HAL
open science

Vers une méthode automatique d'estimation de la distribution spectrale du rayonnement solaire. Cas du ciel clair. : Applications à la lumière du jour, photosynthèse et ultraviolet

William Wandji Nyamsi

To cite this version:

William Wandji Nyamsi. Vers une méthode automatique d'estimation de la distribution spectrale du rayonnement solaire. Cas du ciel clair. : Applications à la lumière du jour, photosynthèse et ultraviolet. Autre. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2015. Français. NNT : 2015ENMP0036 . tel-01297985

HAL Id: tel-01297985

https://pastel.hal.science/tel-01297985

Submitted on 5 Apr 2016

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.

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY

MINES ParisTech

École doctorale n° 432 : Science des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure des Mines de Paris

Spécialité doctorale "Energétique"

présentée et soutenue publiquement par

William WANDJI NYAMSI

le 06 novembre 2015

Vers une méthode automatique d'estimation de la distribution spectrale du rayonnement solaire. Cas du ciel clair. Applications à la lumière du jour, photosynthèse et ultraviolet

Directeur de thèse : **Lucien WALD**

Jury

M. Stéphane ALFARO	Professeur, Université Paris-Est Créteil	Rapporteur
M. Olivier BOUCHER	Professeur, LMD, IPSL, CNRS/UPMC	Rapporteur
Mme Colette BROGNIEZ	Professeur, Université de Lille	Examinateur
M. Malik CHAMI	Professeur, Université Pierre et Marie Curie	Examinateur
M. Lucien WALD	Professeur, MINES ParisTech	Examinateur
M. Philippe BLANC	Docteur, MINES ParisTech	Examinateur
M. Laurent DUBUS	Docteur, EDF R&D	Examinateur
M. Armel OUMBE	Docteur, TOTAL Energies Nouvelles	Examinateur

MINES ParisTech
Centre Observation, Impacts, Energie (O.I.E.)
Rue Claude Daunesse - CS 10207 06904 Sophia Antipolis cedex, France

THESE

A feus papa et maman
A mon frère Antoine
A ma petite soeur chérie Hilaria

Cette thèse de doctorat clôture la fin d'un projet professionnel. Tout a commencé avec mes parents dont l'idée est d'aller jusqu'au bout des études. Avec le temps, j'ai compris que je n'étais pas le seul gagnant mais que je pouvais contribuer à leur bonheur et celui de mes proches.

C'est une victoire collective nécessitant un environnement de travail favorable. Je remercie profondément mon directeur de thèse Lucien Wald et mes co-encadrants Bella Espinar et Philippe Blanc pour m'avoir fait confiance en me donnant l'opportunité d'intégrer le Centre Observation, Impacts, Energie (O.I.E). Votre bienveillance sur le plan académique mais surtout sur le plan humain a été précieuse pour moi durant ces trois années de thèse. Merci aux membres du jury pour avoir accepté de juger ce travail. Vos remarques et appréciations ont contribué à améliorer la qualité du document.

Merci à mes collègues du centre O.I.E : le directeur du centre Thierry Ranchin, Roseline, Isabelle, Lionel, Sandra, Mireille, Pierre, Alexandre, Mathilde, Camille, Zhipeng, Yehia, Youva, Marc B & C, Jean, Khai-Min, Benoit, les collègues de Transvalor Claire, Laurent et Etienne pour tous les moments conviviaux et mes camarades de l'école Christophe, Ibrahim, Fiona, Sabri, Massiel, Ghislain, Papa, Maxime, Guillaume, Fabien, Lucia pour les moments agréables passés. J'associe à ces remerciements tout le personnel de l'ecole des Mines de Paris.

J'exprime ma sincère gratitude à l'ensemble du personnel de l'Université de Yaoundé I (Faculté des Sciences et Ecole Normale Supérieure) qui n'a cessé d'assurer une formation de haut niveau malgré les moyens limités et tous mes camarades. Je pense à Donatien Njomo, Obounou Marcel et Vondou Derbetini. Les réussites au doctorat d'Armel Oumbe, ainé fraternel ayant suivi la même trajectoire académique que moi, et de moi-même ; sont la preuve de la qualité de l'enseignement reçu.

Merci à mes amis Solange, Nadine, Ranèse, Serges, Paul, William, Rodrigue, "Friends For Life" et mes frères africains Ariel, Boris, Jonathan, José, Midrel, Roland, Roger, Printice, Stéphane pour l'ambiance que j'ai fortement appréciée.

Merci à ma famille pour le soutien de toute nature que j'ai toujours pu bénéficier qui m'a aidé durant cette thèse à voir le bout du tunnel. Un chrétien ne mérite pas ce qu'il a mais il reçoit la grâce de Dieu. Enfin, je remercie éternellement le seigneur Dieu Tout-puissant de m'avoir fait rencontrer ce beau petit monde et bien d'autres et aussi pour tout ce qu'il a eu à faire depuis mon tout premier cri de la vie.

Table des matières

1 Introduction générale **2**
1.1 Contexte général . . . 3
1.2 Objectif de la thèse . . . 8
1.3 Méthodologie et plan . . . 8
1.4 Nomenclature . . . 10

2 Le rayonnement solaire dans l'atmosphère **14**
2.1 Composition et structure de l'atmosphère . . . 15
2.2 Principaux phénomènes d'interaction dans l'atmosphère . . . 17
2.3 L'équation de transfert radiatif . . . 19
2.4 Choix de la résolution de l'équation de transfert radiatif . . . 20
2.5 Influence des variables décrivant le ciel clair sur la distribution spectrale du rayonnement solaire . . . 22
2.6 Conclusion . . . 29

3 Etude de la représentativité spectrale de l'approche de Kato et al. (1999) **31**
3.1 Description de la méthode k-distribution et l'approximation k-corrélés de Kato et al. (1999) . . . 33
3.2 Les MTR utilisés et les variables d'entrées en conditions de ciel clair . . . 37
3.3 Procédure de validation numérique . . . 38
3.4 Résultats . . . 40
3.5 Améliorations de l'approche de Kato *et al.* (1999) . . . 44
3.6 Conclusion . . . 49

4 Techniques numériques d'estimation de la distribution spectrale du rayonnement solaire **52**
4.1 Techniques mathématiques exploitant les estimations de l'approche de Kato et al. (1999) . . . 55
4.2 Validation numérique des techniques développées . . . 64
4.3 Conclusion . . . 66

5 Méthode d'estimation de la distribution spectrale et validation expérimentale **69**
5.1 La méthode d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire 70
5.2 Protocole de validation . . . 72
5.3 Validation expérimentale de l'éclairement pour la photosynthèse des plantes 74
5.4 Validation expérimentale de l'éclairement de la lumière du jour . . . 77
5.5 Validation expérimentale de l'éclairement ultraviolet . . . 79

5.6 Conclusion 85

6 Conclusion et perspectives **88**

Bibliographie **94**

A Articles liés à la thèse **I**

Liste des figures

1.1 Simulation numérique de la distribution spectrale de l'éclairement solaire au sommet de l'atmosphère et au niveau du sol pour Sophia Antipolis (43,61°N ; 7,05°E) le 18/07/2014 à 12:00 TU. 4
1.2 Exemple de distribution spectrale de l'éclairement solaire au niveau du sol : (a) à un même instant et à deux endroits ; (b) à un même endroit et à deux instants. 5
1.3 Répartition géographique des stations de mesures de l'éclairement ultraviolet recensées par WOUDC, 2014. 6

2.1 Profil vertical de température pour l'atmosphère standard AFGLUS : Air Force Geophysics Laboratory US reproduit d'après Liou (2002). 15
2.2 Atténuation du faisceau lumineux par un milieu absorbant 17
2.3 Atténuation du faisceau lumineux par un milieu diffusant 18
2.4 Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation de la proportion relative de CO_2 24
2.5 Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation de la proportion relative de O_2 24
2.6 Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du contenu total en NO_2 25
2.7 Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation de la hauteur d'eau précipitable 26
2.8 Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du contenu total en O_3 26
2.9 Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à un changement d'albédo du sol ρ_g. 27
2.10 Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du profil atmosphérique 28
2.11 Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du type d'aérosols selon la nomenclature de Shettle (1990). 29

3.1 Distribution spectrale de l'éclairement solaire hors atmosphère de Gueymard (2004) dans les 32 intervalles spectraux de Kato *et al.* (1999) et leur contribution correspondante relative. 36
3.2 Corrélogramme entre les calculs spectraux détaillés par libRadtran et SMARTS (axe horizontal) et l'approche de Kato *et al.* (1999) pour l'indice de clarté direct et KB # 9 [518, 540]nm. 41
3.3 Corrélogramme de l'indice de clarté direct entre les calculs spectraux détaillés de libRadtran et SMARTS (axe horizontal) et l'approche de Kato *et al.* (1999) pour KB # 3 et 4. 41

3.4 Comparaison entre la transmissivité moyenne due à la seule absorption de l'ozone et celle issue de l'approximation k-corrélés pour KB # 3 et 4. . . . 42
3.5 Corrélogramme entre calculs spectraux détaillés de libRadtran et l'approche de Kato *et al.* (1999) pour deux domaines de l'angle zénithal solaire θ_s pour l'indice de clarté direct et KB # 25 [1516, 1613]nm. 43
3.6 Section efficace de l'ozone à 203 K en fonction de la longueur d'onde. . . . 46
3.7 Corrélogramme entre T_{O3}, T_{O3KB} (ligne rouge) et T_{O3eff} (ligne bleue). . . . 47
3.8 Corrélogramme entre T_{O3}, T_{O3KB} (ligne rouge) et T_{O3new} (ligne bleue). . . . 48

4.1 Répartition spectrale des bandes Kato et des bandes spectrales particulières UV et PAR. 53
4.2 Exemples de réponses spectrales : cellule photovoltaïque a-Si, œil, photosynthèse, peau humaine. 54
4.3 Comparaison entre l'indice de clarté direct de la technique de ré-échantillonnage et celle obtenue par le calcul détaillé avec libRadtran, considérée comme référence. 61
4.4 Comparaison entre l'indice de clarté de la technique de ré-échantillonnage et celle obtenue par le calcul détaillé avec libRadtran, considérée comme référence. 63
4.5 Performance des deux techniques numériques pour l'estimation de l'éclairement ultraviolet. 65
4.6 Performance des deux techniques numériques pour l'estimation de l'éclairement photosynthétiquement actif. 65
4.7 Performance du ré-échantillonnage pour l'estimation de l'éclairement pondéré par les réponses spectrales des plantes (à gauche) et de l'œil (à droite). 66

5.1 Variation spectrale de l'albédo pour différents types de sol (Feister et Grewe, 1995). 71
5.2 Aperçu de l'exécution de la chaîne opérationnelle de la méthode. 72
5.3 Performance de la méthode numérique pour l'estimation de l'éclairement global photosynthétiquement actif pour quatre stations aux Etats-Unis. . . 75
5.4 Dépendance des indicateurs statistiques avec l'angle solaire zénithal pour la station de Boulder. 77
5.5 Performance de la méthode numérique pour l'estimation de l'éclairement lumineux global pour Table Mountain. 78
5.6 Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour la station de Barrow. 81
5.7 Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour la station de McMurdo. 82
5.8 Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet sur la station de Palmer. 82
5.9 Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour la station de Jokioinen. 83
5.10 Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour la station de Sodankyla. 83
5.11 Corrélogramme de comparaison pour la station de Palmer lorsque les valeurs climatologiques mensuelles d'UV albédo sont utilisées en entrée de la méthode. 84

Liste des tableaux

2.1 La composition de l'atmosphère 16

3.1 Répartition spectrale des différentes bandes de Kato *et al.* (1999) 35
3.2 Les valeurs choisies pour θ_s, ρ_g et les sept variables décrivant l'atmosphère claire 39
3.3 Indicateurs statistiques de comparaison dans les KB pour l'indice de clarté direct sous les conditions de ciel clair pour $\theta_s \leq 80°$ avec les simulations numériques libRadtran 43
3.4 Indicateurs statistiques de comparaison dans les KB pour l'indice de clarté sous les conditions de ciel clair pour $\theta_s \leq 80°$ avec les simulations numériques libRadtran. 44
3.5 Sous-intervalles, section efficace effective et poids dans chaque intervalle KB pour estimer T_{O3new} 48

4.1 Poids à associer à chaque estimation des KB pour la sommation pondérée dans les bandes spectrales particulières (BSP). 56
4.2 Poids à associer à chaque éclairement des KB pour la sommation pondérée définie par rapport à la proportion de l'éclairement hors atmosphère. . . . 57
4.3 Pente et ordonnée à l'origine sélectionnées pour le ré-échantillonnage . . . 60

5.1 Description des stations et mesures expérimentales utilisées pour la validation 73
5.2 Indicateurs statistiques de comparaison donnant la performance de la méthode numérique dans l'estimation de l'éclairement relatif à la photosynthèse des plantes dans chacune des stations étudiées (les unités de biais, RMSE et valeur moyenne sont μmol m^{-2} s^{-1}) 76
5.3 Indicateurs statistiques de comparaison donnant la performance de la méthode numérique dans l'estimation de l'éclairement de la lumière du jour pour la station de Table Mountain 78
5.4 Indicateurs statistiques de comparaison donnant la performance de la méthode numérique dans l'estimation de l'éclairement global ultraviolet pour chacune des stations étudiées 80
5.5 Indicateurs statistiques de comparaison donnant la performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour Palmer : (1) lorsque l'albédo total est utilisé et (2) lorsque les valeurs climatologiques mensuelles d'albédo sont utilisées 85

Chapitre 1

Introduction générale

Sommaire

1.1 Contexte général **3**

1.2 Objectif de la thèse **8**

1.3 Méthodologie et plan **8**

1.4 Nomenclature **10**

1.4.1 Grandeurs physiques utilisées pour la simulation numérique de la distribution spectrale du rayonnement solaire 10

1.4.2 Abréviations 12

1.1 Contexte général

Le rayonnement solaire est une variable climatique importante qui rend la vie sur Terre possible en apportant de la chaleur et de la lumière. Abondant, renouvelable et disponible au sol, il est constitué de rayons lumineux transportant de l'énergie provenant du soleil dans toutes les longueurs d'onde. L'éclairement total est défini comme l'éclairement intégré sur tout le spectre. Plus de 97 % du rayonnement solaire extra-atmosphérique est inclus dans le domaine spectral entre 0,30 μm et 3,00 μm. Cette partie de l'éclairement solaire joue un rôle significatif dans notre bien-être et notre environnement.

Dans le domaine de la santé humaine, l'exposition aux rayons ultraviolets (UV), bande de longueurs d'onde comprises entre 0,28 μm et 0,40 μm, a des effets sur beaucoup de formes de vie soit directement, soit indirectement (qualité de vie) (Webb *et al.*, 2002). Par exemple, le rayonnement UV facilite la synthèse de la vitamine D nécessaire à la croissance des os. Au contraire, l'exposition de longue durée peut engendrer des cancers de la peau, et favoriserait la cataracte des yeux (Hess *et al.*, 1998; Wang *et al.*, 2012).

Les plantes ont besoin de rayonnement solaire pour leur croissance. Elles convertissent l'énergie solaire en énergie chimique à travers la photosynthèse. Ce rayonnement absorbé par les plantes est appelé rayonnement photosynthétiquement actif et est compris entre les longueurs d'onde 0,40 μm et 0,70 μm.

Dans le domaine de l'architecture du bâtiment, l'éclairage naturel dans les locaux favorise le confort visuel et thermique (Maamari *et al.*, 2006). La lumière du jour est la partie visible du rayonnement solaire comprise entre 0,38 μm et 0,78 μm. L'usage de la lumière du jour contribue efficacement et durablement à l'utilisation rationnelle de l'énergie dans les bâtiments, par exemple, en conduisant à l'ajustement de la quantité de lumière artificielle (Loutzenhiser *et al.*, 2007; Oteiza et Pérez-Burgos, 2012).

Dans le secteur de l'énergie, la production d'énergie électrique peut se faire par conversion de l'éclairement solaire à l'aide de cellules photovoltaïques. Ces cellules ne convertissent qu'une partie du rayonnement correspondant à leur sélectivité spectrale qui dépend du type de matériau utilisé (Myers, 2012). Le rendement des cellules photovoltaïques est lié à leur sélectivité spectrale et donc à la distribution spectrale du rayonnement solaire (Krishnan *et al.*, 2009; Pérez-López *et al.*, 2007).

L'éclairement solaire dans chaque longueur d'onde constitue la distribution spectrale de l'éclairement solaire. Une simulation numérqiue de la distribution spectrale de l'éclairement solaire au sommet de l'atmosphère est représentée en jaune sur la Figure 1.1 pour un lieu et un instant particulier. Lors du trajet descendant des rayons solaires, le rayonnement subit une atténuation par les constituants de l'atmosphère. Cette atténuation dépend de la longueur d'onde. Il s'ensuit que la distribution spectrale de l'éclairement est modifiée. La courbe en rouge sur la Figure 1.1 est un exemple de distribution spectrale au

niveau du sol dans un cas de ciel clair. Si on la compare à la courbe en jaune, on observe une atténuation générale mais surtout des pics d'atténuation qui correspondent à des pics d'absorption par les gaz. Par exemple, l'absence de rayonnement vers 1150 nm correspond principalement à une absorption due à la vapeur d'eau.

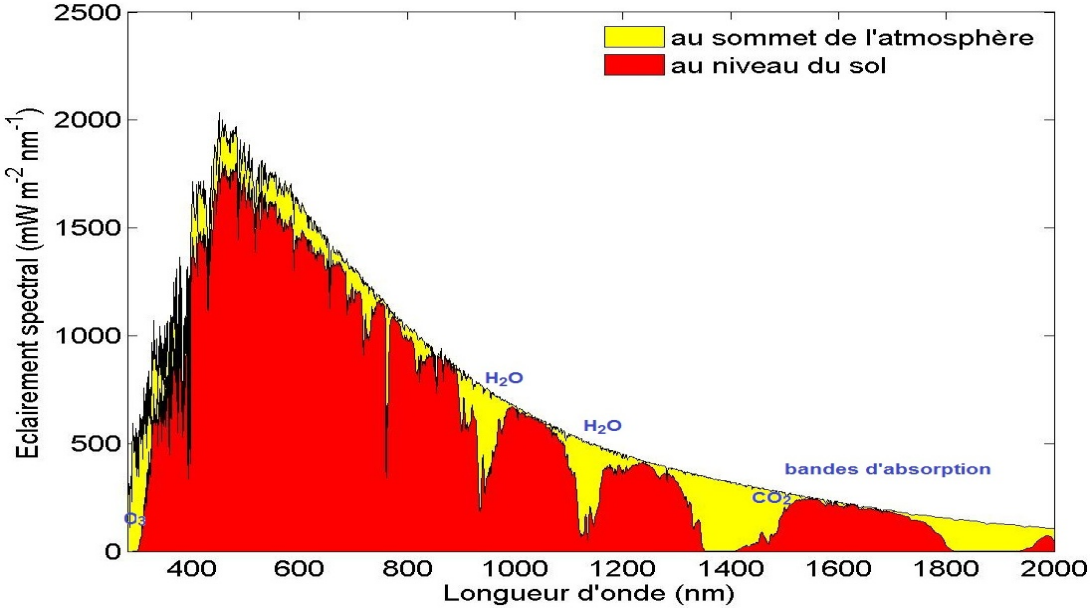


FIGURE 1.1 – Simulation numérique de la distribution spectrale de l'éclairement solaire au sommet de l'atmosphère et au niveau du sol pour Sophia Antipolis (43,61°N ; 7,05°E) le 18/07/2014 à 12:00 TU.

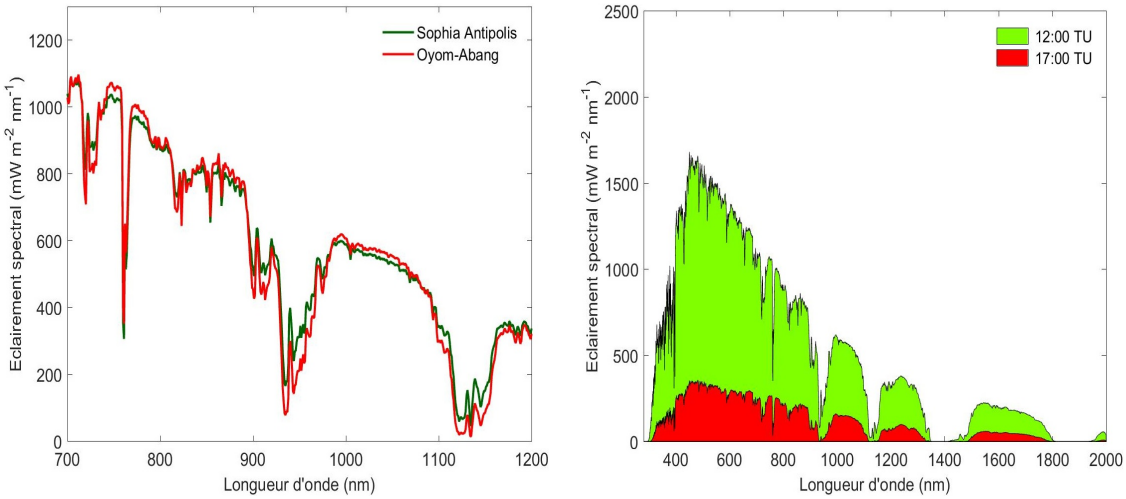
Les calculs ont été faits à l'aide du modèle numérique de transfert radiatif libRadtran (Mayer et Kylling, 2005). Un modèle numérique de transfert radiatif est un code numérique simulant les interactions entre le rayonnement solaire et l'atmosphère claire ou nuageuse. Nous utiliserons l'abréviation MTR dans la suite pour modèle de transfert radiatif.

La distribution spectrale de l'éclairement solaire possède un caractère de variable spatiale et temporelle. Ceci est illustré par la Figure 1.2a, sur laquelle nous avons reporté la distribution spectrale à la surface du sol pour deux endroits différents pour le 18 juillet 2014 à 12:00 TU. Comme précédemment, les calculs ont été faits avec le MTR libRadtran. Comme précédemment, les calculs ont été faits avec le MTR libRadtran. Les entrées du MTR sont celles qu'utilisent le modèle numérique McClear (Lefèvre *et al.*, 2013) pour simuler l'atmosphère clair ce jour-ci. McClear est disponible comme service web (www.soda-pro.com), et dans le modèle "bavard", donne les simulations du rayonnement solaire en ciel clair, ainsi que les entrées utilisées, comme les propriétés optiques des aérosols et les contenus en vapeur d'eau et en ozone qui proviennent des projets MACC (Monitoring Atmospheric Composition and Climate).

Nous avons limité la distribution spectrale à l'intervalle [700 ; 1200] nm pour une meilleure lisibilité. La courbe en rouge représente la distribution à Sophia Antipolis

(43,61°N ; 7,05°E) et la courbe en vert, celle à Oyom-Abang (3,88°N ; 11,47°E) au Cameroun. Par comparaison, on peut observer des différences d'amplitude de la distribution spectrale. Par exemple, vers 950 nm, l'atténuation par l'atmosphère est plus grande à Oyom-Abang qu'à Sophia Antipolis principalement à cause d'un plus grand contenu en vapeur d'eau à Oyom-Abang.

La distribution spectrale varie aussi temporellement. La Figure 1.2b représente la distribution spectrale à Oyom-Abang le 18 juillet 2014, à deux instants : 12:00 TU (en vert) et 17:00 TU (en rouge). On observe une remarquable différence d'amplitude entre les deux courbes, qui est principalement liée à la position du soleil qui est plus haut sur l'horizon à 12:00 TU qu'à 17:00 TU.



(a) le 18/07/2014 à 12:00 TU, Sophia Antipolis (43,61°N, 7,05°E) et Oyom-Abang (3,88°N, 11,47°E)

(b) à Oyom-Abang (3,88°N, 11,47°E) : le 18/07/2014 à 12:00 TU et à 17:00 TU

FIGURE 1.2 – Exemple de distribution spectrale de l'éclairement solaire au niveau du sol : (a) à un même instant et à deux endroits ; (b) à un même endroit et à deux instants.

Pour rendre compte de cette variabilité spatio-temporelle, il faudrait mesurer la distribution spectrale de l'éclairement en tout lieu et tout instant. Le réseau mondial de mesures de l'éclairement est constitué de stations de mesures au sol qui mesurent l'éclairement total et/ou l'éclairement spectral. La composante directe est définie comme l'éclairement provenant de la direction du soleil. Certaines stations effectuent des mesures de cette composante directe collectée sur une surface perpendiculaire à la direction du soleil. D'autres mesurent l'éclairement diffus, c'est-à-dire l'éclairement hors direction du soleil, ou encore l'éclairement global, somme des éclairements direct et diffus. Généralement, les mesures de diffus et global sont faites sur un plan horizontal. Les mesures concernent majoritairement l'éclairement total et très rarement la distribution spectrale de l'éclairement (Myers, 2012).

Les stations de mesure de la distribution spectrale de l'éclairement comprennent des

instruments tels que le photomètre solaire pour l'éclairement spectral direct et le spectroradiomètre pour les éclairements direct, diffus et global. Leur nombre reste très faible à cause des coûts élevés d'acquisition et de maintenance des instruments. A titre d'exemple, cette faible densité spatiale des stations est illustrée par la figure 1.3 qui représente la position géographique des stations de mesures de l'éclairement ultraviolet recensées par le World Ozone and Ultraviolet Radiation Data Centre (WOUDC). On observe un grand nombre de stations en Amérique du Nord. La densité de stations est faible en Europe, très faible en Asie et nulle en Afrique. Il existe d'autres réseaux comme le NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change) qui présente généralement les mêmes caractéristiques de densité.

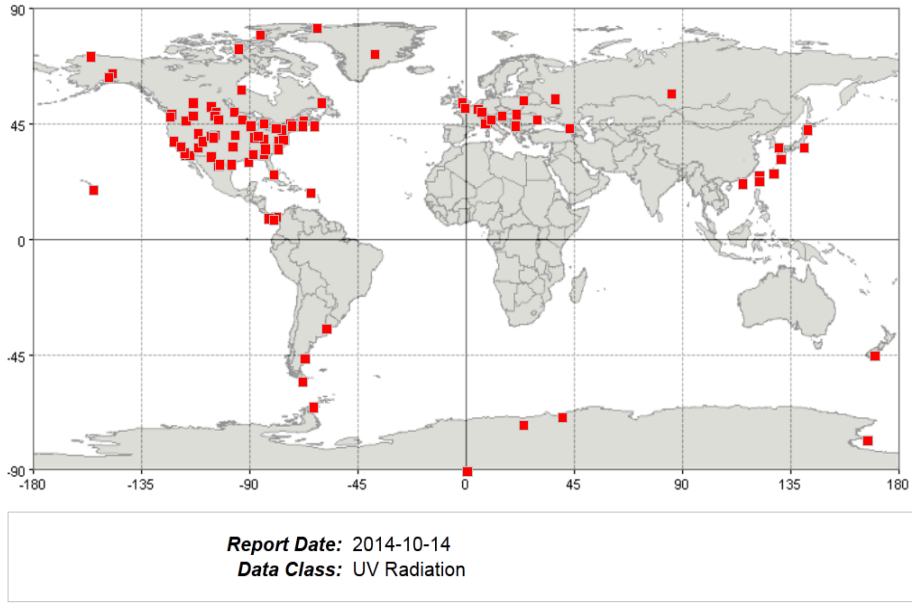


FIGURE 1.3 – Répartition géographique des stations de mesures de l'éclairement ultraviolet recensées par WOUDC, 2014.

Pour surmonter la rareté de mesures spectrales de qualité au sol, un moyen d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement est la simulation numérique de l'atténuation du rayonnement électromagnétique par l'atmosphère par des modèles de transferts radiatifs. Ces modèles décrivent la propagation du rayonnement solaire. Ils résolvent finement les équations mathématiques décrivant les phénomènes physiques d'interaction entre la lumière et l'atmosphère durant la propagation du rayonnement solaire du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface de la Terre. Notre thèse s'inscrit dans cette modélisation numérique.

La résolution des équations mathématiques détaillées de transfert radiatif requiert un certain temps. Elle ne peut pas être réalisée telle quelle s'il y a de fortes contraintes sur les temps d'exécution et les ressources de calcul. Plusieurs approximations de ces équations ont été proposées pour diminuer le temps d'exécution sans perte notable de

précision. Généralement, elles sont intégrées dans les modèles de transfert radiatif dits rapides (Clough *et al.*, 2005).

En ce qui concerne l'absorption par les gaz, ces modèles calculent les flux dans un nombre restreint d'intervalles spectraux discrets (Fu et Liou, 1992; Kato *et al.*, 1999; Kratz, 1995). Par exemple, l'approximation de Fu et Liou (1992) effectue un calcul détaillé pour chacune des 16 bandes choisies par les auteurs. Brièvement dit, chaque bande est représentée par un seul jeu de coefficients d'absorption et le calcul n'est fait qu'avec ce jeu et non pas avec un jeu pour chacune des longueurs d'onde contenues dans la bande.

La plus fine et la plus récente de ces approximations, à notre connaissance, est l'approche de Kato *et al.* (1999) combinant la méthode k-distribution et l'approximation k-corrélés. Kato *et al.* (1999) indique un gain du nombre d'opérations dans le calcul de l'éclairement total, passant de 10^5 opérations nécessaires aux calculs spectraux raie par raie à une centaine. Cette approche est l'une des plus utilisées (cf. Chap. 3) et figure dans la plupart des MTR, dont libRadtran. La résolution du transfert radiatif est faite dans chacun des 32 intervalles choisis par les auteurs. Les résultats partiels sont sommés afin d'obtenir l'éclairement total.

Notre thèse va exploiter cette approche de Kato *et al.* (1999). En effet, cette approche est bien connue et bien décrite et mène à des résultats précis pour le rayonnement total.

Puisque l'éclairement est disponible pour chacun des intervalles, n'est-il pas possible d'exploiter cette information pour estimer la distribution spectrale de l'éclairement ? Autrement dit, la distribution spectrale peut-elle être déduite d'un ensemble discret d'éclairements intégrés sur 32 intervalles spectraux contigus avec une précision satisfaisante ? C'est la question traitée dans notre thèse.

Si la réponse est oui, l'intérêt opérationnel est alors immédiat. Il suffira d'exploiter l'approche de Kato *et al.* (1999) pour estimer la distribution spectrale de l'éclairement. Les variables atmosphériques influant le transfert radiatif pourront provenir de projets internationaux comme les projets MACC (Monitoring Atmospheric Composition and Climate) financés par la commission Européenne.

Hormis des cas très particuliers de concentration par multiples réflexions des rayons solaires par des nuages, l'éclairement par ciel clair est la valeur maximale d'éclairement. L'influence des nuages est représentée par un indice, dit de ciel clair, ou facteur de modification nuageuse, qui vient multiplier l'éclairement par ciel clair pour donner l'éclairement par ciel nuageux. Notre thèse se limitera au cas du ciel clair. Nous considérons que c'est le premier pas nécessaire et sans doute le plus important étant donné la faible variation spectrale de l'extinction due aux nuages.

Cette considération est soutenue partiellement par la récente publication de Oumbe *et al.* (2014) qui ont montré que l'indice de ciel clair ne dépend que très faiblement de

l'état optique de l'atmosphère en ciel clair pour le rayonnement total. Pratiquement, ceci signifie que l'indice de ciel clair peut être calculé avec des conditions moyennes de ciel clair, qui restent fixes. Seules varient les propriétés des nuages et du sol. Cette approximation est également utilisée par plusieurs auteurs dans l'UV (Lindfors *et al.*, 2007; López *et al.*, 2009; Mateos *et al.*, 2011), quoique nous n'avons pas trouvé de publication la justifiant.

1.2 Objectif de la thèse

L'objectif général de la thèse est d'établir une méthode automatique d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire en tout lieu et à tout instant par ciel clair en exploitant l'approche de Kato *et al.* (1999). Pour cela, nous avons choisi d'étudier les questions suivantes :

- L'éclairement estimé dans une bande spectrale de l'approche de Kato et al. (1999), appelée KB par la suite, représente-t-il l'éclairement estimé pour cette même bande au moyen d'une résolution spectralement détaillée des équations du transfert radiatif ?
- Si c'est nécessaire, est-il possible de modifier cette approche pour la rendre suffisamment précise ?
- Est-il possible d'utiliser cette représentation discrète en 32 KB de la distribution spectrale pour estimer l'éclairement sur un intervalle quelconque ?
- Est-il possible d'intégrer à la méthode, la réponse spectrale d'un instrument, d'un système, de l'oeil humain pour estimer l'éclairement "utilisable" par l'instrument, le système ou l'oeil humain ?

Les réponses à ces questions permettront de concevoir et réaliser la méthode. Elle sera validée par des comparaisons d'une part avec des MTR et d'autre part avec des mesures de qualité faites par des stations au sol. Nous avons utilisé dans notre thèse plusieurs MTR, mais essentiellement libRadtran. Ce MTR est très bien connu et bien décrit, a été validé par plusieurs auteurs (Gueymard, 2008; Lefèvre *et al.*, 2013; Lindfors *et al.*, 2007; Mayer *et al.*, 1997; Mueller *et al.*, 2012) et est facile d'emploi.

1.3 Méthodologie et plan

Avant de s'intéresser au développement de la méthode automatique d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement, nous présenterons au chapitre 2 la composition de l'atmosphère, les différents phénomènes d'interaction existant lors de la propagation du

rayonnement solaire à travers l'atmosphère. Les équations mathématiques du transfert radiatif qui gouvernent le parcours optique du rayonnement solaire suivront et les méthodes de résolution de ces équations constitueront une autre partie du chapitre. Par la suite, à l'aide de libRadtran, nous effectuerons une étude de l'influence des variables décrivant l'état de l'atmosphère claire, sur la distribution spectrale de l'éclairement solaire au sol. Nous en déduirons les variables ayant une influence notable sur la distribution spectrale de l'éclairement et par conséquent, devant être prises en compte dans notre travail.

L'approche de Kato *et al.* (1999) est à l'origine conçue pour une estimation rapide de l'éclairement total. Le chapitre 3 est destiné à mesurer la capacité de l'approche à produire une description précise de la distribution spectrale de l'éclairement. Nous débuterons par une présentation détaillée de deux MTR servant de référence pour la distribution spectrale de l'éclairement : libRadtran et SMARTS. Ensuite, nous décrirons l'approche de Kato *et al.* (1999). Une étude minutieuse permettra d'évaluer la performance de cette approche en conditions de ciel clair par rapport à des calculs spectraux détaillés effectués à l'aide des MTR. Des améliorations de l'approche seront proposées et évaluées afin d'obtenir de meilleures performances.

De manière générale, nous voulons produire des estimations d'éclairement dans n'importe quelle bande spectrale et pas seulement pour les KB. Quelle technique mathématique faudrait-il appliquer à cet ensemble discret d'éclairements obtenus dans les 32 KB pour une estimation précise de l'éclairement dans des bandes spectrales d'intérêt comme l'ultraviolet ou le visible ? Les KB ont une bande spectrale de largeur variant entre 9,50 nm et 726,70 nm. Cette résolution spectrale est-elle suffisante pour des évaluations précises des éclairements spectraux ? Ces questions sont traitées dans le chapitre 4. Des techniques mathématiques y seront présentées et évaluées par comparaison avec les sorties des MTR.

Au chapitre 5, nous présenterons un aperçu de ce que pourrait être la chaîne opérationnelle de la méthode et surtout les premières validations expérimentales par comparaison avec des mesures de qualité effectuées dans des stations. Les entrées de notre méthode telles que les propriétés optiques des constituants de l'atmosphère proviendront essentiellement des programmes européens MACC. Les mesures au sol de plusieurs stations seront collectées, analysées, et critiquées avant usage. Les résultats des comparaisons mèneront à des propositions d'amélioration de notre méthode.

1.4 Nomenclature

1.4.1 Grandeurs physiques utilisées pour la simulation numérique de la distribution spectrale du rayonnement solaire

B	éclairement direct (W m^{-2})
dr	épaisseur géométrique (m)
g	fonction de distribution cumulative
G	éclairement global (W m^{-2})
I_0	éclairement solaire au sommet de l'atmosphère (W m^{-2})
k	coefficient d'absorption (m^2) molécule^{-1})
K_c	indice de ciel clair
K_{cb}	indice de ciel clair pour l'éclairement direct
KT	indice de clarté
KT^{dir}	indice de clarté direct
p	fonction de phase pour la diffusion
P	pression relative (Pa)
P_{clair}	paramètres liés aux propriétés de l'atmosphère par ciel clair (aérosols, vapeur d'eau, ozone, et autres gaz)
P_{clair0}	paramètres liés aux propriétés de l'atmosphère par ciel clair moyen
P_{cloud}	paramètres liés aux propriétés des nuages : épaisseur optique, phase, et propriétés géométriques comme par exemple les hauteurs des base et sommet
q_{CO2}	concentration volumétrique en dioxyde de carbone (ppm)
q_{O2}	concentration volumétrique en dioxygène (ppm)
QG	éclairement global avec réponse spectrale pour une bande spectrale particulière
QB	éclairement direct avec réponse spectrale pour une bande spectrale particulière
$rBias$	erreur relative moyenne (%)
$rRMSE$	écart quadratique moyen relatif (%)
$RMSE$	écart quadratique moyen
RS	réponse spectrale
R^2	coefficient de corrélation au carré ou coefficient de détermination
T	Température (°C)
Tr	Transmissivité atmosphérique
u	quantité d'absorbeurs (molécule m^{-2})

u_{O3}	contenu total en ozone (molécule m^{-2})
u_{NO2}	contenu total en dioxyde d'azote (molécule m^{-2})
$\bar{X}$	valeur moyenne de la quantité X
z	altitude du site (m)
w	albédo de simple diffusion
w_j	poids de Gauss
W	contenu total en vapeur d'eau (kg m^{-2})

Symboles grecs

α	coefficient d'Angström
β	épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde de 1000 nm
γ	poids pour la technique de sommation pondérée
λ	longueur d'onde (nm)
μ	cosinus de l'angle solaire zénithal
ϕ	angle azimuthal (°)
ρ_m	densité numérique de molécules (molécule m^{-3})
ρ_g	albédo du sol
σ	coefficient de diffusion (molécule m^{-2})
τ	épaisseur optique de la colonne atmophérique relatif aux constituants de l'atmosphère
θ	angle zénithal (°)
θ_s	angle solaire zénithal (°)

1.4.2 Abréviations

AFGLUS	Air Force Geophysics Laboratory US
BSP	Bande Spectrale Particulière
DAK	Doubling Adding model of KNMI
KB	Kato Band
KNMI	Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut
ETR	Equation de Transfert Radiatif
GOME	Global Ozone Monitoring Experiment
libRadtran	library for Radiative Transfer
LUT	Look-Up-Table
MACC	Monitoring Atmospheric Composition and Climate
MODIS	Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
MTR	Modèle de Transfert Radiatif
NB	Narrow Band
NDACC	Network for the Detection of Atmospheric Composition Change
NSF	National Science Foundation
OMI	Ozone Monitoring Instrument
OPAC	Optical Properties of Aerosols and Clouds
PAR	Photosynthetic Active Radiation
PPFD	Photosynthetic Photon Flux Density
SCIAMACHY	SCanning Imaging Absorption SpectroMeter for Atmospheric CHartographY
SMARTS	Simple Model of the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine
SRRL	Solar Radiation Research Laboratory
SURFRAD	Surface Radiation
TU	Temps Universel
UV	Ultraviolet
WOUDC	World Ozone and Ultraviolet Radiation Data Centre

Chapitre 2

Le rayonnement solaire dans l'atmosphère

Sommaire

2.1 Composition et structure de l'atmosphère 15

2.1.1 Structure thermique de l'atmosphère 15

2.1.2 Composition chimique de l'atmosphère 16

2.2 Principaux phénomènes d'interaction dans l'atmosphère . . . 17

2.2.1 Absorption sélective moléculaire 17

2.2.2 Diffusion moléculaire 18

2.3 L'équation de transfert radiatif 19

2.4 Choix de la résolution de l'équation de transfert radiatif . . . 20

2.4.1 Les composantes diffuse et directe du rayonnement solaire . . . 20

2.4.2 Méthode des ordonnées discrètes : DISORT 21

2.5 Influence des variables décrivant le ciel clair sur la distribution spectrale du rayonnement solaire 22

2.5.1 Variation de la composition gazeuse de l'atmosphère 23

2.5.2 Influence de l'albédo du sol 27

2.5.3 Influence du profil atmosphérique 27

2.5.4 Influence des aérosols et de leur type 28

2.6 Conclusion 29

2.1 Composition et structure de l'atmosphère

2.1.1 Structure thermique de l'atmosphère

L'atmosphère est divisée verticalement en quatre couches concentriques distinctes : troposphère, stratosphère, mésosphère et thermosphère (figure 2.1). Les niveaux supérieurs de ces couches sont respectivement la tropopause, la stratopause, la mésopause et la thermo-pause. La troposphère est la couche la plus basse et c'est là qu'on retrouve les aérosols, la vapeur d'eau, les précipitations. Elle est caractérisée par une diminution de température avec un gradient typique de 6,5 K km^{-1}.

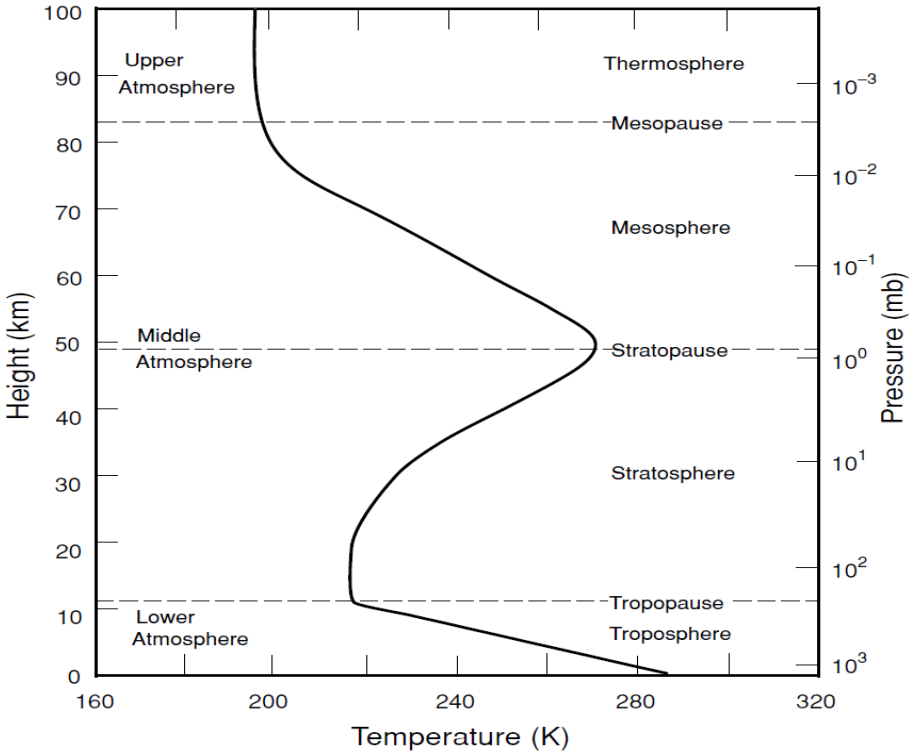


FIGURE 2.1 – Profil vertical de température pour l'atmosphère standard AFGLUS : Air Force Geophysics Laboratory US reproduit d'après Liou (2002).

La stratosphère est caractérisée par une couche isotherme allant de la tropopause jusqu'à l'altitude de 20 km, puis une augmentation de la température jusqu'à la stratopause, atteignant une température avoisinante 270 K. L'ozone se trouve principalement dans la stratosphère. Des fines couches d'aérosols sont observées et restent présentes longuement entre deux niveaux d'altitude de la stratosphère. L'élévation de la température dans la stratosphère est principalement déterminée par l'absorption du flux solaire par l'ozone.

Dans la mésosphère, les températures diminuent dans la zone de 50 à 85 km, à cause de l'émission du flux infrarouge par le dioxyde de carbone. Au-dessus de la mésopause, se situe la thermosphère. La variation de température y est fortement contrôlée par le

rayonnement solaire ultraviolet. La température varie entre 500 K la nuit où l'activité solaire est minimale, et 2000 K le jour où l'activité solaire est maximale.

2.1.2 Composition chimique de l'atmosphère

En ce qui concerne les gaz, ils sont répartis en deux groupes : les molécules gazeuses à proportion volumique constante, appelées constituants permanents, et les molécules gazeuses à proportion volumique variable, appelées constituants variables. Le tableau 2.1 liste ces constituants et leurs proportions volumiques.

Tableau 2.1 – La composition de l'atmosphère d'après Liou (2002)

Constituants permanents		Constituants variables	
Constituant	proportion volumique(%)	Constituant	proportion volumique(%)
Diazote (N_2)	78,084	Vapeur d'eau (H_2O)	0–0,04
Dioxygène (O_2)	20,948	Ozone (O_3)	0–12 x 10^{-4}
Argon (Ar)	0,934	Dioxyde de soufre (SO_2)	0,001 x 10^{-4}
Dioxyde de carbone (CO_2)	0,036	Dioxyde d'azote (NO_2)	0.001 x 10^{-4}
Néon (Ne)	18,18 x 10^{-4}	Ammoniac (NH_3)	0,004 x 10^{-4}
Hélium(He)	5,24 x 10^{-4}	Monoxyde d'azote (NO)	0,0005 x 10^{-4}
Krypton(Kr)	1,14 x 10^{-4}	Sulfure de dihydrogène (H_2S)	0,00005 x 10^{-4}
Xénon (Xe)	0,089 x 10^{-4}	Vapeur d'acide nitrique (HNO_3)	traces
Hydrogène (H_2)	0,5 x 10^{-4}	Chlorofluorocarbones	traces
Méthane (H_2)	1,7 x 10^{-4}	($CFCl_3$, CF_2Cl_2	
Monoxyde de diazote (N_2O)	0,3 x 10^{-4}	CH_3CCl_3,CCl_4, etc.)	
Monoxyde de carbone (CO)	0,08 x 10^{-4}		

Les gaz permanents ont approximativement une proportion volumique constante jusqu'à une altitude de 60 km. Le diazote, l'oxygène et l'argon représentent environ 99,97 % en pourcentage volumique. Les émissions du dioxyde de carbone dans l'atmosphère ont des origines naturelles et anthropiques. Le processus de photosynthèse des plantes contribue à la consommation de dioxyde de carbone. La concentration atmosphérique du dioxyde de carbone augmente autour de 0,4 % par année (*in* Liou (2002)).

Les proportions volumiques de gaz variables, listées dans le tableau 2.1, sont faibles mais ces gaz ont une grande influence sur le bilan radiatif dans l'atmosphère. La vapeur d'eau est le principal constituant radiatif et dynamique de l'atmosphère terrestre. Sa concentration varie significativement spatialement et temporellement, en lien avec le cycle hydrologique via l'évaporation, condensation, les précipitations et par les processus de transport à grande échelle.

De même, la concentration en ozone varie en espace et en temps. L'ozone atmosphérique est continuellement créé et détruit par les processus photochimiques associés au rayonnement ultraviolet. Il se trouve principalement aux altitudes entre 15 et 30 km, région appelée couche d'ozone. Le contenu total en ozone varie significativement en fonction de la latitude et de la saison. Il y a également création d'ozone au niveau du sol par photo-

dissociation des gaz émis notamment par le transport routier, dont la concentration est très variable dans l'espace et dans le temps.

Les oxydes d'azote (NO_x=NO, NO_2) sont émis par les processus de combustion et de transport à la surface du sol ainsi que le transport aérien dans la haute troposphère et basse stratosphère. Dans la stratosphère, la principale source de NO_x est la dissociation de N_2O par des atomes d'oxygène excités.

2.2 Principaux phénomènes d'interaction dans l'atmosphère

Le transfert radiatif décrit les interactions entre le rayonnement électromagnétique et les constituants atmosphériques qui sont l'absorption, l'émission et la diffusion. En ce qui concerne le rayonnement solaire, chaque molécule présente dans l'atmosphère peut absorber le rayonnement et/ou le diffuser dans toutes les directions, modifiant ainsi le rayonnement solaire en intensité et en direction.

2.2.1 Absorption sélective moléculaire

Le phénomène d'absorption par une molécule d'un milieu, n'a lieu que si le photon incident de longueur d'onde donnée, possède une énergie équivalente à la différence de deux niveaux d'énergie de la molécule. Il s'agit d'une absorption dite sélective. C'est le cas des molécules d'ozone qui absorbent le rayonnement solaire principalement entre 200 nm et 360 nm et plus marginalement entre 440 nm et 1180 nm. Le photon incident disparait et il s'ensuit une atténuation du faisceau lumineux.

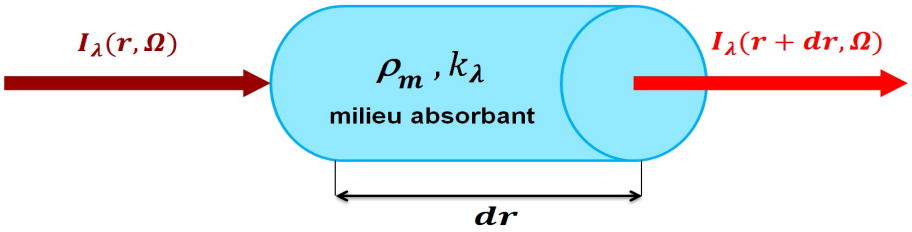


FIGURE 2.2 – Atténuation du faisceau lumineux par un milieu absorbant.

