine spectraux	Nuages et modèles d'aérosol	Approximation numérique et surface du sol
LowTran ^a ModTran ^b	<ul style="list-style-type: none"> - résolution : 20 cm⁻¹ pour LowTran et 2 cm⁻¹ pour ModTran, - domaine : de 0,2 μm à 40 μm et jusqu'à 300 μm pour certaines configurations. 	<p>Types de nuage : cirrus, cumulus, altostratus, stratus, stratocumulus et nimbo-stratus.</p> <p>Quatre domaines d'altitude pour les aérosols : de 0 km à 2 km, les modèles de brouillard advectif ou convectif, désertique, maritime de la marine nationale des USA et rural, urbain ou maritime ; de 2 km à 10 km, le modèle troposphérique classique ; de 10 km à 30 km, les modèles d'aérosols stratosphériques ; de 30 km à 100 km, les modèles d'aérosols météoritique et volcanique.</p>	<p>Des approximations multi-flux sont utilisées, pour prendre en compte les diffusions multiples dans l'atmosphère.</p> <p>La variation angulaire de la réflectance du sol est supposée nulle (surface lambertienne).</p>
FasCod ^c	<p>La résolution spectrale est de l'ordre d'une largeur de raie (calcul raie par raie). Elle s'appuie sur une base de données contenant les caractéristiques de 30 espèces moléculaires. 380000 raies environ sont décrites avec les paramètres suivants : fréquence de résonance, intensité, largeur à mi-hauteur, probabilité de transition et état fondamental de la molécule.</p>	<p>Nuages : la transmission à travers la pluie, le brouillard et les nuages peut être calculée à partir de LowTran.</p> <p>Trois catégories d'aérosols sont définies en fonction de leurs tailles : aérosols ruraux, aérosols maritimes et aérosols urbains. Ces catégories diffèrent entre elles par leurs coefficients d'atténuation, albédo de simple diffusion et facteur d'asymétrie ; ceux-ci varient avec la longueur d'onde.</p>	<p>Surface du sol : comme pour LowTran.</p> <p>Méthodes d'approximation numérique : comme pour LowTran.</p>
SBDART ^d	<ul style="list-style-type: none"> - résolution : environ 5 nm dans le visible et 200 nm dans l'infrarouge, - domaine : de 0 à 50000 cm⁻¹. 	<p>Les paramètres nécessaires au calcul du transfert radiatif dans les nuages (coefficient de diffusion, albédo de simple diffusion, facteur d'asymétrie) sont pré-calculés à partir d'un code de diffusion de Mie pour les particules sphériques.</p> <p>Dans la basse atmosphère, les types d'aérosol prédéfinis sont rural, urbain et maritime. Dans la haute atmosphère, on distingue les modèles d'aérosol sup-stratosphériques, météoritiques et volcaniques.</p>	<p>La méthode d'approximation numérique est celle des ordonnées discrètes (DISORT).</p> <p>La surface est supposée lambertienne. Cinq types de surfaces sont prédéfinis pour représenter l'albédo spectral du sol : eau océanique, eau douce, végétation, neige et sable. L'utilisateur a la possibilité de combiner deux ou plusieurs types de surfaces.</p>
6S ^e	<ul style="list-style-type: none"> - résolution : 10 cm⁻¹, - domaine : 1,25 μm - 4 μm. <p>Note : prédit le signal (la luminance) que détectera le satellite.</p>	<p>L'atmosphère est considérée comme n'ayant pas de nuages (ciel clair).</p> <p>Quatre modèles d'aérosols sont disponibles : désertique, continental, maritime, urbain.</p>	<p>Le transfert radiatif est traité par la méthode des diffusions successives.</p> <p>Quatre types de surfaces sont prédéfinis pour représenter l'albédo spectral du sol : eau de mer, eau claire, végétation, neige et sable. La paramétrisation de la fonction de réflectance bidirectionnelle des surfaces (la variation de l'albédo avec l'angle de visée du satellite) peut être incluse à travers plusieurs modèles au choix.</p>
LibRadtran ^f	<p>Quatres choix pour la résolution spectrale :</p> <ul style="list-style-type: none"> - calcul spectral (domaine ultra-violet et visible) : calcul de la transmittance atmosphérique avec une faible résolution plus l'interpolation à la haute résolution de l'éclairement extraterrestre et la multiplication des deux, - la méthode raie par raie comme pour FasCod, - les calculs k-corrélés [Kato et al., 1999], dont le principe est expliqué au chapitre suivant, - pseudo-spectral (modèles de bandes) comme pour ModTran, 	<p>Un nuage peut ici être défini par plusieurs paramètres : nature, altitude, densité, propriétés optiques (rayon effectif, épaisseur optique,...).</p> <p>Pour les aérosols, deux domaines d'altitude sont considérés : de 0 km à 2 km, le code propose les modèles rural, maritime, urbain et troposphérique et au-dessus de 2 km les modèles background, volcanique, volcanique aigu et volcanique extrême. En plus, deux profils, celui de printemps-été et celui automne-hiver, et la visibilité doivent être spécifiés par l'utilisateur. D'autres options sont disponibles pour modifier l'épaisseur optique, la distribution de taille, la nature de diffusion et la réfraction.</p>	<p>La paramétrisation de la surface est celle de 6S.</p> <p>Plusieurs méthodes de résolution de transfert radiatif sont disponibles : DisORT (Discrete Ordinate Radiative Transfer) et des versions pseudo-sphériques de ce code, un code à deux flux, le PolRadtran (Polarized Radiative Transfer model distribution), et le code tridimensionnel MYSTIC (Monte Carlo for the physically correct Tracing of photons in Cloudy atmospheres).</p>

TABLE 3.3 – quelques codes de transfert radiatif

- a.* Low Altitude Atmospheric Transmission
- b.* Moderate spectral resolution atmospheric Transmittance [Anderson et al., 1995; Cojan, 1995; Kneizys et al., 1996]
- c.* Fast Atmosphere Signature Code [Anderson et al., 1995] [Cojan, 1995]
- d.* Santa Barbara DISORT Atmospheric Radiative Transfer [Ricchiuzzi et al., 1998]
- e.* Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum [Vermote et al., 1997]
- f.* Library for Radiative Transfer [Mayer and Kylling, 2005]

Influence de l'atmosphère et de la réflectance du sol sur l'éclairement

Le rapport rayonnement diffus sur rayonnement direct et la quantité de rayonnement arrivant à un lieu donné changent avec les caractéristiques des constituants atmosphériques (nuages, gaz, aerosols) et la réflectance du sol outre la position relative du soleil. Le but de ce chapitre est de faire un inventaire des paramètres (par exemple les nuages) et de leurs attributs (par exemple l'épaisseur optique) disponibles de façon opérationnelle et de déterminer à quel point les incertitudes affectant un paramètre, y compris son absence, pourraient nous écarter du résultat correct, c'est-à-dire en supposant tous les paramètres connus avec une très grande précision. Ces résultats ont été partiellement présentés dans [Oumbe et al., 2008].

4.1 Choix, hypothèses pour l'étude et calculs k-correlés

4.1.1 Choix et hypothèses

- Le code de transfert radiatif choisi est LibRadtran¹ parce qu'il est bien connu et largement utilisé par la communauté scientifique [Bernhard et al., 2002; Bais et al., 2003; Balis et al., 2004; Mueller et al., 2004; Bais et al., 2005; Kylling et al., 2005; Ineichen, 2006; Lohmann et al., 2006; Thiel et al., 2007]. Il a pour avantage d'être composé de plusieurs types de solveurs, est très flexible et facile d'usage pour différents types de

1. libRadtran : Library for Radiative Transfer calculations, www.libradtran.org

calculs,

- le domaine spectral est : $0,3 \mu\text{m} - 4 \mu\text{m}$,
- les calculs k-correlés sont utilisés pour la résolution spectrale,
- l'atmosphère est supposée homogène horizontalement,
- pour sa précision et sa rapidité d'exécution, la méthode des ordonnées discrètes est utilisée pour modéliser la propagation du rayonnement dans l'atmosphère.

4.1.2 Calculs k-correlés

Pour calculer la transmission spectrale atmosphérique, deux méthodes sont généralement utilisées [Gaussorgues, 1989] :

- la méthode raie par raie, basée sur le cumul d'un très grand nombre de données relatives à la structure moléculaire de l'atmosphère et de la position dans le spectre de toutes les raies d'absorption possibles,
- la méthode des bandes, supposant que les intensités et les positions des raies spectrales d'absorption peuvent faire l'objet d'une fonction de distribution décrite par un modèle mathématique simple.

Le calcul du rayonnement transmis par la méthode des bandes pose des problèmes de précision du résultat parce que les coefficients d'absorption varient fortement avec la longueur d'onde [Liou, 1980; Cojan, 1995]. Les calculs raie par raie, quant à eux, sont très lents, surtout pour une application opérationnelle [Mayer and Kylling, 2005]. Pour un compromis entre la précision du résultat et la vitesse d'exécution, nous utilisons l'approximation k-correlée de la méthode k-distribution [Kato et al., 1999]. Dans cette méthode, l'atmosphère est divisée en couches horizontales homogènes d'épaisseur r et de densité ρ_m . Dans chaque couche, le coefficient d'absorption, k_λ , est constant et l'équation 2.12 devient la relation de Lambert-Beer :

$$L_\lambda(l) = L_\lambda(0) \exp(-k_\lambda u) \quad (4.1)$$

où u , la quantité d'absorbeurs, est donnée par

$$u = \int_0^r \rho_m dr \quad (4.2)$$

Le spectre solaire est divisé en N petites bandes contiguës de longueurs d'ondes $[\lambda_i, \lambda_{i+1}]$, telles que le rayonnement à la limite supérieure de l'atmosphère soit constant dans chacune de ces bandes, soit $E_{0\lambda_i\lambda_{i+1}} = E_{0\lambda_j\lambda_{j+1}} \forall i, j$. L'éclairement direct traversant une couche E_{λ_i} , dans une bande de longueur d'onde donnée de largeur $\Delta\lambda_i$ est donné par

$$E_{\lambda_i}(u)\Delta\lambda_i = E_{0\lambda_i\lambda_{i+1}}T_{\lambda_i}(u)\Delta\lambda_i = E_{0\lambda_i\lambda_{i+1}} \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \exp(-k_{\lambda}u)d\lambda \quad (4.3)$$

avec $E_{0\lambda_i\lambda_{i+1}} = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} E_{0\lambda}(\lambda)d\lambda$

où $E_{0\lambda}$ est l'éclairement extraterrestre monochromatique et T_{λ_i} est la transmittance. On définit une fonction de distribution $f(k_{\lambda})$ comme étant la probabilité de présence d'une valeur spécifique k_{λ} dans le domaine $[\lambda_i, \lambda_{i+1}]$. Ainsi, la transmittance peut être donnée par :

$$T_{\lambda_i}(u) = \int_0^{\infty} f(k_{\lambda_i}) \exp(-k_{\lambda_i}u)dk \quad (4.4)$$

Le calcul de la transmittance ne se fait plus longueur d'onde après longueur d'onde mais plutôt suivant les valeurs du coefficient d'absorption k . Ainsi, le nombre d'opérations pour calculer la transmittance passe alors d'environ 10^5 à quelques centaines [Kato et al., 1999], ce qui représente un gain de temps de calcul. L'inconvénient est que k est une valeur intégrée sur l'intervalle $[\lambda_i, \lambda_{i+1}]$ et l'information spectrale détaillée est perdue.

En définissant une fonction de distribution cumulative

$$g(k) = \int_0^k f(k')dk' \quad (4.5)$$

la transmittance moyenne devient

$$T_{\lambda_i}(u) = \int_0^1 \exp(-k_{\lambda_i}(g)u)dg \quad (4.6)$$

Ainsi, les bornes d'intégration sont les mêmes pour tout intervalle de longueur d'onde et ne dépendent pas des conditions atmosphériques. Le choix du nombre de points de quadrature pour l'équation 4.6 (ou du pas de la sommation) dépend de la précision recherchée. En adoptant la méthode de quadrature gaussienne, la transmittance peut s'écrire

$$T_{\lambda_i}(u) = \sum_{j=1}^n w_j \exp(-k_{\lambda_i}(g_j)u) \quad (4.7)$$

où $k(g_j)$ est le coefficient d'absorption au point de quadrature g_j , n est le nombre de points de quadrature gaussienne et w_j sont les coefficients de quadrature.

Pour un domaine hétérogène (un milieu où la pression, la température ou la concentration est variable), l'approximation k-correlée consiste à supposer que le coefficient d'absorption dans un domaine Δg quelconque est composé de plusieurs coefficients d'absorption correspondant aux différentes valeurs de concentration du constituant, de la température et de la pression totales du milieu [Kato et al., 1999]. Le domaine peut donc être scindé en plusieurs couches supposées homogènes, chacune caractérisée par sa quantité de gaz et son coefficient d'absorption. La transmittance d'un gaz $gaz1$ pour un milieu constitué de deux couches homogènes est donné par

$$T_{gaz1 \lambda_i} = \sum_{j_1=1}^{n_1} w_{j_1} \exp[-(k_1(g_{j_1})u_1 + k_2(g_{j_2})u_2)] \quad (4.8)$$

La transmittance de plusieurs gaz est obtenue par multiplication des transmittances de chaque gaz :

$$T = T_{gaz1} \times T_{gaz2} \times \dots \quad (4.9)$$

Ainsi, la transmittance d'une atmosphère composée de m couches homogènes, pour l'éclairage direct est

$$T_{\lambda_i} = \sum_{j_1=1}^{n_1} \sum_{j_2=2}^{n_2} \dots [(w_{j_1} w_{j_2} \dots) \exp[-\sum_{l=1}^m [k_{1_l}(g_{j_{1_l}})u_{1_l} + k_{2_l}(g_{j_{2_l}})u_{2_l} + \tau_l]]] \quad (4.10)$$

où les indices 1 et 2 indiquent les gaz absorbants dans l'intervalle de longueur d'onde et τ_l est l'épaisseur optique due à la diffusion par les gaz et à l'atténuation par les aérosols.

Dans notre cas, les longueurs d'onde sont comprises entre 0,240 μm et 4,606 μm . Cet intervalle est divisé en 32 bandes de longueur d'onde (voir tableau 4.1.2 et figure 4.1). Les coefficients d'absorption sont calculés pour des gammes typiques de température, pression et concentration de vapeur d'eau à l'aide de la méthode raie par raie. Le nombre de points de quadrature varie avec le gaz et l'intervalle de longueur d'onde. Ce nombre dépend du degré d'absorption du gaz dans le domaine spectral dont il s'agit.

Numéro de la bande	Largeur de la bande (μm)	Longueur d'onde centrale (μm)	Numéro de la bande	Largeur de la bande (μm)	Longueur d'onde centrale (μm)
1	0,240 - 0,272	0,256	17	0,704 - 0,743	0,724
2	0,272 - 0,283	0,278	18	0,743 - 0,791	0,767
3	0,283 - 0,307	0,295	19	0,791 - 0,844	0,818
4	0,307 - 0,328	0,317	20	0,844 - 0,889	0,867
5	0,328 - 0,363	0,345	21	0,889 - 0,975	0,932
6	0,363 - 0,408	0,385	22	0,975 - 1,046	1,010
7	0,408 - 0,452	0,430	23	1,046 - 1,194	1,120
8	0,425 - 0,518	0,485	24	1,194 - 1,516	1,355
9	0,518 - 0,540	0,529	25	1,516 - 1,613	1,565
10	0,540 - 0,550	0,545	26	1,613 - 1,965	1,789
11	0,550 - 0,567	0,558	27	1,965 - 2,153	2,059
12	0,567 - 0,605	0,586	28	2,153 - 2,275	2,214
13	0,605 - 0,625	0,615	29	2,275 - 3,002	2,638
14	0,625 - 0,667	0,645	30	3,002 - 3,635	3,319
15	0,667 - 0,684	0,675	31	3,635 - 3,991	3,813
16	0,684 - 0,704	0,694	32	3,991 - 4,606	4,298

TABLE 4.1 – les bandes de longueur d'onde d'après Kato [Kato et al., 1999].

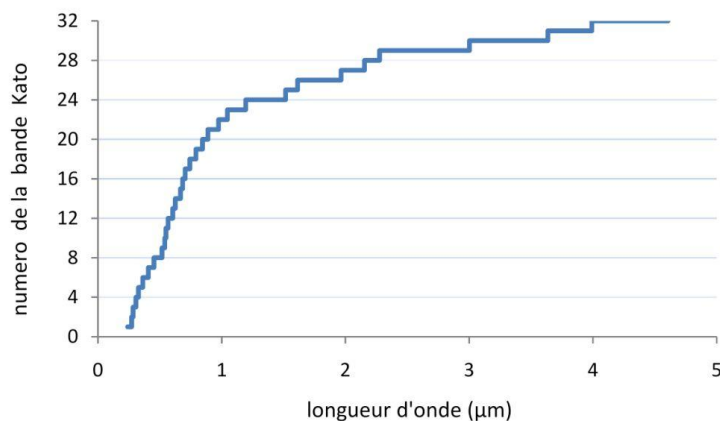


FIGURE 4.1 – représentation schématique des bandes de longueur d'onde proposées par Kato [Kato et al., 1999]

4.2 Paramètres influençant l'éclairement au sol

Les nuages couvrent régulièrement environ 50 % de la terre et sont les plus importants modulateurs de rayonnement dans le système terre-atmosphère [Liou, 1976]. Un nuage dans libRadtran se caractérise par son épaisseur optique (τ_c), son type (nuage d'eau ou nuage de glace), les hauteurs de son sommet (z_{top}) et de sa base (z_{bot}) et le rayon effectif des particules (r_{eff}).

La plupart des codes de transfert radiatif contiennent les mêmes six profils atmosphériques [Vermote et al., 1997; Mayer and Kylling, 2005] correspondant aux moyennes saisonnières

et géographiques : Midlatitude Summer (afglms), Midlatitude Winter (afglmw), Subarctic Summer (afglss), Subarctic Winter (afglsw), Tropical (afglt) and U.S. Standard (afglus). "afgl" signifie Air Force Geophysics Laboratory.

Les gaz dont la variation a une influence majeure sur l'éclairement au sol sont la vapeur d'eau (H_2O), l'ozone (O_3), le dioxyde de carbone (CO_2), l'oxygène (O_2), le méthane (CH_4) et l'oxyde nitreux (N_2O) [Vermote et al., 1997].

L'atténuation du rayonnement par les aérosols varie avec leur nature, leur densité et leur distribution de taille. Suivant [Shettle, 1989], les paramètres requis dans libRadtran sont les suivants : type d'aérosols de 0 km à 2 km d'altitude (haze), type d'aérosols au-dessus de 2 km d'altitude (vulcan), la saison, et la visibilité. La visibilité est étroitement liée à l'épaisseur optique des aérosols (τ_{aer}) [Vermote et al., 1997].

Lorsque le rayonnement atteint la surface de la terre, il peut être absorbé ou réfléchi. La quantité de rayonnement réfléchi varie avec la quantité de rayonnement incident et la valeur de la réflectance de la surface receptrice. La réflectance du sol est fonction des angles d'incidence et d'observation ; l'albédo du sol est sa moyenne hémisphérique. La réflectance et l'albédo sont fonction de la longueur d'onde. Une partie du rayonnement réfléchi est ensuite diffusée par l'atmosphère et augmente la composante diffuse de l'éclairement au sol.

4.3 Estimation de l'influence des gaz atmosphériques

En considérant le rayonnement solaire comme un flux de particules élémentaires d'énergie radiative (photons), l'absorption par les molécules gazeuses ou les particules d'aérosols correspond à la transformation d'une partie des photons en chaleur [Cojan, 1995]. Elle se traduit donc par une diminution du nombre des photons et un affaiblissement du signal transmis. D'après la relation de Lambert-Beer (équation 4.1), l'aptitude d'un gaz atmosphérique à absorber le rayonnement incident croît avec son coefficient d'absorption monochromatique k_λ , qui est lié à ses propriétés électroniques, et sa quantité u dans l'atmosphère [Liou, 1980]. Considérons la composition de l'atmosphère donnée au tableau 3.1. Supposons que la variation de la quantité des gaz occupant un volume inférieur ou égal à un millionième (soit très faible) de celui de l'atmosphère ait une influence négligeable sur le rayonnement arrivant au sol. Ces gaz sont : Xe, He, Kr, H_2 , CH_4 , N_2O , CO, SO_2 , NO_2 , NH_3 , NO, H_2S et HNO_3 . En ce qui concerne le néon (Ne) et l'argon (Ar), leur dernière couche électronique non vide est complète (gaz inertes), ce

qui les rend très peu réactifs. Ils ne participent donc pas à l'absorption du rayonnement. De plus, le diazote (N_2) n'absorbe que les radiations de longueur d'onde inférieure à $0,145 \mu\text{m}$ [Liou, 1980]. C'est ainsi que les gaz que nous retenons comme gaz dont la variation a une influence sur l'éclairement reçu au sol sont la vapeur d'eau (H_2O), l'ozone (O_3), le dioxyde de carbone (CO_2) et l'oxygène (O_2). A l'aide du code de transfert radiatif libRadtran, nous pouvons étudier l'influence de l'absorption des gaz atmosphériques sur le rayonnement incident au sol en déterminant les indices de clarté atmosphériques dus à ces quatre gaz pour quelques quantités typiques de concentration. Pour cela,

- nous calculons l'éclairement global descendant $E_{global0}$ pour une atmosphère ne contenant ni vapeur d'eau, ni ozone, ni dioxyde de carbone ni oxygène ni aérosol et ni nuage. L'atténuation dans ce cas est due au reste de molécules contenues dans l'atmosphère,
- nous déterminons l'indice de clarté K_{T0} en faisant le rapport de l'éclairement global $E_{global0}$ obtenu avec l'éclairement extraterrestre E_0 pour une telle atmosphère,
- nous maintenons les autres quantités nulles et faisons varier la quantité de la molécule M dans l'atmosphère. M sera successivement la vapeur d'eau (H_2O), l'ozone (O_3), le dioxyde de carbone (CO_2) et l'oxygène (O_2). Les rapports des éclairements globaux obtenus avec l'éclairement extraterrestre donnent l'indice de clarté K_{TM+} de l'ensemble molécule M plus le reste de molécules, appelé $M+$,
- en considérant la transmittance de plusieurs gaz comme étant la multiplication des transmittances de chaque gaz, les indices de clarté dus à la seule molécule M sont donnés par

$$K_{TM} = K_{TM+}/K_{T0} \tag{4.11}$$

Ces calculs sont faits pour les six profils atmosphériques de Air Force Geophysics Laboratory (AFGL) : Tropical, Midlatitude Summer, Midlatitude Winter, Subarctic Summer, Subarctic Winter et U.S. Les quantités que l'on fait varier sont :

- la hauteur d'eau précipitable (TWC), de 10 mm à 80 mm,
- et les nombres de molécules par cm^2 ,
 - de $3 \cdot 10^{19}$ à $6 \cdot 10^{19}$ pour l'oxygène,
 - de $7 \cdot 10^{16}$ à $1 \cdot 10^{17}$ pour le dioxyde de carbone,
 - et de 200 DU² à 500 DU pour l'ozone.

2. 1 DU (Dobson Unit) = $2,96 \cdot 10^{22}$ molécules d'ozone par cm^2

Nous observons une variation importante de la transmittance avec la molécule et avec la longueur d'onde. Les variations des quantités de O_2 et de CO_2 créent une variation de la transmittance de la colonne atmosphérique inférieure à $1 / 10000$ pour toutes les longueurs d'onde. Nous pouvons ainsi conclure que les variations des quantités de O_2 et CO_2 ont une influence négligeable sur le rayonnement. La transmittance de O_3 est presque nulle pour les longueurs d'onde inférieures à $0,3 \mu\text{m}$. Sa variation est grande dans le domaine $[0,31 \mu\text{m}, 0,33 \mu\text{m}]$ (plus de 0,2), est d'environ 0,02 dans le domaine $[0,52 \mu\text{m}, 0,68 \mu\text{m}]$ et négligeable ailleurs. Concernant la vapeur d'eau, la variation de la transmittance est importante dans le domaine $[0,57 \mu\text{m}, 4 \mu\text{m}]$ (figure 4.2 gauche). L'influence du profil atmosphérique est importante. Les erreurs commises sur l'éclairement incident au sol si on s'est trompé de profil atmosphérique sont indiquées sur la figure 4.2 droite (le modèle de référence ici est afglus).

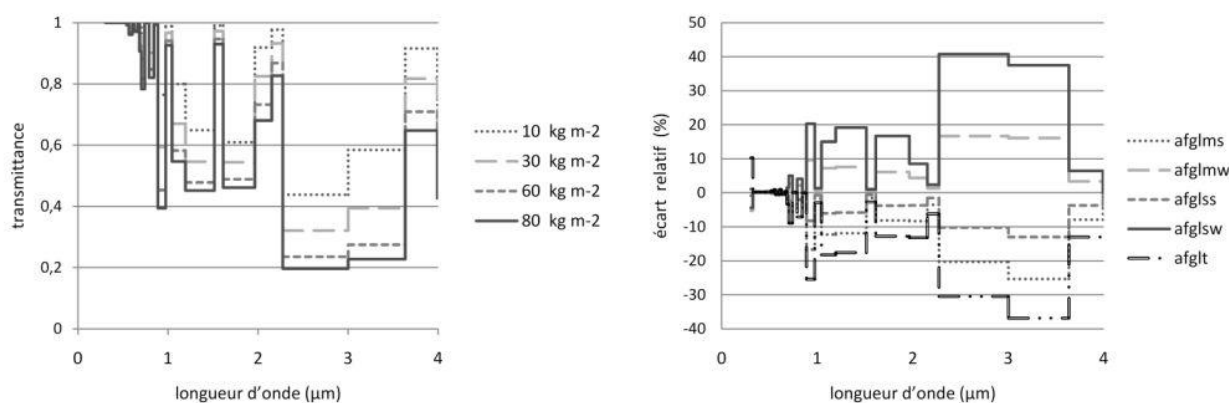


FIGURE 4.2 – transmittance spectrale de H_2O (à gauche) pour différentes hauteurs d'eau précipitable et écart relatif dû au profil atmosphérique par rapport à afglus (à droite). L'angle zénithal solaire ici est 30°

De manière générale, nous retenons de cette étude que la transmittance atmosphérique est très sensible à une variation de la quantité totale de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, est moins sensible avec le profil atmosphérique, est beaucoup moins sensible à une variation de la quantité d'ozone, et n'est presque pas sensible à une variation de la quantité de dioxyde de carbone ou d'oxygène. Ainsi,

- il est nécessaire d'avoir le contenu en vapeur d'eau avec une bonne précision,
- il est nécessaire d'utiliser les bons profils atmosphériques,
- les valeurs du contenu en ozone ne sont nécessaires que si on s'intéresse particulièrement au rayonnement ultraviolet,
- les valeurs moyennes des quantités de dioxyde de carbone, d'oxygène ou d'autres gaz sont suffisantes.

4.4 Estimation de l'influence des aérosols

L'atténuation du rayonnement par les aérosols varie avec la nature, la densité et la distribution de tailles de ceux-ci. C'est ainsi que dans libRadtran, la prise en compte des aérosols nécessite que soient définis au minimum :

- le modèle d'aérosol dans la couche limite (de 0 km à 2 km d'altitude). Au choix, le code propose le modèle rural (environnement naturel) "haze 1", le modèle maritime (océan ou domaine continental dominé par des vents océaniques) "haze 4", le modèle urbain (domaine industriel ou air pollué) "haze 5", et le modèle troposphérique (air pur et calme) "haze 6",
- le modèle d'aérosol au-delà de 2 km d'altitude. Sont proposés le modèle background (aucune contamination des particules d'origine volcanique) "vulcan 1", le modèle volcanique (épaisseur optique d'environ 0,03, correspondant à peu d'années après l'éruption volcanique) "vulcan 2", le modèle volcanique aigu (épaisseur optique d'environ 0,1, correspondant à peu de mois après l'éruption volcanique) "vulcan 3" et le modèle volcanique extrême (épaisseur optique d'environ ou supérieur à 0,3, correspondant à peu de semaines après l'éruption volcanique) "vulcan 4",
- la saison, celle de printemps – été "season 1", et celle d'automne – hiver "season 2", la concentration des particules étant plus grande pendant l'été et le printemps,
- et la visibilité au sol (*vis*) qui est la distance horizontale maximale à laquelle il est possible de voir clairement.

L'atténuation du rayonnement à la traversée d'un milieu contenant des aérosols, peut être traduite par la loi de Lambert-Beer, par un facteur $\exp(-\tau_{aer})$, où τ_{aer} est l'épaisseur optique des aérosols. τ_{aer} représente l'atténuation totale induite par les aérosols sur toute la colonne atmosphérique à une longueur d'onde donnée. La visibilité au sol est intimement liée à l'épaisseur optique des aérosols et à la couleur du ciel, comme le montre le tableau 4.4.

couleur du ciel	visibilité au sol	épaisseur optique à 1 μm
bleu profond	> 100 km	0,01 - 0,02
bleu pur	60 km - 100 km	0,03 - 0,06
bleu délavé	30 km - 50 km	0,08 - 0,15
bleu laiteux à blanchâtre	12 km - 25 km	0,20 - 0,40

TABLE 4.2 – couleur du ciel, visibilité et épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde 1 μm [Perrin and Vauge, 1982]

τ_{aer} est sensible aux propriétés micro-physiques des aérosols telles que la concentration intégrée verticalement et la distribution statistique des tailles de chaque type d'aérosol. τ_{aer} peut être déterminé en fonction du coefficient d'atténuation $a_{aer\lambda}$ des aérosols par [Liou, 1980] :

$$\tau_{aer\lambda} = \int_0^{\infty} a_{aer\lambda}(z) dz \quad (4.12)$$

En décrivant la distribution statistique des tailles des aérosols par dn/dr , où dn est le nombre de particules dont le rayon est compris entre r et $r + dr$, le coefficient d'atténuation $a_{aer\lambda}$ à une altitude z est donné par :

$$a_{aer\lambda}(z) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \sigma_{e\lambda} \frac{dn(r)}{dr} dr \quad (4.13)$$

où $\sigma_{e\lambda}$ est la section efficace d'atténuation pour une particule donnée [Liou, 1980]. La distribution typique de taille des particules est comprise entre $r_{min} = 0,01 \mu\text{m}$ et $r_{max} = 10 \mu\text{m}$ [Liou, 1980]. Les caractéristiques des aérosols (rayon effectif, section efficace, coefficient d'extinction, densité, distribution de tailles) sont difficiles à évaluer avec précision [Holzer-Popp et al., 2008]. La variation spectrale de l'épaisseur optique des aérosols est généralement calculée à l'aide d'une méthode simplifiée :

$$\tau_{aer\lambda} = \beta(\lambda/\lambda_M)^{-\alpha} \quad (4.14)$$

où $\lambda_M = 1000 \text{ nm}$, β est l'épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde 1000 nm et $0 \leq \alpha \leq 4$ est le coefficient d'Angström [Perrin and Vauge, 1982; Liou, 1980]. Le coefficient d'Angström décroît avec une augmentation de taille des aérosols et peut être considéré comme un indicateur de la distribution de taille des aérosols.

