

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 <i>et al.</i> (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 :

$$I_i(u) = \bar{I}_i(u) \Delta\lambda_i = \int_{\Delta\lambda_i} I'_\lambda e^{-k_\lambda u} d\lambda \quad (3.1)$$

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

$$u = \int_r^{r+\delta r} \rho_m dr \quad (3.2)$$

et $\bar{I}_i(u)$ 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 :

$$\bar{I}_i(u) \Delta\lambda_i = \bar{I}'_i Tr(u) \Delta\lambda_i = \bar{I}'_i \int_{\Delta\lambda_i} e^{-k_\lambda u} d\lambda \quad (3.3)$$

où

$$\bar{I}'_i = \frac{1}{\Delta\lambda_i} \int_{\Delta\lambda_i} I_{0\lambda} d\lambda \quad (3.4)$$

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 :

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

La transmissivité atmosphérique moyenne s'écrit :

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

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,

$$g(k) = \int_0^k f(k') dk' \quad (3.7)$$

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 :

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

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 :

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

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 :

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

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 :

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

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

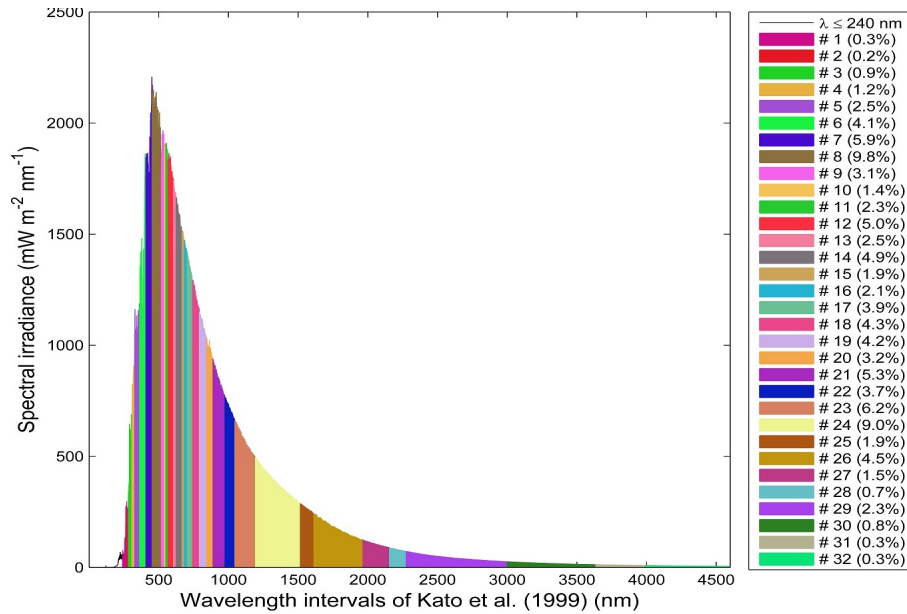


FIGURE 3.1 – Distribution spectrale de l'éclairement solaire hors atmosphère de [Gueymard \(2004\)](#) dans les 32 intervalles spectraux de [Kato et al. \(1999\)](#) et leur contribution correspondante relative.

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

$$KT_i = \frac{G_i}{I_{o_i} \cos \theta_s} \quad (3.12)$$

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 :

$$KT_i^{dir} = \frac{B_i}{I_{o_i}} \quad (3.13)$$

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.