Considérons un milieu absorbant caractérisé par une épaisseur dr, une densité numérique de molécules ρ_m et un coefficient d'absorption monochromatique k_λ dépendant de la température T et de la pression P du milieu (figure 2.2). Un faisceau incident monochromatique $I_\lambda(r,\Omega)$ arrivant dans une direction Ω définie par les angles azimutal ϕ et zénithal θ ressort d'un tel milieu en étant atténué. La variation de luminance $dI_{\lambda a}$ entre

le faisceau atténué $I_\lambda(r+dr,\Omega)$ et le faisceau incident est proportionnelle à la luminance du faisceau incident d'où :

$$dI_{\lambda a}(r,\Omega) = I_\lambda(r+dr,\Omega) - I_\lambda(r,\Omega) = -k_\lambda\,\rho_m\,I_\lambda(r,\Omega)\,dr \tag{2.1}$$

2.2.2 Diffusion moléculaire

Le phénomène de diffusion moléculaire est une interaction entre rayons lumineux et molécules du milieu atmosphérique. Il en résulte une modification de la répartition angulaire initiale des rayons lumineux incidents, avec modification ou non de la longueur d'onde du rayonnement.

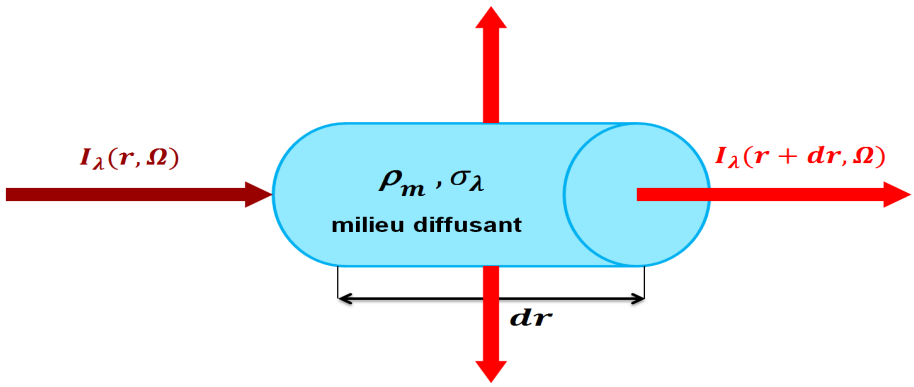


FIGURE 2.3 – Atténuation du faisceau lumineux par un milieu diffusant.

En considérant un milieu diffusant de coefficient de diffusion monochromatique σ_λ et de densité numérique de molécules ρ_m (figure 2.3), la variation de luminance entre les rayonnements diffusé et incident $dI_{\lambda d}$ est proportionnelle à la luminance incidente $I_\lambda(r,\Omega)$:

$$dI_{\lambda d}(r,\Omega) = -\sigma_\lambda\,\rho_m\,I_\lambda(r,\Omega)\,dr \tag{2.2}$$

La mesure de la luminance diffusée dans chaque direction autour de la direction $\Omega(\theta_i,\phi_i)$ rend compte de la redistribution angulaire du phénomène de diffusion. Cette redistribution angulaire est appelée fonction de phase, et notée p. Elle représente la probabilité pour qu'un faisceau incident $\Omega(\theta_i,\phi_i)$ se retrouve après diffusion, dans une direction $\Omega(\theta,\phi)$. Elle peut être approchée par les termes d'un polynôme de Legendre. Le rayonnement diffusé $I_{\lambda dg}$ devient une source dans la direction $\Omega(\theta,\phi)$. La variation de luminance entre les rayonnements diffusé et incident $dI_{\lambda dg}$ est :

$$dI_{\lambda dg}(r,\Omega) = \frac{\sigma_\lambda\,\rho_m\,dr}{4\pi}\int_{d\Omega_i=4\pi} I_\lambda(r,\Omega_i)\,p(r,\Omega,\Omega_i)\,d\Omega_i \tag{2.3}$$

La diffusion dépend de la longueur d'onde du rayonnement incident et de la taille de la molécule diffusante ou de la particule diffusante. Diverses théories sont utilisées pour modéliser cette diffusion, par exemple la théorie de Rayleigh pour la diffusion par les molécules de gaz ou la théorie de Mie pour la diffusion par les aérosols.

2.3 L'équation de transfert radiatif

En prenant en compte l'absorption (équation (2.1)) et la diffusion (équations (2.2) et (2.3)), la variation totale de luminance dans une direction donnée $\Omega(\theta_i, \phi_i)$ à travers un milieu diffusant et absorbant, est :

$$dI_\lambda(r, \Omega) = dI_{\lambda a}(r, \Omega) + dI_{\lambda d}(r, \Omega) + dI_{\lambda dg}(r, \Omega) \tag{2.4}$$

En introduisant le coefficient d'extinction monochromatique et en remplaçant les différentes luminances par leurs expressions respectives, l'équation (2.4) devient l'équation de transfert radiatif (ETR) :

$$\frac{dI_\lambda(r, \Omega)}{\rho_m\, dr} = -\beta_\lambda^{ext}\, I_\lambda(r, \theta, \phi) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_\pi^0 d\theta' p(r, \theta', \phi'; \theta, \phi) I(r, \theta', \phi') \tag{2.5}$$

où $\beta_\lambda^{ext} = k_\lambda + \sigma_\lambda$ est le coefficient d'extinction totale, somme des coefficients d'absorption et de diffusion. Dans le système de coordonnées cartésiennes, d/dr peut être écrit :

$$\frac{d}{dr} = \cos\phi \sqrt{1-\mu^2}\, \frac{\partial}{\partial x} + \sin\phi \sqrt{1-\mu^2}\, \frac{\partial}{\partial y} + \mu\, \frac{\partial}{\partial z} \tag{2.6}$$

avec $\mu = cos\theta$. En supposant les différentes couches de l'atmosphère à géométrie plane et parallèles, il n'y a pas de variation de luminance suivant les directions $(0x)$ et $(0y)$. La variation de luminance se résume à la direction verticale $(0z)$. Par conséquent, l'ETR s'écrit en omettant l'indice λ par soucis de simplification et dans la suite de ce chapitre :

$$-\mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^{1} d\mu'\, p(\tau, \mu', \phi'; \mu, \phi)\, I(\tau, \mu', \phi') \tag{2.7}$$

où $d\tau$ est l'épaisseur optique et définie comme $d\tau = \beta^{ext}\rho_m dz$ et ω définit l'albédo monochromatique de simple diffusion, rapport entre les coefficients de diffusion et d'extinction. D'après Liou (1980), l'indépendance azimutale (suivant l'angle azimutal ϕ) de l'intensité de la luminance est définie comme :

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I(\tau, \mu, \phi)\, d\phi = I(\tau, \mu) \tag{2.8}$$

L' ETR pour la luminance moyennée sur l'angle azimutal, est donnée par :

$$-\mu \frac{dI(\tau,\mu)}{d\tau} = I(\tau,\mu) - \frac{\omega}{2}\int_{-1}^{1} d\mu^{'}\, p(\tau,\mu,;\mu^{'})\, I(\tau,\mu^{'}) \tag{2.9}$$

Cette équation décrit donc les phénomènes qui affectent le rayonnement solaire lors de sa traversée de l'atmosphère terrestre. C'est grâce à cette équation que l'on va pouvoir déterminer l'effet de l'atmosphère sur chaque longueur d'onde ou bande de longueur d'onde. Cependant, avant toute chose, il faut la résoudre, et c'est l'objectif du paragraphe suivant.

2.4 Choix de la résolution de l'équation de transfert radiatif

Il existe une variété de méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif, comme par exemple, l'approximation pseudo-sphérique, la séparation des composantes directe et diffuse, ou la séparation de la dépendance azimutale par la décomposition de Fourier. Le choix d'une méthode dépend de la nature du problème. Ici, la séparation des composantes directe et diffuse nous a semblé appropriée.

2.4.1 Les composantes diffuse et directe du rayonnement solaire

L'équation intégro-différentielle du transfert radiatif donne le rayonnement solaire dans toutes les directions lorsque les conditions aux limites sont bien définies au sommet de l'atmosphère et à la surface du sol. Si μ_0 désigne le cosinus de l'angle solaire zénithal, le faisceau lumineux incident au sommet de l'atmosphère, d'intensité I_0, est concentré dans la seule direction μ_o, et respecte l'équation :

$$I(\tau_{top},\mu) = I_0\, \delta(\mu,\mu_o) \tag{2.10}$$

où $\delta\ (\mu,\ \mu_o)$ est la fonction de Dirac qui vaut l'unité dans la direction μ_o et zéro ailleurs. La forme intégro-différentielle de l'équation de transfert radiatif ne facilite pas sa résolution analytique. L'éclairement au sol peut s'écrire comme la somme des éclairements direct et diffus.

$$I(\tau,\mu,\phi) = I^{dir}(\tau,\mu_0,\phi_0)\, \delta(\mu,\mu_o)\, \delta(\phi,\phi_o) + I^{diff}(\tau,\mu,\phi) \tag{2.11}$$

où ϕ_0 est l'angle solaire azimutal. En insérant (2.11) dans l'équation (2.9), la composante directe de l'éclairement solaire satisfait l'équation suivante :

$$-\mu \frac{dI^{dir}(\tau, \mu_0, \phi_0)}{d\tau} = I^{dir}(\tau, \mu_0, \phi_0) \tag{2.12}$$

La solution de l'équation (2.12) pour l'éclairement direct conduit à la loi de Beer-Lambert-Bouguer :

$$I^{dir}(\tau, \mu_0) = I_0\, e^{-\tau/\mu_0} \tag{2.13}$$

.

De même, l'éclairement diffus satisfait dans ce cas,

$$-\mu \frac{dI^{diff}(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = I^{diff}(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^{1} d\mu'\, p(\tau, \mu', \phi'; \mu, \phi) I^{diff}(\tau, \mu', \phi') - \frac{\omega I_0}{4\pi} p(\tau, \mu, \phi; \mu_0, \phi_0)\, e^{-\tau/\mu_0} \tag{2.14}$$

Après décomposition de l'éclairement, la solution analytique de l'éclairement diffus reste complexe à obtenir et nécessite des techniques de résolution numérique. On en trouve plusieurs dans la littérature, parmi lesquelles les approximations à deux flux et delta-Eddington, ou la méthode des ordonnées discrètes encore appelée DISORT : Discrete Ordinates Radiative Transfer (Stamnes *et al.*, 2000). Nous décrirons cette dernière, très couramment utilisée, et que nous avons choisie pour la résolution numérique des équations différentielles de la composante diffuse de l'éclairement solaire.

2.4.2 Méthode des ordonnées discrètes : DISORT

La méthode des ordonnées discrètes a été développée par Chandrasekhar (1960) et Stamnes *et al.* (1988). Elle résout l'équation de transfert radiatif dans une géométrie 1-D et permet des calculs précis d'éclairement. Selon Liou (1973), elle très utile et puissante pour les calculs d'éclairement diffus en atmosphère claire ou nuageuse contenant des aérosols. C'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 l'éclairement constant dans chaque direction. La méthode discrétise l'équation de transfert radiatif et la solution est un ensemble d'équations différentielles de premier ordre. Les intégrales de l'ETR deviennent alors :

$$\int \mu^m\, I(\mu) d\mu \approx \sum_{j=1}^{N} \omega_j\, \mu_j\, I(\mu_j) \tag{2.15}$$

où ω_j est le $j^{ème}$ coefficient (ou poids) de quadrature, μ_j est la $j^{ème}$ coordonnée de la quadrature, $I(\mu_j)$ est l'éclairement suivant la direction μ_j, N est l'ordre de la quadrature, c'est-à-dire le nombre de directions, et m est l'ordre du $m^{ème}$ moment de l'ETR. Ainsi, l'espace autour d'un point donné est divisé en N secteurs circulaires. La fonction de phase s'exprimant comme une somme de polynômes de Legendre, l'équation (2.15) peut être appliquée pour remplacer le terme intégral de l'équation (2.14) :

$$\int_0^1 I(\tau,\mu')\,p(\mu,\mu')\,d\mu' + \int_0^1 I(\tau,-\mu')\,p(\mu,-\mu')\,d\mu' = \sum_{i=1}^{N/2}\omega_i[I(\tau,\mu_i)\,p(\mu,\mu_i)+I(\tau,-\mu_i)\,p(\mu,-\mu_i)] \tag{2.16}$$

L'équation intégro-différentielle devient alors :

$$-\mu_j\,\frac{dI^{diff}(\tau,\mu_j)}{d\tau} = I^{diff}(\tau,\mu_j) - \frac{\omega}{2}\sum_{i=1}^{N/2}\omega_i[I(\tau,\mu_i)\,p(\mu_j,\mu_i) + I(\tau,-\mu_i)\,p(\mu_j,-\mu_i)] \tag{2.17}$$

avec $1 \leq j \leq N$. On obtient ainsi le système suivant pour les luminance montantes ($\mu_j > 0$) et descendantes ($\mu_j < 0$) :

$$-\mu_j\,\frac{dI^{diff}(\tau,\mu_j)}{d\tau} = I^{diff}(\tau,\mu_j) - \frac{\omega}{2}\sum_{i=1}^{N/2}\omega_i[I(\tau,\mu_i)\,p(\mu_j,\mu_i) + I(\tau,-\mu_i)\,p(\mu_j,-\mu_i)] \tag{2.18}$$

$$\mu_j\,\frac{dI^{diff}(\tau,-\mu_j)}{d\tau} = I^{diff}(\tau,-\mu_j) - \frac{\omega}{2}\sum_{i=1}^{N/2}\omega_i[I(\tau,\mu_i)\,p(\mu_j,\mu_i)+I(\tau,-\mu_i)\,p(\mu_j,-\mu_i)] \tag{2.19}$$

avec $1 \leq j \leq N$ et $\mu_j \geq 0$. Grâce à une discrétisation spatiale qui transforme l'ensemble des équations différentielles de premier ordre en un ensemble d'équations algébriques, la résolution est beaucoup plus simple et est faite avec une méthode itérative.

2.5 Influence des variables décrivant le ciel clair sur la distribution spectrale du rayonnement solaire

Nous effectuons dans cette section, une étude de l'influence des variables décrivant l'état de l'atmosphère claire sur la distribution spectrale du rayonnement solaire au sol. Nous en déduirons les variables ayant une influence notable sur cette distribution et par conséquent, devant être prises en compte dans notre travail.

L'approche choisie est assez classique : choisir un vecteur d'état de référence décrivant

une atmosphère claire typique, et faire varier les éléments du vecteur, un après l'autre, dans des limites raisonnables, puis évaluer les différences entre les distributions spectrales du rayonnement au sol, obtenues avec l'état de référence et ses perturbations.

Nous nous servirons du modèle numérique libRadtran avec la méthode DISORT décrite précédemment pour simuler l'atténuation du rayonnement par l'atmosphère. Les variables de l'état atmosphérique de référence sont : le profil atmosphérique AFGLUS *U.S. Standard Atmosphere* 1976 (Anderson *et al.*, 1986), un angle solaire zénithal de 48°, un modèle d'aérosol rural de Shettle (1990), une épaisseur optique des aérosols à 500 nm de 0,084, un contenu total en vapeur d'eau de 1,42 kg m^{-2}, un contenu total en ozone de 340 DU et un albédo spectral typique d'un sol cultivé. La résolution spectrale résultante est la même que celle du spectre solaire au somment de l'atmosphère de Gueymard (2004) : 0,5 nm d'intervalle dans le domaine ultraviolet, entre 280 et 400 nm ; 1 nm d'intervalle entre 0 nm et 280 nm et 400 nm et 1705 nm ; et 5 nm d'intervalle entre 400 nm et 1705 nm. Cet état atmosphérique est appelé "référence". Il est d'ailleurs recommandé par Standard (2008) pour tester les performances de cellules photovoltaïques.

2.5.1 Variation de la composition gazeuse de l'atmosphère

Les molécules gazeuses absorbantes dans l'atmosphère ayant le plus d'influence sont le dioxyde de carbone, l'ozone, le dioxygène, le dioxyde d'azote et la vapeur d'eau (Vermote *et al.*, 1997).

Cas du dioxyde de carbone

La figure 2.4 affiche l'influence de la variation de la concentration volumétrique q_{CO_2} du dioxyde de carbone sur la distribution spectrale de l'éclairement global. La concentration volumétrique contenu dans la colonne atmosphérique varie entre 290 et 400 particules par millions (ppm). En général, la différence d'éclairement, de l'ordre de 2 mW m^{-2} nm^{-1}, reste faible. Nous concluons que l'influence est négligeable sur toutes les longueurs d'onde, excepté dans le domaine de l'infrarouge. C'est le cas des longueurs d'onde autour de 1200, 1450, 1600 nm où l'absorption due aux molécules de CO_2 est la plus importante.

Cas du dioxygène

L'influence due à la variation de la concentration volumétrique de l'oxygène apparaît surtout dans le domaine du visible (figure 2.5). La concentration volumétrique varie entre 2,05 10^5 et 2,13 10^5 ppm. On remarque une atténuation dans les bandes centrées sur 630, 690, et 760 nm. La différence d'éclairement spectral, environ 2 mW m^{-2} nm^{-1}, est très

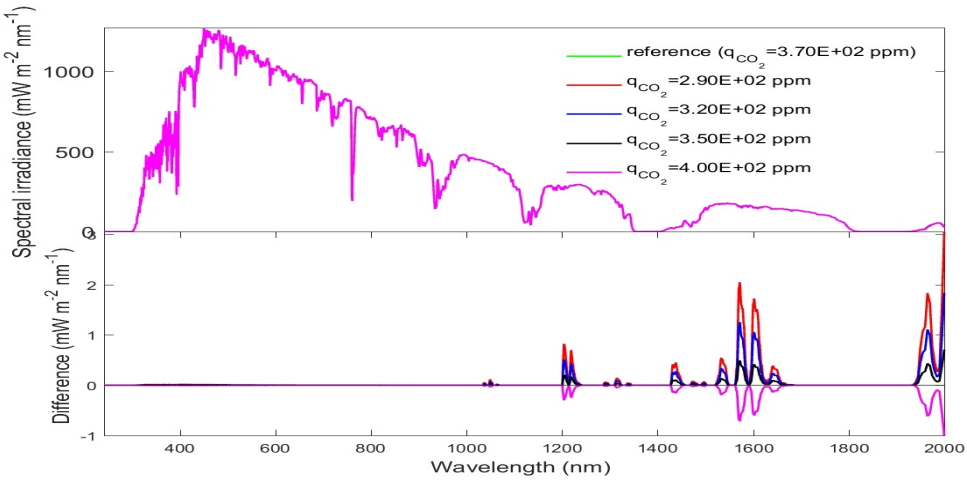


FIGURE 2.4 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation de la proportion relative de CO_2.

faible. Ceci nous conduit à considérer comme constante la concentration en molécules de O_2 dans l'atmosphère dans nos simulations numériques.

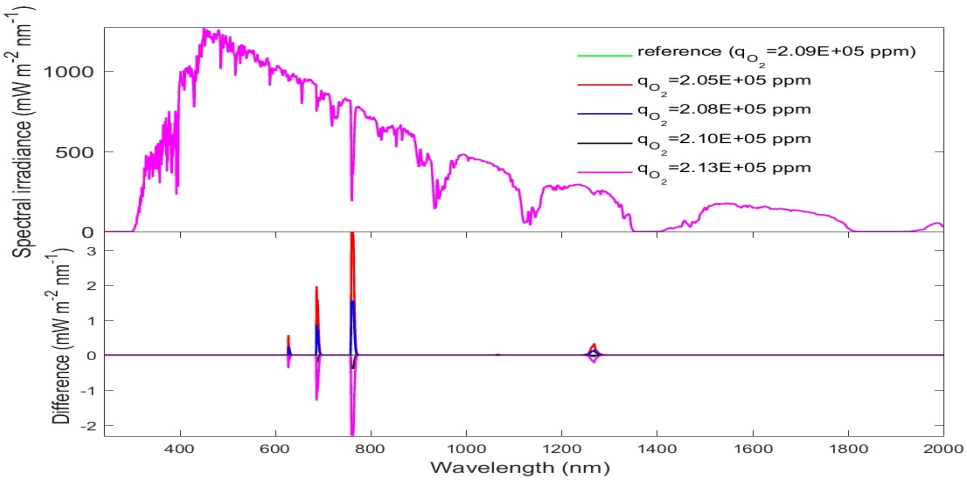


FIGURE 2.5 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation de la proportion relative de O_2.

Cas du dioxyde d'azote

Le contenu total de la colonne atmosphérique en molécules de NO_2 est u_{NO_2}. C'est la somme du contenu de la troposphère et celui de la stratosphère. Il s'exprime usuellement en *Dobson Unit* (DU), avec 1 DU = 2,69 x 10^{20} molécule m^{-2}. La quantité de NO_2 varie relativement peu, sauf dans les zones de forte pollution atmosphérique où la quantité peut aller de 0,2 DU dans le cas des zones non polluées à 10 DU dans les zones polluées (Gueymard, 2012).

Nous faisons varier le contenu total en dioxyde d'azote de 0,2 DU à 0,7 DU. La figure 2.6 montre que le NO_2 atténue l'éclairement monochromatique dans les courtes longueurs

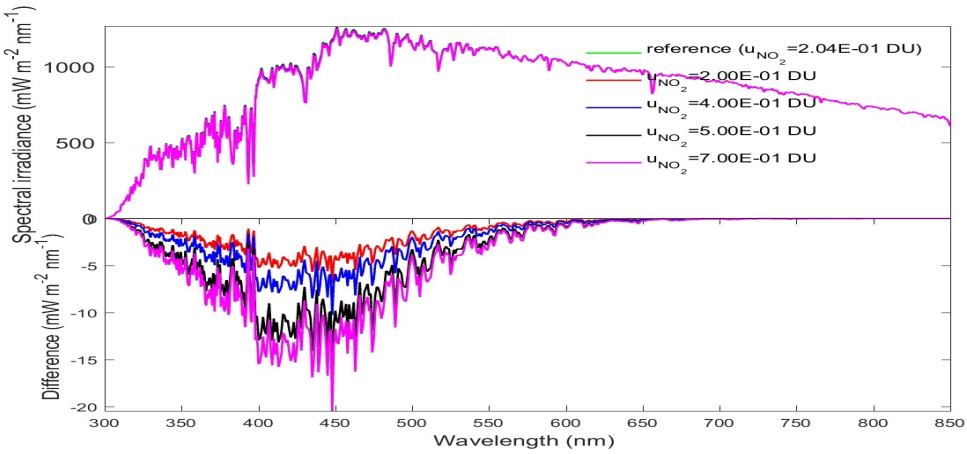


FIGURE 2.6 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du contenu total en NO_2.

d'onde et n'a plus d'influence au-delà de 700 nm. Les missions spatiales telles que GOME (Global Ozone Monitoring Experiment), SCIAMACHY (SCanning Imaging Absorption SpectroMeter for Atmospheric CHartographY) et OMI (Ozone Monitoring Instrument) fournissent le contenu en NO_2 pour le monde entier. Les projets MACC produisent des cartes d'analyse et de ré-analyse et de prévisions de NO_2 pour l'Europe et le monde entier. Dans ce travail, nous avons pris la valeur par défaut incluse dans les profils atmosphériques du type AFGL discutés ci-après.

Cas de la vapeur d'eau

Nous faisons varier le contenu en vapeur d'eau, ou plus exactement la hauteur d'eau précipitable, entre 1 et 7 cm. L'influence sur la distribution spectrale du rayonnement est notable sur une bonne partie du spectre (figure 2.7), s'étendant de l'ultraviolet au proche infrarouge. C'est une variable qui doit être prise en compte, et dont la précision de mesure ou d'estimation est capitale dans l'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire au sol.

Cas de l'ozone

La variation du contenu total de la colonne atmosphérique en ozone u_{O_3} (entre 150 DU et 400 DU) a une influence significative sur les courtes longueurs d'onde (figure 2.8). La plus forte absorption de l'ozone se situe dans les bandes *Hartley*, de 200 nm à 300 nm. La faible absorption située entre 300 nm et 360 nm est appelée bande *Huggins* (Molina et Molina, 1986). On observe que l'ozone absorbe aussi dans le visible et le proche infrarouge entre 440 nm et 780 nm. Cette partie spectrale correspond à la bande de *Chappuis*.

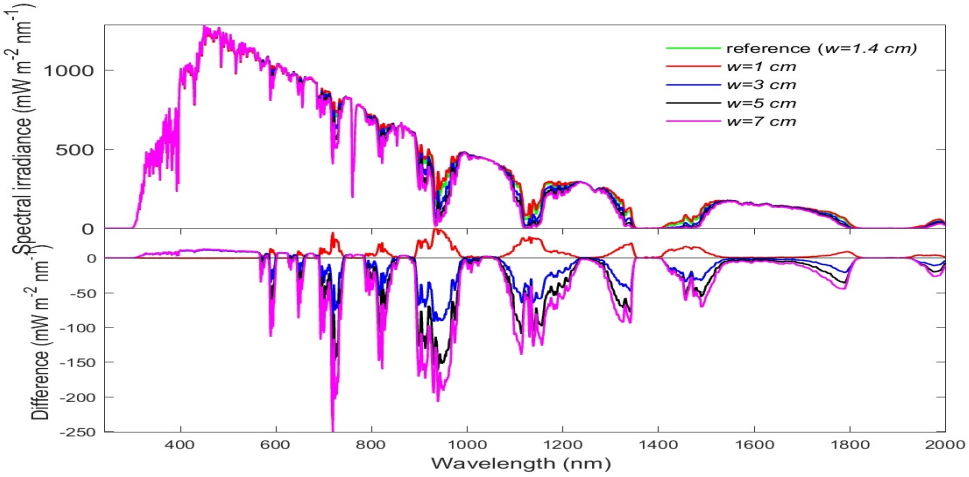


FIGURE 2.7 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation de la hauteur d'eau précipitable.

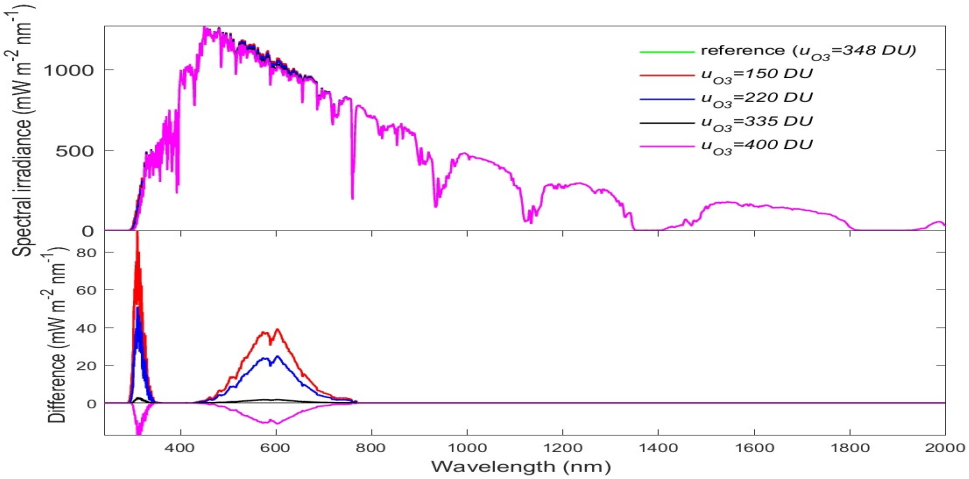


FIGURE 2.8 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du contenu total en O_3.

2.5.2 Influence de l'albédo du sol

Il existe une grande variété de types de sol allant des terres noires à albédo faible jusqu'à des terres recouvertes de neige à albédo élevé, en passant par des terres agricoles à albédo moyen (Ahrens, 2006). En faisant varier l'albédo du sol entre 0,1 et 0,8 pour chaque longueur d'onde (figure 2.9), on peut se rendre compte que l'influence de l'albédo du sol est faible pour des longueurs d'onde supérieures à 900 nm. L'albédo du sol a beaucoup plus d'influence dans le domaine du visible et de l'UV. L'amplitude des différences par rapport à l'état de référence démontre que l'albédo du sol est une variable influente à déterminer avec précision.

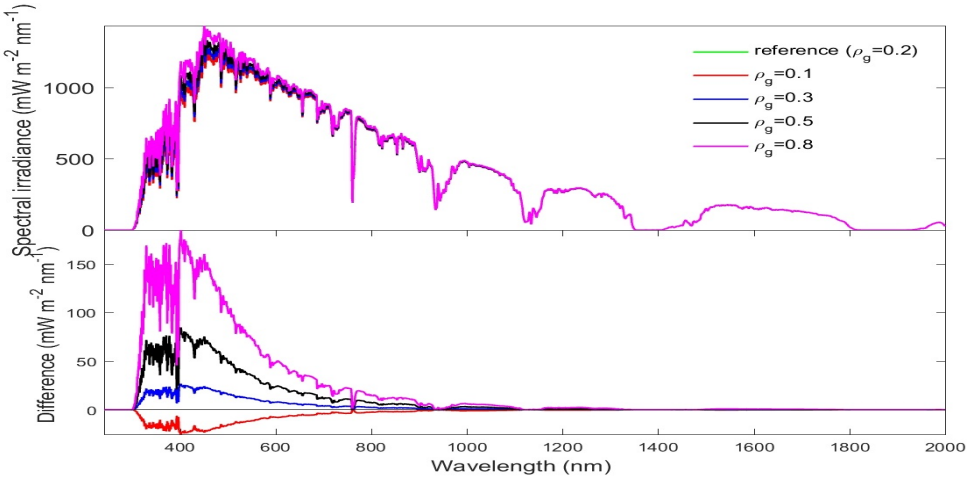


FIGURE 2.9 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à un changement d'albédo du sol ρ_g.

2.5.3 Influence du profil atmosphérique

La plupart des codes de transfert radiatif possède par défaut six profils atmosphériques donnant à des altitudes discrètes, les pression, température, concentration volumétrique des molécules présentes dans l'atmosphère. Ces six profils, définis par Air Force Geophysics Laboratory (AFGL), sont (Anderson *et al.*, 1986) :

— le modèle 1 : modèle *tropical*, abrégé en "afglt" ;

— le modèle 2 : modèle *midlatitude summer*, abrégé en "afglms" ;

— le modèle 3 : modèle *midlatitude winter* abrégé en "afglmw" ;

— le modèle 4 : modèle *subarctic summer*, abrégé en "afglss" ;

— le modèle 5 : modèle *subarctic winter*, abrégé en "afglsw" ;

— le modèle 6 : modèle *U.S. Standard Atmosphere* 1976, abrégé en "afglus".

Les différences par rapport à US Standard Atmosphere peuvent atteindre 10 mW m^{-2} nm^{-1} (figure 2.10) et on ne peut pas négliger les variations du profil atmosphérique.

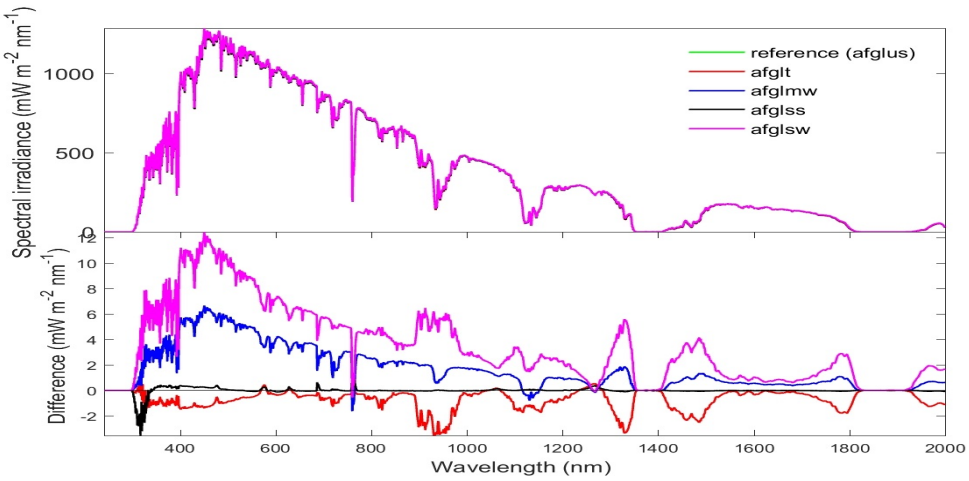


FIGURE 2.10 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du profil atmosphérique.

2.5.4 Influence des aérosols et de leur type

Les propriétés optiques des aérosols sont souvent représentées par l'épaisseur optique et le type d'aérosol. Dans les modèles de transfert radiatif, l'extinction due aux aérosols est souvent représentée spectralement par la relation d'Angström. La relation tient compte de la taille des particules par l'exposant d'Angström α et de leur quantité dans l'atmosphère par l'épaisseur optique β souvent donnée à 1000 nm. Ces deux variables d'entrées jouent un rôle dans la distribution spectrale du rayonnement solaire et doivent être prises en compte.

Nous avons testé plusieurs types d'aérosol. Shettle (1990) a proposé les types suivants répartis en deux régions d'altitude :

— entre 0 km et 2 km : *rural*, *urbain*, *maritime*, *troposphérique* ;

— au-dessus de 2 km : *volcanique*, *volcanique aigu* et *volcanique extrême*.

La figure 2.11 montre que l'approximation sur le type d'aérosol peut entraîner des différences très élevées par rapport à l'état de référence, jusqu'à 20 mW m^{-2} nm^{-1}. Il est donc important de connaître avec précision le type d'aérosol associé à un état atmosphérique.

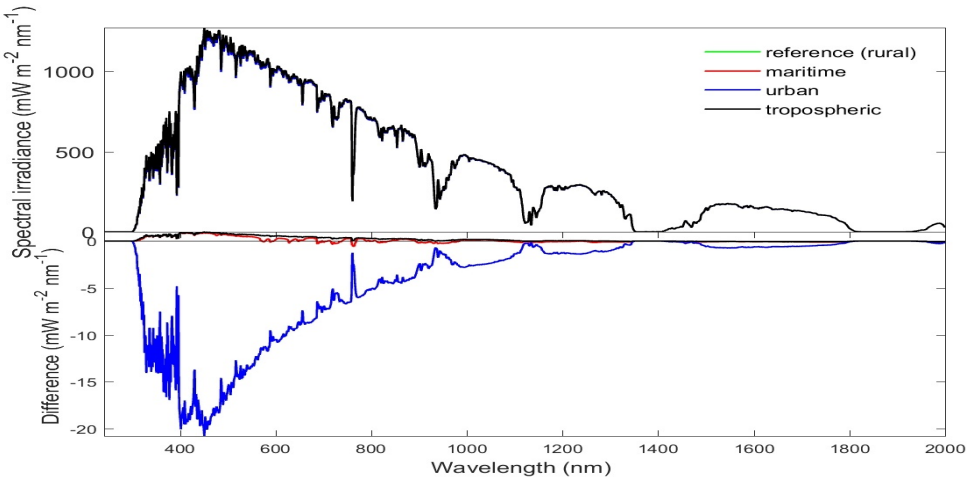


FIGURE 2.11 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du type d'aérosols selon la nomenclature de Shettle (1990).

2.6 Conclusion

L'étude de la sensibilité effectuée sur la distribution spectrale du rayonnement solaire a permis de déterminer le nombre de variables atmosphériques importantes pour notre étude. Aux variables influentes, nous ajouterons l'altitude du lieu ainsi que l'angle solaire zénithal qui ont tous les deux une influence notable sur le chemin optique. Les variables atmosphériques peu influentes seront prises constantes dans la simulation du transfert radiatif. C'est le cas de la concentration en oxygène, en dioxyde d'azote, et en dioxyde de carbone.

Ce que nous retenons comme variables influentes sont :

- l'angle solaire zénithal,
- l'altitude du lieu,
- le type de profil atmosphérique,
- l'albédo du sol,
- le contenu total en vapeur d'eau,
- le contenu total en ozone,
- l'épaisseur optique des aérosols à 550 nm,
- l'exposant d'Angstrom,
- le type d'aérosol.

Ces variables décriront dans la suite de ce travail tout état atmosphérique dans un lieu et à un instant donné pour estimer la distribution spectrale du rayonnement solaire.

Chapitre 3

Etude de la représentativité spectrale de l'approche de Kato et al. (1999)

Sommaire

3.1 Description de la méthode k-distribution et l'approximation k-corrélés de Kato et al. (1999) **33**

3.2 Les MTR utilisés et les variables d'entrées en conditions de ciel clair **37**

3.3 Procédure de validation numérique **38**

3.4 Résultats **40**

3.5 Améliorations de l'approche de Kato *et al.* (1999) **44**

3.5.1 Section efficace effective 45

3.5.2 Nouvelle paramétrisation de la transmissivité due à l'absorption de l'ozone 47

3.5.3 Mise en œuvre pratique dans un MTR : le cas de libRadtran . 49

3.6 Conclusion **49**

Une des difficultés de l'estimation de l'éclairement solaire au sol par modèle numérique est la prise en compte des phénomènes d'absorption. En effet, l'absorption par les constituants de l'atmosphère est sélective, c'est-à-dire, que pour chaque constituant, elle dépend de la longueur d'onde λ. Une représentation détaillée de la distribution spectrale est obtenue en résolvant l'équation du transfert radiatif pour chaque longueur d'onde. La plupart des modèles le permettent, mais ces opérations sont assez gourmandes en temps de calcul et se prêtent mal à des processus opérationnels.

Si on désire calculer ainsi l'éclairement total, il faut effectuer le calcul pour chaque longueur d'onde, puis sommer tous les éclairements monochromatiques obtenus. Plusieurs travaux ont eu pour objet de proposer des approximations afin de réduire le temps de calcul nécessaire. Des méthodes ont ainsi été développées, qui regroupent des longueurs d'onde aux propriétés similaires en bandes spectrales ; le calcul n'est fait que pour ces bandes spectrales, et non longueur d'onde par longueur d'onde, réduisant ainsi le nombre de calculs (Fu et Liou, 1992; Kato *et al.*, 1999; Kratz, 1995). Par exemple, dans l'approche de Fu et Liou (1992) un calcul détaillé est effectué pour chacune des 16 bandes choisies par les auteurs. Brièvement dit, chaque bande est représentée par un seul jeu de coefficients d'absorption et le calcul n'est fait qu'avec ce jeu et non pas avec un jeu pour chacune des longueurs d'onde contenues dans la bande. La plus fine et la plus récente de ces approximations, à notre connaissance, est l'approche de Kato *et al.* (1999) combinant la méthode k-distribution et l'approximation k-corrélés. Elle est implémentée dans plusieurs MTR et s'avère être efficace pour diminuer le temps de calcul pour l'estimation du rayonnement solaire total.

Quoique cette approche de Kato *et al.* (1999) ait été développée pour le calcul du rayonnement total, il n'en demeure pas moins qu'elle produit une distribution spectrale de l'éclairement sur 32 bandes avant de sommer ces éclairements. Dès lors, on peut se demander si cette distribution spectrale en 32 bandes, obtenue rapidement, ne pourrait pas constituer un bon point de départ pour estimer une distribution spectrale plus détaillée.

Mais auparavant, nous allons évaluer la qualité de cette distribution spectrale de Kato *et al.* (1999). Plus exactement, nous allons vérifier dans ce chapitre que l'éclairement obtenu dans chaque bande par l'approche de Kato *et al.* (1999) est égal à la somme des éclairements monochromatiques obtenus par un calcul détaillé pour chacune des longueurs d'onde composant la bande. A notre connaissance, cette vérification n'a jamais été faite bien que cette approche soit l'une des plus utilisées. Le chapitre débute par la présentation de l'approche de Kato *et al.* (1999). Ensuite, au vu des résultats de la comparaison entre les calculs détaillés et cette approche, nous proposerons et évaluerons quelques améliorations de l'approche afin d'obtenir de meilleures performances.

3.1 Description de la méthode k-distribution et l'approximation k-corrélés de Kato et al. (1999)

Pour réduire le temps de calcul, le spectre solaire hors atmosphère $I_{0\lambda}$ est divisé en un ensemble d'intervalles de longueur d'onde. Dans chacun des intervalles, la transmissivité atmosphérique est estimée à chaque longueur d'onde. L'atmosphère est considérée comme composée de plusieurs couches planes parallèles. Chaque couche horizontale est supposée homogène, c'est-à-dire que température, pression et éventuellement concentration de l'espèce absorbante sont constantes. Dans une couche homogène d'épaisseur δr contenant une seule molécule absorbante, de densité numérique de matière ρ_m et de coefficient d'absorption monochromatique k_λ, l'éclairement solaire direct I_i transmis à travers cette couche dans un intervalle de longueur d'onde $\Delta\lambda_i$ est :

$$I_i(u) = \overline{I_i}(u)\,\Delta\lambda_i = \int_{\Delta\lambda_i} I'_\lambda\, e^{-k_\lambda\, u}\, d\lambda \tag{3.1}$$

avec I'_λ le rayonnement incident au sommet de la couche et u la quantité de molécules absorbantes dans la couche homogène :

$$u = \int_r^{r+\delta r} \rho_m\, dr \tag{3.2}$$

et $\overline{I_i}(u)$ l'éclairement solaire moyen par unité de longueur d'onde sur l'intervalle $\Delta\lambda_i$. Comme k_λ change rapidement en fonction de λ, l'application de l'équation (3.1) nécessite environ 10^5 opérations avec une simulation numérique de transfert radiatif longueur d'onde par longueur d'onde sur tout le spectre solaire (Kato *et al.*, 1999). La transmissivité atmosphérique directe $Tr(u)$ dans l'intervalle spectral $\Delta\lambda_i$ est définie par l'équation :

$$\overline{I_i}(u)\,\Delta\lambda_i = \overline{I}'_i\, Tr(u)\,\Delta\lambda_i = \overline{I}'_i \int_{\Delta\lambda_i} e^{-k_\lambda\, u}\, d\lambda \tag{3.3}$$

où

$$\overline{I}'_i = \frac{1}{\Delta\lambda_i} \int_{\Delta\lambda_i} I_{0\lambda}\, d\lambda \tag{3.4}$$

La méthode k-distribution est une technique statistique de groupage d'intervalles spectraux ayant des propriétés spectrales similaires et dont k est la section efficace d'absorption (West *et al.*, 2010). La transmissivité atmosphérique directe $Tr(u)$ est indépendante de l'ordre de k, c'est-à-dire de l'ordonnancement, et dépend seulement de la fraction de l'intervalle qui est associée à une valeur particulière de k (Fu et Liou, 1992). L'intégration sur λ peut donc être remplacée par celle sur un k-espace, en considérant la probabilité d'occurrence d'une valeur spécifique de k dans l'intervalle spectral à travers sa fonction de distribution cumulative $f(k)$ (Liou, 2002).

La fonction de distribution cumulative est normalisée à 1 :

$$\int_0^\infty f(k)\,dk = 1 \tag{3.5}$$

La transmissivité atmosphérique moyenne s'écrit :

$$Tr(u) = \int_0^\infty f(k)\,e^{-k\,u}\,dk \tag{3.6}$$

Ainsi, le nombre d'opérations de calcul de $Tr(u)$ passe de 10^5 à une centaine sur tout le spectre solaire (Kato *et al.*, 1999). Ceci représente un gain de temps de calcul remarquable.

En outre, une fonction de distribution cumulative $g(k)$ peut être définie de la forme,

$$g(k) = \int_0^k f(k')\,dk' \tag{3.7}$$

où $g(0) = 0$ et $g(\infty) = 1$ et $dg(k) = f(k)\,dk$. Par définition, $g(k)$ est une fonction strictement croissante entre 0 et 1. En changeant l'espace d'intégration k-espace en g-espace, la transmissivité atmosphérique moyenne directe peut s'écrire :

$$Tr(u) = \int_0^1 e^{-k(g)\,u}\,dg \tag{3.8}$$

Quel que soit l'intervalle spectral, les bornes d'intégration ne changent pas et ne dépendent pas des conditions atmosphériques. Cette dernière forme d'équation de la transmissivité moyenne peut être remplacée par une somme discrète, et être résolue par la méthode de quadrature gaussienne (Arking et Grossman, 1972; Chou et Lee, 1996; Fu et Liou, 1992; Lacis et Oinas, 1991), méthode utilisée dans l'approche de Kato *et al.* (1999). La transmissivité moyenne devient :

$$Tr(u) = \sum_{j=1}^{n} w_j\,e^{-k(g_j)\,u} \tag{3.9}$$

où $k(g_j)$ est le coefficient d'absorption au point de quadrature g_j, n est le nombre de points de quadrature sélectionné et w_j est le poids de Gauss, la somme des poids valant l'unité.

La variation du coefficient d'absorption en altitude doit être considérée afin d'appliquer la théorie précédente à des atmosphères réalistes. L'approximation k-corrélés suppose que les sections efficaces d'absorption à une longueur d'onde donnée, résident toujours dans le même intervalle de la fonction de distribution cumulative quelles que soient la température, la pression et la concentration (Kato *et al.*, 1999). Soient deux couches homogènes d'une même molécule absorbante, chaque couche ayant la même température et pression, la

transmissivité de l'ensemble s'écrit alors :

$$Tr(u) = \sum_{j=1}^{n} w_j \, e^{\left\{-k_1(g_{j_1})\, u_1 + k_2(g_{j_2})\, u_2\right\}} \tag{3.10}$$

Les indices 1 et 2 indiquent les deux couches homogènes.

La transmissivité d'une atmosphère constituée de m couches horizontales et de deux molécules absorbantes s'écrira :

$$Tr(u) = \sum_{j_1=1}^{n_1} \sum_{j_2=1}^{n_2} \ldots \left\{ (w_{j_1}\, w_{j_2} \ldots) e^{\left\{-\sum_{l=1}^{m} k_{1_l}(g_{j_1})\, u_{1_l} + k_{2_l}(g_{j_2})\, u_{2_l} + \tau_l]\right\}} \right\} \tag{3.11}$$

où les indices 1 et 2 renvoient aux molécules absorbantes et τ_l est la somme des épaisseurs optiques due à la diffusion des molécules, l'extinction due aux aérosols et aux particules nuageuses dans chaque intervalle de longueurs d'onde.

Kato *et al.* (1999) ont développé leur approche pour les calculs de rayonnement total pour le spectre solaire réduit à l'intervalle [240, 4606] nm. Ils ont divisé le spectre solaire en 32 petits intervalles de longueur d'onde, ici appelés bandes Kato (Kato band en anglais, KB), de telle manière que l'éclairement solaire au sommet de l'atmosphère à l'intérieur de chaque intervalle soit presque constant. La figure 3.1 montre la contribution relative de l'éclairement dans chacune des bandes Kato à l'éclairement hors atmosphère. L'éclairement solaire total hors atmosphère est estimé à 1357,2 W m^{-2} pour l'intervalle spectral compris entre 240 nm et 4606 nm. Le tableau 3.1 liste les domaines de définition des 32 intervalles spectraux et leur longueur d'onde centrale.

Tableau 3.1 – Répartition spectrale des différentes bandes de Kato *et al.* (1999)

# bande	Largeur de la bande (μm)	Longueur d'onde centrale (μm)	# 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	0,452 – 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 – 3,001	2,639
14	0,625 – 0,667	0,645	30	3,001 – 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

Dans chacun de ces intervalles, des sections efficaces d'absorption de la vapeur d'eau H_2O, de l'ozone O_3, de l'oxygène O_2 et du dioxyde de carbone CO_2 ont été obtenues

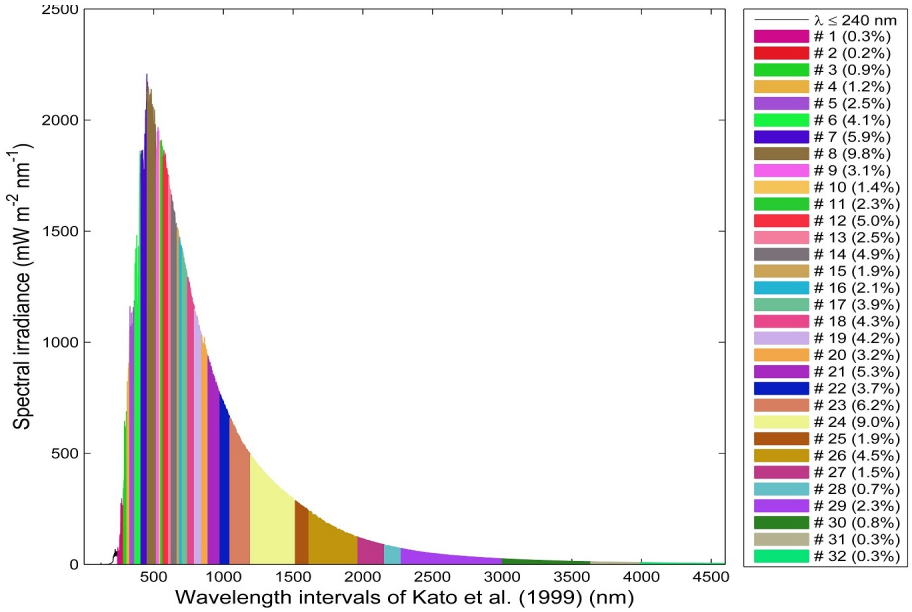


FIGURE 3.1 – Distribution spectrale de l'éclairement solaire hors atmosphère de Gueymard (2004) dans les 32 intervalles spectraux de Kato *et al.* (1999) et leur contribution correspondante relative.

par la méthode k-distribution. D'autres hypothèses sur les propriétés optiques des constituants de l'atmosphère ont été faites. Comme les bandes Kato sont suffisamment petites (tableau 3.1),

- la variation de la diffusion moléculaire monochromatique est considérée comme approximativement linéaire dans chaque KB, et l'épaisseur optique est estimée au centre de chaque KB ;
- de même, dans la région spectrale $\lambda \leq 700$ nm, un seul point de quadrature de Gauss est utilisé pour modéliser l'absorption de l'ozone. Les sections efficaces d'absorption de l'ozone de la méthode k-distribution sont prises à la longueur d'onde centrale ;
- les propriétés optiques dues aux aérosols sont, elles aussi, supposées être des fonctions linéaires, et estimées au centre de chaque bande Kato.