Pour estimer l'influence sur l'éclairement incident au sol d'une variation des propriétés des aérosols, nous calculons un éclairement de référence E_{ref} pour une épaisseur optique des aérosols à 550 nm $\tau_{aer\ 550 \text{ nm}}$ de 0,1, α de 1,5 et les types d'aérosol de haze 1, vulcan 1 et season 1. Ensuite nous faisons varier les paramètres $\tau_{aer\ 550 \text{ nm}}$ et α décrivant l'épaisseur optique spectrale des aérosols (figure 4.3, gauche) et les différents modèles caractérisant le type d'aérosol (figure 4.3, droite)

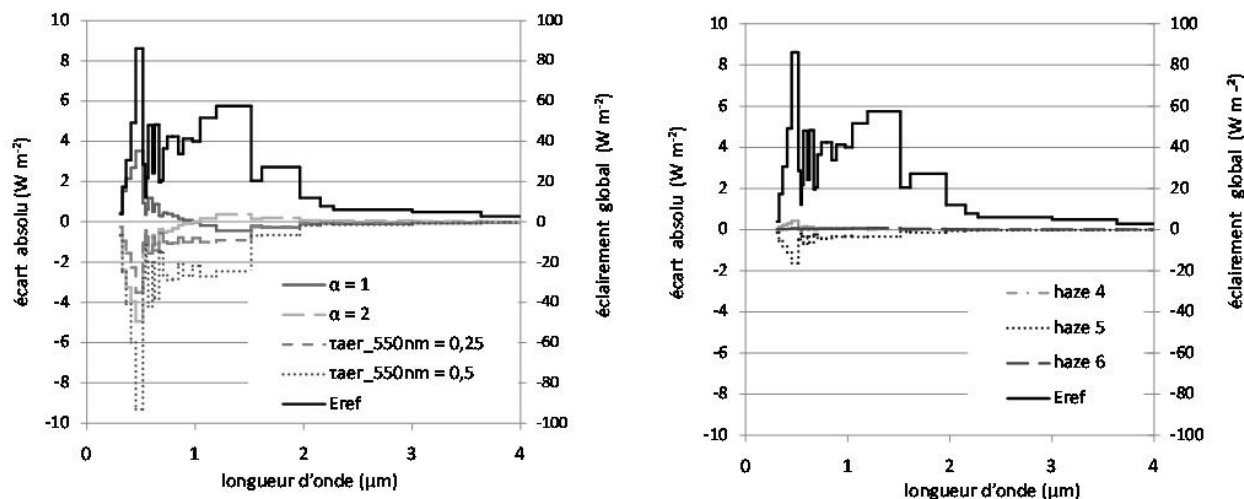


FIGURE 4.3 – erreur absolue sur l'éclairement spectral, due à la variation des propriétés des aérosols, par rapport à un cas de référence

Ici, l'angle zénithal solaire est 30° , la hauteur d'eau précipitable 15 kg m^{-2} , le contenu en ozone 300 DU et l'albédo du sol 0. haze 1, 4, 5 and 6 correspondent respectivement aux aérosols de type rural, marin, urbain et troposphérique pour les altitudes 0 km à 2 km.

La figure 4.3 (gauche) montre l'influence de l'épaisseur optique des aérosols sur l'éclairement arrivant au sol. L'influence due à α est grande, elle atteint 20 % d'écart pour $\alpha = 2$ et décroît avec la longueur d'onde. Plus α augmente, plus l'éclairement global décroît. L'influence de $\tau_{aer\ 550\ nm}$ est similaire à celle de α . La figure 4.3 (gauche) montre l'influence du type d'aérosol. Les écarts dus aux modèles *haze* sont moins importants que ceux dus à l'épaisseur optique des aérosols et atteignent 3 %. L'influence des modèles *vulcan* et *season* est très faible : les écarts relatifs sont inférieurs à 0,5 %. Pour ce qui est de l'éclairement total (intégré de $0,3 \mu\text{m}$ à $4 \mu\text{m}$), nous obtenons respectivement des écarts de 3 % et 8 % pour $\tau_{aer\ 550\ nm} = 0,25$ et $0,5$; de 2 %, 3 % et 30 % pour $\alpha = 1, 2$ et $2,5$ et de 2 % pour haze 5. Rappelons que ce calcul est fait avec un angle zénithal solaire de 30° et que les écarts relatifs croissent avec l'angle zénithal solaire. On aura par exemple un écart de 5 % pour haze 5 si l'angle zénithal solaire est de 45° .

Nous retenons donc, comme paramètres nécessaires pour caractériser les aérosols,

- l'épaisseur optique spectrale (décrit par α et $\tau_{aer\ 550\ nm}$ ou β) qu'il faut connaître avec une bonne précision,
- le modèle d'aérosol dans la couche inférieure de l'atmosphère, dans laquelle est concentré l'essentiel des aérosols,
- les modèles *vulcan* et *season* peuvent être pris par défaut.

4.5 Estimation de l'influence des nuages

Un nuage est caractérisé par son épaisseur optique τ_c , son type (water cloud ou nuage à gouttelettes d'eau, ice cloud ou nuage à cristaux de glace), l'altitude du sommet (z_{top}), l'altitude de la base (z_{bot}), la densité de liquide et le rayon effectif (r_{eff}) des particules pour chaque altitude. Dans cette étude, nous nous intéressons tour à tour à l'influence de τ_c , z_{top} , z_{bot} et r_{eff} . Nous considérons dans un premier temps la densité de liquide (1 g/m³ pour water cloud et 0,005 g/m³ pour ice cloud) et le rayon effectif des particules (10 μm pour water cloud et 20 μm pour ice cloud) comme constants quel que soit l'altitude.

4.5.1 Influence de l'épaisseur optique des nuages

Pour les mêmes conditions atmosphériques, nous calculons, grâce au code de transfert radiatif libRadtran, les éclaircissements totaux direct et global arrivant au sol pour différentes valeurs d'épaisseur optique des nuages (figure 4.4).

On remarque que l'éclaircissement, direct ou global, arrivant au sol chute rapidement avec l'épaisseur optique des nuages ; l'éclaircissement direct s'annule pour une valeur de τ_c d'environ 7. L'augmentation de l'épaisseur optique induit une forte diminution du pourcentage d'éclaircissement direct. C'est pourquoi en présence de nuage, il y a généralement peu de rayonnement et pas de rayonnement direct. L'atténuation de l'éclaircissement global est plus forte pour le nuage à cristaux de glace pour une même épaisseur optique.

Déterminons les indices de ciel clair pour quelques valeurs d'épaisseur optique des nuages, afin d'évaluer son influence sur la distribution spectrale. Pour cela,

- nous calculons l'éclaircissement global descendant $E_{global}^{clearsky}$ pour une atmosphère sans nuage,
- pour la même atmosphère, nous introduisons un nuage dont l'épaisseur optique varie,
- puis, nous déterminons l'indice de ciel clair en faisant le rapport de l'éclaircissement global E_{global} obtenu à $E_{global}^{clearsky}$ (figure 4.5).

La figure 4.5 montre que même pour une épaisseur optique des nuages constante spectrale, on obtient une variation spectrale importante de sa transmittance. Cette variation spectrale est due à la diffusion. On remarque aussi que, pour des faibles épaisseurs optiques, la transmittance des nuages est quasiment constante dans l'ultraviolet et le visible. A partir de $\tau_c = 15$, la transmittance s'annule pour des longueurs d'onde supérieures ou égales à 2,5 μm .

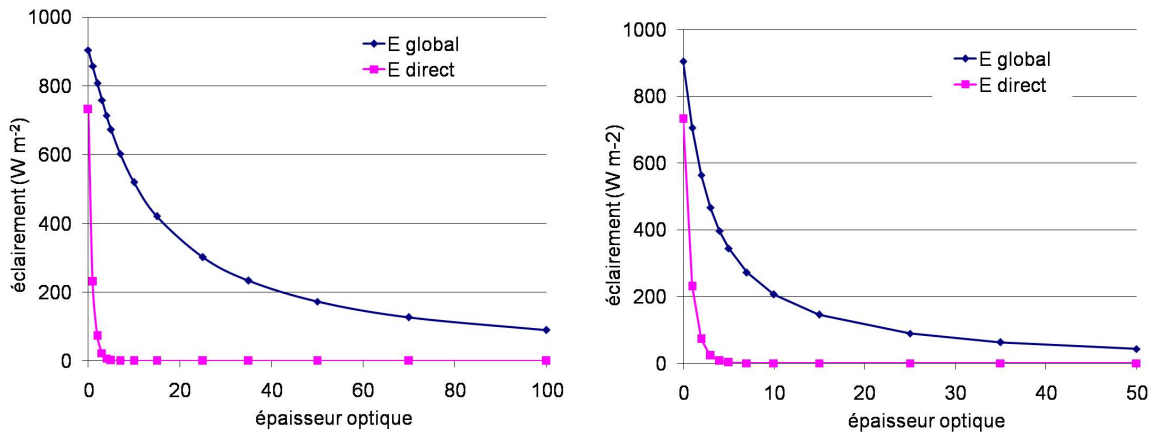


FIGURE 4.4 – influence de l'épaisseur optique des nuages sur les éclairements direct (E_{direct}) et global (E_{global}). A gauche le cas d'un nuage à gouttelettes d'eau (water cloud) et à droite le cas d'un nuage à cristaux de glaces (ice cloud). Les principales entrées sont l'angle zénithal solaire (30°), la hauteur d'eau précipitable (15 mm), le contenu en ozone (300 DU), l'albédo du sol (0.2) et la visibilité (50 km).

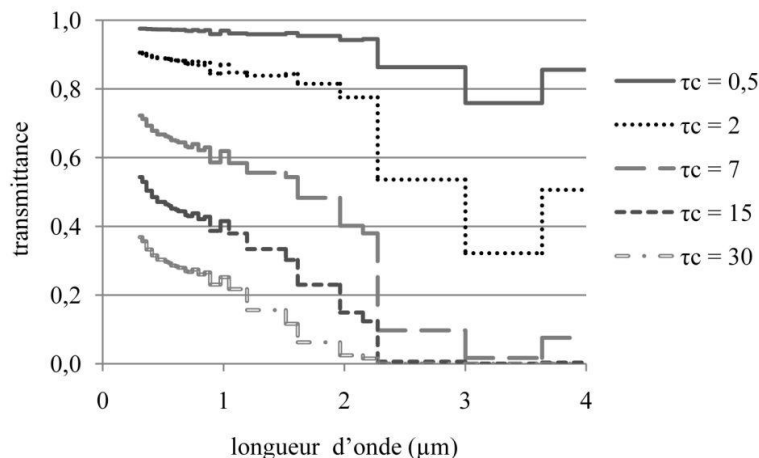


FIGURE 4.5 – influence de l'épaisseur optique des nuages sur la distribution spectrale du rayonnement

Il s'agit ici de nuages à gouttelettes d'eau. Les autres entrées sont les mêmes que celles de la figure 4.4.

4.5.2 Influence du rayon effectif des particules

Considérons d'abord le rayonnement direct. D'après l'équation 3.30, l'atténuation du rayonnement direct à la traversée d'un nuage est uniquement due à l'épaisseur optique. Ainsi, la variation de la position verticale ou de l'épaisseur géométrique du nuage n'a aucune influence sur l'éclairement direct arrivant au sol.

En ce qui concerne le rayonnement global, fixons pour nos calculs la masse volumique de

l'eau égale à 1 g m^{-3} pour water cloud et $0,005 \text{ g m}^{-3}$ pour ice cloud et le couple (z_{top}, z_{bot}) égal respectivement (2 km, 5 km) pour water cloud et (10 km, 11 km) pour ice cloud. Calculons à partir de libRadtran pour différents rayons effectifs des gouttelettes, le rapport entre l'éclairement obtenu et celui qu'on aurait obtenu s'il n'y avait pas de nuage, à différentes épaisseurs optiques (figure 4.6). On voit que l'éclairement augmente faiblement avec le rayon effectif des particules. Cette augmentation crée un écart absolu sur la transmittance des nuages atteignant 0,07 (pour les tests faits) mais reste négligeable devant l'influence de l'épaisseur optique des nuages. c'est-à-dire qu'on peut considérer que l'atténuation par un nuage est indépendante du rayon effectif des gouttelettes.

Nous déduisons que contrairement à l'épaisseur optique, l'influence de la variation du rayon effectif des nuages est quasi-nulle, y compris en ce qui concerne la distribution spectrale. Il en est de même pour la densité de liquide dans les nuages.

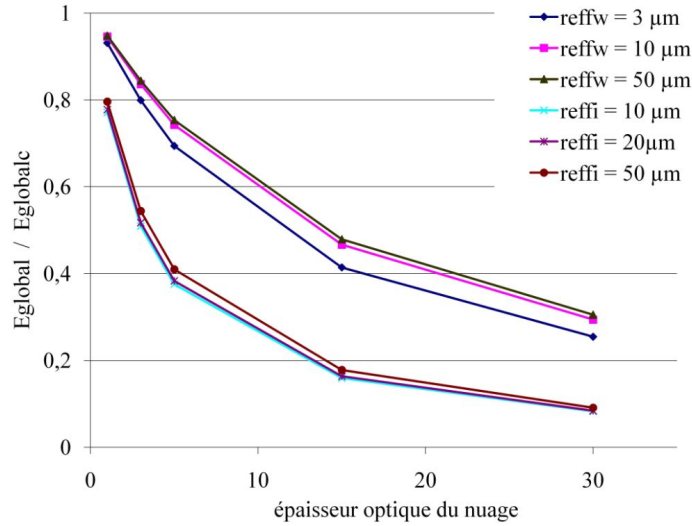


FIGURE 4.6 – rapport de l'éclairement par l'éclairement à ciel clair pour différents rayons effectifs des gouttelettes(r_{eff})

r_{effw} correspond au water cloud et r_{effi} correspond au ice cloud. $E_{global}^{clearsky}$: éclairement global par ciel clair. Les principales entrées (en dehors des caractéristiques du nuage) sont les mêmes que celles de la figure 4.4.

4.5.3 Influence de l'épaisseur géométrique et de la position verticale des nuages

Considérons un nuage d'épaisseur géométrique $z_{top} - z_{bot} = 1 \text{ km}$ et d'épaisseur optique $\tau_c = 3$. z_{top} et z_{bot} désignent respectivement les altitudes au sommet et à la base du nuage.

Calculons à l'aide de libRadtran, pour différentes altitudes du nuage (figure 4.7), les éclairagements à l'entrée, à la sortie du nuage et arrivant au sol. La figure 4.7 présente ces éclairagements globaux

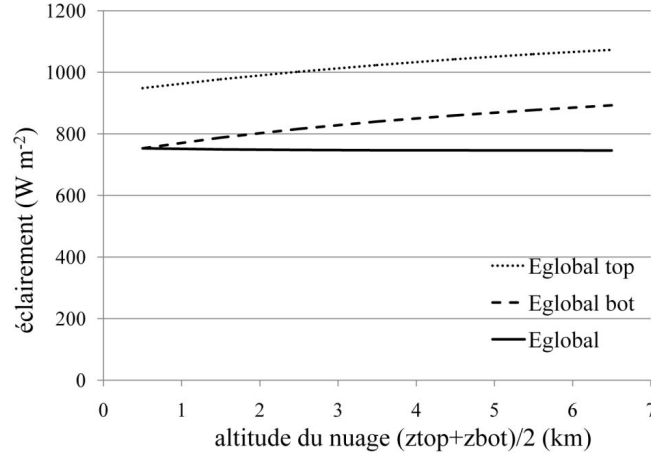


FIGURE 4.7 – éclairagements globaux à l'entrée $E_{\text{global top}}$, à la sortie du nuage $E_{\text{global bot}}$ et au sol E_{global}

Les principales entrées (en dehors des caractéristiques du nuage) sont les mêmes que celles de la figure 4.4. z_{top} et z_{bot} désignent respectivement les altitudes au sommet et à la base du nuage.

Les éclairagements globaux et directs au-dessus et à la sortie du nuage augmentent avec l'altitude de celui-ci pour un même τ_c . La différence entre les deux éclairagements au sommet et à la base du nuage croît avec τ_c . On observe que cette différence ne change pratiquement pas avec la position verticale du nuage. Ce dernier a une influence négligeable sur l'éclairement reçu au sol. Ceci a été observé pour toutes les simulations qui ont été faites pour des positions verticales et épaisseurs géométriques typiques des différents types de nuage (tableau 4.3).

Types de nuage	Hauteur de la base (km)	Épaisseur (km)	Température moyenne (K)	Pression volumique (mb)	Contenu en vapeur d'eau (g cm^{-2})	Densité volumique (cm^{-3})
Etage inférieur (Cu, Sc)	1,7	0,45	288	17,044	0,577	300
Stratus (St)	1,4	0,1	291	20,630	0,154	178
Etage moyen (As, Ac)	4,2	0,6	274	6,566	0,311	450
Nimbostratus (Ns)	1,4	4,0	280	10,013	3,098	330
Cumulonimbus (Cb)	1,7	6,0	270	4,898	2,357	75
Etage supérieur (Ci, Cs, Cc)	4,6	1,7	234	0,144	0,023	0,1

TABLE 4.3 – types de nuage, d'après [Liou, 1976]. Cu : Cumulus, Sc : Stratocumulus, As : Altostratus, Ac : Altocumulus, Ci : Cirrus, Cc : Cirrocumulus, Cs : Cirrostratus

Nous maintenons pour nos calculs la masse volumique de l'eau égale à 1 g m^{-3} pour water cloud et $0,005 \text{ g m}^{-3}$ pour ice cloud et le rayon effectif des particules égale à $10 \mu\text{m}$ pour water cloud et $20 \mu\text{m}$ pour ice cloud. Nous calculons pour chaque position verticale et épaisseur

géométrique, le rapport entre l'éclairement obtenu et celui qu'on aurait obtenu s'il n'y avait pas de nuage (tableau 4.4), pour différentes épaisseurs optiques.

Types de nuage	z_{bot} et z_{top} (km)	$\tau_c = 1$	$\tau_c = 3$	$\tau_c = 5$	$\tau_c = 15$	$\tau_c = 30$	$\tau_c = 60$	$\tau_c = 100$
water cloud								
St, Cu, Sc	1 - 2	0,934	0,807	0,703	0,415	0,251	0,135	0,082
	2 - 3	0,932	0,804	0,700	0,416	0,253	0,138	0,084
As, Ac	3 - 8	0,931	0,803	0,699	0,415	0,253	0,137	0,083
	4 - 7	0,931	0,803	0,699	0,416	0,254	0,139	0,085
Ns	1 - 4	0,932	0,803	0,698	0,412	0,249	0,135	0,081
	2 - 6	0,931	0,803	0,698	0,414	0,251	0,136	0,083
Cb	1 - 7	0,931	0,802	0,697	0,412	0,249	0,134	0,081
	2 - 10	0,931	0,802	0,698	0,414	0,251	0,136	0,082
ice cloud								
Ci, Cc, Cs	10 - 11	0,895	0,719	0,593	0,309	0,177		
	2 - 3	0,896	0,720	0,593	0,307	0,175		
	1 - 2	0,899	0,723	0,595	0,305	0,172		

TABLE 4.4 – rapport de l'éclairement par l'éclairement par ciel clair pour différentes épaisseurs géométriques et optiques et positions verticales du nuage. z_{bot} et z_{top} sont respectivement les altitudes à la base et au sommet du nuage. L'albédo du sol est nul et les autres entrées du ciel clair sont les mêmes que celles de la figure 4.4

On voit que, qu'il s'agisse des nuage à gouttelettes d'eau (water cloud) ou des nuages à cristaux de glaces (ice cloud), l'influence de la position verticale ou de l'épaisseur géométrique est négligeable devant celle de l'épaisseur optique : les valeurs sont quasi-constantes sur une colonne pour un même type de nuage. En fait, en considérant que les nuages ont toujours la même épaisseur géométrique et sont toujours à la même position, l'erreur absolue obtenue sur la transmittance des nuages dépasse rarement 0,005.

L'équation 3.42 montre que, suite aux réflexions entre le sol (lorsque l'albédo est non nul) et l'atmosphère, il se produit une augmentation de l'éclairement qui croit avec l'albédo du sol. Pour étudier l'influence de l'ensemble "position verticale et épaisseur géométrique du nuage et albédo du sol", pour les différents (z_{bot}, z_{top}) du tableau 4.4 et pour différents albédos du sol, nous calculons la transmittance des nuages (figure 4.8).

On voit que les courbes sont regroupées suivant les valeurs d'albédo, ce qui confirme l'influence de l'albédo du sol sur l'éclairement.

Etant donné que la densité est plus grande dans les nuages qu'ailleurs, plus le nuage est bas, plus fortes sont les réflexions entre l'atmosphère et le sol et plus grande est la transmittance du nuage. Par ailleurs, pour une épaisseur optique donnée, plus l'épaisseur géométrique est faible plus la densité est grande et plus le rayonnement est atténué. La transmittance des nuages change donc avec (z_{bot}, z_{top}) . La figure 4.8 montre que cette variation est très faible dans la plupart des cas : pour différentes épaisseurs géométriques et positions verticales du nuage, les

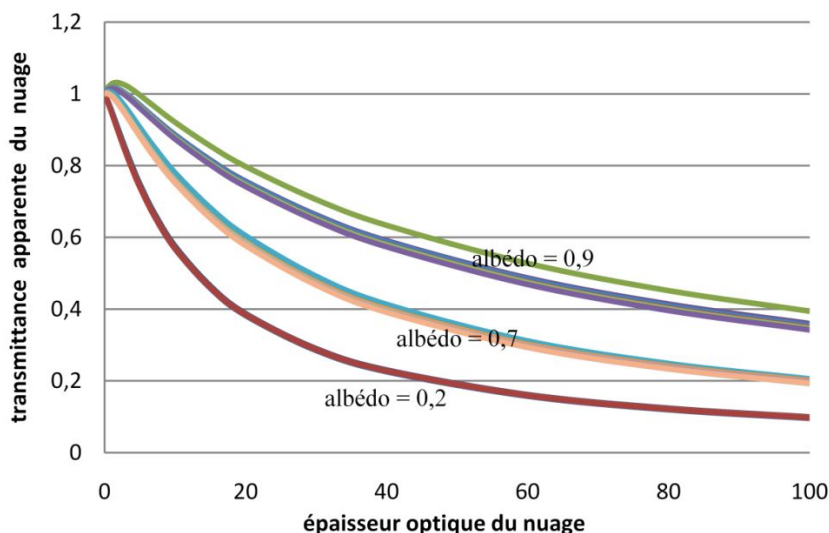


FIGURE 4.8 – transmittance apparente des nuages pour albédos non nuls. Il s'agit ici de water cloud. Les épaisseurs géométriques et positions verticales du nuage sont celles décrites au tableau 4.4. L'albédo spectral de la neige ancienne est donnée à la figure 4.9

courbes des transmittances se superposent.

Nous observons une importante influence de (z_{bot}, z_{top}) pour un sol enneigé. Mais, même pour ce cas, la variation de transmittance reste inférieure à 0,03 pour des épaisseur optiques τ_c inférieures ou égales à 20 (ce qui représente environ 80 % des cas).

Nos résultats sont similaires à ceux de Kuhleman et Betcke [Kuhleman and Betcke, 1995] qui trouvent que la variation maximale du rapport entre l'éclairement au sol et l'éclairement extraterrestre

- pour différentes positions verticales et épaisseurs géométriques du nuage est d'environ 8 % et est obtenue à $\tau_c \approx 60$. Précisons que la quantité typique d'éclairement au sol pour une telle épaisseur optique de nuage (water cloud) est de 150 W m^{-2} ,
- pour différents rayons effectifs du nuage est d'environ 6 % et est obtenue à $\tau_c \approx 24$.

[Perrin and Vauge, 1982] montrent que l'atténuation du rayonnement est beaucoup plus importante dans les nuages qu'ailleurs dans l'atmosphère. Les calculs précédents montrent que cette atténuation dépend essentiellement de l'épaisseur optique, qui est le paramètre atténuant le plus le rayonnement, et du type de nuage. Les influences du rayon effectif des particules, de l'épaisseur géométrique et de la position verticale du nuage sont négligeables devant celles des deux variables précédentes. Nous concluons qu'il est nécessaire d'avoir les meilleures résolutions possibles pour l'épaisseur optique et le type des nuages. On peut se passer de l'information

sur la position verticale et sur l'épaisseur géométrique du nuage et se contenter des valeurs moyennes sur le rayon effectif des nuages.

4.6 Estimation de l'influence de l'albédo du sol

Le rapport de l'éclairement ascendant à l'éclairement descendant (albédo $\bar{\rho}$) change beaucoup avec la nature du sol. Il vaut 0 pour un corps noir qui absorbe tout le rayonnement et 1 pour un corps lambertien n'absorbant rien et diffusant de façon isotrope dans toutes les directions tout le rayonnement qu'il reçoit. Le tableau 4.5 en donne quelques valeurs typiques.

Nature du sol	Valeurs	Valeurs moyennes	Nature du sol	Valeurs	Valeurs moyennes
Sable sec	0,1 à 0,4	0,25	Neige fraîche	0,7 à 0,8	0,8
Déserts	0,2 à 0,4	0,3	Neige ancienne	0,5 à 0,7	0,6
Prairies, herbages	0,2 à 0,3	0,25	Habitat très dense	0,1 à 0,2	0,15
Forêts	0,1 à 0,2	0,15	Habitat	0,15 à 0,25	0,2

TABLE 4.5 – valeurs typiques de l'albédo du sol (intégrée sur les longueurs d'onde) [Perrin and Vauge, 1982]

Par ailleurs, pour un type de sol donné, la valeur de l'albédo varie avec la longueur d'onde (figure 4.9). Elle peut être très importante et plus grande que la valeur moyenne de l'albédo. Par exemple, l'albédo de la neige avoisine 1 pour les petites longueurs d'onde et 0 pour les grandes ; celle de la végétation est beaucoup plus importante pour le visible (dans le vert) et l'infrarouge qu'ailleurs. Il est donc nécessaire de prendre en compte la distribution spectrale de l'albédo du sol.

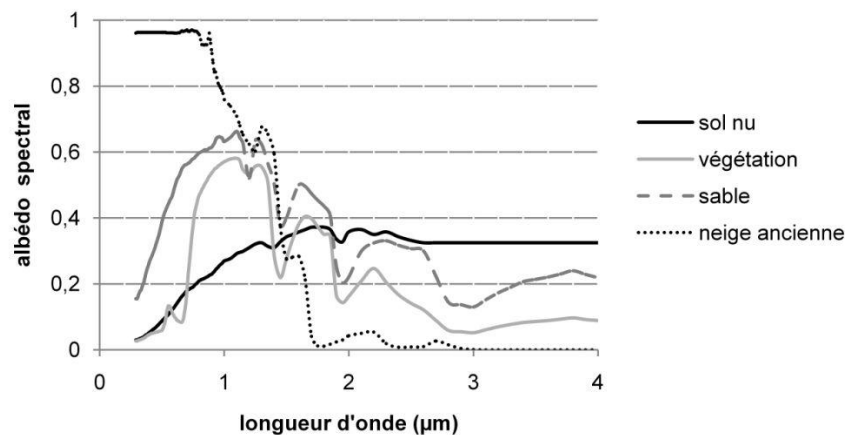


FIGURE 4.9 – variation spectrale de l'albédo pour quelques types de surface [Justus and Paris, 1987]

Pour étudier en première approximation l'influence de l'albédo du sol $\bar{\rho}$, nous utiliserons la formule empirique de [Perrin and Vauge, 1982] qui évalue l'éclairement additionnel, $E_{dif'}$, dû à la réflexion par le sol :

$$E_{dif'} = 0,9\bar{\rho}E_{global \rho=0} \exp\left(-\frac{4}{\sqrt{T_L}}\right) \quad (4.15)$$

où $E_{global \rho=0}$ est l'éclairement global obtenu si l'albédo du sol est égal à zéro. Le facteur de trouble de Linke T_L , dont la valeur typique pour l'Afrique et l'Europe est de 3, caractérise le contenu en aérosol de l'atmosphère. Il peut être lié à la visibilité (vis) selon [Perrin and Vauge, 1982] :

$$T_L = \frac{24}{\ln(vis)} - 2,4 \quad (4.16)$$

Ainsi, la variation de l'éclairement global E_{global} par rapport à l'albédo $\bar{\rho}$ et l'erreur relative causée par la non-prise en compte de celle-ci peuvent être approchées comme suit :

$$\begin{cases} \frac{dE_{global}}{d\bar{\rho}} = 0,9E_{global \rho=0} \exp\left(\frac{-4}{\sqrt{T_L}}\right) \\ \frac{E_{global} - E_{global \rho=0}}{E_{global}} = \frac{0,9\bar{\rho}}{\exp(4/\sqrt{T_L}) + 0,9\bar{\rho}} \end{cases} \quad (4.17)$$

Pour évaluer l'influence de l'albédo pour un ciel sans nuage (figure 4.10), nous faisons varier l'angle zénithal solaire (θ_s) et la visibilité (vis). Pour chaque cas nous calculons les erreurs relative (%) et absolue ($W m^{-2}$), commises si on négligeait l'albédo du sol $\bar{\rho}$ alors qu'elle est égale à 0,2.

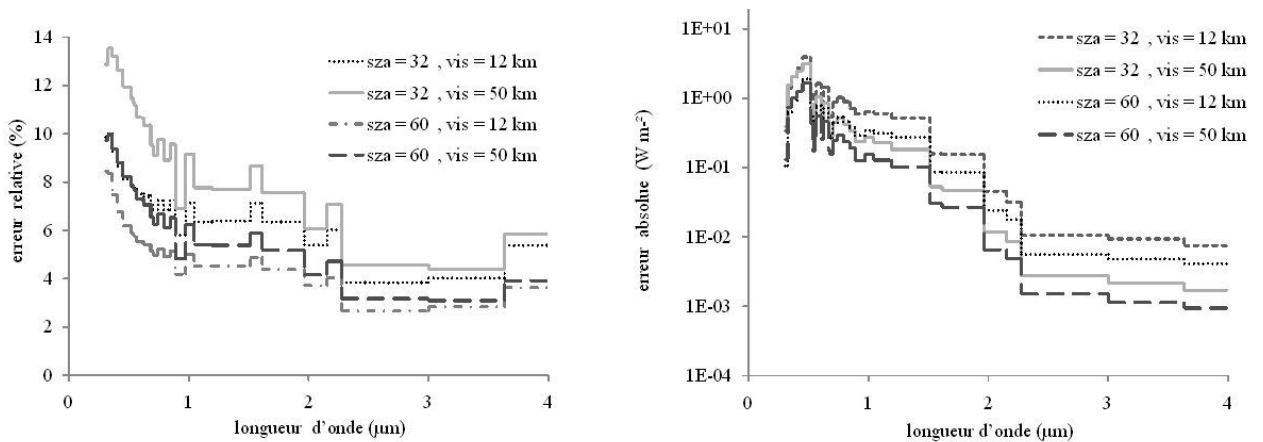


FIGURE 4.10 – erreurs relative et absolue sur l'éclairement lorsque l'albédo du sol est négligé alors qu'il est égal à 0,2. L'angle zénithal solaire et la visibilité sont ici notés sza et vis

L'influence de l'albédo varie et décroît avec la longueur d'onde même dans le cas où l'albédo est constante spectralement, parce que l'intensité de la diffusion décroît. Elle croît avec l'augmentation de la turbidité atmosphérique, et donc décroît avec la visibilité, comme le montre l'équation 4.17. Ceci s'explique par l'augmentation de la rétrodiffusion consécutive à l'augmentation de la turbidité de l'atmosphère. L'influence diminue lorsque l'angle zénithal solaire (θ_s) croît. Ceci est dû à ce que la quantité de rayonnement arrivant au sol, dont la quantité susceptible d'être rétrodiffusée, diminue avec l'augmentation de l'angle zénithal solaire. La présence des nuages augmente l'influence de l'albédo. La figure 4.8 montre que la variation relative de la transmittance du nuage avec l'albédo croît avec l'épaisseur optique du nuage (τ_c). Ainsi, plus τ_c est grand, plus l'écart relatif est élevé.