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

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

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

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

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

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,

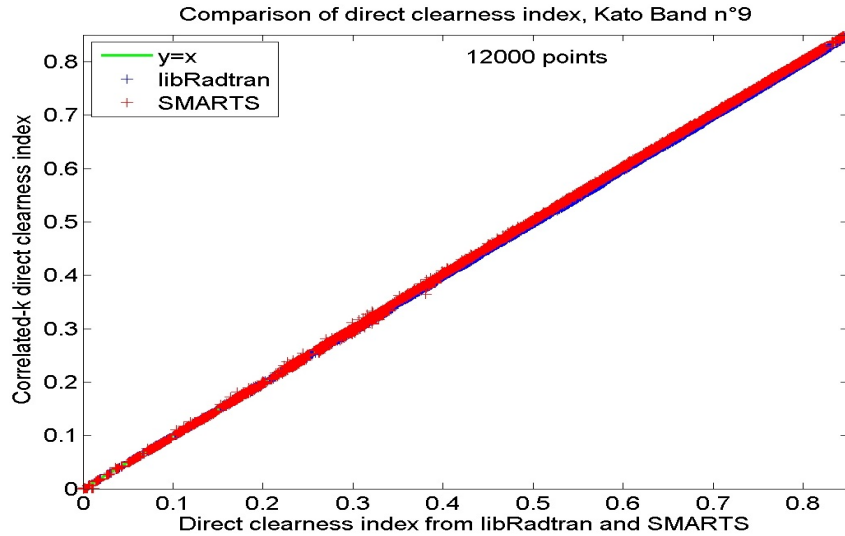
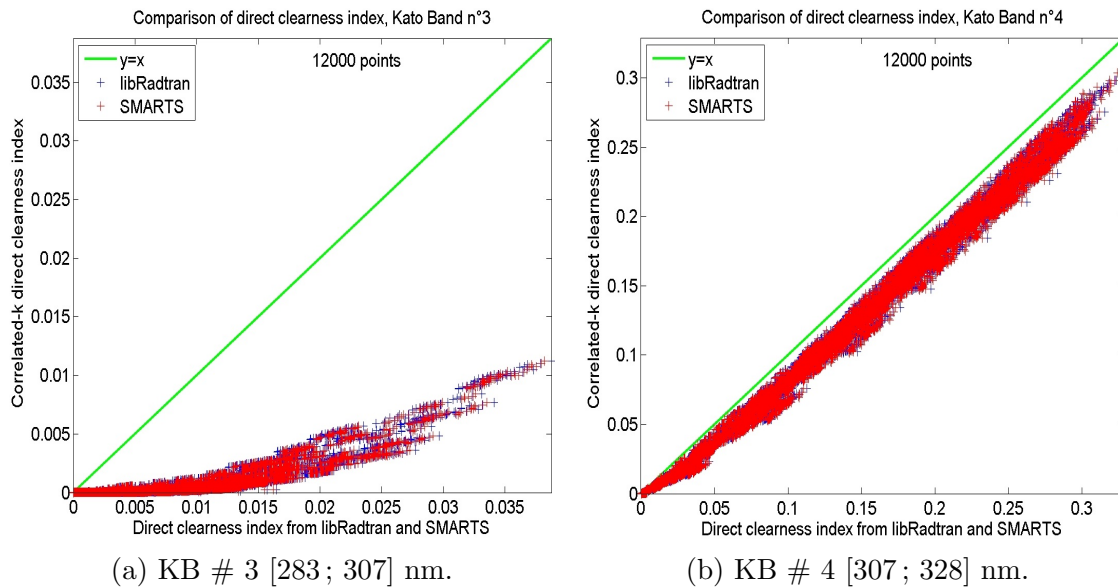


FIGURE 3.2 – Corrélogramme entre les calculs spectraux détaillés par libRadtran et SMARTS (axe horizontal) et l’approche de [Kato et al. \(1999\)](#) pour l’indice de clarté direct et KB # 9 [518, 540] nm.

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.

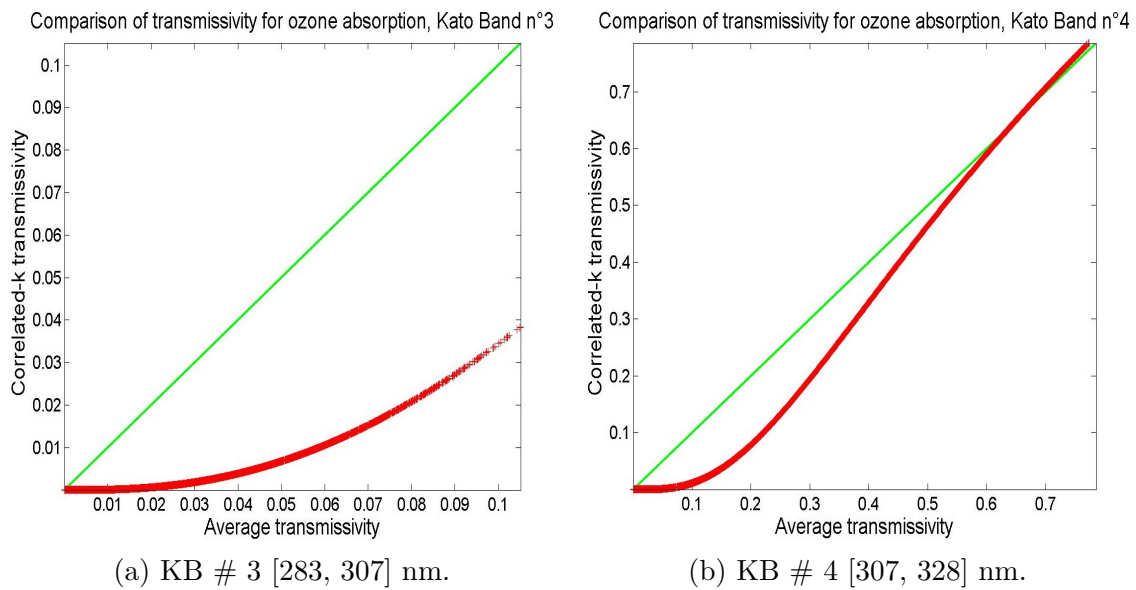


FIGURE 3.4 – Comparaison entre la transmissivité moyenne due à la seule absorption de l'ozone et celle issue de l'approximation k -corrélés pour KB # 3 et 4.