L'approche de Kato *et al.* (1999) a été intégrée dans plusieurs MTR pour effectuer des calculs rapides de l'éclairement en conditions de ciel clair ou nuageux. Par exemple, Kato *et al.* (1999) ont trouvé que l'éclairement direct à la surface du sol estimé avec leur approche en se servant d'un MTR à deux flux en conditions de ciel clair avec le profil atmosphérique *midlatitude summer* et sans aérosol, diffère de 0,2 % ou 2,1 W m^{-2} du MTR MODTRAN3 (MODerate resolution atmospheric TRANsmission 3). En utilisant le MTR RAPRAD (Rapid Radiative Transfer) et la même approche, Michalsky *et al.* (2006) ont trouvé que l'erreur relative était inférieure à 1 % et 1,9 % respectivement pour l'éclairement total direct et diffus sous les conditions de ciel clair comparées à des mesures au sol durant le programme de recherche ARM 2003 Aerosol Intensive Observation Period.

Wang *et al.* (2009) ont effectué les comparaisons entre le MTR DAK (Doubling Adding model of KNMI) en combinaison avec l'approche de Kato et al. (1999) et les mesures au sol en ciel clair. Ils ont trouvé une erreur moyenne de 2 W m^{-2} (+0,2 %), 1 W m^{-2} (+0,8 %) et 2 W m^{-2} (+0,3 %) pour respectivement l'éclairement total direct, diffus et global.

L'approche de Kato *et al.* (1999) est donc satisfaisante pour l'éclairement total. En est-il de même pour l'éclairement dans chacune des bandes Kato ? Autrement dit, l'éclairement estimé dans une bande Kato est-il proche de celui qui serait mesuré ? Comme il n'existe pas de mesures dans chaque KB, la question est transformée en : "l'éclairement estimé dans une bande Kato est-il proche de celui qui peut être estimé par des calculs détaillés, réputés plus précis ?". C'est l'objet des pages suivantes. Une communication personnelle avec S. Kato nous avait confirmé l'absence d'études similaires publiées, ce qui a justifié notre entreprise qui a fait l'objet d'une publication.

3.2 Les MTR utilisés et les variables d'entrées en conditions de ciel clair

L'étude qui suit est une pure modélisation numérique réalisée avec le MTR libRadtran (library for Radiative transfer) version 1.7 (Mayer et Kylling, 2005; Mayer *et al.*, 2011). En supplément, le MTR SMARTS (Simple Model of the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine) version 2.9.5 (Gueymard, 1995) est utilisé pour vérifier que les conclusions ne dépendent pas d'un MTR particulier et aussi du modèle d'aérosol. Ces deux MTR fournissent l'éclairement spectral et ont été choisis parce que plusieurs articles ont démontré la qualité de leurs résultats comparés à des mesures spectrales (Galleano *et al.*, 2014; Gueymard, 2008; Habte *et al.*, 2014; Mayer *et al.*, 1997; Randles *et al.*, 2013).

Le code libRadtran est un ensemble d'outils pour simuler numériquement le transfert radiatif dans l'atmosphère terrestre. Le principal outil *uvspec* contient l'approche de Kato *et al.* (1999) et les calculs spectraux détaillés du MTR SBDART (Santa Barbara DISORT Atmospheric Radiative Transfer). L'approche de Kato *et al.* (1999) ont utilisé la base de données spectroscopiques HITRAN (High-Resolution Transmission Molecular Absorption). Les calculs détaillés de libRadtran utilisent la paramétrisation des sections efficaces d'absorption de gaz de LOWTRAN (Low Resolution Transmission). L'algorithme DISORT 2.0 (DIScrete ORdinate Technique) de la méthode des ordonnées discrètes (Stamnes *et al.*, 2000) a été choisi pour résoudre l'équation de transfert radiatif. libRadtran est exécuté deux fois pour produire des éclairements spectraux dans chaque bande Kato : une première fois avec l'approche de Kato *et al.* (1999), et une seconde fois pour des calculs spectraux détaillés avec le mode pseudo-spectral du MTR SBDART ; ces calculs détaillés servant de référence dans la comparaison.

Les entrées de libRadtran décrivant l'état optique de l'atmosphère en ciel clair sont les contenus totaux de la colonne atmosphérique en ozone et en vapeur d'eau, les profils verticaux de température, pression, densité et de rapport de mélange pour les gaz, l'épaisseur optique des aérosols à 550 nm, l'exposant de la relation d'Angström, le type d'aérosol ou modèle d'aérosol, et l'altitude du sol. libRadtran offre la possibilité de choisir aussi les récents modèles d'aérosols de la librairie OPAC (Optical Properties of Aerosols and Clouds) (Hess *et al.*, 1998). Le spectre solaire de Gueymard (2004) a été choisi. Les autres entrées de libRadtran sont l'angle solaire zénithal θ_s et l'albédo du sol ρ_g.

Les entrées de SMARTS sont les mêmes que celles de libRadtran à une exception près. SMARTS demande l'épaisseur optique des aérosols à 550 nm et le type d'aérosol, puis calcule automatiquement les couples (α_1, β_1) et (α_2, β_2) des coefficients de la relation d'Angström pour deux domaines spectraux, inférieur et supérieur à 500 nm. Lorsque nous avons voulu assurer une comparaison exacte entre SMARTS et libRadtran, nous avons forcé libRadtran à utiliser les mêmes valeurs de α et β et les modèles d'aérosols (Shettle, 1990) que ceux utilisés dans SMARTS.

3.3 Procédure de validation numérique

La procédure de validation adoptée est de nature statistique. Plusieurs états atmosphériques sont construits aléatoirement par la technique de Monte-Carlo. Un état atmosphérique est une combinaison des variables d'entrées de libRadtran et SMARTS. Pour chaque état atmosphérique et pour chaque bande Kato, les différences entre les estimations d'éclairements de l'approche et les calculs pseudo-spectraux, ensuite les estimations d'éclairements de l'approche et les calculs spectraux détaillés de SMARTS sont calculées.

Le tableau 3.2 rapporte les valeurs numériques prises respectivement pour θ_s, ρ_g et les variables décrivant l'atmosphère de ciel clair. Pour des raisons numériques, θ_s est fixé à 0,01°, respectivement 89°, au lieu de 0°, resp. 90°. La sélection aléatoire des entrées listées dans le tableau prend en compte les lois marginales de distribution proposées par Lefèvre *et al.* (2013) et Oumbe *et al.* (2011). Ces auteurs ont choisi la distribution uniforme comme un modèle de probabilité marginale pour toutes les variables, exceptées l'épaisseur optique des aérosols, le coefficient d'Angström et le contenu total en ozone. Pour ces dernières variables, ont été choisies la distribution gamma pour l'épaisseur optique des aérosols à 550 nm, la distribution normale pour le coefficient d'Angström et la distribution bêta pour le contenu total en ozone.

Dix valeurs de θ_s et 10 valeurs ρ_g sélectionnées aléatoirement, ont été combinées avec chacune des 120 sélections aléatoires des autres sept variables du tableau 3.2, conduisant à un total de 12 000 états atmosphériques qui seront les entrées de libRadtran et

Tableau 3.2 – Les valeurs choisies pour θ_s, ρ_g et les sept variables décrivant l'atmosphère claire

Variable	Valeurs choisies
⇛ Angle zénithal solaire θ_s	⇛ 0,01 ; 10 ; 20 ; 30 ; 40 ; 50 ; 60 ; 70 ; 80 ; 89 (°)
⇛ Albédo du sol ρ_g	⇛ 0 ; 0,05 ; 0,1 ; 0,15 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4 ; 0,5 ; 0,7 ; 0,9
⇛ Contenu total en ozone	⇛ Le contenu en ozone est : 300*β + 200, en unité Dobson. Loi beta de paramètres A=2 et B=2, pour calculer β
⇛ Contenu total en vapeur d'eau	⇛ Loi uniforme entre 0 et 70 kg m^{-2}
⇛ Altitude du site au dessus du niveau moyen de la mer	⇛ Loi uniforme 0 ; 1 ; 2 ; 3 (en km)
⇛ Profil atmosphérique (Air Force Geophysics Laboratory standards)	⇛ Loi uniforme : Midlatitude Summer, Midlatitude Winter, Subarctic Summer, Subarctic Winter, Tropical, US. Standard
⇛ Epaisseur optique des aérosols à 550 nm (τ_{a550})	⇛ Loi gamma , de paramètre de forme = 2, et de paramètre d'échelle 0,13
⇛ Coefficient d'Angström (α) (seulement utilisé avec la librairie OPAC)	⇛ Loi normale de moyenne = 1,3 et d'écart type 0,5
⇛ Type des aérosols	⇛ Loi uniforme : urbain, rural, maritime, troposphérique

SMARTS. Pour retirer l'influence de la variation journalière et saisonnière de l'angle solaire zénithal sur l'éclairement à la surface du sol et la dépendance du spectre solaire extra-atmosphérique, l'éclairement global G_i estimé par les différents MTR dans la bande Kato i a été converti en indice de clarté KT_i :

$$KT_i = \frac{G_i}{I_{o_i} \cos \theta_s} \tag{3.12}$$

où I_{o_i} est l'éclairement au sommet de l'atmosphère sur un plan normal aux rayons solaires pour la bande Kato i. Similairement, l'indice de clarté direct KT_i^{dir} est défini comme :

$$KT_i^{dir} = \frac{B_i}{I_{o_i}} \tag{3.13}$$

où B_i est l'éclairement direct à la surface du sol reçu sur un plan normal à la direction du soleil.

Pour chaque état atmosphérique, les différences sont calculées sur ces indices. Les différences sont dans la suite appelées erreurs car elles quantifient les erreurs faites en utilisant les estimations de l'approche de Kato et al. (1999) au lieu des résultats des calculs spectraux détaillés considérés comme référence pour chaque intervalle spectral. Les erreurs sont synthétisées par le biais ($Bias$), la racine de l'écart quadratique moyen ($RMSE$), leurs valeurs relatives $rBias$ et $rRMSE$ par rapport à la valeur moyenne des estimations de référence, et le carré du coefficient de corrélation (R^2), aussi appelé

coefficient de détermination.

$$Bias = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} Y_{Estimé(j)} - Y_{Référence(j)} \tag{3.14}$$

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} (Y_{Estimé(j)} - Y_{Référence(j)})^2} \tag{3.15}$$

$$rBias(\%) = \frac{Bias}{\overline{Y_{Référence}}} \tag{3.16}$$

$$rRMSE(\%) = \frac{RMSE}{\overline{Y_{Référence}}} \tag{3.17}$$

$$R^2 = \frac{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} (Y_{Estimé(j)} - \overline{Y_{Estimé}})\, \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} (Y_{Référence(j)} - \overline{Y_{Référence}})}{\sqrt{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} (Y_{Estimé(j)} - \overline{Y_{Estimé}})^2}\sqrt{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} (Y_{Référence(j)} - \overline{Y_{Référence}})^2}} \tag{3.18}$$

où j indique chaque état atmosphérique, n le nombre total d'états atmosphériques, la quantité numérique Y peut être soit KT, soit KT^{dir} pour chaque bande Kato, et $\bar{Y}$ représente la valeur moyenne de Y.

3.4 Résultats

La figure 3.2 est un corrélogramme des différentes valeurs de KT^{dir} obtenues par les calculs spectraux détaillés par libRadtran et SMARTS (axe horizontal) et par l'approche de Kato *et al.* (1999) pour la bande Kato # 9 [518, 540] nm. Le résultat observé dans cette bande est en général représentatif des résultats dans les autres bandes. Les points dans le graphe sont bien alignés suivant la droite 1:1 avec une dispersion très limitée. R^2 est plus grand que 0,999, ce qui signifie que toute l'information contenue dans les calculs spectraux détaillés est expliquée par l'approche de Kato *et al.* (1999). Les erreurs relatives $rBias$ et $rRMSE$ sont très faibles : respectivement -0,4 % et 0,4 % (cf tableau 3.3). Ces résultats ne constituent pas une surprise puisque l'absorption moléculaire est faible dans cette bande KB # 9. Dans ce cas, les valeurs générées $k(g_j)$ et w_j de la méthode de k-distribution et les hypothèses de base sont suffisantes pour modéliser avec précision l'atténuation par l'atmosphère de l'éclairement direct. Les résultats obtenus avec SMARTS sont les mêmes que ceux obtenus avec libRadtran.

L'approche de Kato *et al.* (1999) ne présente pas toujours de bonnes performances pour toutes les bandes Kato. La figure 3.3 affiche le corrélogramme pour KB # 3 [283,

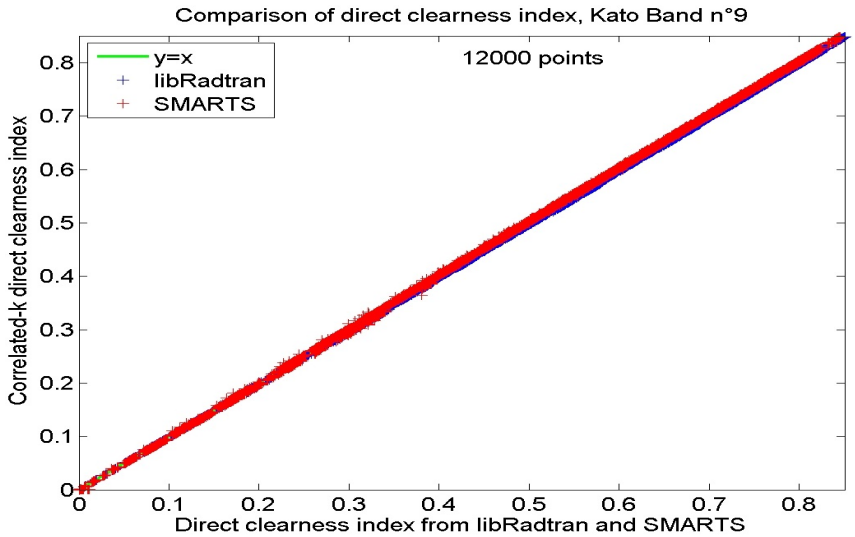
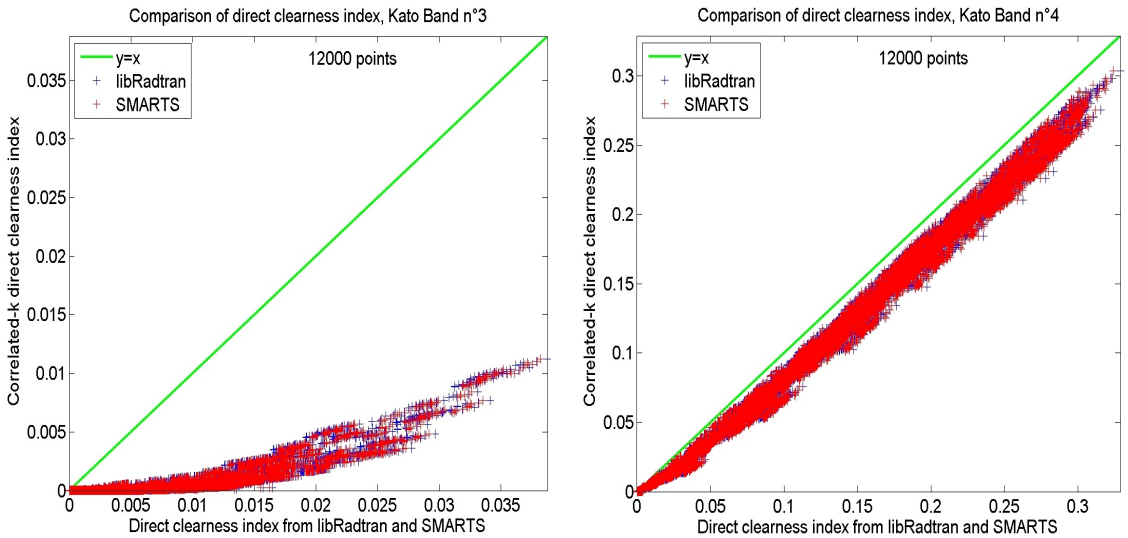


FIGURE 3.2 – Corrélogramme entre les calculs spectraux détaillés par libRadtran et SMARTS (axe horizontal) et l'approche de Kato *et al.* (1999) pour l'indice de clarté direct et KB # 9 [518, 540] nm.

307] nm et KB # 4 [307, 328] nm. L'approche sous-estime largement l'indice de clarté direct par l'atmosphère pour KB # 3 ; le biais relatif atteint –91,8 %. La dispersion du nuage de points autour de la première bissectrice, droite 1:1, est cependant limitée et R^2 est élevé : 0,677. La sous-estimation est moins forte pour KB # 4 comparée à KB # 3 : rBias est -13,9 %, rRMSE est 17,0 %. R^2 est très élevé : 0,995 (confère tableau 3.3).



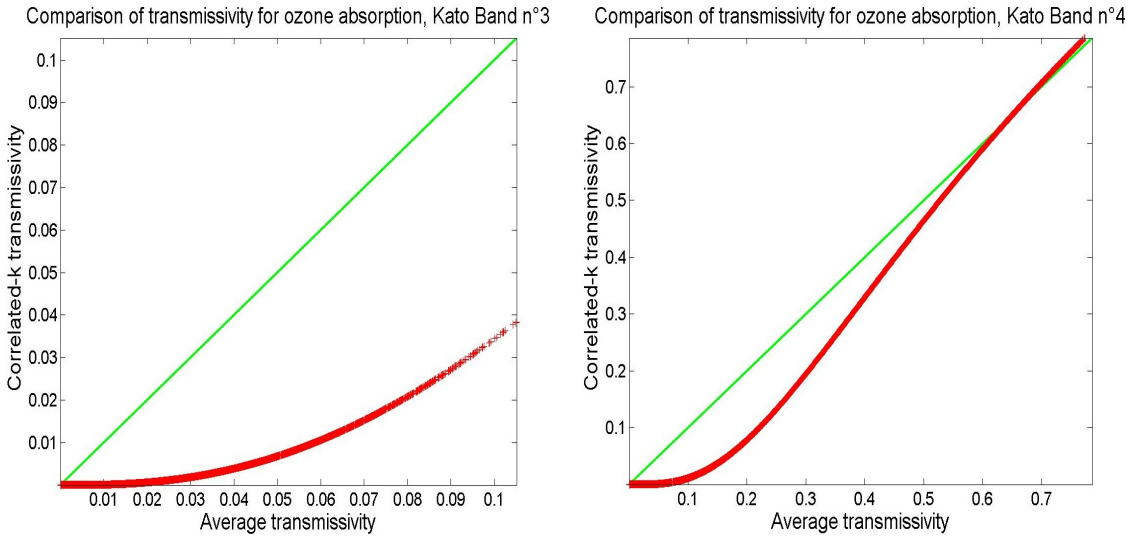
(a) KB # 3 [283 ; 307] nm. (b) KB # 4 [307 ; 328] nm.

FIGURE 3.3 – Corrélogramme de l'indice de clarté direct entre les calculs spectraux détaillés de libRadtran et SMARTS (axe horizontal) et l'approche de Kato *et al.* (1999) pour KB # 3 et 4.

La sous-estimation pour ces bandes peut être expliquée par le fait que Kato *et al.* (1999) ont supposé que la section efficace d'absorption de l'ozone à la longueur d'onde centrale dans chaque intervalle représente l'absorption sur toute l'intervalle. En fait, la

section efficace d'absorption de l'ozone dépend largement de la longueur d'onde dans cette région spectrale (Molina et Molina, 1986). L'intervalle est trop large pour qu'une section efficace soit représentative de l'absorption de l'ozone sur tout l'intervalle.

La figure 3.4 affiche la comparaison de la transmissivité due uniquement à l'absorption de l'ozone obtenue d'une part par la moyenne pondérée avec le spectre extra-atmosphérique de Gueymard (2004) et considérée comme référence, et d'autre part par l'approximation k-corrélés, pour les KB # 3 et # 4. Le comportement des graphes est similaire à ceux de la figure 3.3, surtout pour KB # 3, et prouve que les erreurs sont principalement dues aux choix faits par Kato *et al.* (1999) dans la modélisation de l'absorption par l'ozone.



(a) KB # 3 [283, 307] nm. (b) KB # 4 [307, 328] nm.

FIGURE 3.4 – Comparaison entre la transmissivité moyenne due à la seule absorption de l'ozone et celle issue de l'approximation k-corrélés pour KB # 3 et 4.

D'autres KB révèlent une notable surestimation (# 23, 24, 25) ou sous-estimation (# 19, 21, 26) mais cependant moindre. La vapeur d'eau est la principale molécule absorbante dans ces longueurs d'onde (Pierluissi et Peng, 1985). Les sources de données spectroscopiques utilisées dans l'approche de Kato *et al.* (1999) et les calculs spectraux détaillés, sont différentes, et ceci contribue à une partie des erreurs observées. L'influence de θ_s, ρ_g et de toute autre variable qui peut influencer la masse d'air est notable. Par exemple, la figure 3.5 affiche le corrélogramme entre les calculs spectraux détaillés de libRadtran et l'approche de Kato *et al.* (1999) pour deux domaines de l'angle solaire zénithal : $\theta_s \leq 80°$ and $\theta_s = 89°$ pour KB # 25. On observe sur cette figure que les écarts par rapport à la droite 1:1 sont beaucoup plus grands à $\theta_s = 89°$ qu'aux autres valeurs de θ_s.

Le tableau 3.3 résume les indicateurs statistiques de comparaison pour l'indice de clarté direct sous les conditions de ciel clair pour $\theta_s \leq 80°$, et les simulations numériques effectuées avec libRadtran. On remarque que R^2 est supérieur à 0,99 pour tous les KB

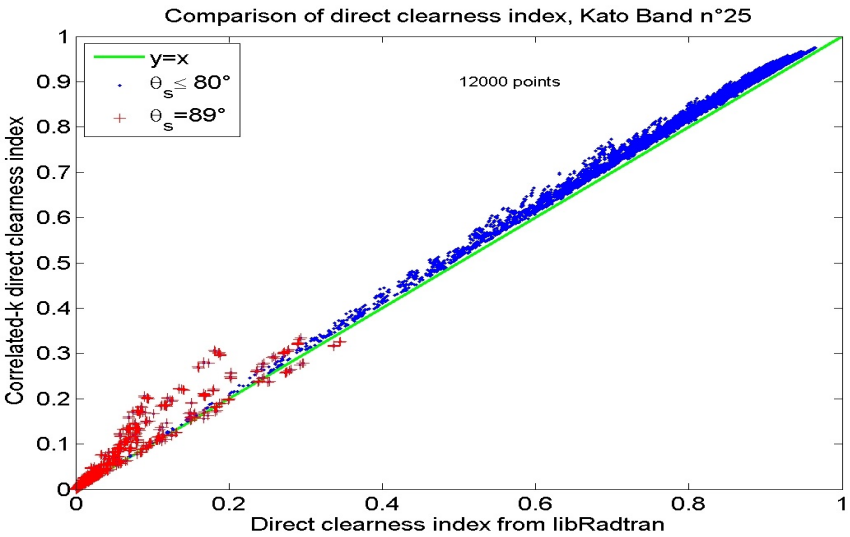


FIGURE 3.5 – Corrélogramme entre calculs spectraux détaillés de libRadtran et l'approche de Kato *et al.* (1999) pour deux domaines de l'angle zénithal solaire θ_s pour l'indice de clarté direct et KB # 25 [1516, 1613]nm.

de # 4 à # 26. Toute l'information contenue dans les calculs spectraux détaillés est expliquée par l'approche de Kato *et al.* (1999) dans chaque bande, quel que soit le profil atmosphérique, le modèle d'aérosol et les autres entrées. Hormis KB # 3 et # 4, rBias est compris entre -6,8 % (KB # 21) et 6,0 % (KB # 24). rRMSE atteint 7,4 %. Dans la plupart des KB, rBias et rRMSE sont inférieurs à 1,5 %. Ils sont plus élevés que 2,5 % en valeur absolue pour KB # 19, 21, 23, 24, 25 et 26. Comme déjà discuté précédemment, KB # 3 et # 4 sont des exceptions avec des larges sous-estimations malgré un coefficient de corrélation élevé.

TABLEAU 3.3 – Indicateurs statistiques de comparaison dans les KB pour l'indice de clarté direct sous les conditions de ciel clair pour $\theta_s \leq 80°$ avec les simulations numériques libRadtran

#	R^2	$\overline{KT}^{dir}$	rBias (%)	rRMSE (%)	#	R^2	$\overline{KT}^{dir}$	rBias (%)	rRMSE (%)
3	0,682	0,006	-91,8	132,2	15	0,999	0,665	-0,0	0,0
4	0,995	0,128	-13,9	16,1	16	0,999	0,616	-0,6	1,0
5	0,999	0,254	0,9	1,1	17	0,999	0,602	0,7	1,4
6	0,999	0,354	-1,0	1,0	18	0,999	0,666	0,9	1,3
7	0,999	0,435	-0,1	0,2	19	0,995	0,671	-2,5	3,1
8	0,999	0,506	0,3	0,3	20	0,999	0,753	0,5	0,6
9	0,999	0,546	-0,4	0,4	21	0,993	0,459	-6,8	7,4
10	0,999	0,556	-0,2	0,2	22	0,998	0,760	-0,2	1,0
11	0,999	0,561	-0,2	0,2	23	0,998	0,521	2,3	2,6
12	0,999	0,558	1,4	1,5	24	0,995	0,406	6,0	6,3
13	0,999	0,599	0,2	0,2	25	0,997	0,806	2,9	3,1
14	0,999	0,618	1,3	1,4	26	0,994	0,453	-3,1	3,7

Les erreurs sur les indices de clarté KT_i sont résumées dans le tableau 3.4 pour $\theta_s \leq 80°$ avec les simulations numériques libRadtran. Pour KB # 3 et # 4, rBias vaut respectivement -92,8 % et -16,3 %, rRMSE vaut respectivement 123,4 % and 16,9 %, et R^2 vaut respectivement 0,718 and 0,991. A l'exception des KB # 3 et # 4, rBias est faible ;

il est compris entre -7,1 % (KB # 21) et 5,3 % (KB # 24). Dans la plupart des cas, la valeur absolue de rBias est inférieure à 1,5 % pour toutes les bandes Kato sauf KB # 5, 19, 21, 23 et 26. De même, excepté KB # 3 et # 4, rRMSE est inférieur à 2 % pour les courtes longueurs d'onde. La valeur maximale est de 7,5 % pour KB # 21 à cause de la valeur élevée du biais. On peut aussi remarquer que rRMSE est très proche de la valeur absolue de rBias indiquant un faible écart-type des erreurs. R^2 est très proche de 0,99. Ceci est également vrai pour l'éclairement direct.

En général, rBias est plus grand pour KT_i que pour KT_i^{dir} en valeur absolue. L'éclairement global est la somme de l'éclairement direct et de l'éclairement diffus. Les mêmes valeurs et hypothèses de l'approche de Kato et al. (1999) sont utilisées pour chaque composante, conduisant dans la plupart des cas, à une erreur plus grande en éclairement global qu'en éclairement direct.

Tableau 3.4 – Indicateurs statistiques de comparaisons dans les KB pour l'indice de clarté sous les conditions de ciel clair pour $\theta_s \leq 80°$ avec les simulations numériques libRadtran.

#	R^2	$\overline{KT}$	rBias (%)	rRMSE(%)	#	R^2	$\overline{KT}$	rBias (%)	rRMSE (%)
3	0,718	0,016	-92,8	123,4	15	0,999	0,895	-0,0	0,3
4	0,991	0,377	-16,3	16,9	16	0,997	0,815	-0,8	1,1
5	0,999	0,671	1,7	1,8	17	0,995	0,782	0,7	1,4
6	0,999	0,755	-0,2	0,2	18	0,994	0,853	1,1	1,5
7	0,999	0,806	-0,0	0,0	19	0,986	0,839	-2,7	3,3
8	0,999	0,837	0,1	0,1	20	0,999	0,932	0,5	0,6
9	0,999	0,840	-0,4	0,5	21	0,994	0,547	-7,1	7,5
10	0,999	0,834	-0,2	0,3	22	0,990	0,904	-0,2	1,1
11	0,999	0,831	-0,2	0,3	23	0,996	0,603	2,1	2,5
12	0,999	0,798	1,5	1,5	24	0,991	0,458	5,3	5,6
13	0,999	0,839	0,2	0,3	25	0,988	0,891	3,0	3,1
14	0,994	0,845	1,4	1,8	26	0,989	0,495	-3,6	4,0

Le travail présenté ici a fait l'objet d'un article par Wandji Nyamsi *et al.* (2014). Ce dernier traite également du cas du ciel nuageux, avec les mêmes conclusions. Puisque ce manuscrit de thèse se limite au cas du ciel clair, seuls les résultats dans ces conditions y ont été présentés.

3.5 Améliorations de l'approche de Kato *et al.* (1999)

Les résultats précédents révèlent de manière significative que les estimations obtenues par l'approche de Kato *et al.* (1999) sur la région spectrale de l'UV (KB # 3 et # 4) ne sont pas très précises. L'approche de Kato *et al.* (1999) sous-estime les indices de clarté dans les KB # 3 et # 4 de respectivement -92 % et -14 % en valeur relative avec des écarts quadratiques de 132 % et 16 % en conditions de ciel clair. Des erreurs similaires ont été trouvées en conditions de ciel nuageux (Wandji Nyamsi *et al.* (2014)). Afin

d'améliorer ces estimations, nous avons étudié une nouvelle paramétrisation de la transmissivité atmosphérique due uniquement à l'absorption de l'ozone, responsable principale de l'imprécision.

Par définition, la transmissivité moyenne T_{O3} due à l'absorption seule de l'ozone pour un intervalle spectral $\Delta\lambda$ est :

$$T_{O3} = \frac{1}{I_{0\Delta\lambda}} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda}\, e^{-k_{O3\lambda} u_{O3} / \mu_0}\, d\lambda \tag{3.19}$$

La technique largement utilisée pour estimer T_{O3} est basée sur une somme discrète de fonctions exponentielles sélectionnées (Wiscombe et Evans, 1977), déjà présentée par l'équation (3.9). Dans l'approche de Kato *et al.* (1999), une seule fonction exponentielle ($n = 1$) est utilisée pour chaque KB pour estimer $T_{O3_{KB}}$:

$$T_{O3_{KB}} = e^{-k_{KB}\, u_{O3} / \mu_0} \tag{3.20}$$

Kato *et al.* (1999) ont choisi les sections efficaces de l'ozone au centre de chaque KB # 3 et # 4 pour une température de 203 K, soit $k_{KB3} = 5,84965\ 10^{-19}$ cm^2 et $k_{KB4} = 4,32825\ 10^{-20}$ cm^2.

3.5.1 Section efficace effective

Est-il possible de représenter l'absorption seule de l'ozone par une unique section efficace effective k_{eff} dans les KB # 3 et # 4 ? Si oui, k_{eff} est déterminé pour chaque KB par la combinaison des équations (3.19) et (3.9) avec n=1 :

$$T_{O3} = e^{-k_{eff}\, u_{O3} / \mu_0} = \frac{1}{I_{0\Delta\lambda}} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda}\, e^{-k_{O3\lambda} u_{O3} / \mu_0}\, d\lambda \tag{3.21}$$

Cette équation peut être ré-écrite :

$$-\, k_{eff}\, u_{O3} / \mu_0 = ln \left(\frac{1}{I_{0\Delta\lambda}} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda}\, e^{-k_{O3\lambda} u_{O3} / \mu_0}\, d\lambda \right) \tag{3.22}$$

Plusieurs simulations numériques ont été faites pour étudier cette hypothèse. Les sections efficaces sont celles de Molina et Molina (1986) aux températures de 226 K, 263 K et 298 K et le spectre solaire au sommet de l'atmosphère est celui de Gueymard (2004). Les sections efficaces à 203 K sont obtenues par extrapolation linéaire pour chaque longueur d'onde (figure 3.6).

10000 couples (u_{O3}, μ_0) ont été générés par la technique de Monte-Carlo. La sélection aléatoire des angles zénithaux suit une distribution uniforme dans [0° ; 80°]. u_{O3} est calculé comme indiqué dans le tableau 3.2. Les 10000 simulations conduisent à un ensemble **X**

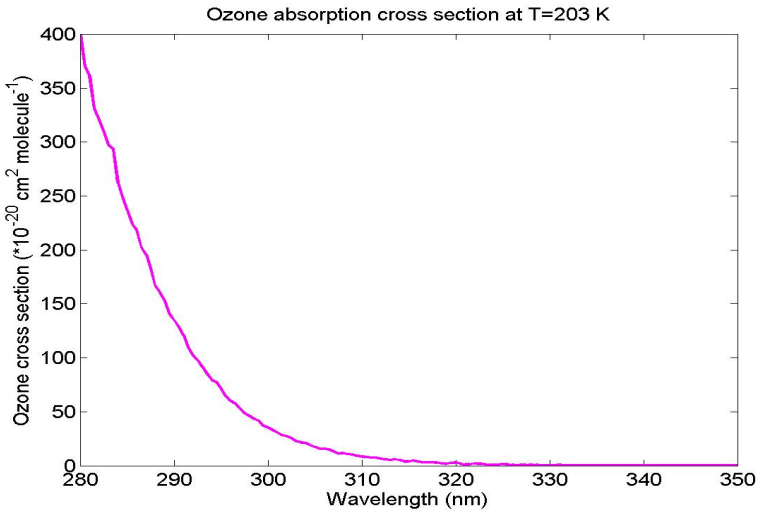


FIGURE 3.6 – Section efficace de l'ozone à 203 K en fonction de la longueur d'onde.

de $\frac{u_{O3}}{\mu_0}$ et un ensemble $\mathbf{Y}$ de valeurs de $-ln\left(\frac{1}{I_0\Delta_\lambda}\int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda}\, e^{-k_{O3\lambda}u_{O3}/\mu_0}\, d\lambda\right)$. L'équation (3.22) devient :

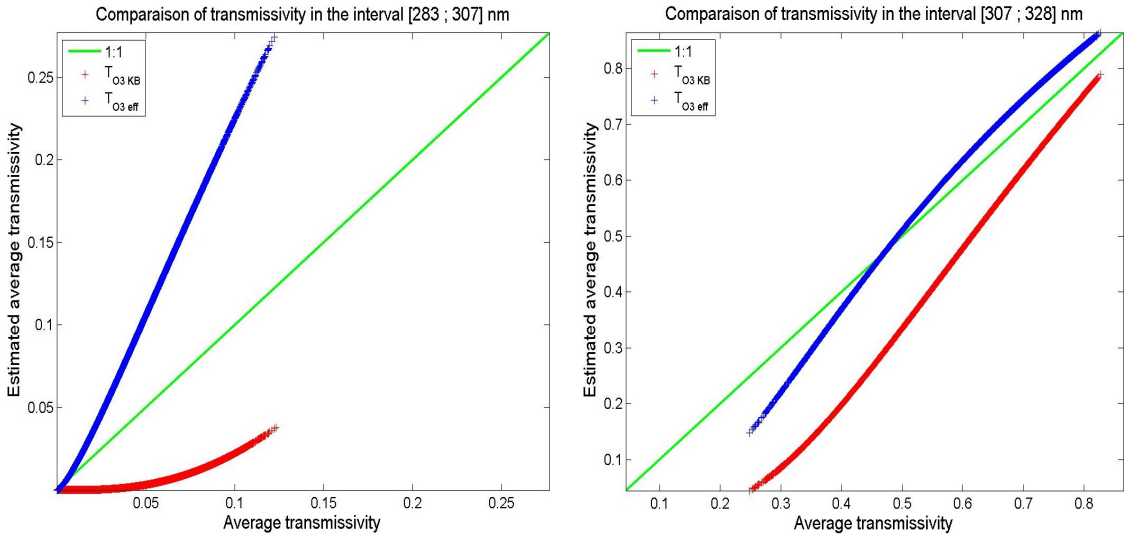
$$k_{eff}\,\mathbf{X} = \mathbf{Y} \tag{3.23}$$

et k_{eff} peut être déduit par une technique d'ajustement de type moindres carrés. Pour KB # 3 et # 4, les valeurs obtenues sont respectivement $k_{eff3} = 2,29\ 10^{-19}$ cm^2 et $k_{eff4} = 2,65\ 10^{-20}$ cm^2. La transmissivité moyenne $T_{O3_{eff}}$ avec la section efficace effective est ensuite calculée par l'équation (3.21).

Les transmissivités estimées $T_{O3_{KB}}$ et $T_{O3_{eff}}$ calculées avec les équations (3.20) et (3.21), mais en utilisant un deuxième ensemble de 10000 couples (u_{O3},μ_0) sélectionnés aléatoirement, sont comparées à la transmissivité de référence T_{O3}, calculée de manière détaillée avec l'équation (3.19) pour chaque KB (figure 3.7).

Dans KB # 3, on observe que T_{O3KB} (ligne rouge) sous-estime grandement T_{O3} signifiant que l'unique section efficace adoptée par Kato et al. est trop élevée. Au contraire, T_{O3eff} affiche une large sur-estimation signifiant que la section efficace effective est trop faible. Ceci peut être expliqué par le fait que l'éclairement solaire est complètement absorbé aux très courtes longueurs d'onde, et de ce fait, devient moins important pour les sections efficaces de l'ozone. Dans cet intervalle, la section efficace est grandement variable comme montrée dans la figure 3.6. Puisque k_{eff} est la valeur optimale réduisant autant que possible, les écarts entre T_{O3eff} et T_{O3}, on peut conclure qu'une valeur unique de section efficace de l'ozone ne peut pas représenter l'absorption dans tout l'intervalle KB # 3 avec une précision satisfaisante.

Dans KB # 4, on observe que T_{O3KB} (ligne rouge) sous-estime notablement T_{O3}, ce qui signifie que l'unique section efficace adoptée par Kato et al. (1999) est trop élevée. T_{O3eff} est plus proche de T_{O3} que T_{O3KB}, mais présente une surestimation lorsque $T_{O3} \geq 0,47$



(a) KB # 3 [283, 307] nm.

(b) KB # 4 [307, 328] nm.

FIGURE 3.7 – Corrélogramme entre T_{O3}, T_{O3KB} (ligne rouge) et T_{O3eff} (ligne bleue).

et une sous-estimation lorsque $T_{O3} \leq 0,47$. Comme précédemment, on peut conclure qu'une valeur unique de section efficace de l'ozone ne peut pas représenter avec précision l'absorption sur toute la bande KB # 4.

3.5.2 Nouvelle paramétrisation de la transmissivité due à l'absorption de l'ozone

La nouvelle paramétrisation T_{O3new} pour estimer T_{O3} consiste à utiliser l'équation (3.9) avec n plus grand que 1 mais pas trop grand, afin de réduire le nombre de calculs sans perdre trop en précision. Dans cette partie, n définit le nombre de sous-intervalles $\delta\lambda_i$ inclus dans $\Delta\lambda$ pour lesquels les sections efficaces efficaces de l'ozone $k(g_j)$ et les poids w_j sont définis. Plus n est grand, plus le nombre de calculs est important et plus grande est la précision pour estimer T_{O3}. Une solution empirique est obtenue en posant n égal à 4 et en adoptant des poids égaux pour les sous-intervalles, pour les KB # 3 et # 4. Cela veut dire que l'équation (3.9) devient :

$$T(u) = \sum_{j=1}^{n=4} 0,25\, e^{-k_j u\,/\,\mu_0} \tag{3.24}$$

où k_j est la section efficace effective de l'ozone dans chacun des quatre sous-intervalles.

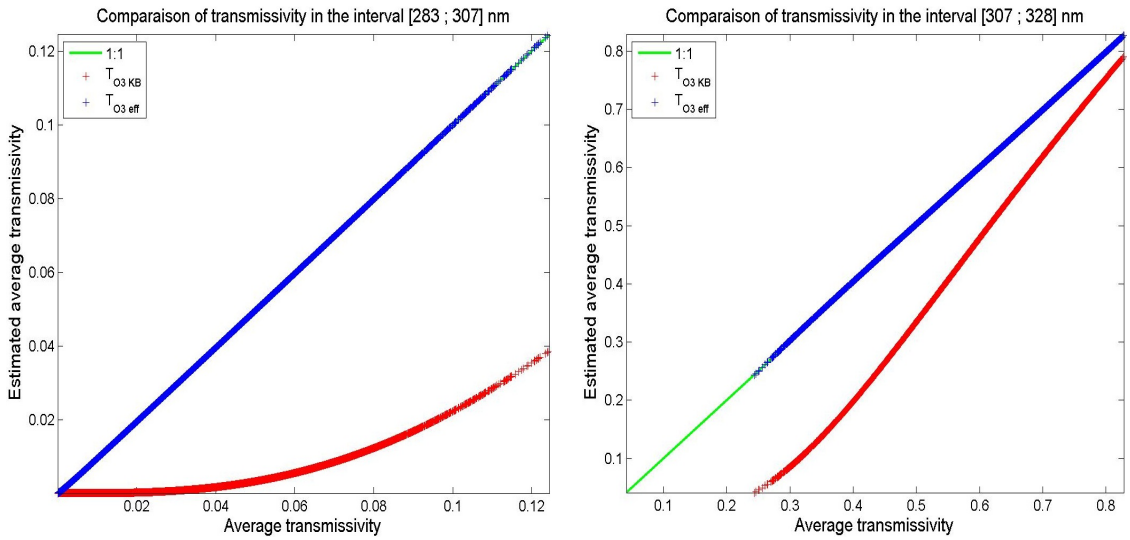
En utilisant un ensemble de 10000 couples (u, μ_0) pour estimer T_{O3}, sélectionnés aléatoirement comme précédemment, l'ensemble optimal des quatre k_j minimisant la différence entre T_{O3new} et T_{O3}, est obtenue par l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Le tableau 3.5 donne pour chaque KB, les sous-intervalles et les sections efficaces effectives correspon-

dantes d'absorption k_j et les poids w_j pour estimer T_{O3}. Une telle paramétrisation est définie une fois pour toutes, et appliquée quelques soient les conditions de ciel clair et nuageux.

TABLEAU 3.5 – Sous-intervalles, section efficace effective et poids dans chaque intervalle KB pour estimer T_{O3new}

Intervalle $\Delta\lambda$, nm	Sous-intervalles δ_i, nm	Section efficace effectif k_i (10^{-19} cm^2/molécule)	Poids w_j
KB #3 283 - 307	283 - 292	11,360	0,25
	292 - 294	8,551	0,25
	294 - 301	3,877	0,25
	301 - 307	1,775	0,25
KB #4 307 - 328	307 - 311	0,938	0,25
	311 - 321	0,350	0,25
	321 - 323	0,153	0,25
	323 - 328	0,076	0,25

Les transmissivités de référence T_{O3} et modélisée T_{O3new} sont calculées avec respectivement Eq. (3.9) et Eq. (3.24) au moyen d'un deuxième ensemble de 10000 couples (u, μ_0) choisis aléatoirement, et sont comparées les unes aux autres pour chaque KB (figure 3.8). La transmissivité T_{O3KB} est également indiquée sur la figure 3.8 (ligne rouge). La différence entre T_{O3KB} et T_{O3new} est frappante. Dans chaque KB, T_{O3new} est presque égale à T_{O3} dans tous les cas. Alors que la valeur moyenne pour T_{O3new} est respectivement de 0,0314 pour KB # 3 et 0,6360 pour KB # 4 pour cet ensemble de données, l'erreur maximale en valeur absolue de transmissivité est respectivement 0,0006 et 0,0041. Ces très faibles erreurs montrent le bénéfice de la paramétrisation proposée.



(a) KB # 3 [283, 307] nm.

(b) KB # 4 [307, 328] nm.

FIGURE 3.8 – Corrélogramme entre T_{O3}, T_{O3KB} (ligne rouge) et T_{O3new} (ligne bleue).

3.5.3 Mise en œuvre pratique dans un MTR : le cas de libRadtran

La nouvelle paramétrisation pour les bandes Kato # 3 et # 4 est utilisée dans la suite de la thèse dans le MTR libRadtran. Pour cela, il a fallu créer deux fichiers.

Le fichier *o3.dat* décrit les valeurs utiles à libRadtran pour représenter l'absorption d'ozone. Un en-tête de sept lignes décrit la signification des trois colonnes. La première colonne indique le numéro de l'intervalle spectral : KB # 1 à 32. La seconde correspond au nombre de points de quadrature dans chaque KB ; la valeur est de 1 dans les bandes UV. La troisième colonne peut être soit la valeur de l'unique section efficace de l'ozone dans la bande, exprimée en cm^2, soit -1 lorsque le nombre de points de quadrature est supérieur à 1. Dans ce dernier cas, libRadtran se réfère au fichier netcdf *cross_section.table._O3.noKB.cdf* où *noKB* est le numéro de la KB et le fichier contenant le poids, la section efficace effective d'absorption de l'ozone dépendante de la température et de la pression. Inclure la nouvelle paramétrisation nécessite deux actions. Tout d'abord, pour KB # 3 et # 4, définir la deuxième colonne à 4 et la troisième colonne à -1. Ensuite, créer deux fichiers netcdf nommés *cross_section.table._O3.03.cdf* et *cross_section.table._O3.04.cdf* comportant pour chaque intervalle les poids et sections efficaces effectives correspondantes indiquées dans le tableau 3.5. Le travail présenté ici a fait l'objet d'un article par Wandji Nyamsi *et al.* (2015a).

3.6 Conclusion

L'étude présentée démontre que la méthode k-distribution et l'approximation k-corrélés proposée par Kato *et al.* (1999) estiment avec précision l'éclairement à la surface du sol dans tout le spectre solaire sauf dans l'ultraviolet. L'étude est basée sur une pure validation numérique et est limitée aux bandes Kato # 3 à # 26. Dans leur approche, Kato *et al.* (1999) ont supposé que l'épaisseur optique due à la diffusion moléculaire, les propriétés optiques des aérosols, et l'absorption due à l'ozone dans chaque intervalle sont représentées par leurs estimations aux centres des intervalles.

Pour les intervalles spectraux de # 5 [328, 363] nm à # 18 [743, 791] nm et pour les éclairements direct et global, l'erreur moyenne et la racine de l'écart quadratique moyen sont inférieurs à 1,5 % de l'éclairement dans l'intervalle spectral correspondant sous les conditions de ciel clair. Pour les intervalles spectraux # 19 [791, 844] nm à 26 [1613, 1965] nm et dans la plupart des cas, les erreurs sont inférieures à 5 % de l'éclairement dans l'intervalle spectral correspondant pour les deux éclairements direct et global. Les erreurs relatives montrent une tendance à augmenter avec la longueur d'onde pour des

intervalles plus larges et peuvent atteindre 8 % et 7 % pour les éclairements global et direct en conditions de ciel clair. En général, les carrés des coefficients de corrélation sont supérieurs à 0,99, et on conclut que toute l'information contenue dans les calculs spectraux détaillés est expliquée par l'approche de Kato *et al.* (1999).

Le niveau de performance n'est pas aussi remarquable pour les intervalles spectraux # 3 [283, 307] nm et # 4 [307, 328] nm. L'éclairement est sous-estimé d'environ -90 % et -17 % en valeur relative. Les intervalles spectraux sont trop larges pour considérer une unique valeur du coefficient d'absorption, ou section efficace d'absorption, de l'ozone. Comme conséquence, l'approche originale de Kato *et al.* (1999) n'est pas directement utilisable pour l'éclairement ultraviolet.

Nous avons proposé une nouvelle paramétrisation pour améliorer les estimations dans les bandes Kato # 3 et # 4. Une évaluation de cette nouvelle paramétrisation par rapport aux calculs spectraux détaillés, montre qu'elle produit des estimations beaucoup plus précises que l'approche originale. Ceci offre la possibilité d'obtenir des estimations précises de l'éclairement spectral dans le domaine de l'ultraviolet, et notamment UV-A et UV-B. Cette paramétrisation a été introduite dans le MTR libRadtran et est utilisée dans les simulations numériques de l'éclairement au sol dans la suite de notre thèse.

Chapitre 4

Techniques numériques d'estimation de la distribution spectrale du rayonnement solaire

Sommaire

4.1 Techniques mathématiques exploitant les estimations de l'approche de Kato et al. (1999) 55

4.1.1 Technique de sommation pondérée 56

4.1.2 Une autre définition des poids γ_j 57

4.1.3 Technique de ré-échantillonnage 57

4.2 Validation numérique des techniques développées 64

4.2.1 Performance des techniques pour l'estimation des éclairements dans les bandes spectrales particulières UV et PAR 64

4.2.2 Performance de la technique de ré-échantillonnage pour l'estimation de la densité de flux de photons photosynthétiques (PPFD) et l'éclairement lumineux 66

4.3 Conclusion 66

Nous avons vu que l'approche de Kato *et al.* (1999) améliorée produit une description plutôt précise de la distribution spectrale sur 32 bandes spectrales. De manière générale, nous voulons produire des estimations dans n'importe quelle bande spectrale particulière. Peut-on trouver des techniques numériques permettant d'estimer l'éclairement dans n'importe quel intervalle spectral, voire une distribution spectrale fine sur l'ensemble du spectre, en partant d'une représentation discrète d'éclairements intégrés dans 32 bandes ?