4.7 Réflectance bidirectionnelle et ombrage inter-pixel

La réflexion du rayonnement au sol varie avec les angles d'incidence et d'observation ou visée. Plusieurs modèles existent pour décrire la réflectance bidirectionnelle du sol [Rahman et al., 1993; Cabot, 2005; Vermote et al., 1997; Chappell et al., 2006; Lavergne et al., 2007]. Nous utilisons ici le modèle semi-empirique Rahman-Pinty-Verstraete (RPV) exploité dans le code libRadtran. Dans ce modèle, la réflectance du sol ρ est donnée par [Rahman et al., 1993; Pinty et al., 2000; Wildlowski et al., 2003] :

$$\rho(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \rho_0, \rho_c, g, k) = \rho_0 M(\theta_s, \varphi_s, k) p_{HG}(\theta_s, \theta_v, k) H(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \varphi_v, \rho_c) \quad (4.18)$$

où ρ_0 est un paramètre arbitraire caractérisant l'amplitude de la réflectance de la surface ; il doit être supérieur ou égal à 0 et la moyenne de la réflectance sur les angles de visée doit être inférieure à 1. H est la fonction décrivant l'effet hot-spot caractérisé par une très forte réflexion dans la direction d'incidence et M et p_{HG} sont les fonctions angulaires symétrique et asymétrique du modèle. M , la fonction de Minnaert [Minnaert, 1941] modifiée, est donnée par

$$M(\theta_s, \varphi_s, k) = \frac{\cos^{k-1} \theta_s \cos^{k-1} \theta_v}{(\cos \theta_s + \cos \theta_v)^{1-k}} \quad (4.19)$$

où θ_s , φ_s et θ_v , φ_v sont les angles zénithaux et azimutaux respectivement d'incidence et de visée. Le paramètre k indique l'anisotropie de la surface. Pour une surface quasi lambertienne

(faible variation angulaire de la réflectance), k est proche de 1. k est inférieur (ou supérieur) à 1 lorsque la réflectance croît (ou décroît) avec l'angle zénithal de visée θ_v . La fonction de phase d'Henyey-Greenstein (voir équation A.11 de l'annexe A), p_{HG} , est ajoutée pour moduler les contributions des diffusions avant et arrière. Le paramètre g caractérise l'orientation de la réflexion. H est donnée par

$$H(\theta_s, \varphi_s, \theta_v, \theta_v, \rho_c, G) = 1 + \frac{1 - \rho_c}{1 + G}, \quad \text{avec} \\ G = [\tan^2 \theta_s \tan^2 \theta_v - 2 \tan \theta_s \tan \theta_v \cos(\varphi_s - \varphi_v)]^{1/2} \quad (4.20)$$

Ainsi, ρ_0 , ρ_c , k et g sont nécessaires pour décrire la réflectance bidirectionnelle par le modèle RPV. Ces paramètres dépendent de la nature du sol. La figure 4.11 donne la variation angulaire de la réflectance d'une forêt de conifères dans le proche infrarouge. On observe une importante variation de la réflectance autour de l'albédo. Cette variation peut être supérieur à 0,1.

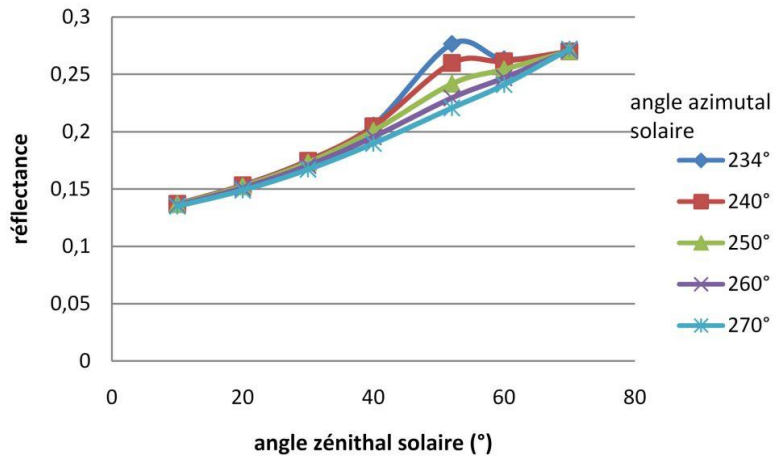


FIGURE 4.11 – variation angulaire de la réflectance d'une forêt de conifères dans le proche infrarouge. Ici les angles zénithal et azimutal de visée sont respectivement 52° et 234°

Précisons que le modèle RPV ne s'applique qu'en dehors des eaux. La réflectance des eaux varie fortement, de zéro à des valeurs très élevées; elle dépend en plus de la vitesse du vent [Lefèvre et al., 2007].

Ainsi, en considérant l'albédo du sol au lieu de la réflectance bidirectionnelle, on commet une erreur importante sur l'éclairement réfléchi par le sol, diffusé par l'atmosphère et augmentant la fraction diffuse de l'éclairement. Cette omission est très souvent faite pour des raisons opérationnelles à cause du manque de données décrivant le sol.

Dans un pixel donné, le cosinus de l'angle d'incidence $\theta(\alpha_p, \beta_p)$ local vérifie :

$$\begin{aligned} \cos \theta(\alpha_p, \beta_p) = & (\cos \omega_h \cos \delta \cos \Phi + \sin \delta \sin \Phi) \cos \beta_p + \cos \omega_h \cos \delta \sin \Phi \cos \alpha_p \sin \beta_p \\ & + \sin \omega_h \cos \delta \sin \alpha \sin \beta - \sin \delta \cos \Phi \cos \alpha_p \sin \beta_p \end{aligned} \quad (4.21)$$

où ω_h est l'angle horaire solaire, δ est la déclinaison solaire pour l'année et le jour considéré, Φ est la latitude du point considéré, et (α_p, β_p) correspond à l'orientation de la pente locale, respectivement en azimut et en tilt. Très souvent, pour des raisons opérationnelles, le calcul d'éclairement est fait selon l'hypothèse d'une pente nulle à l'intérieur du pixel. Le cosinus de l'angle d'incidence vérifie alors :

$$\cos \theta(0, 0) = \cos \omega_h \cos \delta \cos \Phi + \sin \delta \sin \Phi \quad (4.22)$$

Si tel n'est pas le cas, l'éclairement du pixel est modifié par le rapport :

$$R = \frac{1}{\cos \theta(0, 0)} \int \int_{pixel} \cos \theta(\alpha_p, \beta_p) dp \quad (4.23)$$

4.8 Conclusion sur les paramètres les plus influents

Pour une position relative terre - soleil donnée, l'éclairement monochromatique arrivant au sol peut encore s'exprimer comme suit :

$$\begin{aligned} E = E_{toa}T + E_{atm+sol} \\ \text{direct} \quad \quad \text{diffus} \end{aligned} \quad (4.24)$$

E_{toa} est l'éclairement extra-atmosphérique, T est la transmittance directe donnée par

$$\begin{aligned} T = \exp(-\tau_{atm}) \\ \text{avec } \tau_{atm} = \tau_c + \tau_{aer} + \tau_{gaz} \end{aligned} \quad (4.25)$$

où τ_{atm} , τ_c , τ_{aer} et τ_{gaz} sont respectivement les épaisseurs optiques dues à toute l'atmosphère, aux nuages, aux aérosols et à l'ensemble des gaz. $E_{atm+sol}$, qui est l'éclairement diffus, dépend de l'éclairement extra-atmosphérique, des différentes propriétés radiatives des particules atmosphériques et de la réflectance du sol. L'impact des différents paramètres atmosphé-

riques change beaucoup d'un paramètre à l'autre. A titre d'exemple : une erreur de 2 % sur l'éclairement global total peut être due à une déviation de 1° sur l'angle zénithal solaire, de 0,25 sur l'épaisseur optique du nuage, de 0,10 sur l'épaisseur optique des aérosols, de 0,2 sur l'albédo du sol, de 5 mm sur la hauteur d'eau précipitable ou de plus de 100 DU sur le contenu en ozone.

Nous avons quantifié l'influence des différents paramètres atmosphériques sur l'éclairement arrivant au sol. Les nuages (épaisseur optique des nuages et type) sont le paramètre influençant le plus l'éclairement. Les nuages ont également des variations spatiale (≈ 30 m) et temporelle (≈ 10 min) élevées [Rossow and Schiffer, 1999]. Le contenu et le type d'aérosols, le contenu en vapeur d'eau et le profil atmosphérique ont une grande influence sur l'éclairement, particulièrement en ciel clair. [Wald and Baleynaud, 1999] et [El-Metwally et al., 2008] montrent des variations notables sur la transmittance atmosphérique dues à la pollution locale dans les villes à l'échelle de 100 m. L'albédo du sol et sa distribution spectrale ont une influence importante sur la composante diffuse de l'éclairement ainsi que la distribution spectrale de celle-ci. Sa variation spatiale est très forte et sa variation temporelle est saisonnière. L'influence de l'ozone est forte sur l'éclairement ultraviolet, mais reste faible sur l'éclairement total (intégré sur toutes les longueurs d'onde).

Les influences de la position verticale et de l'épaisseur géométrique des nuages dans l'atmosphère sont négligeables quelque soit l'albédo du sol. L'atmosphère peut donc être modélisée, pour le calcul du rayonnement au sol, comme étant constituée d'une partie sans nuage et d'une couche de nuage.

Nous avons ainsi trouvé que la solution de l'équation de transfert radiatif pour une atmosphère nuageuse est équivalente au produit de l'éclairement par ciel clair $E^{clearsky}$ par l'ensemble "extinction due aux nuages et contribution de la réflectance du sol" $T_{nuages+sol}$:

$$E = E^{clearsky} * T_{nuages+sol} \quad (4.26)$$

Cette équation sous-tend les méthodes Heliosat précédentes et de manière générale toutes les méthodes utilisant le même principe.

Cependant, c'est à notre connaissance la première fois qu'une démonstration est faite. D'un point de vue pratique, cette observation permet d'envisager un développement modulaire de méthode exploitant un code de transfert radiatif pour estimer l'éclairement au sol.

Les résultats de ce chapitre constituent la base pour l'établissement de la méthode, dite

Heliosat-4, exploitant un code de transfert radiatif et des données de satellites météorologiques pour dériver le rayonnement incident au sol tous les 3 km et quart-d'heure sur l'Europe et l'Afrique. Les entrées nécessaires à Heliosat-4 ont été identifiées, une estimation de l'importance relative de leurs incertitudes sur le résultat final a été obtenue.

Heliosat-4 : une nouvelle méthode pour estimer le rayonnement au sol

La connaissance des caractéristiques du rayonnement solaire incident est nécessaire dans un nombre important de domaines et particulièrement dans le domaine de l'énergie. Des stations au sol mesurent l'irradiation : généralement la composante globale et plus rarement les composantes directe, diffuse et la distribution spectrale. Le nombre de stations de mesures est limité par les coûts d'investissement et de maintenance et les estimations précises ne sont assurées que pour des domaines restreints.

Après les lancements, dans les années 70, des premiers satellites météorologiques, plusieurs applications de ces images satellitales ont émergé parmi lesquelles les méthodes pour estimer l'irradiation solaire au niveau du sol [Tarpley, 1979; Gautier et al., 1980; Pastre, 1981; Bériot, 1984; Möser and Raschke, 1984; Cano et al., 1986; Grüter et al., 1986; Schmetz, 1989]. Le savoir-faire et les connaissances acquises croissent en même temps que les exigences des utilisateurs des données d'irradiation et aussi, fort heureusement, avec la technologie et les capacités des capteurs et donc avec la qualité des entrées du modèle. En continuité avec les travaux précédents, nous proposons une méthode qui pourrait mieux combler les attentes des utilisateurs.

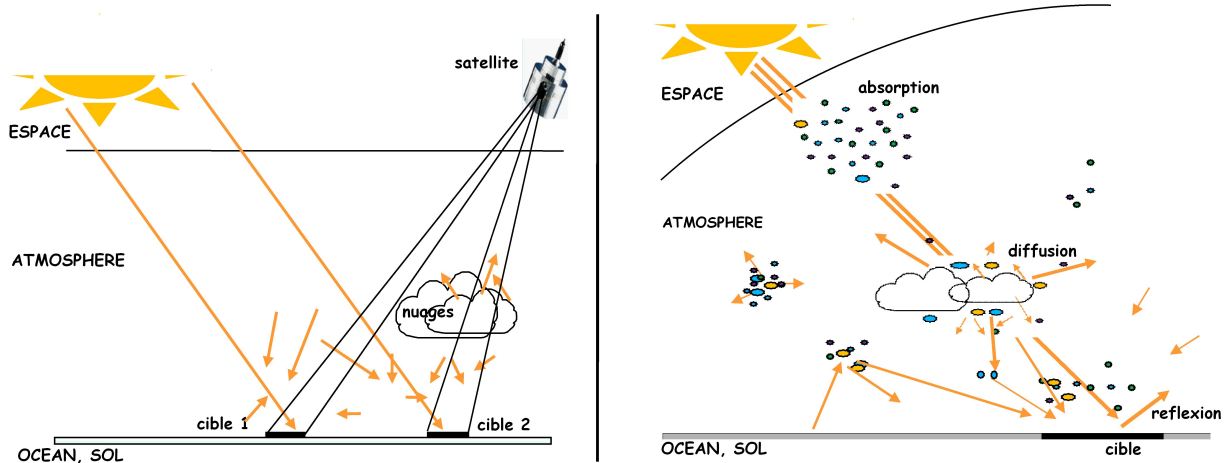


FIGURE 5.1 – modélisation inverse et modélisation directe de l'éclairement. Dans les méthodes inverses, les entrées sont les images satellitales et une inversion du signal est faite. Dans les méthodes directes, les entrées sont les constituants atmosphériques et une simulation de la propagation du rayonnement est faite.

5.1 De l'image satellitale à l'éclairement au sol : les méthodes inverses

La plupart des méthodes existantes exploitent en temps réel ou quasi-réel les images satellitales pour évaluer l'éclairement au sol. Ces méthodes ont pour principe le fait qu'une variation de luminance perçue par le capteur est considérée comme une variation de la couverture nuageuse au dessus du pixel et ont pour entrées les images satellitales brutes ou étalonnées. Nous les appelons méthodes inverses (voir figure 5.1) parce que leurs entrées résultent de l'ensemble des interactions rayonnement-atmosphère-sol et ne sont pas des paramètres optiques comme ceux étudiés précédemment. La plupart des méthodes inverses¹ sont divisées en deux parties : conversion de l'image en indice d'ennuagement et conversion de l'indice d'ennuagement en éclairement

1. Les méthodes de [Tarpley, 1979] et de [Gautier et al., 1980], par exemple, n'utilisent pas l'indice d'ennuagement. Pour la méthode de Tarpley, l'éclairement est déterminé en fonction de la fraction nuageuse au dessus du pixel. Pour la méthode de Gautier et al., le modèle d'atmosphère nuageuse intègre, en plus, le coefficient d'absorption et l'albédo des nuages.

5.1.1 Conversion de l'image (constituée compte numériques) en indice d'ennuagement

L'indice d'ennuagement n_c (encore appelé luminance normalisée [Möser and Raschke, 1984] ou coefficient de couverture effective des nuages [Martins et al., 2007]) est le paramètre clé des méthodes inverses. Cet indice résulte d'une comparaison entre ce qui est observé par le capteur à ce qui devrait être observé au-dessus de ce pixel si le ciel est clair (sans nuages). Il représente en quelque sorte l'atténuation optique de l'atmosphère et peut s'exprimer comme suit :

$$\begin{aligned} n_c &= \frac{quantite - quantite_{clair}}{quantite_{nuage} - quantite_{clair}} \\ &= \frac{quantite - min}{max - min} \end{aligned} \quad (5.1)$$

min et max , déterminés par analyse statistique et correspondent respectivement aux valeurs mesurées par ciel clair ($quantite_{clair}$) et par ciel couvert ($quantite_{nuage}$).

Le terme "quantite" est

- la luminance mesurée par le capteur (ou réfléchié par l'atmosphère) [Möser and Raschke, 1984; Martins et al., 2007],
- ou bien l'albédo planétaire (la réflectance vue par le satellite) ρ_{sat} , comme dans les méthodes Heliosat [Cano et al., 1986; Diabaté et al., 1988; Beyer et al., 1996; Rigollier et al., 2004; Lefèvre et al., 2007] et la méthode de Perez [Perez et al., 2002].

5.1.2 Conversion de l'indice d'ennuagement en éclairissement

Le calcul de l'éclairissement se fait

- à partir de l'indice de clarté K_T [Cano et al., 1986; Grüter et al., 1986; Diabaté et al., 1988], lié par une relation affine et de façon empirique à l'indice d'ennuagement :

$$K_T = a n_c + b \quad (5.2)$$

L'éclairissement au sol E est ensuite déterminé par multiplication avec l'éclairissement extra-terrestre E_{toa} :

$$E_{global} = E_{toa} K_T \quad (5.3)$$

- ou bien à partir des transmittances claire T_{clear} et nuageuse T_{cloud} dérivées des paramètres climatologiques et de la position géographique (méthode Brazil-sr [Martins et al., 2007]) :

$$E = E_{toa}[T_{clear}(1 - n_c) + T_{cloud}n_c] \quad (5.4)$$

- ou bien à partir de l'indice de ciel clair K_c donné par [Beyer et al., 1996]

$$K_c = 1 - n_c \quad (5.5)$$

ou par [Rigollier et al., 2004]

$$\begin{aligned} n_c < -0,2 & \quad K_c = 1,2 \\ -0,2 < n_c < 0,8 & \quad K_c = 1 - n_c \\ 0,8 < n_c < 1,1 & \quad K_c = 2,0667 - 3,6667n_c + 1,6667n_c^2 \\ n_c > 1,1 & \quad K_c = 0,05 \end{aligned} \quad (5.6)$$

Précisons que *min* et *max* de (5.1) correspondent ici aux valeurs minimale et maximale les plus fréquentes de la série temporelle d'albédo Rigollier [2000]. Ainsi, l'indice d'ennuagement n_c peut être supérieur à 1.

L'éclairement au sol E est ensuite déterminé par multiplication avec l'éclairement par ciel clair $E^{clearsky}$:

$$E = E^{clearsky} K_c \quad (5.7)$$

Dans le dernier cas, la variation de l'éclairement causée par les paramètres atmosphériques autres que les nuages est donnée par $\delta E = K_c \delta E^{clearsky}$. K_c varie entre 0,05 et 1,2 [Rigollier et al., 2000], et sa moyenne est d'environ 0,6 en Europe.

5.2 De la composition de l'atmosphère à l'éclairement au sol : les méthodes directes

Au lieu d'une approche inverse, le rayonnement au sol peut aussi être obtenu à travers la modélisation directe des différents effets atmosphériques sur le rayonnement incident et par là, la déduction de l'intensité réfléchie, transmise ou diffusée (voir figure 5.1).

Différentes approches peuvent être utilisées :

- des paramétrisations simples de la propagation du rayonnement dans l’atmosphère. Citons le modèle de Li-Leighton [Li et al., 1993; Hollmann et al., 2002]. Ce modèle établit une relation linéaire entre le rayonnement réfléchi par l’ensemble sol-atmosphère E_{toa}^+ et le rayonnement incident au sol E à partir de simulations du transfert radiatif.

$$E = E_0 \mu_s p_1(\mu_s, u) - p_2(\mu_s, u) E_{toa}^+ \quad (5.8)$$

où E_0 est l’éclairement extraterrestre pour un jour donné, μ_s est le cosinus de l’angle zénithal solaire et u la hauteur d’eau précipitable. Les paramètres p_1 et p_2 sont des fonctions de μ_s et u [Li et al., 1993],

- des modèles s’appuyant sur des abaques, établissant une bijection entre le rayonnement au sol et les paramètres atmosphériques, comme le modèle SICCS de Deneke and Feijt [Deneke et al., 2008]. Le modèle SICCS calcule l’éclairement au sol par la relation suivante :

$$E = E_{sc} \frac{\mu_s}{r^2} T \quad (5.9)$$

où E_{sc} est la constante solaire, μ_s le cosinus de l’angle zénithal solaire, r la distance terre-soleil en unité astronomique et T la transmittance atmosphérique. La transmittance T est calculée à partir des propriétés des nuages dérivées des images du satellite Meteosat, de la vapeur d’eau et de la surface du sol.

Il existe plusieurs modèles calculant l’éclairement par ciel clair (citons les modèles de Bird [Bird and Huldstrom, 1980], de Molineaux [Molineaux et al., 1998], de Gueymard [Gueymard, 2001], ESRA [Greif et al., 2000; Rigollier et al., 2000; Geiger et al., 2002], SolIS [Mueller et al., 2004]). Dans tous les modèles, l’influence de la précision de l’éclairement par ciel clair est très forte sur la qualité de l’éclairement pour tout ciel. Le modèle de ciel clair approprié dépend du besoin (simplicité, distribution spectrale, composantes directe et diffuse) et des entrées disponibles (trouble de Linke ou épaisseur optique des aérosols). Si la complexité et le temps de calcul ne posent pas problème, SolIS est actuellement le meilleur choix puisqu’il donne de bons résultats dans l’ensemble, et fournit en plus une distribution spectrale [Ineichen, 2006]. C’est ainsi que le modèle de ciel clair de la nouvelle méthode, de la nouvelle méthode que nous élaborons, s’appuie sur SolIS. Rappelons que dans les modèles directes et inverses,

l'éclairement par ciel clair peut se calculer de la même façon.

5.3 Heliosat-4, la nouvelle méthode

Heliosat-4, que nous proposons, est une méthode directe et s'appuie sur un CTR (Code de Transfert Radiatif).

Nos objectifs sont les suivants :

- fournir de manière opérationnelle et en temps quasi-réel pour les pixels utilisables d'une image Meteosat (9 millions de pixels, de résolution 3 km au nadir du satellite et à chaque quart d'heure) les composantes directe et diffuse de l'éclairement pour chacune des 30 bandes Kato proposées par [Kato et al., 1999] (soit 60 valeurs caractérisant le rayonnement),
- créer une base de données qui contiendra les caractéristiques de rayonnement. Nous comptons sur une période de 10 ans pour le dimensionnement,
- mettre sur pied un outil de diffusion des données de rayonnement en s'appuyant sur les capacités du service web SoDa (www.soda-is.com [Gschwind et al., 2006]).

L'étude de sensibilité [chapitre 4] [Oumbe et al., 2008] nous a permis de déterminer les principales entrées de la méthode, qui sont :

- angle zénithal solaire et numéro du jour dans l'année,
- type de nuage,
- épaisseur optique des nuages,
- épaisseur optique des aérosols et sa variation spectrale,
- type d'aérosol,
- albédo du sol et sa variation spectrale,
- profil atmosphérique,
- altitude du sol.

5.3.1 Concept ciel clair * "nuage - sol"

Nous avons montré [chapitre 4] [Oumbe et al., 2008] que la solution de l'équation de transfert radiatif pour une atmosphère nuageuse est équivalent au produit de l'éclairement par ciel clair $E^{clearsky}$ à l'ensemble "extinction due aux nuages et contribution de la réflectance du sol" $T_{nuages+sol}$. Cela nous amène à développer la méthode Heliosat-4 en deux parties distinctes :

une partie pour calculer $E^{clearsky}$ et une partie pour calculer $T_{nuages+sol}$. L'atmosphère peut donc être représentée comme à la figure 5.2.

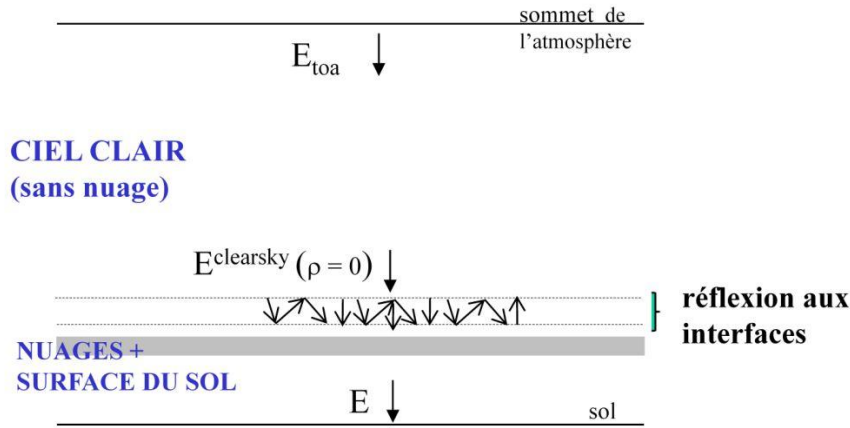


FIGURE 5.2 – représentation schématique du concept ciel clair * "nuage - sol"

En tenant compte du fait que

i) la variation de $T_{nuages+sol}$ avec l'altitude z est négligeable et

ii) les paramètres nuageux seront obtenus tous les quarts d'heure et à chaque 3 km et les autres paramètres seulement tous les jours et à chaque 50 km, l'éclairement au sol dans la méthode Heliosat-4 sera déterminé comme suit :

$$E = E^{clearsky} f(z) T_{nuages+sol} \quad (5.10)$$

j et 50 km 1/4 h et 3 km

Ici, chaque modèle se distingue par ses résolutions spatiale et temporelle. Le premier modèle calcule l'éclairement par ciel clair $E^{clearsky}$; il prend en compte tous les paramètres atmosphériques sauf les nuages et l'albédo du sol et concentre l'essentiel des ressources en calcul. Le deuxième modèle $f(z)$ corrige l'altitude pour un site donné et le troisième modèle prend en compte l'extinction due aux nuages et la contribution de l'albédo du sol $T_{nuages+sol}$. Les deuxième et troisième modèles sont les plus simples et s'exécutent plus vite que le premier modèle. Entre les deux parties de l'atmosphère de la figure 5.2, il se produit une série de réflexions. Le troisième modèle doit donc avoir pour entrée, en plus des caractéristiques des nuages et du sol, l'albédo sphérique de l'atmosphère sans nuage ρ_{sph} . Le premier modèle calculera donc ρ_{sph} en plus de $E^{clearsky}$.

La méthode Heliosat-4 est schématisée par la figure 5.3 et son élaboration est présentée ci-dessous.

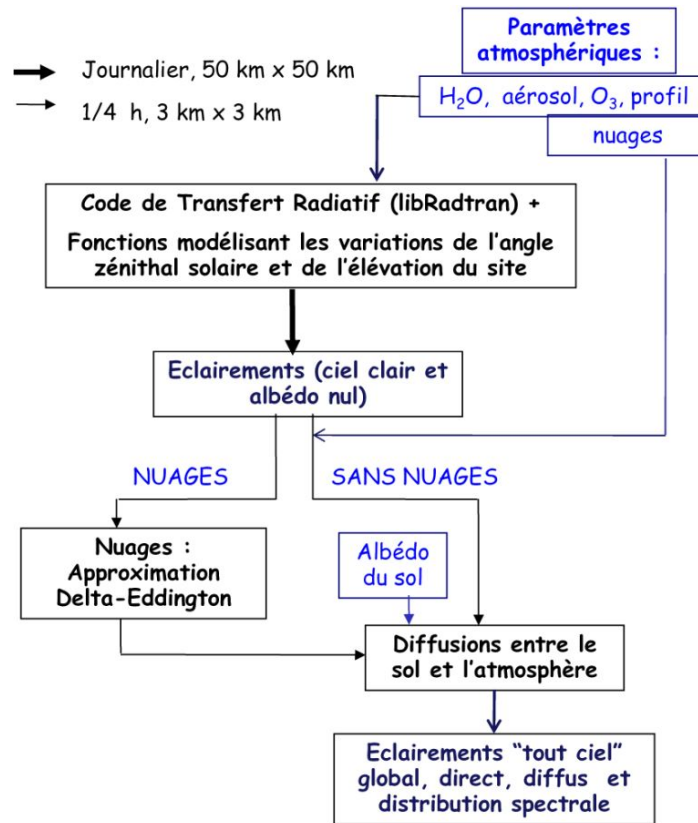


FIGURE 5.3 – représentation schématique de la méthode Heliosat-4. CTR signifie Code de Transfert Radiatif. Les différentes étapes sont présentées dans la suite.

5.3.2 Diverses possibilités de calcul du rayonnement par ciel clair

[Rigollier, 2000] montre qu'une bonne estimation de l'éclairement par ciel clair est un facteur crucial pour le calcul de l'éclairement. A partir d'un code de transfert radiatif (CTR), l'éclairement peut être calculé selon plusieurs modes opératoires que l'on pourra choisir en fonction des contraintes comme le temps de calcul, l'espace de stockage etc. [Introduction générale].

Nous pouvons utiliser un solveur (ou un CTR) simple et donc plus rapide. Par exemple, en utilisant le libRadtran avec comme solveur l'approximation à deux flux (décrite au chapitre 3), version de [Kylling et al., 1995] (solveur "twostr") au lieu de la méthode des ordonnées discrètes (solveur "disort"), le temps d'exécution est réduit d'un facteur 30. L'écart relatif, par rapport à la méthode des ordonnées discrètes, obtenue est en général inférieur à 2 % pour les éclairements totaux. Cet écart est plus important pour les basses longueurs d'onde comme l'indique la figure 5.4. Si le calcul d'éclairement ultraviolet est prioritaire, alors ce solveur n'est pas adapté.

Une autre solution consiste à construire des abaques. Pour ceci, il nous faudra calculer

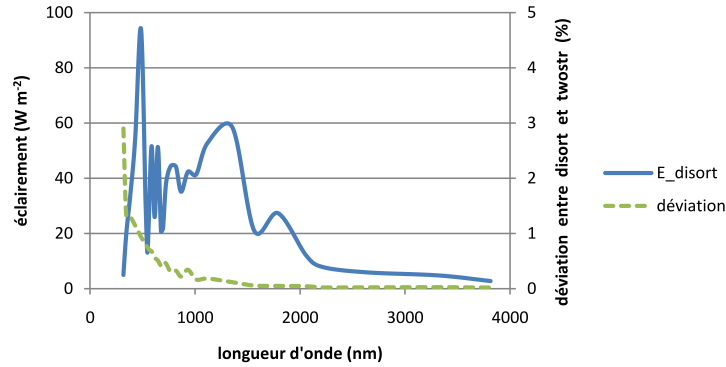


FIGURE 5.4 – comparaison entre les éclairissements spectraux obtenus avec disort (E_{disort}) et ceux obtenus avec two-stream. Les écarts obtenus sont faibles dans l'ensemble, mais deviennent importants dans l'ultraviolet

les transmittances atmosphériques pour différents types de ciel clair et faire des interpolations pour des types intermédiaires. S'inspirant de [Gimeno-Ferrer and Hollmann, 2002] et de l'étude de sensibilité au chapitre précédent, nous pourrions construire l'abaque suivant le tableau ci-dessous.

paramètres	valeurs pour le CTR	nombres
profil atmosphérique	6 profils AFGL	6
angle zénithal solaire	de 0 à 75 avec pas de 5°	16
type d'aérosol	4 types d'aérosol + pas d'aérosol	5
$\tau_{aer\ 550\ nm}$	0,01, 0,05, 0,1, 0,2, 0,3, 0,5, 1	7
α	0, 1, 1,5, 2, 3, 4	6
vapeur d'eau	0, 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100 kg m ⁻²	8
ozone	250, 300, 350, 400 DU	4
altitude du site	0, 0,5, 1, 1,5, 2, 2,5, 3, 4, 5, 6, 8 km	11
		7096320 cas

TABLE 5.1 – exemple d'abaque pour le calcul d'éclairement par ciel clair. $\tau_{aer\ 550\ nm}$ et α décrivent l'épaisseur optique spectrale des aérosols. CTR signifie Code de Transfert Radiatif. Le CTR ici est libRadtran.