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 : $\theta_s \leq 80^\circ$ and $\theta_s = 89^\circ$ pour KB # 25. On observe sur cette figure que les écarts par rapport à la droite 1:1 sont beaucoup plus grands à $\theta_s = 89^\circ$ 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 $\theta_s \leq 80^\circ$, et les simulations numériques effectuées avec libRadtran. On remarque que R^2 est supérieur à 0,99 pour tous les KB

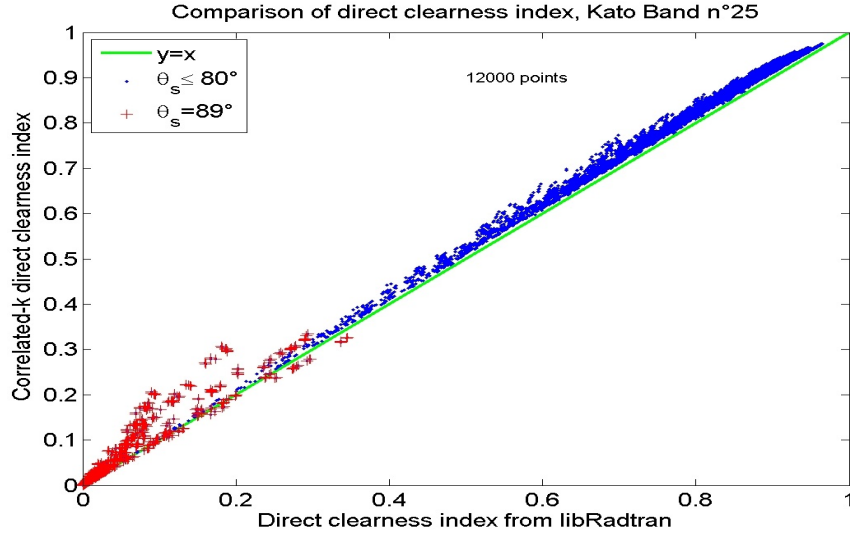


FIGURE 3.5 – Corrélogramme entre calculs spectraux détaillés de libRadtran et l’approche de Kato *et al.* (1999) pour deux domaines de l’angle zénithal solaire θ_s pour l’indice de clarté direct et KB # 25 [1516, 1613]nm.

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 $\theta_s \leq 80^\circ$ avec les simulations numériques libRadtran

#	R^2	KT^{dir}	rBias (%)	rRMSE (%)	#	R^2	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 $\theta_s \leq 80^\circ$ 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 éclairage global qu’en éclairage direct.

TABLEAU 3.4 – Indicateurs statistiques de comparaisons dans les KB pour l’indice de clarté sous les conditions de ciel clair pour $\theta_s \leq 80^\circ$ avec les simulations numériques libRadtran.

#	R^2	KT	rBias (%)	rRMSE(%)	#	R^2	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_{O_3} due à l'absorption seule de l'ozone pour un intervalle spectral $\Delta\lambda$ est :

$$T_{O_3} = \frac{1}{I_{0\Delta\lambda}} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda} e^{-k_{O_3\lambda} u_{O_3} / \mu_0} d\lambda \quad (3.19)$$

La technique largement utilisée pour estimer T_{O_3} 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 $T_{O_{3KB}}$:

$$T_{O_{3KB}} = e^{-k_{KB} u_{O_3} / \mu_0} \quad (3.20)$$

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 $k_{KB3} = 5,84965 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ et $k_{KB4} = 4,32825 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$.