Le domaine de définition pour une bande spectrale particulière ne coïncide généralement pas avec le groupement de deux ou plusieurs des 32 KB. Cette non-coïncidence est illustrée par la figure 4.1 pour deux bandes spectrales particulières : UV [280, 400] nm, et PAR [400, 700] nm. On peut observer de cette illustration que pour couvrir, par exemple, le domaine spectral du PAR, les KB allant de # 6 au # 16 sont nécessaires. Cependant, il existe un chevauchement au niveau des KB extrêmes # 6 et # 16. Quelle technique faut-il appliquer pour produire une estimation précise de l'éclairement PAR ? On pourrait, par exemple, associer des poids à chaque KB pour tenir compte des chevauchements afin d'effectuer une sommation discrète.

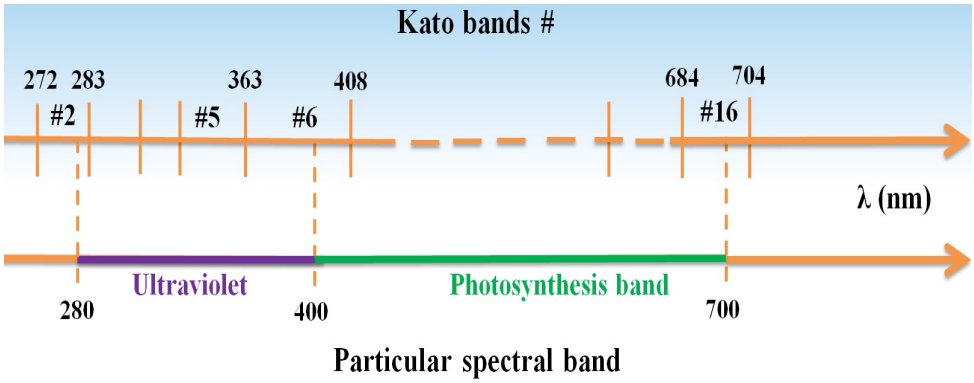


FIGURE 4.1 – Répartition spectrale des bandes Kato et des bandes spectrales UV et PAR.

D'autres grandeurs physiques liées à la distribution spectrale du rayonnement solaire sont par exemple, l'efficacité lumineuse pour la lumière du jour, la densité de photons photosynthétiquement actifs pour la photosynthèse des plantes (en anglais photosynthetic photon flux density, PPFD), ou encore la densité de courant pour les cellules photovoltaïques. Elles sont obtenues par multiplication de l'éclairement spectral solaire par une réponse spectrale.

La figure 4.2 montre les réponses spectrales normalisées associées à la phototsynthèse des plantes, l'oeil, la peau humaine et un type de cellule photovoltaïque. Elles peuvent être simples : fonction linéaire pour la photosynthèse des plantes, ou plus complexes, comme la réponse spectrale de la cellule photovoltaïque.

La réponse spectrale varie grandement en fonction de la longueur d'onde. Dans l'approche de Kato *et al.* (1999), une seule estimation d'éclairement est faite en moyenne

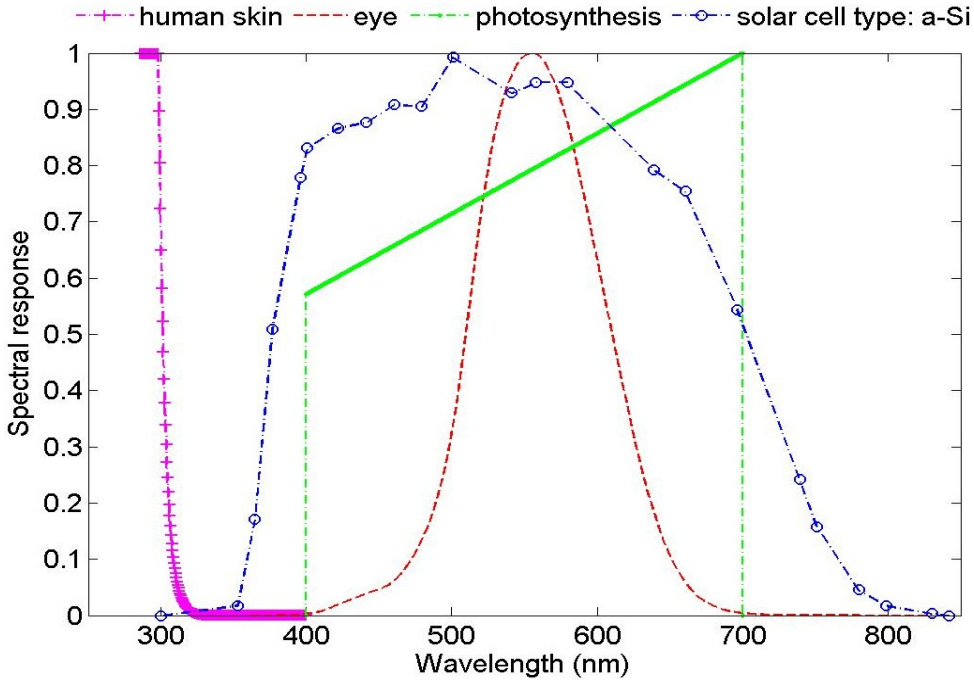


FIGURE 4.2 – Exemples de réponses spectrales : cellule photovoltaïque a-Si, œil, photosynthèse, peau humaine (CIE, 2; Kleissl, 2013; McKinlay *et al.*, 1987).

toutes les 30 nm, et intégrée sur ces 30 nm. Cette unique estimation est-elle suffisante pour y associer une réponse spectrale grandement variable avec la longueur d'onde ? Une réponse possible serait de développer une technique permettant d'obtenir des estimations à plus haute résolution spectrale par exemple tous les 1 nm. La multiplication avec une réponse spectrale quelconque deviendrait alors aisée.

C'est ainsi que dans ce chapitre, nous présentons deux principales techniques, chacune d'elles répondant à une des deux questions posées à savoir : est-il possible d'utiliser cette représentation discrète en 32 KB de la distribution spectrale pour estimer l'éclairement sur un intervalle quelconque ? et Est-il possible d'intégrer à la méthode, la réponse spectrale d'un instrument, d'un système, de l'oeil humain pour estimer l'éclairement "utilisable" par l'instrument, par le système ou par l'oeil humain ? Les deux techniques exploitent en entrées les estimations de l'approche de Kato *et al.* (1999) et permettent de produire des grandeurs physiques relatives à la distribution spectrale du rayonnement solaire dans n'importe quelle bande spectrale particulière. Dans la suite, nous évaluons numériquement leur performance par comparaison des estimations de référence faites par les calculs spectraux détaillés du MTR libRadtran.

La première technique répondant à la première question, sera destinée à l'estimation de l'éclairement UV et PAR. Elle consistera à ajuster les éclairements des KB concernés par le chevauchement de manière à estimer précisément l'éclairement UV. Nous l'appellerons technique de sommation pondérée.

La deuxième technique répondant à la deuxième question, permettra de produire plus

finement l'éclairement solaire, à 1 nm de résolution si possible, en exploitant toujours les estimations de l'approche de Kato *et al.* (1999). Nous l'appellerons technique de ré-échantillonnage de l'éclairement solaire. Il est clair qu'une telle technique offre la possibilité d'estimer l'éclairement dans n'importe quel intervalle donné, et donc de retrouver les résultats de la technique de sommation pondérée. Nous avons décidé d'étudier les deux techniques car leur usage opérationnel peut différer.

4.1 Techniques mathématiques exploitant les estimations de l'approche de Kato et al. (1999)

De manière générale, l'éclairement global dans une bande spectrale particulière (BSP) G_{bsp} est défini comme :

$$G_{bsp} = \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} G_\lambda \, d\lambda \tag{4.1}$$

où λ_{inf} et λ_{sup} sont respectivement les longueurs d'onde inférieure et supérieure définissant la bande spectrale particulière. Soit, B_{bsp} l'éclairement direct dans une BSP :

$$B_{bsp} = \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} B_\lambda \, d\lambda \tag{4.2}$$

L'éclairement global QG_{bsp} pour une BSP est :

$$QG_{bsp} = \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} G_\lambda \, RS_\lambda \, d\lambda \tag{4.3}$$

avec RS_λ, la réponse spectrale de la matière qui reçoit le rayonnement solaire, comme illustrée en figure 4.2. De même, l'éclairement direct QB_{bsp} pour une BSP est :

$$QB_{bsp} = \int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} B_\lambda \, RS_\lambda \, d\lambda \tag{4.4}$$

L'équation (4.3), respectivement (4.2), est équivalente à l'équation (4.1), respectivement (4.4), lorsque la réponse spectrale vaut l'unité. Nous avons omis la composante diffuse des estimations car elle s'obtient par différence entre l'éclairement global et l'éclairement direct.

L'intégrale de l'équation (4.3) peut être remplacée par une somme de Riemann sur des petits intervalles spectraux ou bandes $\delta\lambda$= 1 nm, plus tard appelés NB. Nous supposons que les propriétés optiques de l'atmosphère y sont quasiment constantes. Si G_{NB_j} et RS_{NB_j} dénotent respectivement l'éclairement global et la réponse spectrale moyenne dans la j^{ème}

NB, l'équation (4.3) devient :

$$QG_{bsp} = \sum_{j=1}^{n} G_{NB_j}\, RS_{NB_j} \tag{4.5}$$

où n représente le nombre d'intervalles $\delta\lambda$ se trouvant dans la bande spectrale particulière étudiée, . Cette réponse spectrale moyenne est estimée une fois pour toute et est indépendante de l'état atmosphérique. Une équation similaire peut aussi être posée pour l'éclairement direct.

4.1.1 Technique de sommation pondérée

Si k définit le nombre de KB couvrant le domaine spectral de la bande spectrale particulière, nous pouvons appliquer la somme de Riemann sur les k KB au lieu des n NB. Il y a par exemple, 11 KB pour le PAR et 6 KB pour l'ultraviolet. Certaines KB sont partiellement hors du domaine de la bande spectrale particulière. C'est par exemple, le cas des KB # 6 et # 16 pour le PAR (voir Fig 4.1). Pour tenir compte de la coïncidence partielle, une solution est d'associer à chaque KB une fonction poids γ_j, définie par exemple comme suit :

$$\gamma_j = \frac{\Delta\left[(KB_j) \cap (BSP)\right]}{\Delta KB_j} \tag{4.6}$$

Le tableau 4.1 donne pour l'ultraviolet, la lumière du jour et la bande liée à la photosynthèse des plantes, les poids γ_j associés à chaque KB pour effectuer la sommation pondérée.

Tableau 4.1 – Poids à associer à chaque estimation des KB pour la sommation pondérée dans les bandes spectrales particulières (BSP).

BSP intervalle (nm)	ultraviolet [280, 400]	lumière du jour [380, 780]	photosynthèse [400, 700]
Poids $\gamma_j =$	$\begin{cases} 1; \#4\, au\, \#5 \\ \frac{283-280}{283-272} = 0,27; \#3 \\ \frac{400-363}{408-363} = 0,82; \#6 \\ 0; ailleurs \end{cases}$	$\begin{cases} 1; \#7 au \#17 \\ \frac{408-380}{408-363} = 0,44; \#6 \\ \frac{780-743}{791-743} = 0,77; \#18 \\ 0; ailleurs \end{cases}$	$\begin{cases} 1; \#7\, au\, \#15 \\ \frac{408-400}{408-363} = 0,18; \#6 \\ \frac{700-684}{704-684} = 0,8; \#16 \\ 0; ailleurs \end{cases}$

Si c_1 et c_2 sont les numéros de KB extrêmes, l'éclairement global dans une bande spectrale particulière s'écrit comme :

$$QG_{bsp} = \sum_{j=c_1}^{c_2} \gamma_j\, G_{KB_j}\, RS_{KB_j} \tag{4.7}$$

avec G_{KB_j} est l'éclairement global et RS_{KB_j} la réponse spectrale moyenne pour KB_j. Une équation similaire est obtenue en éclairement direct.

4.1.2 Une autre définition des poids γ_j

La définition des poids γ_j précédemment présentée est fondée sur le recouvrement spectral. De manière peut-être plus réaliste, la pondération peut être définie en fonction de l'éclairement spectral au sommet de l'atmosphère. Dans ce cas, le poids est la proportion d'éclairement au sommet de l'atmosphère se trouvant dans la bande $(KB_j) \cap (BSP)$ par rapport à l'éclairement au sommet de l'atmosphère dans KB_j :

$$\gamma_j = \frac{Io_{(KB_j)\cap(BSP)}}{Io_{KB_j}} \tag{4.8}$$

Le tableau 4.2 présente les valeurs numériques des nouveaux poids. On peut observer que ces valeurs différent très peu, de 0,07 au maximum, des poids listés dans le tableau 4.1. Ces valeurs de γ_j sont utilisées dans l'équation (4.7) pour calculer l'éclairement global au sol QG_{bsp}.

Tableau 4.2 – Poids à associer à chaque éclairement des KB pour la sommation pondérée définie par rapport à la proportion de l'éclairement hors atmosphère.

BSP intervalle (nm)	ultraviolet [280, 400]	lumière du jour [380, 780]	photosynthèse [400, 700]
Poids $\gamma_j =$	$\begin{cases} 1; \#4\, au\, \#5 \\ 0,32; \#3 \\ 0,75; \#6 \\ 0; ailleurs \end{cases}$	$\begin{cases} 1;\ \#7\, au\, \#17 \\ 0,40;\ \#6 \\ 0,78;\ \#18 \\ 0;\ ailleurs \end{cases}$	$\begin{cases} 1;\ \#7\, au\, \#15 \\ 0,25;\ \#6 \\ 0,80;\ \#16 \\ 0;\ ailleurs \end{cases}$

Les deux définitions des fonctions poids aboutissent à des valeurs très proches. Ce n'est pas une surprise. En effet, les bandes Kato ont été définies de manière à ce que l'éclairement hors atmosphère soit assez constant à l'intérieur de chaque bande. Il s'ensuit que la pondération par recouvrement spectral est *de facto* proche de celle par proportion de l'éclairement hors atmosphère. On peut ainsi admettre à avoir des résultats très proches en ce qui concerne les éclairements au sol.

4.1.3 Technique de ré-échantillonnage

La largeur des bandes KB est supérieure à 30 nm, ce qui est grand pour effectuer des opérations avec des réponses spectrales telles que mentionnées en début de chapitre.

Nous nous proposons d'effectuer un ré-échantillonnage des KB en plusieurs petites bandes spectrales NB de largeur $\delta\lambda$=1 nm dans lesquelles les indices de clarté sont corrélées à celles des KB et ensuite utiliser ces indices de clarté dans une interpolation et extrapolation linéaire pour couvrir un domaine spectral donné. Nous nous limiterons dans ce qui suit à l'intervalle [283, 844] nm, qui couvre les bandes spectrales d'intérêt ici. Cet intervalle est l'union des bandes KB #3 à #19.

KT_{NB_j}, $KT^{dir}_{NB_j}$ et $I_{o_{NB_j}}$ dénotent respectivement l'indice de clarté, l'indice de clarté direct et l'éclairement au sommet de l'atmosphère sur un plan normal aux rayons solaires pour la j^{ème} NB_j :

$$KT_{NB_j} = \frac{G_{NB_j}}{I_{o_{NB_j}} \cos\theta_s} \tag{4.9}$$

$$KT^{dir}_{NB_j} = \frac{B_{NB_j}}{I_{o_{NB_j}}} \tag{4.10}$$

En introduisant les indices de clarté dans l'équation (4.5) pour l'éclairement global et direct, nous obtenons :

$$QG_{bsp} = \sum_{j=1}^{N} I_{oNB_j}\, KT_{NB_j}\, RS_{NB_j} \cos(\theta_s) \tag{4.11}$$

$$QB_{bsp} = \sum_{j=1}^{N} I_{oNB_j}\, KT^{dir}_{NB_j}\, RS_{NB_j} \tag{4.12}$$

Notre technique de ré-échantillonnage s'inspire de la publication de Navntoft *et al.* (2009) qui ont trouvé une relation affine entre l'éclairement global UV-A [315, 400] nm et l'éclairement global monochromatique à 380 nm, à l'aide de simulations réalisées avec le MTR Tropospheric Ultraviolet and Visible (TUV 4.1) :

$$G_{UV-A} = 72,5679\,(\pm 0.0066)\, G_{\lambda=380\,nm} - 0.0207\,(\pm 0.0116) \tag{4.13}$$

avec R^2=0,99 et pour 5970 états atmosphériques. Autrement dit, la variabilité de l'atténuation par l'atmosphère de l'éclairement dans une bande large (UV-A) est expliquée par la variabilité à une seule longueur d'onde ($\lambda = 380\,nm$) appartenant à cette bande large. Nous avons réalisé une étude similaire avec le MTR libRadtran et trouvé le même résultat. Nous avons également trouvé que d'autres longueurs d'onde telles que 362 nm, 354 nm, et 373 nm présenteraient des relations similaires, avec parfois une meilleure précision qu'à 380 nm quelque soit l'état atmosphérique.

Dans le cadre de notre étude, nous nous intéresserons à l'indice de clarté plutôt qu'à l'éclairement. Les bandes larges représentent ici les bandes KB. Nous établirons des modèles mathématiques qui sont des fonctions affines entre les indices de clarté des bandes

KB et les sous-bandes NB_j entièrement incluses dans les bandes KB correspondantes :

$$KT^{dir}_{NB_j} = \alpha_{Bj}\, KT^{dir}_i + \beta_{Bj} \tag{4.14}$$

$$KT_{NB_j} = \alpha_{Gj}\, KT_i + \beta_{Gj} \tag{4.15}$$

avec α_{Bj} et α_{Gj} représentant respectivement les pentes et β_{Bj} et β_{Gj} les ordonnées à l'origine obtenues des régressions linéaires entre les indices de clarté et les indices de clarté direct des KB et les NB incluses. Pour cela, nous avons construit 60000 états atmosphériques avec des tirages de type Monte Carlo (cf tableau 3.2). Les fonctions affines sont établies à partir des simulations numériques réalisées par le MTR libRadtran dont les entrées sont ces 60000 états atmosphériques.

Considérant qu'une bande KB à une largeur moyenne de 30 nm, il faudrait 30 sous-intervalles NB_j de 1 nm de largeur, en moyenne. Pour l'ensemble des 17 KB, il faudrait établir 30 x 17 = 510 fonctions affines. Le nombre de fonctions peut être réduit en utilisant une approche similaire à celle de Navntoft *et al.* (2009) c'est-à-dire chercher un NB qui permettrait de représenter la KB correspondante et pour chaque KB. La distribution spectrale de KT est calculée par interpolation ou extrapolation linéaire des KT connus aux NB choisis.

La sélection des fonctions affines, et donc des longueurs d'onde NB_j devant représenter une KB, est faite de manière empirique comme suit. Pour chaque KB, nous avons tracé le corrélogramme entre KT_{KB} et chaque KT_{NB_j} pour NB_j inclus dans KB pour les 60 000 états atmosphériques. La dispersion du nuage de points autour de la droite définie par moindre carrés est généralement faible. Nous désirons le plus petit nombre de fonctions. La sélection est faite de manière itérative. Nous avons sélectionné les 17 NB_j qui correspondent aux 17 KB. Puis, nous avons comparé le résultat de l'interpolation linéaire sur les 17 KT_{NB_j} à la courbe tous les nm, et ce pour quelques états atmosphériques arbitrairement choisis dans les 60 000 états atmosphériques. Nous avons visuellement détecté les zones où les différences étaient grandes et avons rajouté des NB_j dans ces zones pour mieux contraindre l'interpolation. Nous avons répété l'opération jusqu'à obtenir un résultat que nous avons jugé satisfaisant.

Le tableau 4.3 récapitule pour chaque KB, les sous-bandes NB sélectionnées, les pente et ordonnée à l'origine des fonctions affines sélectionnées pour estimer les indices de clarté et les indices de clarté directe suivant les equations (4.14) et (4.15). Ces fonctions affines sont établies une fois pour toutes, et seront utilisées ultérieurement pour n'importe quel état atmosphérique.

Nous remarquons que toutes les KB contiennent un unique sous-intervalle sauf les KBs # 5, 12, 14, 16, 17, 18, et 19 qui ont respectivement 2, 4, 3, 3, 5, 6, et 3 sous-intervalles.

Ces KB contiennent une grande variabilité de l'indice de clarté qui ne peut pas être captée par une unique sous-bande. L'analyse spectroscopique révèle dans ces bandes deux, voire plus, molécules absorbantes qui atténuent le rayonnement solaire. C'est le cas de la bande # 18 dans laquelle plusieurs espèces gazeuses absorbent le rayonnement. Dans les KB ayant un seul sous-intervalle, la diffusion moléculaire est le phénomène d'interaction le plus important.

Tableau 4.3 – Pente et ordonnée à l'origine sélectionnées pour le ré-échantillonnage

# KB	Intervalle	Sous-intervalle	Direct	normal	Global	
	$\Delta\lambda_i$	$\delta\lambda_j$	α_{Bj}	β_{Bj}	α_{Gj}	β_{Gj}
3	283 – 307	304 – 305	3,0852	0,0003	3,0900	0,0007
4	307 – 328	319 – 320	1,0886	-0,0007	1,1264	-0,0175
5	328 – 363	332 – 333	0,8992	-0,0103	1,0247	-0,0519
		345 – 346	1,0112	-0,0004	0,9946	0,0152
6	363 – 408	385 – 386	0,9987	-0,0023	1,003	-0,0032
7	408 – 452	430 – 431	1,0026	-0,0004	0,9995	0,0013
8	452 – 518	484 – 485	1,0034	0,0005	0,9979	0,0000
9	518 – 540	528 – 529	0,9998	-0,0005	1,0008	-0,0013
10	540 – 550	545 – 546	1,0001	0,0003	1,0003	-0,0003
11	550 – 567	558 – 559	1,0004	0,0004	0,9997	0,0012
		569 – 570	0,9960	-0,0119	1,0024	-0,0100
		586 – 587	1,0123	0,0064	0,9929	0,0267
12	567 – 605	589 – 590	0,9568	-0,0109	0,9804	-0,0434
		602 – 603	1,0150	0,0167	1,0051	0,0212
13	605 – 625	615 – 616	1,0004	0,0009	0,9977	0,0033
		625 – 626	1,0104	-0,0174	1,0622	-0,0551
14	625 – 667	644 – 645	1,0072	0,0029	0,996	0,0154
		656 – 657	0,9915	0,0068	0,9698	0,0205
15	667 – 684	675 – 676	1,0006	0,0007	0,9978	0,0036
		685 – 686	1,0473	0,0212	0,9681	0,1036
16	684 – 704	687 – 688	0,9602	-0,0130	1,0041	-0,0531
		694 – 695	0,9828	-0,0153	1,0323	-0,0642
		715 – 716	1,0262	0,0121	0,9771	0,0596
		719 – 720	0,899	-0,0704	1,1197	-0,2733
17	704 – 743	722 – 723	1,0049	-0,0118	1,0457	-0,0491
		724 – 725	0,9484	-0,0478	1,1046	-0,1921
		736 – 737	1,0156	0,0212	0,9663	0,0626
		744 – 745	1,0629	-0,0036	1,0401	0,0262
		757 – 758	1,0622	0,0096	1,0169	0,0580
		760 – 761	0,4914	-0,0805	0,7613	-0,3480
18	743 – 791	769 – 770	1,0459	0,0137	0,9975	0,0598
		784 – 785	1,0492	0,0300	0,9688	0,1032
		790 – 791	1,0158	0,0078	1,0135	0,0008
		794 – 795	1,029	0,0205	0,9169	0,1316
19	791 – 844	802 – 803	1,0152	0,0068	0,9662	0,0558
		806 – 807	1,0247	0,0284	0,9085	0,1406

Le tableau 4.3 pourrait être intégré dans les modèles de transfert radiatifs (libRadtran et DAK), SPECMAGIC ou algorithmes simplifiés (Mueller *et al.*, 2012) basés sur l'approche de Kato *et al.* (1999) pour leur permettre de produire une distribution spectrale de l'éclairement solaire avec une grande résolution spectrale. Au-delà des bornes extrêmes

des fonctions choisies : 304 nm et 807 nm, une extrapolation doit être faite. Elle peut alors produire des valeurs négatives qu'il conviendra de mettre à 0. Il serait possible de reproduire une étude similaire mais étendue à d'autres intervalles, par exemple, les KB #20 et au-delà, ce qui, en étendant le tableau 4.3, remplacerait certaines extrapolations par des interpolations.

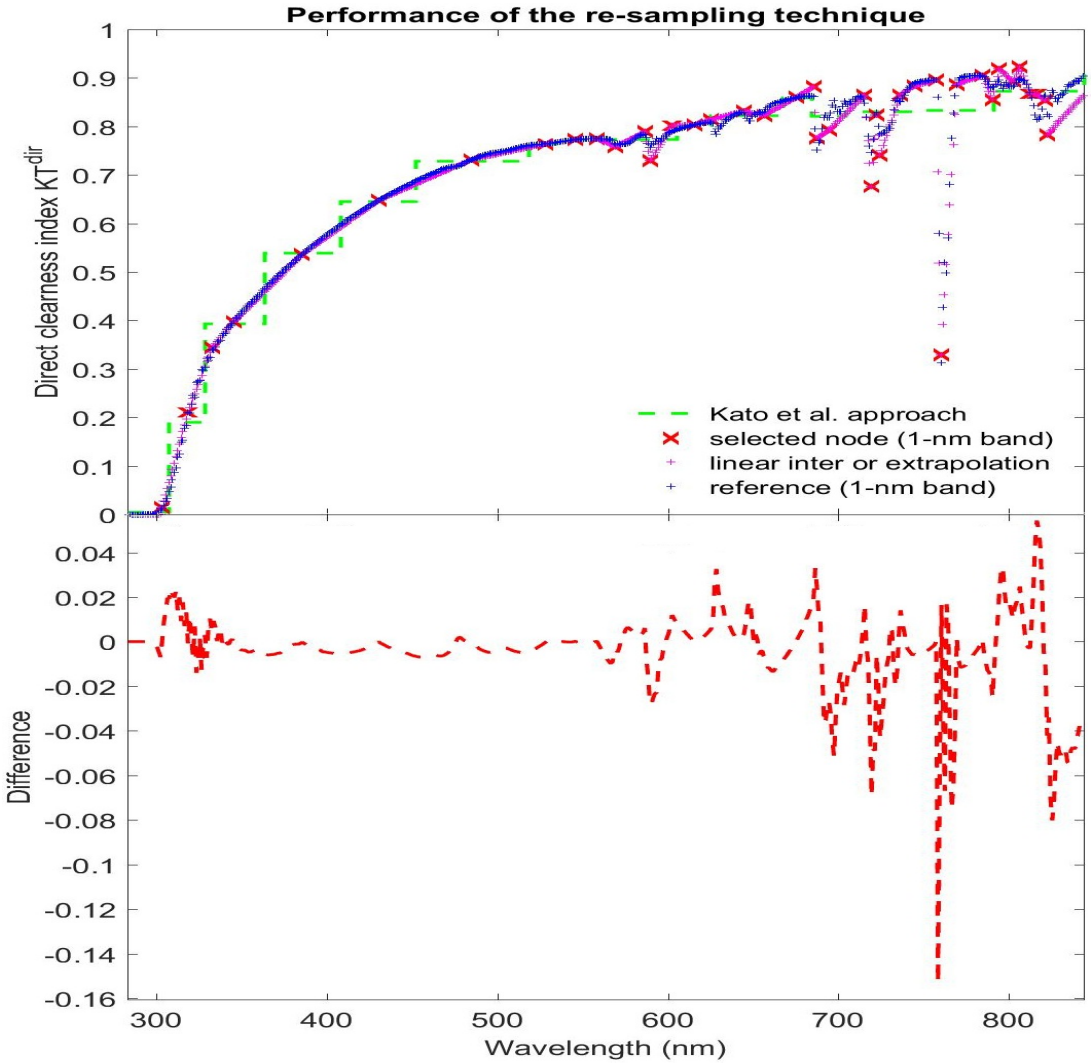


FIGURE 4.3 – Comparaison entre l'indice de clarté direct de la technique de ré-échantillonnage et celle obtenue par le calcul détaillé avec libRadtran, considérée comme référence.

La figure 4.3 est un exemple de l'application de la technique de ré-échantillonnage pour l'indice de clarté direct pour l'intervalle spectral [283, 844] nm. L'état atmosphérique est ici constitué d'un profil atmosphérique $afglus$, θ_s=60°, du modèle d'aérosol urbain, d'un contenu total de vapeur d'eau de 67 kg m^{-2}, d'un contenu en ozone de 324 DU, ρ_g=0,3, d'une épaisseur optique des aérosols à 550 nm de 0,27, d'un exposant d'Angstrom 1,3 et d'une altitude de 0 km.

Dans le graphe du haut, l'indice de clarté direct de l'approche de Kato *et al.* (1999) est représentée en tiretés verts. Les croix rouges représentent l'indice de clarté direct calculé

par l'équation (4.14) pour les longueurs d'onde sélectionnées (cf. tableau 4.3). Ces croix rouges servent de support aux interpolations et extrapolations qui permettent d'obtenir une distribution spectrale, représentée par des symboles roses. Nous pouvons observer qu'elle se juxtapose à la distribution spectrale calculée de manière détaillée (référence).

Le graphe du bas donne les écarts de transmisivités directes entre la technique de ré-échantillonnage et la référence. Les différences varient en fonction de la région spectrale. Nous pouvons conclure que la technique de ré-échantillonnage produit de bons résultats dans ce cas de manière générale. Autour de 300 nm, une surestimation par la technique de ré-échantillonnage est observée, avec un écart maximum de 0,02. On remarque une très bonne performance entre 320 et 700 nm. Les écarts deviennent notables au-delà de 700 nm où il y a une forte variabilité spectrale de l'indice de clarté direct due à la présence de plusieurs molécules absorbantes, avec un écart maximum autour de 760 nm. C'est une zone à forte absorption moléculaire due à l'oxygène, pour laquelle la fonction affine choisie présente un faible coefficient de détermination de 0,76. La dispersion du nuage de points obtenu est large et le RMSE est de 26 % relativement à la valeur moyenne de l'indice de clarté direct.

La figure 4.4 présente le même cas que la figure 4.3 mais pour l'indice de clarté. Cette dernière est supérieure à l'indice de clarté direct, mais les courbes ont la même allure. Les écarts notables pour l'indice de clarté se trouvent dans les mêmes régions spectrales que ceux pour l'indice de clarté direct, avec généralement une plus grande amplitude.

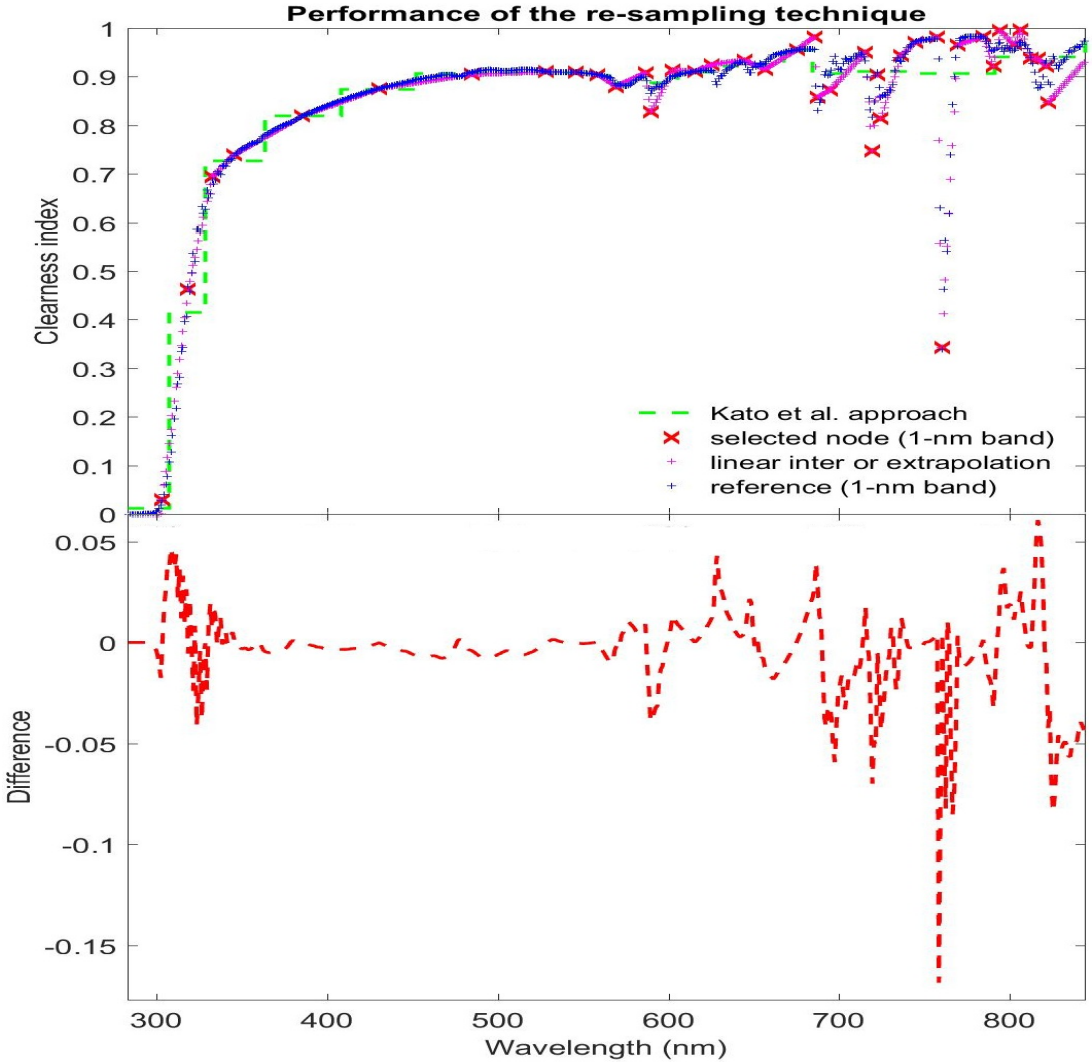


FIGURE 4.4 – Comparaison entre l'indice de clarté de la technique de ré-échantillonnage et celle obtenue par le calcul détaillé avec libRadtran, considérée comme référence.

4.2 Validation numérique des techniques développées

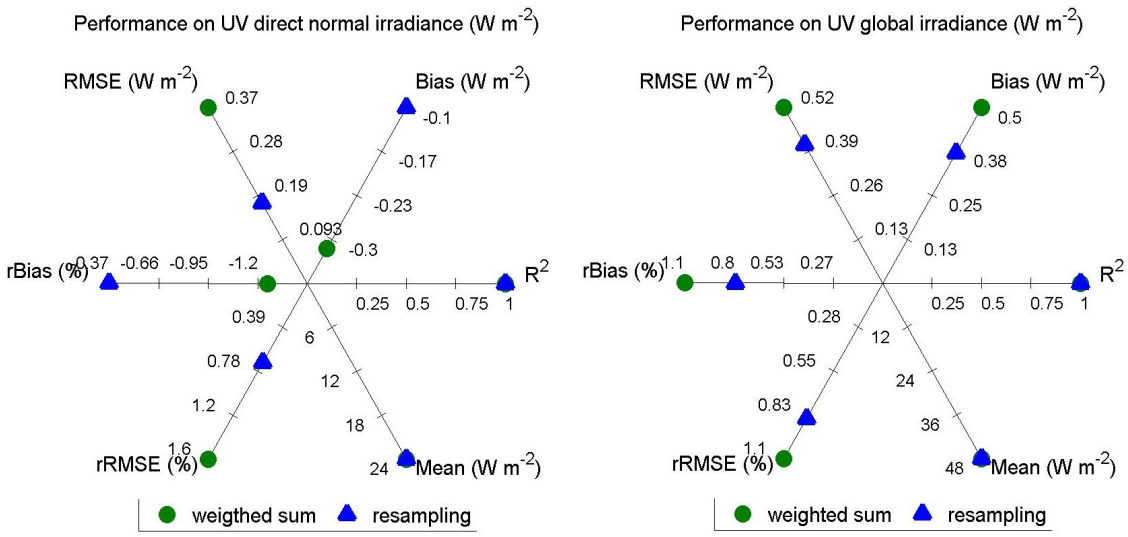
Cette partie présente la validation numérique des deux techniques d'estimation développées par rapport au calcul détaillé. Un nouvel échantillon de 15 000 états atmosphériques a été obtenu par tirages aléatoires. Les écarts : modèle - référence, ont été calculés et synthétisés par des quantités statistiques pour les éclairements direct et global. Les lois uniformes ont été affectées à l'angle zénithal et l'albédo du sol suivant leurs bornes respectives [0 ; 90°] et [0 ; 1]. Les erreurs produites par les deux méthodes par comparaison avec les calculs détaillés de référence de libRadtran sont présentées sous forme de diagrammes radar.

4.2.1 Performance des techniques pour l'estimation des éclairements dans les bandes spectrales particulières UV et PAR

La figure 4.5 est un diagramme radar des performances des deux techniques proposées sur l'éclairement direct normal et global dans la bande spectrale particulière ultraviolet. On remarque pour l'éclairement direct normal UV dont la moyenne est de 24,0 W m^{-2} (figure 4.5a), que les bias et les RMSE sont de -0,1 W m^{-2} (-0,4 %) et 0,2 W m^{-2} (0,7 %) pour le ré-échantillonnage et -0,3 W m^{-2} (-1,3 %) et 0,4 W m^{-2} (1,5 %) pour la sommation pondérée. Les deux techniques possèdent un coefficient de détermination supérieur à 0,99. Ce qui veut dire plus de 99 % de l'information contenue dans les estimations de référence est expliquée par les deux techniques. En général, les deux techniques proposent de très bonnes performances. La bonne performance peut s'expliquer partiellement par la grande précision des estimations de l'approche de Kato *et al.* (1999). La précision des régressions linéaires établies contribue en partie à la bonne performance de la technique de ré-échantillonnage.

On remarque que pour l'éclairement global UV de moyenne de 47,7 W m^{-2} (figure 4.5b), les biais et les RMSE sont de +0,4 W m^{-2} (+0,8 %) et 0,4 W m^{-2} (0,8 %) pour le ré-échantillonnage et +0,5 W m^{-2} (+1,0 %) et 0,5 W m^{-2} (1,1 %) pour la sommation pondérée. Comme pour l'éclairement direct normal, les deux techniques possèdent un coefficient de détermination supérieure à 0,99. On peut donc en conclure que les techniques développées réussissent à estimer avec grande précision les éclairements direct normal et global en UV.

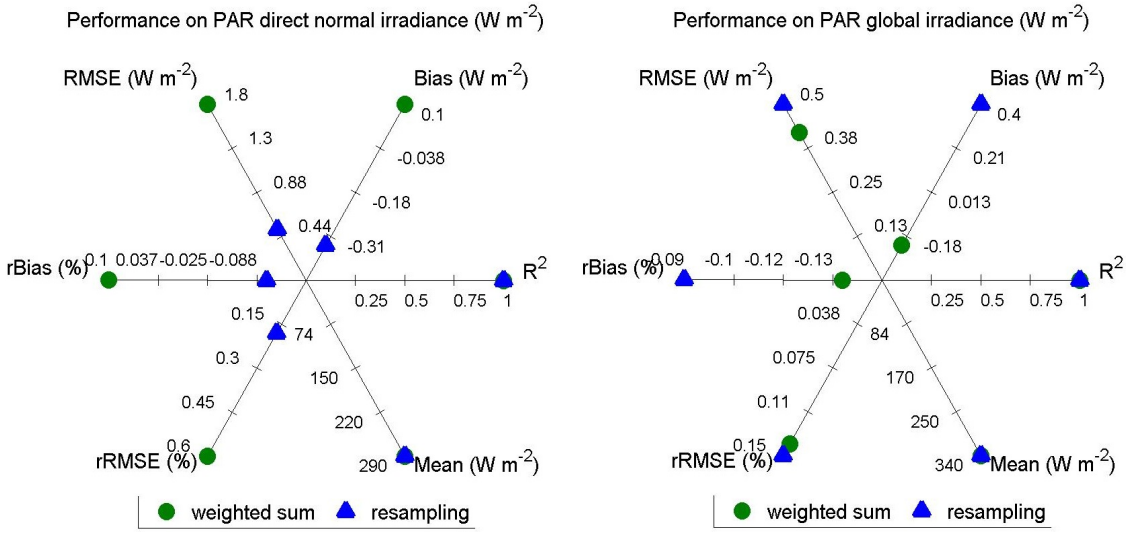
La validation numérique a aussi été effectuée pour l'éclairement PAR. Les erreurs obtenues sont synthétisées dans la figure 4.6. Pour l'éclairement direct, respectivement global, les erreurs sont inférieures à 1 W m^{-2} en valeur absolue pour des valeurs moyennes de 290 W m^{-2} pour l'éclairement direct et 340 W m^{-2} pour l'éclairement global. De même, les écart-types atteignent une valeur maximale de 2 W m^{-2}. Que ce soit pour l'éclairement



(a) Eclairement direct normal (b) Eclairement global horizontal

FIGURE 4.5 – Performance des deux techniques numériques pour l'estimation de l'éclairement ultraviolet.

direct ou l'éclairement global, les erreurs relatives sont inférieures à 0,5 % en valeur absolue et les RMSE sont inférieurs à 0,6 % de la valeur moyenne de l'éclairement. En général, il y a une très bonne performance des deux techniques d'estimation.

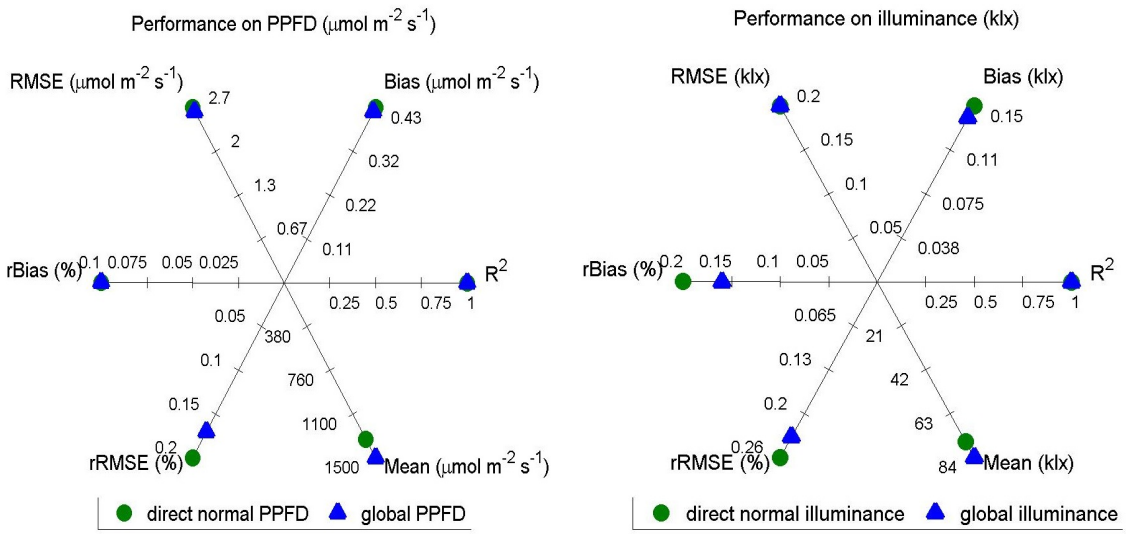


(a) Eclairement direct normal (b) Eclairement global horizontal

FIGURE 4.6 – Performance des deux techniques numériques pour l'estimation de l'éclairement photosynthétiquement actif.

4.2.2 Performance de la technique de ré-échantillonnage pour l'estimation de la densité de flux de photons photosynthétiques (PPFD) et l'éclairement lumineux

La figure 4.7 présente les indicateurs statistiques pour la densité de flux de photons photosynthétiques et l'illuminance. Que ce soit pour le PPFD global ou direct, le niveau de performance est appréciable. En PPFD global, le biais est +0,42 μmol m^{-2} s^{-1}, soit +0,1 % de la valeur moyenne de référence, traduisant une très faible surestimation de la technique. La même surestimation : 0,4 μmol m^{-2} s^{-1}(0,1 %), est observée pour le PPFD direct. Les RMSE sont d'environ 2,5 μmol m^{-2} s^{-1}. Dans les deux cas, le coefficient de détermination est plus grand que 0,99, signifiant que la technique reproduit la variabilité des estimations de référence. Pour l'illuminance, les performances de la technique de ré-échantillonnage sont aussi remarquables avec des biais et RMSE moindres que 0,3 % de la valeur moyenne.



(a) densité de flux de photons photosynthetiques

(b) illuminance

FIGURE 4.7 – Performance du ré-échantillonnage pour l'estimation de l'éclairement pondéré par les réponses spectrales des plantes (à gauche) et de l'œil (à droite).

Le travail présenté ici a fait l'objet d'un article par Wandji Nyamsi *et al.* (2015b) appliquée uniquement à l'estimation de l'éclairement de la photsynthèse des plantes.

4.3 Conclusion

Ce chapitre a présenté deux techniques mathématiques qui exploitent les estimations de l'approche de Kato et al. (1999) pour calculer des éclairements dans des bandes spectrales

particulières. Les deux affichent quasiment les mêmes et très bons niveaux de performances sur l'UV et le PAR.

D'un point de vue pratique, la technique de ré-échantillonnage demande plus d'efforts en calcul numériques que la technique de sommation pondérée. Mais pour des éclairements et autres grandeurs physiques dépendant de la réponse spectrale, la technique de ré-échantillonnage est plus adaptée à cause de sa représentation plus fine de la distribution spectrale de l'éclairement solaire.

Chapitre 5

Méthode d'estimation de la distribution spectrale et validation expérimentale

Sommaire

5.1 La méthode d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire 70

5.1.1 Source des variables d'entrée en ciel clair 70

5.1.2 Représentation schématique de la chaîne opérationnelle 72

5.2 Protocole de validation 72

5.3 Validation expérimentale de l'éclairement pour la photosynthèse des plantes 74

5.4 Validation expérimentale de l'éclairement de la lumière du jour 77

5.5 Validation expérimentale de l'éclairement ultraviolet 79

5.6 Conclusion 85

Dans ce chapitre, nous présentons ce que pourrait être une méthode automatique d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire en conditions de ciel clair, sans pour autant en réaliser une version opérationnelle, ce qui dépasserait le cadre de la thèse. Le but principal de ce chapitre est d'effectuer des comparaisons entre les résultats issus d'un prototype de la méthode et des mesures au sol de quelques stations sur les grandeurs physiques spectrales disponibles.

5.1 La méthode d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire

5.1.1 Source des variables d'entrée en ciel clair

La méthode prend en entrée l'ensemble des variables retenues en conclusion du chapitre 2, soit : l'angle solaire zénithal, l'altitude du lieu, le type de profil atmosphérique, l'albédo du sol, le contenu total en vapeur d'eau, le contenu total en ozone, l'épaisseur optique des aérosols à 550 nm, l'exposant d'Angström et le type d'aérosol. Les variables astronomiques sont connues à tout instant ; c'est le cas par exemple, de l'angle solaire zénithal calculé par l'algorithme SG2 de Blanc et Wald (2012). D'autres variables sont connues à des instants discrets avec une certaine résolution temporelle en fonction des capacités actuelles des satellites météorologiques et des modèles numériques météorologiques.

Plusieurs variables d'entrée sont en fait les mêmes que celles du modèle McClear d'estimation de l'éclairement total en ciel clair de Lefèvre *et al.* (2013). Certaines proviennent de la base de données des projets européens MACC (Monitoring Atmosphere Composition and Climate), qui est en fait composée d'analyses météorologiques. Par contre, l'albedo du sol utilisé dans McClear ne peut pas être utilisé tel que car il s'agit d'un albédo total qui ne représente pas la dépendance spectrale de l'albédo qui est généralement marquée.

Albédo du sol

La figure 5.1 affiche la variation spectrale de l'albédo en fonction du type de sol. On peut y noter que la variation de l'albédo est supérieure à 0,1 sur l'étendue spectrale représentée, c'est-à-dire qu'il est important de bien connaître la distribution spectrale de l'albédo. Dans le domaine de l'ultraviolet, l'albédo de la neige fraîche est supérieur à 0,6 et augmente considérablement avec l'épaisseur de la neige. Pour des sols couverts d'herbe, l'albédo est généralement inférieur à 0,01 dans les domaines spectraux de l'ultraviolet et de la photosynthèse des plantes.

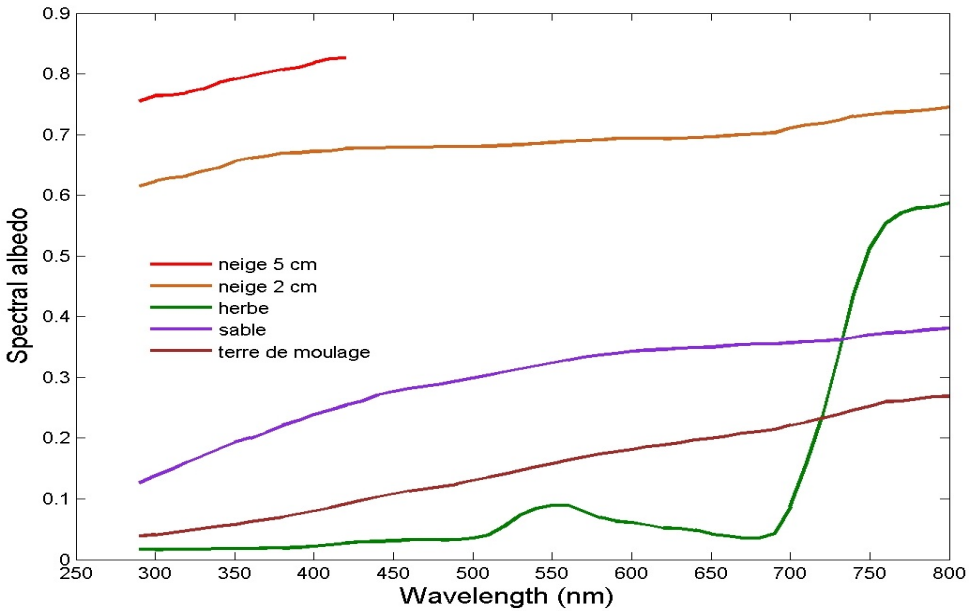


FIGURE 5.1 – Variation spectrale de l'albédo pour différents types de sol (Feister et Grewe, 1995).