L'écart relatif obtenu suite aux interpolations est inférieur à 4 % pour la plupart des cas. Pour chaque cas, nous aurons 30 couples (direct, diffus) de valeurs à stocker. Etant donné qu'il faut allouer 2 octets à chaque valeur, il faudra 7096320 x 30 x 4, soit un peu moins d'un gigaoctet pour cette base de données. Un calcul d'éclairement avec libRadtran dure environ 15 s (cette durée dépend bien entendu de l'ordinateur utilisé). L'ensemble des calculs durera donc 7096320 x 15 / 11 s (libRadtran fournit les données d'éclairement pour plusieurs altitudes en un calcul), soit environ 5 semaines. Cette méthode est intéressante et souvent utilisée. Les pas de valeurs peuvent être raffinés pour réduire l'erreur due aux interpolations. Mais cette

méthode pose un problème : si de nouvelles propriétés de l'atmosphère sont disponibles, il faudra reprendre les calculs.

Une variante de modèle s'appuyant sur un abaque consiste à classer préalablement les n-uplets d'entrées suivant leur fréquence. Ainsi, les valeurs correspondant aux n-uplets d'entrées les plus fréquents sont plus resserrées lors de la construction de l'abaque. L'impact des interpolations suivant l'abaque sur la qualité des résultats est donc réduit. La finesse des pas entre les différents n-uplets d'entrées est ici limitée par l'espace de stockage disponible.

Une autre variante consiste à calculer et stocker le moins de valeurs. Par exemple, étant donné que l'influence de l'ozone sur l'éclairement au sol est faible la transmittance de l'ozone peut être calculée séparément, comme suit. La transmittance de l'ozone est calculée par la relation de Lambert-Beer [Gueymard, 2001]. Cette relation s'exprime aussi sous la forme suivante :

$$T_{\lambda \text{ ozone}} = \exp(-m_{\text{ozone}} \tau_{\lambda \text{ ozone}}) \quad (5.11)$$

m_{ozone} et $\tau_{\lambda \text{ ozone}}$ sont respectivement la masse d'air et l'épaisseur optiques de l'ozone. Ils sont donnés par :

$$\begin{cases} m_{\text{ozone}} = (\cos\theta_s + 268,5(\theta_s)^{0,5} + (115,4 - \theta_s)^{-3,3})^{-1} \\ \tau_{\lambda \text{ ozone}} = u_{\text{ozone}} a_{\lambda \text{ ozone}} \end{cases} \quad (5.12)$$

θ_s est l'angle zénithal solaire et u_{ozone} et $a_{\lambda \text{ ozone}}$ sont respectivement la quantité et le coefficient d'atténuation monochromatique de l'ozone.

Dans l'ultraviolet et le visible, une correction du coefficient $a_{\lambda \text{ ozone}}$ selon la température est faite. L'atmosphère est divisée en plusieurs couches se différenciant les unes des autres par leurs températures et l'épaisseur optique de l'ozone calculée dans chacune d'elles :

$$\tau_{\lambda \text{ ozone}}(z) = u_{\text{ozone}}(z) NLosch (k1T_{ref} + c1(T(z) - T_{ref}) + c2(T(z) - T_{ref})^2) \quad (5.13)$$

où $NLosch = 2.687 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ est le nombre de Loschmidt. T est la température de la couche, $T_{ref} = 228 \text{ K}$ est la température de référence et $k1$, $c1$ et $c2$ sont des coefficients monochromatiques. Nous comparons les indices de clarté (transmittance entre le sommet de l'atmosphère et le sol) de l'ozone calculée suivant [Gueymard, 2001] à celle obtenue avec libRadtran (figure

5.5).

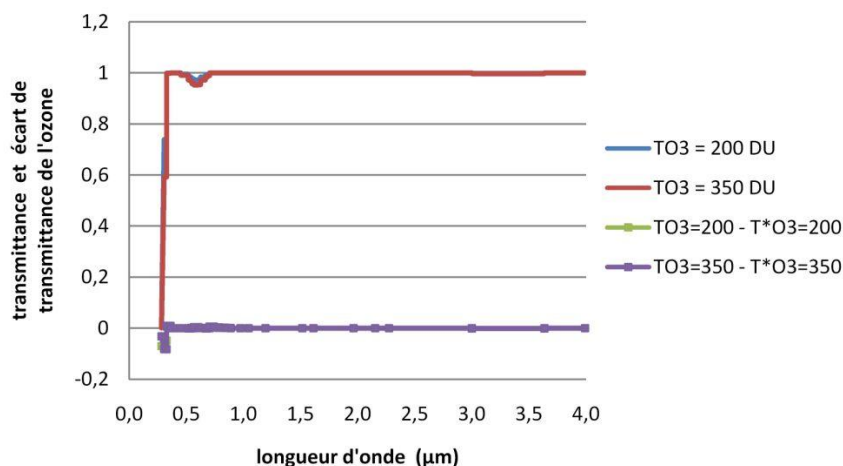


FIGURE 5.5 – transmittance spectrale de l’ozone. T^*O3 et $TO3$ représentent respectivement la transmittance calculée à partir de la relation de Lambert-Beer [Gueymard, 2001] et celle calculée à partir de libRadtran.

L’écart obtenu est faible dans la quasi-totalité des longueurs d’onde. Dans le domaine $[0,28 \mu\text{m}; 0,31 \mu\text{m}]$, on observe une forte surestimation de la transmittance de l’ozone : pour ces quantités d’ozone, la transmittance moyenne est de 0,048 pour le modèle décrit ci-dessus et de 0,006 pour le calcul à partir de libRadtran. Ce modèle ne paraît donc pas adapté pour le calcul de la distribution spectrale de l’éclairement. En plus, nous avons obtenu, en utilisant ce modèle pour la prise en compte de l’atténuation par l’ozone, au lieu de libRadtran une augmentation de biais d’environ 1 % sur les éclairements globaux horaires.

5.3.3 Notre choix pour le calcul de l’éclairement par ciel clair

En optant pour un mode opérationnel basé sur un abaque, il faudrait le reconstruire si d’autres paramètres atmosphériques sont disponibles. Le problème avec le choix d’un solveur (ou CTR) simple et rapide est que la diffusion moléculaire n’est pas prise en compte. Nous aurions pu choisir "twostr" si nous ne nous intéressions qu’aux éclairements totaux. Comme le montre la figure 5.4, le rayonnement ultraviolet ne serait pas bien estimé.

Le modèle de ciel clair SOLIS [Mueller et al., 2004; Ineichen, 2006] est en accord avec nos contraintes. C’est le modèle que nous choisissons. SOLIS est la combinaison de libRadtran et de la relation de Lambert-Beer Modifiée (LBM) proposée par [Mueller et al., 2004]. La relation LBM est une paramétrisation de la variation de l’éclairement avec l’angle zénithal solaire, dans

le but de réduire le temps de calcul :

$$\begin{cases} E_{global}^{clearsky}(\theta_s) = E_{toa} \exp(-\tau_0 / \cos^a \theta_s) \cos \theta_s \\ E_{direct}^{clearsky}(\theta_s) = E_{toa} \exp(-\tau_{0b} / \cos^b \theta_s) \cos \theta_s \end{cases} \quad (5.14)$$

où τ_0 , τ_{0b} et a , b sont déterminés à partir de la connaissance des éclaircements global et direct aux angles zénithaux solaires θ_s égaux à 0° et 60° . Ces éclaircements sont obtenus par deux exécutions de libRadtran.

L'albédo sphérique de l'atmosphère sans nuage ρ_{sph} est calculé à partir de l'équation 5.29. Pour cela E_{global} est calculé pour deux valeurs d'albédo (0 et 0,4), ceci par deux exécutions de libRadtran.

Les entrées sont le contenu en vapeur d'eau, le contenu en ozone, l'épaisseur optique spectrale des aerosols, le type d'aérosol, le profil atmosphérique et l'altitude du site.

5.3.4 La relation double-z pour le profil vertical de l'éclairement

L'altitude du site a une grande influence sur l'éclairement et il est nécessaire de tenir compte de l'altitude réelle du pixel. Exécuter libRadtran pour chaque altitude serait trop long. Compte tenu du fait que libRadtran peut calculer l'éclairement pour deux altitudes (z_0 et z_H) en un seul appel, nous avons conçu la relation double-z [Oumbe and Wald, 2009] décrite ci-dessous pour effectuer la correction d'altitude. Elle est appelée "relation double-z" parce qu'elle prend pour entrée les éclaircements à deux altitudes.

Soient $E^{clearsky}(z)$ l'éclairement à l'altitude z et $E_{toa}^{clearsky}$ l'éclairement au sommet de l'atmosphère. Nous définissons un coefficient d'atténuation, $A(z)$, comme suit

$$E^{clearsky}(z) = E_{toa}(1 - A(z)) \quad (5.15)$$

Ce modèle s'appuie sur l'hypothèse selon laquelle $A(z)$ peut s'écrire

$$A(z) = A(z_0) \exp -\alpha(z - z_0) \quad (5.16)$$

où z_0 est l'altitude au niveau du sol. $A(z_0)$ et le coefficient α sont déterminés à partir de l'éclairement global par ciel $E^{clearsky}(z_H)$ à une altitude z_H et de l'éclairement global par ciel

clair au niveau du sol $E^{clearsky}(z_0)$:

$$\begin{aligned} A(z_0) &= 1 - E^{clearsky}(z_0)/E_{toa} \\ \alpha &= -\ln\left(\frac{E_{toa} - E^{clearsky}(z_H)}{E_{toa} - E^{clearsky}(z_0)}\right)/(z_H - z_0) \end{aligned} \quad (5.17)$$

l'altitude z_H (en m) devant être prise ainsi :

$$z_H = \max(3000, z_0 + 2000) \quad (5.18)$$

Nous avons initialement conçu la relation double-z pour modéliser le profil vertical de l'éclairement direct $E_{direct}^{clearsky}(z)$, mais elle s'est aussi montrée suffisamment précise pour l'éclairement global $E_{global}^{clearsky}(z)$ et est donc aussi utilisée. L'éclairement diffus est obtenu par soustraction du direct sur le global.

Nous avons comparé les sorties de la relation double-z pour plusieurs altitudes aux sorties de libRadtran et 6S² qui servent ici de références. libRadtran a été exécuté pour différentes conditions atmosphériques, par exemple, différents angles zénithaux solaires (0, 10, 20, 40, 50, 60, 65, 70, 75, 80) °, quatre différents types d'aérosols, différentes visibilités (15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 80, 100) km, différentes hauteurs d'eau précipitables (10, 15, 30, 60, 80) kg m⁻², les différents profils atmosphériques et différents albedos du sol (0,0, 0,2, 0,3, 0,6, 0,9). Des tests similaires ont été faits avec 6S. Des résultats similaires ont été obtenus, prouvant que la comparaison n'est pas biaisée par l'utilisation d'un seul code de transfert radiatif. Les écarts entre les résultats du code de transfert radiatif et la relation double-z ont été calculés. La valeur relative de l'écart est inférieure à 1 % (éclairement global), et 2 % (éclairement direct) pour des visibilités standards, c'est-à-dire supérieures à 30 km [WMO, 1981] (figure 5.6). Ces écarts sont respectivement d'environ 3 % et 5 % pour des visibilités de 15 km. Pour les plus grandes visibilités, l'écart relatif est presque nul pour les altitudes allant du niveau de la mer à 6-7 km.

Nous concluons que cette fonction décrit avec suffisamment de précision les éclairagements totaux direct et global. Par contre, des écarts importants sont parfois obtenus sur les éclairagements globaux spectraux (figure 5.7), ils atteignent 10 %. La relation double-z devrait être améliorée pour l'éclairement spectral.

2. Second Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum Vermote et al. [1997]

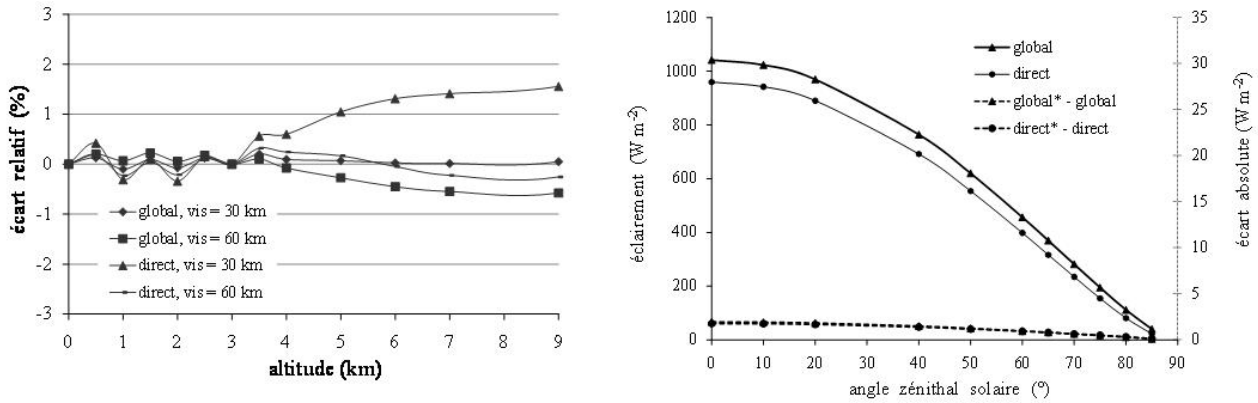


FIGURE 5.6 – sensibilité de la relation double-z avec l’altitude (à gauche avec libRadtran) et l’angle zénithal solaire (à droite avec 6S). Les principales entrées sont albédo 0,2, hauteur d’eau précipitable 15 kg m⁻², angle zénithal solaire 30° (gauche), visibilité 30 km (droite). *global** (*direct**) et *global* (*direct*) représentent respectivement l’éclairement global (direct) calculé à partir de la relation double-z et celui calculé à partir de libRadtran.

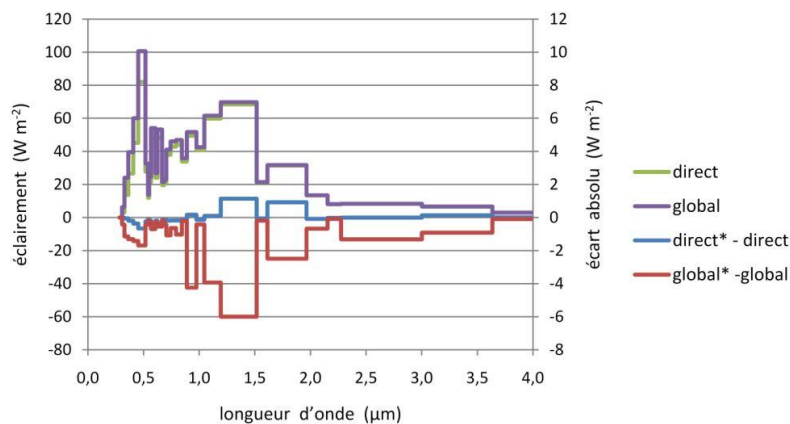


FIGURE 5.7 – sensibilité de la relation double-z avec la longueur d’onde. Les autres caractéristiques de cette figure sont similaires à celles de la figure 5.6

5.3.5 Extinction du rayonnement par les nuages

Etant donné que l’existence de plusieurs couches a un effet négligeable sur le rayonnement réfléchi ou transmis par l’ensemble pour des faibles longueurs d’onde [Stephens and Webster, 1984], une seule couche de nuage est considérée. Nous utilisons l’approximation delta-Eddington pour les nuages (voir paragraphe 3.5.1 du chapitre 3) avec les conditions aux limites de Paris [Paris, 1985; Paris and Justus, 1988].

Ces conditions aux limites sont :

1. uniquement le rayonnement direct aux frontières du nuage, soit

$$\begin{aligned} E_{diffus}^{-}(\tau_c = 0) &= 0 \\ E_{diffus}^{+}(\tau_c) &= 0 \end{aligned} \quad (5.19)$$

τ_c est l'épaisseur optique du nuage. Sont alors calculées les transmittance (t_{dir}) et réflectance (r_{dir}) directes-à-diffuses.

2. uniquement le rayonnement diffus aux frontières du nuage, soit

$$\begin{aligned} E_{direct}^{-}(\tau_c = 0) &= 0 \\ E_{diffus}^{+}(\tau_c) &= 0 \end{aligned} \quad (5.20)$$

Sont alors calculées les transmittance (t_{dif}) et réflectance (r_{dif}) diffuses effectives.

Dans les deux cas, les transmittances et réflectances sont respectivement données par :

$$\begin{aligned} t &= E_{global}^{-}(\tau_c) / E_{global}^{-}(\tau_c = 0) \\ r &= E_{global}^{+}(\tau_c = 0) / E_{global}^{-}(\tau_c = 0) \end{aligned} \quad (5.21)$$

Dans la suite du document, nous ne parlons plus que d'éclairement descendant (E^{-}) et l'indice $-$ est omis pour alléger l'écriture.

Les composantes directe et diffuse de l'éclairement traversant le nuage sont données par :

$$\begin{cases} E_{direct} = E_{direct}^{clearsky} \exp\left(\frac{-\tau_c}{\mu_s}\right) \\ E_{diffus} = t_{dif}(E_{diffus}^{clearsky} + R_c \rho_{sph}) + t_{dir} E_{direct}^{clearsky} \end{cases} \quad (5.22)$$

μ_s est le cosinus de l'angle zénithal solaire, les indices dir et dif correspondent respectivement au rayonnement direct et diffus et R_c , l'éclairement réfléchi par le nuage, est donné par :

$$R_c = \frac{r_{dir} E_{direct}^{clearsky} + r_{dif} E_{diffus}^{clearsky}}{1 - \rho_{sph} r_{dif}} \quad (5.23)$$

ρ_{sph} est l'albédo sphérique de l'atmosphère.

Calcul de l'albédo sphérique de la couche nuageuse

Pour un ciel clair, l'albédo sphérique de l'atmosphère ρ_{sph} est dérivé des éclaircements globaux calculés pour deux valeurs d'albédo. Pour un ciel nuageux, l'albédo sphérique de la couche

nuageuse ρ_{sphc} est déterminé selon [Kokhanovsky and Nauss, 2006] :

$$\rho_{sphc} = \rho_{sphc\infty} - l t \exp(-k\tau_c) \quad (5.24)$$

$\rho_{sphc\infty}$ est l'albédo sphérique pour une couche semi-infinie, donnée par

$$\rho_{sphc\infty} = \frac{(1-s)(1-0,139s)}{1-1,17s} \quad (5.25)$$

s , le paramètre de similarité, est donné par

$$s = \sqrt{\frac{1-\omega}{1-\omega g}} \quad (5.26)$$

g et ω étant respectivement le paramètre d'asymétrie et l'albédo de simple diffusion du nuage. Ils sont estimés à partir du type de nuage, de sa densité, et du rayon effectif des particules (r_{eff}).

t , la transmittance globale est donnée par

$$t = \frac{m n^2 \exp(-k\tau_c)}{1 - l^2 \exp(-2k\tau_c)} \quad (5.27)$$

les paramètres k , l , m et n étant respectivement donnés par

$$\begin{aligned} k &= (\sqrt{3}s - \frac{(0,985 - 0,253 s)s^2}{6,464 - 5,464 s})(1 - \omega g) \\ l &= \frac{(1-s)(1-0,681 s)}{1+0,792 s} \\ m &= (1+1,537 s) \ln\left(\frac{1+1,8 s - 7,087 s^2 + 4,47 s^3}{(1-0,819 s)(1-s)^2}\right) \\ n &= \sqrt{\frac{(1-s)(1-0,414 s)}{1+1,888 s}} \end{aligned} \quad (5.28)$$

5.3.6 Prise en compte de la réflectance du sol

L'éclairement au sol pour un albédo non nul est déterminé en considérant qu'il se produit une suite infinie de réflexion entre le sol et l'atmosphère [Vermote et al., 1997] :

$$E_{global} = E_{global}(\bar{\rho} = 0) / (1 - \bar{\rho} \rho_{sph_0}) \quad (5.29)$$

avec $\rho_{sph_0} = \rho_{sph}$ si le ciel est clair et $\rho_{sph_0} = \rho_{sphc}$ si le ciel est nuageux.

Si on dispose de (DHR, BHR_{iso}) au lieu de $\bar{\rho}$, l'éclairement au sol pour un albédo non nul sera calculé comme suit :

$$E_{global} = E_{global}(\rho = 0) \left(1 + \frac{DHR\rho_{sph_0}}{1 - BHR_{iso}\rho_{sph_0}}\right) \quad (5.30)$$

où DHR est la réflectance hémisphérique directionnelle et BHR_{iso} la réflectance bi-hémisphérique pour une illumination isotropique. La relation 5.30 est obtenue à partir de la modélisation de la réflectance bidirectionnelle faite par [Pinty et al., 2005].

Validation de la méthode Heliosat-4

Ce chapitre traite de la validation de la méthode Heliosat-4. Nous y décrivons la mise en œuvre de la méthode, évaluons les performances de celle-ci sur les éclairagements horaires totaux direct et global, et analysons les causes des incertitudes observées. Étant donné que la qualité des éclairagements dépend fortement de la qualité des entrées, nous discutons des entrées de Heliosat-4 et, en particulier, des propriétés des nuages et des aérosols et du contenu en vapeur d'eau. Ces entrées particulières nous sont fournies par le Deutsches LuftRaumfahrt (DLR) avec lequel la méthode Heliosat-4 a été développée.

6.1 Brève description des méthodes d'extraction des paramètres atmosphériques par le DLR

Les propriétés d'ozone étaient indisponibles à ce moment et nous utilisons pour cette validation la valeur typique de 340 DU¹. L'influence de l'ozone est très faible sur l'éclairage total : une variation de moins de 0,5 % de ce dernier est observée lorsque le contenu en ozone passe de 300 à 400 DU. Par conséquent, notre choix aura peu d'importance sur les résultats. Les valeurs d'albédo du sol, quant à elles, nous sont fournies par EUMETSAT. La méthode d'extraction est développée et présentée par [Pinty et al., 2000]. Cette méthode exploite des

1. 1 DU (Dobson Unit) = $2,96 \cdot 10^{22}$ molécules d'ozone par cm^2

approximations de l'équation de transfert radiatif dans l'atmosphère pour inverser le signal perçu par le satellite Meteosat.

Nous présentons ci-dessous les méthodes utilisées par le DLR pour extraire les propriétés des nuages et des aérosols et le contenu en vapeur d'eau que nous utilisons.

6.1.1 Propriétés des nuages

Les propriétés des nuages sont calculées par la méthode APOLLO. Cette dernière fournit la couverture nuageuse, le type de nuage, l'épaisseur optique des nuages, le contenu en liquide et en glace, la température du sommet du nuage et l'émissivité dans l'infrarouge pour chaque pixel MSG/SEVIRI² avec une résolution temporelle de 15 minutes.

La méthode APOLLO³ a initialement été conçue pour les canaux du radiomètre AVHRR⁴ du satellite NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). Elle a été adaptée aux données MSG / SEVIRI par le DLR [Gesell, 1989; Kriebel et al., 2003]. Les pixels sont préalablement divisés en quatre groupes appelés : sans nuage, entièrement nuageux, partiellement nuageux (c'est-à-dire ni sans nuage, ni entièrement couvert) et contaminés par neige / glace. Ensuite, en fonction de leurs températures, trois couches de nuages sont distinguées. Les limites des couches sont fixées en terme de pression à 700 hPa et 400 hPa. Les températures correspondantes sont dérivées des profils verticaux de température correspondant à des atmosphères standards. Puis, pour chaque pixel entièrement nuageux, le nuage est classé en nuage épais ou nuage fin selon ses températures de brillance⁵ à 11 μm et 12 μm et, pendant la journée, des réflectances à 0,6 μm et 0,8 μm . Les nuages fins et n'ayant aucun nuage fin en dessous sont considérés comme des nuages à cristaux de glace.

La couverture nuageuse est estimée séparément pour chaque groupe de nuage, ce qui est trivial pour les pixels sans nuage (0 %) et entièrement nuageux (100 %). Pour calculer la fraction de couverture nuageuse des pixels partiellement nuageux dans la journée, [Kriebel et al., 2003] exploite une relation entre les réflectances mesurées à 0,6 μm et 0,8 μm et les moyennes des réflectances des pixels sans nuage et entièrement nuageux dans un proche voisinage (par exemple, de 50 x 50 pixels). Dans la nuit, une relation entre les luminances mesurées à 10,8 μm dans un proche voisinage est utilisée. Dans la journée, pour chaque pixel entièrement nuageux,

2. SEVIRI : Spinning Enhanced for Visible and Infrared Imager

3. APOLLO : AVHRR Processing scheme Over cLOUDs, Land and Ocean

4. AVHRR : Advanced Very High Resolution Radiometer

5. La température de brillance est la température qu'aurait un corps noir émettant le même flux de rayonnement que la surface observée.

l'épaisseur optique des nuages, le contenu en eau liquide / glace et l'émissivité dans l'infrarouge sont estimés par un modèle paramétrique utilisant la réflectance à $0,6 \mu\text{m}$, qui n'est pas influencée par l'absorption par la vapeur d'eau. Le modèle paramétrique est basé sur la réflectance directionnelle hémisphérique du sommet du nuage, qui est obtenue à partir de la réflectance bidirectionnelle (mesurée) au sommet de l'atmosphère, en lui appliquant une correction de l'anisotropie, une correction de l'effet de l'absorption par l'ozone et en soustrayant la part de réflectance transmise par le nuage [Kriebel et al., 2003].

6.1.2 Contenu en vapeur d'eau

[Schroedter-Homscheidt et al., 2008] ont développé une méthode d'extraction de la hauteur d'eau précipitable, à partir des images MSG / SEVIRI en temps quasi-réel, de façon opérationnelle sur une base journalière. Ici, la hauteur d'eau précipitable est extraite au-dessus des surfaces sans nuages dans les canaux infrarouge thermique $10,8 \mu\text{m}$ et $12 \mu\text{m}$ du capteur SEVIRI. La méthode de [Schroedter-Homscheidt et al., 2008] s'appuie sur l'algorithme de [Kleespies and McMillin, 1990] et en est une extension.

Cette méthode tire profit des capacités améliorées du capteur SEVIRI avec sa résolution temporelle de 15 minutes et sa précision radiométrique de $0,25 \text{ K}$ et $0,37 \text{ K}$ dans les canaux $10,8 \mu\text{m}$ et $12 \mu\text{m}$. Cette résolution temporelle permet d'exploiter la variation journalière de la température du sol.

En général, la température de brillance mesurée par le satellite est influencée par la température du sol, la température moyenne de l'air, l'émissivité de la surface, le contenu en vapeur d'eau, et l'absorption par d'autres gaz atmosphériques. Pour les deux canaux $10,8 \mu\text{m}$ et $12 \mu\text{m}$, l'égalité de l'émission et de l'absorption des gaz autres que la vapeur d'eau peut être admise. [Kleespies and McMillin, 1990] ont ainsi établi une paramétrisation entre la hauteur d'eau précipitable, les températures de brillance et l'angle zénithal solaire. [Schroedter-Homscheidt et al., 2008] ont mis à jour les coefficients de cette paramétrisation par des simulations de températures de brillance au sommet de l'atmosphère observée par SEVIRI grâce à la base de données TIGR3⁶. Ils établissent la relation suivante :

$$TWC = c1 + c2(\text{ratio}) + c3(\text{ratio})^2 + c4(\text{ratio})^3 \quad (6.1)$$

$$\text{with } \text{ratio} = \frac{1}{\sec \theta_v} \ln\left(\frac{T_{B,11}^a - T_{B,11}^b}{T_{B,12}^a - T_{B,12}^b}\right)$$

6. TIGR3 : Thermodynamic Initial Guess Retrieval [Chédin et al., 1985]

c_1 , c_2 , c_3 et c_4 sont les coefficients du polynôme. $T_{B,11}$ et $T_{B,12}$ sont respectivement les températures de brillance à $10,8 \mu\text{m}$ et $12 \mu\text{m}$. θ_v est l'angle zénithal satellitaire. Les notations $(^c)$ et $(^b)$ indiquent des mesures à deux situations différentes.

Les sorties de la nouvelle méthode TWC avec MSG / SEVIRI comparées aux données de radiosondage montrent que la méthode est capable d'évaluer, au dessus des terres, les valeurs de TWC avec un biais de $-0,2 \text{ mm}$ et écart quadratique moyen de $6,8 \text{ mm}$. Pour les 2583 coïncidences observées, [Schroedter-Homscheidt et al., 2008] trouvent que $TWC_{SEVIRI} = TWC_{radiosonde} \pm 5 \text{ mm}$ pour 82 % des cas et $TWC_{SEVIRI} = TWC_{radiosonde} \pm 10 \text{ mm}$ pour 94 % des cas.

6.1.3 Propriétés des aérosols

L'extraction des propriétés des aérosols à partir des observations satellitales a beaucoup évolué ces dernières années grâce à l'amélioration des capacités des capteurs et de la performance des algorithmes. Mais l'extraction des propriétés autres que l'épaisseur optique des aérosols τ_{aer} reste encore à ses débuts [Holzer-Popp et al., 2008]. Nous avons pourtant besoin, pour Heliosat-4, de la variation spectrale de l'épaisseur optique et du type d'aérosol dans la couche limite (de 0 à 2 km).

Les paramètres caractérisant les aérosols sont évalués à partir de la méthode SYNAER⁷ [Holzer-Popp and Schroedter-Homscheidt, 2004; Holzer-Popp et al., 2008] qui exploite simultanément les mesures des capteurs AATSR⁸ et SCIAMACHY⁹, à bord d'EnviSat. La haute résolution spectrale de SCIAMACHY est fusionnée à la haute résolution spatiale de AATSR, comme indiquée ci-après.

Dans la méthode SYNAER, la détection des nuages est d'abord effectuée pour tous les pixels AATSR, de 1 km de résolution. Cette détection est faite par l'adaptation du modèle APOLLO, décrite dans [Gesell, 1989; Kriebel et al., 2003], à AATSR. Ensuite, les zones sombres (végétations denses, eaux) sont sélectionnées à partir des données elles-mêmes dans les canaux $1,60 \mu\text{m}$ et $3,70 \mu\text{m}$ et à partir de l'indice de végétation normalisée (NDVI) calculée avec les canaux 670 nm et 870 nm. Puis, les valeurs d'épaisseur optique des aérosols à 670 nm (sur la terre) et 870 nm (sur l'océan) sont dérivées des pixels AATSR sombres pour lesquels l'albédo du sol peut être estimé avec une bonne précision. En utilisant le modèle de correction

7. SYNAER : SYNergetic AErosol Retrieval

8. AATSR : Advanced Along-Track Scanning Radiometer

9. SCIAMACHY : SCanning Imaging Absorption SpectroMeter for Atmospheric CHartographY

atmosphérique EXACT [Popp, 1995] qui a été validé par les données Landsat-TM et NOAA-AVHRR, les valeurs d'albédo du sol pour les longueurs d'onde 560 nm, 670 nm et 870 nm sont obtenues pour les pixels sans nuages. Les paramètres dérivés par les données AATSR sont recalés aux pixels SCIAMACHY et interpolés spatialement.