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 $n=1$:

$$T_{O_3} = e^{-k_{eff} u_{O_3} / \mu_0} = \frac{1}{I_{0\Delta\lambda}} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda} e^{-k_{O_3\lambda} u_{O_3} / \mu_0} d\lambda \quad (3.21)$$

Cette équation peut être ré-écrite :

$$-k_{eff} u_{O_3} / \mu_0 = \ln \left(\frac{1}{I_{0\Delta\lambda}} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda} e^{-k_{O_3\lambda} u_{O_3} / \mu_0} d\lambda \right) \quad (3.22)$$

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_{O_3}, μ_0) ont été générés par la technique de Monte-Carlo. La sélection aléatoire des angles zénithaux suit une distribution uniforme dans $[0^\circ ; 80^\circ]$. u_{O_3} est calculé comme indiqué dans le tableau 3.2. Les 10000 simulations conduisent à un ensemble \mathbf{X}

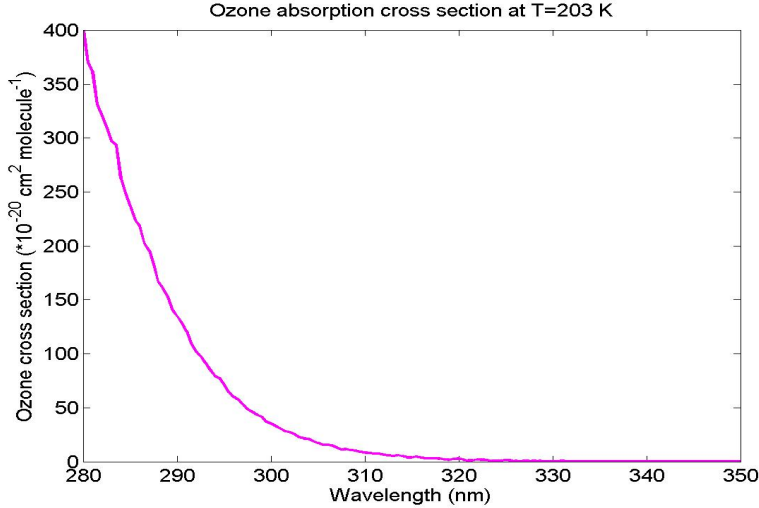


FIGURE 3.6 – Section efficace de l’ozone à 203 K en fonction de la longueur d’onde.

de $\frac{u_{O_3}}{\mu_0}$ et un ensemble \mathbf{Y} de valeurs de $-\ln\left(\frac{1}{I_0\Delta\lambda} \int_{\Delta\lambda} I_{0\lambda} e^{-k_{O_3\lambda} u_{O_3}/\mu_0} d\lambda\right)$. L’équation (3.22) devient :

$$k_{eff} \mathbf{X} = \mathbf{Y} \quad (3.23)$$

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 $k_{eff3} = 2,29 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ et $k_{eff4} = 2,65 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$. La transmissivité moyenne $T_{O_3_{eff}}$ avec la section efficace effective est ensuite calculée par l’équation (3.21).

Les transmissivités estimées $T_{O_3_{KB}}$ et $T_{O_3_{eff}}$ calculées avec les équations (3.20) et (3.21), mais en utilisant un deuxième ensemble de 10000 couples (u_{O_3}, μ_0) sélectionnés aléatoirement, sont comparées à la transmissivité de référence T_{O_3} , calculée de manière détaillée avec l’équation (3.19) pour chaque KB (figure 3.7).

Dans KB # 3, on observe que $T_{O_3_{KB}}$ (ligne rouge) sous-estime grandement T_{O_3} signifiant que l’unique section efficace adoptée par Kato et al. est trop élevée. Au contraire, $T_{O_3_{eff}}$ 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 $T_{O_3_{eff}}$ et T_{O_3} , 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 $T_{O_3_{KB}}$ (ligne rouge) sous-estime notablement T_{O_3} , ce qui signifie que l’unique section efficace adoptée par Kato et al. (1999) est trop élevée. $T_{O_3_{eff}}$ est plus proche de T_{O_3} que $T_{O_3_{KB}}$, mais présente une surestimation lorsque $T_{O_3} \geq 0,47$