L'albédo du sol $\rho_{g_{bsp}}$ pour une bande spectrale particulière est défini par :

$$\rho_{g_{bsp}} = \frac{\int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} \rho_{g\lambda} \, I_\lambda \, d\lambda}{\int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} I_\lambda \, d\lambda} \tag{5.1}$$

où λ_{inf} et λ_{sup} sont respectivement les longueurs d'onde inférieure et supérieure de la bande spectrale particulière, I_λ l'éclairement global spectral pour la longueur d'onde λ et $\rho_{g\lambda}$ l'albédo monochromatique du sol. Les mesures d'albédo monochromatique du sol en tout lieu et tout instant sont difficiles à obtenir, et encore plus dans un mode opérationnel. Une solution approchée est d'exploiter l'albédo total déjà disponible de manière opérationnelle, comme celui utilisé dans McClear et dérivé des données de MOD43C1 et MOD43C2 de MODIS (Lefèvre *et al.* (2013)).

Pour la photosynthèse des plantes, l'albédo effectif est appelé PAR-albédo. Lorsque le PAR-albédo est inconnu, il peut être estimé en multipliant l'albédo total par 0,47 (Bosch *et al.* (2009)). Ce coefficient est une valeur moyenne estimée en tenant compte d'une large diversité de type de sol. Cette approximation sera aussi utilisée pour l'albédo effectif de la lumière du jour. Pour l'ultraviolet, l'albédo effectif est appelé UV-albédo. Nous ferons une approximation de premier ordre en supposant que l'UV-albédo est égal à l'albédo total du sol.

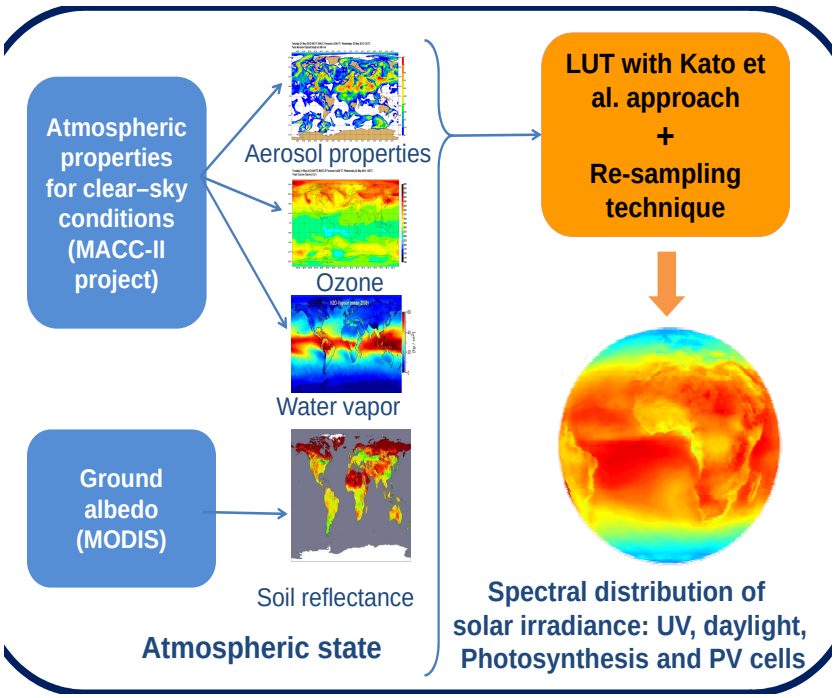


FIGURE 5.2 – Aperçu de l'exécution de la chaîne opérationnelle de la méthode.

5.1.2 Représentation schématique de la chaîne opérationnelle

La figure 5.2 est une représentation schématique de la chaîne opérationnelle mettant en oeuvre la méthode. A gauche, sont définies les différentes sources pour les variables décrivant l'état atmosphérique. A droite, des abaques ont été pré-calculés pour chacune des 32 KB, de la même manière que les abaques pré-calculés de McClear pour les éclairements totaux. Ces abaques comportent des noeuds, c'est-à-dire des vecteurs d'entrées du MTR libRadtran, pour lesquels ont été calculés les indices de clarté global et direct. Des interpolations entre ces noeuds permettent de calculer les indices de clarté pour n'importe quel vecteur d'entrées, et donc, les 32 éclairements solaires, global et direct, dans les bandes KB. On appliquera la technique de ré-échantillonnage à ces 32 estimations pour obtenir les estimations des grandeurs physiques dans les bandes spectrales particulières. Au final, des cartes d'éclairements pourraient être proposées aux utilisateurs.

5.2 Protocole de validation

Les stations de mesure sélectionnées pour la validation de ce prototype, sont reconnues pour leur qualité, et appartiennent aux réseaux des Etats-Unis SRRL (*Solar Radiation Research Laboratory*), SURFRAD (*SURFace RADiation*), et *NSF polar programs UV monitoring network*, ainsi qu'à l'institut météorologique finlandais (FMI). Les stations

représentent une variété de climats et terrains et fournissent des mesures en éclairement global horizontal dans l'ultraviolet, la photosynthèse et la lumière du jour. Le tableau 5.1 présente le type de mesure, la période de mesure, et les coordonnées géographiques de chaque station.

La fréquence d'acquisition des mesures spectrales et leur durée d'intégration varient selon les stations. La fréquence et la durée sont de 1 min pour les stations des réseaux SRRL, SURFRAD. Pour les stations du réseau NSF, les instruments de mesure produisent en moyenne 4 spectres par heure. La durée d'acquisition est de 5 min pour la station Jokioinen et 3 min pour la station Sodankyla avec une fréquence d'acquisition d'une à deux mesures toutes les heures couvrant ainsi généralement le jour assez bien.

Tableau 5.1 – Description des stations et mesures expérimentales utilisées pour la validation

Type de mesure	Station (Abr.)	Source	Période	Lat.	Long.	Altitude (m)
PPFD global	Table Mountain (CO)	SRRL	2006-2013	39,74°N	105,18°O	1829
	Boulder (BO)	SURFRAD	2009-2013	40,12°N	105,23°O	1689
	Desert Rock (NV)	SURFRAD	2009-2013	36,62°N	116,02°O	1007
	Fort Peck (MT)	SURFRAD	2009-2013	48,31°N	105,10°O	634
éclairement global UV	Palmer (PA)	NSF	01/2005-09/2010	46,77°S	64,05°E	21
	Barrow (BAR)	NSF	01/2005-09/2010	71,32°N	156,68°O	8
	Sodankyla (SOD)	FMI	2007-2011	67,37°N	26,63°E	179
	Jokioinen (JOK)	FMI	2007-2008	60,82°N	23,50°E	104
	McMurdo (McM)	NSF	01/2005-02/2010	77,83°S	166,67°E	183

Nous nous intéressons aux mesures faites aux instants de ciel clair. Les mesures fournies par les stations du *NSF polar programs UV monitoring network* comprennent une étiquette indiquant si le ciel était clair ou non. Pour les autres stations, les éclairements totaux global, direct et diffus et pression sont disponibles et peuvent être utilisés pour sélectionner des instants de ciel clair et les éclairements correspondants. Pour celà, nous avons suivi la démarche adoptée par Lefèvre *et al.* (2013). Tout d'abord, seules les mesures qui obéissent aux contraintes suivantes sont considérées de bonne qualité et ont été retenues (Roesch *et al.* (2011)) :

$$1,08 \geq \frac{(B+D)}{G} \geq 0,92\,,\theta_s \leq 75^o \tag{5.2}$$

$$1,15 \geq \frac{(B+D)}{G} \geq 0,85\,,\theta_s > 75^o \tag{5.3}$$

où G,B et D sont respectivement les éclairements global,direct et diffus sur le plan horizontal.

Deux filtres ont été ensuite appliqués sur les données restantes afin de ne garder que des mesures faites par ciel clair. Le premier filtre est une contrainte sur la quantité d'éclairement diffus par rapport à l'éclairement global. Seuls les instants pour lesquels $\frac{D}{G} < 0,3$ ont été retenus. Le second filtre analyse la variabilité temporelle des mesures retenues après le

premier filtre. On ne conserve que les périodes possédant suffisamment de mesures ayant passé le premier filtre. Un instant donné t, exprimé en minutes, a été maintenu seulement si au moins 30% des observations de 1 min dans les deux intervalles [-90+t, t] et [t, t+90] ont été retenus après le premier filtre. Ensuite, un indice de clarté corrigé, KT' (Ineichen et Perez, 1999) est calculé pour cet instant :

$$KT' = \frac{KT}{1,031\, exp\,(\frac{-1,4}{0,9+\frac{9,4}{m}}) + 0,1}; \tag{5.4}$$

avec m la masse d'air, fonction de l'angle solaire zénithal (θ_s en radians), et définie par la relation de Kasten et Young (1989).

$$m = \frac{P}{\cos(\theta_s) + 0,50572(\theta_s + 6,07995)^{-1,6364}} \tag{5.5}$$

où P est le rapport entre la pression de l'atmosphère au niveau du site d'étude et celle au niveau de la mer. Un instant a été considéré clair si l'écart type de KT' dans l'intervalle [t-90, t+90] était inférieur à un seuil, défini de manière empirique à 0,02. Seuls ces instants de ciel clair ont été retenus pour la validation.

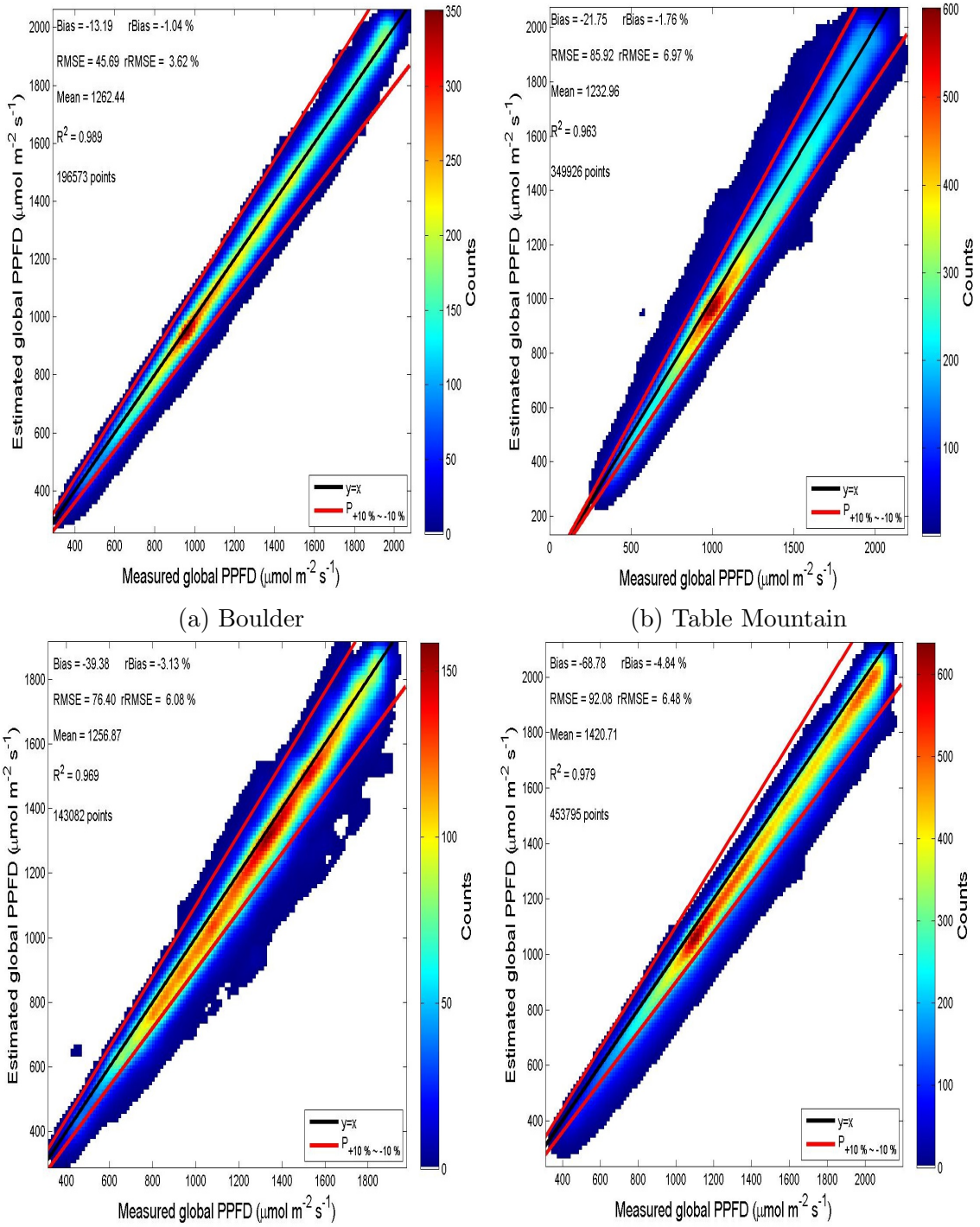
5.3 Validation expérimentale de l'éclairement pour la photosynthèse des plantes

La performance de la méthode est évaluée par des indicateurs statistiques de comparaison. Nous avons calculé les écarts : estimation faite par la méthode moins valeur mesurée par les instruments, pour chaque instant. Les indicateurs synthétisent ces écarts. Les données ont été divisées en sous-ensembles d'angle solaire zénithal afin de voir la dépendance des performances à ce dernier. Une analyse supplémentaire a été faite sur la dépendance de la performance à l'année et au mois.

Les quatre stations étudiées pour l'éclairement relatif à la photosynthèse des plantes se trouvent toutes dans l'ouest des Etats-Unis d'Amérique. Ces sites sont tous en altitude, de 634 m à 1829 m. L'atmosphère y est souvent claire, avec une faible quantité d'aérosols et il n'y a pas de changement saisonnier de la végétation.

Chaque instrument de mesure utilisé dans chacune des stations est un détecteur quantique du type LI-COR. Selon le fabricant des instruments LI-COR, l'erreur totale est d'environ 8 % ($http://envsupport.licor.com/docs/Rad_Meas.pdf$).

La figure 5.3 montre pour chacune des quatre stations, l'histogramme bidimensionnel entre les mesures et les estimations de notre méthode en éclairement global photosynthétiquement actif (PPFD). Le tableau 5.2 présente les performances statistiques de la



(a) Boulder (b) Table Mountain

(c) Fort Peck (d) Desert Rock

FIGURE 5.3 – Performance de la méthode numérique pour l'estimation de l'éclairement global photosynthétiquement actif pour quatre stations aux Etats-Unis.

méthode numérique pour l'estimation de l'éclairement lié à la photosynthèse des plantes sur chacune des stations étudiées. La valeur moyenne mesurée, le biais et le RMSE sont donnés en μmol m^{-2} s^{-1}.

TABLEAU 5.2 – Indicateurs statistiques de comparaison donnant la performance de la méthode numérique dans l'estimation de l'éclairement relatif à la photosynthèse des plantes dans chacune des stations étudiées (les unités de biais, RMSE et valeur moyenne mesurée sont μmol m^{-2} s^{-1})

Station	Nombre d'échantillons	R^2	Valeur moyenne mesurée	Bias	RMSE	rBias (%)	rRMSE (%)
Boulder	196573	0,989	1262	-13,2	45,7	-1,0	3,6
Table Mountain	349926	0,963	1233	-21,7	85,9	-1,8	7,0
Fort Peck	143082	0,969	1257	-39,4	76,4	-3,1	6,1
Desert Rock	453795	0,979	1421	-68,8	92,1	-4,8	6,5

En général, la densité de points suit bien la droite y=x. Les carrés des coefficients de corrélation varient entre 0,96 et 0,99 signifiant que plus de 96 % de la variabilité temporelle de la mesure du PPFD, exprimée sous forme de variance, est reproduite par la méthode numérique. La méthode montre des différences systématiques ("bias" sur la figure) négatives, c'est-à-dire des sous-estimations. Ces biais varient entre -69 et -13 μmol m^{-2} s^{-1}, soit des biais relatifs entre -4,84 % et -1,04 % par rapport aux valeurs moyennes mesurées. Le RMSE relatif est compris entre 3,6 % et 7,0 %.

Les biais en valeurs absolues pour toutes les stations montrent une tendance à diminuer avec l'angle solaire zénithal. C'est le cas par exemple pour la station de Boulder (figure 5.4). Ceci est attribué au fait que l'éclairement diminue avec cet angle. Par contre, les biais relatifs montrent une tendance à augmenter avec l'angle solaire zénithal, ce qui s'explique par la relative constance du biais avec cet angle, alors que l'éclairement moyen diminue.

La méthode sous-estime faiblement le PPFD pour Boulder (figure 5.3a) et Table Mountain (figure 5.3b) ; la sous-estimation est plus prononcée à Fort Peck (figure 5.3c) et Desert Rock (figure 5.3d). Les performances pour Boulder et Table Mountain sont assez proches les unes des autres. Les répartitions des densités des points sont assez similaires, avec une densité maximale aux alentours de 900 μmol m^{-2} s^{-1}. Ceci peut être expliqué par le fait que les deux stations sont géographiquement très proches, en altitude, avec le même type de sol et de paysage, et sans doute les mêmes caractéristiques de l'atmosphère claire.

La plus grande dispersion du nuage de points est observée pour Fort Peck. Le coefficient de détermination y est le plus faible tout en restant très élevé : 0,96. La valeur moyenne à Desert Rock est beaucoup plus grande que pour les trois autres stations : 1421 μmol m^{-2} s^{-1} pour Desert Rock et environ 1250 μmol m^{-2} s^{-1} pour les autres. La sous-estimation y est la plus marquée : presque -5 %. Desert Rock présente également le RMSE le plus élevé : 92 μmol m^{-2} s^{-1}, soit environ 6 % de la valeur moyenne.

Nous avons tracé sur les histogrammes bidimensionnels, deux droites en rouge, qui re-

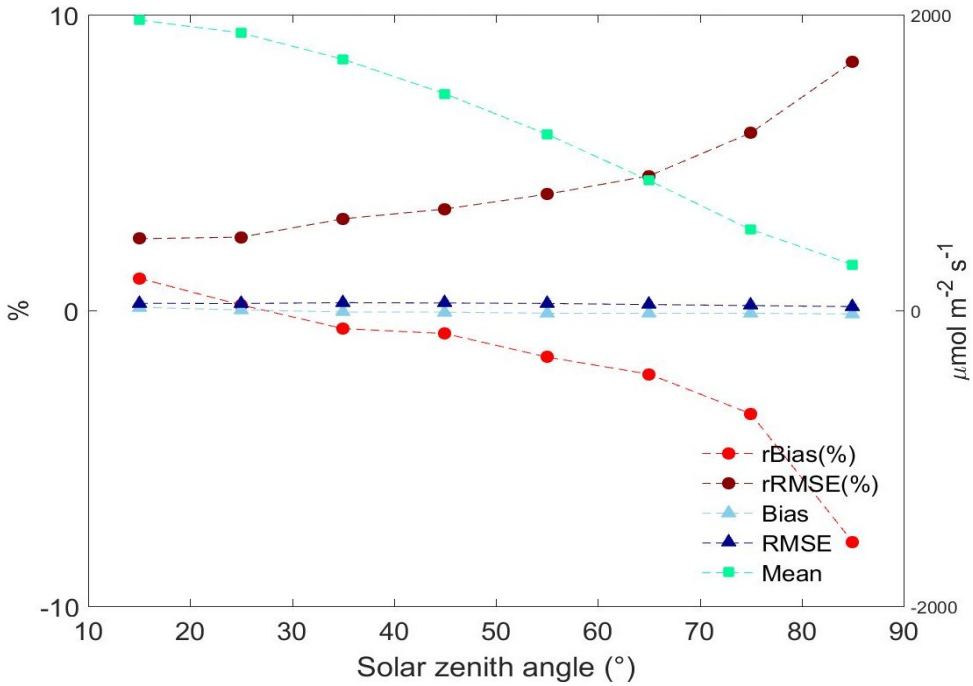


FIGURE 5.4 – Dépendance des indicateurs statistiques avec l'angle solaire zénithal pour la station de Boulder.

présentent les droites y=x ± 10 %. On observe que la grande majorité des points se trouve entre ces deux droites. Pour Desert Rock et Boulder, les sous-estimations inférieures à -10 % correspondent pour la plupart à la période hivernale où l'angle solaire zénithal est souvent plus grand que 70°. De telles sous-estimations sont très rares dans les autres périodes de l'année. Nous pouvons déduire de cette comparaison que notre méthode reproduit bien le PAR pour ces quatre stations.

Une partie des sous-estimations produites par la méthode peut être attribuée à l'approximation qui a été faite sur le PAR-albédo. En effet, dans la méthode, le PAR-albédo est estimé à partir de l'albédo total et un coefficient moyen de 0,47 tenant en compte de plusieurs types de sol. Par exemple, en période hivernale, lorsque le sol qui entoure l'instrument de mesure est recouvert de neige, le coefficient devrait être plus élevé, supérieur à 1. Ceci augmenterait la valeur du PAR-albédo entré dans la méthode, entraînant une augmentation de l'éclairement diffus et donc, du global, et par conséquent, une diminution de la sous-estimation.

5.4 Validation expérimentale de l'éclairement de la lumière du jour

Dans notre jeu de données, une seule station fournit des mesures d'éclairement pour la lumière du jour : celle de Table Mountain, déjà présentée. L'appareil de mesure installé

dans ce site est un LI-COR photometric sensor LI 210 faisant partie de la gamme des appareils LI-COR. Comme pour l'éclairement photosynthétiquement actif, l'erreur totale est approximativement de 8 %.

La figure 5.5 affiche la validation expérimentale de l'éclairement lumineux global versus les mesures au sol sous la forme d'un histogramme bidimensionnel et le tableau 5.3 présente les indicateurs statistiques.

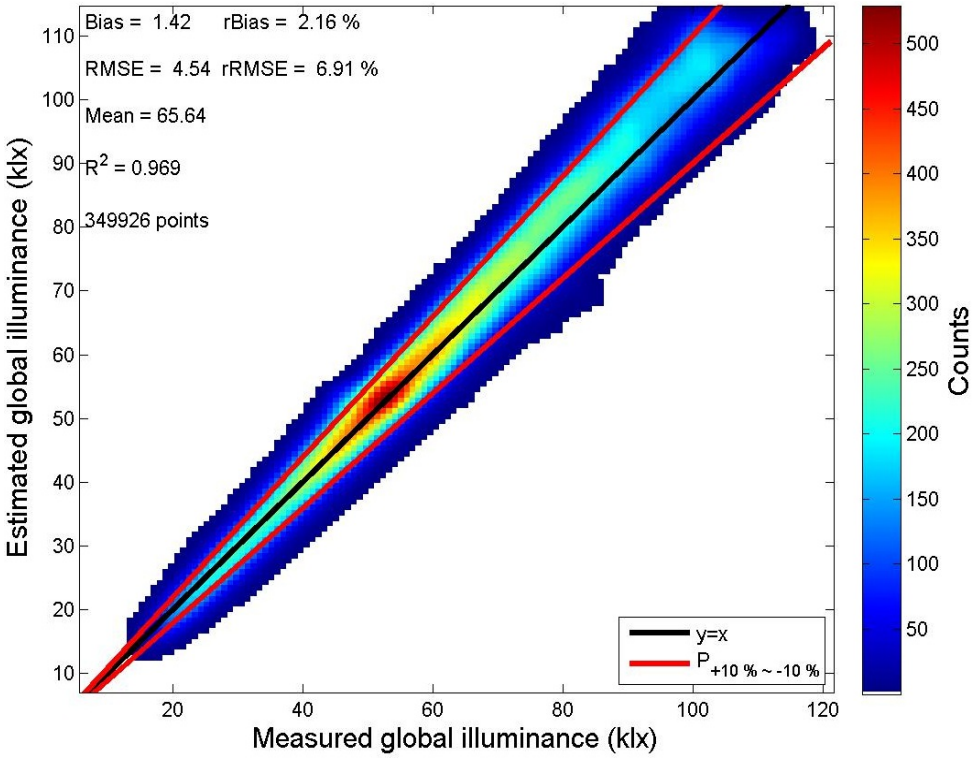


FIGURE 5.5 – Performance de la méthode numérique pour l'estimation de l'éclairement lumineux global pour Table Mountain.

TABLEAU 5.3 – Indicateurs statistiques de comparaison donnant la performance de la méthode numérique dans l'estimation de l'éclairement de la lumière du jour pour la station de Table Mountain

Station	Nombre d'échantillons	R^2	Valeur moyenne mesurée (klx)	Bias (klx)	RMSE (klx)	rBias (%)	rRMSE (%)
Table Mountain	349926	0,969	65,6	1,4	4,5	2,2	6,9

On observe sur la figure 5.5 une grande concentration de points suivant la droite 1 :1. Le biais est positif et faible : 1,4 klx, soit 2 % de la valeur moyenne. Le RMSE vaut 4,5 klx, soit 7 % en valeur relative. On peut aussi remarquer que la dispersion des écarts augmente avec l'éclairement lumineux. Le carré du coefficient de corrélation est de 0,97.

Comme précédemment, en considérant que l'erreur totale sur la mesure est de l'ordre de 10 %, nous avons tracé deux droites en rouge, qui représentent les droites y=x ± 10 %, sur l'histogramme bidimensionnel. La majorité des points se trouve entre ces deux droites.

Nous pouvons conclure que notre méthode présente une bonne performance pour l'estimation de l'éclairement lumineux global tout en soulignant qu'une seule station a été utilisée.

Le domaine spectral de la lumière du jour est [380 ; 780] nm. La méthode numérique devrait utiliser l'albédo de cette région spectrale, mais, par méconnaissance de la valeur réelle, nous utilisons le PAR-albédo défini entre 400 et 700 nm. Cette approximation donne de bons résultats dans ce cas, notamment parce que l'albédo a une influence sur la composante diffuse et que pour cette station à très haute altitude et de ciel très souvent clair, la proportion du diffus par rapport au global est faible, et par conséquent, l'influence de l'albédo sur l'éclairement global est faible.

5.5 Validation expérimentale de l'éclairement ultraviolet

Nous disposons de cinq stations mesurant l'éclairement ultraviolet dans notre validation. Elles sont toutes situées à de très hautes latitudes.

Le site de mesure situé à Barrow est le point septentrional le plus proche de l'Alaska au bord de l'océan Arctique. Il est aussi situé sur la côte de la mer des Tchouktches généralement couverte par la glace entre novembre et juillet. Le site est recouvert de neige d'octobre à juin. L'instrument de mesure utilisée est un spectroradiomètre de type UV-100. Il mesure l'éclairement spectral global tous les 1 nm entre 280 nm et 600 nm. Selon les valeurs climatologiques, l'albédo effectif de surface est de 0,83 ± 0,08 pendant mars et avril et inférieur à 0,15 en été, entre août et septembre (Bernhard *et al.*, 2007).

La station de McMurdo appartient au réseau de surveillance UV de l'agence NSF. Elle est située sur l'île de Ross, une île volcanique de l'Antarctique, entourée par des plateaux de glace et de glaciers. L'atmosphère de l'Antarctique est la plus propre d'un point de vue optique à l'échelle mondiale (Herber *et al.*, 1993; Shaw, 1982). Les niveaux de rayonnement UV ne sont pas affectés de manière significative par les aérosols (Bernhard *et al.*, 2006). L'instrument de mesure utilisé est un spectroradiomètre de type SUV-100. Il mesure l'éclairement spectral global tous les 1 nm entre 280 nm et 600 nm. La surface environnant l'instrument de mesure est constituée de roches volcaniques sombres, recouvertes de neige durant l'hiver (Bernhard *et al.*, 2006).

La station Palmer est située sur l'île Anvers, à l'ouest de la péninsule Antarctique au sud de l'Amérique du Sud. L'océan qui entoure l'île glaciaire est gelé durant l'hiver et ouvert pendant l'été (Bernhard *et al.*, 2005). L'instrument de mesure utilisé est également un spectroradiomètre de type SUV-100.

L'observatoire de Jokioinen est situé dans un milieu rural dans le sud-ouest de la

Finlande, et entouré de champs de culture agricole et d'une forêt boréale au sud. Le site est relativement plat avec un horizon satisfaisant. Le nombre de jours d'enneigement est d'environ 130. L'albédo UV effectif peut atteindre jusqu'à 0,4 à cause de la couverture neigeuse. La surface est généralement libre de neige de mai à septembre (Krotkov *et al.*, 2001). L'instrument de mesure utilisé est un spectrophotomètre de type MK-III # 107. Il mesure l'éclairement spectral global tous les 0.1 nm entre 286,5 nm et 365 nm. Les données sont extrapolées pour couvrir le domaine [280 ; 400] nm.

Le site de mesure UV de recherche dans l'Arctique du FMI est situé à 6 km au sud de la ville de Sodankylä, en Finlande. La région est subarctique. L'albédo dans l'UV suit une variation saisonnière selon la couverture de neige. L'albédo UV effectif varie de 0,03 en été jusqu'à 0,65 en hiver (Arola *et al.*, 2003). La surface est généralement libre de neige de juin à septembre (Krotkov *et al.*, 2001). L'instrument de mesure utilisé est un spectrophotomètre de type MK-II # 037, mesurant l'éclairement spectral global tous les 0.1 nm entre 290 nm et 325 nm. La méthode d'extrapolation utilisée pour la station de Jokioinen a également été appliquée à ces données pour couvrir tout le domaine UV.

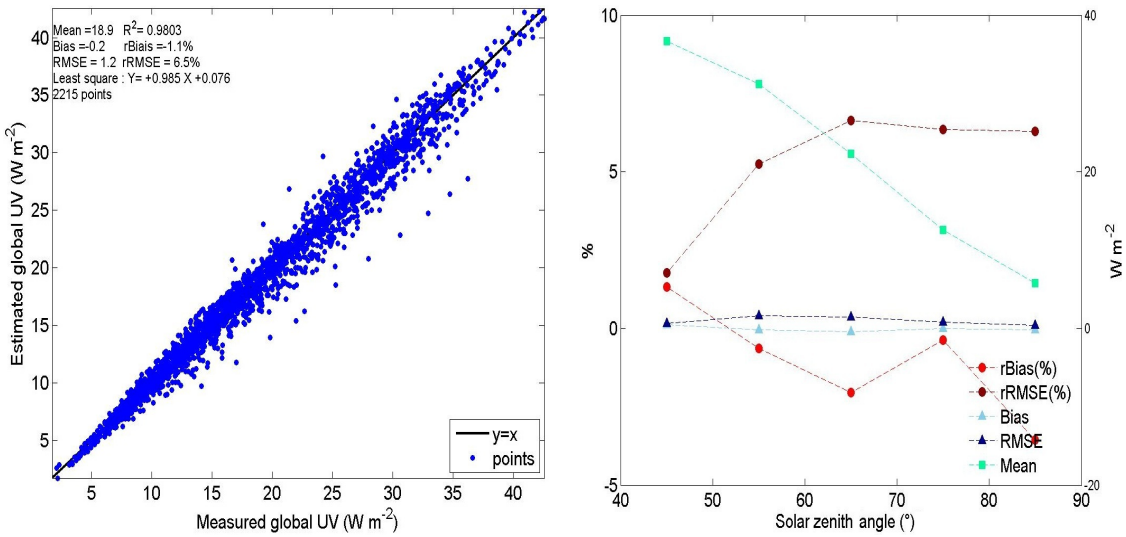
Le tableau 5.4 présente les indicateurs statistiques de la méthode numérique pour l'estimation de l'éclairement global ultraviolet pour chaque station. Les figures 5.6a, 5.7a, 5.8a, 5.9a, 5.10a affichent les corrélogrammes entre l'estimation obtenue de la méthode numérique et la mesure pour chaque station.

Tableau 5.4 – Indicateurs statistiques de comparaison donnant la performance de la méthode numérique dans l'estimation de l'éclairement global ultraviolet pour chacune des stations étudiées

Station	Nombre d'échantillons	R^2	Valeur moyenne mesurée (Wm^{-2})	Bias (Wm^{-2})	RMSE (Wm^{-2})	rBias (%)	rRMSE (%)
Barrow	2215	0,980	18,9	-0,2	1,2	-1,1	6,5
Mc Murdo	3351	0,978	21,1	-0,5	1,6	-2,6	7,6
Palmer	622	0,998	23,0	-2,1	2,4	-9,2	10,5
Jokioinen	1140	0,980	22,8	-0,4	1,7	-1,8	7,5
Sodankyla	2590	0,978	21,5	-0,5	1,9	-2,2	8,9

On observe sur les figures, qu'en général, tous les points sont confinés dans une région relativement étroite autour de la droite y=x, sauf pour la station de Palmer. Les carrés des coefficients de corrélations varient entre 0,97 et 0,99 signifiant que plus de 97 % de la variabilité temporelle de la mesure de l'éclairement global ultraviolet est expliquée par la méthode numérique. La méthode montre des biais variant entre -2,1 W m^{-2} et -0,2 W m^{-2}, soit en valeur relative, entre -9,2 % et -1,1 %. On observe dans tous les cas, une sous-estimation de la méthode numérique. Le RMSE est très proche du biais. Il varie entre -1,2 W m^{-2} et 2,4 W m^{-2}, soit en valeur relative, entre 6,5 % et 10,5 %. On peut aussi remarquer qu'il n'existe pas de grands écarts entre les valeurs moyennes des mesures de chacune des stations de mesures.

Sur la figure 5.7a représentant la validation expérimentale pour la station de Mc-



(a) Corrélogramme entre les estimations et les mesures.

(b) Dépendance des indicateurs statistiques avec l'angle solaire zénithal.

FIGURE 5.6 – Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour la station de Barrow.

Murdo, on peut observer trois principaux modes. Ces trois modes ne correspondent pas particulièrement à une période de l'année et ni à un ensemble particulier de l'angle solaire zénithal. Nous n'avons pas d'explication satisfaisante à proposer.

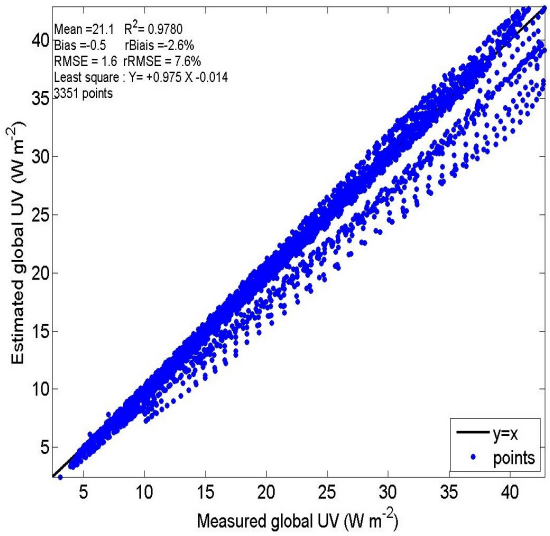
La plus grande sous-estimation de la méthode est observée pour la station de Palmer, qui affiche par ailleurs, le carré du coefficient de corrélation le plus élevé : 0,99. On observe que pour cette station (figure 5.8a), la concentration des points suit bien une droite avec une très faible dispersion, mais s'écarte progressivement de la droite y=x en fonction de l'éclairement UV. Le biais est de -2,1 W m^{-2}, soit en valeur relative, de -9,2 %.

On observe une concentration de points sur plusieurs zones liés à l'angle solaire zénithal pour la station de Jokioinen (figure 5.9a).

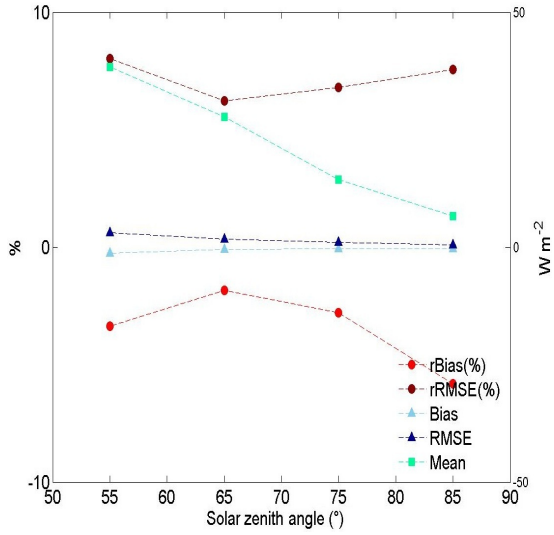
Pour chacune des stations, les dépendances des erreurs avec les angles solaires zénithaux ont été calculées et tracées en classes par tranche de 10° entre la valeur minimale et la valeur maximale de l'angle solaire zénithal. Les figures 5.6b, 5.7b, 5.8b, 5.9b, 5.10b affichent les dépendances des erreurs avec les angles solaires zénithaux respectivement pour la station de Barrow, Mc Murdo, Palmer, Jokionen et Sodankyla.

En général, les biais en valeurs absolues montrent un tendance à diminuer avec l'angle solaire zénithal. Ils sont tous inférieurs à 2 W m^{-2} en valeur absolue. Les biais relatifs montrent une tendance à augmenter avec l'angle solaire zénithal, ce qui s'expliquent par la relative constance du biais avec cet angle, alors que l'éclairement moyen diminue.

On remarque que, quelque soit la classe d'angle solaire zénithal, le biais et le RMSE sont très proches l'un de l'autre en valeur absolue. Ceci traduit bien la faible dispersion du nuage de points le long de la droite y = x. L'analyse des performances ne montre pas

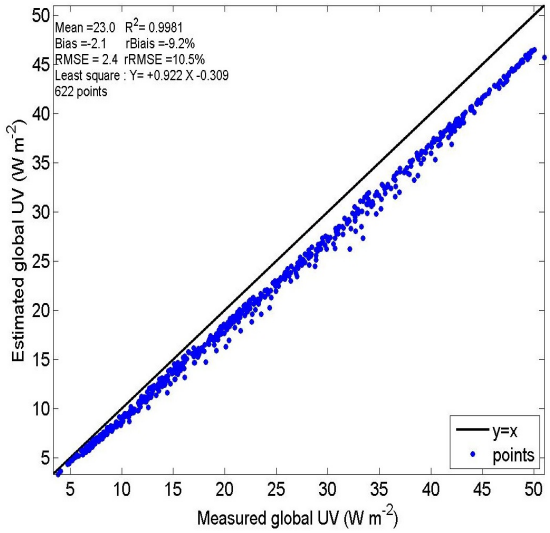


(a) Corrélogramme entre les estimations et les mesures.

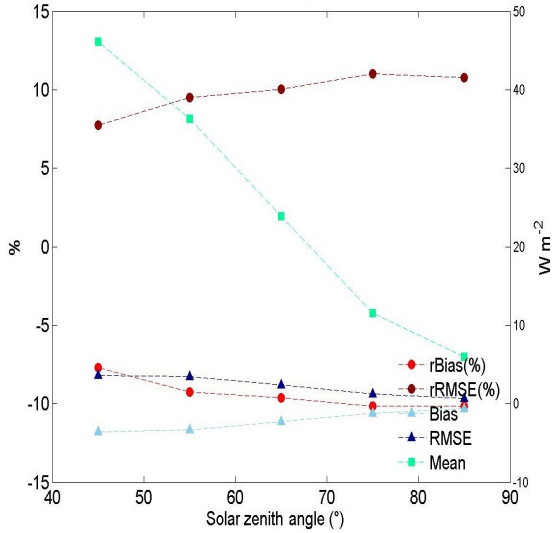


(b) Dépendance des indicateurs statistiques avec l'angle solaire zénithal.

FIGURE 5.7 – Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour la station de McMurdo.

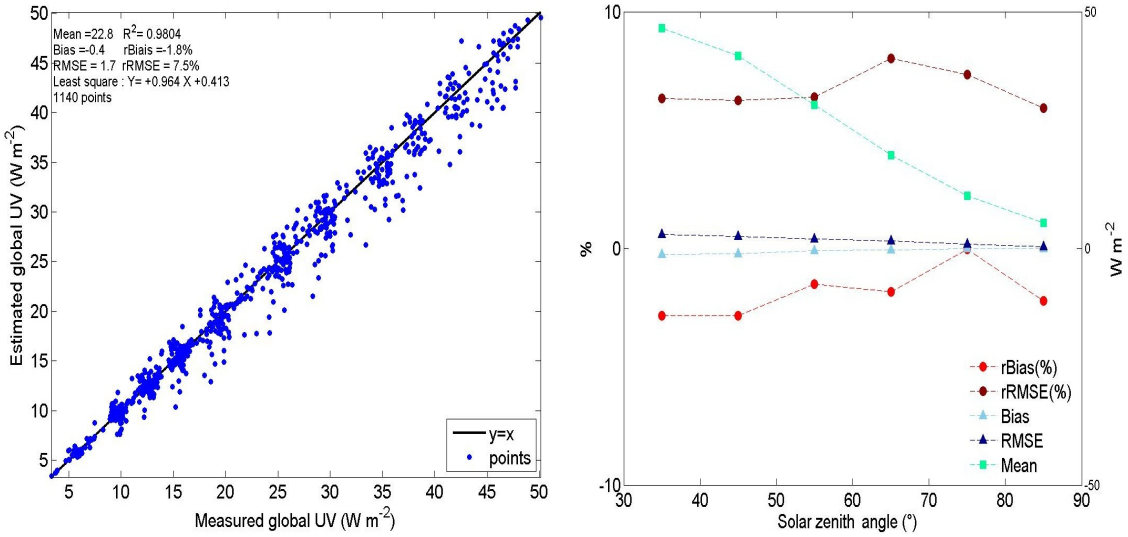


(a) Corrélogramme entre les estimations et les mesures.



(b) Dépendance des indicateurs statistiques avec l'angle solaire zénithal.

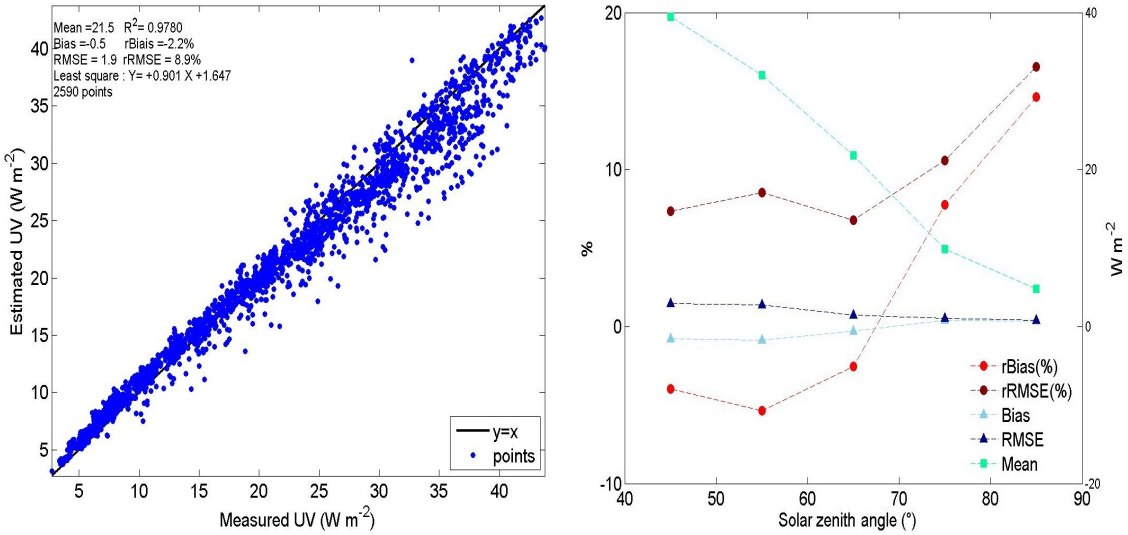
FIGURE 5.8 – Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet sur la station de Palmer.



(a) Corrélogramme entre les estimations et les mesures.

(b) Dépendance des indicateurs statistiques avec l'angle solaire zénithal.

FIGURE 5.9 – Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour la station de Jokioinen.



(a) Corrélogramme entre les estimations et les mesures.

(b) Dépendance des indicateurs statistiques avec l'angle solaire zénithal.

FIGURE 5.10 – Performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour la station de Sodankyla.

de dépendance avec le mois ou l'année.

Hormis la station de Palmer, les performances de la méthode ne montrent pas une dépendance remarquable avec l'angle solaire zénithal. Quelque soit l'angle solaire zénithal, le biais relatif est inférieur à 5 % en valeur absolue, excepté pour $\theta_s > 80°$, ce qui montre la capacité de la méthode numérique à reproduire les estimations de l'éclairement global ultraviolet pour ces stations avec un certain niveau de précision.

La grande partie des différences systématiques observées pour la station de Palmer peut être bien expliquée par l'approximation faite sur l'UV-albédo qui a été supposé égal à l'albédo total du sol. L'albédo total du sol utilisé en entrée de la méthode ne dépasse pas la valeur de 0,05 correspondant a priori à un sol non couvert de neige ou de glace, alors que, suivant les valeurs climatologiques, l'albédo effectif UV de cette station de mesure varie entre 0,6 et 0,95 entre l'hiver et l'été (Bernhard *et al.*, 2005). Cet écart entre l'albédo total et l'albédo UV réel est très élevé et rend compte du biais important. En effet, en remplacant l'UV-albédo utilisée dans la méthode par les valeurs climatologiques du site obtenu de Bernhard *et al.* (2005), on obtient des éclairements UV plus élevés (figure 5.11). On passe alors d'une sous-estimation à une très légère surestimation. On note l'apparition de deux "branches", qui peut être expliquée par le fait que ces albédos climatologiques ont une distribution statistique plutôt bimodale avec un mode autour de 0,4 de décembre jusqu'en avril et autour de 0,7 d'août à novembre.

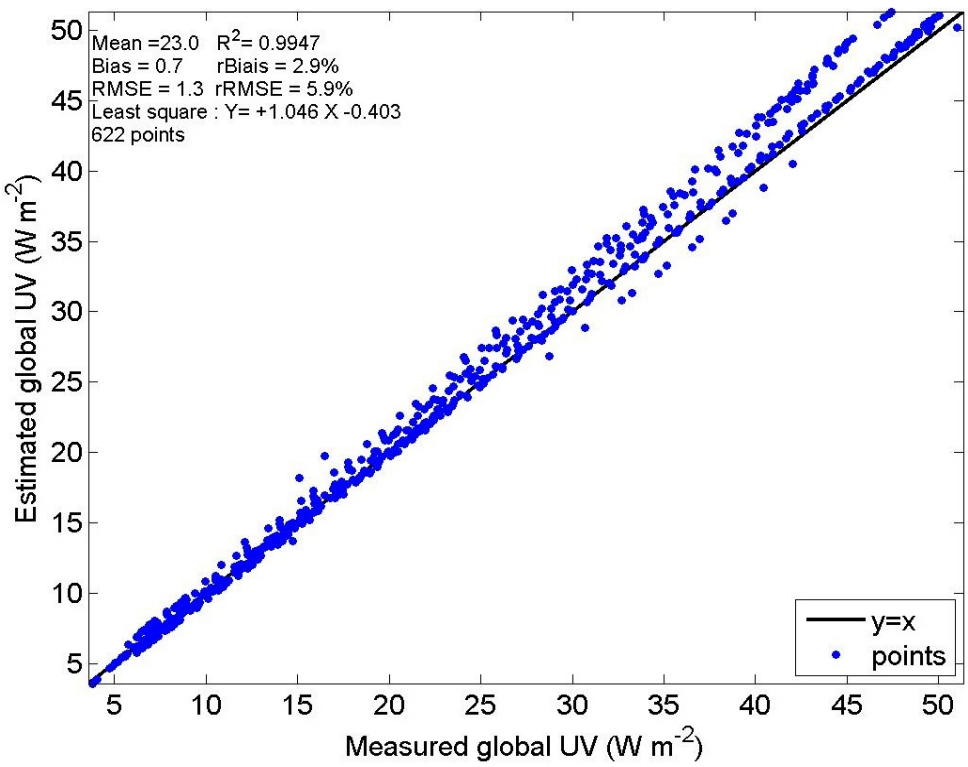


FIGURE 5.11 – Corrélogramme de comparaison pour la station de Palmer lorsque les valeurs climatologiques mensuelles d'UV albédo sont utilisées en entrée de la méthode.

Le tableau 5.5 donne les indicateurs statistiques pour les deux situations : (1) lorsque l'albédo total est utilisé, et (2) lorsque les valeurs climatologiques sont utilisées. On observe une amélioration considérable des performances de la méthode avec toujours avec une très faible dispersion du nuage de points. Le biais passe ainsi de -2,1 W m^{-2} à 0,7 W m^{-2}, soit de -9,2 % à 2,9 % en valeur relative.