Les calculs d'épaisseur optique des aérosols dans la couche limite et d'albédo du sol sont faits pour quarante différents mélanges d'aérosols, définis par la composition des cinq composants de base des aérosols [Hess et al., 1998]. En utilisant les valeurs d'épaisseur optique et d'albédo du sol calculées par AATSR, les rayonnements au sommet de l'atmosphère et au sol sont simulés pour ces différents mélanges d'aérosols et à 10 longueurs d'onde, pour chaque pixel SCIAMACHY. Les spectres mesurés par SCIAMACHY sont corrigés de l'influence des nuages et de l'ozone ainsi que des erreurs radiométriques. Un ajustement par les moindres carrés des rayonnements SCIAMACHY mesurés et simulés sélectionne le type d'aérosol le plus plausible et son épaisseur optique correspondant, à la longueur d'onde de référence de 550 nm. Enfin, un contrôle de qualité et d'ambiguïté est appliqué en comparant l'écart entre les rayonnements simulés et mesurés à celui entre les différents mélanges d'aérosols.

Les épaisseurs optiques des aérosols à 550 nm estimées par la version 2.0 de SYNAER, comparées à celles mesurées par 39 stations AERONET¹⁰ ont montré un biais proche de 0, un écart type de 0,10 et un coefficient de corrélation de 0,85 [Holzer-Popp et al., 2008].

6.2 Performance de la méthode Heliosat-4

6.2.1 Exécution de la méthode Heliosat-4

La méthode Heliosat-4 est décrite au chapitre 5. Nous présentons ci dessous, de façon synthétique, les différentes étapes pour son exécution en vue de sa validation à l'aide de mesures horaires.

Premièrement, nous déterminons et stockons les valeurs de l'éclairement extraterrestre normal (E_0) pour chaque jour. Puis, pour chaque vecteur d'entrée caractérisant le ciel clair (chaque 50 km x 50 km), nous exécutons 3 fois libRadtran avec les conditions suivantes :

1. θ_s (angle zénithal solaire) = 0° , $\bar{\rho}$ (albédo du sol) = 0, altitudes $z = 0$ km et $z = 3$ km,
2. $\theta_s = 60^\circ$, $\bar{\rho} = 0$, altitudes $z = 0$ km et $z = 3$ km,
3. $\theta_s = 0^\circ$, $\bar{\rho} = 0,4$, altitudes $z = 0$ km et $z = 3$ km.

10. AERONET : AErosol RObotic NETwork

Pour chaque calcul, sont obtenus les éclairements spectraux direct ($E_{direct}(\lambda)$) et global ($E_{global}(\lambda)$) aux altitudes $z = 0$ km et $z = 3$ km. Il s'agit d'éclairements pour les bandes de longueur d'onde Kato de $0,3 \mu\text{m}$ à $3,0 \mu\text{m}$.

A partir des calculs (a) et (b), nous déterminons pour chaque vecteur d'entrée, à chaque longueur d'onde et aux altitudes $z = 0$ km et $z = 3$ km, le quadruplet des paramètres (τ_0 , b , τ_{0b} , a), de la relation de Lambert-Beer modifiée (équation 5.14).

A partir de ($E_{global}(\theta_s = 0^\circ, \bar{\rho} = 0,4)_{z=0km}$, $E_{global}(\theta_s = 0^\circ, \bar{\rho} = 0,4)_{z=3km}$), résultant du calcul (c), nous déterminons l'éclairement global à la bonne altitude pour $\theta_s = 0^\circ$ et $\bar{\rho} = 0,4$ ($E_{global}(\theta_s = 0^\circ, \bar{\rho} = 0,4)$) grâce à la relation double-z (section 5.3.4) et l'albédo sphérique spectral de l'atmosphère (ρ_{sph}) grâce à l'équation 5.29. Rappelons que ρ_{sph} ne varie pas avec l'angle zénithal solaire.

Puis, nous déterminons pour chaque pixel de $3 \text{ km} \times 3 \text{ km}$, à partir des paramètres (τ_0 , b , τ_{0b} , a) et E_0 , et à partir de la relation double-z (section 5.3.4), les éclairements par ciel clair direct (E_{direct}) et global (E_{global}) à l'altitude du site (z). Ce calcul est fait pour différents angles zénithaux solaire.

En prenant en compte l'atténuation par les nuages et la contribution de l'albédo du sol, nous déterminons les éclairements "tout ciel" à chaque quart-d'heure (pas de temps des propriétés des nuages).

Nous calculons ensuite, pour chaque quart-d'heure, l'indice de ciel clair (rapport des éclairements "tout ciel" aux éclairements par ciel clair). Puis nous ré-échantillons cet indice de ciel clair à la minute et calculons à la minute les éclairements "tout ciel". Ces données sont ensuite agglomérées selon le système de temps utilisé pour les données sol afin d'y être comparables.

6.2.2 Comparaison avec les données sol

La validation est effectuée par comparaison avec des mesures faites par des stations au sol. Nous suivons ainsi les recommandations de la tâche SHC36 de l'Agence International de l'Energie [Espinari et al., 2006] et du projet européen MESoR¹¹. Les mesures d'éclairement direct et global que nous avons choisies d'utiliser ont été validées par un groupe d'expert dans le cadre du projet européen MESoR (www.mesor.org). Nous avons appliqué la méthode Heliosat-4 aux données fournies par le DLR (nuages, vapeur d'eau, aérosols) et par EUMETSAT (albédo

11. MESoR : Management and Exploitation of Solar Resource Knowledge

du sol) pour l'année 2004. Les valeurs d'éclairement à chaque quart-d'heure ont été moyennées en éclairement global horaire. Ces éclairagements sont comparés aux mesures effectuées par les pyranomètres de 4 stations météorologiques (*cf.* tableau 6.1). Il s'agit des éclairagements totaux, c'est-à-dire intégrés sur toutes les longueurs d'ondes. Nous utilisons uniquement les mesures d'éclairement global supérieures à 20 W m^{-2} . Pour des valeurs inférieures, l'éclairement mesuré est essentiellement de nature diffuse et est fortement influencé par les conditions locales, y compris l'orographie et la présence d'obstacles à proximité. En supprimant ces valeurs, nous assurons de meilleures conditions pour la compréhension des résultats. Pour la même raison, nous ne considérons que les mesures faites aux angles zénithaux solaires inférieurs à 75° . Au-delà de cet angle, les paramètres atmosphériques ne sont pas bien estimés.

Site	Station	Pays	Latitude / Longitude ($^\circ$)	Altitude (m)	Modèle d'aérosols
1	Freiburg	Allemagne	48.01 / 7.83	275	urbain
2	Payerne	Suisse	46.82 / 6.93	491	urbain
3	Tamanrasset	Algérie	22.78 / 5.51	1375	rural
4	Vaulx-en-Velin	France	45.78 / 4.93	170	urbain

TABLE 6.1 – stations utilisées pour la validation

La période considérée pour cette comparaison est l'année 2004. Nous disposons à la fois des paramètres atmosphériques et de l'éclairement estimé par la méthode Heliosat-2. Les tableaux 6.2 et 6.3 présentent les écarts entre les éclairagements horaires mesurés et évalués par la méthode Heliosat-4. Ces tableaux affichent la valeur moyenne de l'éclairement mesuré au niveau du sol, le biais, c'est-à-dire la différence moyenne, l'écart type et le coefficient de corrélation entre les deux séries de valeurs. Nous utilisons aussi le paramètre KSI¹², défini comme l'intégration des différences entre les fonctions de distribution cumulatives de deux ensembles de données. Ce paramètre est de plus en plus utilisé par la communauté de rayonnement solaire pour évaluer la performance des méthodes (H.-G. Beyer, communication personnelle; P. Ineichen, communication personnelle) [Espinari et al., 2009]. Plus le KSI est petit, meilleur est l'accord entre les distributions cumulées. Une représentation schématique est faite à la figure 6.1.

Le *KSI* est donné par l'intégrale

$$KSI = \int_{x_{min}}^{x_{max}} D_n dx \quad (6.2)$$

où x est l'éclairement et D_n est la différence entre les CDFs (fonctions de distribution cumu-

12. KSI : test de Kolmogorov-Smirnov Integral

lative des éclairagements mesurés et estimés), voir figure 6.2. x_{min} et x_{max} sont respectivement le minimum et le maximum de la série d'éclairagements. Le KSI relatif (en %) est obtenu par la normalisation du domaine critique $a_{critical}$

$$KSI(\%) = \frac{\int_{x_{min}}^{x_{max}} D_n dx}{a_{critical}} * 100 \quad (6.3)$$

$a_{critical}$ est calculé comme suit :

$$a_{critical} = V_c * (x_{max} - x_{min}) \quad (6.4)$$

où V_c est la valeur critique pour le niveau de confiance choisi. L'hypothèse suivante est faite : lorsque D_n , la différence entre les CDFs, est inférieure à V_c , les deux distributions sont très proches et pourraient être statistiquement identiques. Cette valeur dépend du nombre N de données disponibles. Pour un niveau de confiance de 99 % [Espinar et al., 2009],

$$V_c = \frac{1.63}{\sqrt{N}}, \quad N \geq 35 \quad (6.5)$$

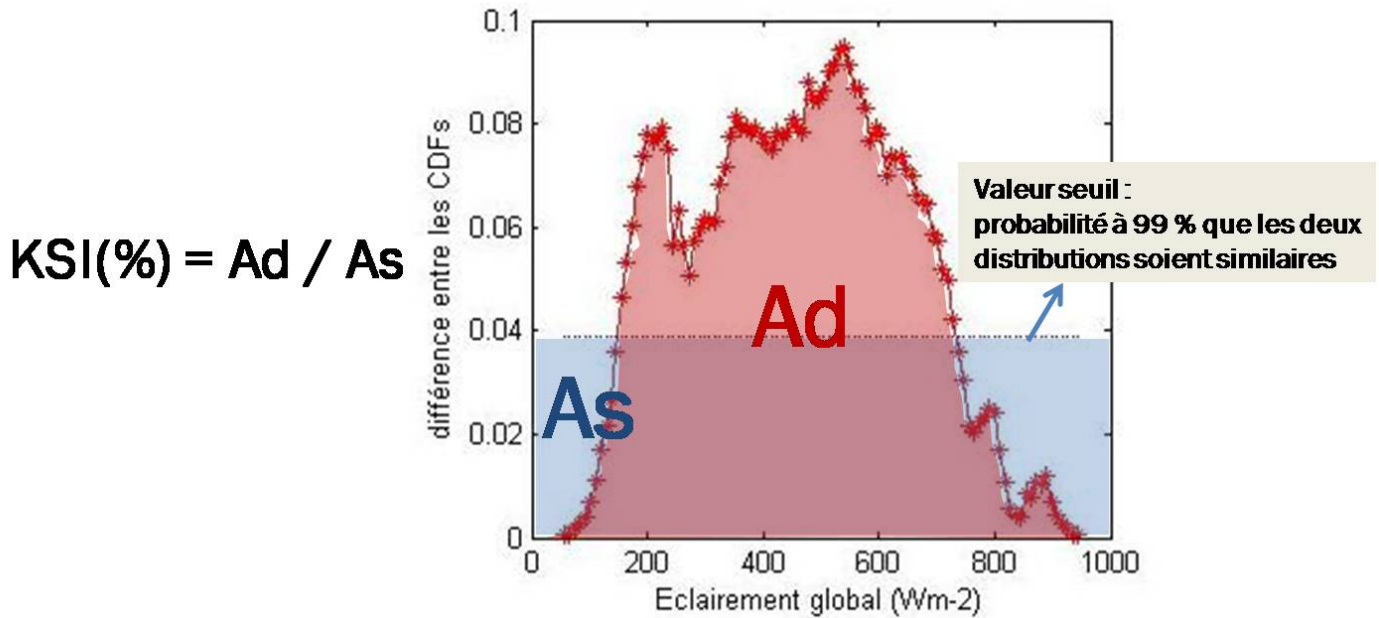


FIGURE 6.1 – représentation schématique du KSI (test de Kolmogorov Smirnov Intégral). Le KSI est l'intégration des différences entre les fonctions de distribution cumulatives (CDFs) de deux ensembles de données.

Plus le niveau de confiance baisse, plus la valeur critique V_c , et donc le domaine critique $a_{critical}$ diminue. Alors, le $KSI(\%)$ augmente. Par exemple, pour un niveau de confiance de 95

%, $V_c = 1.36 / \sqrt{N}$. Nous le calculons pour un niveau de confiance de 99 %.

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	1772	469	46	10	87	19	0,916	133
2	1994	490	49	10	86	18	0,924	144
3	2874	674	1	0	65	10	0,974	56
4	2124	469	51	11	82	17	0,931	155

TABLE 6.2 – performance de Heliosat-4 pour l'éclairement global en moyenne horaire. Num : nombre d'observation, Corr : coefficient de corrélation

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	1772	284	75	26	124	44	0,843	227
2	1994	309	73	24	120	39	0,872	223
3	2874	495	55	11	121	24	0,901	179
4	2124	300	61	20	109	36	0,886	199

TABLE 6.3 – performance de Heliosat-4 pour l'éclairement direct en moyenne horaire

Le coefficient de corrélation est important dans tous les cas : les variations d'éclairement sont bien reproduites par la méthode Heliosat-4. L'écart type est similaire à celui obtenu avec les méthodes actuelles. Il est essentiellement compris entre 10 % et 20 %. Pour la méthode Heliosat-4, le biais peut être faible comme pour Tamanrasset (station 3) ou fort comme pour Vaulx-en-Velin (station 4). Mais de façon générale, le biais et le KSI sont élevés. La méthode Heliosat-4 surestime en général l'éclairement : le biais est positif pour tous les sites. L'incertitude est plus grande pour les éclairagements directs : les écarts types et les biais sont presque deux fois plus grands que ceux obtenus pour le global.

Le modèle d'aérosol n'étant pas disponible alors qu'il fait partie des entrées nécessaires [chapitre 4], nous avons choisi, pour ces tests, le modèle prédéfini par libRadtran se rapprochant le plus de la réalité. C'est ainsi que nous utilisons le modèle d'aérosol urbain pour des stations se trouvant en zone de climat tempéré et le modèle d'aérosol rural pour celle se trouvant en zone de climat désertique (tableau 6.1). Le modèle d'aérosol a effectivement une grande influence sur l'éclairement au sol. On obtient par exemple une augmentation du biais de 6 % sur l'éclairement global en changeant le modèle urbain pour le modèle rural sur le site 1.

Les figures 6.2 à 6.5 ci-dessous montrent, pour chacune des quatre stations, le corrélogramme entre les estimations et les mesures d'éclairagements (global et direct), les fonctions de distributions cumulatives (CDF) et les différences entre ces dernières. La ligne pointillée sur les courbes de droite représente la limite critique, à partir de laquelle la déviation devient

importante [Espinar et al., 2009]. Les CDFs obtenues montrent qu’Heliosat-4 surestime l’éclairement. Il n’y a que pour le site 3 qu’une sous-estimation est observée pour les éclairements d’environ 1000 W m^{-2} .

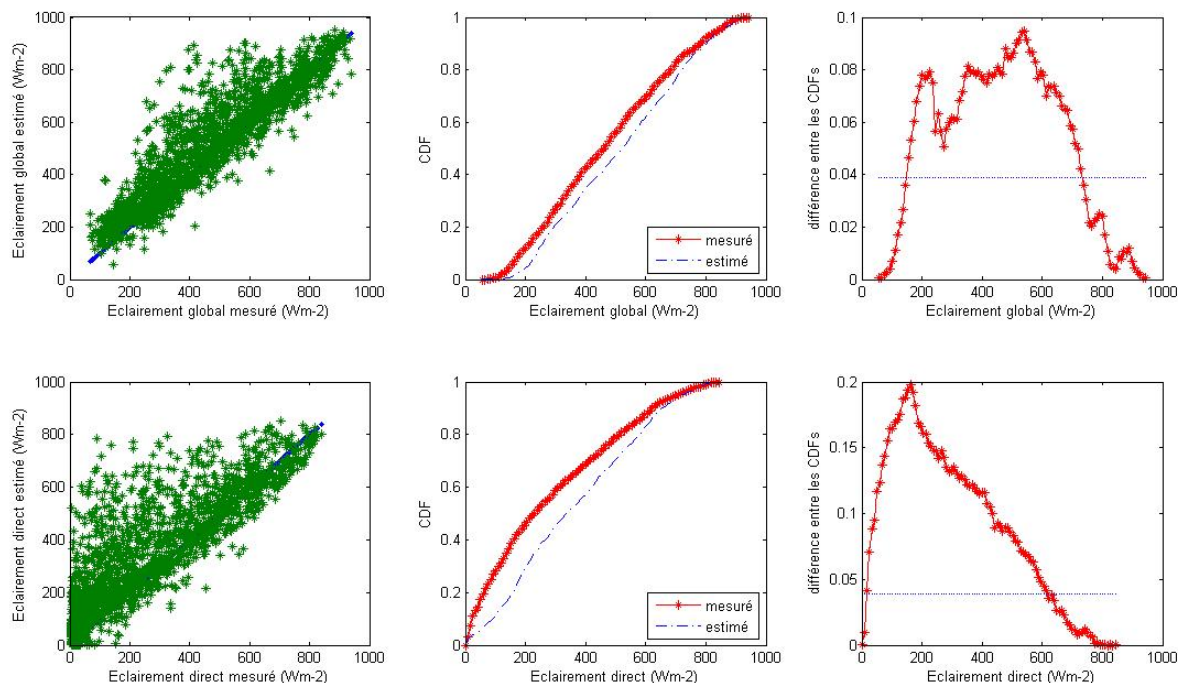


FIGURE 6.2 – comparaisons entre mesures et estimations pour la station Freiburg (site 1). CDF : Fonction de distribution Cumulative.

Nous notons particulièrement deux remarques sur les CDFs présentées par les figures 6.2 à 6.5 :

- pour tous les sites, la déviation maximale entre les estimations et les mesures (la différence entre les CDFs) sur l’éclairement direct est obtenue lorsque celui-ci est d’environ 200 W m^{-2} . Cette valeur d’éclairement direct n’est obtenue que pour des angles zénithaux grands (d’environ 70°) en ciel clair ou alors en ciel nuageux. Or la figure 6.6 montre que le biais de la méthode Heliosat-4 ne croit pas avec l’angle zénithal solaire. Cette déviation serait donc obtenue en ciel nuageux.
- les profils de CDF et de différence entre CDFs estimés et mesurés sont similaires pour les stations 1, 2 et 4 qui sont du climat tempéré et sont différents pour la station 3 (climat désertique). Ceci montre que les prises en compte de l’influence des aérosols ou / et de l’influence des nuages ne sont pas équivalentes. La différence entre les CDFs est plus faible pour le climat désertique où il y a moins d’aérosols et de nuages.

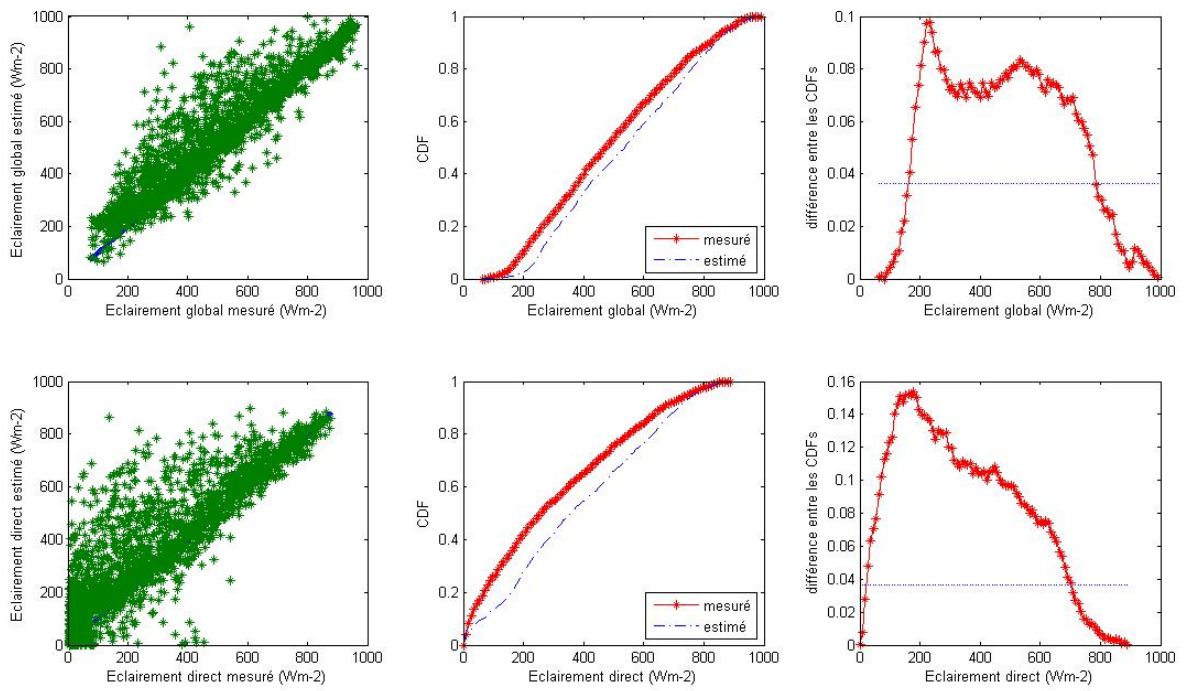


FIGURE 6.3 – comme 6.2, mais pour la station Payerne (site 2)

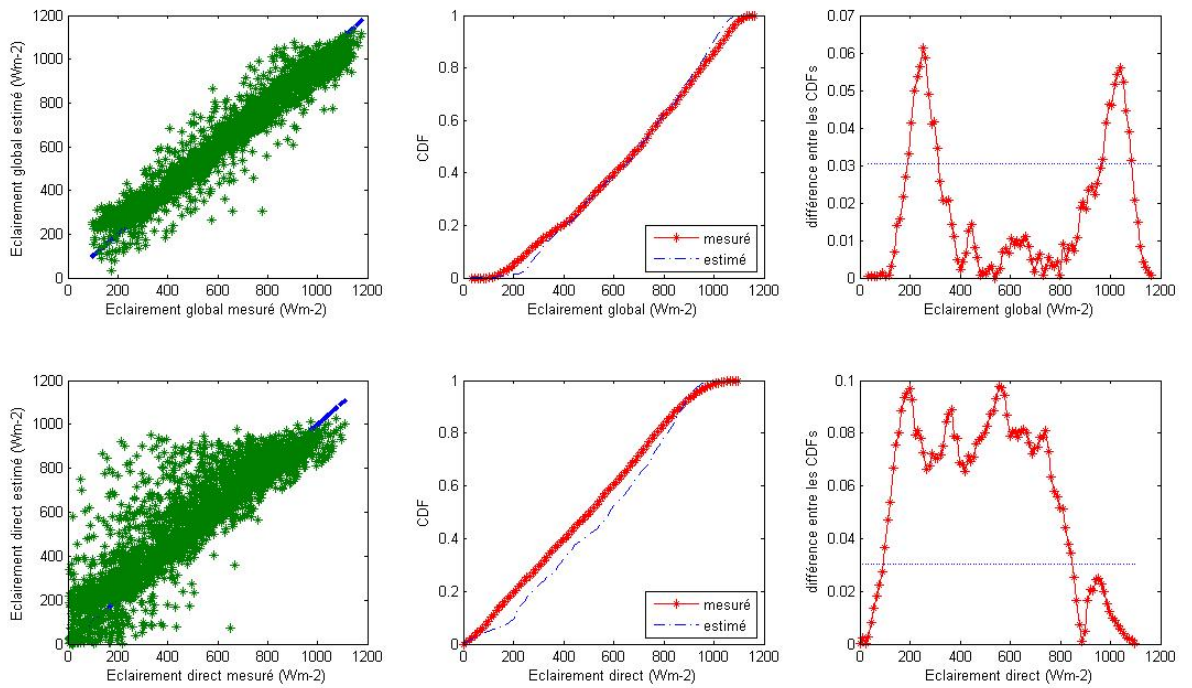


FIGURE 6.4 – comme 6.2, mais pour la station Tamanrasset (site 3)

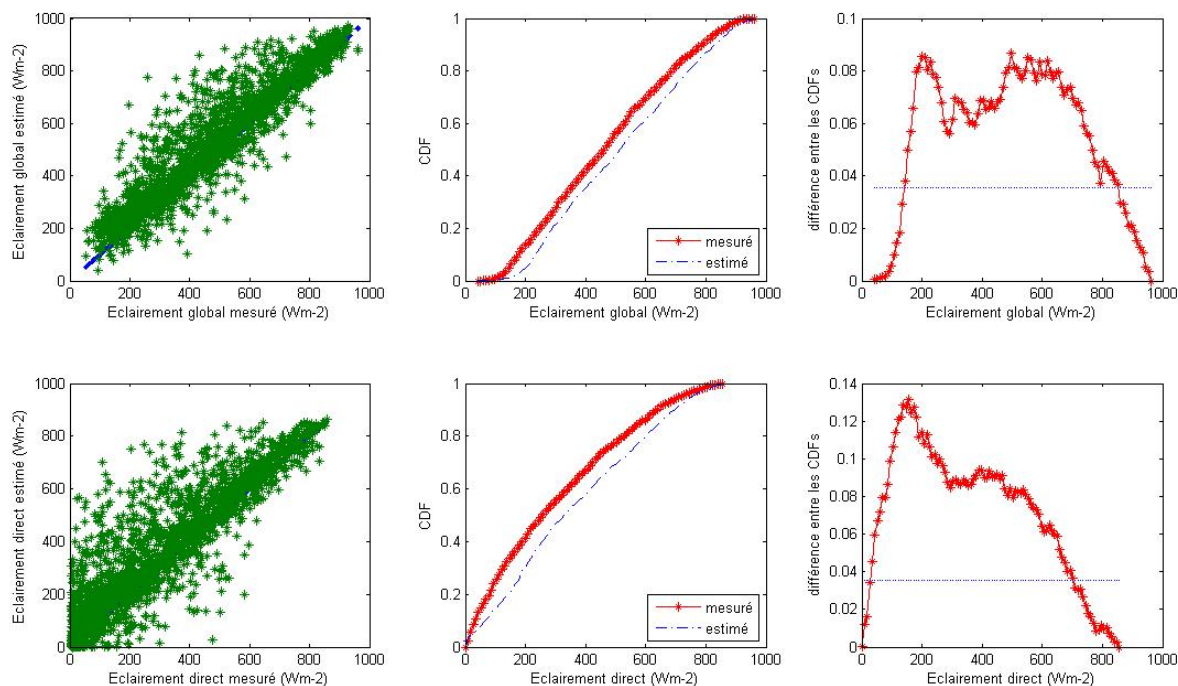
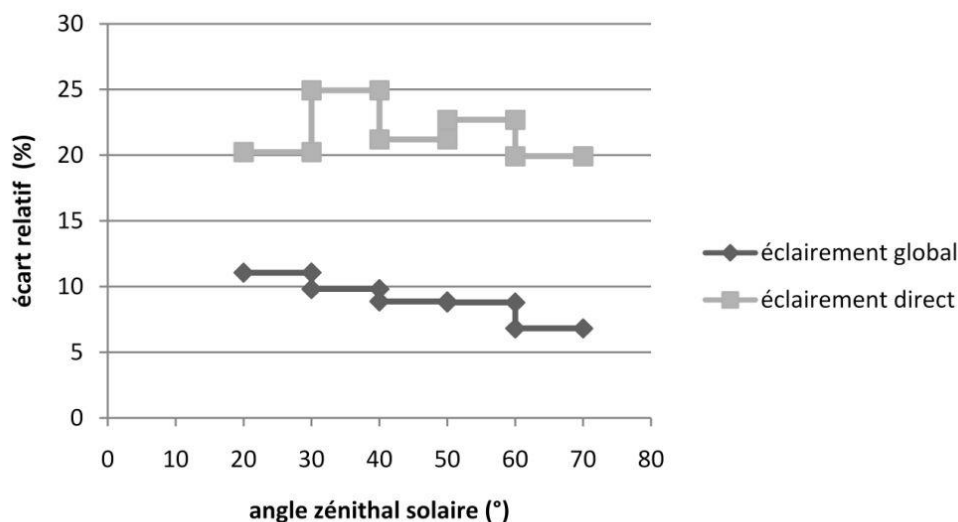


FIGURE 6.5 – comme 6.2, mais pour la station Vaulx-en-Velin (site 4)

FIGURE 6.6 – Déviation de Heliosat-4 avec l'angle zénithal solaire. Ici sont calculés les biais relatifs entre les éclairements estimés et mesurés sur le site 2 (Payerne), pour des angles zénithaux solaires appartenant respectivement aux domaines suivants : $[20^\circ ; 30^\circ[$, $[30^\circ ; 40^\circ[$, $[40^\circ ; 50^\circ[$, $[60^\circ ; 70^\circ[$

6.2.3 Performances de quelques autres méthodes

N'ayant pas exécuté les méthodes Heliosat-2, Solemi et Uni-Oldenburg dans le cadre de ce travail, nous confrontons ici les performances de Heliosat-4 à celles des bases de données

exploitant ces méthodes. Ces bases de données, en opération depuis quelques années, sont progressivement améliorées entre autres par des ajustements avec des mesures sol. Or ces ajustements ne sont pas encore faits avec la méthode Heliosat-4.

Les tableaux qui suivent de 6.4 à 6.9 montrent que les performances des trois méthodes (Heliosat-2, Solemi et Uni-Oldenburg) sont proches entre-elles, et proches de celles de Heliosat-4 pour ce qui est de l'écart type et du coefficient de corrélation. Mais on observe, pour le moment un KSI et biais (pour les stations en climat tempéré) plus élevés pour Heliosat-4.

6.2.3.1 La méthode Heliosat-2, en opération à MINES ParisTech

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	1029	416	23	6	66	16	0,965	50
2	2333	449	-27	-6	73	16	0,953	83
3	2994	681	8	1	61	9	0,976	32
4	1894	415	10	2	76	18	0,953	31

TABLE 6.4 – performance de Heliosat-2 [Rigollier et al., 2004] (Helioclim-3) pour l'éclairement global horaire

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	1029	228	22	10	91	40	0,932	65
2	2333	275	-33	-12	98	36	0,914	113
3	2994	502	39	8	153	31	0,840	141
4	1894	248	-5	-2	92	37	0,926	32

TABLE 6.5 – performance de Heliosat-2 [Rigollier et al., 2004] (Helioclim-3) pour l'éclairement direct horaire

6.2.3.2 La méthode Solemi, en opération au DLR

Les résultats des méthodes Solemi (tableaux 6.6 et 6.7) et Uni-Oldenburg (tableaux 6.8 et 6.9) sont issus de MESoR. Ici, la période est de 2004 à 2005 pour Payerne et Vaulx-en-Velin, et de 2001 à 2005 pour Tamanrasset.

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	-	-	-	-	-	-	-	-
2	5874	382	8	2	79	21	0,96	48
3	3742	638	9	1	48	8	0,99	59
4	8768	309	25	8	74	24	0,97	133

TABLE 6.6 – performance de Solemi pour l'éclairement global horaire (MESoR)

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	-	-	-	-	-	-	-	-
2	5207	432	4	1	177	41	0,85	124
3	3730	750	29	4	168	22	0,81	273
4	2126	450	26	6	160	36	0,89	122

TABLE 6.7 – performance de Solemi pour l'éclairement direct horaire (MESoR)

6.2.3.3 La méthode Uni-Oldenburg, en opération à l'Université d'Oldenburg

Ici, seules les comparaisons pour les sites Payerne et Vaulx-en-Velin étaient disponibles.