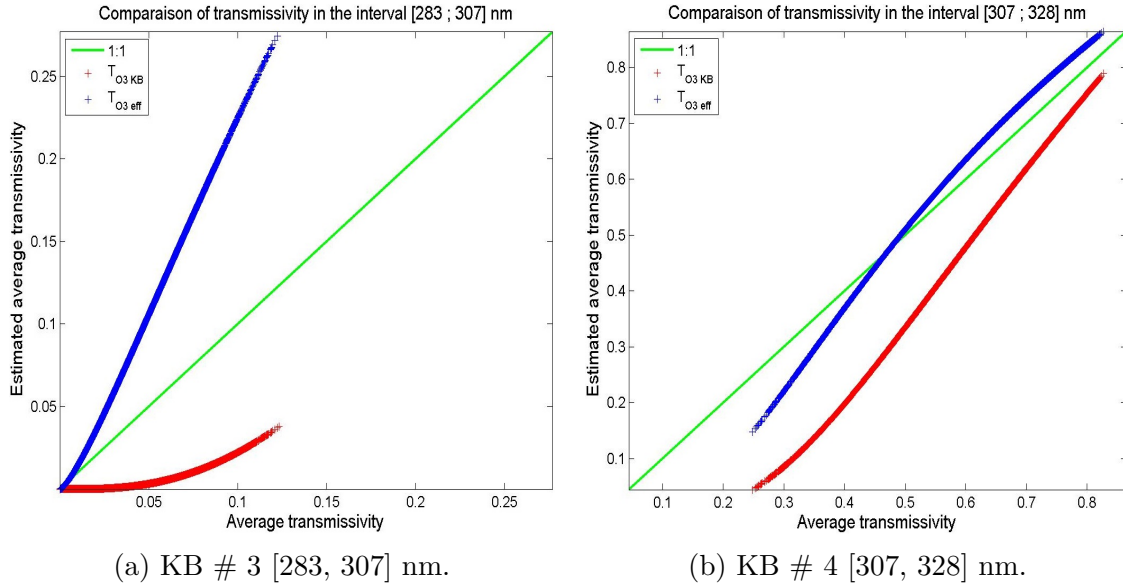


FIGURE 3.7 – Corrélogramme entre T_{O_3} , T_{O_3KB} (ligne rouge) et T_{O_3eff} (ligne bleue).

et une sous-estimation lorsque $T_{O_3} \leq 0,47$. 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_{O_3new} pour estimer T_{O_3} 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_{O_3} . 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 :

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

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_{O_3} , sélectionnés aléatoirement comme précédemment, l'ensemble optimal des quatre k_j minimisant la différence entre T_{O_3new} et T_{O_3} , 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_{O_3} . 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_{O_3new}

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_{O_3} et modélisée T_{O_3new} 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_{O_3KB} est également indiquée sur la figure 3.8 (ligne rouge). La différence entre T_{O_3KB} et T_{O_3new} est frappante. Dans chaque KB, T_{O_3new} est presque égale à T_{O_3} dans tous les cas. Alors que la valeur moyenne pour T_{O_3new} 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.

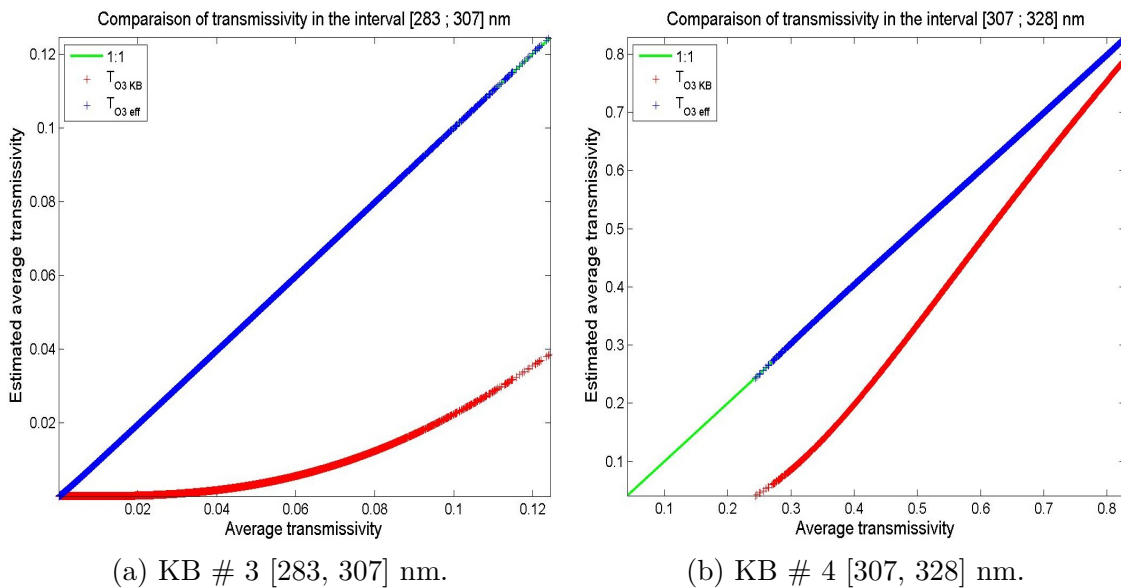


FIGURE 3.8 – Corrélogramme entre T_{O_3} , T_{O_3KB} (ligne rouge) et T_{O_3new} (ligne bleue).

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.O3.cdf* et *cross_section.table._O3.O4.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 éclaircissements 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 éclaircissements 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 éclairagements 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'éclairagement 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'éclairagement 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'éclairagement 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'éclairagement au sol dans la suite de notre thèse.