Les erreurs de la méthode engendrées par la large différence entre l'UV-albédo réel et l'UV-albédo approché, surtout en présence des neiges, ne sont pas observées dans les autres stations. Ceci est dû au fait que généralement, les instants de ciel clair retenus dans la comparaison ne se trouvent pas dans la période de forte couverture neigeuse, ce qui retire systématiquement de notre analyse, les larges différences d'albédo d'UV et total.

Tableau 5.5 – Indicateurs statistiques de comparaison donnant la performance de la méthode numérique en éclairement global ultraviolet pour Palmer

Source de l'UV-albédo	R^2	Valeur moyenne mesurée (Wm^{-2})	Bias (Wm^{-2})	RMSE (Wm^{-2})	rBias (%)	rRMSE (%)
(1)	0,998	23,0	-2.1	2,4	-9,2	10,5
(2)	0,995	23,0	0,7	1,3	2,9	5,9

5.6 Conclusion

La méthode numérique d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire en condition de ciel clair présente des performances encourageantes. Les carrés de coefficient de corrélation, ou coefficient de détermination, sont élevés et supérieurs à 0,9. En général, les biais relatifs sont de l'ordre de 5 % en valeur absolue. Le RMSE est proche du biais en valeur absolue, ce qui traduit la faible dispersion des points sur les corrélogrammes entre les estimations de la méthode et les mesures au sol.

Les études de performance de la méthode numérique ont été effectuées principalement en éclairement global. C'est une limite de la validation. Cependant, puisque le global inclut le diffus et que ce dernier est sensible au pouvoir réflecteur du sol, nous avons pu mettre en évidence la dépendance des sous-estimations à l'albédo du sol. Plus l'albédo du sol est élevé, plus l'éclairement global est grand. Dans notre évaluation, l'albédo effectif relatif à la photosynthèse des plantes ou l'ultraviolet, a été calculé de manière grossière à partir de l'albédo total.

Le PAR-albédo a été déduit par multiplication de l'albédo total du sol avec un coefficient constant de 0,47. Cette supposition est grossière puisque c'est une valeur moyenne du coefficient obtenue sur plusieurs types de sol. Par exemple, si le sol est recouvert d'herbe sèche, ce coefficient peut atteindre 0,7 (Bosch *et al.*, 2009).

L'UV-albédo a été considéré comme l'albédo total du sol. Cela reste aussi une approximation grossière qui marche plutôt bien dans le cas d'un sol recouvert de végétation.

Mais dès que nous avons affaire à des sols recouverts de neige, l'UV-albédo du sol est très élevé, avoisinant une valeur de 0,9. L'écart entre l'albédo du sol et l'UV-albédo devient beaucoup plus important et entraîne une large sous-estimation.

C'est pour cette raison qu'une détermination plus précise de l'albédo du sol pour chaque bande spectrale particulière permettrait d'améliorer d'avantage les résultats en vue d'une meilleure précision. Cette observation est un premier pas vers l'amélioration des estimations de la méthode numérique en éclairement global. Par la suite, les améliorations de précision d'autres variables d'entrée aussi importantes, telles que les propriétés optiques des aérosols peuvent contribuer à une bonne estimation en éclairement global et direct.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

L'objectif de la thèse est d'établir une méthode automatique d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire en tout lieu et à tout instant par ciel clair en exploitant l'approche de Kato *et al.* (1999). Cette approche, conçue pour estimer l'éclairement total, donne une description en 32 bandes discrètes de la distribution spectrale de l'éclairement. Pour atteindre cet objectif, il fallait répondre à quatre questions principales :

1- L'éclairement estimé dans une bande spectrale de l'approche de Kato *et al.* (1999) représente-t-il l'éclairement estimé pour cette même bande au moyen d'une résolution spectralement détaillée des équations du transfert radiatif ? En se servant des calculs spectraux détaillés considérés comme référence et d'un ensemble d'états atmosphériques réalistes, en général, nous avons pu évaluer l'erreur sur l'éclairement estimé par l'approche. Cette erreur, que ce soit le biais en valeur absolue ou le RMSE, et que ce soit l'éclairement direct ou global, est, pour les bandes comprises entre 328 nm et 792 nm, plus petite que 3 % de la valeur moyenne de l'éclairement dans la bande. Elle s'accroit lorsque la longueur d'onde augmente pour atteindre jusquà 15 %, ce qui représente malgré tout des erreurs très faibles puisque l'éclairement est petit pour les longueurs d'onde supérieures à 1000 nm. Nous considérons que pour ces bandes supérieures à 328 nm, l'approche de Kato *et al.* (1999) apporte une précision suffisante. Par contre, dans la région de l'ultraviolet [283, 328] nm, l'estimation est très imprécise. Nous avons montré que les erreurs sont principalement dues à l'approximation faite par Kato *et al.* (1999) quant à l'absorption spectrale de l'ozone.

2- Si c'est nécessaire, est-il possible de modifier cette approche pour la rendre suffisamment précise ? Oui, il a été possible de modifier l'approche pour la rendre plus précise dans les bandes UV. Nous avons developpé un nouveau modèle qui améliore considérablement la représentation de la transmission de l'ozone et ainsi améliore les estimations de l'approche de Kato *et al.* (1999) dans l'ultraviolet. Ce nouveau modèle a d'ailleurs été intégré dans le code de transfert radiatif libRadtran.

3- Est-il possible d'utiliser cette représentation discrète en 32 KB de la distribution spectrale pour estimer l'éclairement sur un intervalle quelconque ? Oui, deux techniques ont été developpées : la sommation pondérée des éclairements des 32 KB et, plus innovant, le ré-échantillonnage tous les 1 nm des éclairements de 32 KB. Des validations numériques de ces techniques pour les éclairements ultraviolet, la lumière du jour et la photosynthèse des plantes montrent une erreur systématique, en valeur absolue, d'environ 1 % de la valeur moyenne de l'éclairement.

4- Est-il possible d'intégrer à la méthode, la réponse spectrale d'un instrument, d'un système, de l'oeil humain pour estimer l'éclairement "utilisable" par l'instrument, le système ou l'oeil humain ? Oui. Les deux techniques faisant partie de la méthode, prennent en considération l'intégration des réponses spectrales. A ce niveau, le choix d'une tech-

nique peut dépendre de plusieurs critères telles que la précision ou la rapidité. Par exemple, sur un critère de précision, on peut comprendre que la technique basée sur le ré-échantillonnage permet d'avoir des résultats plus précis que la technique de la sommation pondérée lorsque les réponses spectrales sont complexes. Sur un critère de rapidité, la technique de ré-échantillonnage demande plus d'opérations que celle de sommation pondérée.

Grace aux réponses apportées, la conception de la méthode automatique a été finalisée et un prototype a été réalisé. Des validations expérimentales avec des mesures de qualité de la lumière du jour, de la part utilisable pour la photosynthèse, et de l'éclairement en UV, faites par les stations au sol, ont été effectuées et ont permis d'apprécier les premières performances de la méthode. La description de l'état atmosphérique par ciel clair est importante car elle représente l'entrée de notre méthode automatique en un lieu donné. L'état atmosphérique est défini par le contenu en vapeur d'eau, en ozone et les propriétés des aérosols provenant du programme européen MACC, tandis que l'albédo du sol provient des images fournies par l'instrument MODIS.

Les premiers résultats de validation expérimentale obtenus sont encourageants. En général, les erreurs systématiques en valeur absolue, sur les grandeurs physiques mesurées sont de l'ordre de 5 % de la valeur moyenne de l'éclairement. Ces erreurs sont similaires à celles des mesures des stations. Elles ont été analysées en fonction des propriétés optiques de l'atmosphère utilisées. Nous avons montré l'importance des choix que nous avons fait pour l'albédo spécifique à chaque bande spectrale particulière sur les écarts entre l'estimation et la mesure. Dans notre application de la méthode, des approximations grossières sur l'albédo ont été faites à partir de l'albédo total. D'autres propriétés optiques de l'atmosphère peuvent aussi contribuer aux écarts observés, comme les propriétés optiques des aérosols.

Plusieurs voies d'améliorations possibles ont déjà été mises en évidence, comme :

- une détermination systématique et précise des albédos pour chaque bande spectrale considérée ;
- une amélioration de la caractérisation des aérosols. Les validations ont porté sur l'éclairement global ; les aérosols ont un impact plus important sur l'éclairement direct.

La méthode automatique qui a été établie dans cette thèse, est pour l'instant valide en conditions de ciel clair. Elle représente le premier pas nécessaire d'une méthode qui tient compte des ciels nuageux. La conception de cette dernière pourrait s'inspirer d'un récent travail de Oumbe *et al.* (2014) pour l'éclairement total par tout ciel.

Ces auteurs ont montré que l'indice de ciel clair Kc ne dépend que très faiblement des propriétés de l'atmosphère par ciel clair. Ce travail peut se résumer par les équations

suivantes (6.1) et (6.2), tant pour l'éclairement global que pour l'éclairement direct :

$$G \approx G(\theta_s, \rho_g, P_{clair})\, K_c(\theta_s, \rho_g, P_{clair0}, P_{cloud}) \tag{6.1}$$

$$B \approx B(\theta_s, P_{clair})\, K_{cb}(\theta_s, P_{clair0}, P_{cloud}) \tag{6.2}$$

avec

$$\frac{\partial K_c}{\partial P_{clair}} \approx 0\,;\ \frac{\partial K_{cb}}{\partial P_{clair}} \approx 0 \tag{6.3}$$

où P_{clair} est le vecteur représentant les propriétés de l'atmosphère par ciel clair (aérosols, vapeur d'eau, ozone, et autres gaz), P_{clair0} le vecteur représentant les propriétés de l'atmosphère pour un cas-type de ciel clair et P_{cloud} le vecteur représentant les propriétés des nuages : épaisseur optique, phase, et propriétés géométriques, comme par exemple, les hauteurs des bases et sommets. Cette approximation de l'éclairement en tout ciel se fait avec une perte de précision minime qui est en accord avec les recommandations de l'Organisation Météorologique Mondiale pour les mesures au sol de grande qualité de l'éclairement total, soit environ 3 % de l'éclairement.

En éclairement spectral, nous envisageons de suivre cette même démarche en l'appliquant à chacune des 32 bandes discrètes de l'approche de Kato *et al.* (1999). De cette manière, nous pourrons ainsi traduire la démarche mathématiquement :

$$G_{KB} \approx G_{KB}(\theta_s, \rho_g, P_{clair})\, K_{c_{KB}}(\theta_s, \rho_g, P_{clair0}, P_{cloud}) \tag{6.4}$$

$$B_{KB} \approx B_{KB}(\theta_s, P_{clair})\, K_{cb_{KB}}(\theta_s, P_{clair0}, P_{cloud}) \tag{6.5}$$

tout en espérant que

$$\frac{\partial K_{c_{KB}}}{\partial P_{clair}} \approx 0\,;\ \frac{\partial K_{cb_{KB}}}{\partial P_{clair}} \approx 0 \tag{6.6}$$

Des études préliminaires de cette approximation ont été réalisées et ont donné des résultats encourageants. L'étude doit être faite avec le même degré d'exhaustivité que celle de Oumbe *et al.* (2014) et le domaine de validité de l'approximation doit être défini.

Maintenant, si nous abordons la mise en oeuvre opérationnelle, la méthode d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire s'exécutera de la même façon que la méthode Heliosat-4. Cette dernière estime l'éclairement total par tout ciel en combinant successivement le modèle McClear et le modèle McCloud.

Le modèle McClear utilise l'appproche de Kato *et al.* (1999) pour l'estimation de l'éclairement total. Les propriétés optiques de l'atmosphère nécessaires à McClear proviennent du programme européen MACC et l'albédo du sol des images produites de l'instrument MODIS. Ces entrées sont les mêmes que celles utilisées dans les pemières validations de la méthode automatique développée. La création des tables statiques du modèle McClear

demande beaucoup de ressources informatiques, et donc du temps, et a été faite par MINES ParisTech aussi bien pour l'éclairement total que l'éclairement dans chacune des 32 bandes. Compte tenu du fait que des améliorations de l'approche de Kato *et al.* (1999) ont été proposées dans l'ultraviolet, des nouveaux calculs doivent être réalisés dans les deux bandes et constitueront des mises à jour du modèle McClear et donc de la méthode automatique.

Comme la méthode numérique exploite ces estimations, il suffira de coupler à ces estimations les deux techniques proposées pour produire opérationnellement la distribution spectrale de l'éclairement solaire en tout lieu et tout instant en conditions de ciel clair. Au final, nous pourrons dire que c'est la version quasi-opérationnelle de notre méthode automatique.

Concernant le modèle McCloud, une exploitation de ces résultats est actuellement impossible puisque MINES ParisTech n'a calculé les indices de ciel clair que pour l'éclairement total. Pour cette raison, dès lors que le domaine de validité de l'applicabilité des équations (6.4) et (6.5) sera connu, il faudra faire 32 fois les calculs des indices de ciel clair pour les mêmes états atmosphériques considérés dans le modèle McCloud. La méthode sera alors applicable pour tous les cas de ciel.

Lorsque les deux versions spectrales de McClear et McCloud auront été établies, une version opérationnelle de la méthode pourra être réalisée et il conviendra d'étudier ses performances à l'aide de mesures de qualité faites au sol. Les erreurs seront quantifiés et des pistes d'amélioration de la méthode seront définies.

La réalisation de la méthode automatique d'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire permettra de répondre à la demande croissante des utilisateurs des différents secteurs d'activités sur les quantités physiques liées à cette distribution spectrale. Ceci pourrait se faire via l'implémentation d'un service web tels que ceux disponibles dans le Service SoDa (www.soda-pro.com) où le principe pour l'utilisateur est de porter dans une interface graphique, les coordonnées géographiques, latitude, longitude et élévation du site d'intérêt, la période temporelle et la fréquence temporelle désirées, pour obtenir une série temporelle de la distribution spectrale de l'éclairement solaire ou l'éclairement intégré sur une bande spectrale en prenant éventuellement en compte une réponse spectrale.

Ahrens, C. D. (2006). *Meteorology Today. An Introduction to Weather, Climate, and the Environment*. Cengage Learning. 27

Anderson, G., Clough, S., Kneizys, F., Chetwynd, J. et Shettle, E. (1986). AFGL atmospheric constituent profiles (0-120 km). Rapport technique, Air Force Geophys. Lab., Hanscom Air Force Base, Bedford, Mass. AFGL-TR-86-0110. 23, 27

Arking, A. et Grossman, K. (1972). The influence of line shape and band structure on temperatures in planetary atmospheres. *Journal of Atmospheric Sciences*, 29:937–949. 34

Arola, A., Kaurola, J., Koskinen, L., Tanskanen, A., Tikkanen, T., Taalas, P., Herman, J., Krotkov, N. et Fioletov, V. (2003). A new approach to estimating the albedo for snow-covered surfaces in the satellite UV method. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 108(D17). 80

Bernhard, G., Booth, C., Ehramjian, J. et Nichol, S. (2006). UV climatology at McMurdo station, Antarctica, based on version 2 data of the National Science Foundation's ultraviolet radiation monitoring network. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 111(D11). 79

Bernhard, G., Booth, C. R. et Ehramjian, J. C. (2005). UV climatology at Palmer Station, Antarctica, based on version 2 NSF network data. *In Optics & Photonics 2005*, pages 588607–588607. International Society for Optics and Photonics. 79, 84

Bernhard, G., Booth, C. R., Ehramjian, J. C., Stone, R. et Dutton, E. G. (2007). Ultraviolet and visible radiation at Barrow, Alaska : Climatology and influencing factors on the basis of version 2 National Science Foundation network data. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 112(D9). 79

Blanc, P. et Wald, L. (2012). The SG2 algorithm for a fast and accurate computation of the position of the Sun for multi-decadal time period. *Solar Energy*, 86(10):3072–3083. 70

Bosch, J., López, G. et Batlles, F. (2009). Global and direct photosynthetically active radiation parameterizations for clear-sky conditions. *Agricultural and Forest Meteorology*, 149(1):146–158. 71, 85

Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative Transfer*. Dover, Mineola, N. Y. 21

Chou, M.-D. et Lee, K.-T. (1996). Parameterizations for the absorption of solar radiation by water vapor and ozone. *Journal of the atmospheric sciences*, 53(8):1203–1208. 34

CIE, C. (2). Spectral luminous efficiency function for photopic vision. 54

Clough, S., Shephard, M., Mlawer, E., Delamere, J., Iacono, M., Cady-Pereira, K., Boukabara, S. et Brown, P. (2005). Atmospheric radiative transfer modeling : a summary of the AER codes. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 91(2):233–244. 7

Feister, U. et Grewe, R. (1995). Spectral albedo measurements in the UV and visible region over different types of surfaces. *Photochemistry and Photobiology*, 62:736–744. viii, 71

Fu, Q. et Liou, K.-N. (1992). On the correlated k-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 49(22): 2139–2156. 7, 32, 33, 34

Galleano, R., Zaaiman, W., Virtuani, A., Pavanello, D., Morabito, P., Minuto, A., Spena, A., Bartocci, S., Fucci, R., Leanza, G. *et al.* (2014). Intercomparison campaign of spectroradiometers for a correct estimation of solar spectral irradiance : results and potential impact on photovoltaic devices calibration. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 22(11):1128–1137. 37

Gueymard, C. (1995). *SMARTS2 : a simple model of the atmospheric radiative transfer of sunshine : algorithms and performance assessment*. Florida Solar Energy Center Cocoa, FL. 37

Gueymard, C. A. (2004). The sun's total and spectral irradiance for solar energy applications and solar radiation models. *Solar Energy*, 76(4):423–453. vii, 23, 36, 38, 42, 45

Gueymard, C. A. (2008). Prediction and validation of cloudless shortwave solar spectra incident on horizontal, tilted, or tracking surfaces. *Solar Energy*, 82(3):260–271. 8, 37

Gueymard, C. A. (2012). Clear-sky irradiance predictions for solar resource mapping and large-scale applications : Improved validation methodology and detailed performance analysis of 18 broadband radiative models. *Solar Energy*, 86(8):2145–2169. 24

Habte, A., Andreas, A., Ottoson, L., Gueymard, C., Fedor, G., Fowler, S., Peterson, J., Naranen, E., Kobashi, T., Akiyama, A. *et al.* (2014). Intercomparison and impact on characterizing photovoltaic device performance. 37

Herber, A., Thomason, L. W., Radionov, V. F. et Leiterer, U. (1993). Comparison of trends in the tropospheric and stratospheric aerosol optical depths in the Antarctic. *Journal of Geophysical Research*, 98:18441–18447. 79

Hess, M., Koepke, P. et Schult, I. (1998). Optical Properties of Aerosols and Clouds : The Software Package OPAC. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(5): 831–844. 3, 38

Ineichen, P. et Perez, R. (1999). Derivation of cloud index from geostationary satellites and application to the production of solar irradiance and daylight illuminance data. *Theoretical and Applied Climatology*, 64(1-2):119–130. 74

Kasten, F. et Young, A. T. (1989). Revised optical air mass tables and approximation formula. *Applied Optics*, 28(22):4735–4738. 74

Kato, S., Ackerman, T., Mather, J. et Clothiaux, E. (1999). The k-distribution method and correlated-k approximation for shortwave radiative transfer model. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 62(1):109–121. v, vii, viii, ix, 7, 8, 9, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 49, 50, 53, 54, 55, 60, 61, 64, 89, 91, 92

Kleissl, J. (2013). *Solar energy forecasting and resource assessment*. Academic Press. 54

Kratz, D. P. (1995). The correlated k-distribution technique as applied to the AVHRR channels. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 53(5):501–517. 7, 32

Krishnan, P., Schüttauf, J., van der Werf, C., Houshyani Hassanzadeh, B., van Sark, W. et Schropp, R. (2009). Response to simulated typical daily outdoor irradiation conditions of thin-film silicon-based triple-band-gap, triple-junction solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 93(6-7):691–697. 3

Krotkov, N. A., Herman, J. R., Bhartia, P. K., Fioletov, V. et Ahmad, Z. (2001). Satellite estimation of spectral surface uv irradiance : 2. effects of homogeneous clouds and snow. *Journal of Geophysical Research*, 106(D11):11743–11759. 80

Lacis, A. A. et Oinas, V. (1991). A description of the correlated k-distribution method for modeling nongray absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 96:9027–9063. 34

Lefèvre, M., Oumbe, A., Blanc, P., Espinar, B., Gschwind, B., Qu, Z., Wald, L., Schroedter-Homscheidt, M., Hoyer-Klick, C., Arola, a., Benedetti, a., Kaiser, J. W. et Morcrette, J.-J. (2013). McClear : a new model estimating downwelling solar radiation at ground level in clear-sky conditions. *Atmospheric Measurement Techniques*, 6(9):2403–2418. 4, 8, 38, 70, 71, 73

Lindfors, A., Kaurola, J., Arola, A., Koskela, T., Lakkala, K., Josefsson, W., Olseth, J. A. et Johnsen, B. r. (2007). A method for reconstruction of past UV radiation based on radiative transfer modeling : Applied to four stations in northern Europe. *Journal of Geophysical Research*, 112(D23):D23201. 8

Liou, K. (1980). An introduction to atmospheric radiation academic. *New York*, 19802: 392. 19

Liou, K.-N. (1973). A numerical experiment on chandrasekhar's discrete-ordinate method for radiative transfer : Applications to cloudy and hazy atmospheres. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(7):1303–1326. 21

Liou, K.-N. (2002). *An introduction to atmospheric radiation*, volume 84. Academic press. vii, 15, 16, 33

López, M. L., Palancar, G. G. et Toselli, B. M. (2009). Effect of different types of clouds on surface UV-B and total solar irradiance at southern mid-latitudes : CMF determinations at Córdoba, Argentina. *Atmospheric Environment*, 43(19):3130–3136. 8

Loutzenhiser, P. G., Maxwell, G. M. et Manz, H. (2007). An empirical validation of the daylighting algorithms and associated interactions in building energy simulation programs using various shading devices and windows. *Energy*, 32(10):1855–1870. 3

Maamari, F., Andersen, M., de Boer, J., Carroll, W. L., Dumortier, D. et Greenup, P. (2006). Experimental validation of simulation methods for bi-directional transmission properties at the daylighting performance level. *Energy and Buildings*, 38(7):878–889. 3

Mateos, D., di Sarra, A., Meloni, D., Di Biagio, C. et Sferlazzo, D. M. (2011). Experimental determination of cloud influence on the spectral UV irradiance and implications for biological effects. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73(13):1739–1746. 8

Mayer, B. et 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. 4, 37

Mayer, B., Kylling, A., Emde, C., Hamann, U. et Buras, R. (2011). libradtran user's guide. 37

Mayer, B., Seckmeyer, G. et Kylling, A. (1997). Systematic long-term comparison of spectral UV measurements and UVSPEC modeling results. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 102(D7):8755–8767. 8, 37

McKinlay, A., Diffey, B. et Passchier, W. (1987). Human exposure to ultraviolet radiation : risks and regulations. *Human exposure to ultraviolet radiation : Risks and regulations*, pages 83–87. 54

Michalsky, J. J., Anderson, G., Barnard, J., Delamere, J., Gueymard, C., Kato, S., Kiedron, P., McComiskey, A. et Ricchiazzi, P. (2006). Shortwave radiative closure studies for clear skies during the atmospheric radiation measurement 2003 aerosol intensive observation period. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 111(D14). 36

Molina, L. T. et Molina, M. J. (1986). Absolute absorption cross sections of zone in the 185- to 350-nm wavelength range. *Journal of Geophysical Research*, 91:14501–14508. 25, 42, 45

Mueller, R., Behrendt, T., Hammer, A. et Kemper, A. (2012). A New Algorithm for the Satellite-Based Retrieval of Solar Surface Irradiance in Spectral Bands. *Remote Sensing*, 4(12):622–647. 8, 60

Myers, D. R. (2012). Direct beam and hemispherical terrestrial solar spectral distributions derived from broadband hourly solar radiation data. *Solar Energy*, 86(9): 2771–2782. 3, 5

Navntoft, C., Dawidowski, L., Blesa, M., Fernández-Ibañez, P., Wolfram, E. et Paladini, a. (2009). UV-A (315–400nm) irradiance from measurements at 380 nm for solar water treatment and disinfection : Comparison between model and measurements in Buenos Aires, Argentina and Almería, Spain. *Solar Energy*, 83(2):280–286. 58, 59

Oteiza, P. et Pérez-Burgos, A. (2012). Diffuse illuminance availability on horizontal and vertical surfaces at Madrid, Spain. *Energy Conversion and Management*, 64:313–319. 3

Oumbe, A., Blanc, P., Gschwind, B., Lefevre, M., Qu, Z., Schroedter-Homscheidt, M. et Wald, L. (2011). Solar irradiance in clear atmosphere : study of parameterisations of change with altitude. *Advances Sciences and Research*, 6:199–203. 38

Oumbe, A., Qu, Z., Blanc, P., Lefèvre, M., Wald, L. et Cros, S. (2014). Decoupling the effects of clear atmosphere and clouds to simplify calculations of the broadband solar irradiance at ground level. *Geoscientific Model Development*, 7(4):1661–1669. 7, 90, 91

Pierluissi, J. H. et Peng, G.-S. (1985). New molecular transmission band models for lowtran. *Optical Engineering*, 24(3):243541–243541. 42

Pérez-López, J. J., Fabero, F. et Chenlo, F. (2007). Experimental solar spectral irradiance until 2500 nm : results and influence on the pv conversion of different materials. *Progress in photovoltaics : Research and Applications*, 15(4):303–315. 3

Randles, C. A., Kinne, S., Myhre, G., Schulz, M., Stier, P., Fischer, J., Doppler, L., Highwood, E., Ryder, C., Harris, B., Huttunen, J., Ma, Y., Pinker, R. T., Mayer, B., Neubauer, D., Hitzenberger, R., Oreopoulos, L., Lee, D., Pitari, G., Di Genova, G., Quaas, J., Rose, F. G., Kato, S., Rumbold, S. T., Vardavas, I., Hatzianastassiou, N., Matsoukas, C., Yu, H., Zhang, F., Zhang, H. et Lu, P. (2013). Intercomparison of shortwave radiative transfer schemes in global aerosol modeling : results from the aerocom radiative transfer experiment. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 13(5):2347–2379. 37

Roesch, A., Wild, M., Ohmura, A., Dutton, E. G., Long, C. N. et Zhang, T. (2011). Assessment of bsrn radiation records for the computation of monthly means. *Atmospheric Measurement Techniques*, 4(2):339–354. 73

Shaw, G. E. (1982). Atmospheric turbidity in the polar regions. *Journal of Applied Meteorology*, 21:1080–1088. 79

Shettle, E. P. (1990). Models of aerosols, clouds, and precipitation for atmospheric propagation studies. *In In AGARD, Atmospheric Propagation in the UV, Visible, IR, and MM-Wave Region and Related Systems Aspects 14 p (SEE N90-21907 15-32)*, volume 1. vii, 23, 28, 29, 38

Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W. et Jayaweera, K. (1988). Numerically stable algorithm for discrete–ordinate–method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Applied Optics*, page 2502–2509. 21

Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W. et Laszlo, I. (2000). Disort, a general-purpose fortran program for discrete-ordinate-method radiative transfer in scattering and emitting layered media : documentation of methodology. *Goddard Space Flight Center, NASA*. 21, 37

Standard, A. (2008). G173, standard tables for reference solar spectral irradiances : Direct normal and hemispherical on 37 tilted surface. *Annual Book of ASTM Standards*, 12. 23

Vermote, E., Tanré, D., Deuzé, J., Herman, M. et 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(3):675–686. 23

Wandji Nyamsi, W., Arola, A., Blanc, P., Lindfors, A. V., Cesnulyte, V., Pitkänen, M. R. A. et Wald, L. (2015a). Technical Note : A novel parameterization of the transmissivity due to ozone absorption in the k-distribution method and correlated-k

approximation of Kato et al. (1999) over the UV band. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 15(13):7449–7456. 49

Wandji Nyamsi, W., Espinar, B., Blanc, P. et Wald, L. (2014). How close to detailed spectral calculations is the k distribution method and correlated k approximation of Kato et al. (1999) in each spectral interval ? *Meteorologische Zeitschrift*, 23(5):547–556. 44

Wandji Nyamsi, W., Espinar, B., Blanc, P. et Wald, L. (2015b). Estimating the photosynthetically active radiation under clear skies by means of a new approach. *Advances in Science and Research*, 12:5–10. 66

Wang, F., Gao, Q., Hu, L., Gao, N., Ge, T., Yu, J. et Liu, Y. (2012). Risk of eye damage from the wavelength-dependent biologically effective UVB spectrum irradiances. *PloS one*, 7(12):e52259. 3

Wang, P., Knap, W. H., Kuipers Munneke, P. et Stammes, P. (2009). Clear-sky shortwave radiative closure for the Cabauw Baseline Surface Radiation Network site, Netherlands. *Journal of Geophysical Research*, 114(D14):D14206. 37

Webb, A. R., Kift, R., Thiel, S. et Blumthaler, M. (2002). An empirical method for the conversion of spectral UV irradiance measurements to actinic flux data. *Atmospheric Environment*, 36(27):4397–4404. 3

West, R., Goody, R., Chen, L. et Crisp, D. (2010). The correlated-k method and related methods for broadband radiation calculations. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 111(11):1672–1673. 33

Wiscombe, W. J. et Evans, J. W. (1977). Exponential-sum fitting of radiative transmission functions. *Journal of Computational Physics*, 24(4):416–444. 45

Annexe A

Articles liés à la thèse

Meteorologische Zeitschrift, Vol. 23, No. 5, 547–556 (published online December 10, 2014)
© 2014 The authors

Open Access Article

How close to detailed spectral calculations is the *k*-distribution method and correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) in each spectral interval?

William Wandji Nyamsi*, Bella Espinar, Philippe Blanc and Lucien Wald

MINES ParisTech, PSL Research University, O.I.E. – Centre Observation, Impacts, Energy, Sophia Antipolis Cedex, France.

(Manuscript received April 12, 2014; in revised form August 1, 2014; accepted August 7, 2014)

Abstract

The *k*-distribution method and the correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) is a smart approach originally designed for broadband calculations of the solar radiation at ground level by dividing the solar spectrum in 32 spectral bands. The approach is a priori not suited for calculation of spectral irradiance. Nevertheless, this paper evaluates its performance when compared to more detailed spectral calculations serving as references for the spectral intervals no. 3 [283, 307] nm to 26 [1613, 1965] nm for clear and cloudy situations. The evaluation is based on numerical simulations. The clearer the sky, the greater the root mean square error (RMSE) in all bands. In the spectral intervals no. 3 and 4 [307, 328] nm, the irradiance is underestimated by large – approximately −90 % and −17 % in relative value - because the wavelength interval is large with respect to the absorption by ozone and a single value of ozone cross section is not enough for each interval. For each spectral interval from no. 5 [328, 363] nm to no. 18 [743, 791] nm, and for both global and direct radiation, the bias and the RMSE are less than 1.5 % of the irradiance in the corresponding interval under clear skies and may amount to 3 % in cloudy conditions. For greater wavelength intervals no. 19 to no. 26, the relative bias and RMSE show a tendency to increase with wavelength and may reach 8 % and 7 % for global and direct under clear skies respectively, and 11 % and 15 % under cloudy skies.

Keywords: absorption cross section, clear sky atmosphere, cloud, correlated-*k* approximation, spectral distribution of solar radiation

1 Introduction

The downwelling solar irradiance observed at ground level on horizontal surfaces and integrated over the whole spectrum (total irradiance) is called surface solar irradiance (SSI). It is an essential variable in many domains: climate, energy production, weather, oceanography, agriculture .... One may consider the total SSI, i.e. integrated over the solar spectrum or spectrally defined SSI. The global SSI is the sum of the direct SSI originating from the direction of the sun and of the diffuse SSI coming from the rest of the sky vault. Estimates of total SSI -global, direct and diffuse- are made by taking into account the various interactions between the solar radiation on its way downward and the atmospheric constituents. One of the difficulties in the computation lies in taking into account the gaseous absorption cross sections that are highly wavelength dependent. The best estimate is made by a calculation of the radiative transfer for each wavelength followed by integration over the solar spectrum. Such line-by-line calculations are computationally expensive.

Several methods have been proposed to reduce the number of calculations. Among them, are the *k*-distribution method and the correlated-*k* approximation proposed by Kato et al. (1999). It uses 32 wavelength intervals across the solar spectrum only to estimate the total SSI. The Kato et al. method is implemented in several Radiative Transfer Models (RTM) and reveals a very efficient way to speed up calculations of the total SSI. The goal of this article is to assess the potentials of the 32 estimates of SSI made in these intervals in order to provide a description of the spectral distribution of the SSI.

More exactly, the work studies how close to detailed calculations in each of these intervals are the estimates made by the Kato et al. method. If close enough, then this method could be exploited to help in calculating the SSI in specific spectral intervals. Ultraviolet (UV) radiation, daylighting, Photosynthetically Active Radiation (PAR), and spectral response of photovoltaic panels are examples of such specific intervals in various domains. The work focuses on the bands no. 3 to 26, i.e. from 283 to 1965 nm which is well representative of UV, PAR, visible band and all intervals related to common solar cells. The ozone present in the atmosphere extinguishes the solar radiation in the Kato bands no. 1 [240, 272] nm and no. 2 [272, 283] nm and the SSI is null at these wavelengths.

*Corresponding author: William Wandji Nyamsi, MINES ParisTech, PSL Research University, O.I.E. – Centre Observation, Impacts, Energy, CS 10207 rue Claude Daunesse, 06904 Sophia Antipolis Cedex, France, e-mail: william.wandji@mines-paristech.fr

© 2014 The authors
DOI 10.1127/metz/2014/0607
Gebrüder Borntraeger Science Publishers, Stuttgart, www.borntraeger-cramer.com

The paper presents an overview of the Kato et al. method. For each spectral interval, estimates made by the Kato et al. method and by detailed calculations are compared for a wide range of atmospheric conditions. Both clear and cloudy skies are studied. Detailed spectral calculations are made with the RTMs libRadtran and SMARTS.

2 Overview of the *k*-distribution method and correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999)

The *k*-distribution method is a technique of grouping wavelength intervals with similar spectral properties with *k* representing the gaseous absorption coefficient (West et al., 2010). In a homogeneous atmosphere, spectral transmittance is independent of the ordering of *k* for a given spectral interval and depends only on the fraction of the interval that is associated with a particular value of *k* (Fu and Liou, 1992). Hence, wavenumber integration may be replaced by integration over the *k*-space and more precisely by considering the probability of occurrence of a specific value of *k* in a wavelength interval through its cumulative distribution function (Liou, 2002). In order to apply the *k*-distribution method to realistic atmospheres, variation in the absorption coefficient in the vertical must be accounted for. The correlated-*k* approximation assumes that the absorption cross section at a given wavelength always resides in the same interval of the cumulative distribution function, regardless of variations in total pressure, temperature and concentration (Kato et al. 1999).

Focusing on the calculation of the shortwave solar spectrum, from 240 nm to 4606 nm, Kato et al. (1999) have proposed a series of tables of absorption cross sections for water vapor, including continuum absorption, ozone, oxygen and carbon dioxide for 32 wavelength intervals, hereafter named "Kato bands" (KBs). Fig. 1 exhibits the distribution of the global spectral irradiance for a typical clear atmosphere (ASTM, 2003) in the 32 intervals and their corresponding relative contribution to the total irradiance. Table 1 lists the 32 spectral intervals.

The series of tables have been built in order to be integrated into RTMs to compute the total SSI in cloudy and clear sky conditions. Kato et al. (1999) found that the direct SSI computed by their approximation combined with a two-stream model for the mid-latitude summer standard atmosphere without aerosol in the clear sky conditions differs by 0.2 % or 2.1 Wm^{-2} from the result of the RTM MODTRAN3. Other authors have assessed this approximation. Halthore et al. (2005) presented a comparison of sixteen RTMs in which the RAPRAD one was using the approximation of Kato et al. (1999). Using the same RTM RAPRAD and same approximation, Michalsky et al. (2006) found that the relative error is less than 1 % and 1.9 % in respectively direct and diffuse total SSI under clear skies when comparing to measurements made during the ARM 2003 Aerosol Intensive Observation Period. These authors suggested that tests should be performed in the different portions of the spectrum for ensuring that cancellation errors are not responsible of this excellent performance. Wang et al. (2009) performed a comparison between the RTM DAK in combination with the approximation of Kato et al. (1999) and measurements in clear sky conditions. They found a bias of 2 Wm^{-2} (+0.2 %), 1 Wm^{-2} (+0.8 %) and 2 Wm^{-2} (+0.3 %) for respectively the direct, diffuse and global total SSI.

3 The RTMs used and their inputs

The present study is a pure modeling assessment. It is performed with the RTM libRadtran version 1.7 (Mayer and Kylling, 2005; Mayer et al., 2012). In addition, the RTM SMARTS version 2.9.5 (Simple Model of the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine, Gueymard, 1995) is used to check that conclusions do not depend on this RTM and the aerosol model. SMARTS is limited to clear sky conditions. These two RTMs provide spectral irradiances and have been chosen because several articles have demonstrated the quality of their results when compared to spectral measurements.

The libRadtran (library for Radiative transfer) package software is a convenient set of tools for calculating radiative transfer in the Earth atmosphere. The main tool *uvspec* includes both the correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) and the pseudo-spectral calculations of the RTM SBDART. The correlated-*k* approximation uses the HITRAN molecular spectroscopic database. The pseudo-spectral calculations use the parameterization of absorption cross sections from LOWTRAN. The DISORT 2.0 (discrete ordinate technique) algorithm (Stamnes et al., 2000) was selected to solve the radiative transfer equation in both cases. Here, libRadtran is used twice: one in order to produce the spectral SSI in each Kato band, the second to produce detailed spectral calculations in each band serving as reference for the comparison.

The inputs to libRadtran governing the optical state of the clear atmosphere are the total column contents in ozone and water vapour, the vertical profile of temperature, pressure, density, and volume mixing ratio for gases as a function of altitude, the aerosol optical depth at 550 nm, Angström coefficient, and aerosol type, and the elevation of the ground above sea level. libRatran includes the recent aerosols models of the OPAC library of Hess et al. (1998). The set of additional inputs for the cloudy atmosphere comprises the cloud optical depth at 550 nm, the cloud phase, and the vertical position of the cloud. Default values in libRadtran for cloud liquid content and droplet effective radius are used: 1.0 $g\,m^{-3}$ and 10 µm for water cloud, and 0.005 $g\,m^{-3}$ and 20 µm for ice cloud. Solar spectrum of Gueymard (2004) was selected. Other inputs to libRadtran are the solar zenith angle Θ_s and the ground albedo ρ_g.

The inputs to SMARTS are the same than those to libRadtran. An exception is that only the aerosol optical

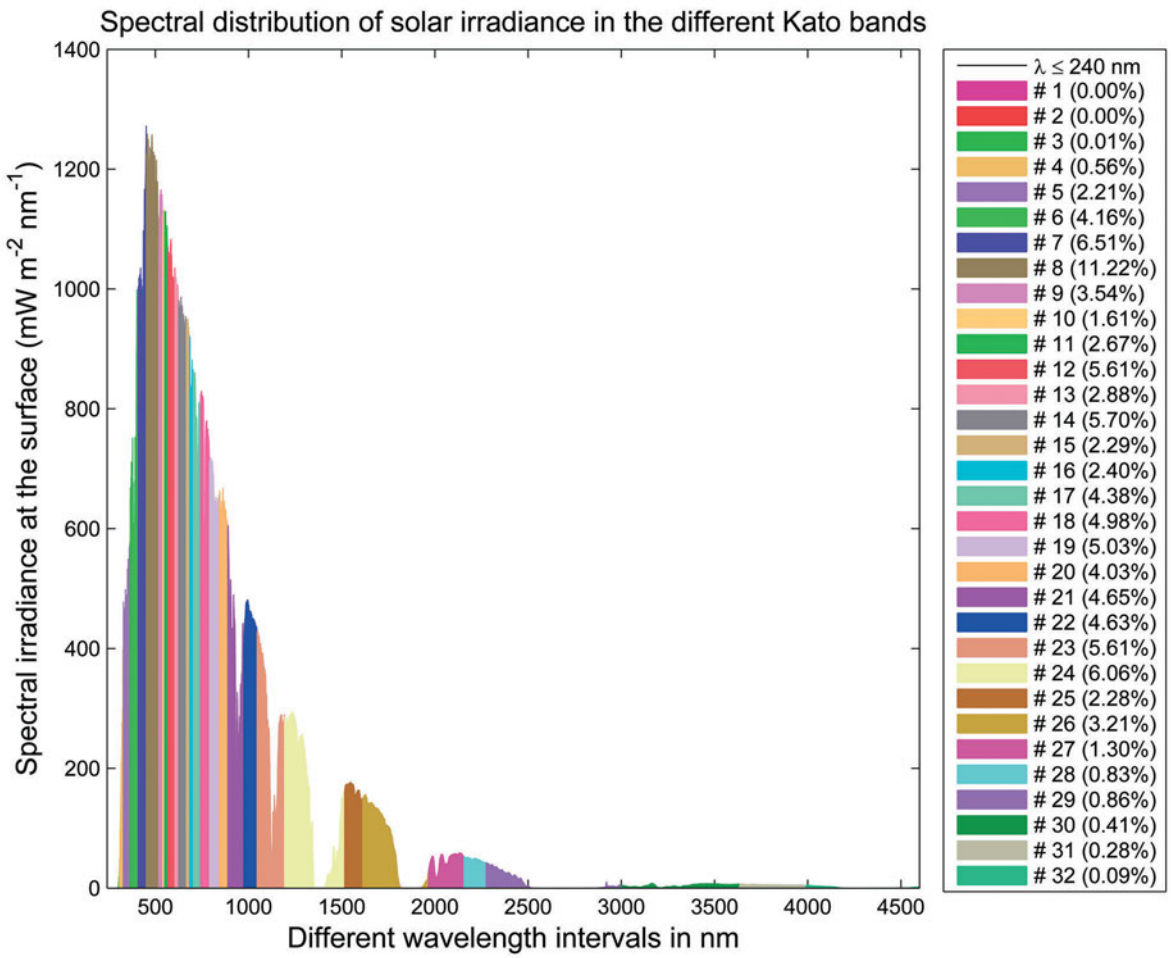


Figure 1: Example of distribution of the global spectral irradiance at surface in the 32 wavelength intervals of Kato et al. (1999) and their corresponding relative contribution in brackets to the total irradiance. Selected conditions are similar to ASTM (2003): solar zenith angle of 48.19 °, US standard atmosphere, total column contents in ozone of 343.8 DU and water vapor of 14.16 kg m^{-2}, aerosol rural type with an optical depth at 500 nm of 0.084 and an Angstrom exponent of 1.3, spectrally constant ground reflectance of 0.2.

Table 1: The spectral intervals selected by Kato et al. (1999)

Band number	Wavelength interval (μm)	Band number	Wavelength interval (μm)	Band number	Wavelength interval (μm)
1	[0.240, 0.272]	12	[0.567, 0.605]	23	[1.046, 1.194]
2	[0.272, 0.283]	13	[0.605, 0.625]	24	[1.194, 1.516]
3	[0.283, 0.307]	14	[0.625, 0.667]	25	[1.516, 1.613]
4	[0.307, 0.328]	15	[0.667, 0.684]	26	[1.613, 1.965]
5	[0.328, 0.363]	16	[0.684, 0.704]	27	[1.965, 2.153]
6	[0.363, 0.408]	17	[0.704, 0.743]	28	[2.153, 2.275]
7	[0.408, 0.452]	18	[0.743, 0.791]	20	[2.275, 3.001]
8	[0.452, 0.518]	19	[0.791, 0.844]	30	[3.001, 3.635]
9	[0.518, 0.540]	20	[0.844, 0.889]	31	[3.635, 3.991]
10	[0.540, 0.550]	21	[0.889, 0.975]	32	[3.991, 4.606]
11	[0.550, 0.567]	22	[0.975, 1.046]		

depth at 550 nm and the aerosol type are requested. SMARTS computes automatically the parameters (α, β) of the Angström relationship for two spectral ranges, below and above 500 nm. In order to ensure an exact comparison, libRadtran is forced to use the same values α and β and the aerosol model of Shettle (1989) used in SMARTS in case of clear sky conditions.

4 Method

The method is of statistical nature. Several sets of inputs to the RTMs are randomly built by a Monte-Carlo technique. Each set is input to libRadtran and to SMARTS for clear sky conditions only. For each set, two runs of libRadtran are made: one with the correlated-*k* approx-

imation of Kato et al. (1999) and the other with the pseudo-spectral calculation which serves as a reference. For each set and each Kato band, the differences between the estimates of the direct and global SSI made by respectively the correlated-k approximation and the pseudo-spectral calculation, and SMARTS in clear sky cases, are computed.

Table 2 reports the range of values taken respectively by Θ_s, ρ_g, and the variables describing the clear sky atmosphere. For computational reasons, Θ_s is set to 0.01 °, respectively 89 ° instead of 0 °, resp. 90 °. The random selection of inputs listed in this Table takes into account the modelled marginal distribution established from observation proposed by Lefevre et al. (2013) and Oumbe et al. (2011). More precisely, the uniform distribution is chosen as a model for marginal probability for all parameters except aerosol optical thickness, Angstrom coefficient, and total column ozone. The chi-square distribution for aerosol optical thickness, the normal distribution for the Angstrom coefficient, and the beta distribution for total column ozone have been selected. The selection of these parametric probability density functions and their corresponding parameters have been empirically determined from the analyses of the observations made in the AERONET network for aerosol properties and from meteorological satellite-based ozone products (Lefevre et al., 2013).

Ten randomly selected values of Θ_s and 10 values of ρ_g are combined with each of the 120 random selections of the other seven variables in Table 2, yielding a total of 12 000 clear atmospheric conditions that will be input to both libRadtran and SMARTS.

The cloud properties are associated together. Ranges of cloud optical depth are related to types of clouds to produce realistic conditions. Each selected cloud optical depth defines a series of 7 couples cloud base height-thickness for water clouds and 3 for ice clouds (Table 3). One thousand (10 × 10 × 10) combinations of Θ_s, ρ_g and cloud optical depth were generated. For each combination, 20 sets of the 7 clear sky variables were selected. To each cloud optical depth are associated 7 couples of cloud base height and thickness for water clouds and 3 for ice clouds, yielding a total of 140 000 atmospheric conditions for water clouds and 60 000 atmospheric conditions for ice clouds. Each condition was input to libRadtran.

In order to remove the daily and seasonal influence of the solar zenith angle on the SSI as well as the dependency to the extraterrestrial solar spectrum, the global SSI G_i estimated by the various models in the band KB i were converted into clearness index KT_i, also called atmospheric transmissivity, atmospheric transmittance, or atmospheric transmission:

$$KT_i = \frac{G_i}{E_{o_i}\cos(\Theta_s)} \tag{4.1}$$

where E_{o_i} is the irradiance at the top of atmosphere on a plane normal to the sun rays for the band KB i. Similarly, the direct clearness index KT_i^{dir} is defined as:

$$KT_i^{\mathrm{dir}} = \frac{B_i}{E_{o_i}\cos(\Theta_s)} \tag{4.2}$$

where B_i is the direct SSI.

For each set, the differences are computed on these indices. The differences are hereafter called errors as they quantify the errors made when using the approximation of Kato et al. (1999) instead of more detailed calculation of the SSI considered as reference for each spectral interval. The errors are synthesized by the bias, the root mean square error (RMSE), the squared correlation coefficient R^2, and by the bias (rBias) and RMSE (rRMSE) relative to the mean values of KT_i^{dir} and KT_i.

$$Bias = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} Y_{\mathrm{Estimated}(j)} - Y_{\mathrm{Reference}(j)} \tag{4.3}$$

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}(Y_{\mathrm{Estimated}(j)} - Y_{\mathrm{Reference}(j)})^2} \tag{4.4}$$

$$rBias = \frac{100}{\overline{Y}_{\mathrm{Reference}}} Bias \tag{4.5}$$

$$rRMSE = \frac{100}{\overline{Y}_{\mathrm{Reference}}} RMSE \tag{4.6}$$

where j indicates each atmospheric state, n the total number of atmospheric states, the value Y can be KT, KT^{dir} for each KB and $\bar{Y}$ stands for the average value of Y. The reference value is the result from detailed spectral calculations of RTMs and the estimated value is that from the correlated-k approximation.

5 Results

5.1 Clear sky conditions

Fig. 2 is an example of scatterplot between spectrally detailed calculations (horizontal axis libRadtran and SMARTS) and the approximation of Kato et al. (1999) for the direct clearness index KT_i^{dir} for KB no. 9 [518, 540] nm. KT_i^{dir} is the main physical quantity used in the development of the correlated-k approximation. Points in the graph are well aligned along the 1:1 line with a very limited scattering. R^2 is greater than 0.999 which means that all information in the spectrally detailed calculations is explained by the correlated-k approximation for this band. The relative bias and RMSE are very small: respectively −0.4 % and 0.4 %. Results obtained with SMARTS are the same than for libRadtran. Findings are not surprising as this band exhibits a low molecular absorption. In this case, the values of k-distribution coefficient tables are sufficient to accurately model the attenuation of direct irradiance.

The approximation of Kato et al. does not perform so well for all intervals. Fig. 3 exhibits scatterplots for KB no. 3 [283, 307] nm and KB no. 4 [307, 328] nm.