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	-	-	-	-	-	-	-	-
2	5821	383	8	2	56	15	0,98	41
3	-	-	-	-	-	-	-	-
4	8688	302	16	5	48	16	0,98	91

TABLE 6.8 – performance de Uni-Oldenburg pour l'éclairement global horaire (MESoR)

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	-	-	-	-	-	-	-	-
2	5265	454	36	8	150	33	0,90	151
3	-	-	-	-	-	-	-	-
4	2147	427	5	1	101	24	0,94	43

TABLE 6.9 – performance de Uni-Oldenburg pour l'éclairement direct horaire (MESoR)

6.3 Analyse des possibles sources d'erreurs

6.3.1 Les mesures sol

Dans le réseau météorologique mondial, la précision typique des éclaircements mesurés est de 3 à 5 % en terme d'écarts quadratiques moyens. Mais il est observé une forte croissance de l'écart quadratique moyen avec la distance par rapport à la station de référence : l'écart quadratique moyen atteint 17 % pour une distance de 10 km [Perez et al., 1997; Zelenka et al., 1999]. Ceci montre la forte variabilité locale du rayonnement. De même, en comparant les mesures d'irradiation horaire dans le réseau météorologique mondial, il a été montré que des écarts quadratiques moyens de 20 à 25 % sont atteints entre des stations de mesure distantes de 20 à 30 km [Perez et al., 1997; Zelenka et al., 1999].

Un autre problème dans la comparaison est que nous comparons des données ponctuelles localement et intégrées temporellement (mesures sol) d'une part à des données intégrées spatialement et ponctuelles temporellement (estimations par satellite). Une hypothèse d'ergodicité (c'est-à-dire ici une équivalence entre les moyennes temporelles et spatiales) est généralement faite. Mais cette hypothèse n'est exacte que si le champ est homogène spatialement sur une zone largement plus grande qu'un pixel, ce qui est généralement faux dès lors qu'un élément physiographique notable est présent dans cette zone. A quoi s'ajoutent éventuellement des effets locaux tels que les réflexions sur les pentes avoisinantes ou les ombres portées des nuages.

[Zelenka et al., 1999; Rigollier, 2000] ont analysé la précision effective des estimations satellites. Ils estiment que pour une déviation de 23 % entre les mesures au sol et les estimations satellites, uniquement 12 à 13 % de la déviation était due à la méthode d'estimation elle-même. La différence provient de :

- l'erreur sur les mesures fournies par les pyranomètres (3 - 5 %),
- l'erreur due à la variabilité locale, à l'intérieur du pixel, de l'irradiation solaire (5 - 8 %),
- l'erreur due à l'hétérogénéité spatio-temporelle, c'est-à-dire à l'hypothèse d'ergodicité, des données comparées, (3 - 5 %) comme discuté précédemment.

Par ailleurs, les réseaux ne suivent pas toujours le standard existant pour la définition des données horaires. Ce standard est défini par le WMO [WMO, 1981] : l'heure attribuée à une donnée correspond à la fin de la période de mesure, c'est-à-dire, qu'une donnée horaire attribuée à 12 h a été réalisée entre 11 h et 12 h. Mais souvent, le temps associé à la mesure représente le début de la période, le milieu de celle-ci, ou encore le début de la période + ΔT , ΔT étant une fraction d'heure (les fractions correspondantes n'étant hélas pas toujours indiquées).

Se pose également le problème de la conversion des systèmes de temps qui affecte quasiment toutes les données. Le temps peut être exprimé en temps universel, temps solaire moyen, temps solaire réel ou en temps local. En effet, les mesures sont souvent effectuées en temps solaire vrai mais souvent attribuées en temps universel. Il y a par conséquent une modification des valeurs originales due à un ré-échantillonnage temporel. Ce ré-échantillonnage pouvant être fait selon diverses techniques, généralement non précisées, il n'est pas possible de revenir aux valeurs originales et on observera un décalage systématique d'une fraction d'heure entre les 2 séries de mesures. Ici, nous avons adopté la technique qui consiste à décaler les estimations Heliosat-4 d'une fraction d'heure par rapport aux mesures sol de manière itérative avec une

précision de une minute. On conservera le décalage qui fournit les meilleures performances. Dans le cas présent, cette fraction est d'un dixième d'heure.

6.3.2 Qualité de l'estimation sous ciel clair

Etant donné que le nuage se forme progressivement (par assemblage des aérosols et de la vapeur d'eau), il paraît difficile, au regard des données sol, de décider du fait qu'il s'agisse d'un ciel clair ou nuageux. Plusieurs travaux précédents ont étudié et discuté ce sujet [Ineichen, 2006; Espinar, 2009; Polo et al., 2009]. S'inspirant de ces travaux, nous avons élaboré la procédure suivante pour sélectionner les instants clairs :

- tri des jours pour lesquels le coefficient de corrélation entre les éclaircissements horaires directs mesurés et directs ESRA [Greif et al., 2000] est supérieur à 0,9,
- tri, en ces jours, des heures pour lesquelles le rapport entre l'éclaircissement horaire direct mesuré et direct ESRA est supérieur à 0,9.

Nous reprenons, pour ces conditions, les mêmes calculs qui ont été faits précédemment pour le cas "tout ciel" [paragraphe 6.2.2]. Les tableaux 6.10 et 6.11 présentent les écarts entre les éclaircissements horaires mesurés et évalués par la méthode Heliosat-4. Les figures 6.7 à 6.10 ci-dessous montrent, pour chacune des quatre stations, le corrélogramme entre les estimations et les mesures d'éclaircissements (global et direct), les fonctions de distributions cumulatives (CDF) et les différences entre les CDFs.

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	215	605	0	0	24	4	0,994	11
2	359	653	2	0	25	4	0,993	12
3	988	774	-16	-2	44	6	0,988	44
4	305	643	22	3	29	5	0,990	30

TABLE 6.10 – performance de Heliosat-4 pour l'éclaircissement global horaire par ciel clair

Site	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr	KSI (%)
1	215	524	-20	-4	39	7	0,983	27
2	359	556	0	0	49	9	0,971	11
3	988	675	-17	-3	57	8	0,974	42
4	305	560	7	1	46	8	0,972	14

TABLE 6.11 – performance de Heliosat-4 pour l'éclaircissement direct horaire par ciel clair

Les courbes de droite des figures 6.7, 6.8 et 6.10, correspondants aux sites 1, 2 et 4, montrent que les différences entre les CDFs sont inférieures à la valeur critique, indiquée par la ligne en

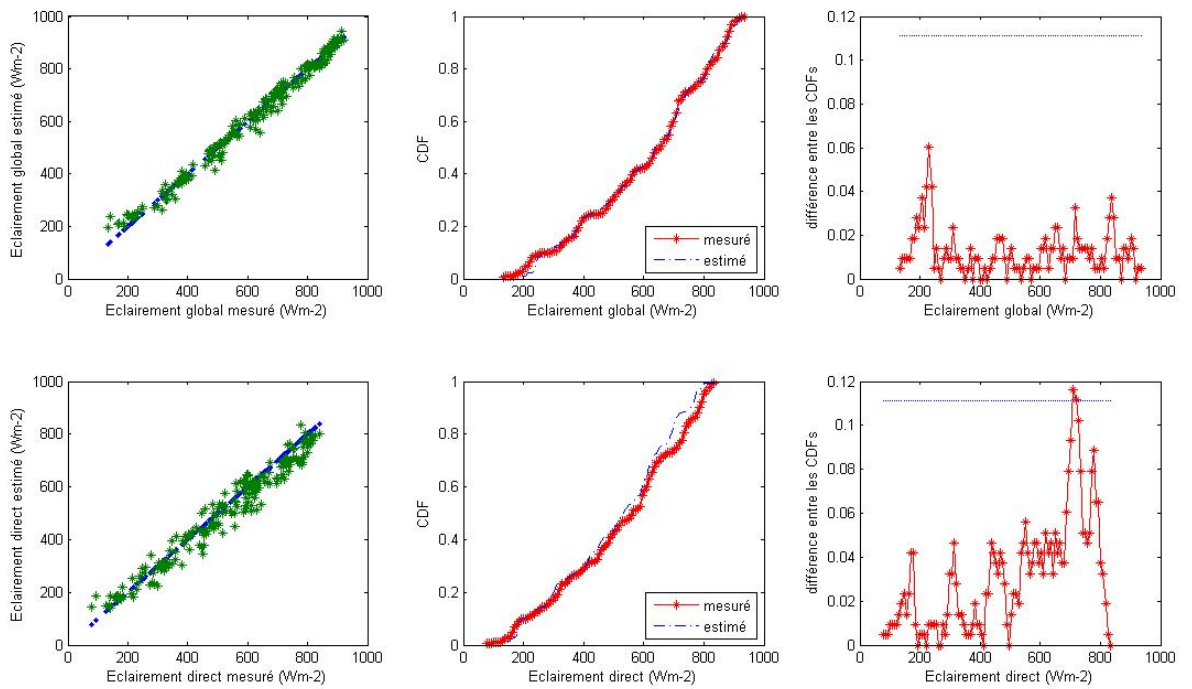


FIGURE 6.7 – comparaisons entre mesures et estimations par ciel clair pour la station Freiburg (site 1)

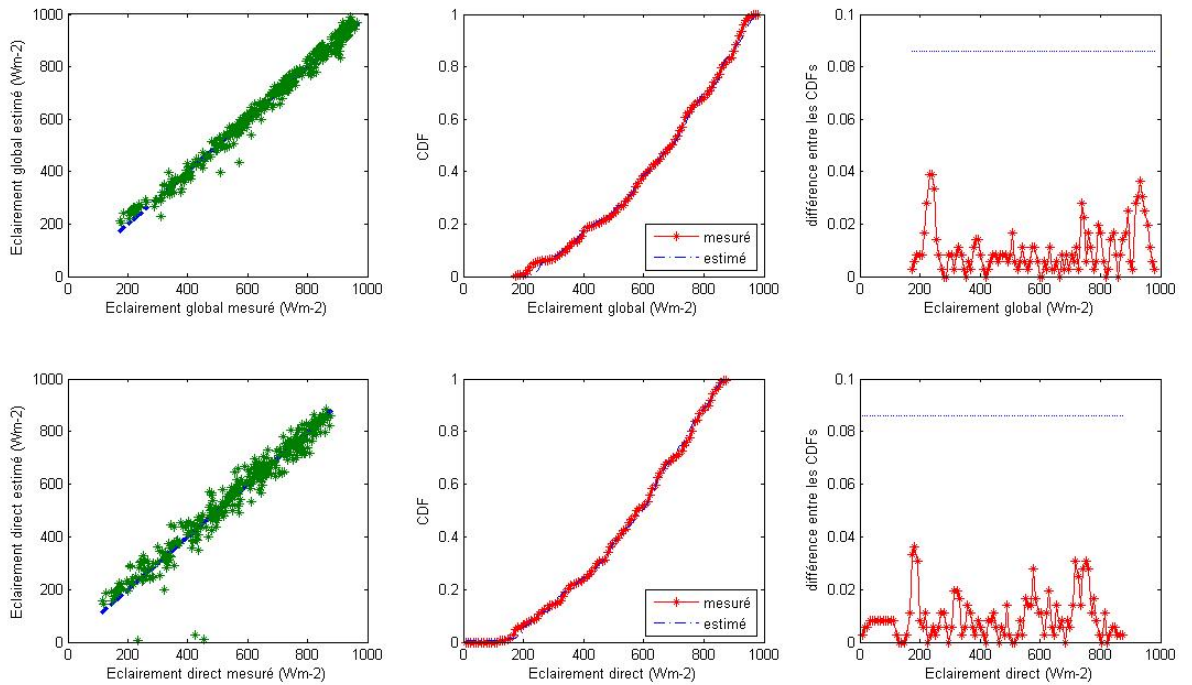


FIGURE 6.8 – comme 6.7, mais pour la station Payerne (site 2)

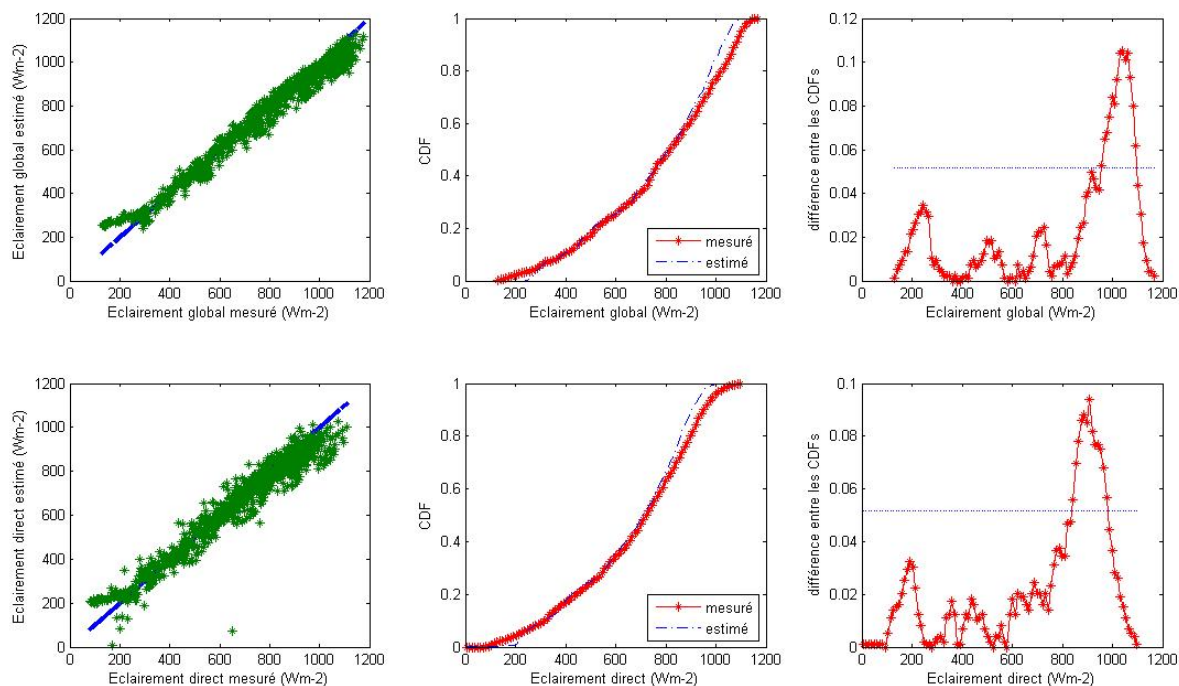


FIGURE 6.9 – comme 6.7, mais pour la station Tamarasset (site 3)

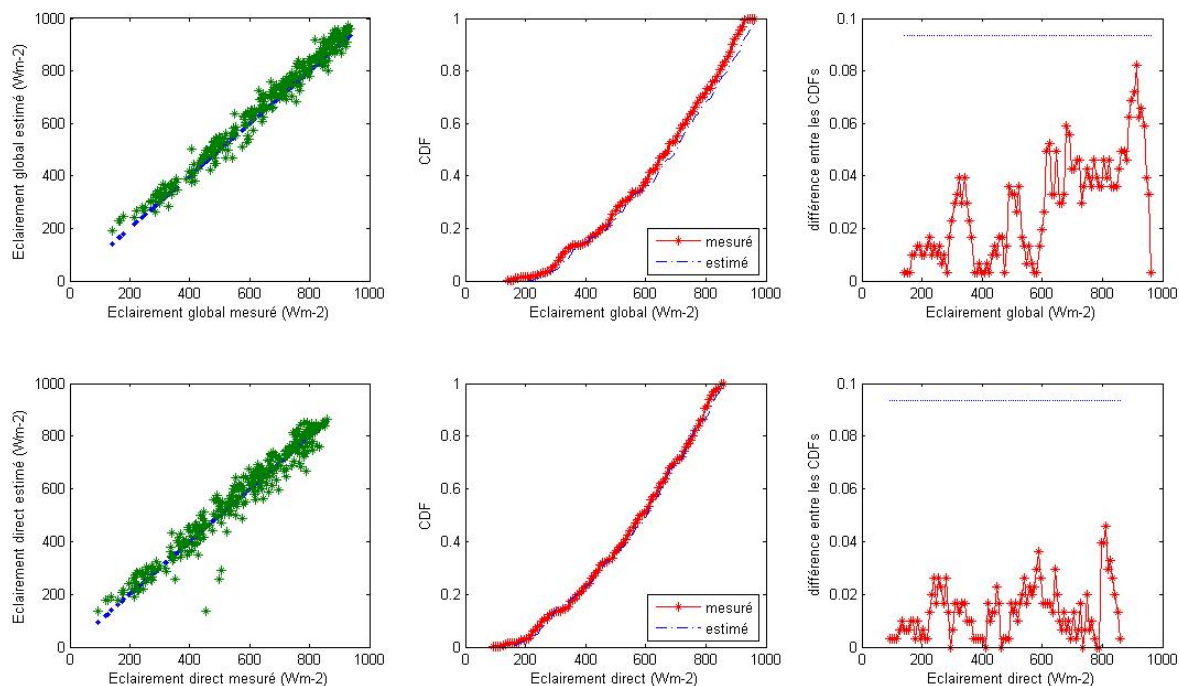


FIGURE 6.10 – comme 6.7, mais pour la station Vaulx-en-Velin (site 4)

pointillés. On observe que pour le site 3, les valeurs d'éclairement de l'ordre de 1000 W m^{-2} ne sont pas bien reproduites. Ceci est aussi observé à la figure 6.4. Dans ce cas, Heliosat-4

sous-estime le rayonnement. Mais en général, le ciel clair est bien modélisé par Heliosat-4. Les biais, écarts types et KSI sont faibles et les coefficients de corrélation élevés. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus lorsqu'on compare les mesures sol aux sorties de libRadtran en utilisant les mêmes entrées que pour Heliosat-4. Ceci confirme la bonne précision de notre approximation de libRadtran.

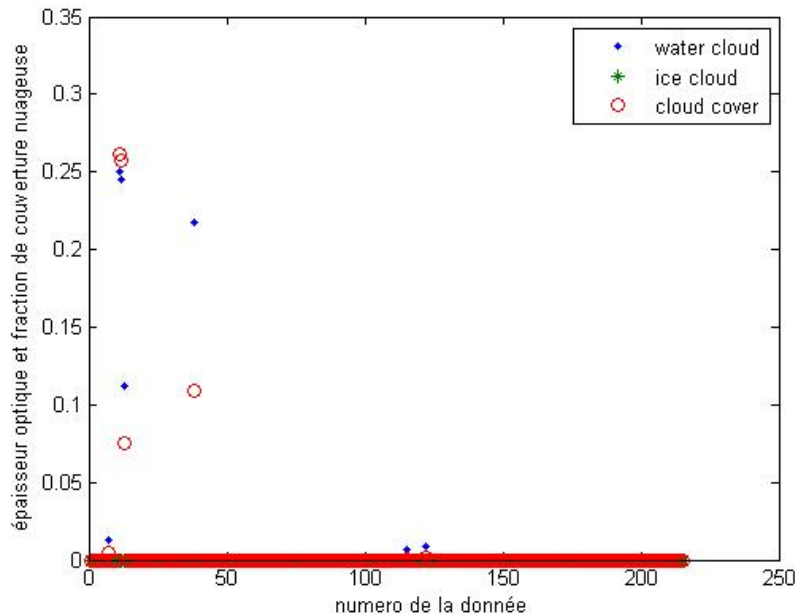


FIGURE 6.11 – propriétés des nuages par ciel très clair. cloud cover, water cloud et ice cloud indiquent respectivement la fraction de couverture nuageuse, l'épaisseur optique des nuages à gouttelettes d'eau et à cristaux de glace

En observant les valeurs d'épaisseur optique de nuage et de couverture nuageuse, on s'aperçoit que ce ciel clair est en accord avec les propriétés des nuages. La figure 6.11 montre, pour le site 1 (Freiburg), la fraction de couverture nuageuse cc , l'épaisseur optique des nuages à gouttelettes d'eau wc et à cristaux de glace ic pour les ciels clairs sélectionnés. On voit que pour la quasi-totalité des points, ces trois paramètres sont presque nuls, confirmant l'hypothèse de ciel clair. Le même résultat est obtenu pour les autres stations. L'épaisseur optique des nuages est en accord avec notre hypothèse de ciel clair : pour ces sites, dans 95 % de cas clairs, $\tau_c \leq 0,1$. Ceci montre la bonne qualité de notre procédure de sélection ciel clair.

Après avoir sélectionné les ciels clairs à partir des mesures sol, nous avons pris le point de vue de Heliosat-4 et nous essayons de retrouver les instants clairs à partir des propriétés des nuages. Pour cela, nous sélectionnons

1. les "jours sans nuage" : les jours pendant lesquels à chaque quart d'heure, $cc = 0$, $wc = 0$

et $ic = 0$,

2. les "heures sans nuage" : les heures pour lesquels à chaque quart d'heure, $cc = 0$, $wc = 0$ et $ic = 0$.

Nous obtenons, pour Freiburg, le tableau 6.12. La deuxième condition implique qu'un instant est supposé clair alors que l'instant d'avant ou d'après peut être nuageux. L'apparition d'un nuage ne pouvant pas être spontanée et isolée dans le temps, le second cas doit être "moins clair" que le précédent.

composante	Num	Moyenne (W m ⁻²)	Biais (W m ⁻²)	Biais re- latif (%)	Ecart type (W m ⁻²)	Ecart type relatif (%)	Corr
jours sans nuage							
globale	334	535	8	2	32	6	0,991
directe	334	449	-1	0	53	12	0,972
heures sans nuage							
globale	654	533	10	2	46	9	0,980
directe	654	432	14	3	70	16	0,945

TABLE 6.12 – performance de Heliosat-4 pour des éclaircissements par ciel sans nuage. La station ici est Freiburg (site 1)

On observe effectivement que le rayonnement mesuré au sol est plus atténué pour le second cas que pour le premier, notamment sur la composante directe. Cette atténuation supplémentaire serait due aux nuages de passage, qui n'ont pas été détectés aux instants choisis. Par contre, pour Heliosat-4 les deux cas sont supposés identiques (étant données que les propriétés des nuages sont les mêmes) et les éclaircissements sont presque les mêmes. Il se produit donc une surestimation d'éclaircissement dans le second cas. Cette surestimation, bien que faible sur l'éclaircissement global, est significative sur l'éclaircissement direct.

Ainsi, une part importante du biais observé serait due à une mauvaise prise en compte des ciels fragmentés. Un remède, non testé dans cette thèse, pourrait être la détection de ces cas et la prise en compte de la variabilité temporelle et / ou spatiale, pour corriger l'estimation initiale de Heliosat-4.

6.3.3 Qualité de l'estimation sous ciel couvert

Comme pour les méthodes inverses, la qualité des entrées influe fortement sur la qualité des résultats. L'entrée la plus critique pour l'estimation de l'éclaircissement au sol est le contenu en nuages de l'atmosphère [chapitre 4] [Oumbe et al., 2008]. Ce contenu peut être évalué à partir de l'indice de ciel clair K_c (rapport de l'éclaircissement mesuré par celui qui serait obtenu

pour un ciel sans nuage).

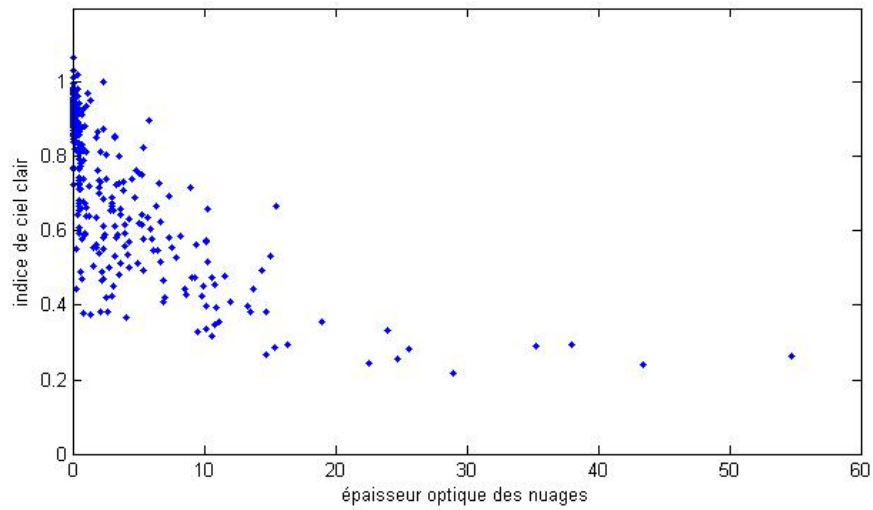


FIGURE 6.12 – indice de ciel clair en fonction de l'épaisseur optique des nuages. L'épaisseur optique des nuages est ici $wc + ic$. La station est Freiburg.

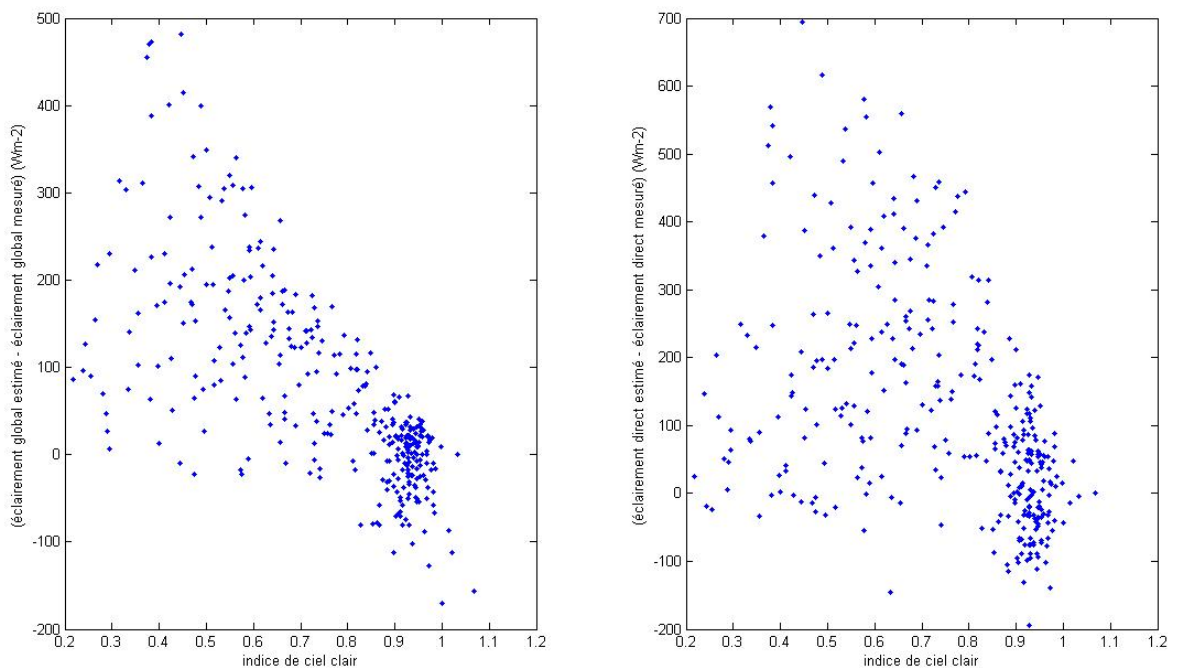


FIGURE 6.13 – déviation de l'éclairement en fonction de la clarté du ciel

La figure 6.12 présente une comparaison entre l'indice de ciel clair et l'épaisseur optique des nuages fourni par le DLR. Pour éliminer l'influence de l'angle zénithal solaire sur la variation de l'éclairement, les instants sont choisis tels que $11 \leq t_{TST} \leq 13$. L'épaisseur optique des nuages est en général plus faible que celle attendue (voir figure 4.8) : les calculs avec libRadtran

montrent que pour un indice de ciel clair (équivalent à la transmittance de l'éclairement global) inférieur à 0,8, l'épaisseur optique des nuages devrait être d'au moins 5. Mais pour plusieurs instants, cette épaisseur est proche de 0. On en déduit que les propriétés des nuages ne sont pas toujours bien estimées.

Pour les mêmes conditions, nous regardons à la figure 6.13 la variation de la déviation, entre les éclairagements direct et global estimés et mesurés, avec l'indice de ciel clair. On remarque qu'en général, cette déviation décroît lorsque l'indice de ciel clair croît, et donc croît avec l'ennuagelement de l'atmosphère. Nous en déduisons que plus le ciel est nuageux, moins la méthode Heliosat-4 est précise.

Intéressons-nous maintenant au cas du ciel très couvert. Les conditions que nous choisissons sont les suivantes :

- angle zénithal solaire inférieur à 60° , pour éliminer les cas où la forte atténuation observée est due à un long chemin optique,
- éclairement direct mesuré inférieur à 15 W m^{-2} et éclairement global mesuré supérieur à 150 W m^{-2} .

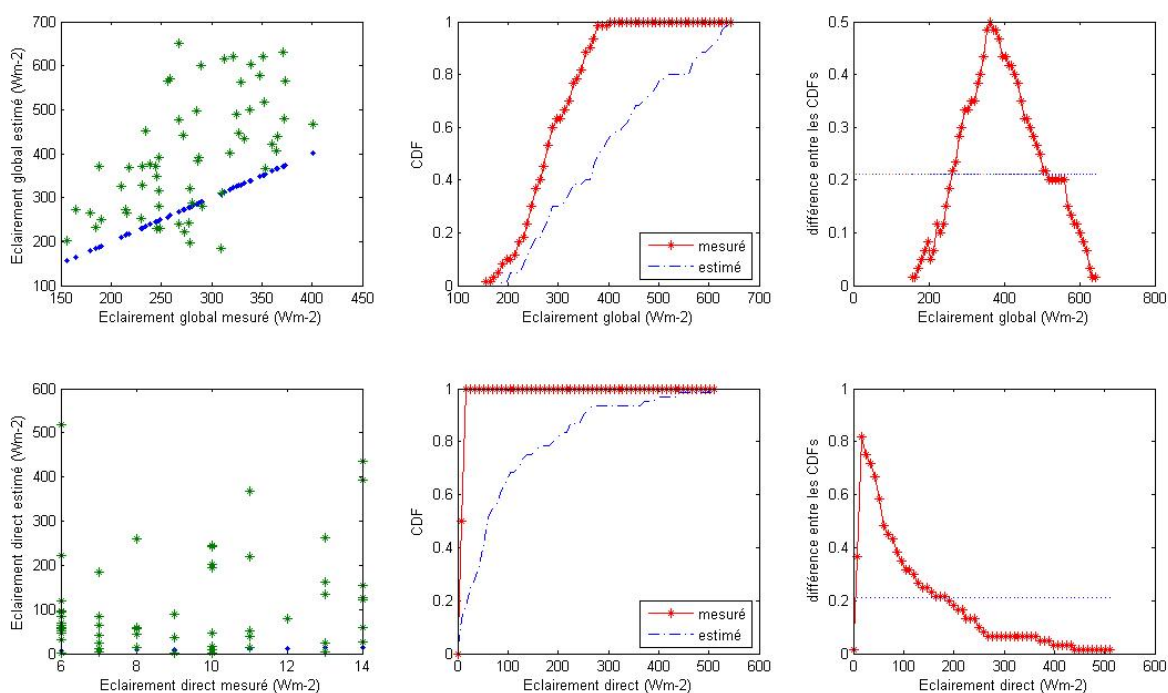


FIGURE 6.14 – comparaisons entre mesures et estimations par ciel très couvert pour la station Freiburg (site 1)

Nous obtenons la figure 6.14 pour la station Freiburg. Cette figure est similaire à celles

observées pour d'autres stations. On observe une forte dispersion des données et une très faible corrélation entre les mesures et les estimations, ce qui confirme l'imprécision de Heliosat-4 en ciel très couvert. La figure 6.15 donne les propriétés des nuages pour correspondant à ce cas. Pour un ciel aussi nuageux, le pourcentage de couverture nuageuse cc devrait tendre vers 100 %. Mais sur 82 points, cc est inférieur à 70 % dans 21 cas. En plus, la distribution d'épaisseurs optiques ne traduit pas toujours l'état de ciel très couvert : sur 82 points, wc et ic sont simultanément inférieurs à 1 dans 15 cas.