Table 2: Range of values taken by the solar zenith angle, the ground albedo and the 7 variables describing the clear atmosphere

Variable	**Value**
Solar zenith angle Θ_s	0.01, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 89 (degree)
Ground albedo ρ_g	0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 0.9
Total column content in ozone	Ozone content is: $300 * \beta + 200$, in Dobson unit. Beta distribution, with A parameter = 2, and B parameter = 2, to compute β
Total column content in water vapor	Uniform between 0 and 70 (k gm^{-2})
Elevation of the ground above mean sea level	Equiprobable in the set: 0, 1, 2, 3 (km)
Atmospheric profiles (Air Force Geophysics Laboratory standards)	Equiprobable in the set: Midlatitude Summer, Midlatitude Winter, Subarctic Summer, Subarctic Winter, Tropical, US. Standard
Aerosol optical depth at 550 nm	Gamma distribution, with shape parameter = 2, and scale parameter = 0.13
Angstrom coefficient *(only used with the OPAC library)*	Normal distribution, with mean = 1.3 and standard-deviation = 0.5
Aerosol type	Equiprobable in the set: urban, rural, maritime, tropospheric

Table 3: Selected cloud properties. Types of clouds and their acronyms; cumulus (Cu); stratocumulus (Sc); altostratus (As); altocumulus (Ac); cirrus (Ci) and cirrostratus (Cs).

Cloud optical depth	Water cloud (cloud base height + thickness, km)	Ice cloud (cloud base height + thickness, km)
0.5, 1, 2, 3 (and 4 for ice cloud only)	Cu: 0.4 + 0.2, 1 + 1.6, 1.2 + 0.2, 2 + 0.5 Ac: 2 + 3, 3.5 + 1.5, 4.5 + 1	Ci: 6 + 0.5, 8 + 0.3, 10 + 1
5, 7, 10, 20 (and 15 for ice cloud only)	Sc: 0.5 + 0.5, 1.5 + 0.6, 2 + 1, 2.5 + 2 As: 2 + 3, 3.5 + 2, 4.5 + 1	Cs: 6 + 0.5, 8 + 2, 10 + 1
40, 70	St: 0.2 + 0.5, 0.5 + 0.3, 1 + 0.5 Ns: 0.8 + 3, 1 + 1 Cb: 1 + 6, 2 + 8	–

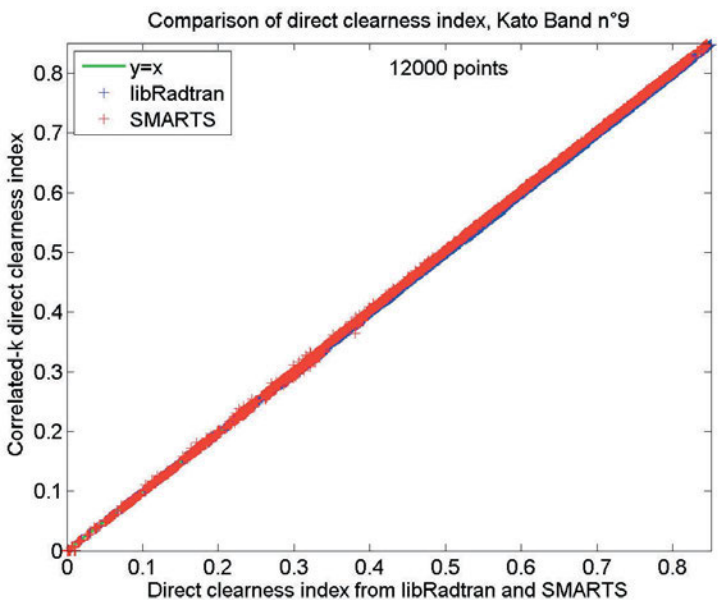


Figure 2: Scatterplot between spectrally detailed calculations (horizontal axis libRadtran and SMARTS) and the correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999). Direct clearness index for KB no. 9 [518, 540] nm.

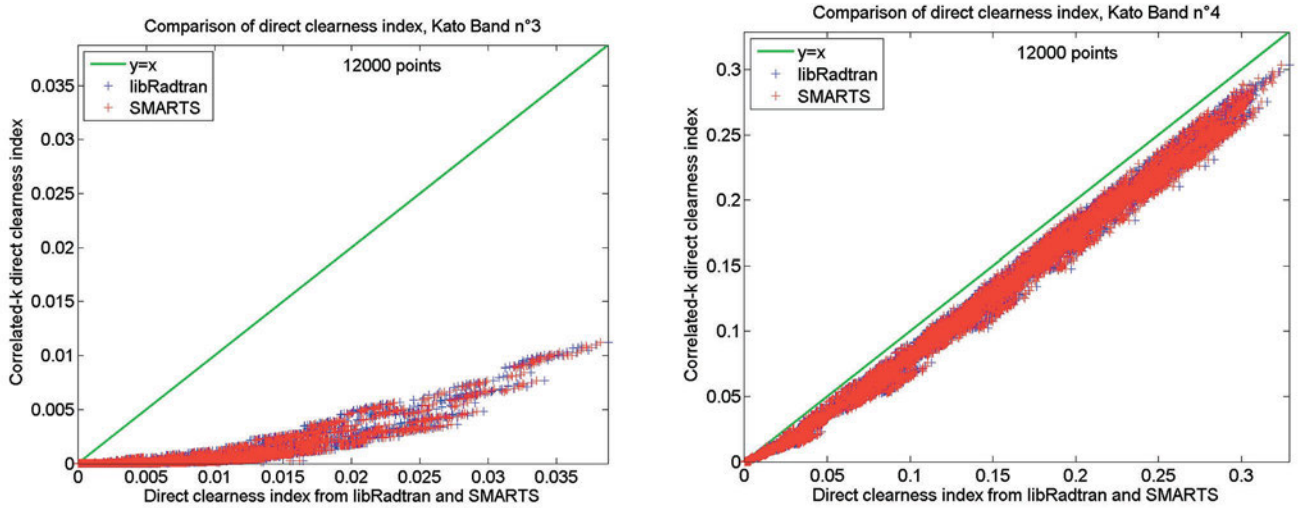


Figure 3: Scatterplot between spectrally detailed calculations (horizontal axis libRadtran and SMARTS) and the correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999). Direct clearness index for KB no. 3 [283, 307] nm (left) and no. 4 [307, 328] nm (right).

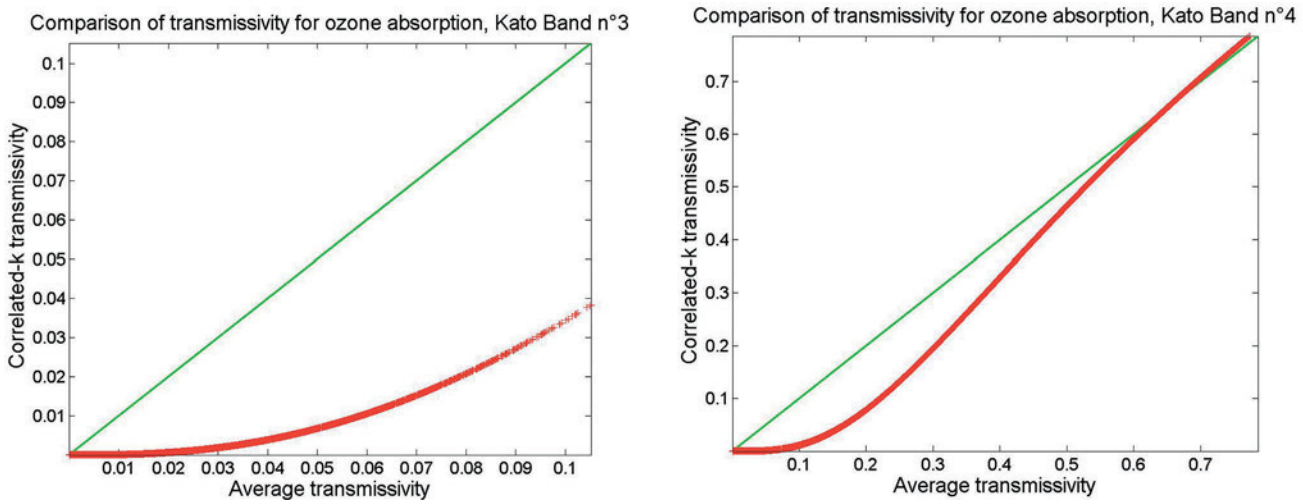


Figure 4: Scatterplots of transmissivity due only to ozone absorption between average by weighting with the extraterrestrial spectrum (horizontal axis) and the correlated-*k* approximation for KB no. 3 (left) and no. 4 (right).

For KB no. 3, the approximation strongly underestimates KT_i^{dir}. The relative bias is very large and amounts to −91.8 %. The scattering around the 1:1 line is nevertheless limited and R^2 is large: 0.677. The underestimation is less for KB no. 4: rBias is −13.9 %, rRMSE is 17.0 %. R^2 is very large: 0.995. The underestimation for these two bands can be explained by the fact that Kato et al. (1999) assume that the ozone cross section at the center wavelength in each interval represents the absorption over the whole interval. Actually, the ozone cross section is widely dependent of wavelength in this spectral region (Molina and Molina, 1986). The wavelength interval is large for considering only a single value of ozone cross section. Fig. 4 displays the comparison of transmissivities due only to ozone absorption between correlated-*k* approximation and average weighting with the extraterrestrial spectrum of Gueymard (2004) in KB no. 3 and 4. The behavior of the curves is similar to those in Fig. 3 and proves that the errors are mainly due by the choice made by Kato et al. for modelling ozone absorption.

Other KBs exhibit noticeable overestimation (no. 23, 24, 25) and underestimation (19, 21, 26). The water vapor is the main absorber in these wavelengths (Pierluissi and Peng, 1985). A part of uncertainties in the results is attributed to the different sources of spectroscopic data of Kato et al. method and detailed spectral calculations. Intervals KB 23 to 26 exhibit larger intervals than the previous ones. The influence of Θ_s, ground elevation, and as a whole of any variable that may influence the air mass is more visible. As an example, Fig. 5 exhibits the scatterplot between the libRadtran spectrally detailed calculations and the correlated-*k* approximation for two different ranges of solar zenith angle: $\Theta_s \leq 80\,°$ and $\Theta_s = 89\,°$ for KB no. 25. Errors are much larger at $\Theta_s = 89\,°$ than at other Θ_s.

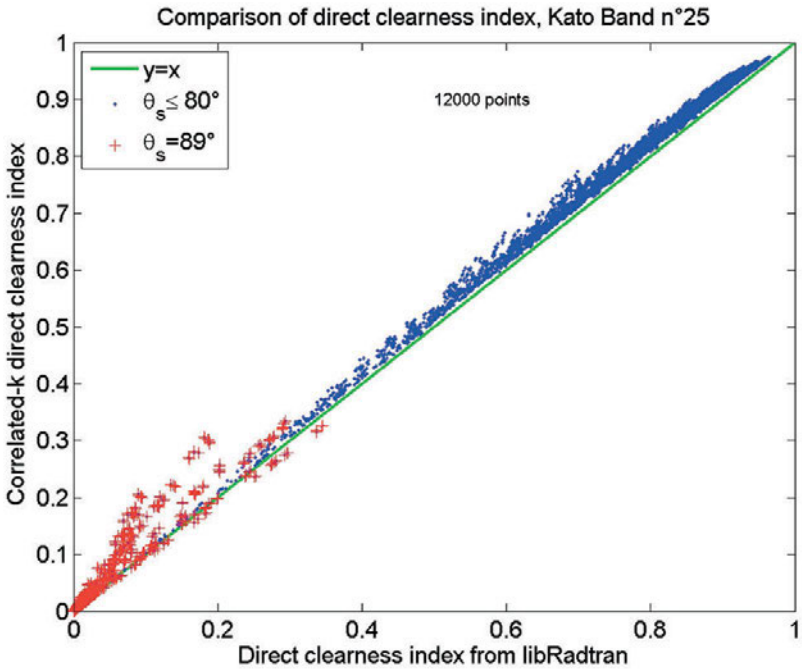


Figure 5: Scatterplot between libRadtran spectrally detailed calculations and the correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) for two ranges of solar zenith angle Θ_s. Direct clearness index for KB no. 25 [1516, 1613] nm.

Table 4 reports the statistical quantities summarizing the errors in KT_i^{dir} under clear sky conditions for $\Theta_s \leq 80\,^\circ$ with libRadtran calculations. One observes that R^2 is greater than 0.99 for all KBs from 4 to 26. All information in the spectrally detailed calculations is explained by the correlated-*k* approximation in each band, whatever the atmospheric profile, the aerosol model or other inputs. rBias ranges between a minimum of −6.8 % (KB no. 21) and a maximum of 6.0 % (KB no. 24). rRMSE amounts up to 7.4 %. In most KBs, rBias and rRMSE are less than 1.5 %. They are greater than 2.5 % in absolute value for KB no. 19, 21, 23, 24, 25 and 26. As already discussed, KB no. 3 and 4 are exceptions with large underestimation though R^2 is very large.

The results of errors in clearness index KT_i are summarized in Table 5 for $\Theta_s \leq 80\,^\circ$ with libRadtran calculations. For KB no. 3 and 4, rBias is respectively −92.2 % and −16.3 %, rRMSE is respectively 123.4 % and −16.9 %, and R^2 is respectively 0.718 and 0.991. rBias is small for most KBs. It ranges from −7.1 % (KB no. 21) to 5.3 % (KB no. 24). It is less than 1.5 % in absolute value for all bands, except KB no. 5, 19, 21, 23 and 26. Except KB no. 3 and 4, rRMSE is less than 2 % for the shortest wavelengths. It peaks at 7.6 % for KB no. 21 because of the large bias. As a whole, rRMSE is close to the absolute value of rBias, denoting a small standard-deviation of the errors. R^2 is very close to 0.99.

In general, rBias is greater for KT_i than for KT_i^{dir}. The global is the sum of the direct and diffuse components. The same correlated-*k* coefficient tables are used for each component, in the most KBs, leading to a larger error in the global than in the direct component.

5.2 Cloudy sky conditions

The results of errors in KT_i^{dir} and KT_i under cloudy skies are summarized in Tables 6–9 for $\Theta_s \leq 80\,^\circ$. Like clear sky conditions, errors for KB 3 and 4 are greater than for the other KB. For respectively $KT_i^{\mathrm{dir}}$and KT_i in KB no. 3, rBias is −90.7 % and −92.5 % for ice clouds and −91.5 % and −93.3 % for water clouds, rRMSE is approximately equal to the absolute value of rBias, and R^2 is 0.78 and 0.79 for ice clouds and 0.74 and 0.70 for water clouds. As for KB no. 4, rBias is −12.5 % and −16.8 % for ice clouds and −12.2 % and −16.0 % for water clouds, rRMSE is approximately equal to the absolute value of rBias, and R^2 is greater than 0.99.

Errors in KT_i^{dir} depend on the KB (Table 6–7) but do not depend noticeably on the cloud phase. rBias ranges between −6.2 % (KB no. 21) and 5.3 % (KB no. 24). rRMSE amounts up to 15.1 % for KB no. 21. In all KBs, except no. 21, rBias is much less than 5 % in absolute value. For most KBs, rRMSE is less than 5 %.

The errors in KT_i^{dir} in cloudy conditions slightly depend on the cloud optical depth and to a much lesser extent on the other cloud properties. They exhibit the same dependency than those for clear sky on Θ_s, ground elevation, and as a whole of any variable that may influence the air mass. R^2 is greater than 0.99 for all KBs from 4 to 26. All information in the spectrally detailed calculations is explained by the correlated-*k* approximation in each band, whatever the cloudy conditions, atmospheric profile, the aerosol model or other inputs.

The errors on KT_i depend on the KB (Table 8–9) and do not depend noticeably on the cloud phase, except for KB no. 24 and 26. rBias ranges between −7.4 %

Table 4: Statistical parameters in the different KBs for the direct clearness index under clear sky conditions for $\Theta_s \leq 80\,^\circ$ with libRadtran calculations. N° is the number of KB, R^2 is the squared correlation coefficient, Mean is the mean value of the index.

N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)	N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)
3	0.682	0.006	−91.8	132.2	15	0.999	0.665	−0.0	0.0
4	0.995	0.128	−13.9	16.1	16	0.999	0.616	−0.6	1.0
5	0.999	0.254	0.9	1.1	17	0.999	0.602	0.7	1.4
6	0.999	0.354	−1.0	1.0	18	0.999	0.666	0.9	1.3
7	0.999	0.435	−0.1	0.2	19	0.995	0.671	−2.5	3.1
8	0.999	0.506	0.3	0.3	20	0.999	0.753	0.5	0.6
9	0.999	0.546	−0.4	0.4	21	0.993	0.459	−6.8	7.4
10	0.999	0.556	−0.2	0.2	22	0.998	0.760	−0.2	1.0
11	0.999	0.561	−0.2	0.2	23	0.998	0.521	2.3	2.6
12	0.999	0.558	1.4	1.5	24	0.995	0.406	6.0	6.3
13	0.999	0.599	0.2	0.2	25	0.997	0.806	2.9	3.1
14	0.999	0.618	1.3	1.4	26	0.994	0.453	−3.1	3.7

Table 5: Statistical parameters in the different KBs for the clearness index under clear sky conditions for $\Theta_s \leq 80\,^\circ$ with libRadtran calculations. N° is the number of KB, R^2 is the squared correlation coefficient, Mean is the mean value of the index.

N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)	N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)
3	0.718	0.016	−92.8	123.4	15	0.999	0.895	−0.0	0.3
4	0.991	0.377	−16.3	16.9	16	0.997	0.815	−0.8	1.1
5	0.999	0.671	1.7	1.8	17	0.995	0.782	0.7	1.4
6	0.999	0.755	−0.2	0.2	18	0.994	0.853	1.1	1.5
7	0.999	0.806	−0.0	0.0	19	0.986	0.839	−2.7	3.3
8	0.999	0.837	0.1	0.1	20	0.999	0.932	0.5	0.6
9	0.999	0.840	−0.4	0.5	21	0.994	0.547	−7.1	7.5
10	0.999	0.834	−0.2	0.3	22	0.990	0.904	−0.2	1.1
11	0.999	0.831	−0.2	0.3	23	0.996	0.603	2.1	2.5
12	0.999	0.798	1.5	1.5	24	0.991	0.458	5.3	5.6
13	0.999	0.839	0.2	0.3	25	0.988	0.891	3.0	3.1
14	0.994	0.845	1.4	1.8	26	0.989	0.495	−3.6	4.0

Table 6: Statistical parameters in the different KBs for the direct clearness index under cloudy sky conditions for $\Theta_s \leq 80\,^\circ$ and ice cloud phase. N° is the number of KB, R^2 is the squared correlation coefficient, Mean is the mean value of the index.

N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)	N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)
3	0.783	0.001	−90.7	274.2	15	0.999	0.053	0.0	0.1
4	0.998	0.011	−12.5	31.2	16	0.999	0.050	−0.5	1.6
5	0.999	0.022	0.8	2.1	17	0.999	0.049	1.0	3.4
6	0.999	0.030	−1.0	2.2	18	0.999	0.053	0.8	1.9
7	0.999	0.037	−0.3	0.6	19	0.999	0.053	−1.8	5.3
8	0.999	0.042	0.2	0.6	20	0.999	0.059	0.4	1.0
9	0.999	0.045	−0.3	0.7	21	0.999	0.039	−5.8	14.3
10	0.999	0.046	−0.2	0.4	22	0.999	0.059	−0.3	1.6
11	0.999	0.046	−0.2	0.4	23	0.999	0.042	3.4	7.6
12	0.999	0.046	1.3	3.1	24	0.999	0.033	5.3	12.3
13	0.999	0.049	0.2	0.4	25	0.999	0.063	2.8	6.3
14	0.999	0.050	1.2	2.9	26	0.999	0.036	−3.8	9.0

(KB no. 21) and 10.1 % (KB no. 24). rRMSE is equal to the absolute value of rBias meaning that the standard-deviation of the errors is small. R^2 is greater than 0.99 for all KBs from no. 4 to 26. Like in the clear sky case, and for the same reasons, the errors are larger in the global than in the direct component in the most KBs.

The errors slightly depend on the cloud optical depth and to a much lesser extent on the ground albedo and other cloud properties. They exhibit the same dependency than those for clear sky on Θ_s, ground elevation, and as a whole of any variable that may influence the air mass.

Conclusion

The presented study demonstrates that as a whole the *k*-distribution method and the correlated-*k* approximation

Table 7: Statistical parameters in the different KBs for the direct clearness index under cloudy sky conditions for $\Theta_s \leq 80\,^\circ$ with water cloud phase. N° is the number of KB, R^2 is the squared correlation coefficient, Mean is the mean value of the index.

N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)	N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)
3	0.744	0.001	−91.5	279.7	15	0.999	0.055	0.0	0.1
4	0.998	0.012	−12.1	29.92	16	0.999	0.052	−0.3	1.4
5	0.999	0.023	0.6	1.9	17	0.999	0.051	0.9	3.1
6	0.999	0.032	−0.6	1.7	18	0.999	0.055	0.5	1.4
7	0.999	0.039	−0.2	0.4	19	0.995	0.055	−1.9	5.4
8	0.999	0.045	0.3	0.7	20	0.999	0.060	0.5	1.2
9	0.999	0.048	−0.3	0.7	21	0.993	0.040	−6.2	15.1
10	0.999	0.049	−0.1	0.3	22	0.998	0.061	0.2	1.7
11	0.999	0.049	−0.1	0.4	23	0.998	0.043	1.9	5.1
12	0.999	0.048	1.3	3.0	24	0.995	0.033	5.3	12.3
13	0.999	0.051	0.2	0.4	25	0.997	0.062	2.3	5.6
14	0.999	0.052	1.2	2.8	26	0.994	0.035	−4.2	10.2

Table 8: Statistical parameters in the different KBs for the clearness index under cloudy sky conditions for $\Theta_s \leq 80\,^\circ$ with ice cloud phase. N° is the number of KB, R^2 is the squared correlation coefficient, Mean is the mean value of the index.

N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)	N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)
3	0.794	0.011	−92.5	135.5	15	0.999	0.597	0.1	0.2
4	0.985	0.263	−16.8	18.2	16	0.999	0.537	−0.4	1.0
5	0.999	0.468	1.9	2.1	17	0.999	0.515	1.1	1.9
6	0.999	0.519	−0.2	0.2	18	0.999	0.564	1.6	2.0
7	0.999	0.550	−0.1	0.1	19	0.997	0.551	−2.1	2.9
8	0.999	0.566	0.1	0.2	20	0.999	0.616	0.9	1.1
9	0.999	0.566	−0.3	0.4	21	0.995	0.362	−6.7	7.5
10	0.999	0.564	−0.2	0.2	22	0.999	0.590	0.0	1.0
11	0.999	0.558	−0.1	0.3	23	0.999	0.394	3.1	3.7
12	0.999	0.533	2.0	2.3	24	0.992	0.280	10.2	11.2
13	0.999	0.563	0.3	0.4	25	0.999	0.392	2.8	3.7
14	0.999	0.562	1.8	2.0	26	0.999	0.223	−3.1	4.1

Table 9: Statistical parameters in the different KBs for the clearness index under cloudy sky conditions for $\Theta_s \leq 80\,^\circ$ with water cloud phase. N° is the number of KB, R^2 is the squared correlation coefficient, Mean is the mean value of the index.

N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)	N°	R^2	Mean	rBias(%)	rRMSE(%)
3	0.695	0.011	−93.3	132.7	15	0.999	0.590	0.0	0.1
4	0.986	0.270	−15.9	17.6	16	0.999	0.532	−0.6	1.1
5	0.999	0.473	1.8	2.0	17	0.999	0.510	0.7	1.5
6	0.999	0.523	−0.1	0.2	18	0.999	0.557	1.4	1.7
7	0.999	0.552	−0.0	0.0	19	0.998	0.540	−2.5	3.2
8	0.999	0.567	0.1	0.1	20	0.999	0.602	0.7	0.9
9	0.999	0.566	−0.4	0.4	21	0.997	0.347	−7.4	8.3
10	0.999	0.564	−0.2	0.2	22	0.999	0.574	0.0	1.0
11	0.999	0.558	−0.1	0.2	23	0.999	0.374	2.0	2.7
12	0.999	0.531	1.8	2.0	24	0.998	0.269	3.4	5.8
13	0.999	0.558	0.3	0.3	25	0.999	0.486	3.1	3.8
14	0.999	0.557	1.6	1.8	26	0.999	0.259	−6.6	7

proposed by Kato et al. (1999) for several spectral intervals offer accurate estimates of the spectral irradiance in these intervals when compared to detailed spectral calculations in clear sky and cloudy conditions. The study is based on a pure modeling approach and is limited to the bands no. 3 to 26.

In all cases, whatever the spectral band, the greatest error is reached for clear sky conditions and decreases considerably as the extinction due to cloud increases. For spectral intervals from no. 5 [328, 363] nm to no. 18 [743, 791] nm, and for both global and direct radiation, the bias and the RMSE are less than 1.5 % of the irradiance in the corresponding interval under clear skies and may amount to 3 % in cloudy conditions. For spectral intervals no. 19 [791, 844] nm to 26 [1613, 1965] nm and in most case, the errors amount to less than 5 % of the irradiance in the corresponding interval for both global and direct radiation. The relative bias and RMSE show a

tendency to increase with wavelength for greater wavelength intervals and may reach 8 % and 7 % for global and direct under clear skies respectively, and 11 % and 15 % under cloudy skies.

The situation is not so good for the spectral intervals no. 3 [283, 307] nm and 4 [307, 328] nm. The irradiance is underestimated by large – approximately −90 % and −17 % in relative value – because the wavelength interval is large with respect to the absorption by ozone and a single value of ozone cross section is not enough for each interval. As a consequence, the approach is not directly useful for the ultraviolet radiation.

The present study has practical implication as it provides an assessment of the errors made when using the *k*-distribution method and the correlated-*k* approximation proposed by Kato et al. (1999) instead of more detailed calculations that are more demanding in computational resources.

Acknowledgements

The authors thank the teams developing libRadtran (http://www.libradtran.org) and SMARTS. They also thank S. Kato for encouraging them to undertake the study. This work was partly funded by the French Agency ADEME in charge of energy (grant no. 1105C0028, 2011–2016) and took place within the Task 46 "solar resource assessment and forecasting" of the Solar Heating and Cooling programme of the International Energy Agency

References

ASTM, 2003: "Standard tables for reference solar spectral irradiance at air mass 1.5: Direct normal and hemispherical for a 37 ° tilted surface," Standard G173-03. – American Society for Testing and Materials, West Conshohocken.

Fu, Q., K.-N. Liou, 1992: On the correlated *k*-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmosphere. – J. Atmos. Sci. **49**, 2139–2156, DOI: 10.1175/1520-0469(1992)049<2139:OTCDMF>2.0.CO;2.

Gueymard, C., 1995: SMARTS2, Simple model of the atmospheric radiative transfer of sunshine: algorithms and performance assessment. – Report FSEC-PF-270-95, Florida Solar Center, Cocoa, FL., USA, http://www.fsec.ucf.edu/en/publications/pdf/FSEC-PF-270-95.pdf

Gueymard, C., 2004: The sun's total and the spectral irradiance for solar energy applications and solar radiations models. – Solar Energy **76**, 423–452 DOI:10.1016/j.solener.2003.08.039

Halthore, R.N., D. Crisp, S.E. Schwartz, G.P. Anderson, A. Berk, B. Bonnel, O. Boucher, F.-L. Chang, M.-D. Chou, E.E. Clothiaux, P. Dubuisson, B. Fomin, Y. Fouquart, S. Freidenreich, C. Gautier, S. Kato, I. Laszlo, Z. Li, J.H. Mather, A. Plana-Fattori, V. Ramaswamy, P. Ricchiazzi, Y. Shiren, A. Trishchenko, W. Wiscombe, 2005: Intercomparison of shortwave radiative transfer codes and measurements. – J. Geophys. Res. **110**, D11206. DOI:10.1029/2004JD005293.

Hess, M., P. Koepke, I. Schult, 1998: Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC. – Bull. Amer. Meteor. Soc. **79**, 31–844, DOI: 10.1175/1520-0477(1998)079<0831:OPOAAC>2.0.CO;2.

Kato, S., T. Ackerman, J. Mather, E. Clothiaux, 1999: The *k*-distribution method and correlated-*k* approximation for shortwave radiative transfer model. – J. Quant Spectroscopy Radiative Transfer **62**, 109–121 DOI: 10.1016/S0022-4073(98)00075-2

Lefevre, M., A. Oumbe, P. Blanc, B. Espinar, B. Gschwind, Z. Qu, L. Wald, M. Schroedter-Homscheidt, C. Hoyer-Klick, A. Arola, A. Benedetti, J.W. Kaiser, J.-J. Morcrette, 2013: McClear: a new model estimating downwelling solar radiation at ground level in clear-sky conditions. – AMT **6**, 2403–2418, DOI:10.5194/amt-6-2403-2013.

Liou, K.-N., 2002: An Introduction to Atmospheric Radiation. – Int. Geophysics Series, Academic Press **84**, Second Edition, 583pp.

Mayer, B., A. Kylling, 2005: Technical note: The libRadtran software package for radiative transfer calculations-description and examples of use. – Atmos. Chem. Phys. **5**, 1855–1877, DOI:10.5194/acp-5-1855-2005.

Mayer, B., A. Kylling, C. Emde, U. Hamann, R. Buras, 2012: libRadtran user's guide. Edition for libRadtran. – Available at www.libradtran.org/doc/libRadtran.pdf.

Michalsky, J.J., G.P. Anderson, J. Barnard, J. Delamere, C. Gueymard, S. Kato, P. Kiedron, A. Mccomiskey, P. Ricchiazzi, 2006: Shortwave radiative closure studies from clear skies during the Atmospheric Radiation Measurement 2003 Aerosol Intensive Observation Period. – J. Geophys. Res. 111D, D14S90, DOI:10.1029/2005JD006341.

Molina, L.T., M.J. Molina, 1986: Absolute absorption cross sections of zone in the 185- to 350 nm wavelength range. – J Geophys. Res **91**, 14501–14508. DOI: 10.1029/JD091iD13p14501.

Oumbe, A., P. Blanc, B. Gschwind, M. Lefevre, Z. Qu, M. Schroedter-Homscheidt L. Wald, 2011: Solar irradiance in clear atmosphere: study of parameterisations of change with altitude. – Adv. Sci. Res. **6**, 199–203, DOI:10.5194/ASR-6-199-2011.

Pierluissi, J.H., G.-S. Peng, 1985: New molecular transmission band models for LOWTRAN. – Optical Engineering 24, 541–547, DOI:10.1117/12.7973523.

Shettle, E., 1989: Models of aerosols, clouds and precipitation for atmospheric propagation studies. – In: Atmospheric propagation in the UV, Visible, IR and MM-region and Related system aspects, no. 454 in AGARD Conference Proceedings.

Stamnes, K., S.-C. Tsay, W. Wiscombe, I. Laszlo, 2000: DISORT, a general purpose Fortran program for discrete ordinate method radiative transfer in scattering and emitting layered media: Documentation of methodology. – Tech. Rep., Dept. of Physics and Engineering Physics, Stevens Institute of Technology, Hoboken, NJ07030, USA.

Wang, P., W.H. Knap, P.K. Munneke, P. Stamnes, 2009: Clear-sky shortwave radiative closure for the Cabauw Baseline Surface Radiation Network site, Netherlands. – J. Geophys. Res. 114, D14206, DOI:10.1029/2009JD011978.

West, R., R. Goody, L. Chen, D. Crisp, 2010: The correlated-k method and related methods for broadband radiation calculations. – J. Quant. Spectros. Radiative Transfer 111, 1672–1673, DOI:10.1016/j.jqsrt.2010.01.013.

Adv. Sci. Res., 12, 5–10, 2015
www.adv-sci-res.net/12/5/2015/
doi:10.5194/asr-12-5-2015
© Author(s) 2015. CC Attribution 3.0 License.

Advances in Science & Research
Open Access Proceedings

14th EMS Annual Meeting & 10th European Conference on Applied Climatology (ECAC)

Estimating the photosynthetically active radiation under clear skies by means of a new approach

W. Wandji Nyamsi, B. Espinar, P. Blanc, and L. Wald

MINES ParisTech, PSL Research University, O. I. E. – Centre Observation, Impacts, Energy, Sophia Antipolis CEDEX, France

Correspondence to: W. Wandji Nyamsi (william.wandji@mines-paristech.fr)

Received: 2 December 2014 – Accepted: 26 January 2015 – Published: 18 February 2015

Abstract. The k-distribution method and the correlated-k approximation of Kato et al. (1999) is a computationally efficient approach originally designed for calculations of the broadband solar radiation by dividing the solar spectrum in 32 specific spectral bands from 240 to 4606 nm. This paper describes a technique for an accurate assessment of the photosynthetically active radiation (PAR) from 400 to 700 nm at ground level, under clear-sky conditions using twelve of these spectral bands. It is validated against detailed spectral calculations of the PAR made by the radiative transfer model libRadtran. For the direct and global PAR irradiance, the bias is $-0.4\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ ($-0.2\,\%$) and $-4\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ ($-1.3\,\%$) and the root mean square error is $1.8\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ ($0.7\,\%$) and $4.5\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ ($1.5\,\%$). For the direct and global Photosynthetic Photon Flux Density, the biases are of about $+10.3\,\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$ ($+0.8\,\%$) and $1.9\,\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$ ($-0.1\,\%$) respectively, and the root mean square error is $11.4\,\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$ ($0.9\,\%$) and $4.0\,\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$ ($0.3\,\%$). The correlation coefficient is greater than 0.99. This technique provides much better results than two state-of-the-art empirical methods computing the daily mean of PAR from the daily mean of broadband irradiance.

1 Introduction

Photosynthetically active radiation, abbreviated in PAR, is the solar radiation in the range [400, 700] nm that can be used by organisms via the process of photosynthesis. PAR is defined as the incident power per unit surface for this spectral interval and may be expressed in $\mathrm{W\,m^{-2}}$. PAR is also a measure of the photosynthetic photon flux density, abbreviated in PPFD and expressed in $\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$, and is defined as the number of the incident photons per unit time per unit surface. Both units are linked by the widely used approximation $1\,\mathrm{W\,m^{-2}} \approx 4.57\,\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$ (McCree, 1972). PAR is a portion of the total, also known as broadband, solar irradiance. Whatever the spectral interval, the solar radiation available at ground level on a horizontal plane is called the global radiation. The global is the sum of the direct component that comes from the direction of the sun and the diffuse component that comes from the rest of the sky vault. Let note respectively G, P_G and Q_P, the global broadband irradiance, the global PAR irradiance, and the global PPFD at ground level.

In situ measurements of PAR are rare in space and time. This scarcity leads researchers and practitioners to calculate PAR from the global broadband solar irradiance by empirical means. For example, Udo and Aro (1999) proposed a ratio of 2.079 between the daily mean of G and the daily mean of Q_P:

$$Q_\mathrm{P} = 2.079G \tag{1}$$

where the constant 2.079 is in $\mathrm{\mu mol\,J^{-1}}$. Jacovides et al. (2004) suggested a ratio of 1.919. These authors acknowledge that the actual ratio depends on the sky conditions and atmospheric properties.

Other approaches to PAR assessment and more generally to assessment of the solar radiation in any spectral interval are atmospheric radiative transfer models (RTM). Besides the difficulty in knowing all inputs requested by RTMs, their main disadvantage is the computational load because many spectral calculations must be performed. Several methods have been proposed to reduce the number of calculations. Among them, are the k-distribution method and the correlated-k approximation proposed by Kato et al. (1999)

Table 1. KB covering and close to PAR spectral interval, selected sub-intervals $\delta\lambda_i$, slopes and intercepts of the affine functions between the clearness indices in KB and sub-intervals $\delta\lambda_i$ obtained from libRadtran simulations.

KB	Interval $\Delta\lambda$, nm	Sub-interval $\delta\lambda$, nm (#i)	Global		Direct normal	
			Slope a_i	Intercept b_i	Slope c_i	Intercept d_i
6	363–408	385–386 (#1)	0.9987	−0.0023	1.0030	−0.0032
7	408–452	430–431 (#2)	1.0026	−0.0004	0.9995	0.0013
8	452–518	484–485 (#3)	1.0034	0.0005	0.9979	0.0000
9	518–540	528–529 (#4)	0.9998	−0.0005	1.0008	−0.0013
10	540–550	545–546 (#5)	1.0001	0.0003	1.0003	−0.0003
11	550–567	558–559 (#6)	1.0004	0.0004	0.9997	0.0012
		569–570 (#7)	0.9960	−0.0119	1.0024	−0.0100
12	567–605	586–587 (#8)	1.0123	0.0064	0.9929	0.0267
		589–590 (#9)	0.9568	−0.0109	0.9804	−0.0434
		602–603 (#10)	1.0150	0.0167	1.0051	0.0212
13	605–625	615–616 (#11)	1.0004	0.0009	0.9977	0.0033
		625–626 (#12)	1.0104	−0.0174	1.0622	−0.0551
14	625–667	644–645 (#13)	1.0072	0.0029	0.9960	0.0154
		656–657 (#14)	0.9915	0.0068	0.9698	0.0205
15	667–684	675–676 (#15)	1.0006	0.0007	0.9978	0.0036
		685–686 (#16)	1.0473	0.0212	0.9681	0.1036
16	684–704	687–688 (#17)	0.9602	−0.0130	1.0041	−0.0531
		694–695 (#18)	0.9828	−0.0153	1.0323	−0.0642
17	704–743	715–716 (#19)	1.0262	0.0121	0.9771	0.0596

whose approach is implemented in several RTMs. This approach was originally designed as a very efficient way to speed up computations of G and its direct component by using 32 specific spectral intervals across the solar spectrum from 240 to 4606 nm. Hereafter, these spectral intervals are abbreviated in KB. This article deals with the assessment of the PAR – irradiance and PPFD – using the irradiance of each KB covering the PAR spectral range in clear sky conditions.

2 Problem statement

The global PAR irradiance P_G is mathematically defined as:

$$P_G = \int_{400}^{700} G_\lambda d\lambda \tag{2}$$

where G_λ is the global spectral irradiance, λ the wavelength and the integration is made between 400 and 700 nm. The global PPFD Q_P is similarly defined as:

$$Q_P = \frac{1}{hc}\int_{400}^{700} G_\lambda \lambda d\lambda \tag{3}$$

where h is the Planck's constant and c the velocity of light.

The direct normal irradiance is the irradiance received on a plane always facing the sun rays with a normal incidence. Let note respectively B, P_B, and Q_{PB}, the direct normal broadband irradiance, the direct normal PAR irradiance, and the direct normal PPFD:

$$P_B = \int_{400}^{700} B_\lambda d\lambda \tag{4}$$

$$Q_{PB} = \frac{1}{hc}\int_{400}^{700} B_\lambda \lambda d\lambda \tag{5}$$

where B_λ is the direct normal spectral irradiance.

The integral may be replaced by a Riemann sum using very narrow spectral intervals or bands, hereafter abbreviated NB. Here, we chose $\delta\lambda = 1$ nm, assuming that the optical properties of the atmosphere do not change over 1 nm. If λ_i denotes now the center wavelength of each NB of width $\delta\lambda$, it comes:

$$P_G = \sum_{i=1}^{300} G_{\delta\lambda i} \tag{6}$$

$$Q_P = \frac{1}{hc}\sum_{i=1}^{300} G_{\delta\lambda i}\lambda_i . \tag{7}$$

Similar equations hold for P_B and Q_{PB}.

The PAR spectral band [400, 700] nm is covered by 11 KB, from #6 [363, 408] nm to #16 [684, 704] nm (Table 1). Wandji Nyamsi et al. (2014) demonstrated that as a whole the approach of Kato et al. (1999) offer accurate estimates of the spectral irradiance in most of the 32 KB when compared to detailed spectral calculations in clear sky and cloudy conditions, and especially for the KB #6 to 16. It follows that the

PAR may be computed by a Riemann sum based on 11 KB instead of 300 NBs. KB #6 and #16 are partly outside the PAR range. One solution is a weighted sum based on the overlap between KB_j and the PAR interval. The weight w_j of KB_j may be defined as follows:

$$w_j = 1, \text{ if } j \text{ is not 6 or 16}$$
$$w_6 = (408-400)/(408-363) = 0.1778$$
$$w_{16} = (700-684)/(704-684) = 0.80$$

and

$$P_\mathrm{G} = \sum_{j=6}^{16} G_{\mathrm{KB}_j} w_j \tag{8}$$

$$Q_\mathrm{P} = \frac{1}{hc} \sum_{j=6}^{16} G_{\mathrm{KB}_j} w_j \lambda_{\mathrm{KB}_j} \tag{9}$$

where G_{KB_j} is the global irradiance for KB_j and λ_{KB_j} the center wavelength of KB_j. Similar equations hold for P_B and Q_PB. However, Wandji Nyamsi et al. (2014) reported a relative root mean square error less than 2 % between detailed spectral calculations and the approach by Kato et al. (1999) for each KB, from #6 to #16. Though small this error may be decreased for the PAR by the technique proposed in this article.

3 Description of the technique

Actually, the bandwidth in several KB is larger than 30 nm and may be considered large for estimating PAR in an accurate manner. The concept underlying the proposed technique is to determine several narrower spectral bands NB whose transmissivities are correlated to those of the KB and then use these transmissivities in a linear interpolation process to compute the PAR. This technique is elaborated and validated by the means of the RTM libRadtran (Mayer and Kylling, 2005).

The clearness index KT_i and the direct clearness index $\mathrm{KT}_{\mathrm{B}i}$ – also called atmospheric transmissivity and direct atmospheric transmissivity – are defined as follows:

$$\mathrm{KT}_i = \frac{G_{\delta\lambda i}}{E_{o_i} \cos(\theta_\mathrm{s})} \tag{10}$$

$$\mathrm{KT}_{\mathrm{B}i} = \frac{B_{\delta\lambda i}}{E_{o_i}} \tag{11}$$

where θ_s is the solar zenithal angle; E_{o_i} is the irradiance at the top of atmosphere on a plane normal to the sun rays for the ith NB. Several solar spectra E_{o_i} have been published. That of Gueymard (2004) is available in libRadtran and has been used here. By introducing the clearness index in Eqs. (6) and (7), it comes:

Table 2. Ranges and distributions of values taken by the solar zenith angle, the ground albedo and the 7 variables describing the clear atmosphere.

Variable	Value
– Solar zenith angle θ_s	– Uniform between 0 and 89 (degree)
– Ground albedo ρg	– Uniform between 0 and 0.9
– Total column content of ozone	– Ozone content is: $300 \times \beta + 200$, in Dobson unit. Beta distribution, with A parameter = 2, and B parameter = 2, to compute β
– Total column content of water vapor	– Uniform between 0 and 70 (kg m^{-2})
– Elevation of the ground above mean sea level	– Equiprobable in the set: {0, 1, 2, 3} (km)
– Atmospheric profiles (Air Force Geophysics Laboratory standards)	– Equiprobable in the set: {"Midlatitude Summer", "Midlatitude Winter", "Subarctic Summer", "Subarctic Winter", "Tropical", "US Standard"}
– Aerosol optical depth at 550 nm	– Gamma distribution, with shape parameter = 2, and scale parameter = 0.13
– Angström coefficient	– Normal distribution, with mean = 1.3 and standard-deviation = 0.5
– Aerosol type	– Equiprobable in the set: {"urban", "rural", "maritime", "tropospheric", "desert", "continental", "Antarctic"}

$$P_\mathrm{G} = \cos(\theta_\mathrm{s}) \sum_{i=1}^{300} E_{o_i} \mathrm{KT}_i \tag{12}$$

$$Q_\mathrm{P} = \frac{\cos(\theta_\mathrm{s})}{hc} \sum_{i=1}^{300} E_{o_i} \mathrm{KT}_i \lambda_i . \tag{13}$$

Similar equations hold for P_B and Q_PB. A set of 60 000 clear sky atmospheric states is built by the mean of Monte-Carlo technique that will be input to libRadtran. Table 2 reports the nine input variables selected with seven of them describing the clear sky atmosphere: θ_s, ground albedo, total column content of water vapor and ozone, the vertical profile of temperature, pressure, density, and volume mixing ratio for gases as a function of altitude, the aerosol optical depth at 550 nm, Angström coefficient, and aerosol type, and the elevation of the ground above sea level. The random selection of inputs takes into account the modelled marginal distribution established from observation proposed by Lefevre et al. (2013) and Oumbe et al. (2011). More precisely, the uniform distribution is chosen as a model for marginal probability for all parameters except aerosol optical thickness, Angstrom coefficient, and total column content of ozone. The chi-square law for aerosol optical thickness, the normal law for the Angstrom coefficient, and the beta law for total column content of ozone have been selected. The selection of these parametric probability density functions and their corresponding parameters have been empirically determined from the analyses of the observations made in the AERONET network for aerosol properties and from meteorological satellite-based ozone products (Lefevre et al., 2013).

Several plots were made superimposing KT_{KB} and KT_i obtained every nm for the interval [363, 743] nm. A visual inspection of the differences between KT_{KB} and KT_i helps in establishing a set of selected NB, taking into account that the number of these sub-intervals should be as small as possible but still retaining a high accuracy when using a linear interpolation between the sub-intervals to compute the PAR, as explained later. Table 1 reports the 12 KB and the 19 sub-intervals NB. The KB #17 is necessary to obtain NBs enclosing the PAR interval. All KBs contain one NB, except KB #12, 14 and 16, where 4, 3 and 3 NBs were found respectively. These bands exhibit strong variations of KT_i that cannot be accounted for with a single NB.

In each selected NB, an affine function is determined by least-square fitting technique:

$$KT_i = a_i KT_{KB_j} + b_i \quad (14)$$

$$KT_{Bi} = c_i KT_{BKB_j} + d_i . \quad (15)$$

Table 1 also reports the slope and intercept for the global and direct clearness indices for each selected NB. This set of affine functions is established once for all. For any atmospheric state, given the twelve values of KT_{KB_j} and KT_{BKB_j}, the nineteen KT_i and KT_{Bi} are computed for each corresponding NB using the affine functions. Then, KT and KT_B are computed for each nm between 400 and 700 nm using a linear interpolation with KT_i and KT_{Bi} as nodes. Finally, Eqs. (12)–(13) provide P_G and Q_P. A similar process yields the direct normal PAR: P_B and Q_{PB}.

4 Numerical validation

A comparison of the results of the proposed technique against the results from the detailed spectral calculations made by libRadtran considered as a reference is performed to assess the performances of the proposed technique for P_G, Q_P, P_B and Q_{PB}. Then, these performances are compared to those obtained for Q_P by the methods proposed by Jacovides et al. (2004), Udo and Aro (1999) and the weighted sum (Eq. 9). Another sample of 15 000 atmospheric states has been constructed and used for validation.

4.1 Performance of the proposed technique

Deviations: estimates minus reference, are computed for each state of the validation sample for P_G, Q_P, P_B and Q_{PB}. They are synthesized by the bias, the root mean square error (RMSE) and the correlation coefficient. The relative bias and RMSE are computed relative to the mean value of the reference. Figure 1 exhibits these statistical parameters for the global and direct normal PAR irradiance and PPFD. For the direct component, the bias for PAR irradiance, respectively PPFD, is $-0.4\,W\,m^{-2}$, i.e. $-0.2\,\%$ in relative value, and $+10.3\,\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}$, i.e. $+0.8\,\%$ in relative value. The RMSE is respectively $1.8\,W\,m^{-2}$ (0.7 %) and

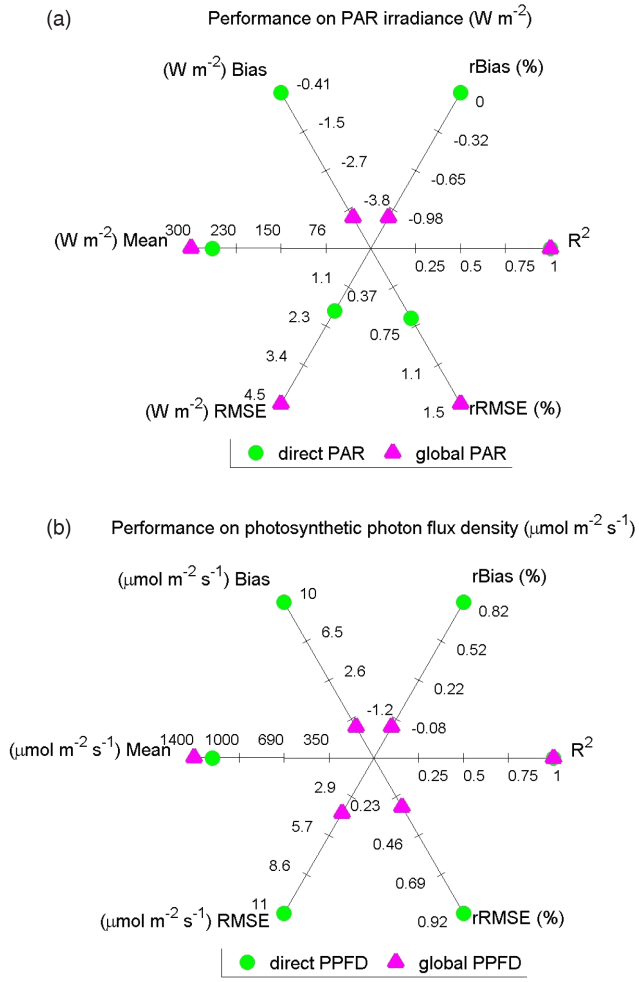


Figure 1. Synthesis of the performance of the proposed technique.