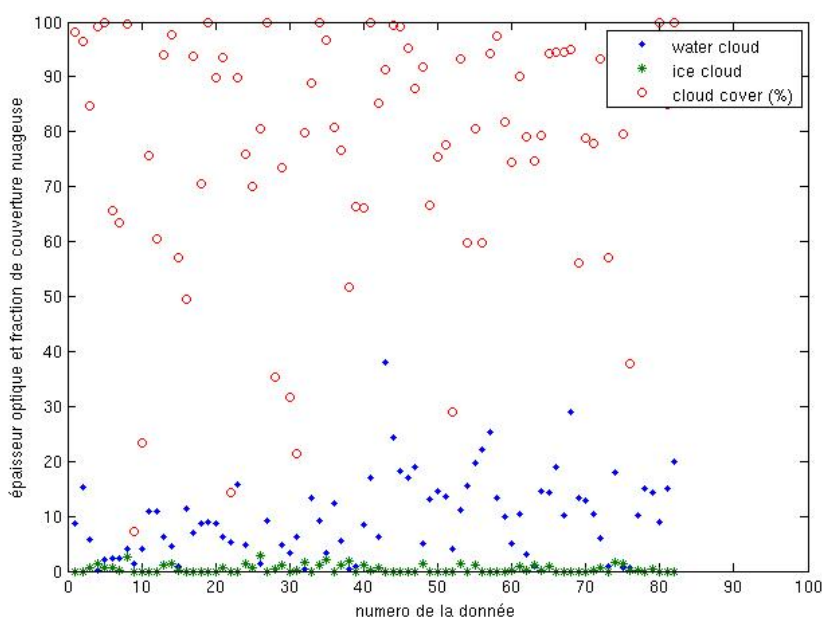


FIGURE 6.15 – propriétés des nuages par ciel très couvert. cloud cover, water cloud et ice cloud indiquent respectivement le pourcentage de couverture nuageuse, l'épaisseur optique des nuages à gouttelettes d'eau et à cristaux de glace

Cette incertitude peut aussi être due à la qualité de la modélisation de l'atténuation par les nuages.

Pour évaluer la qualité de modélisation de la transmittance des nuages dans Heliosat-4, nous calculons, à la figure 6.16, avec libRadtran et avec Heliosat-4, les transmittances des nuages, c'est-à-dire les rapports entre les éclairagements estimés et ceux qui seraient estimés si le ciel était clair. Ces calculs sont faits pour les éclairagements direct et global et pour différents angles zénithaux solaires et différentes épaisseurs optiques des nuages. Nous observons qu'en général la transmittance des nuages est bien reproduite par Heliosat-4.

Nous déduisons que l'imprécision de Heliosat-4 vient du ciel nuageux et serait principalement due à de grandes incertitudes dans l'estimation des propriétés des nuages.

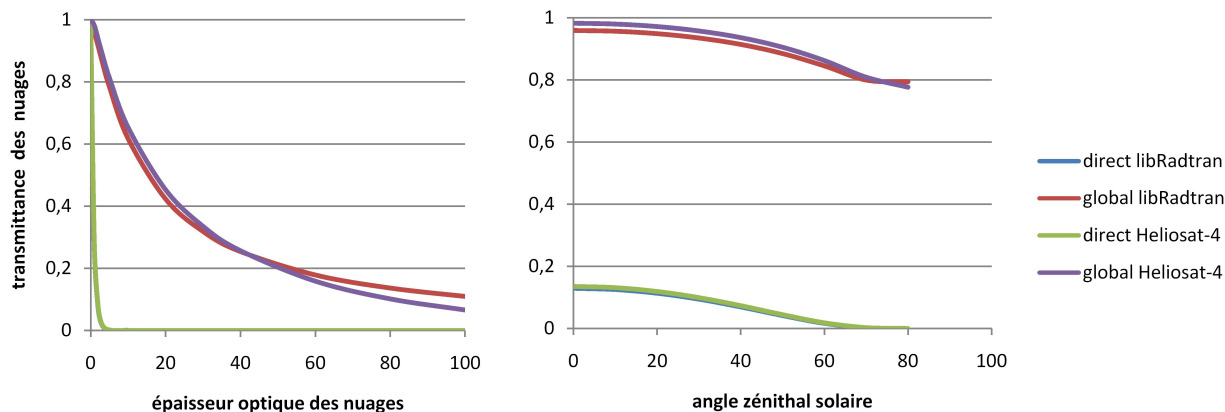


FIGURE 6.16 – qualité de la modélisation de la transmittance des nuages. Il s’agit ici de nuages à gouttelettes d’eau, $\tau_c = 2$ à droite, et $\theta_s = 40^\circ$ à gauche. Les autres entrées sont : jour julien = 100, altitude = 0 km, $\tau_{aer\ 550\ nm} = 0,2$, $TWC = 30$ mm, albédo du sol = 0. Sont utilisés, en plus, comme entrées pour l’approximation à deux flux utilisé par Heliosat-4 $\rho_{sph} = 0,12$, $\omega = 0,999$ et $g = 0,850$

6.4 Faiblesses actuelles de la méthode Heliosat-4

Par rapport aux méthodes actuelles, la méthode Heliosat-4 ne permet pas seulement l’estimation de l’éclairement global total, mais aussi celle des composantes directe et diffuse ainsi que de leurs distributions spectrales. Les premiers résultats montrent que l’écart type obtenu avec la méthode Heliosat-4 est semblable à celui obtenu avec les méthodes actuelles. Reste le problème de la surestimation. Les principales origines de ce problème sont citées ci-dessous.

La qualité des entrées du modèle de ciel clair est encore insuffisante. Leur résolution spatiale est de 50 km x 50 km. Or pour des sites distants de moins de 50 km, l’écart quadratique moyen de l’éclairement par ciel clair peut être supérieur à 10 %. En plus, l’estimation des propriétés des aérosols est encore à ces débuts [Holzer-Popp et al., 2008]. La figure 6.17 donne des cartes d’épaisseur optique d’aérosols provenant de différentes sources. On peut noter le grand désaccord entre les différentes estimations. Par ailleurs, le type d’aérosols et le paramètre α caractérisant la variation spectrale des aérosols ne sont pas actuellement disponibles de manière opérationnelle.

Les nuages ne sont pas bien pris en compte. La validation de la méthode Heliosat-4 montre que la présence des nuages n’est pas bien détectée. Ceci est probablement la principale source de la surestimation observée. Cette détection insuffisante est due au fait que, dans un pixel de 3 km x 3 km, il peut arriver que le nuage soit juste au dessus de la cible (station de mesure) et ne recouvre que faiblement le pixel (voir figure 6.18). Etant donné que les paramètres nuageux

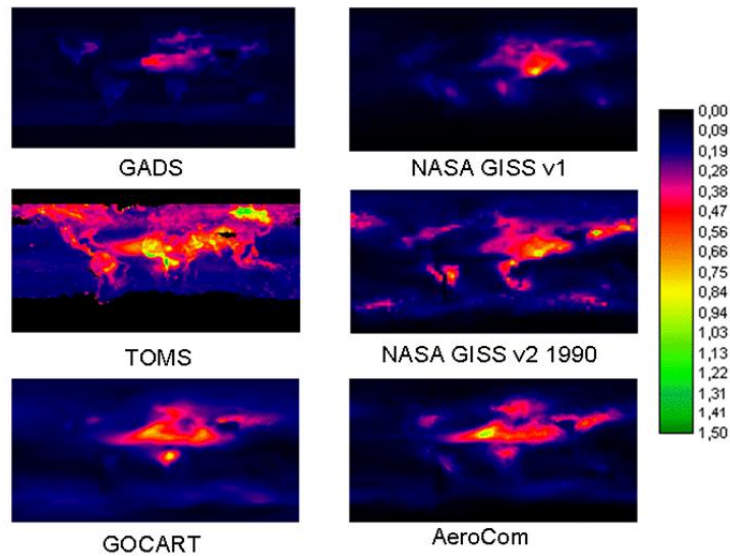
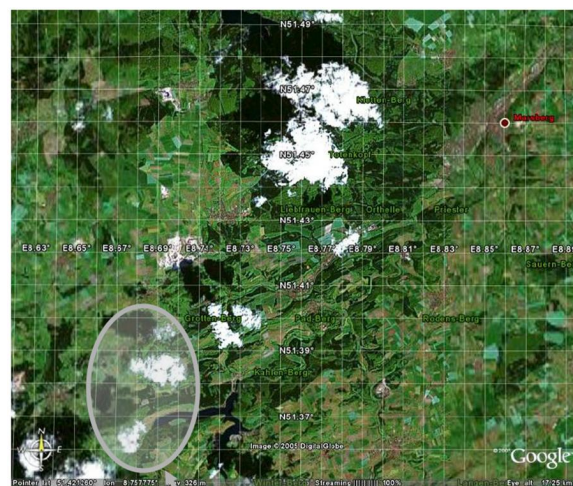


FIGURE 6.17 – cartes mondiales d'épaisseur optique d'aérosols pour différentes sources. GADS : Global Aerosol Data Set, GISS : Goddard Institute for Space Studies, TOMS : Total Ozone Mapping Spectrometer, GOCART : Goddard Chemistry Aerosol Radiation and Transport model, AEROCOM project : international science initiative on aerosols and climate (M. Schroedter- Homscheidt, communication personnelle)

estimés correspondent à la moyenne sur le pixel, un tel pixel sera considéré comme faiblement nuageux, contrairement à la cible.



Pixel haute résolution en Europe

FIGURE 6.18 – distribution spatiale des nuages. La couverture nuageuse du pixel est hétérogène (C. Hoyer-Klick, communication personnelle)

D'autres phénomènes tels que l'ombrage intra-pixel, l'effet de parallaxe qui va attribuer un nuage à un pixel situé plus loin du centre de visée du capteur, la réflectance spectrale et bidirectionnelle du sol ne sont pas pris en compte.

Ainsi, outre l'amélioration de l'algorithme Heliosat-4, la qualité des estimations pourrait être améliorée par l'exploitation des données de meilleures qualités, notamment celles issues de Meteosat Troisième Génération (MTG) dont la conception est en cours et le lancement prévu à partir de 2015. MTG n'assurera pas seulement la continuité de MSG, mais apportera aussi d'importantes améliorations, conformément aux besoins en météorologie opérationnelle. En plus et d'une plate forme imageur (MTG-I) comme MSG, MTG sera constituée d'une plate forme sondeur (MTG-S). Ces plates formes auront chacune deux capteurs à bord (www.eumetsat.int ; S. Mathieu, communication personnelle) :

- le FCI (Flexible Combined Imager), dont la mission est de scanner
 - soit le disque plein dans 16 canaux spectraux toutes les 10 min avec une résolution spatiale comprise entre 1 et 2 km, en continuité avec le capteur SEVIRI,
 - soit un quart de la terre dans 4 canaux spectraux toutes les 2,5 min avec une résolution spatiale deux fois plus fine, s'appuyant sur la mission Haute Résolution de MSG,
- le LI (Lightning Imagery), qui a pour mission la détection en continu sur presque tout le disque terrestre, des décharges électriques se produisant dans les nuages ou entre nuage et sol avec une résolution d'environ 10 km,
- le IRS (Infrared Sounding), qui couvrira le disque complet, fournissant des informations hyper-spectrales de sondage dans l'infrarouge moyen et l'infrarouge lointain avec une résolution spatiale d'environ 4 km et une résolution temporelle de 15 min,
- le UVN (Ultraviolet, Visible & Near-infrared Sounding), qui couvrira l'Europe et fournira à chaque heure des mesures dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge avec une résolution spatiale de 8 km.

MTG-S permettra particulièrement des estimations du profil vertical de la vapeur d'eau, du contenu en ozone et de l'épaisseur optique des aérosols à des résolutions spatiales et temporelles plus fines. Ceci réduira donc l'erreur sur Heliosat-4 due à la résolution du modèle de ciel clair et à la précision des entrées. De même, les résolutions spatiales et temporelles et le nombre de canaux spectraux étant augmentés avec MTG-I, les propriétés des nuages pourront être mieux extraites. Particulièrement, les nuages fragmentés seront mieux pris en compte et l'albédo du sol mieux estimé. Ainsi, la troisième génération de Meteosat offrira la possibilité d'estimer les caractéristiques de l'éclairement au sol à des résolutions spatiale et temporelle plus fines.

Conclusion et perspectives

Avec le lancement du satellite MSG, les possibilités de suivi du contenu de l'atmosphère terrestre se sont améliorées considérablement. En effet, le radiomètre embarqué SEVIRI possède 12 canaux d'acquisition dans une bande spectrale située entre 0,6 et 12 μm alors que le capteur de la précédente série n'en possédait que trois. Cette amélioration spectrale apporte à l'estimation du rayonnement le bénéfice d'une modélisation plus fine de l'atmosphère par une caractérisation plus précise des nuages, de l'ozone et de la vapeur d'eau [Mueller et al., 2004]. De plus, l'acquisition tous les 15 min au lieu de 30 min offre une meilleure description de la variabilité temporelle. Ces capacités, mises en synergie avec celles d'autres capteurs tels que ceux à bord d'EnviSat (SCIAMACHY et AATSR) ou MetOp, permettent plus de raffinement dans la modélisation de la propagation du rayonnement solaire.

7.1 Bilan du travail effectué

L'objectif principal de cette thèse est de concevoir et développer une méthode - appelée Heliosat-4 - basée sur un code de transfert radiatif et exploitant les nouvelles estimations des paramètres optiques de l'atmosphère. Heliosat-4 produira à chaque 1/4 heure et chaque 3 km les composantes directe et diffuse de l'éclairement au sol, ainsi que la distribution spectrale. Un autre objectif scientifique de ces travaux est de relier les efforts faits dans le domaine de l'estimation du rayonnement au sol à ceux faits en optique atmosphérique. Le premier

domaine pourra bénéficier des nombreuses connaissances et multiples outils disponibles en optique atmosphérique et contribuera à l'enrichissement du second domaine par de nouvelles questions.

Nous avons premièrement défini, à partir d'une étude de sensibilité, l'ensemble des paramètres atmosphériques disponibles opérationnellement et leurs attributs, devant servir d'entrées à une méthode estimant l'éclairement au sol à partir d'un code de transfert radiatif (CTR). En effet, les CTR dans l'atmosphère sont de plus en plus utilisés, grâce à leur modélisation précise de l'atmosphère. Les CTR prennent en compte un grand nombre d'entrées : les propriétés optiques comprenant les aspects spectraux des gaz, des aérosols, des nuages et de la réflexion du sol, les types d'interactions, méthodes de résolution mathématique [Liou, 1976, 1980; Perrin and Vauge, 1982; Vermote et al., 1997; Kato et al., 1999; Mayer and Kylling, 2005]. L'estimation opérationnelle des propriétés optiques de l'atmosphère est maintenant possible grâce à l'exploitation de nouveaux capteurs et à l'introduction, en physique atmosphérique, de récentes techniques d'assimilation de données. En dépit des récents progrès dans l'évaluation opérationnelle de ces propriétés, nous ne disposons pas de suffisamment d'informations 3D. L'information atmosphérique disponible est généralement 2D c'est-à-dire intégrée verticalement sur la colonne atmosphérique. Même en 2D, beaucoup de paramètres sont inconnus. Si disponibles, ces quantités sont connues à différentes résolutions spatiales.

Cette étude de sensibilité nous a permis d'établir que les entrées nécessaires pour toute méthode basée sur un CTR sont :

- l'angle zénithal solaire et le numéro du jour dans l'année,
- l'épaisseur optique des nuages,
- le type de nuage,
- l'épaisseur optique des aérosols et sa variation spectrale,
- le contenu en vapeur d'eau,
- l'albédo spectral du sol,
- l'altitude du site,
- le profil atmosphérique.

Un autre résultat obtenu est que l'épaisseur géométrique et la position verticale des nuages ont une influence négligeable sur l'éclairement au sol. Ce résultat est très important pour l'élaboration des méthodes directes. Nous avons ainsi établi que la solution de l'équation de transfert radiatif pour une atmosphère nuageuse est équivalent au produit de l'éclairement par

ciel clair $E^{clearsky}$ par l'ensemble "extinction due aux nuages et contribution de la réflectance du sol" $T_{nuages+sol}$ [Oumbe et al., 2009] :

$$E = E^{clearsky} * T_{nuages+sol} \quad (7.1)$$

Cette relation est très intéressante d'un point de vue pratique, en particulier pour la rapidité des calculs. Chaque facteur de la relation ($E^{clearsky}$ et $T_{nuages+sol}$) peut être calculé suivant les résolutions spatiale et temporelle de ses entrées. Cette observation permet également d'envisager un développement modulaire de méthode exploitant un code de transfert radiatif pour estimer l'éclairement au sol.

Ce résultat est très général et important pour l'élaboration des méthodes directes. Plusieurs options peuvent être adoptées pour le module ciel clair et pour le module "transmittance des nuages - réflectance du sol".

Les méthodes inverses sont, elles aussi, en accord avec la relation 7.1. La séparation ciel clair / nuages est largement utilisée. La raison de cet usage est que les propriétés des nuages (y compris leur présence) varient spatialement et temporellement beaucoup plus fortement que celles des autres paramètres.

La conception de Heliosat-4 a fortement été influencée par l'établissement de la séparation ciel clair / "nuages + sol", d'autant plus qu'elle permet un important gain de temps, contribuant ainsi fortement à la résolution du problème de temps d'exécution posé par les CTR. Nous avons analysé différentes possibilités pour les calculs de l'éclairement par ciel clair et de l'ensemble "extinction due aux nuages et contribution de la réflectance du sol". En plus des aspects scientifiques sus-cités, l'élaboration de Heliosat-4 a été influencé par les moyens mis en œuvre pour un temps de calcul acceptable, une précision satisfaisante sur les résultats, l'espace de stockage dont nous disposons, ainsi que d'autres choix opérationnels quant à sa mise en œuvre, sa maintenance, ses possibles évolutions et par l'exploitation prévue des éclaircissements ainsi calculés. Nous avons conçu la méthode Heliosat-4 de façon à ce qu'elle reproduise la propagation du rayonnement dans l'atmosphère, en ses composantes directe, diffuse et distribution spectrale. Pour sa conception et son développement, nous avons mis en œuvre des approximations de l'équation du transfert radiatif pour les atmosphères claires et nuageuses permettant des calculs rapides, notamment la relation de Lambert-Beer modifiée [Mueller et al., 2004], l'approximation à deux flux [Paris and Justus, 1988], l'hypothèse d'une suite infinie de réflexions entre le sol et l'atmosphère [Vermote et al., 1997] ainsi que le profil

vertical de l'éclairement [Oumbe et al., 2009] [Oumbe and Wald, 2009]. Nous avons validé les approximations conçues et / ou utilisées avec les codes de transfert radiatif libRadtran, 6S et Streamer.

Nous prenons en compte l'influence de l'albédo du sol dans la méthode Heliosat-4 à travers une paramétrisation en fin de calcul de l'éclairement au sol. Etant donné que la connaissance des distributions spectrale et angulaire de l'albédo du sol est faible, une telle approche permet de corriger l'éclairement avec l'information disponible sur l'albédo du sol et ouvre la voie à de possibles améliorations selon les avancées dans ce domaine.

Comme les versions précédentes d'Heliosat, Heliosat-4 est conçue pour être appliquée aux images de la série Meteosat. Toutefois, étant donné que sa conception n'est pas directement liée aux images satellitales contrairement aux précédentes méthodes, la méthode Heliosat-4 peut être appliquée partout sur la terre, où les paramètres atmosphériques sont disponibles.

Avant de valider la méthode Heliosat-4, nous avons fait une étude bibliographique des méthodes existantes et des techniques d'extraction des paramètres atmosphériques. La comparaison des sorties de la méthode Heliosat-4 avec des mesures d'éclairement horaire, donne des coefficients de corrélation élevés, montrant que les variations temporelles d'éclairements sont bien reproduites par Heliosat-4. Les écarts types sont similaires à ceux des méthodes actuelles pour l'éclairement global. Ceci montre que les principes physiques sont respectés. Le problème actuel est la surestimation de l'évaluation. Le biais entre les mesures et les estimations est très faible lorsque le ciel est clair. Il croit avec l'ennuage de l'atmosphère. Nous discutons les sources de la surestimation observée au chapitre précédent. Comme établi avec l'étude de sensibilité, la qualité des entrées constitue une source importante d'erreurs. L'extraction des paramètres atmosphériques (nuages, aérosols, vapeur d'eau) et l'albédo du sol est encore à ces débuts [Holzer-Popp et al., 2008]. En comparant différentes sources de données, nous observons de fortes variations pour des mêmes estimations. La précision de la méthode Heliosat-4 évoluera avec l'amélioration de la qualité de l'estimation de ces paramètres. Elle évoluera aussi avec la prise en compte d'autres phénomènes tels que l'ombrage intra-pixel, l'effet de parallaxe qui va attribuer un nuage à un pixel situé plus loin du centre de visée du capteur, la réflectance bidirectionnelle du sol, etc.

Les résultats de la première validation de Heliosat-4 sont prometteurs. Cette première validation n'a été faite que pour des éclairements totaux direct et global en valeur horaire. Il faudrait aussi vérifier la qualité de la méthode pour des éclairements spectraux et des valeurs

quart horaires. La validation devrait aussi être faite pour des stations situées dans différentes régions climatiques. Les quatre stations que nous avons utilisées sont pour trois d'entre elles du climat tempéré et pour une du climat désertique.

7.2 Vers une mise en œuvre opérationnelle

La connaissance du rayonnement au sol étant une information essentielle pour différentes applications, plusieurs réseaux ont été développés pendant ces dernières décennies pour faciliter l'accès à cette information [Rigollier, 2000]. Parmi eux sont les services web d'observation du rayonnement solaire, actuellement au nombre de quatre, qui fournissent tous des séries temporelles d'éclairement global total sur plan horizontal en exploitant les technologies web. Le service web Solemi appartient au DLR et fournit des séries au pas horaire en 2005 sur l'Europe. La NASA propose un service web, nommé SSE, qui fournit des séries au pas journalier de 1983 à 2003 qui couvre le monde entier. Le service web Helioclim-1 fournit des séries au pas journalier entre 1985 et 2005 sur la zone Europe et Afrique. Le service web Helioclim-3 fournit des séries au pas de 15 min à partir de 2004 sur la zone Europe et Afrique. Ces deux derniers services web sont assurés par le CEP de Mines ParisTech. La résolution spatiale des données fournies est définie par la surface au sol que représente une mesure. Cette résolution est variable : de $100 \times 100 \text{ km}^2$ pour SSE à $5 \times 5 \text{ km}^2$ pour Solemi et Helioclim-3 [Gschwind, 2009].

Cette thèse est la première étape pour la mise en œuvre dès 2010 d'une nouvelle base de données et service web de rayonnement, accessible *via* le service SoDa (www.soda-is.com). Cette base de données - appelée HelioClim-4 - fournira les composantes globale, directe et diffuse ainsi que la distribution spectrale du rayonnement avec des résolutions spatiales et temporelles de 5 km et 15 min. Les bases de données actuelles calculent préalablement le rayonnement global total. Les composantes directe, diffuse et la distribution spectrale sont dérivés *a posteriori* à partir des formules empiriques, qui sont généralement peu précises. Un atout de la base de données HelioClim-4 est d'estimer simultanément ces paramètres.

En effet, toutes les applications énergétiques ne sont pas identiques du point de vue de la ressource solaire. Ainsi, les capteurs à concentration (thermiques ou photovoltaïques) ne peuvent tirer profit que de la fraction directe du rayonnement solaire. De même, alors que la plupart des capteurs thermiques utilisent toutes les longueurs d'ondes du spectre solaire

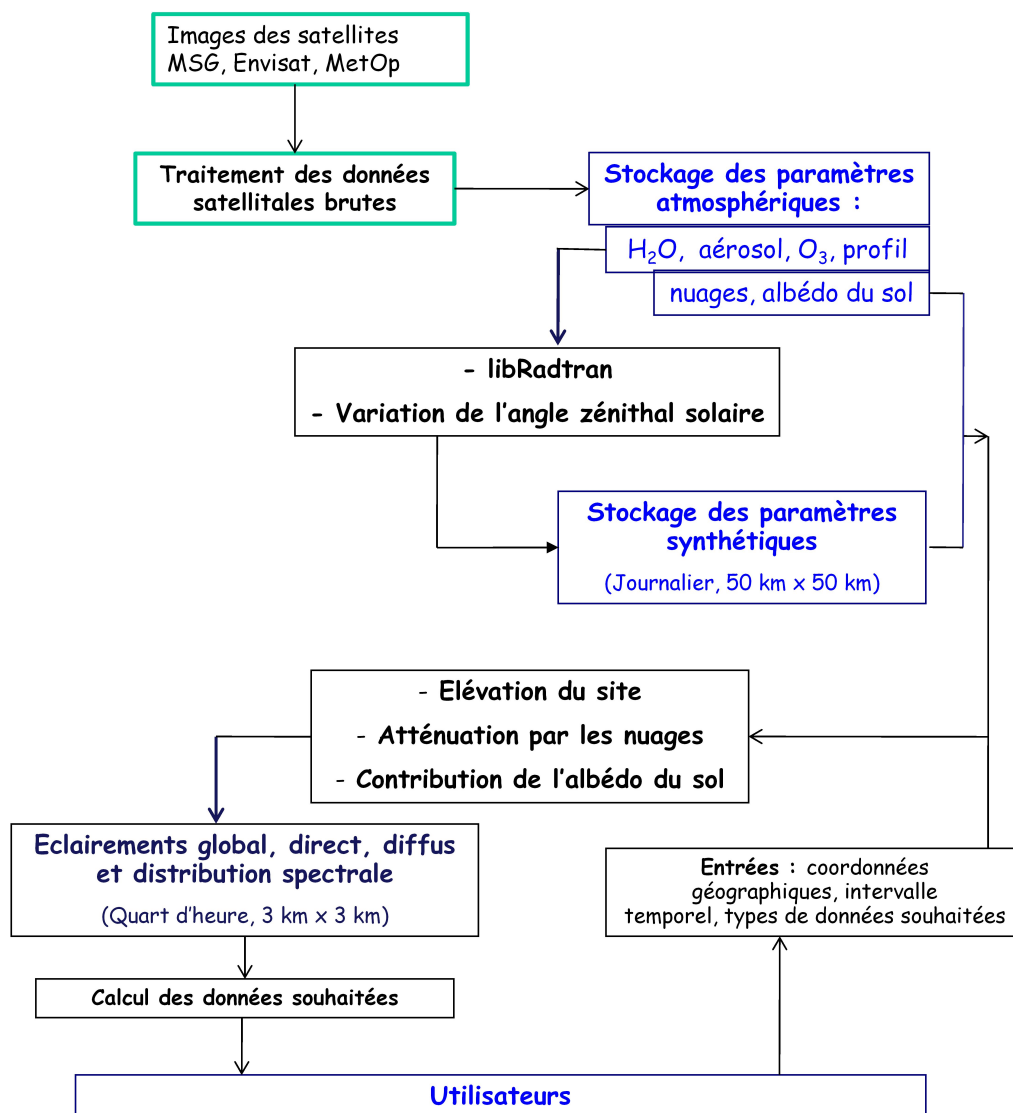


FIGURE 7.1 – représentation schématique de la future chaîne opérationnelle Helioclim-4. Les paramètres synthétiques sont τ_0 , τ_{0b} et a , b et ρ_{sph} (voir équation 5.14).

reçu au sol, les capteurs photovoltaïques ont une forte sensibilité spectrale, qui privilégie le rendement de conversion à certaines régions du spectre [Perrin and Vauge, 1982]. Aussi, on s'intéresse à l'ultraviolet pour l'étude de l'impact sanitaire du rayonnement sur la peau et au visible pour l'agriculture et l'architecture. Par ailleurs, il est parfois nécessaire d'avoir une fine résolution temporelle du rayonnement. Par exemple, pour des systèmes thermodynamiques, où un fluide est chauffé, des chutes temporelles de la valeur du rayonnement, dues par exemple à la présence d'un nuage de temps en temps peuvent maintenir le système dans un régime transitoire malgré une quantité journalière de rayonnement assez importante. Ceci justifie l'intérêt des efforts pour estimer avec plus de finesse l'éclairement au sol.

Nous avons conçu la méthode Heliosat-4 de façon à ce que ses sorties soient disponibles *via*

le futur service web Helioclim-4 à la requête de l'utilisateur. La figure 7.1 présente de façon synthétique un premier prototype de la chaîne opérationnelle Helioclim-4. Sa construction sera similaire à celle du service web Helioclim-3 [Cros, 2004] en cours actuellement. La première étape, de la lecture des images satellitaires, au DLR, au calcul des paramètres synthétiques et leur stockage, à MINES ParisTech, sera exécutée automatiquement. La seconde étape, qui est constituée d'approximations rapides, sera exécutée à la requête de l'utilisateur, *via* le service SoDa.

Bibliographie

- Anderson, G., Kneizys, F., Chetwynd, J., Wang, J., Hoke, M., Rothman, L., Kimball, L., and McMillatchey, R. (1995). Fascode/Modtran/Lowtran : Past/Present/Futur. In 18th Annual Review Conference on Atmospheric Transmission models, Massachusetts.
- Bais, A., Kazantzidis, A., Kazadzis, S., Balis, D., Zerefos, C., and Meleti, C. (2005). Deriving an effective aerosol single scattering albedo from spectral surface UV irradiance measurements. Atmospheric Environment, 39 :1093–1102.
- Bais, A., Madronich, S., Crawford, J., Hall, S., Mayer, B., van Weele, M., Lenoble, J., Calvert, J., Cantrell, C., Shetter, R., Hofzumahaus, A., Koepke, P., Monks, P., Frost, G., McKenzie, R., Krotkov, N., Kylling, A., Swartz, W., Lloyd, S., Pfister, G., Martin, T., Roeth, E.-P., Griffioen, E., Ruggaber, A., Krol, M., Kraus, A., Edwards, G., Mueller, M., Lefter, B., Johnston, P., Schwander, H., Flittner, D., Gardiner, B., Barrick, J., and Schmitt, R. (2003). International photolysis frequency measurement and model intercomparison (IPMMI) : Spectral actinic solar flux measurements and modelling. Journal of Geophysical Research, 108 :doi :10.1029/2002JD002891.
- Balis, D., Amiridis, V., Zerefos, C., Kazantzidis, A., Kazadzis, S., Bais, A., Meleti, C., Gerasopoulos, E., Papayannis, A., Matthias, V., Dier, H., and Andreae, M. (2004). Study of the effect of different type of aerosols on UV-B radiation from measurements during EARLINET. Atmospheric Chemistry and Physics, 4 :307–321.
- Bernhard, G., Booth, C., and J.C.Ehramjian (2002). Comparison of measured and modeled

- spectral ultraviolet irradiance at Antarctic stations used to determine biases in total ozone data from various sources. In SPIE (International Society for Optics and Photonics), pages vol. 4482, 115–126.
- Beyer, H.-G., Costanzo, C., and Heinemann, D. (1996). Modifications of the Heliosat procedure for irradiance estimates from satellite images. Solar Energy, 56 :207–212.
- Bird, R. and Huldstrom, R. (1980). Direct insolation models. Trans. ASME J. Sol. Energy Eng., 103 :182–192.
- Bériot, N. (1984). Rapport sur l'évaluation de la ressource énergétique solaire à l'aide de satellites météorologiques. Technical report, World Climate Applications Programme (WCP), 84 pages.
- Cabot, F. (2005). Estimation de l'albédo de surface à l'échelle globale à l'aide de mesures satellitaires. PhD thesis, Université d'Orsay-Paris Sud, France, 125 pages.
- Cano, D., Monget, J., Albuissou, M., Guillard, H., Regas, N., and Wald, L. (1986). A method for the determination of the global solar radiation from meteorological satellite data. Solar Energy, 37 :31–39.
- Chappell, A., Zobeck, T., and Brunner, G. (2006). Using bi-directional soil spectral reflectance to model soil surface changes induced by rainfall and wind-tunnel abrasion. Remote Sensing of Environment, 102 :328–343.
- Charlock, T. and Alberta, T. (1996). The CERES/ARM/GEWEX experiment (CAGEX) for the retrieval of radiative fluxes with satellite data. Bulletin of the American Meteorological Society, 77 :2673–2683.
- Chédin, A., Scott, N., Wahiche, C., and Moulinier, P. (1985). The improved initialization inversion method : a high resolution physical method for temperature retrievals from satellites of the TIROS-N series. Journal of Applied Meteorology, 24 :128–143.
- Coakley, J. and Chylek, P. (1975). The two-stream approximation in radiative transfer : including the angle of the incident radiation. Journal of the Atmospheric Sciences, 32 :409–418.

- Cojan, Y. (1995). Propagation du rayonnement dans l'atmosphère. Sciences et Techniques de l'Ingénieur [en ligne], Dossier : E4030. 39 pages, <http://www.techniques-ingenieur.fr/>(consulté le 29.11.2006).
- Colle, S., de Abreu, S. L., Couto, P., and Mantelli, S. (1999). Distribution of solar irradiation in brazil derived from geostationary satellite data. In Solar World Congress ISES 1999 (CD-ROM), Jerusalem, July 4-9 1999.
- Commission, E. (2003). World, technology and climate policy outlook 2030. Technical report, Office for official publications of the European Communities. 137 pages.
- Cros, S. (2004). Création d'une climatologie du rayonnement solaire incident en ondes courtes à partir d'images satellitales. PhD thesis, Ecole des Mines de Paris.
- Cros, S., Mayer, D., and Wald, L. (2004). The availability of irradiation data. Technical report, International Energy Agency, Vienna, Austria. 29 pages.
- Deneke, H., Feijt, A., and Roebeling, R. (2008). Estimating surface solar irradiance from Meteosat SEVIRI-derived cloud properties. Remote Sensing of Environment, 112 :3131–3141.
- Diabaté, L., Demarcq, H., Michaud-Regas, N., and Wald, L. (1988). Estimating incident solar radiation at the surface from images of the earth transmitted by geostationary satellites : the Heliosat project. Solar Energy, 5 :261–278.
- El-Metwally, M., Alfaro, S., Wahab, M. A., and Chatenet, B. (2008). Aerosol characteristics over urban cairo : Seasonal variations as retrieved from sun photometer measurements. Journal of Geophysical Research, D14219, doi :10.1029/2008JD009834 :113.
- Espinar, B. (2009). Radiación solar a partir de imágenes de satélite. Análisis de incertidumbre y ajuste local. PhD thesis, Departamento de Física Aplicada, Universidad de Almería (thèse en cours).
- Espinar, B., Martín, L., Ramírez, L., Polo, J., and Zarzalejo, L. (2006). Kolmogorov - smirnov test modification for series comparison. In Second meeting of IEA SHC Task 36, Denver, CO (UNITED STATES).
- Espinar, B., Ramírez, L., Drews, A., Beyer, H., Zarzalejo, L., Polo, J., and Martín, L. (2009). Analysis of different comparison parameters applied to solar radiation data from satellite and german radiometric stations. Solar Energy, 83 (1) :118–125.

- Gaussorgues (1989). Thermographie Infrarouge : Principes, Technologies, Applications. Technique et Documentation, Librairie Lavoisier, Paris, France, 539 pages.
- Gautier, C., Diak, G., and Masse, S. (1980). A simple physical model to estimate incident solar radiation at the satellite data. Journal of Climate and Applied Meteorology, 19 :1005–1012.
- Geiger, M., Diabaté, L., Ménard, L., and Wald, L. (2002). A web service for controlling the quality of measurements of global solar irradiation. Solar Energy, 73 (6) :475–480.
- Gesell, G. (1989). An algorithm for snow and ice detection using avhrr data : An extension to the apollo software package. International Journal of Remote Sensing, 10 :897–905.
- Gimeno-Ferrer, J. and Hollmann, R. (2002). RTM calculations for surface incoming shortwave radiation. Technical report, downloaded at <http://www.eumetsat.int/groups/pps/documents/document/002130.pdf>.
- Greif, J., Scharmer, K., Dogniaux, R., and Page, J. (2000). ESRA, European Solar Radiation Atlas. Vol. 2 : Database and Exploitation Software. Published for the Commission of the European Communities by Les Presses de l’Ecole, Ecole des Mines de Paris, France, 296 pp. authors : L. Wald, M. Albuissou, G. Czeplak, B. Bourges, R. Aguiar, H. Lund, A. Joukoff, U. Terzenbach, H.G. Beyer, E.P. Borisenko.
- Grena, R. (2008). An algorithm for the computation of the solar position. Solar Energy, 82 :462–470.
- Grüter, W., Guillard, H., Möser, W., Monget, J., Palz, W., Raschke, E., Reinhardt, R., Schwarzmann, P., and Wald, L. (1986). Solar Energy R&D in the European Community, chapter Solar Radiation Data from Satellite Images. Serie F, Volume 4, D, Riedel Publishing Company. The Netherlands, 100 pages, 1986.
- Gschwind, B. (2009). Composition automatique et adaptative de services web pour la Météorologie. PhD thesis, MINES ParisTech.
- Gschwind, B., Ménard, L., Albuissou, M., and Wald, L. (2006). Converting a successful research project into a sustainable service. Environmental Modelling and Software, 21(11) :1555–1561, doi :10.1016/j.envsoft.2006.05.002.

- Gueymard, C. (2001). Parameterized transmittance model for direct beam and circumsolar spectral irradiance. Solar Energy, 71 (5) :325–346.
- Henry, L. and Greenstein, J. (1941). Diffuse radiation in the galaxy. The Astrophysical Journal, 93 :70–83.
- Hess, M., Koepke, P., and Schult, I. (1998). Optical properties of aerosols and clouds : The software package OPAC. Bulletin of the American Meteorological Society, 79(5) :831–844.
- Hollmann, R., Bodas, A., Gratzki, A., Dammann, K., and Stuhlmann, R. (2002). The surface shortwave net flux from the scanner for radiation budget (SCARAB). Advances in Space Research, 30 (11) :2363–2369.
- Holzer-Popp, T. and Schroedter-Homscheidt, M. (2004). Synergetic aerosol retrieval from ENVISAT. In ERS/ENVISAT Symposium, Salzburg, 6.-10.9.2004, ESA.
- Holzer-Popp, T., Schroedter-Homscheidt, M., Breitzkreuz, H., Martynenko, D., and Kluser, L. (2008). Improvements of synergetic aerosol retrieval for ENVISAT. Atmospheric Chemistry and Physics Discussions, 8 :7651–7672.
- Houghton, J. (1986). The Physics of Atmospheres. New York, USA, Cambridge University Press edition. 271 pages.
- Howard, J. (1990). chapter Atmospheric Physics, *Encyclopedia of Physics, Second Edition*, pages 63–65. VHC Publishers, Inc., New York, Weinheim, Cambridge, Basel.
- Ineichen, P. (2006). Comparison of eight clear sky broadband models against 16 independent data banks. Solar Energy, 80 :468–478.
- Iqbal, M. (1983). An Introduction to Solar Radiation. Academic Press, New York, USA. 373 pages, 1983.
- Jiménez-Aquino, J. and Varela, J. (2005). Two stream approximation to radiative transfer equation : an alternative method of solution. Revista Mexicana de Física, 51 :82–86.
- Joseph, J. and Wiscombe, W. (1976). The Delta-Eddington approximation for radiative flux transfer. Journal of the Atmospheric Sciences, 33 :2452–2459.

- Justus, C. and Paris, M. (1987). Modelling solar spectral irradiance and radiance at the bottom and top of a cloudless atmosphere. Technical report, Georgia institute of technology, School of Geophysical Sciences.
- Kato, S., Ackerman, T., Mather, J., and Clothiaux, E. (1999). The k-distribution method and correlated-k approximation for shortwave radiative transfer model. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 62 :109–121.
- Kleespies, J. and McMillin, L. (1990). Retrieval of precipitable water from observations in the split window over varying surface temperatures. Journal of Applied Meteorology, 29 :851–862.
- Kneizys, F., Abreu, L., Anderson, G., Chetwynd, J., Shettle, E., Berk, A., Bernstein, L., Roberston, D., Acharya, P., Rothman, L., Selby, J., Gallery, W., and Clough, S. (1996). The Modtran 2/3 Report and Lowtran 7 Model. Ontar Corporation, for Phillips Laboratory, Geophysics Directorate, USA, 231 pages.
- Kokhanovsky, A. (2004). Optical properties of terrestrial clouds. Earth-Science Reviews, 64 :189–241.
- Kokhanovsky, A. and Nauss, T. (2006). Reflection and transmission of solar light by clouds : asymptotic theory. Atmospheric Chemistry and Physics, 6 :5537–5545.
- Kriebel, K., Gesell, G., Kästner, M., and Mannstein, H. (2003). The cloud analysis tool APOLLO : Improvements and Validation. International Journal of Remote Sensing, 24 :2389–2408.
- Kuhleman, R. and Betcke, J. (1995). A new parameterization of radiative transfer through clouds (summary of development and first validations). Heliosat-3 Reports [en ligne]. 21 pages, <http://www.heliosat3.de/documents/> (consulté le 21.12.2008).
- Kylling, A., Stamnes, K., and Tsay, S.-C. (1995). A reliable and efficient two-stream algorithm for spherical radiative transfer : Documentation of accuracy in realistic layered media. Atmospheric Chemistry and Physics, 21 :115–150.
- Kylling, A., Webb, A. R., Kift, R., Gobbi, G. P., Ammannato, L., Barnaba, F., Bais, A., Kazadzis, S., Wendisch, M., Jakel, E., Schmidt, S., Kniffka, A., Thiel, S., Junkermann,

- W., Blumthaler, M., Silbernagl, R., Schallhart, B., Schmitt, R., Kjeldstad, B., Thorseth, T. M., Scheirer, R., and Mayer, B. (2005). Spectral actinic flux in the lower troposphere : measurement and 1-D simulations for cloudless and broken cloud and overcast situations. Atmospheric Chemistry and Physics, 5 :1975–1997.
- Lavergne, T., Kaminski, T., Pinty, B., Taberner, M., Gobron, N., Verstraete, M., Vossbeck, M., Widlowski, J.-L., and Giering, R. (2007). Application to MISR land products of a RPV model inversion package using adjoint and Hessian codes. Remote Sensing of Environment, 107 :362–375.
- Lefèvre, M., Diabaté, L., and Wald, L. (2007). Using reduced data sets ISCCP-B2 from the Meteosat satellites to assess surface solar irradiance. Solar Energy, 81 :240–253.
- Li, Z., Leighton, H., and Cess, R. (1993). Surface net solar radiation estimated from satellite measurements : Comparisons with tower observations. Journal of Climate, 6 :1764–1772.
- Liou, K. (1976). On the absorption and reflection and transmission of solar radiation in cloudy atmospheres. Journal of the Atmospheric Sciences, 33 :798–805.
- Liou, K. (1980). An Introduction to Atmospheric Radiation, volume 26 of International Geophysics Series. Academic Press. 392 pages.
- Lohmann, S., Schillings, C., Mayer, B., and Meyer, R. (2006). Long-term variability of solar direct and global irradiance derived from ISCCP data and comparison with re-analysis data. Solar Energy, 80 :1390–1401.
- Long, C. and Ackerman, T. (1995). Surface measurement of solar irradiance : a study of the spatial correlation between simultaneous measurements at separated sites. Journal of Applied Meteorology, 34 :1039–1049.
- Martin-Amouroux, J.-M. (2004). Perspectives énergétiques mondiales. Sciences et Techniques de l'Ingénieur [en ligne], Dossier : BE8515. 13 pages, <http://www.techniques-ingenieur.fr/> (consulté le 24.09.2008).
- Martins, F., Pereira, E., and Abreu, S. (2007). Satellite-derived solar resource maps for Brazil under SWERA project. Solar Energy, 81 (4) :517–528.

- Mayer, B. and Kylling, A. (2005). Technical note : The libRadtran software package for radiative transfer calculations - description and examples of use. Atmospheric Chemistry and Physics, 5 :1855–1877.
- Minnaert (1941). The reciprocity principle in lunar photometry. The Astrophysical Journal, 93 :403–410.
- Molineaux, B., Ineichen, P., and O’Neil, N. (1998). Equivalence of pyrhelimetric and monochromatic aerosol optical depths at a single key wavelength. Applied Optic, 37(70) :7008–7018.
- Moura, L. (1998). Identification des propriétés radiatives des matériaux semi-diffusants en situation de non symétrie azimutale du champs radiatif. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (INSA), France, 211 pages.
- Möser, W. and Raschke, E. (1983). Mapping of global radiation and of cloudiness from Meteosat image data : theory and ground truth comparisons. Meteorologische Rundschau, 36 :33–41.
- Möser, W. and Raschke, E. (1984). Incident solar radiation over Europe estimated from Meteosat data. Journal of Applied Meteorology, 23 :166–170.
- Mueller, R., Beyer, H., Dagestad, K., Dumortier, D., Ineichen, P., Hammer, A., Heinemann, D., Kuhlemann, R., Olseth, J., Piernavieja, G., Reise, C., Schroedter, M., Skartveit, A., and Wald, L. (2002). The use of Meteosat Second Generation satellite data within a new type of solar irradiance calculation scheme. In 27th General Assembly European Geophysical Society.
- Mueller, R., Dagestad, K., Ineichen, P., Schroedter, M., Cros, S., Dumortier, D., Kuhlemann, R., Olseth, J., Piernavieja, G., Reise, C., Wald, L., and Heinnemann, D. (2004). Rethinking satellite based solar irradiance modelling - the SOLIS clear sky module. Remote Sensing of Environment, 91 :160–174.
- Noia, M., Ratto, C., and Festa, R. (1993a). Solar irradiance estimation from geostationary satellite data. i : Statistical models. Solar Energy, 51 :446–456.
- Noia, M., Ratto, C., and Festa, R. (1993b). Solar irradiance estimation from geostationary satellite data. ii : Physical models. Solar Energy, 51 :457–465.

- Oumbe, A., Blanc, P., Ranchin, T., Schroedter-Homscheidt, M., and Wald, L. (2009). A new method for estimating solar energy resource. In 33rd International Symposium on Remote Sensing of Environment, May 4-8 2009, Stresa, Italy.
- Oumbe, A., Blanc, P., Wald, L., and Schroedter-Homscheidt, M. (2008). Exploitation of radiative transfer model for assessing solar radiation : the relative importance of atmospheric constituents. In EuroSun 2008 - 1st International Conference on Solar Heating, Cooling and Buildings, October 7-10 2008, Lisbon, Portugal.
- Oumbe, A. and Wald, L. (2009). A parameterisation of vertical profile of solar irradiance for correcting solar fluxes for changes in terrain elevation. In Earth Observation and Water Cycle Science Towards a Water Cycle Multi-mission Observation Strategy, 18-20 November at ESRIN, Frascati, Italy.
- Paris, M. (1985). Model studies of solar spectral irradiance at the bottom and top of a cloudy atmosphere. PhD thesis, Georgia Institute of Technology, Atlanta, Georgia, USA.
- Paris, M. and Justus, C. (1988). A cloudy-sky radiative transfer model suitable for calibration of satellite sensors. Remote Sensing of Environment, 24 :269–285.
- Pastre, C. (1981). Développement d’une méthode de détermination du rayonnement solaire global à partir des données Meteosat. La Météorologie, VIe série N.24.
- Pereira, E., Martins, F., Abreu, S., Couto, P., Stuhlmann, R., and Colle, S. (2000). Effects of burning of biomass on satellite estimations of solar irradiation in Brazil. Solar Energy, 68 (1) :91–107.
- Perez, R., Ineichen, P., Moore, K., Kmiecik, M., Chain, C., George, R., and Vignola, F. (2002). A new operational model for satellite-derived irradiance : description and validation. Solar Energy, 73 :307–317.
- Perez, R., Ineichen, P., Seals, R., Michalsky, J., and Stewart, R. (1990). Modelling daylight availability and irradiance components from direct and global irradiance. Solar Energy, 44 :271–289.
- Perez, R., Seals, R., and Zelenka, A. (1997). Comparing satellite remote sensing and ground network measurements for the production of site/time specific irradiance data. Solar Energy, 60 (2) :89–96.

- Perrin, C. and Vauge, C. (1982). Le Gisement Solaire : Evaluation de la Ressource Energétique. Technique et Documentation, Librairie Lavoisier, Paris, France, 222 pages.
- Pinty, B., Lattanzio, A., Martonchik, J., Verstraete, M. M., Gobron, N., Malcom, T., Wildowski, J.-L., Dickinson, R., and Govaerts, Y. (2005). Coupling diffuse sky radiation and surface albedo. Journal of the Atmospheric Sciences, 62 (7) :2580–2591.
- Pinty, B., Roveda, F., Verstraete, M., Gobron, N., Govaerts, Y., Martonchik, J., Diner, D., and Kahn, R. (2000). Surface albedo retrieval from Meteosat, 1. Theory. Journal of Geophysical Research, 105 (18) :099–112.
- Polo, J., Zarzalejo, L., Ramirez, L., and Espinar, B. (2006). Iterative filtering of ground data for qualifying statistical models for solar irradiance estimation from satellite data. Solar Energy, 80 :240–247.
- Polo, J., Zarzalejo, L., Salvador, P., and Ramirez, L. (2009). Angstrom turbidity and ozone column estimations from spectral solar irradiance in a semi-desertic environment in Spain. Solar Energy, 83 :257–263.
- Popp, T. (1995). Correcting atmospheric masking to retrieve the spectral albedo of land surfaces from satellite. International Journal of Remote Sensing, 16 :3483–3508.
- Rahman, H., Pinty, B., and Verstraete, M. (1993). Coupled surface - atmosphere reflectance (CSAR) model 2. Semi empirical surface model usable with NOAA advanced very high resolution radiometer data. Journal of Geophysical Research, 98 :791–801.
- Ricchiazzi, P., Yang, S., Gautier, C., and Sowle, D. (1998). SBDART : a research and teaching software tool for plane-parallel radiative transfer in the earth's atmosphere. Bulletin of the American Meteorological Society, 79 :2101–2114.
- Rigollier, C. (2000). Vers un accès à une climatologie du rayonnement solaire : estimation de l'irradiation globale à partir d'images satellitales. PhD thesis, Université Nice - Sophia Antipolis, France, 194 pages.
- Rigollier, C., Bauer, O., and Wald, L. (2000). On the clear sky model of the 4th European solar radiation atlas with respect to the Heliosat method. Solar Energy, 68 :33–48.

- Rigollier, C., Lefèvre, M., and Wald, L. (2004). The method Heliosat-2 for deriving shortwave solar radiation from satellite images. Solar Energy, 77 :159–169.
- Rossow, W. and Schiffer, R. (1999). Advances in understanding clouds from ISCCP. Bulletin of the American Meteorological Society, 80 :2261–2287.
- Schmetz, J. (1989). Toward a surface radiation climatology : retrieval of downward irradiances from satellites. Atmospheric Research, 23 :287–321.
- Schroedter-Homscheidt, M., Bugliaro, L., Erbertseder, T., Gesell, G., and Holzer-Popp, T. (2004). Atmospheric parameter retrieval (includes deliverables D9.1 and D9.2 and D9.3 and D9.4). Technical report, DLR, Wessling, Germany. 2004.
- Schroedter-Homscheidt, M., Drews, A., and Heise, S. (2008). Total water vapor column retrieval from MSG–SEVIRI split window measurements exploiting the daily cycle of land surface temperatures. Remote Sensing of Environment, 112 :249–258.
- Shettle, E. (1989). Models of aerosols, clouds and precipitation for atmospheric propagation studies. In AGARD Conference Proceedings No. 454, Atmospheric propagation in the UV, visible, IR and mm-region and related system aspects.
- Stephens, L. and Webster, P. (1984). Cloud decoupling of the surface and planetary radiative budgets. Journal of the Atmospheric Sciences, 41 (4) :681–686.
- Tarpley, J. (1979). Estimating incident solar radiation at the surface from geostationary satellite data. Journal of Applied Meteorology, 18 :1172–1181.
- Thiel, S., Ammannato, L., Bais, A., Bandy, B., Blumthaler, M., Bohn, B., Engelsen, O., Gobbi, G., Grobner, J., Jakel, E., Junkermann, W., Kazadzis, S., Kift, R., Kjeldstad, B., Kouremeti, N., Kylling, A., Mayer, B., Monks, P., Reeves, C., Schallhart, B., Scheirer, R., Schmidt, S., Schmitt, R., Schreder, J., Silbernagl, R., Topaloglou, C., Thorseth, T., Webb, A., Wendisch, M., and Werle, P. (2007). Influence of clouds on the spectral actinic flux density in the lower troposphere (INSPECTRO). Atmospheric Chemistry and Physics Discussions, 7 :13417–13473.
- Vermote, E., Tanré, D., Deuzé, J., Herman, M., and Morcrette, J. (1997). Second simulation of the satellite signal in the solar spectrum (6S), 6S : An overview. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 35 :675–686.

- Wahab, M., El-Metwally, M., Hassan, R., Lefèvre, M., Oumbe, A., and Wald, L. (2009). Assessing surface solar irradiance in northern africa desert climate and its long-term variations from meteosat images. International Journal of Remote Sensing, in press.
- Wald, L. (2007). chapter Solar radiation energy (fundamentals), In Solar Energy Conversion and Photoenergy Systems. *Encyclopedia of Life Support Systems (EOLSS)*, *Developed under the Auspices of the UNESCO*. EOLSS Publishers, Oxford,UK, [<http://www.eolss.net>].
- Wald, L. and Baleynaud, J.-M. (1999). Observing air quality over the city of Nantes by means of Landsat thermal infrared data. International Journal of Remote Sensing, 20 (5) :957–959.
- Wildlowski, J.-L., Pinty, B., Gobron, N., Verstraete, M., and Davis, A. (2003). Analysis of multi-angular data to retrieve indicators of ecosystem structure. In 10th Intern. Symposium on Remote Sensing, SPIE, Barcelona (E) - ORA/PRO 64176.
- WMO (1981). Meteorological aspects of the utilization of solar radiation as an energy source. Annex : World maps of relative global radiation. Technical Report Note No 172, WMO-No 557, Geneva, Switzerland.
- Zelenka, A., Perez, R., Seals, R., and Renné, D. (1999). Effective accuracy of satellite-derived hourly irradiances. Theoretical and Applied Climatology, 62 (3/4) :199–207.

Distribution angulaire de la diffusion

La distribution angulaire de la diffusion, lorsqu'un rayonnement traverse un milieu semi-transparent, est décrite par la fonction de phase p donnée par

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{p(\cos \Theta)}{4\pi} \sin \Theta d\Theta d\varphi = 1 \quad (\text{A.1})$$

qui représente la probabilité pour qu'un faisceau incident sur l'angle solide $d\Omega'$ centré sur la direction Ω' , soit diffusé dans l'angle solide $d\Omega$ centré sur Ω . La fonction de phase p peut être approchée avec les termes d'un polynôme de Legendre P_l [Liou, 1980; Moura, 1998; Jiménez-Aquino and Varela, 2005], soit :

$$p(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l(\cos \Theta) \quad (\text{A.2})$$

Les $N+1$ constantes $\tilde{\omega}_l$ sont déterminées à partir des propriétés d'orthogonalité des polynômes de Legendre :

$$\omega_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 p(\cos \Theta) \cos \Theta d \cos \Theta \quad (\text{A.3})$$

Lorsque $l = 0$, $\tilde{\omega}_0 = 1$ et représente la normalisation de la fonction de phase. Lorsque $l = 1$, on a

$$g = \frac{\tilde{\omega}_1}{3} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 p(\cos \Theta) \cos \Theta d \cos \Theta \quad (\text{A.4})$$

g est le facteur d'asymétrie ; il caractérise le mode de diffusion de la particule : pour une diffusion isotrope, $g = 0$; pour une diffusion orientée en grande partie vers l'avant, $g > 0$; pour une diffusion orientée en grande partie vers l'arrière, $g < 0$; pour une diffusion identique vers l'avant et vers l'arrière, $g = 0$. $\Theta = (\Omega', \Omega)$ est l'angle de diffusion. Il est donné par

$$\begin{aligned} \cos \Theta &= \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi' - \varphi) \\ &= \mu \mu' + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2} \cos(\varphi' - \varphi) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

μ et μ' sont respectivement les cosinus des angles zénithaux des rayonnements incident et diffusé, et φ et φ' sont les angles azimutaux correspondants. $\Theta = 0$ correspond à une diffusion vers l'avant (direction incidente) et $\Theta = \pi$ à une diffusion vers l'arrière (rétrodiffusion).

Les deux équations précédentes donnent :

$$p(\mu', \varphi', \mu, \varphi) = \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l[\mu \mu' + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2} \cos(\varphi' - \varphi)] \quad (\text{A.6})$$

L'utilisation du théorème des harmoniques sphériques conduit à :

$$p(\mu', \varphi', \mu, \varphi) = +2 \sum_{m=1}^l \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \cos(m(\varphi' - \varphi)) \quad (\text{A.7})$$

Pour un cas de symétrie azimutale,

$$\begin{aligned} p(\mu', \mu) &= \int_0^{2\pi} p(\mu', \varphi', \mu, \varphi) d\varphi \\ &= \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l(\mu) P_l(\mu') \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Lorsqu'on considère un seul terme pour le polynôme de Legendre (dans l'équation A.2), la fonction de phase est dite isotrope. Dans ce cas, le rayonnement est diffusé de manière égale

dans toutes les directions de l'espace.

$$p(\cos \Theta) = 1 \tag{A.9}$$

Dans un milieu constitué par des particules sphériques de diamètre très inférieur à la longueur d'onde, la diffusion est dite moléculaire et peut être décrite par la loi de Rayleigh :

$$p(\cos \Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \Theta) \tag{A.10}$$

En optique atmosphérique, on observe souvent des diffusions dans le sens de la propagation ($\Theta = 0$) ou des rétrodiffusions ($\Theta = \pi$). Afin de présenter une fonction de phase très pointue vers l'avant ou vers l'arrière, avec un nombre limité de termes, Henyey et Greenstein ont proposé une fonction de phase qui ne dépend que du paramètre d'asymétrie g . Le modèle Henyey-Greenstein [Henyey and Greenstein, 1941] est donné par :

$$p_{HG}(\cos \Theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos(\pi - \Theta))^{3/2}} \tag{A.11}$$

g est défini par l'équation A.4 et $\pi - \Theta$ est la déviation du rayonnement à partir de la direction incidente.

EXPLOITATION DES NOUVELLES CAPACITES D'OBSERVATION DE LA TERRE POUR EVALUER LE RAYONNEMENT SOLAIRE INCIDENT AU SOL

Résumé

Peu de stations au sol mesurent l'éclairement et des méthodes ont été développées pour l'évaluer à partir d'images prises par des satellites géostationnaires ou en orbite polaire. Dans les méthodes actuelles, dites inverses, le signal perçu par le satellite est inversé pour dériver le rayonnement au sol. Il est estimé de manière générale que les limites des méthodes inverses sont certainement atteintes en terme de précision. En conséquence, une nouvelle voie, basée sur la modélisation directe de la propagation du rayonnement solaire dans l'atmosphère, est explorée.

Dans cette thèse, nous concevons une nouvelle méthode -dite Heliosat-4- basée sur le code de transfert radiatif libRadtran et tirant profit des produits de meilleure qualité, extraits des nouvelles capacités d'observation de la terre. Dans cet objectif, nous avons

- par une analyse de sensibilité, établi les entrées nécessaires pour toute méthode basée sur un code de transfert radiatif,
- établi que l'éclairement au sol pour une atmosphère nuageuse peut être considéré comme égal au produit de l'éclairement obtenu par ciel-clair et d'une fonction de l'extinction due aux nuages et de la contribution de la réflectance du sol,
- mis en œuvre des approximations de l'équation de transfert radiatif pour des atmosphères claire ou nuageuse, permettant des calculs rapides.

Heliosat-4 est affranchi des paramètres empiriques, facile à implémenter et fournit simultanément les composantes directe, diffuse et la distribution spectrale de l'éclairement. Ces caractéristiques, bien que nécessaires pour différentes applications, sont rarement fournies. Les premiers résultats de la validation de cette nouvelle méthode avec les mesures sol sont prometteurs : les performances observées sont proches de celles des méthodes actuelles.

Mots clés : énergie solaire, optique atmosphérique, transfert radiatif, télédétection, méthode Heliosat, nuages

ASSESSMENT OF SOLAR SURFACE RADIATION USING NEW EARTH OBSERVATION CAPABILITIES

Abstract

The surface solar irradiance (SSI) is seldom measured and several methods have been developed for its assessment from images taken by geostationary or polar-orbiting satellites. In current methods, so-called inverse, the signal received by the satellite is inverted to derive the radiation on the ground. It is felt that as a whole, limits of such methods are presently reached in terms of accuracy. Consequently, a new paradigm is studied based on a direct modeling of propagation of solar radiation through the atmosphere.

In this thesis, we design a new method -called Heliosat-4- based on the radiative transfer model libRadtran; it benefits from advanced products derived from recent earth observation missions. For this purpose, we

- establish by the means of a sensitivity analysis, the necessary inputs of any method based on radiative transfer model,
- establish that SSI for a cloudy atmosphere can be considered as equal to the product of the SSI obtained under clear-sky and a function of the cloud extinction and ground albedo contribution,
- implement approximations of radiative transfer equation, for clear and cloudy atmosphere, allowing rapid calculations.

Heliosat-4 is free from empirical parameters, easy to implement and deliver simultaneously direct, diffuse components and spectral distribution of irradiance. These characteristics, while necessary for various applications, are rarely provided. The first results of the validation of the new method with ground measurements are encouraging: observed performances are similar to those of current methods.

Key words : solar energy, atmospheric optics, radiative transfer, remote sensing, Heliosat method, clouds

Laboratoire d'accueil : Centre Energétique et Procédés - MINES ParisTech
Rue Claude Daunesse - B.P. 207 F - 06904 Sophia Antipolis Cedex
Thèse présentée par : OUMBE NDEFFOTSING Armel Bertrand le : 9 novembre 2009
Discipline : "Energétique" - MINES ParisTech