11.4 $\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}$ (0.9 %). For the global, the bias for PAR irradiance, respectively PPFD, is $-4.0\,W\,m^{-2}$, i.e. $-1.3\,\%$ in relative value, and $1.9\,\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}$, i.e. $-0.1\,\%$ in relative value. The RMSE is respectively $4.5\,W\,m^{-2}$ (1.5 %) and $4.0\,\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}$ (0.3 %). The coefficient of determination R^2 is greater than 0.99. These figures prove the good level of performance of the proposed technique.

4.2 Comparison with other methods

Figure 2 exhibits the statistical indicators for Q_P obtained by the methods of Jacovides et al. (2004), Udo and Aro (1999), weighted sum and the proposed technique. The method of Jacovides et al. underestimates the PAR by $-7.4\,\%$; the relative RMSE is 9.6 %. The method of Udo and Aro shows better results with a relative bias of 0.3 % and a relative RMSE of 4.7 %. The weighted sum exhibits very low relative bias: $-0.2\,\%$, and relative RMSE: 0.3 %. The proposed technique shows also a very good agreement with a relative bias of

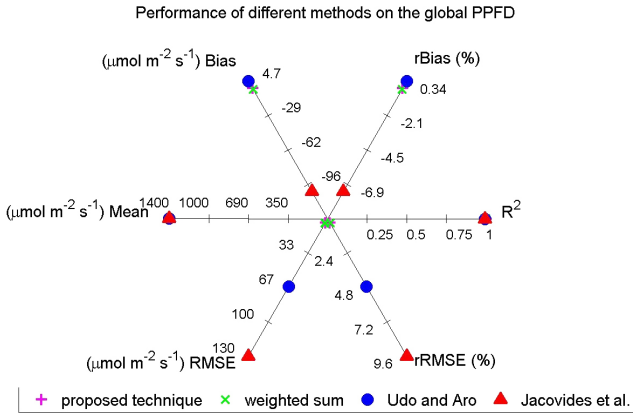


Figure 2. Performance of different methods: Jacovides et al. (2004); Udo and Aro (1999), weighted sum and the proposed technique.

−0.1 % and relative RMSE of 0.3 % and offers the same results than the weighted sum.

There are two causes for this similarity. The first cause is that all KB contain one $\delta\lambda_i$, except KB #12, 14 and 16. For these bands, variations of KT_i with λ_i are very small. If it were the case for all KB, from #6 to #17, the proposed technique and the weighted sum would agree and provide similar results. But small discrepancies happen between both techniques due to the bands KB #12, 14 and 16, which are subdivided by respectively 4, 3 and 3 $\delta\lambda_i$. However, the contribution of these bands to the PAR outside the atmosphere is only 25 % approximately. As a consequence, these small discrepancies have a small influence on the final result. Both the weighted sum and the proposed technique exhibit better performances than the empirical method because both take into account the actual atmospheric effects by the means of the Kato et al. approach.

5 Conclusions

The *k*-distribution method and the correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) is a computationally efficient approach originally designed for calculations of the broadband solar radiation at ground level by dividing the solar spectrum in 32 specific spectral bands from 240 to 4606 nm. This paper describes a technique for an accurate assessment of the PAR under clear-sky conditions using the irradiance estimated in twelve of these spectral bands. The validation against numerical simulation exhibits very good performances. For the direct and global PAR irradiance, the bias is $-0.4\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ (−0.2 %) and $-4\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ (−1.3 %) and the RMSE is $1.8\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ (0.7 %) and $4.5\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ (1.5 %). For the direct and global PPFD, the bias of is $+10.3\,\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$ (+0.8 %) and 1.9 $\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$ (−0.1 %) and the RMSE is 11.4 $\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$ (0.9 %) and 4.0 $\mathrm{\mu mol\,m^{-2}\,s^{-1}}$ (0.3 %). The correlation coefficient is greater than 0.99. It is also shown that the proposed technique provides better results than two state-of-the-art empirical methods estimating the global PPFD from the global irradiance (Jacovides et al., 2004; Udo and Aro, 1999).

The proposed technique is very useful for the operational estimation of PAR when computational load and great accuracy in PAR are major issues. In addition, this technique may be extended to be able to accurately estimate other spectral quantities taking into account spectral absorption of photosynthetic pigments found in plants and algae such as chlorophyll, carotenoids. The authors are aware of the heuristic way used for selecting the specific NBs for each KB in their work. Other ways are possible. For example, one may think of using the variance between KT_{KB} and all KT_i within a given KB to determine automatically the need for more than one sub-interval. The greater the number of sub-intervals, the higher the accuracy in PAR computation at the expense of a greater number of affine functions.

Acknowledgements. The research leading to these results has received funding from the ADEME, research grant No. 1105C0028.

Edited by: S.-E. Gryning
Reviewed by: two anonymous referees

References

Gueymard, C.: The sun's total and the spectral irradiance for solar energy applications and solar radiations models, Solar Energy, 76, 423–452, 2004.

Jacovides, C. P., Timvios, F. S., Papaioannou, G., Asimakopoulos, D. N., and Theofilou, C. M.: Ratio of PAR to broadband solar radiation measured in Cyprus, Agr. Forest. Meteorol., 121, 135–140, 2004.

Kato, S., Ackerman, T., Mather, J., and Clothiaux, E.: The *k*-distribution method and correlated-*k* approximation for shortwave radiative transfer model, J. Quant. Spectrosc. Ra., 62, 109–121, 1999.

Lefèvre, M., Oumbe, A., Blanc, P., Espinar, B., Gschwind, B., Qu, Z., Wald, L., Schroedter-Homscheidt, M., Hoyer-Klick, C., Arola, A., Benedetti, A., Kaiser, J. W., and Morcrette, J.-J.: McClear: a new model estimating downwelling solar radiation at ground level in clear-sky conditions, Atmos. Meas. Tech., 6, 2403–2418, doi:10.5194/amt-6-2403-2013, 2013.

Mayer, B. and Kylling, A.: Technical note: The libRadtran software package for radiative transfer calculations – description and examples of use, Atmos. Chem. Phys., 5, 1855–1877, doi:10.5194/acp-5-1855-2005, 2005.

McCree, K. J.: Test of current definitions of photosynthetically active radiation against leaf photosynthesis data, Agric. Meteorol., 10, 443–453, 1972.

Oumbe, A., Blanc, P., Gschwind, B., Lefevre, M., Qu, Z., Schroedter-Homscheidt, M., and Wald, L.: Solar irradiance in clear atmosphere: study of parameterisations of change with altitude, Adv. Sci. Res., 6, 199–203, doi:10.5194/ASR-6-199-2011, 2011.

Udo, S. O. and Aro, T. O.: Global PAR related to global solar radiation for central Nigeria, Agr. Forest. Meteorol, 97, 21–31, 1999.

Wandji Nyamsi, W., Espinar, B., Blanc, P., and Wald, L.: How close to detailed spectral calculations is the *k*-distribution method and correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) in each spectral interval?, Meteorol. Z., 23, 547–556, doi:10.1127/metz/2014/0607, 2014.

Atmos. Chem. Phys., 15, 7449–7456, 2015
www.atmos-chem-phys.net/15/7449/2015/
doi:10.5194/acp-15-7449-2015
© Author(s) 2015. CC Attribution 3.0 License.

Atmospheric Chemistry and Physics
Open Access

Technical Note: A novel parameterization of the transmissivity due to ozone absorption in the *k*-distribution method and correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) over the UV band

W. Wandji Nyamsi[1], A. Arola[2], P. Blanc[1], A. V. Lindfors[2], V. Cesnulyte[2,3], M. R. A. Pitkänen[2,3], and L. Wald[1]

[1]MINES ParisTech, PSL Research University, O.I.E., Centre Observation, Impacts, Energy, Sophia Antipolis, France
[2]Finnish Meteorological Institute, Kuopio, Finland
[3]Department of Applied Physics, University of Eastern Finland, Kuopio, Finland

Correspondence to: W. Wandji Nyamsi (william.wandji@mines-paristech.fr)

Received: 21 October 2014 – Published in Atmos. Chem. Phys. Discuss.: 13 January 2015
Revised: 21 June 2015 – Accepted: 23 June 2015 – Published: 09 July 2015

Abstract. The *k*-distribution method and the correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) is a computationally efficient approach originally designed for calculations of the broadband solar radiation at ground level by dividing the solar spectrum in 32 specific spectral bands from 240 to 4606 nm. Compared to a spectrally resolved computation, its performance in the UV band appears to be inaccurate, especially in the spectral intervals #3 [283, 307] nm and #4 [307, 328] nm because of inaccuracy in modeling the transmissivity due to ozone absorption. Numerical simulations presented in this paper indicate that a single effective ozone cross section is insufficient to accurately represent the transmissivity over each spectral interval. A novel parameterization of the transmissivity using more quadrature points yields maximum errors of respectively 0.0006 and 0.0143 for intervals #3 and #4. How to practically implement this new parameterization in a radiative transfer model is discussed for the case of libRadtran (library for radiative transfer). The new parameterization considerably improves the accuracy of the retrieval of irradiances in UV bands.

1 Introduction

Radiative transfer models (RTMs) are often used to provide estimates of the UV irradiance. One of the difficulties in the computation lies in taking into account the gaseous absorption cross sections that are highly wavelength dependent (Molina and Molina, 1986). For instance, the ozone cross section changes by more than 2 orders of magnitude over the UV band [280, 400] nm. The best estimate of the UV irradiance is made by a spectrally resolved calculation of the radiative transfer for each wavelength followed by integration over the UV band. However, such spectrally detailed calculations are computationally expensive. Therefore, several methods have been proposed to reduce the number of calculations. Among them are the *k*-distribution method and the correlated-*k* approximation proposed by Kato et al. (1999). It is originally designed for providing a good estimate of the total surface solar irradiance by using 32 specific spectral intervals across the solar spectrum from 240 to 4606 nm. Hereafter, these spectral intervals are abbreviated as KBs (Kato bands). The Kato et al. method is implemented in several RTMs and is a very efficient way to speed up computations of the total surface solar irradiance. Its performance over the UV band is not very accurate when compared to detailed spectral calculations made with libRadtran (library for radiative transfer; Mayer et al., 2005) or SMARTS (Simple Model of the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine; Gueymard, 1995).

For a spectral interval $\Delta\lambda$ where λ is the wavelength, let $I_{0\Delta\lambda}$ and $I_{\Delta\lambda}$ denote respectively the irradiance on a horizontal plane at the top of atmosphere and at the surface; the spectral clearness index $\mathrm{KT}_{\Delta\lambda}$, also known as spectral global transmissivity of the atmosphere, spectral atmospheric transmittance, or spectral atmospheric transmission, is defined as

$$\mathrm{KT}_{\Delta\lambda} = \frac{I_{\Delta\lambda}}{I_{0\Delta\lambda}}. \quad (1)$$

Wandji Nyamsi et al. (2014) compared $KT_{\Delta\lambda}$ obtained by the correlated-k approach against that obtained by spectrally resolved computations using libRadtran and SMARTS, both for clear-sky and cloudy conditions for a set of realistic atmospheric and cloud coverage states and for each KB. They found that the Kato et al. method underestimates transmissivity in KBs #3 [283, 307] nm and #4 [307, 328] nm – covering the UV range by respectively −93 and −16 % in relative value – and exhibits relative root mean square errors (RMSEs) of 123 and 17 % in clear-sky conditions. Similar relative errors are observed for cloudy conditions.

The underestimation for these two bands can be explained by the fact that Kato et al. (1999) assume that the ozone cross section at the center wavelength in each interval represents the absorption over the whole interval. The ozone cross sections were taken from WMO (1985). Actually, the ozone cross section is strongly dependent on the wavelength in the UV region (Molina and Molina, 1986). Both KBs #3 and #4 in the UV range are large for considering only a single value of the ozone cross section.

In order to improve the potential of the Kato et al. method for estimating narrowband UV irradiances, in particular for the KBs #3 and #4, a new parameterization is proposed for the transmissivity due to the sole ozone absorption. Then, for each spectral interval, an assessment of the performance of the new parameterization in representing this transmissivity is made for a wide range of realistic cases against detailed spectral calculations. A short section describes how to implement this parameterization in the practical case of the RTM libRadtran 1.7. Finally, in each KB, the performance of the new parameterization is assessed when the direct normal, upward, downward, and global irradiances at different altitudes are computed.

2 Transmissivity due to ozone absorption

The average transmissivity $T_{o3\Delta\lambda}$ due to the sole ozone absorption for $\Delta\lambda$ can be defined by Eq. (2).

$$T_{o3\Delta\lambda} = \frac{\int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda} e^{-k_\lambda \frac{u}{\mu_0}} d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda} d\lambda}, \tag{2}$$

where $I_{o\lambda}$ is the spectral irradiance at the top of the atmosphere on a horizontal plane, k_λ the ozone cross section at λ, u the amount of ozone in the atmospheric column and μ_0 the cosine of the solar zenith angle.

A technique widely used for computing $T_{o3\Delta\lambda}$ is based on a discrete sum of selected exponential functions (Wiscombe and Evans, 1977):

$$T^n_{o3\Delta\lambda} = \sum_{i=1}^{n} a_i e^{-k_i\, u/\mu_0}, \tag{3}$$

where k_i are the effective ozone cross sections and a_i are the weighting coefficients obeying $\sum_{i=1}^{n} a_i = 1$.

In the Kato et al. method, only one exponential function ($n = 1$) is used for each KB to estimate the average transmissivity $T_{o3_{KB}}$:

$$T_{o3_{KB}} = e^{-k_{KB} \frac{u}{\mu_0}}. \tag{4}$$

Kato et al. (1999) have chosen the ozone cross section at the central wavelength for KB #3 and KB #4 for a temperature of 203 K: $k_{KB3} = 5.84965 \times 10^{-19}$ cm^2 and $k_{KB4} = 4.32825 \times 10^{-20}$ cm^2.

3 Effective ozone cross section

Is there a single effective ozone cross section that may represent the absorption over the whole interval? If so, this effective cross section k_{eff} is determined for each KB from the combination of Eqs. (2) and (3) with $n = 1$:

$$T_{o3_{eff}} = e^{-k_{eff} \frac{u}{\mu_0}} = \frac{1}{I_{0\Delta\lambda}} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda} e^{-k_\lambda \frac{u}{\mu_0}} d\lambda. \tag{5}$$

This equation may be rewritten

$$k_{eff} \frac{u}{\mu_0} = -\ln \frac{1}{I_{0\Delta\lambda}} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda} e^{-k_\lambda \frac{u}{\mu_0}} d\lambda. \tag{6}$$

Several simulations are made to study this hypothesis. The ozone cross sections are those from Molina and Molina (1986) at 226, 263 and 298 K, and the top-of-atmosphere solar spectrum of Gueymard (2004) is used. The ozone cross sections at 203 K are obtained by linear extrapolation for each wavelength (Fig. 1). Samples of 10 000 pairs (μ_0, u) were generated by a Monte Carlo technique. The random selection of the solar zenith angles follows a uniform distribution in [0°, 80°]. Similarly to what was done by Lefèvre et al. (2013) and Oumbe et al. (2014), u is computed in Dobson units as

$$u = 300\beta + 100, \tag{7}$$

where β follows the beta distribution with A parameter = 2, and B parameter = 2.

The 10 000 simulations yield a set $\mathbf{X}$ of $(\frac{u}{\mu_0})$ and a set $\mathbf{Y}$ of values $-\ln \frac{1}{I_{0\Delta\lambda}} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda} e^{-k_\lambda \frac{u}{\mu_0}} d\lambda$; Eq. (6) is then

$$k_{eff}\mathbf{X} = \mathbf{Y}, \tag{8}$$

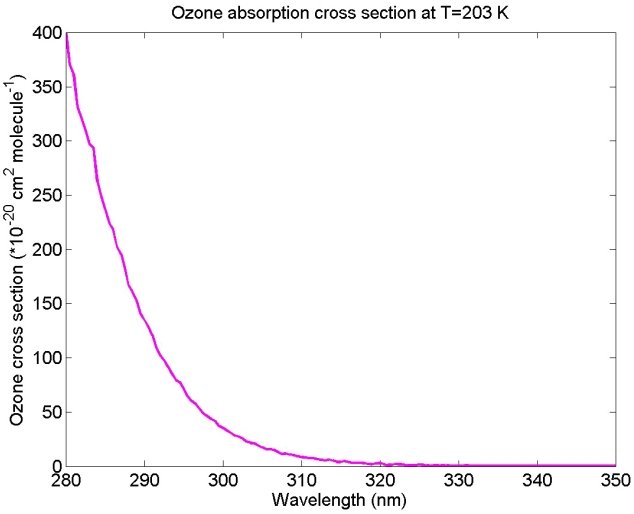


Figure 1. Ozone cross sections at 203 K as a function of the wavelength.

and k_{eff} can be found by least-square fitting technique. For KBs #3 and #4, the values obtained are respectively $k_{\mathrm{eff3}} = 2.29 \times 10^{-19}\ \mathrm{cm}^2$ and $k_{\mathrm{eff4}} = 2.65 \times 10^{-20}\ \mathrm{cm}^2$. The average transmissivity $T_{\mathrm{o3_{eff}}}$ with the effective ozone cross section is then computed with Eq. (5).

Estimated transmissivities $T_{\mathrm{o3_{KB}}}$ and $T_{\mathrm{o3_{eff}}}$ computed with Eq. (4) and Eq. (5) using a second set of 10 000 pairs (μ_0, u) randomly selected are compared to the reference transmissivity $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda}$ computed with Eq. (2) for each KB (Fig. 2). In KB #3, $T_{\mathrm{o3_{KB}}}$ (red line) strongly underestimates $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda}$, meaning that the single ozone cross section adopted by Kato et al. is too large. On the contrary, $T_{\mathrm{o3_{eff}}}$ (blue line) exhibits a large overestimation, meaning that the efficient ozone cross section k_{eff} is too low. That may be explained by the fact that the solar radiation at the short wavelengths is completely absorbed and therefore becomes somewhat unimportant for the effective ozone cross sections. In this interval, the ozone cross section is strongly variable as shown in Fig. 1. Since k_{eff} is the optimal value reducing as much as possible the discrepancy between $T_{\mathrm{o3_{eff}}}$ and $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda}$, it may be concluded that a single effective ozone cross section may not accurately represent the absorption over the whole KB #3.

In KB #4, $T_{\mathrm{o3_{KB}}}$ (red line) noticeably underestimates $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda}$, meaning that the single ozone cross section adopted by Kato et al. is too large. $T_{\mathrm{o3_{eff}}}$ is closer to $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda}$ though it exhibits underestimation when $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda} < 0.47$ and overestimation when $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda} > 0.47$. Like previously stated, it may be concluded that a single effective ozone cross section may not accurately represent the absorption over the whole KB #4.

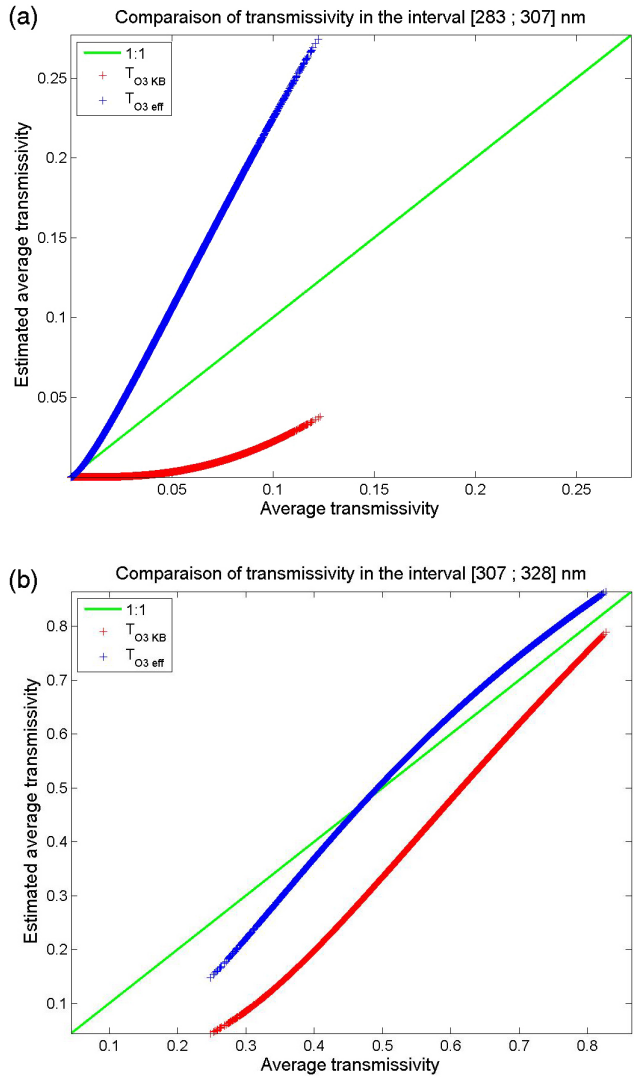


Figure 2. Scatterplot between average transmissivity $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda}$ and the estimated $T_{\mathrm{o3_{KB}}}$ (red line) and $T_{\mathrm{o3_{eff}}}$ (blue line) for **(a)** KB #3 [283, 307] nm and **(b)** KB #4 [307, 328] nm. The identity line is in green.

4 New parameterization

The new parameterization $T_{\mathrm{o3_{new}}}$ for computing $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda}$ consists in using Eq. (3) with n greater than 1 but as small as possible to decrease the number of calculations while retaining a sufficient accuracy. n can be seen as the number of sub-intervals $\delta\lambda_i$ included in $\Delta\lambda$ for which effective ozone cross section and weighting coefficients can be defined. The greater the n, the greater the number of calculations, the more accurate the modeling of $T_{\mathrm{o3}\Delta\lambda}$.

Many solutions are possible. No systematic scan of possible solutions in n, weight a_i and $\delta\lambda_i$ was made. This could be a further work that is computationally expensive and that requires setting up a protocol for selection of the best trade-off between accuracy and number of calculations. Here, a

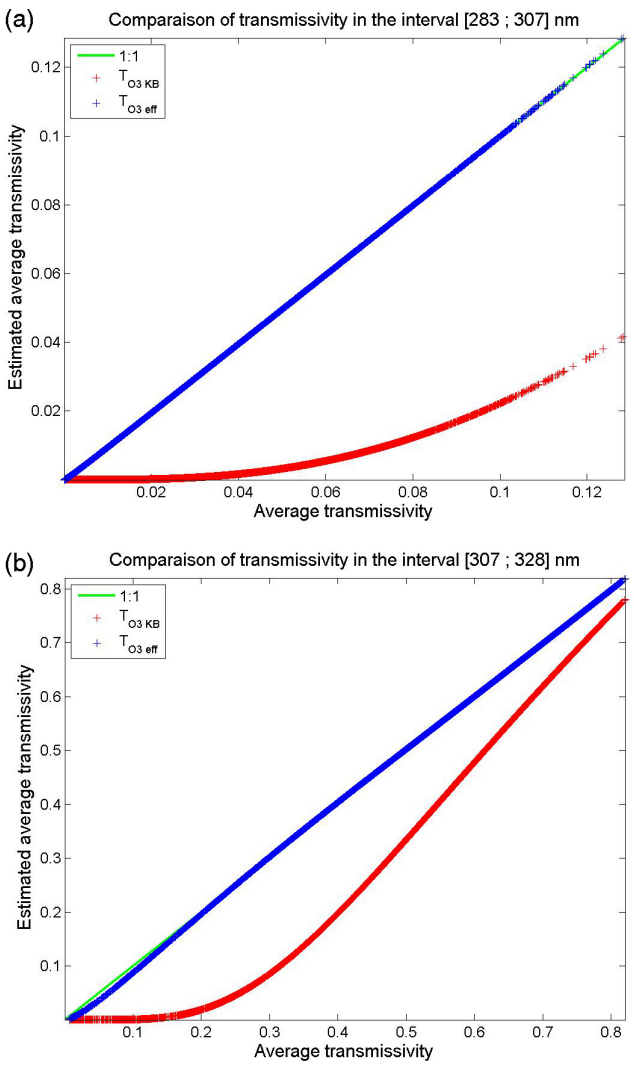


Figure 3. Scatterplot between average transmissivity $T_{o3\Delta\lambda}$ and the estimated $T_{o3_{KB}}$ (red line) and $T_{o3_{new}}$ (blue line) for **(a)** KB #3 [283, 307] nm and **(b)** KB #4 [307, 328] nm. The identity line is in green.

few tests were made with n ranging from 2 to 5. The best trade-off was found at $n = 4$. A further study was performed for $n = 4$ by adopting equal weights for the sub-intervals for both KBs #3 and #4:

$$T_{o3_{new}} = \sum_{i=1}^{4} 0.25 e^{-k_i u/\mu_0}, \tag{9}$$

where k_i is the effective ozone cross section for each of the four sub-intervals. This proposed solution is of empirical nature. Using a third set of 10 000 randomly selected pairs (μ_0, u), from which $T_{o3\Delta\lambda}$ is computed (Eq. 2), the optimal sets of four k_i and four sub-intervals $\delta\lambda_i$ minimizing the discrepancy between $T_{o3\Delta\lambda}$ and $T_{o3_{new}}$ are obtained by using the algorithm of Levenberg–Marquardt. Table 1 gives for each KB, the sub-intervals and their corresponding effective ozone cross section k_i, and weight a_i for computing $T_{o3_{new}}$. The advantage is that such parameterization is defined once for all.

Table 1. Sub-intervals, effective ozone absorption coefficient and weight in each wavelength interval for computing $T_{o3_{new}}$.

Interval $\Delta\lambda$, nm	Sub-interval $\delta\lambda_i$, nm	Effective ozone cross section k_i (10^{-19} cm^2)	Weight a_i
KB #3 283–307	283–292	11.360	0.250
	292–294	8.551	0.250
	294–301	3.877	0.250
	301–307	1.775	0.250
KB #4 307–328	307–311	0.938	0.250
	311–321	0.350	0.250
	321–323	0.153	0.250
	323–328	0.076	0.250

To assess the performance of this new parameterization, reference transmissivity $T_{o3\Delta\lambda}$ and estimated transmissivity $T_{o3_{new}}$ are computed, with respectively Eq. (2) and Eq. (9) using a fourth set of 10 000 pairs (μ_0, u) randomly selected, and compared to each other for each KB (Fig. 3). In this validation step, the random selection of the solar zenith angles follows a uniform distribution in [0°, 89°]. Statistical indicators are given in Table 2 for each KB. In general, for both KBs, the squared correlation coefficient is greater than 0.99 with very low scattering. $T_{o3_{KB}}$ (red line) is also reported in Fig. 3. The difference between $T_{o3_{KB}}$ and $T_{o3_{new}}$ is striking. In each KB, $T_{o3_{new}}$ is almost equal to $T_{o3\Delta\lambda}$ in all cases. While the mean value for $T_{o3\Delta\lambda}$ is respectively 0.0287 for KB #3 and 0.5877 for KB #4 for this data set, the maximum error in absolute value in transmissivity is respectively 0.0006 and 0.0143.

5 Practical implementation in radiative transfer model: the case of libRadtran 1.7

The file *o3.dat* in libRadtran 1.7 depicts ozone absorption. In the corresponding file, a header of seven lines describes the meanings of the following three columns. The first column contains the number of the spectral interval: KBs #1–32. The second column gives the number of quadrature points in each KB; the value is 1 in UV bands. The third column can be either the value of the single ozone cross section in each wavelength interval expressed in centimeters squared or −1 when the number of quadrature points is greater than one. In this last case, libRadtran refers to NetCDF file *cross_section.table._O3.noKB.cdf* – where *noKB* is the number of the KB – which contains the weight, the effective ozone cross section dependent of temperature and pressure.

Including the new parameterization needs two actions. Firstly, for KB #3 and KB #4, set the second column to 4 and the third column to −1. Secondly, create two NetCDF files named *cross_section.table._O3.03.cdf* and *cross_section.table._O3.04.cdf* containing for each interval

Table 2. Statistical indicators obtained by using the new parameterization for computing the transmissivity due to the sole ozone absorption in each Kato band. No. is the number of KB, R^2 is the squared correlation coefficient, mean is the mean value of the reference average transmissivity, ε is the maximum error.

No.	Mean	Bias	RMSE	rBias (%)	rRMSE (%)	R^2	ε
KB #3	0.0287	−0.0004	0.0004	−1.32	1.49	0.999	0.0006
KB #4	0.5877	−0.0005	0.0030	−0.08	0.52	0.999	0.0143

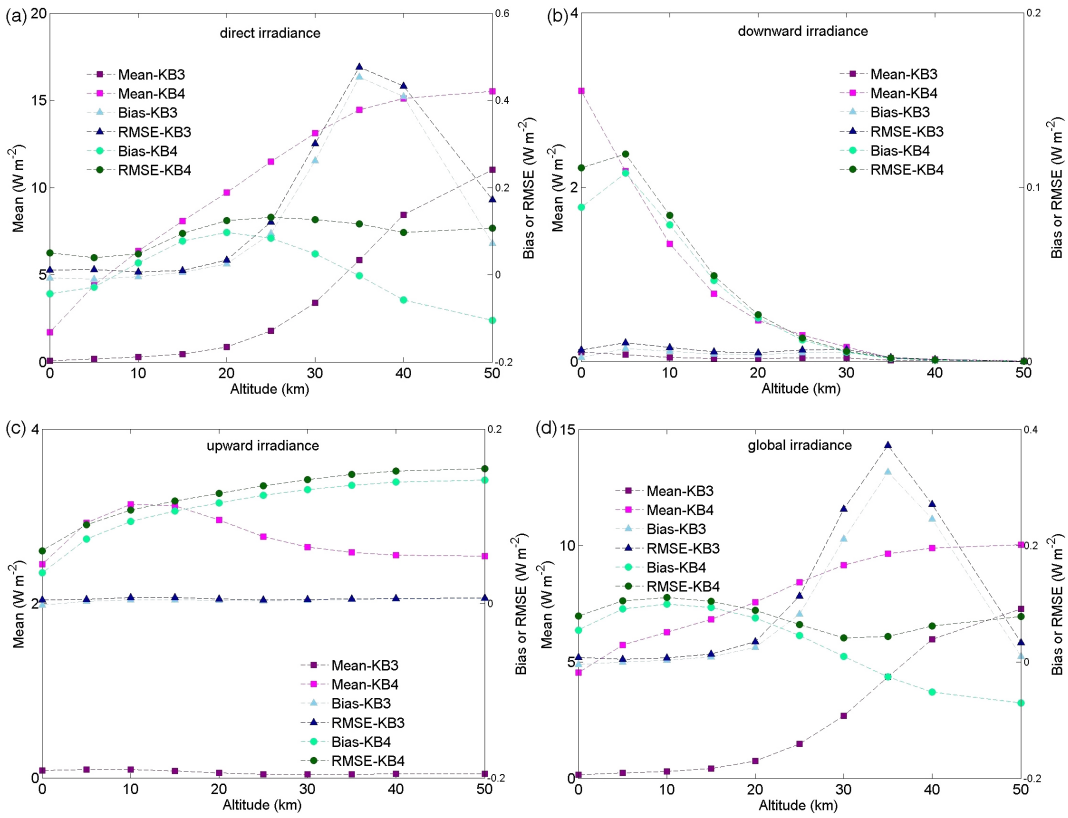


Figure 4. Mean irradiances (left vertical axis), biases and RMSEs (right vertical axis) at different altitudes in KB #3 and KB #4 for **(a)** direct normal, **(b)** downward, **(c)** upward and **(d)** global irradiance.

their corresponding weight and effective cross sections given in Table 1.

6 Performance of the new parameterization in calculating irradiances in KBs #3 and #4 in clear-sky conditions

This section presents the errors made by using the new parameterization in calculating irradiances in KBs #3 and #4. To that extent, a set of 10 000 atmospheric states have been randomly built following the marginal distribution variables described in Table 2 of Wandji Nyamsi et al. (2014), except for the solar zenith angle varying uniformly between 0 and 89°. Each atmospheric state is input to libRadtran which is run twice for KBs #3 and #4: one with detailed spectral calculations and the second with the new parameterization. The RTM libRadtran provides irradiance components that are called "direct normal", which is the irradiance received from the direction of the sun in a plane normal to the sun rays; "downward", which is the diffuse irradiance; "upward", which is the upwelling irradiance; and "global", which is the sum of the diffuse and direct irradiances, the latter being projected on a horizontal plane. Each run of libRadtran produces a set of these components at various altitudes above ground level, from 0 to 50 km, and the deviations between the irradiances produced by each run, new parameterization minus detailed spectral calculations, are computed.

The deviations are summarized by the bias, RMSE and the correlation coefficient for each altitude and in each KB (Tables 3, 4). The biases and RMSE at each altitude are summarized in Fig. 4 for both KBs. The squared correlation co-

Table 3. Statistical indicators of the performances of the new parameterization for computing the irradiances in Kato band #3 at different altitudes above ground level. Mean is the mean irradiance obtained from the detailed spectral calculations considered as reference.

Altitude (km)	KB #3							
	Direct normal irradiance ($W\,m^{-2}$)				Downward irradiance ($W\,m^{-2}$)			
	Mean	Bias	RMSE	R^2	Mean	Bias	RMSE	R^2
0	0.059	−0.008	0.011	0.999	0.108	0.002	0.007	0.999
5	0.170	−0.009	0.013	0.999	0.077	0.007	0.011	0.999
10	0.280	−0.004	0.007	0.999	0.049	0.006	0.008	0.999
15	0.454	0.005	0.010	0.999	0.034	0.004	0.006	0.999
20	0.859	0.025	0.034	0.999	0.034	0.004	0.005	0.999
25	1.784	0.094	0.121	0.999	0.041	0.005	0.007	0.999
30	3.406	0.262	0.301	0.999	0.039	0.005	0.007	0.999
35	5.832	0.453	0.476	0.999	0.015	0.002	0.002	0.996
40	8.436	0.408	0.433	0.998	0.012	0.001	0.001	0.992
50	11.024	0.072	0.178	0.998	0.005	0.000	0.000	0.999
Altitude (km)	Upward irradiance ($W\,m^{-2}$)				Global irradiance ($W\,m^{-2}$)			
	Mean	Bias	RMSE	R^2	Mean	Bias	RMSE	R^2
0	0.086	−0.002	0.004	0.999	0.162	−0.004	0.008	0.999
5	0.097	0.002	0.005	0.999	0.228	0.000	0.005	0.999
10	0.095	0.004	0.007	0.999	0.293	0.003	0.007	0.999
15	0.079	0.004	0.007	0.999	0.423	0.009	0.014	0.999
20	0.057	0.003	0.005	0.999	0.753	0.025	0.035	0.999
25	0.042	0.003	0.004	0.999	1.484	0.083	0.113	0.999
30	0.040	0.004	0.005	0.999	2.692	0.212	0.263	0.999
35	0.043	0.005	0.005	0.999	4.354	0.327	0.373	0.999
40	0.044	0.005	0.006	0.999	5.980	0.246	0.271	0.999
50	0.049	0.006	0.006	0.999	7.287	0.010	0.034	0.999

efficient is greater than 0.999, in most cases with a minimum at 0.992. This demonstrates that the new parameterization reproduces well the changes in irradiance in all cases.

The direct normal irradiance increases with altitude and exhibits negative and positive biases in both KBs #3 and #4. The bias varies as a function of the altitude. In KB #3 it reaches a minimum of $-0.009\,W\,m^{-2}$ (−5 % of the mean irradiance) at altitude of 5 km, increases with altitude up to a maximum of $0.453\,W\,m^{-2}$ (8 %) at 35 km and suddenly decreases. The RMSE follows a slightly different pattern, it decreases from $0.011\,W\,m^{-2}$ (18 % of the mean irradiance) at the surface down to a minimum $0.007\,W\,m^{-2}$ (3 %) at altitude of 10 km, then increases with altitude till a maximum of $0.476\,W\,m^{-2}$ (8 %) at 35 km and suddenly decreases. The bias and RMSE in KB #4 are less dependent on altitude. The bias is slightly negative at ground level, $-0.043\,W\,m^{-2}$ (−3 %), then increases with altitude till a maximum of $0.097\,W\,m^{-2}$ (1 %) at 20 km and gently decreases down to $-0.105\,W\,m^{-2}$ (−1 % of the mean irradiance). The RMSE is fairly constant and ranges between a minimum of $0.039\,W\,m^{-2}$ (1 %, 5 km) and a maximum of $0.132\,W\,m^{-2}$ (1 %, 25 km).

The downward irradiance decreases with altitude. The bias is positive in both KBs #3 and #4. It is fairly constant with altitude in KB #3, fluctuating between 0 and $0.007\,W\,m^{-2}$ (9 %). The bias in KB #4 decreases with altitude, from a maximum of $0.108\,W\,m^{-2}$ (5 %, 5 km) down to $0.000\,W\,m^{-2}$ at altitude of 50 km. In both KBs, the RMSE tends to decrease with altitude, from a maximum of $0.011\,W\,m^{-2}$ (14 %, 5 km), respectively $0.119\,W\,m^{-2}$ (6 %, 5 km), down to $0\,W\,m^{-2}$ at altitude of 50 km.

The upward irradiance is fairly constant with altitude in both KBs #3 and #4. The bias and the RMSE are fairly constant with altitude in KB #3, fluctuating respectively between $-0.002\,W\,m^{-2}$ (−2 %, 0 km) and $0.006\,W\,m^{-2}$ (12 %, 50 km), and between $0.004\,W\,m^{-2}$ (5 %, 0 km) and $0.007\,W\,m^{-2}$ (9 %, 15 km). The bias and RMSE in KB #4 increase with altitude. The minimum and maximum are respectively $0.035\,W\,m^{-2}$ (1 %, 0 km) and $0.141\,W\,m^{-2}$ (6 %, 50 km), and $0.006\,W\,m^{-2}$ (3 %, 0 km) and $0.155\,W\,m^{-2}$ (6 %, 50 km).

The global irradiance increases with altitude and exhibits negative and positive biases in both KBs #3 and #4. The bias varies as a function of the altitude. In KB #3, similarly to the case of the direct normal irradiance, the bias exhibits a mini-

Table 4. Statistical indicators of the performances of the new parameterization for computing the irradiances in Kato band #4 at different altitudes above ground level. Mean is the mean irradiance obtained from the detailed spectral calculations considered as reference.

Altitude (km)	KB #4							
	Direct normal irradiance ($W\,m^{-2}$)				Downward irradiance ($W\,m^{-2}$)			
	Mean	Bias	RMSE	R^2	Mean	Bias	RMSE	R^2
0	1.694	−0.043	0.050	0.999	3.105	0.088	0.111	0.999
5	4.395	−0.029	0.039	0.999	2.180	0.108	0.119	0.999
10	6.373	0.028	0.048	0.999	1.346	0.078	0.084	0.999
15	8.066	0.077	0.095	0.999	0.775	0.047	0.049	0.999
20	9.711	0.097	0.125	0.999	0.473	0.025	0.027	0.999
25	11.491	0.084	0.132	0.999	0.301	0.012	0.014	0.999
30	13.119	0.049	0.127	0.999	0.166	0.005	0.006	0.999
35	14.451	−0.002	0.117	0.999	0.042	0.002	0.002	0.999
40	15.121	−0.058	0.097	0.999	0.022	0.001	0.001	0.999
50	15.527	−0.105	0.106	0.999	0.007	0.000	0.000	0.999
Altitude (km)	Upward irradiance ($W\,m^{-2}$)				Global irradiance ($W\,m^{-2}$)			
	Mean	Bias	RMSE	R^2	Mean	Bias	RMSE	R^2
0	2.448	0.035	0.060	0.999	4.547	0.055	0.079	0.999
5	2.921	0.074	0.090	0.999	5.722	0.091	0.105	0.999
10	3.136	0.094	0.107	0.999	6.290	0.100	0.111	0.999
15	3.121	0.106	0.118	0.999	6.838	0.094	0.105	0.999
20	2.955	0.115	0.126	0.999	7.565	0.076	0.089	0.999
25	2.763	0.124	0.135	0.999	8.434	0.045	0.064	0.999
30	2.644	0.130	0.142	0.999	9.163	0.010	0.042	0.999
35	2.585	0.135	0.148	0.999	9.653	−0.025	0.044	0.999
40	2.554	0.139	0.152	0.999	9.906	−0.052	0.062	0.999
50	2.543	0.141	0.155	0.999	10.037	−0.070	0.078	0.999

mum of $-0.004\,W\,m^{-2}$ (−3 %) at the surface, then increases with altitude up to $0.327\,W\,m^{-2}$ (8 %) at 35 km and suddenly decreases down to $0.010\,W\,m^{-2}$ (0 %) at 50 km. The RMSE follows a similar trend, with a minimum of $0.005\,W\,m^{-2}$ (2 %) at altitude of 5 km, then increases up to $0.373\,W\,m^{-2}$ (9 %) at 35 km and suddenly decreases down to $0.034\,W\,m^{-2}$ (1 %) at 50 km. The situation is different in KB #4 where the bias and RMSE are less dependent with altitude. The bias is small and fluctuates between a minimum of $-0.070\,W\,m^{-2}$ (−1 %) at 50 km and a maximum of $0.100\,W\,m^{-2}$ (2 %, 10 km). The RMSE is fairly constant and ranges between a minimum of $0.042\,W\,m^{-2}$ (1 %, 30 km) and a maximum of $0.111\,W\,m^{-2}$ (2 %, 10 km).

A similar comparison was made by Wandji Nyamsi et al. (2014) with the original approach of Kato et al. (1999) but for altitudes varying between 0 and 3 km. They reported relative bias, relative RMSE and R^2 for the spectral clearness index $KT_{\Delta\lambda}$ of respectively −92 %, 123 % and 0.718 for KB #3 and −16 %, 17 % and 0.991 for KB #4. For the new parameterization, with altitudes in the range [0, 3] km, the same quantities are respectively −2 %, 4 % and 0.999 for KB #3 and −2 %, 3 % and 0.999 for KB #4. The new parameterization improves considerably the irradiances estimated in KB #3 and KB #4.

7 Conclusions

The present paper has shown the inadequacy of parameterization of the transmissivity due to the sole ozone absorption based on a single ozone cross section for the bands KB #3 [283, 307] nm and KB #4 [307, 328] nm in the k-distribution method and correlated-k approximation of Kato et al. (1999). A novel parameterization using more quadrature points better represents the transmissivity with maximum errors of respectively 0.0006 and 0.0143 for interval KBs #3 and #4. The estimates of the various components of the irradiance – direct normal, downward, upward, and global – in these Kato bands by using the new parameterization are considerably improved when compared to detailed spectral calculations. The squared correlation is greater than 0.992 in any case, and greater than 0.999 in most cases. The bias and RMSE vary with the altitude but are never greater than $0.5\,W\,m^{-2}$ for the direct normal or global in KB #3, and $0.1\,W\,m^{-2}$ in KB #4. They are smaller in KB #3 for the downward and upward irradiances ($0.01\,W\,m^{-2}$) and similar in KB #4 ($0.1\,W\,m^{-2}$).

This novel parameterization opens the way for more accurate estimates of the irradiance at the surface in the UV range and possibly in narrower spectral bands such as UV-A and UV-B.

Acknowledgements. The authors thank the teams developing libRadtran (http://www.libradtran.org) and SMARTS and the referees whose remarks helped to improve the content of the article. This work was partly funded by the French Agency ADEME in charge of energy (grant no. 1105C0028, 2011-2016) and took place within the Task 46 Solar Resource Assessment and Forecasting of the Solar Heating and Cooling programme of the International Energy Agency. W. Wandji Nyamsi has benefited from a personal grant of the Foundation MINES ParisTech for a 3-month visit to the Finnish Meteorological Institute.

Edited by: S. Kazadzis

References

Gueymard, C.: SMARTS2, Simple model of the atmospheric radiative transfer of sunshine: algorithms and performance assessment, Report FSEC-PF-270-95, Florida Solar Center, Cocoa, FL., USA, 78 pp., 1995.

Gueymard, C.: The sun's total and the spectral irradiance for solar energy applications and solar radiations models, Sol. Energy, 76, 423–452, 2004.

Kato, S., Ackerman, T., Mather, J., and Clothiaux, E.: The *k*-distribution method and correlated-*k* approximation for shortwave radiative transfer model, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 62, 109–121, 1999.

Lefèvre, M., Oumbe, A., Blanc, P., Espinar, B., Gschwind, B., Qu, Z., Wald, L., Schroedter-Homscheidt, M., Hoyer-Klick, C., Arola, A., Benedetti, A., Kaiser, J. W., and Morcrette, J.-J.: McClear: a new model estimating downwelling solar radiation at ground level in clear-sky conditions, Atmos. Meas. Tech., 6, 2403–2418, doi:10.5194/amt-6-2403-2013, 2013.

Mayer, B. and Kylling, A.: Technical note: The libRadtran software package for radiative transfer calculations – description and examples of use, Atmos. Chem. Phys., 5, 1855–1877, doi:10.5194/acp-5-1855-2005, 2005.

Molina, L. T. and Molina, M. J.: Absolute absorption cross sections of ozone in the 185- to 350-nm wavelength range, J. Geophys. Res., 91, 14501–14508, 1986.

Oumbe, A., Qu, Z., Blanc, P., Lefèvre, M., Wald, L., and Cros, S.: Decoupling the effects of clear atmosphere and clouds to simplify calculations of the broadband solar irradiance at ground level, Geosci. Model Dev., 7, 1661–1669, doi:10.5194/gmd-7-1661-2014, 2014.

Wandji Nyamsi, W., Espinar, B., Blanc, P., and Wald, L.: How close to detailed spectral calculations is the *k*-distribution method and correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) in each spectral interval?, Meteorol. Z., 23, 547–556, doi:10.1127/metz/2014/0607, 2014.

Wiscombe, W. J. and Evans, J. W.: Exponential-Sum fitting of radiative transmission functions, J. Comput. Phy., 24, 416–444, 1977.

WMO: Atmospheric ozone 1985, World Meteorological Organization Global ozone research and monitoring project, Report no. 16, Geneva, Switzerland, 520 pp., 1985.

Vers une méthode automatique d'estimation de la distribution spectrale du rayonnement solaire. Cas du ciel clair. Applications à la lumière du jour, photosynthèse et ultraviolet

RESUME : Nous nous intéressons à l'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire au sol en tout lieu et tout instant. Etant donné le très petit nombre de stations de mesure au sol, nous nous proposons de développer une méthode numérique exploitant des estimations de la composition atmosphérique faites quotidiennement. Cette méthode doit être suffisamment rapide pour être utilisée en mode intensif de manière opérationnelle. Les domaines d'applications ciblés sont l'ultraviolet (UV), la photosynthèse et la lumière du jour, avec une limitation au cas du ciel clair. Notre première innovation est de partir paradoxalement des approches numériques très rapides et précises de calcul de l'éclairement total. Ces approches développées donnent une description de la distribution spectrale du rayonnement solaire en un nombre restreint de bandes discrètes. La plus fine et la plus récente de ces approches est la «*k*−distribution method and the correlated-*k* approximation» de Kato et al. (1999). Elle fournit des estimations de l'éclairement dans 32 bandes spectrales. Pour atteindre l'objectif de la thèse, nous avons tout d'abord, étudié la précision de cette approche dans chacune des 32 bandes. Les résultats sont bons dans toutes les bandes excepté l'UV. Nous avons proposé une nouvelle paramétrisation de la transmittance de l'ozone, que nous avons intégré au code numérique de transfert radiatif libRadtran. Enfin, nous avons élaboré deux techniques de ré-échantillonnage permettant d'obtenir à partir des 32 valeurs discrètes, des estimations de l'éclairement dans n'importe quel intervalle spectral, y compris en prenant en compte une réponse spectrale du système éclairé. Des validations ont pu être faites à l'aide de quelques stations de mesures. Les premiers résultats sont jugées encourageants en comparaison avec la précision relevée sur les instruments de mesure de qualité. Des voies d'améliorations ont pu être recensées pour un gain de précision notable.

Mots clés : Albédo ; approche *k*-corrélés ; atmosphère ; rayonnement solaire ; spectral

Towards an automatic method for estimating the spectral distribution of the solar radiation in clear-sky conditions. Application cases: daylight, photosynthesis, UV

ABSTRACT: This thesis deals with a fast numerical method for the estimation of the spectral distribution of the solar irradiance at the ground level in any place and time in clear-sky conditions. The *k*-distribution method and the correlated-*k* approximation of Kato et al. (1999) is a smart approach originally designed for broadband calculations of the solar radiation at ground level by dividing the solar spectrum in 32 spectral bands. The approach is a priori not suited for calculation of spectral irradiance. Nevertheless, the performance is evaluated in comparison to more detailed spectral calculations serving as references for the spectral intervals #3 [283, 307] nm to #26 [1613, 1965] nm for clear situations. The evaluation is based on numerical simulations. The results are good in all the bands except in the UV where the performance in the UV band appears to be inaccurate, especially in the spectral intervals #3 [283, 307] nm and #4 [307, 328] nm because of inaccuracy in modeling the transmissivity due to ozone absorption. A novel parameterization of the transmissivity using more quadrature points is proposed and yields very small errors for intervals #3 and #4. How to practically implement this new parameterization in a radiative transfer model is discussed for the case of libRadtran (library for radiative transfer). The new parameterization considerably improves the accuracy of the retrieval of irradiances in UV bands. Finally, two techniques are proposed for re-sampling the 32 values in order to estimate irradiance in any spectral interval possibly taking into account spectral response of illuminated system. Experimental validations have been carried out with measurements at several ground stations. The results are encouraging in comparison with the accuracy of the measuring instruments. Ways of improvements are discussed.

Keywords: Albedo; atmosphere; correlated-*k* approach; solar radiation; spectral

MINES PARIS
ParisTech

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY