Apport du sondeur infrarouge IASI à la détermination des flux radiatifs et du taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde

Yoann Tellier

▶ **To cite this version:**

Yoann Tellier. Apport du sondeur infrarouge IASI à la détermination des flux radiatifs et du taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde. Ingénierie de l'environnement. Institut Polytechnique de Paris, 2021. Français. NNT : 2021IPPAX118 . tel-03662466

HAL Id: tel-03662466
https://theses.hal.science/tel-03662466

Submitted on 9 May 2022

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.

INSTITUT POLYTECHNIQUE DE PARIS

NNT : 2021IPPAX118

Thèse de doctorat

Apport du sondeur infrarouge IASI à la détermination des flux radiatifs et du taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à l'École polytechnique

École doctorale n°626 École doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris (EDIPP)
Spécialité de doctorat : Sciences de l'Environnement

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 17 décembre 2021, par

YOANN TELLIER

Composition du Jury :

Hélène Brogniez Professeure, LATMOS/IPSL - UVSQ	Présidente
Jérôme Vidot Chargé de recherche, Météo-France - CNRS, CNRM	Rapporteur
Jean-Louis Dufresne Directeur de recherche, LMD/IPSL - Sorbonne Université	Examinateur
Quentin Libois Ingénieur des Ponts, des Eaux et des Forêts, Météo-France - CNRS, CNRM	Examinateur
Cyril Crevoisier Directeur de recherche, LMD/IPSL - École Polytechnique	Directeur de thèse
Laure Chaumat Cadre scientifique - Docteure, Thales Services Numériques SAS	Invitée
Adrien Deschamps Cadre scientifique des EPIC, CNES	Invité

Apport du sondeur infrarouge IASI à la détermination des flux radiatifs et du taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde

Yoann Tellier

Résumé

L'évolution des flux radiatifs atmosphériques à grande longueur d'onde en réponse aux émissions de gaz à effet de serre anthropiques est à la source des changements du climat actuellement observés. Ce forçage radiatif positif du système climatique terrestre est d'une grande importance puisqu'il entraine par exemple des changements dans la circulation atmosphérique et le cycle hydrologique. Ce forçage radiatif correspond à l'évolution du flux radiatif sortant à grande longueur d'onde nommé Outgoing Longwave Radiation (OLR). Les sources et puits de cette énergie radiatives à chaque niveau atmosphérique définissent le taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde. L'OLR et le taux de chauffage vertical sont deux des principales grandeurs radiatives importantes utilisées pour suivre et analyser le bilan radiatif terrestre et pour modéliser l'évolution du climat. L'étude de ces grandeurs radiatives prend tout son sens sur des échelles de temps climatiques (plus de vingt ans) et à l'échelle globale, ce que permet l'observation spatiale de la Terre. L'objectif de cette thèse est de déterminer l'apport du sondeur infrarouge hyperspectral IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) à la détermination des grandeurs radiatives à grandes longueurs d'onde. Ces travaux s'appuient sur le développement de 4A-Flux : un module de calcul des flux radiatifs et du taux de chauffage vertical intégré au code de transfert radiatif raie-par-raie et couche-par-couche 4A/OP. Ce code a été validé dans le cadre de l'exercice international d'intercomparaison des codes de transfert radiatifs RFMIP. 4A-Flux a permis de réaliser des études de sensibilité des grandeurs radiatives aux différents paramètres atmosphériques et de surface. Bien que très précise, la modélisation raie-par-raie du transfert radiatif requiert un temps de calcul conséquent qui ne permet pas d'envisager la mise à l'échelle à la multitude d'observations spatiales réalisées par IASI. Nous avons donc développé une méthode basée sur les réseaux de neurones afin d'estimer les grandeurs radiatives directement à partir des spectres de température de brillance observés par IASI. Cette méthode repose sur l'apprentissage d'un perceptron multicouches à partir des bases de données construites avec 4A-Flux à partir des bases de données atmosphériques TIGR et ARSA développées au LMD. Nous démontrons ainsi la possibilité d'estimer à partir des observations à haute résolution spectrale du sondeur infrarouge IASI, sur une vingtaine d'années, période pertinente pour les études climatiques, non seulement l'évolution de l'OLR mais aussi, pour la première fois, du taux de chauffage associé. L'OLR estimé à partir de IASI est comparé et validé par rapport aux mesures réalisées par des radiomètres larges bandes (CERES, SCARAB) et sont analysées en rapport avec des signaux climatiques classiques tels que l'ENSO démontrant ainsi le grand intérêt de la mesure hyperspectrale de IASI pour le suivi des grandeurs radiatives pour le climat.

Abstract

Driven by the anthropogenic emissions of greenhouse gases, the evolution of the atmospheric longwave radiative fluxes is the main cause of the observed climate changes since the preindustrial era. This positive radiative forcing applied to the climate system of the Earth is highly relevant as it triggers important changes in the atmospheric circulation and the hydrologic cycle. The radiative forcing is the change in the net longwave radiative flux that exits the climate system at the top of the atmosphere named Outgoing Longwave Radiations (OLR). The corresponding function describing the sources and sinks of radiative energy along the vertical is referred to as the longwave heating rate profile. The OLR and the vertical heating rate are both important variables that are used to monitor and analyze the Earth Radiation Budget (ERB) and to model the evolution of the Climate. The study of these radiative variables is relevant on climatic timescales (twenty years) and on the global scale, both allowed by the spaceborne observation of the Earth. The objective of this thesis is to determine the contribution of the infrared hyperspectral sounder IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) to the determination of longwave radiative fluxes and vertical heating rates. This work relies on the development of 4A-Flux : a module aimed at calculating radiative fluxes and vertical heating rates that is integrated into the line-by-line and layer-by-layer radiative transfer code 4A/OP. This code has been validated with its participation to the international radiative transfer code intercomparison project RFMIP. Thanks to 4A-Flux we have performed an insightful sensitivity study of the radiative quantities to the variations of various atmospheric and surface parameters. Despite its high accuracy and due to the important computation time that they require, the line-by-line radiative transfer models cannot be scaled up to the application to the massive quantities IASI observations. Thus, we have developed a method based on neural networks to directly retrieve the radiative quantities from the brightness temperature spectra observed by IASI. This method relies a multilayer perceptron that is trained on databases built with 4A-Flux from the TIGR and ARSA atmospheric databases developed at LMD. Here, we demonstrate the possibility to determine from the observations of the high-resolution infrared sounder IASI, over the climate relevant timescale of twenty years, not only the evolution of the OLR but also, for the first time, the associated vertical heating rate. The OLR estimated from IASI is compared to and validated against the measurements of broadband radiometers (CERES, SCARAB) and are analyzed alongside with classic climatic phenomena such as ENSO – demonstrating the great interest of IASI hyperspectral measurements to monitor the radiative quantities for the climate.

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du Laboratoire de Météorologie Dynamique, à l'École Polytechnique. Je remercie Philippe Drobinski, son directeur, de m'y avoir accueilli pour la durée de ma thèse.

J'adresse aussi mes sincères remerciements aux membres du jury de thèse : Hélène Brogniez sa présidente et rapporteure du manuscrit, Jérôme Vidot également rapporteur, Quentin Libois et Jean-Louis Dufresne pour leur rôle d'examinateur. Je remercie particulièrement Jérôme et Jean-Louis pour leurs conseils avisés, lors des réunions du comité de suivi. J'exprime aussi ma gratitude à Jean-Louis pour m'avoir mis en relation avec Robert Pincus que je remercie également ici pour la fructueuse collaboration dans le cadre du projet RFMIP.

Pour avoir soutenu et financé mes travaux de recherche, je souhaite remercier le Centre National d'Études Spatiales (CNES), représenté par Adrien Deschamps, et Thales représenté par Laure Chaumat. Je la remercie plus particulièrement pour le temps qu'elle a consacré au suivi de l'avancement de mes travaux.

⋆ ⋆ ⋆

L'ensemble de ce travail n'aurait bien sûr pas été possible sans mon directeur de thèse, Cyril Crevoisier qui m'a accordé sa confiance en me proposant un sujet qui m'a passionné et me passionnera pour de longues années. Je lui suis très reconnaissant d'avoir su entretenir ma motivation durant ma thèse et de m'avoir guidé sur les chemins exigeants de la recherche scientifique.

Je souhaite également remercier Raymond Armante qui a su partager avec moi sa grande expertise technique et scientifique. En encadrant assidûment mon travail, il a su me prodiguer les bons conseils aux bons moments et m'apporter un support sans faille. Je remercie aussi Nicolas Meilhac qui, en suivant mon travail et en y posant son regard expert, m'a permis d'explorer de nouvelles routes et de lever certaines difficultés. Mes remerciements vont aussi à Virginie Capelle qui m'a assisté et soutenu et à Laurent Crépeau qui s'est régulièrement enquit de ma progression, m'a aidé sur de nombreux points techniques et a été un soutien moral important.

Le cadre convivial dans lequel j'ai pu mener ma thèse, grâce notamment à la bonne humeur de l'équipe ABC(t) et plus généralement celle régnant au LMD, n'est pas étranger au succès de ce projet. Pour cela, je remercie tout particulièrement, en plus des personnes déjà citées précédemment, Frédéric Nahan pour toutes nos discussions passionnées, Matthieu Dogniaux pour avoir, au sens étymologique, compati à cette maïeutique doctorale, Claire Cénac pour nos nombreux moments de partage, Axel Guedj pour son soutien important, sans oublier Dimitri Edouart, Olivier Chomette, Fabien Gibert, Paul Monnier,

Julio Lopez, Jérôme Pernin, Milena Corcos, Thibault Delahaye, Jean-Michel Hartmann, Ha Tran, Noëlle Scott et Alain Chédin.

⋆ ⋆ ⋆

Je tiens à présent à remercier mes parents pour le support matériel et moral inconditionnel qu'ils m'ont toujours apporté, et qui s'est révélé essentiel au bon déroulement de cette thèse. Je remercie aussi Guillaume qui m'a motivé lorsqu'il le fallait, changé les idées lorsque j'en avais besoin et qui m'a épaulé sans relâche. Je remercie ensuite toute ma famille : ma sœur Mélanie qui ne cessera jamais de m'enchanter, ma tante Nong qui m'a soutenu tout au long de mes études, mes oncles et tantes, mes cousins Nathalie, Valérie, Thibaud, Cassy, Manuela (et consorts !). Un grand merci également à Charly, à Damien et aux Houpin, aux Chapalain et Fertitta, sans oublier bien entendu mes grands-parents Nopawan et Michel, toujours en pleine forme, mes grands-parents Jeanine et Nab, partis trop tôt.

Enfin, merci à tous mes amis pour tout ce qu'ils m'ont apporté : Thomas, Jérémy, Mélodie, Elsa, Kévin, Mehdi, Julie, Caroline, Bérangère, Benoît, Hélène, Gustave, Félix, Eddine, Anaïs, Marion, Xavier, Guillaume, Lazaros, Anne-Claire, Valérian, Vadim et Charles.

À mes parents.
À mes grands-parents.

Table des matières

Résumé **iii**

Abstract **v**

Remerciements **vii**

Dédicaces **xi**

Sommaire **xv**

1 Introduction **1**
1.1 Le climat de la Terre et les flux radiatifs à grande longueur d'onde 1
1.1.1 Le climat de la Terre et son bilan énergétique 1
1.1.2 Les flux radiatifs et le taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde 4
1.2 L'observation spatiale des flux radiatifs 7
1.2.1 Les radiomètres larges bandes 7
1.2.2 Les sondeurs infrarouges 9
1.3 Motivations du travail de thèse 13
1.4 Plan du manuscrit 14

2 Modélisation directe de l'OLR et du taux de chauffage à grande longueur d'onde **17**
2.1 Transfert radiatif atmosphérique à grande longueur d'onde 17
2.1.1 Interactions entre le rayonnement et l'atmosphère à grande longueur d'onde 17
2.1.2 L'équation du transfert radiatif pour une parcelle de gaz d'épaisseur infinitésimale 22
2.1.3 Solution de l'équation de transfert radiatif en atmosphère plan-parallèle 25
2.1.4 De la luminance spectrale aux flux radiatifs 27
2.2 Les modèles de transfert radiatif 29
2.2.1 Les modèles raie-par-raie 30
2.2.2 Le modèle raie-par-raie rapide 4A/OP 30
2.2.3 Les modèles paramétrisés utilisés dans les modèles du climat 31
2.3 Développement du module 4A-Flux 33
2.3.1 Introduction à l'article 33

2.3.2 Article : Computation of longwave radiative flux and vertical heating rate using 4A/OP radiative transfer code 35

3 Étude de sensibilité des grandeurs radiatives à grande longueur d'onde 63
3.1 Introduction 63
3.1.1 Les variations spectrales de l'OLR 63
3.1.2 Les variations spectrales du taux de chauffage vertical 65
3.2 Sensibilité de l'OLR aux variations de paramètres géophysiques 67
3.3 Sensibilité du taux de chauffage vertical aux variations de paramètres géophysiques 70
3.3.1 Sensibilité à la température de la surface et de l'atmosphère 71
3.3.2 Sensibilité à la concentration des gaz au mélange homogène 72
3.3.3 Sensibilité à la concentration en vapeur d'eau et en ozone 73
3.4 Analyse des forçages radiatifs pour divers scénarios climatiques 74
3.4.1 Les scénarios climatiques 74
3.4.2 Analyse des forçages radiatifs 76
3.5 Variations de l'OLR attendues sur la période d'observation IASI 81
3.6 Conclusion 84

4 Détermination de l'OLR à partir de IASI 87
4.1 Introduction 87
4.2 Développement des réseaux de neurones artificiels 88
4.2.1 Réseaux de neurones artificiels et perceptrons multicouches (PMC) 88
4.2.2 Développement de l'algorithme d'apprentissage 91
4.2.3 La création des bases d'apprentissage et d'évaluation 95
4.2.4 Sélection et évaluation des PMC 102
4.3 Application aux observations IASI et validation des PMC 104
4.3.1 Base de données colocalisées IASI/ScaRaB 104
4.3.2 Méthodologie pour la détermination de l'OLR à partir de IASI . . . 106
4.3.3 Résultats de comparaison des trois approches 109
4.3.4 Analyse des résultats 113
4.3.5 Résultats d'intercomparaison IASI et ScaRaB 120
4.4 Extension de l'estimation de l'OLR à tout IASI 122
4.5 Conclusion 124

5 Apports de IASI à l'étude de l'OLR et à la détermination du taux de chauffage vertical 127
5.1 Introduction 127
5.2 Les séries temporelles d'OLR 127
5.2.1 Les séries temporelles d'OLR IASI-A 127
5.2.2 Intercomparaison vis-à-vis de mesures spatiales par les radiomètres CERES et ScaRaB 129
5.2.3 Analyse des signatures climatiques remarquables 131
5.3 Distribution spatiale de l'OLR IASI-A 134
5.3.1 OLR IASI-A sur toute la période d'observation 134
5.3.2 Intercomparaison d'OLR entre IASI-A et CERES-Terra 134
5.3.3 Anomalies mensuelles de l'OLR IASI-A 138

5.4 Vers une première estimation des taux de chauffage à partir de IASI 140
5.4.1 Méthodologie pour la détermination par PMC du taux de chauffage vertical 140
5.4.2 Application du PMC aux observations IASI 143
5.5 Conclusion 147

6 Conclusions et perspectives **149**
6.1 Apport à la modélisation directe de l'OLR et du taux de chauffage vertical 149
6.2 Apport à la détermination de l'OLR et du taux de chauffage vertical à partir des mesures des sondeurs infrarouges à haute résolution 151

A Article : Benchmark calculations of radiative forcing by greenhouse gases **155**

B Figures complémentaires du chapitre 3 **169**
B.1 Sensibilité de l'OLR aux variations de paramètres géophysiques 169
B.2 Sensibilité du taux de chauffage vertical aux variations de paramètres géophysiques 172
B.2.1 Sensibilité à la température de surface 172
B.2.2 Sensibilité à la température de l'atmosphère 174
B.2.3 Sensibilité à la concentration de CO_2 177
B.2.4 Sensibilité à la concentration de CH_4 179
B.2.5 Sensibilité à la concentration de N_2O 182
B.2.6 Sensibilité à la concentration de H_2O 184
B.2.7 Sensibilité à la concentration d'O_3 187
B.3 Variations de l'OLR attendues sur la période d'observation IASI 189

C Table des concentrations des gaz de RFMIP **193**

Bibliographie **204**

Chapitre 1

Introduction

1.1 Le climat de la Terre et les flux radiatifs à grande longueur d'onde

1.1.1 Le climat de la Terre et son bilan énergétique

Le système climatique de la Terre résulte des interactions complexes de cinq grands ensembles : l'*atmosphère*, qui est la pellicule de gaz séparant la surface de la Terre de l'espace, l'*hydrosphère*, qui comprend l'ensemble de l'eau présente à l'état liquide (océans, mers et cours d'eau), la *cryosphère*, qui réunit les masses d'eau à l'état solide (glaciers, neige, banquise, pergélisol), la *lithosphère*, qui est l'enveloppe rigide de la surface de la Terre (croute terrestre, manteau supérieur) et la *biosphère*, comprenant l'ensemble des organismes vivants.

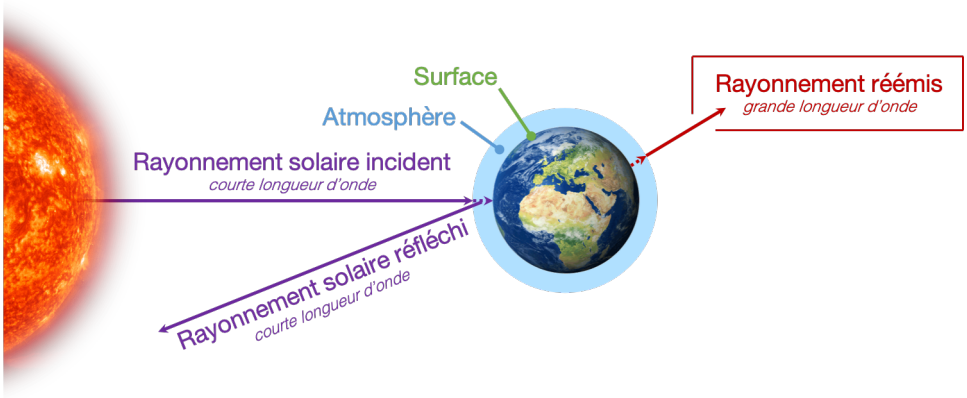


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de l'équilibre radiatif du système Terre au sommet de l'atmosphère. Le rayonnement solaire incident et le rayonnement solaire réfléchi définissent le domaine spectral à courte longueur d'onde. Le rayonnement réémis après absorption définit le domaine à grande longueur d'onde.

L'équilibre radiatif du système Terre au sommet de l'atmosphère est représenté schématiquement en figure 1.1. La source d'énergie principale du système climatique est le

rayonnement solaire incident (Incoming Solar Radiation ou ISR). Il s'agit de la fraction du rayonnement électromagnétique émis par le Soleil qui est interceptée par la Terre. La température de la surface du Soleil, de l'ordre de 5700 K, et la loi de Planck impliquent que le rayonnement solaire est centré sur le domaine visible du spectre électromagnétique et s'étend de l'ultraviolet à l'infrarouge moyen : on parle de rayonnement à courte longueur d'onde (Shortwave : SW ; longueurs d'ondes inférieures à 4 μm ou nombres d'ondes supérieurs à 2500 cm^{-1}). La figure 1.2 représente en violet la fonction de Planck normalisée correspondant au rayonnement solaire incident. D'après WILD et al. 2015, environ 30 % de ce rayonnement solaire incident est réfléchi vers l'espace par l'atmosphère et la surface, on parle alors de *rayonnement solaire réfléchi à courte longueur d'onde* (Reflected Shortwave Radiation ou RSW). Le reste, soit environ 70 %, est absorbé par la surface (environ 45 %) et par l'atmosphère (environ 25 %), on parle ici de *rayonnement solaire absorbé* (Absorbed Solar Radiation ou ASR). L'énergie absorbée est ensuite redistribuée dans le système climatique par un ensemble de processus de nature variée parmi lesquels se trouvent des processus radiatifs tels que l'absorption, l'émission ou la diffusion, des processus dynamiques comme la circulation océanique et atmosphérique, mais également des processus biologiques tels que la photosynthèse.

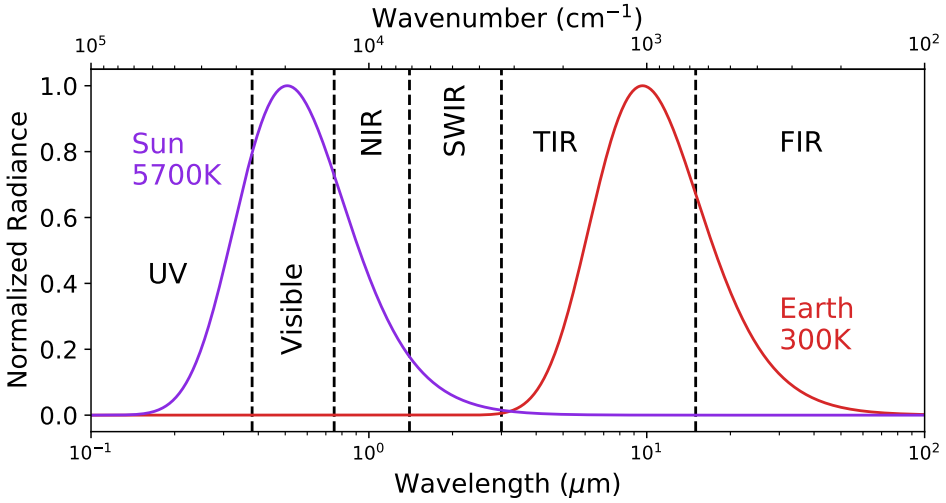


FIGURE 1.2 – Luminance de Planck normalisée pour un corps à la température du Soleil (violet), et à la température de la Terre (rouge). Le spectre de Planck à la température du Soleil couvre une partie du domaine ultraviolet (UV) et les domaines du visible, du proche infrarouge (Near Infrared : NIR) et de l'infrarouge moyen (Shortwave Infrared : SWIR). Le spectre de Planck à la température de la Terre couvre l'infrarouge thermique (Thermal Infrared : TIR) et l'infrarouge lointain (Far Infrared : FIR).

Afin de maintenir équilibré le bilan énergétique global de la Terre, la température de la surface et celle de l'atmosphère s'ajustent et l'énergie traversant le système climatique se retrouve finalement rayonnée vers l'espace. La Terre et son atmosphère présentent une température de l'ordre de 300 K, bien plus faible que celle du Soleil. Son rayonnement n'est donc pas émis dans le domaine des courtes longueurs d'ondes, mais dans les domaines spectraux de l'infrarouge thermique (Thermal Infrared ou TIR) et de l'infrarouge lointain (Far Infrared ou FIR) : il s'agit là du rayonnement à grande longueur d'onde (Longwave :

LW ; longueurs d'ondes supérieures à 4 μm ou nombres d'ondes inférieurs à 2500 cm^{-1}). La fonction de Planck normalisée à la température de la Terre est représentée en rouge sur la figure 1.2. La partie de ce rayonnement qui est émise vers l'espace est une grandeur centrale pour cette thèse et s'appelle le *rayonnement sortant à grande longueur d'onde* (Outgoing Longwave Radiation ou OLR). C'est dans ce domaine spectral que les mécanismes du réchauffement climatique trouvent leur origine via les phénomènes d'absorption et d'émission de rayonnement par les gaz à effet de serre.

Pour un climat de la Terre en état stationnaire, les flux radiatifs nets à courte longueur d'onde et à grande longueur d'onde s'équilibrent en moyenne globale à long terme (Forster et al. 2021, section 7.2) bien que des fluctuations autour de l'équilibre, causées par la variabilité interne du climat existent (Brown et al. 2014 ; Palmer et McNeall 2014). Dans un tel état stationnaire et en moyenne globale à long terme, le flux d'énergie net au sommet de l'atmosphère doit être nul et le flux solaire incident est alors égal à la somme du flux solaire réfléchi et du flux émis par la Terre : $ISR = RSW + OLR$. Cependant, Le bilan énergétique global de la Terre n'est pas strictement à l'équilibre. Les variations de la composition de l'atmosphère entrainent une modification du bilan radiatif de la Terre nommé *forçage radiatif*. Ce forçage radiatif entraine un déséquilibre persistant du bilan énergétique terrestre au sommet de l'atmosphère (Earth Energy Imbalance ou EEI) correspondant à l'apport énergétique net au système Terre et vérifiant : $EEI = ISR - RSW - OLR$ (Trenberth, Fasullo et Balmaseda 2014 ; von Schuckmann et al. 2016). Cette valeur est donc centrale pour le suivi de l'évolution du climat à l'échelle globale.

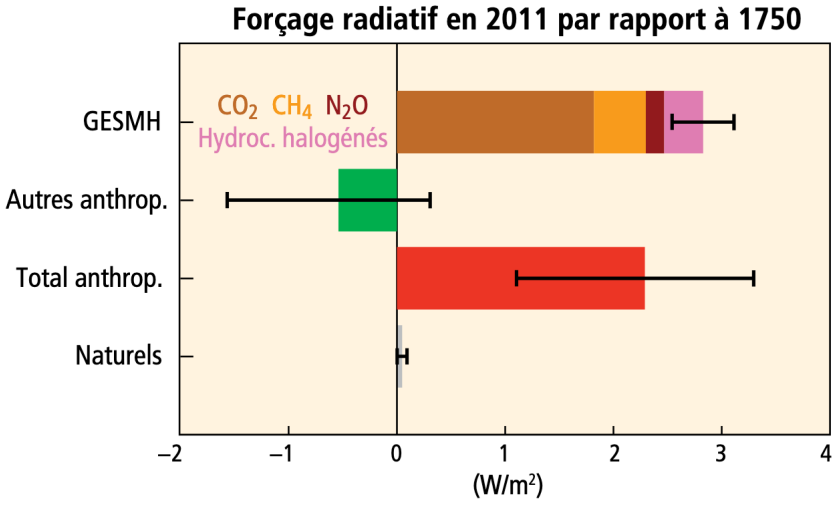


Figure 1.3 – Forçage radiatif des changements climatiques pendant l'ère industrielle (1750–2011). Les barres indiquent le forçage provoqué par les gaz à effet de serre au mélange homogène (GESMH), les autres forçages anthropiques, le total des forçages anthropiques et les forçages naturels. Les marges d'erreur indiquent l'incertitude à 5–95 %. Les autres forçages anthropiques comprennent les effets des changements survenus au niveau des aérosols, de l'ozone et de l'albédo lié à l'utilisation des terres. Les forçages naturels englobent les effets de l'activité solaire et de l'activité volcanique. (Pachauri et Mayer 2015, figure 1.4, p. 45)

Le *Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat* (GIEC) souligne que les émissions anthropiques de gaz à effet de serre sont la cause principale de ce déséquilibre énergétique. En effet, l'augmentation de la concentration atmosphérique des gaz à effet de serre anthropiques entraine un forçage radiatif positif et conduit à une absorption nette d'énergie par le système climatique (Masson-Delmotte et al. 2021). La figure 1.3, tirée du rapport de synthèse du GIEC de 2014 montre que le forçage radiatif total d'origine anthropique calculé sur la période 1750–2011 s'établissait à 2.3 [1.1 à 3.3] $\mathrm{W\,m^{-2}}$, une valeur bien supérieure au forçage radiatif naturel dû à l'activité solaire et volcanique (Pachauri et Mayer 2015). La redistribution de cette énergie supplémentaire dans le système climatique entraine une évolution, inédite par son ampleur et par sa rapidité, de nombreux paramètres climatiques à l'échelle globale parmi lesquels l'élévation de la température moyenne proche de la surface de la Terre, le changement de la distribution verticale de température de l'atmosphère ou la modification du cycle global de l'eau. Des phénomènes de rétroaction entrent en jeu dès lors que certaines de ces perturbations affectent la propagation du rayonnement dans l'atmosphère et donc le bilan radiatif. L'étendue de cette disruption du fonctionnement du système Terre est majeure et ses implications environnementales, politiques, économiques et sociales font l'objet d'études toujours plus nombreuses.

Du fait de son importance fondamentale pour le système climatique, le bilan énergétique global de la Terre est défini par le *Système Mondial d'Observation du Climat*[1] (GCOS pour Global Climate Observing System) comme une *Variable Climatique Essentielle* (ECV – Essential Climate Variable), c'est-à-dire une variable qui contribue de manière cruciale à la caractérisation du climat de la Terre. L'EEI pilotant le réchauffement global, sa mesure permettrait d'évaluer le statut du changement climatique global, d'améliorer les modèles du climat et de tester l'efficacité des efforts de mitigation (von Schuckmann et al. 2016). La précision des mesures par satellite des grandeurs radiatives ne permet pas à l'heure actuelle de mesurer directement l'EEI. La valeur moyenne globale sur 5 ans mesurée par l'instrument *Clouds and the Earth's Radiant Energy System* (CERES) s'élève à 6.5 $\mathrm{W\,m^{-2}}$, une valeur bien supérieure à la valeur de 0.9 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ donnée par exemple par Loeb et al. 2009, utilisant des modèles contraints par les mesures du contenu calorifique océanique. Améliorer l'estimation satellitaire de l'EEI suppose donc de réduire les incertitudes associées aux mesures de l'ISR, du RSW et de l'OLR depuis l'espace.

1.1.2 Les flux radiatifs et le taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde

Essentielle au suivi de l'évolution du climat global, l'étude du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère impose une condition aux limites de l'atmosphère. Cependant, elle ne décrit pas les échanges radiatifs internes à l'atmosphère, et ne permet pas de déterminer les implications précises du forçage radiatif des gaz à effet de serre sur la propagation du rayonnement atmosphérique ni sur la répartition verticale des sources et des puits

1. Organisation internationale non gouvernementale affiliée aux Nations Unies dont l'objectif est d'une part, le développement d'un système de collecte des observations et des informations nécessaires à la modélisation du climat de la Terre et de son évolution et d'autre part, la mise à disposition de ces données à tous les utilisateurs potentiels.

d'énergie radiative.

Le *transfert radiatif atmosphérique* est la discipline qui étudie l'ensemble des processus de propagation du rayonnement dans l'atmosphère en décrivant les interactions entre le rayonnement électromagnétique et les constituants de l'atmosphère. Pour les grandes longueurs d'ondes, ces interactions sont l'absorption, l'émission et la diffusion. Basée sur des principes physiques, l'équation du transfert radiatif permet de calculer les grandeurs radiatives énergétiques.

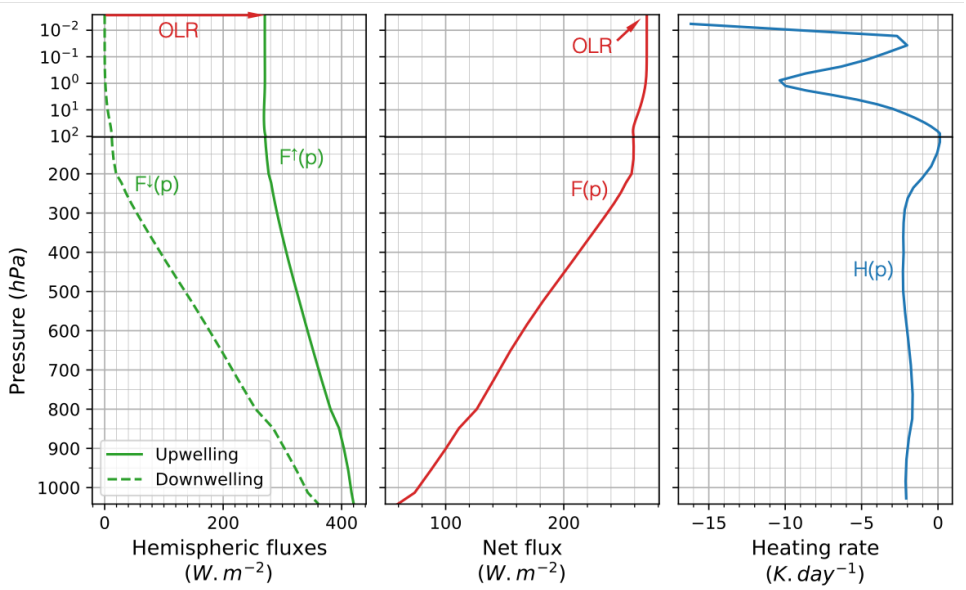


FIGURE 1.4 – Profils de flux radiatifs hémisphériques (gauche), de flux net (centre) et de taux de chauffage (droite) à grande longueur d'onde et en ciel-clair, simulés avec 4A-Flux pour l'atmosphère moyenne tropicale de TIGR 2000.

L'une des grandeurs centrales pour cette thèse est le *flux radiatif* à grande longueur d'onde qui décrit le flux d'énergie transporté par le rayonnement électromagnétique [2]. Ce dernier s'intensifie ou s'atténue le long de la colonne atmosphérique en conséquence des différentes interactions avec les constituants de l'atmosphère. Il faut distinguer les *flux radiatifs hémisphériques* (cf. figure 1.4 à gauche) qui correspondent à l'intégration du rayonnement soit dans la direction montante soit dans la direction descendante et le *flux radiatif net* (cf. figure 1.4 au centre) qui est défini comme la différence des flux hémisphériques (flux montant moins flux descendant). La valeur du flux net au sommet de l'atmosphère n'est rien d'autre que l'OLR dont il a été question dans la section précédente. À partir des flux radiatifs, il est possible de calculer une autre grandeur centrale pour cette thèse : le *taux de chauffage vertical* à grande longueur d'onde (cf. figure 1.4 à droite). Essentiellement négatif dans cette partie du spectre, l'opposée de cette grandeur, nommée *taux de refroidissement vertical*, lui est souvent préféré. Le taux de chauffage vertical est défini comme la divergence du flux net à chaque niveau de l'atmosphère. Il s'agit donc de

2. Dans ce chapitre introductif, la formulation mathématique des grandeurs physiques est réduite autant que possible pour faciliter leur compréhension conceptuelle. Le chapitre théorique suivant posera explicitement toutes les équations des grandeurs essentielles à la thèse.

la description verticale des sources et puits de flux radiatifs qui sont directement liés au taux de variation de la température de l'atmosphère lorsque l'on néglige tous les processus de transfert énergétiques non radiatifs (conduction, convection, chaleur latente liée aux changements d'état de l'eau, ...).

Les processus radiatifs influencent directement les processus atmosphériques. En particulier, le chauffage/refroidissement radiatif vertical qui représente un aspect fondamental de l'effet de serre, est intrinsèquement lié à la dynamique atmosphérique. Le chauffage radiatif caractérise la circulation à grande échelle en contrôlant la vitesse de subsidence en ciel-clair (Jeevanjee et Fueglistaler 2020 ; Mapes 2001 ; Saint-Lu, Bony et Dufresne 2020). Le gradient de température existant entre l'équateur et les pôles et causé par l'excès de flux radiatif net à l'équateur et son déficit net aux pôles est, par exemple, à l'origine de la formation des cellules de Hadley et des cellules polaires (Liou 2002, section 8.6, p. 499). De plus, la moyenne globale des précipitations est en grande partie contrainte par le taux de chauffage vertical comme l'explique Liu et al. 2017 [3].

Du fait de son rôle fondamental comme moteur de la dynamique atmosphérique, la connaissance du taux de chauffage vertical est également importante pour la modélisation du climat par les *Modèles de Circulation Générale* ou GCM pour *General Circulation Models* en anglais (Stamnes, Thomas et Stamnes 2017, section 8.2.6, p. 290). La modélisation des flux radiatifs et du taux de chauffage, notamment au sein de ces GCM, est réalisée par des *modèles de transfert radiatif*. Le premier type de modèles regroupe les modèles dits *raie-par-raie* et *couche-par-couche* tels que STRANSAC (Scott 1974 ; Tournier, Armante et Scott 1995) ou LBLRTM (Clough et al. 2005). Ces modèles offrent une précision qui n'est limitée que par la connaissance de la spectroscopie des gaz à effet de serre et par la description verticale de l'atmosphère. La résolution spectrale de ces modèles est potentiellement très importante puisque leurs calculs doivent être réalisés à l'échelle de la raie d'absorption des gaz.

En revanche, le temps de calcul important de ces modèles précis ne permet pas leur application dans les GCM (Stamnes, Thomas et Stamnes 2017, p. 136). Ces derniers utilisent des modèles de transfert radiatif paramétrisés employant diverses approximations, mais permettant un calcul bien plus rapide et compatible avec la modélisation du climat global nécessitant un très grand nombre de simulations des grandeurs radiatives. Les approximations effectuées par ces modèles paramétrisés, portant notamment sur l'absorption par les gaz ou par les aérosols, ont un impact important sur les sorties des GCM (Oinas et al. 2001 ; Fels et al. 1991 ; Pincus, Forster et Stevens 2016). Les flux radiatifs et taux de chauffage verticaux calculés par les modèles raie-par-raie plus précis peuvent et sont utilisés comme des références pour l'évaluation des modèles paramétrisés (Clough, Iacono et Moncet 1992 ; Pincus, Forster et Stevens 2016 ; Pincus et al. 2020). De plus, des efforts de modélisation et d'optimisation algorithmique ont été mis en œuvre dans le développement de modèles raie-par-raie rapides tels que le modèle 4A/OP (Cheruy et al. 1995 ; Scott et Chedin 1981) développé et maintenu au LMD. Même s'ils ne peuvent en l'état pas servir directement dans les GCM, ces modèles at-

3. La chaleur emmagasinée par l'atmosphère étant faible à l'échelle annuelle ou à de plus longues échelles, la moyenne globale du taux de chauffage radiatif net (H) est équilibrée par la chaleur sensible fournie par la surface (Q_s) et la libération de chaleur latente qui est égale au taux de précipitation multiplié par la chaleur latente de vaporisation ($L_v P$). Les variations de Q_s étant faibles en comparaison de celles de H, cela indique une dépendance importante entre les variations H et celles de $L_v P$, c'est-à-dire des variations de précipitations.

teignent une très grande précision avec un gain significatif en temps de calcul et peuvent ainsi permettre la validation des modèles paramétrisés.

1.2 L'observation spatiale des flux radiatifs

Depuis le lancement de Spoutnik 1 en 1957, de nombreux satellites ont été mis en orbite terrestre pour collecter des données sur l'état de la Terre. L'ensemble de ces données ont de multiples applications en particulier pour la prévision météorologique ou le suivi du climat. L'orbite terrestre offre en effet un point de vue unique sur la Terre que ce soit en orbite géostationnaire, moyenne ou basse. Ces satellites offrent l'avantage de permettre une couverture de la Terre à grande échelle ou même à l'échelle globale ce qui reste très difficile avec des mesures in-situ (stations au sol) ou aéroportées (avions, ballons). La mesure des flux radiatifs fait assez rapidement partie des mesures que réalisent les satellites d'observation de la Terre. Les premiers instruments satellitaires dédiés à la mesure du flux sortant de l'atmosphère, tels que *Earth Radiation Budget* (ERB) sur les plateformes Nimbus-6 et -7, apparaissent dans les années 1970 et mesurent l'OLR et le RSW. Ces deux grandeurs observées de manière globale sur de longues périodes temporelles révèlent tout leur intérêt. Aujourd'hui, nous pouvons distinguer deux types de mesures spatiales des grandeurs radiatives : d'une part les *radiomètres larges bandes*, et d'autre part les *sondeurs infrarouges*. Nous nous intéresserons ici qu'à la description de la mesure spatiale à grande longueur d'onde en nous appuyant notamment sur l'article de revue de Brindley et Bantges 2016.

1.2.1 Les radiomètres larges bandes

Apparus dans les années 1970, les radiomètres larges bandes réalisent des mesures du bilan radiatif de la Terre au sommet de l'atmosphère. La chronologie présentée en figure 1.5 montre une sélection d'instruments de référence mesurant l'OLR et le RSW. Plus précisément, ces radiomètres larges bandes produisent des mesures de l'OLR spectralement intégrées sur la bande spectrale à grande longueur d'onde. Ces instruments ont très grandement participé à la compréhension et à la modélisation du système climatique. Ces apports sont reconnus dès les années 1980 (Hartmann et al. 1986 ; Ramanathan 1987) et permettent notamment l'amélioration de l'évaluation des paramètres de sensibilité climatique, c'est-à-dire la réponse en température du système climatique induite par un forçage radiatif (Forster et Gregory 2006 ; Tett et al. 2013). Des radiomètres embarqués sur des satellites en orbite terrestre sont toujours en activité et continuent à mesurer le bilan radiatif de la Terre.

Parmi les radiomètres larges bandes en activité se trouve l'instrument *Clouds and the Earth's Radiant Energy System* (CERES), développé par la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) et actuellement embarqué sur quatre satellites en orbite polaire héliosynchrone (Wielicki et al. 1996). Deux instruments sont embarqués sur la plateforme Terra lancée en 1999, deux autres le sont sur la plateforme Aqua lancée en 2002, le cinquième instrument est embarqué sur la plateforme Suomi-NPP lancée en 2011 et le sixième sur la plateforme NOAA-20 lancée en 2017. Le radiomètre CERES dispose de trois bandes spectrales larges distinctes (Jarecke et al. 1994 ; Lee et al. 1996). Une bande à courte longueur d'onde mesure le flux solaire entre 0.3 et 5 μm,

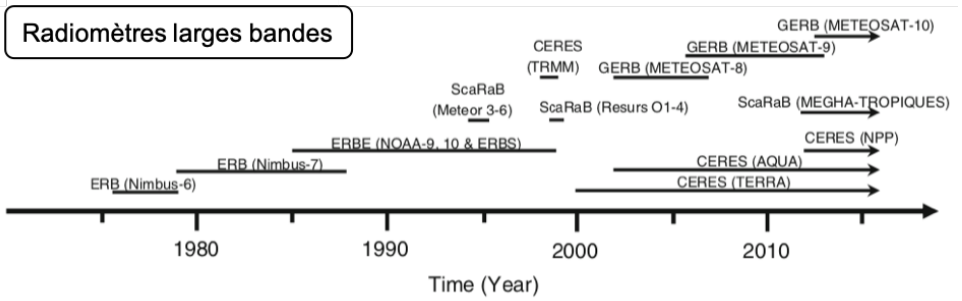


FIGURE 1.5 – Exemples de radiomètres larges bandes dédiés à la mesure de l'OLR et du RSW. Les plateformes sur lesquelles les instruments sont embarqués sont indiquées entre parenthèses et les flèches indiquent les missions toujours actives en 2016. Figure adaptée de BRINDLEY et BANTGES 2016.

une autre mesure spécifiquement le flux dans la bande étroite correspondant à la fenêtre infrarouge atmosphérique entre 8 et 12 μm et une bande totale mesure le flux entre 0.3 μm et au-delà de 100 μm. L'instrument CERES permet donc de restituer l'OLR intégré sur une bande spectrale entre 5 μm et au-delà de 100 μm (en deçà de 100 cm^{-1} jusqu'à 2000 cm^{-1}).

Un autre exemple de radiomètre large bande est l'instrument *Scanner for Radiation Budget* (ScaRaB) actuellement embarqué sur la plateforme franco-indienne Megha-Tropiques (ROCA et al. 2015), lancée en 2011 et développée par le *Centre National d'Études Spatiales* (CNES) et l'*Indian Space Research Organisation* (ISRO). Contrairement aux plateformes embarquant les instruments CERES, Megha-Tropiques suit une orbite très inclinée de 20° et ne survole donc que les tropiques. Les bandes spectrales mesurées par ScaRaB sont au nombre de quatre. Une première bande mesure le flux visible entre 0.55 et 0.65 μm, une deuxième mesure le flux à courte longueur d'onde entre 0.2 et 4 μm, une troisième correspond à la bande totale entre 0.2 et 100 μm et enfin une dernière mesure le flux entre 10.5 et 12.5 μm. Alors que les bandes 2 et 3 permettent la mesure large bande du flux, les bandes 1 et 4 sont principalement utilisées pour l'identification des scènes. L'instrument ScaRaB permet donc la restitution de l'OLR entre 4 et 100 μm (100 et 2500 cm^{-1}).

Au-delà des difficultés liées à la calibration des radiomètres larges bandes ajoutant aux incertitudes des variables estimées (LOEB et al. 2009), l'une des limites de ce type d'instruments pour la mesure de l'OLR est le fait qu'ils ne peuvent produire que des grandeurs intégrées sur de grandes plages spectrales. À cause de phénomènes de compensations entre les différentes régions du spectre à grande longueur d'onde, la mesure intégrée des spectromètres larges bandes ne fournit pas l'information permettant de discriminer les signatures fines des différents processus climatiques et des paramètres qui les contrôlent comme les gaz à effet de serre, les nuages ou la température (KOLL et CRONIN 2018). D'autre part, les grandeurs spectralement intégrées ne permettent pas de restituer d'information sur la répartition verticale des grandeurs radiatives.

1.2.2 Les sondeurs infrarouges

Les sondeurs infrarouges de première génération

À la différence des radiomètres larges bandes, les sondeurs infrarouges offrent une information résolue spectralement. Concomitamment aux radiomètres larges bandes, dans les années 1970, une première génération de sondeurs infrarouges a été mise en orbite. Un exemple est donné par le système *TIROS-N Operational Vertical Sounder* (TOVS), et son successeur *Advanced TOVS* (ATOVS), qui incluent le sondeur infrarouge High-resolution InfraRed Sounder (HIRS) et sont embarqués sur la suite des plateformes NOAA et depuis les années 2000, HIRS est également embarqué sur les plateformes Metop. HIRS produit une mesure spectrale de l'infrarouge thermique sur 19 canaux caractérisés pas une résolution spectrale comprise entre 10 et 20 cm^{-1}. Ces sondeurs infrarouges de première génération tirent leur nom de leur capacité à restituer une information résolue verticalement sur l'état de l'atmosphère comme les profils de température et de concentration de vapeur d'eau en plus de l'information sur les propriétés de surface et des nuages. Ils ont ainsi grandement contribué à l'amélioration des modèles de prévisions numériques du temps qui assimilent de manière opérationnelle les données de ces instruments (Rizzi et Matricardi 1998 ; English et al. 2000).

Ces sondeurs infrarouges de première génération ont également été utilisés pour l'estimation des grandeurs radiatives à grande longueur d'onde. Le système TOVS a permis la réalisation de bases de données d'OLR (par ex. Ellingson et al. 1989 ; Ellingson et al. 1994 ; Susskind et al. 1997) et même de profils de flux radiatifs à grande longueur d'onde (Scott et al. 1999). La méthode permettant d'inverser ces profils s'appuie sur les travaux précurseurs au Laboratoire de Météorologie Dynamique sur les méthodes d'apprentissage par réseaux de neurones (Cheruy et al. 1996 ; Chevallier 1998 ; Chevallier et al. 2000). Cette méthode, sur laquelle nous nous appuierons dans cette thèse, fait appel à des réseaux de neurones de type perceptron multicouches (PMC) qui modélisent les relations non-linéaires reliant les températures de brillance mesurées par le sondeur infrarouge aux profils verticaux de flux radiatif en s'appuyant sur une base de données d'apprentissage réalisée à partir d'un code de transfert radiatif.

Les sondeurs infrarouges à haute résolution spectrale

La chronologie présentée en figure 1.6 nous montre que les années 2000 ont vu la mise en œuvre d'une nouvelle génération de sondeurs infrarouges : les sondeurs à haute résolution spectrale parmi lesquels *Atmospheric Infrared Sounder* (AIRS), *Infrared Atmospheric Sounding Interferometer* (IASI) et *Cross-track Infrared Sounder* (CrIS). En comparaison des sondeurs de première génération, ils offrent une résolution spectrale bien plus fine (inférieure à 1 cm^{-1}). La richesse de l'information fournie par les spectres mesurés par ces instruments fait qu'ils sont assimilés de manière opérationnelle dans les modèles de prévisions numériques du temps qu'ils contraignent de manière importante (Hilton et al. 2012). La mesure à haute résolution spectrale permet aussi de suivre l'évolution de multiples variables climatiques essentielles telles que les grandeurs atmosphériques et de surface et la composition de l'atmosphère y compris les gaz à effet de serre (Crevoisier 2018). Cette information spectrale permet également l'estimation des flux radiatifs par diverses méthodes visant différents objectifs.

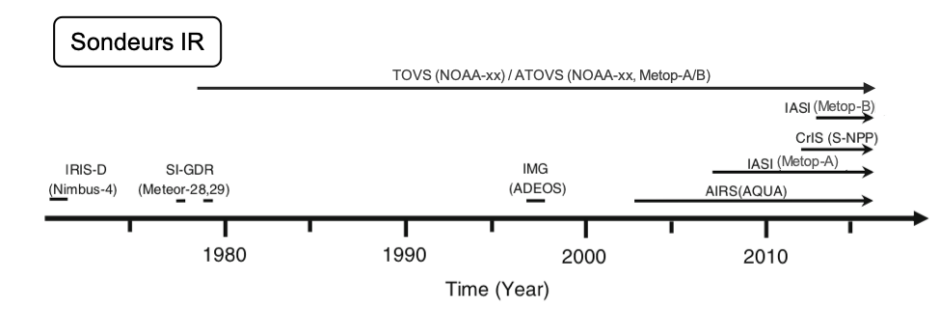


FIGURE 1.6 – Exemples de sondeurs infrarouges de première génération (par exemple TOVS) et à haute résolution spectrale (par exemple IASI). Les plateformes sur lesquelles les instruments sont embarqués sont indiquées entre parenthèses et les flèches indiquent les missions toujours actives en 2016. Figure adaptée de BRINDLEY et BANTGES 2016.

La méthode décrite par SUN et al. 2010 permet par exemple de déterminer l'OLR à partir du spectre de luminance d'AIRS sur la plateforme Aqua. Cette méthode repose sur la constitution de coefficients de régressions générés en prenant comme référence absolue les mesures d'OLR effectuées par l'instrument CERES également embarqué sur Aqua. Basée sur ces résultats, une autre méthode a été développée par ZHANG et al. 2016 pour estimer l'OLR à partir des mesures des instruments CrIS et IASI. Elle repose également sur des coefficients de régression en prenant pour référence CERES Aqua. L'avantage de cette approche est de constituer des bases de données cohérentes quel que soit le sondeur à haute résolution spectrale utilisé. Cependant, cette mesure d'OLR n'est pas indépendante des mesures de CERES.

Une autre approche de la détermination de l'OLR à partir des sondeurs infrarouges à haute résolution spectrale consiste à utiliser les profils atmosphériques et les propriétés de surface restitués par ces instruments comme entrées de modèles de transfert radiatif directs. Cette méthode a été appliquée à AIRS par SUSSKIND et al. 2012 en utilisant un algorithme de transfert radiatif qui avait été développé initialement pour restituer l'OLR à partir de TOVS (SUSSKIND et al. 1997 ; MEHTA et SUSSKIND 1999b). Cette approche possède l'avantage d'être indépendante de la mesure des radiomètres larges bandes, mais propose un OLR qui dépend des performances du modèle à bande sur lequel elle repose (décrit par MEHTA et SUSSKIND 1999a) et de la qualité de l'inversion des profils atmosphériques et des propriétés de surface.

Une troisième méthode tire parti de la richesse de l'information spectrale de la mesure des luminances à très grandes résolutions en produisant un OLR spectral. Cette méthode repose sur la construction d'un modèle de distribution angulaire ou *Angular Distribution Model* (ADM) visant à établir la relation entre la luminance mesurée par le sondeur à un angle donné et l'OLR qui lui correspond. Cette relation définie par le facteur d'anisotropie est construite pour chaque canal et pour chaque angle de mesure permettant ainsi de restituer un spectre d'OLR. Cette méthode a été appliquée sur les produits d'AIRS par HUANG et al. 2008 et HUANG, LOEB et YANG 2010 qui se basent sur des mesures colocalisées avec CERES puis appliquent un algorithme de régression linéaire multivariée permettant de restituer l'OLR sur les plages spectrales qui ne sont pas couvertes par AIRS. SONG et WANG 2016 propose également une estimation de l'OLR spectral à partir

des luminances d'AIRS en se basant sur un ADM. La méthode repose uniquement sur la mesure AIRS et un modèle de transfert radiatif sans avoir recours à des informations auxiliaires proposant ainsi une mesure indépendante des autres instruments.

Les sondeurs infrarouges à haute résolution spectrale actuels ne mesurent que des spectres dans l'infrarouge thermique. L'infrarouge lointain (FIR), au-delà de 15 μm, n'est en revanche aujourd'hui couvert par aucun sondeur. Or environ 50 % de l'OLR est émis dans l'infrarouge lointain et le rôle de la vapeur d'eau dans cette partie du spectre est très important (Harries et al. 2008). La mission *Far-infrared Outgoing Radiation Understanding and Monitoring* (FORUM) a été sélectionnée par l'*European Space Agency* (ESA) pour faire partie de la neuvième mission *Earth Explorer* (Palchetti et al. 2020). Avec un lancement prévu pour 2026, l'instrument FORUM couvrira l'infrarouge lointain jusqu'à 100 μm et, en synergie avec IASI-NG, la quasi-totalité du spectre à grande longueur d'onde sera couvert avec une résolution spectrale fine (0.50 et 0.25 cm^{-1} respectivement ; Ridolfi et al. 2020).

Le sondeur infrarouge à haute résolution spectrale IASI

L'instrument IASI est un spectromètre à transformée de Fourier à très grande résolution spectrale basé sur le principe de l'interféromètre de Michelson et couplé à un imageur infrarouge (`https://iasi.cnes.fr/fr`). Développé conjointement par le CNES et l'*Organisation européenne pour l'exploitation des satellites météorologiques* ou *European Organisation for the Exploitation of Meteorological Satellites* (EUMETSAT), il a été lancé en orbite polaire héliosynchrone sur la série de trois plateformes nommées *Meteorological Operational Platform* (Metop) dans le cadre de l'*EUMETSAT Polar System* (EPS) (Klaes et al. 2021). Le premier lancement sur la plateforme Metop-A a eu lieu en 2006, le deuxième sur Metop-B en 2012 et le troisième et dernier sur Metop-C en 2018. Les 8461 canaux de l'instrument IASI offrent une couverture spectrale continue du domaine infrarouge thermique entre 645 et 2760 cm^{-1} (3.63 et 15.5 μm) à une résolution spectrale de 0.25 cm^{-1} et de 0.5 cm^{-1} après apodisation (produit de niveau 1c). Des spectres de luminance et de température de brillance IASI simulés par le code de transfert radiatif 4A/OP sont représentés en figure 1.7 pour une atmosphère de type tropical. La figure 1.8 présente la géométrie de balayage de l'instrument IASI. Cette géométrie lui permet de réaliser une couverture globale de la Terre deux fois par jour grâce à sa largeur de fauchée de 2200 km. Pour chaque vue, IASI analyse une cellule d'atmosphère divisée en une matrice de 2×2 pixels circulaires dont la résolution au sol est de 12 km au nadir.

En plus de son apport pour les modèles de prévision numérique du temps, l'instrument IASI permet d'estimer une grande partie des ECV : profils de température et de vapeur d'eau, température et émissivité de surface, nuages, aérosols et concentration des gaz traces dont les gaz à effet de serre les plus importants. L'instrument IASI a également permis de restituer plus de 25 espèces chimiques dont certaines n'ont jamais été observées depuis l'espace auparavant.

La combinaison de la grande stabilité spectrale et radiométrique de IASI et de la longue série temporelle qu'offriront ces trois missions (20 ans) en font un instrument de choix pour suivre l'évolution des variables climatiques. Les études du bilan radiatif infrarouge sont d'ailleurs l'un des objectifs principaux de l'instrument IASI comme le mentionne le plan scientifique de la mission : IASI Sounding Science Working Group, Camy-Peyret et Eyre 1998. Ce dernier prévoit une restitution de l'OLR spectral entre 645 et 2760 cm^{-1}

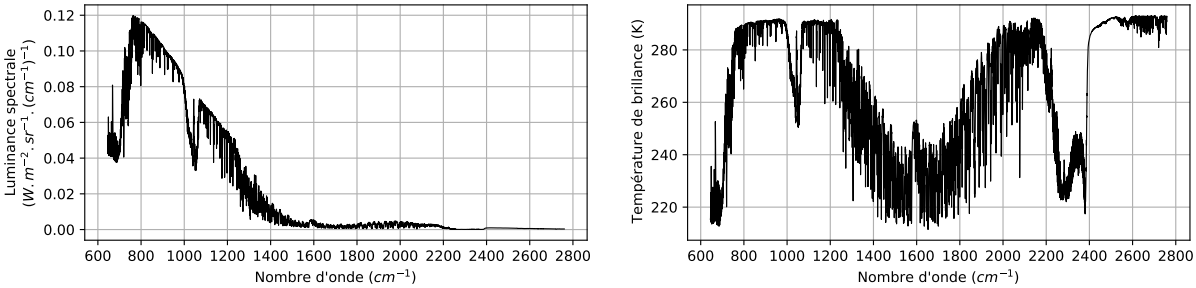


FIGURE 1.7 – Spectre de luminance (gauche) et spectre de température de brillance (droite) IASI simulés par 4A/OP pour l'atmosphère moyenne tropicale de TIGR 2000[a] au nadir. L'échantillonnage spectral est 0.25 cm^{-1} entre 645 et 2760 cm^{-1}, soit 8461 canaux.

a. Plus d'information sur TIGR 2000 sont disponibles ici : `https://ara.lmd.polytechnique.fr/index.php?page=tigr`

en omettant les parties du spectre à grande longueur d'onde situées au-delà de ces bornes. Il prévoit ensuite l'extrapolation à tout le spectre à grande longueur d'onde en s'appuyant sur le transfert radiatif en ciel-clair permettant ainsi de produire une climatologie de l'OLR spectral sur toute la période IASI. Le rapport mentionne également une discrimination de chaque contributeur au forçage radiatif en s'appuyant sur des régressions basées sur une sélection de canaux appropriée. Ensuite, l'estimation du taux de chauffage vertical à chaque niveau atmosphérique est planifiée en employant les modèles de transfert radiatif.

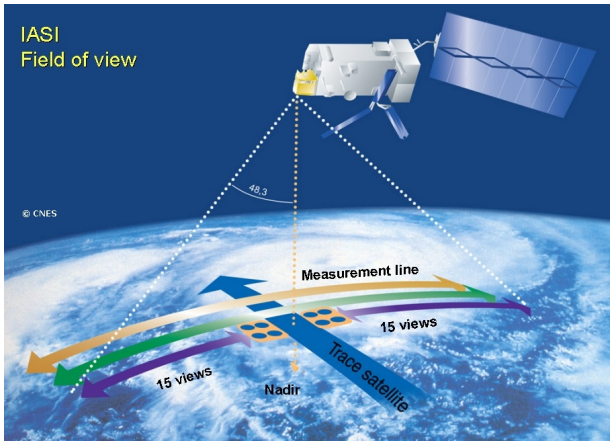


FIGURE 1.8 – Géométrie de balayage de l'instrument IASI (Source : CNES).

Des efforts ont récemment été menés pour déterminer ces grandeurs radiatives à partir des mesures de l'instrument IASI. Outre l'estimation de l'OLR intégré spectralement développée par ZHANG et al. 2016 précédemment mentionnée, WHITBURN et al. 2020 propose une méthode basée sur des ADM construits sur des situations issues de données de réanalyses (issues du *Copernicus Atmosphere Monitoring Service* (CAMS)) permettant de restituer l'OLR spectral sur une grande partie du spectre IASI entre 645 et 2300 cm^{-1}. Cette estimation de l'OLR ne couvre pas les nombres d'ondes supérieurs à 2300 cm^{-1}, mais surtout l'infrarouge lointain situé en deçà de 645 cm^{-1} qui représente environ la moitié du flux à grande longueur d'onde PALCHETTI et al. 2020. TURNER, LEE et TETT

2015 proposent une méthodologie permettant d'extrapoler le spectre de luminance IASI en modélisant les corrélations qui existent entre les canaux mesurés et ceux qui ne le sont pas. Ce modèle prédictif, construit grâce à un modèle de transfert radiatif, permet d'obtenir le spectre de luminance entre 25 et 3000 cm^{-1}.

L'information verticale contenue dans le spectre IASI permettrait également de restituer des profils de flux radiatifs et de taux de chauffage. Feldman et al. 2008 montre que l'information contenue dans le spectre mesuré par IASI pour l'estimation des taux de chauffage est plus riche que ceux des autres instruments étudiés. Ces conclusions suggèrent l'intérêt de développer une estimation des profils de taux de chauffage qui, à notre connaissance, n'a pas encore été développée à partir des sondeurs infrarouges à haute résolution spectrale [4].

L'intérêt du développement de méthodes permettant l'estimation des grandeurs liées aux flux radiatifs à partir des sondeurs infrarouges est d'autant plus grand que de nouvelles missions sont en cours de développement. La suite de l'instrument IASI est d'ores et déjà prévue avec le lancement planifié pour 2024 du futur instrument IASI-NG dans le cadre de l'*EUMETSAT Polar System – Second Generation* (EPS-SG). Présentant la même couverture spectrale que IASI, mais à une résolution spectrale doublée (0.25 cm^{-1} après apodisation) et un bruit radiométrique divisé par deux pour les canaux à grande longueur d'onde par rapport à IASI, IASI-NG offrira une information encore plus fine sur le spectre d'émission de la Terre (Crevoisier et al. 2014). Les trois satellites prévus dans le cadre d'EPS-SG couvriront la période 2024–2043 permettant de produire une continuité de la mesure à la suite de IASI.

1.3 Motivations du travail de thèse

L'importance de grandeurs radiatives telles que l'OLR, les flux radiatifs et le taux de chauffage vertical dans la distribution de l'énergie au sein de l'atmosphère en font des objets d'études centraux pour la modélisation de l'évolution climat et des processus atmosphériques. Les progrès de l'observation spatiale présentent l'opportunité de restituer l'OLR et le taux de chauffage vertical à l'échelle globale et sur des périodes longues nécessaires pour les études climatiques.

Parmi les derniers sondeurs infrarouges orbitant autour de la Terre, l'instrument IASI met à disposition des mesures de luminance spectrale dans l'infrarouge thermique permettant la restitution des spectres d'OLR à grande résolution spectrale. Mais la très grande richesse informationnelle de ces mesures permettrait également de restituer les profils de taux de chauffage à grande longueur d'onde, produit inédit pour les sondeurs infrarouges. Ces produits d'observations spatiales peuvent grandement contribuer aux études sur le climat et les processus atmosphériques, mais aussi permettre de mieux contraindre et de contribuer à l'amélioration de la paramétrisation du transfert radiatif des GCM.

Dans ce champ très actif de la recherche qu'est la télédétection spatiale des variables climatiques, la présente thèse vise à déterminer l'apport de l'instrument IASI à la détermination des grandeurs radiatives à grande longueur d'onde. Les objectifs de ce travail sont multiples :

4. Notons l'existence d'un produit taux de chauffage dérivé des observations des satellites *CloudSat* and *Cloud–Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations* (CALIPSO) (Henderson et al. 2013).

— Améliorer la modélisation raie-par-raie des flux radiatifs et du taux de chauffage à grande longueur d'onde afin de proposer une base précise pour le développement des méthodes d'estimations,
— Mieux comprendre les paramètres atmosphériques et de surface qui affectent les flux radiatifs et le taux de chauffage vertical,
— Proposer des méthodes pour la détermination de l'OLR et pour la première fois du taux de chauffage à grande longueur d'onde à partir des observations de l'instrument IASI,
— Appliquer ces méthodes sur le plus grand nombre de données IASI et commencer à déterminer leur apport à la connaissance du climat.

Les méthodes développées pour le sondeur infrarouge IASI seront adaptables aux autres sondeurs infrarouges à haute résolution spectrale déjà en orbite, mais aussi des futurs instruments en cours de développement tels que IASI-NG et FORUM.

1.4 Plan du manuscrit

Après cette introduction et l'exposition des motivations de cette thèse, nous allons présenter dans le chapitre 2, le transfert radiatif atmosphérique en définissant les processus physiques qui entrent en jeu dans l'interaction entre le rayonnement et les composants de l'atmosphère terrestre. Nous établirons les équations centrales du transfert radiatif qui en découlent et leur résolution, afin de définir les flux radiatifs hémisphériques, le flux net et le taux de chauffage à grande longueur d'onde. Dans ce chapitre, nous décrirons les différents types de modèles de transfert radiatif qui résolvent ces équations en permettant ainsi le calcul des grandeurs radiatives. Enfin, nous y décrirons le développement et l'implémentation du nouveau module de calcul des flux et du taux de chauffage monochromatiques, intégré au code de transfert radiatif 4A/OP et validé dans le cadre de l'exercice international d'intercomparaison des codes de transfert radiatif de référence pour le forçage radiatif (RFMIP).

À partir des simulations rendues possibles par 4A-Flux, nous présentons dans le chapitre 3, une étude de sensibilité de l'OLR et du taux de chauffage vertical aux variations des paramètres atmosphériques et de surface. Nous y présenterons également une application à l'analyse des forçages radiatifs pour des scénarios climatiques de référence permettant de mieux comprendre les variations de l'OLR et du chauffage vertical préindustriel, présent et futur. Enfin, en nous appuyant sur l'étude de sensibilité, nous évaluons les variations attendues de l'OLR sur la période d'observation de l'instrument IASI utilisé dans la suite du travail.

Le chapitre 4 décrit le développement d'une approche basée sur des réseaux de neurones permettant de déterminer l'OLR en ciel-clair à partir de sondeurs infrarouges à haute résolution et plus spécifiquement dans cette thèse, à partir de l'instrument IASI. Cette méthode neuronale s'appuie sur la constitution de bases de données d'apprentissage représentatives des variabilités terrestres de l'OLR et des spectres IASI simulés par 4A-Flux et 4A/OP. Cette méthode sera validée par intercomparaison à des mesures colocalisées entre des observations de IASI sur la plateforme Metop-A et du radiomètre large bande ScaRaB sur la plateforme Megha-Tropiques.

Dans le chapitre 5, l'application de cette approche neuronale d'estimation de l'OLR à toute la série d'observations de IASI permettra de montrer l'apport de cet instrument

à la connaissance de l'OLR. Nous proposerons une analyse des anomalies mensuelles d'OLR et des corrélations existant entre l'OLR et le phénomène climatique *El Ñino - Southern Oscillation* (ENSO). Les séries temporelles ainsi que les cartes globales d'OLR seront comparées aux observations de radiomètres larges bandes ScaRaB et CERES. Enfin, nous démontrerons la possibilité d'appliquer notre méthode neuronale à la détermination, inédite depuis l'espace, du profil de taux de chauffage à grande longueur d'onde, ouvrant des possibilités d'études de cette grandeur centrale pour le climat.

Chapitre 2

Modélisation directe de l'OLR et du taux de chauffage à grande longueur d'onde

2.1 Transfert radiatif atmosphérique à grande longueur d'onde

2.1.1 Interactions entre le rayonnement et l'atmosphère à grande longueur d'onde

L'atmosphère de la Terre est traversée en permanence par un rayonnement électromagnétique. Dans sa représentation ondulatoire, ce rayonnement résulte de la superposition d'ondes électromagnétiques. Il est localement caractérisé par sa direction, son intensité, sa polarisation et son spectre, c'est-à-dire la distribution en fréquences des ondes qui le composent. Grâce à ces caractéristiques, le rayonnement électromagnétique porte de riches informations sur la source qui est à son origine, ainsi que sur les milieux qu'il a dû traverser pour parvenir à l'observateur.

Le spectre du rayonnement atmosphérique est usuellement divisé en deux grandes parties :

— Les *longueurs d'ondes courtes* (ou *shortwave* en anglais, abrévié SW), dont la longueur d'onde est inférieure à 4 μm (nombre d'onde supérieur à 2500 cm^{-1}), sont dominées par l'émission du Soleil. Elles s'étendent de l'ultraviolet à l'infrarouge moyen, en passant par le proche infrarouge et les longueurs d'onde visibles.

— Les *grandes longueurs d'ondes* (ou *longwave* en anglais, abrévié LW), dont la longueur d'onde est supérieure à 4 μm (nombre d'onde inférieur à 2500 cm^{-1}), sont dominées par l'émission des gaz qui composent l'atmosphère, des nuages et de la surface terrestre. Ce domaine spectral couvre l'infrarouge thermique et l'infrarouge lointain [1].

1. Dans une région du spectre où les émissions solaire et terrestre se chevauchent, mais restent relativement faibles, la limite entre les longueurs d'ondes courtes et les grandes longueurs d'ondes fixée ici à 4 μm n'est pas stricte et définitive. Cette borne est d'ailleurs relativement fluctuante selon les auteurs : 3.5 μm pour Stamnes, Thomas et Stamnes 2017 (p. 2), 4 μm pour Andrews 2010 (p. 52) et Wallace et Hobbs 2006 (p. 114) ou 5 μm pour Liou 2002 (p. 118).

Le domaine spectral d'intérêt pour cette thèse sont les grandes longueurs d'ondes, puisque comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, c'est dans ce domaine spectral que le système Terre émet une partie se son rayonnement pour maintenir l'équilibre avec le rayonnement solaire entrant aux longueurs d'ondes courtes.

La plupart des molécules constituant le milieu atmosphérique interagissent avec le rayonnement électromagnétique. De ces molécules, celles qui interagissent avec le rayonnement à grande longueur d'onde sont appelées les *gaz à effet de serre*, car ces interactions entrainent un réchauffement de l'atmosphère et de la surface de la Terre. Les interactions entre le rayonnement à grande longueur d'onde et les gaz à effet de serre sont multiples. L'énergie du rayonnement à grande longueur d'onde n'étant pas suffisante pour dissocier ou ioniser les molécules de l'atmosphère, les trois interactions centrales à toute compréhension de la propagation du rayonnement à ces longueurs d'ondes sont : l'*absorption* et la *diffusion*, qui causent une atténuation du rayonnement dans la direction de propagation et que l'on regroupe donc sous le terme d'*extinction*, et l'*émission* qui provoque une intensification du rayonnement.

L'absorption

Au niveau microscopique, l'absorption est un phénomène quantique de conversion de quanta d'énergie du rayonnement, les photons, en énergie interne à la matière (énergie cinétique comprise). Chaque quantum est doté de l'énergie $E = hc\nu$ où h est la constante de Planck, c est la célérité de la lumière dans le vide et ν est le nombre d'onde du photon absorbé. L'absorption du photon correspond à une transition moléculaire d'un niveau quantifié d'énergie bas à un niveau plus élevé. Aux longueurs d'ondes infrarouges, les niveaux d'énergie qui entrent en jeux correspondent aux transitions vibrationnelles et rotationnelles spécifiques à chaque molécule absorbante. La discipline scientifique qui étudie ces transitions, essentielle à la modélisation du transfert radiatif à grande longueur d'onde, est la *spectroscopie infrarouge*. L'absorption par la molécule du photon implique que cette énergie soit perdue pour le rayonnement qui va s'en trouver atténué à cette longueur d'onde, on parle alors de *raie d'absorption*.

L'absorption dans l'infrarouge peut varier de plusieurs ordres de grandeur sur des intervalles de nombres d'ondes très petits. Au cours de sa propagation dans l'atmosphère, le rayonnement peut donc être totalement absorbé ou n'être que très peu absorbé suivant le nombre d'onde qui le caractérise. Cela complique la modélisation du transfert radiatif infrarouge et requiert une connaissance approfondie de la spectroscopie infrarouge des gaz à effet de serre. Sur la figure 2.1 sont représentés les flux monochromatiques montants à trois niveaux distincts de l'atmosphère : au niveau de la surface (souvent noté *BOA* en anglais pour *bottom of the atmosphere*), à environ 3.6 km, et au sommet de l'atmosphère (ou *TOA* pour *top of the atmosphere*). Nous remarquons que le flux est maximal au niveau de la surface et suit une courbe régulière. À mesure que l'on s'élève dans l'atmosphère, à 3.6 km, puis au sommet de l'atmosphère, le flux monochromatique diminue. Cette diminution est en partie due à l'absorption progressive du rayonnement montant par les gaz à effet de serre. Constatons également les variations importantes du flux, au sommet de l'atmosphère, d'un nombre d'onde au suivant, illustrant la forte dépendance spectrale de l'absorption infrarouge. De surcroît, la résolution spectrale de représentation de 1 cm^{-1} implique que chaque point de ces courbes superpose des centaines de raies d'absorption différentes dont les amplitudes sont encore plus variables.

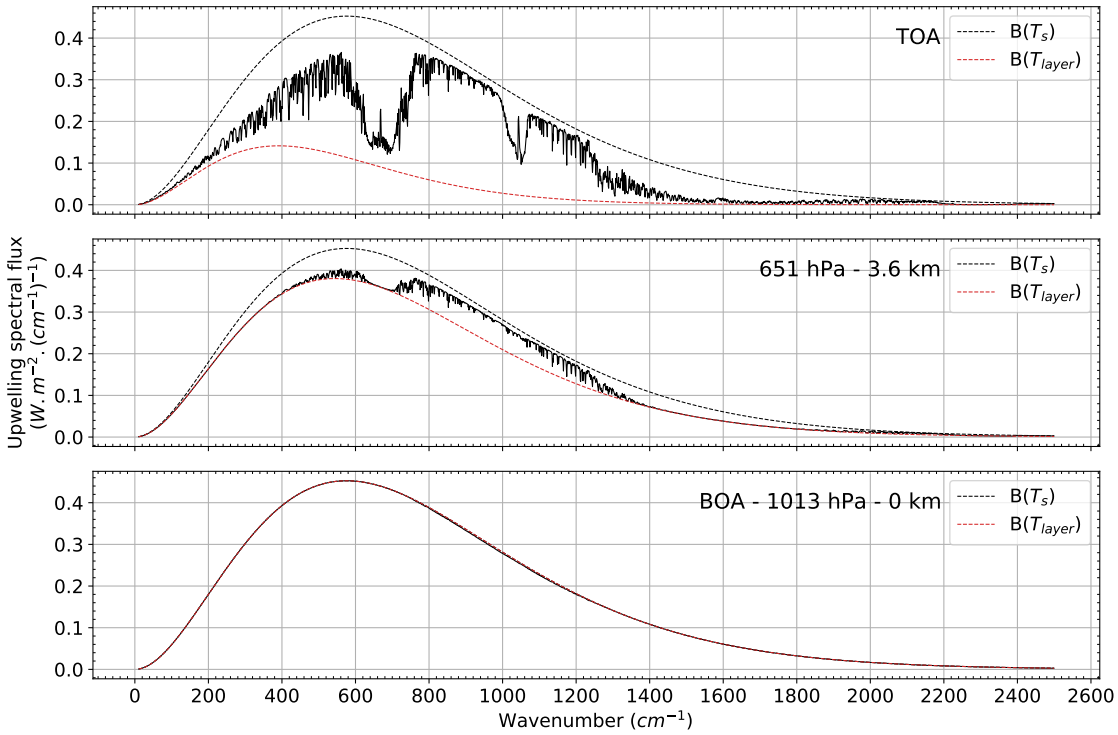


FIGURE 2.1 – Flux monochromatiques montants en ciel clair simulés à la résolution spectrale de 1 cm^{-1} (trait plein) à la surface *BOA* (bas), à environ 3.6 km (milieu) et au sommet de l'atmosphère *TOA* (haut). Flux émis par un corps noir évalué à la température de surface $B(T_S)$ (trait pointillé noir) et flux émis par un corps noir évalué à la température de l'atmosphère $B(T_{layer})$ à la surface *BOA* (bas), à environ 3.6 km (milieu) et au sommet de l'atmosphère *TOA* (haut). Les simulations ont été réalisées à partir de 4A-Flux (cf. section 2.3) pour une atmosphère de type tropical (TIGR 2000 - mean tropical class).

Analysons maintenant plus en détail les différentes signatures reconnaissables sur le spectre du flux au sommet de l'atmosphère présenté en figure 2.1 (en haut). Dans les régions du spectre où l'absorption est nulle ou très faible, le rayonnement émis par la surface parvient à s'échapper vers l'espace. De telles régions spectrales se nomment les fenêtres atmosphériques. Dans l'infrarouge thermique, les fenêtres atmosphériques se trouvent entre 750 et 980 cm^{-1} puis entre 1070 et 1200 cm^{-1}. La vapeur d'eau (H_2O) est le premier gaz à effet de serre. La bande d'absorption rotationnelle pure de la vapeur d'eau est maximale entre 100 à 150 cm^{-1}, mais s'étend plus largement de 20 à 400 cm^{-1} (Harries et al. 2008). Cette bande couvrant l'infrarouge lointain et une partie de l'infrarouge thermique, est particulièrement importante pour le refroidissement radiatif de la troposphère. La bande d'absorption ro-vibrationnelle (bande ν_2) de la vapeur d'eau absorbe de façon importante sur une plage spectrale assez large centrée sur 1595 cm^{-1} et s'étendant d'environ 1250 à 2200 cm^{-1}. Rajoutons à cela que la présence du continuum d'absorption de la vapeur d'eau qui s'étend sur tout le spectre à grande longueur d'onde, se superpose également aux fenêtres atmosphériques qui ne sont alors plus complètement transparentes. Le dioxyde de carbone (CO_2) absorbe fortement dans la bande à 15 μm, c'est-à-dire centrée sur 667 cm^{-1} (bande fondamentale ν_2) et s'étend de 580 à 750 cm^{-1}. Cette bande se trouvant au voisinage du maximum d'émission du spectre à grande longueur d'onde, le CO_2 joue un rôle particulièrement important pour le flux total. La deuxième bande d'absorption la plus intense du CO_2, située entre 2200 cm^{-1} et à 2400 cm^{-1}, est difficilement discernable sur la figure puisque dans cette région du spectre, le rayonnement terrestre est faible. Les bandes d'absorption principales de l'ozone (O_3) se situent entre 980 et 1080 cm^{-1} (bandes ν_2 et ν_3). L'ozone absorbe également sur une bande centrée sur 705 cm^{-1} (bande ν_2) et qui, étant superposée à la bande d'absorption du CO_2, se distingue peu sur la figure. Il existe également une bande d'absorption de l'ozone à 2105 cm^{-1} que l'on ne distingue pas non plus ici. Aux alentour de 1300 cm^{-1}, nous notons les effets combinés de l'absorption de la bande ν_4 du méthane (CH_4) à 1306 cm^{-1} et de la bande ν_1 du protoxyde d'azote (N_2O) à 1286 cm^{-1}. La bande ν_3 du méthane absorbe par ailleurs à 3020 cm^{-1} (hors du graphique) et le protoxyde d'azote à 589 cm^{-1} (bande ν_2) et à 2224 cm^{-1} (bande ν_3).

Une multitude d'autres espèces absorbent le rayonnement à grande longueur d'onde parmi lesquelles se trouvent : le monoxyde de carbone (CO à 2110 cm^{-1}), les chlorofluorocarbures (comme le CFC-11 à 850, 1081 et 937 cm^{-1}, ou CFC-12 à 923, 1101, 1161 et 888 cm^{-1}), les hydrochlorofluorocarbures (comme le HCFC-22 à 1135, 820 et 1328 cm^{-1}), les hydrofluorocarbures (par exemple le HFC-134a à 1186, 1297, 1301 et 1106 cm^{-1}), le tétrafluorure de carbone (CF_4 à 1283 cm^{-1}) ou l'hexafluorure de soufre (SF_6 à 945 et 615 cm^{-1}). Ces espèces sont difficiles à distinguer sur la figure car, bien que leur absorption soit non négligeable, leur concentration reste relativement faible. L'absorption par ces gaz est également spectralement très localisée et se trouve superposée à l'absorption par les autres espèces actives. Ces gaz à effet de serre jouent néanmoins un rôle non négligeable dans le forçage radiatif anthropique. Une description plus approfondie est donnée par Liou 2002 (chapitre 3.2) et par Meinshausen et al. 2017.

La diffusion

La diffusion entraine une atténuation du rayonnement dans la direction de propagation. À la différence de l'absorption, la diffusion correspond à une double conversion d'énergie.

L'énergie de rayonnement est convertie en énergie interne de la molécule qui à son tour, se comporte comme une source de rayonnement. De manière générale, le processus de diffusion ne conserve pas la longueur d'onde, la direction de propagation et la polarisation du rayonnement incident. Nous ne nous intéresserons cependant ici qu'aux deux types de diffusion dites élastiques, c'est-à-dire un processus sans variation d'énergie et qui conserve donc la longueur d'onde du rayonnement incident : la diffusion de Rayleigh et la diffusion de Mie. Le type de diffusion subie par le rayonnement se propageant dans l'atmosphère dépend de la longueur d'onde du rayonnement et de la taille de la particule diffusante. Nous pouvons définir le paramètre de taille, noté x :

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \tag{2.1}$$

où r est le rayon caractéristique de la particule diffusante et λ est la longueur d'onde du rayonnement incident.

Dans le cas où $x \ll 1$, nous nous trouvons dans le régime de diffusion de Rayleigh. Cela se trouve être le cas pour une molécule de gaz de taille caractéristique de 10^{-4} μm et avec une longueur d'onde minimale de 3.5 μm pour les grandes longueurs d'ondes. Dans la diffusion de Rayleigh, la particule diffusante se comporte comme un dipôle électrostatique rayonnant et le rayonnement diffusé est également distribué entre les hémisphères avant et arrière (par rapport à la direction de propagation de l'onde). La fraction diffusée du rayonnement est proportionnelle à $1/\lambda^4$, soit moins de 1 % à 4 μm. Nous allons donc négliger ce type de diffusion par la suite dans notre traitement des grandes longueurs d'ondes.

Lorsque $x \sim 1$, nous sommes dans le régime de diffusion de Mie (ne s'appliquant qu'aux particules sphériques). Dans les grandes longueurs d'ondes, ce régime de diffusion s'applique aux particules telles que les aérosols ($r \sim 10^{-2} - 10$ μm) et aux agrégats d'eau liquide et solide composant les nuages ($r \sim 10 - 10^2$ μm). La diffusion de Mie généralise la diffusion de Rayleigh qui n'en est qu'un cas limite. Dans ce régime, l'intensité du rayonnement diffusé dépend non seulement du paramètre de taille, mais également de l'indice de réfraction complexe du milieu. La direction du rayonnement diffusé quant à elle n'est plus répartie également entre les hémisphères avant et arrière (dans le sens de propagation), mais on voit l'apparition de lobes de diffusion. Bien qu'il faille prendre en compte ce type de diffusion pour le traitement des aérosols et des nuages, il est possible de le négliger dans le traitement du transfert radiatif en ciel clair et en l'absence d'aérosols que nous développerons par la suite.

L'émission

Contrairement à l'absorption ou à la diffusion, le phénomène d'émission entraine une intensification du rayonnement. Au niveau moléculaire, l'émission correspond à la conversion de l'énergie interne des molécules en énergie radiative. Ce phénomène est décrit par la théorie du rayonnement du corps noir. Supposons un gaz isolé et à l'équilibre thermodynamique, maintenu à une température T et en équilibre avec un rayonnement isotrope. Ce gaz est assimilable à un corps noir qui émet spontanément un rayonnement dont la luminance spectrale B_ν ne dépend que de la température et suit la loi de Planck :

$$B_\nu(T) = \frac{2hc^2\nu^3}{e^{hc\nu/k_BT} - 1} \tag{2.2}$$

où ν est le nombre d'onde, h et k_B sont respectivement les constantes de Planck et de Boltzmann, et c est la célérité de la lumière dans le vide. Dans l'atmosphère, la température ne peut pas être considérée comme uniforme et le rayonnement n'est pas isotrope. L'équilibre thermodynamique n'est pas établi et le rayonnement atmosphérique ne suit pas la loi de Planck. Cependant, lorsque le temps de désexcitation radiative correspondant au phénomène d'émission spontanée est supérieur au temps caractéristique entre deux collisions moléculaires au sein du gaz, il est possible de définir la notion d'*équilibre thermodynamique local (ETL)*. Sous cette hypothèse, on montre qu'au voisinage d'un point de l'atmosphère de température locale T, la loi de Planck s'applique. La loi de Kirchhoff stipulant l'égalité des flux émis et absorbés pour chaque nombre d'onde et dans toutes les directions à l'équilibre thermodynamique s'applique également localement sous hypothèse d'ETL. Pour l'atmosphère terrestre, l'hypothèse d'ETL se vérifie jusqu'à l'altitude de 60 à 70 km (Liou 2002, section 1.2.4).

Sur les courbes de la figure 2.1, nous ne voyons pas l'unique effet de l'absorption, mais également celui de l'émission. Le graphe du bas montre que le flux montant de surface suit la loi de Planck à la température de surface, les courbes en traits pointillés et la courbe en trait continu se superposent. Aux autres altitudes en revanche, les flux spectraux ne suivent pas la loi de Planck. À 3.6 km, aux nombres d'ondes où l'absorption est faible, par exemple entre 750 et 980 cm^{-1} (fenêtre atmosphérique), il y a également peu d'émission, l'essentiel du flux correspond à l'émission de la surface. La courbe est donc proche de la fonction de Planck à la température de surface. Par contre, aux nombres d'ondes où l'absorption est importante, par exemple entre 10 et 400 cm^{-1} (rotationnel pur de H_2O), le rayonnement est totalement absorbé et le flux émis suit la loi de Planck à la température de l'atmosphère à cette altitude. Lorsque l'absorption n'est ni trop élevée, ni trop faible, la couche transmet une partie du rayonnement et absorbe et émet l'autre partie. Cela s'observe sur le flux montant à TOA où le flux est situé pour toutes les longueurs d'ondes entre la fonction de Planck à la température de surface et celle à la température de la couche au sommet de l'atmosphère (ou plus exactement aux températures maximales et minimales de la portion d'atmosphère traversée par le rayonnement).

2.1.2 L'équation du transfert radiatif pour une parcelle de gaz d'épaisseur infinitésimale

Nous développons ici le raisonnement permettant d'établir l'équation différentielle du transfert radiatif dans le cas d'une parcelle de gaz d'épaisseur infinitésimale. Ce développement est à la base du transfert radiatif et est décrit dans de nombreux ouvrages (Stamnes, Thomas et Stamnes 2017, Liou 2002, Chevallier 1998 et Crevoisier 2004 par exemple).

Considérons une onde électromagnétique de nombre d'onde ν traversant une surface dS se propageant dans la direction $\vec{\Omega}$, sous l'angle solide élémentaire $d\omega$ à travers une surface transparente d'aire élémentaire dS et de normale $\vec{n}$ orientée d'un angle θ par rapport à la direction de propagation de sorte que $\cos\theta = \vec{n} \cdot \vec{\Omega}$ (géométrie présentée en figure 2.2). Nous définissons alors la *luminance énergétique spectrale* comme la dérivée de l'énergie transportée par l'onde E par unité de surface, d'angle solide, de temps dt et de nombre d'onde :

$$I_\nu(M, \vec{\Omega}) = \frac{d^4E}{\cos\theta dS d\omega dt d\nu}. \tag{2.3}$$

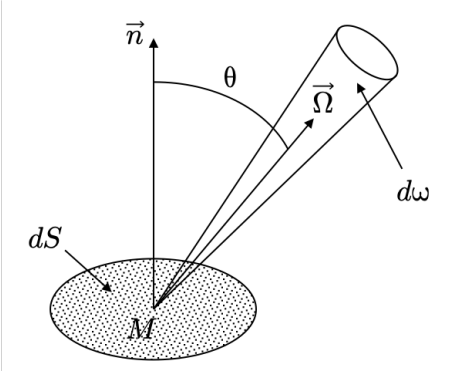


FIGURE 2.2 – Énergie radiative transportée par un faisceau de rayonnement électromagnétique dans la direction $\vec{\Omega}$, sous l'angle solide élémentaire $d\omega$ à travers une surface transparente d'aire élémentaire dS et de normale $\vec{n}$ orientée d'un angle θ par rapport à la direction de propagation ($\cos\theta = \vec{n} \cdot \vec{\Omega}$).

S'exprimant en $\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}\,(cm^{-1})^{-1}}$, la luminance énergétique spectrale est une quantité scalaire positive par définition décrivant la variation angulaire du flux d'énergie selon la position M pour un nombre d'onde donné.

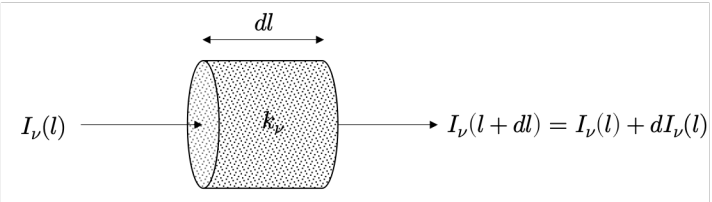


FIGURE 2.3 – Représentation schématique d'une parcelle de gaz de coefficient d'extinction k_ν et d'épaisseur infinitésimale dl, traversée longitudinalement par un faisceau de luminance spectrale $I_\nu(M, \vec{\Omega})$ à l'entrée de la parcelle et subissant une extinction de dI_ν à sa traversée.

Considérons, comme sur la figure 2.3, une parcelle de gaz d'épaisseur infinitésimale dl, traversée par un faisceau de rayonnement d'incidence normale. Dans ce problème simplifié, la position est alors repérée par l'abscisse l et la dépendance angulaire peut être omise. Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.1, lors de la traversée d'une parcelle de gaz, le rayonnement interagit avec le milieu par les phénomènes d'absorption et de diffusion entrainant une extinction dI_ν^{ext}. Suivant la loi de *Beer–Lambert–Bouguer*, la variation de luminance spectrale causée par l'extinction dI_ν^{ext} à la traversée de ce milieu est proportionnelle à la luminance spectrale du rayonnement incident $I_\nu(l)$ et à l'épaisseur du milieu traversé dl :

$$dI_\nu^{ext}(l) = -k_\nu(l) I_\nu(l) dl \tag{2.4}$$

où k_ν est le *coefficient d'extinction monochromatique* au nombre d'onde ν qui s'exprime en $\mathrm{m^{-1}}$. Le coefficient d'extinction monochromatique dépend du nombre d'onde, de la température et de la concentration des éléments absorbants ou diffusants traversés. Il est la somme du *coefficient d'absorption* et du *coefficient de diffusion* pour chaque espèce (i)

en interaction avec le rayonnement :

$$k_\nu(l) = \sum_i k_\nu^{abs(i)}(l) + k_\nu^{dif(i)}(l) \tag{2.5}$$

Dans notre traitement où nous négligeons les phénomènes de diffusion, le coefficient de diffusion est nul et le coefficient d'extinction est égal au coefficient d'absorption. En intégrant l'équation 2.4 sur un chemin de longueur l, entre les abscisses 0 et l, on obtient l'équation suivante dérivant l'extinction subie par la luminance spectrale :

$$I_\nu(l) = I_\nu(0) \exp\left(-\int_0^l k_\nu(l')dl'\right) \tag{2.6}$$

On voit apparaître dans cette équation la notion d'*épaisseur optique* (grandeur sans unité) suivant la direction de propagation, entre 0 et l :

$$\sigma_\nu(l) = \int_0^l k_\nu(l')dl' \tag{2.7}$$

ainsi que la *fonction de transmission* (grandeur sans unité) suivant la direction de propagation, entre 0 et l :

$$\tau_\nu(l) = \exp\left(-\sigma_\nu(l)\right) \tag{2.8}$$

Venant contrebalancer l'extinction, la variation de luminance spectrale dI_ν^{emi} causée par l'émission spontanée de la parcelle de gaz est également proportionnelle à l'épaisseur de la parcelle traversée et s'écrit :

$$dI_\nu^{emi}(l) = k_\nu^{emi}(l) J_\nu(l) dl \tag{2.9}$$

où l'on introduit le *coefficient d'émission monochromatique* k_ν^{emi}, ainsi que la *fonction source* J_ν (de même unité que la luminance spectrale) de la parcelle de gaz. Comme nous l'avons expliqué dans la section 2.1.1, sous l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local, d'une part la parcelle de gaz est localement assimilable à un corps noir et d'autre part, la loi de Kirchhoff est valide. La fonction source suit donc la loi de Planck à la température locale T de la parcelle (Eq. 2.2) et les coefficients d'émission et d'absorption sont égaux.

$$k_\nu^{emi}(l) = k_\nu^{abs}(l) = k_\nu(l) \tag{2.10}$$

$$J_\nu(l) = B_\nu(T(l)) \tag{2.11}$$

Nous pouvons maintenant établir, à partir des équations 2.4 et 2.9, l'*équation du transfert radiatif* qui est l'équation différentielle régissant la luminance spectrale, dans le cas présent, en atmosphère non-diffusante :

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -k_\nu \left[I_\nu - B_\nu(T)\right] \tag{2.12}$$

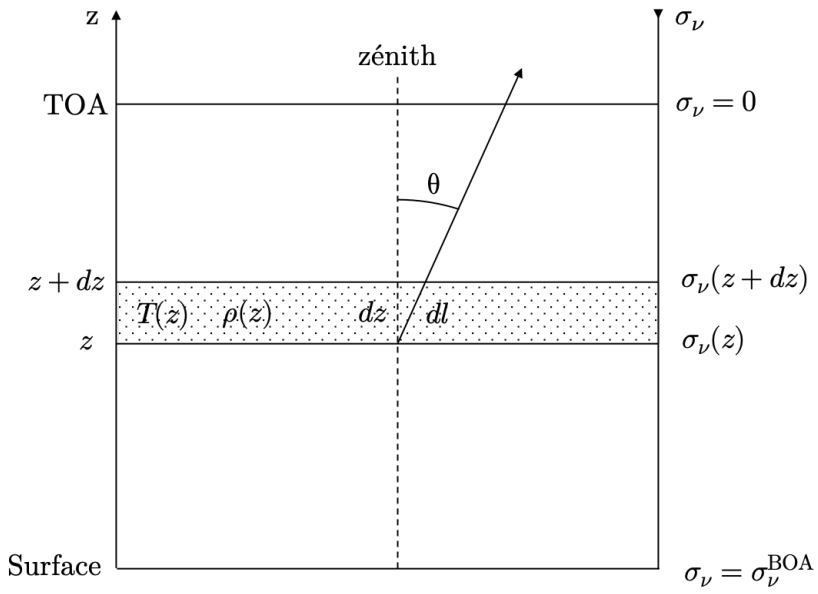


FIGURE 2.4 – Description de la géométrie utilisée : Approximation plan-parallèle

2.1.3 Solution de l'équation de transfert radiatif en atmosphère plan-parallèle

Pour déterminer la solution de l'équation de transfert radiatif introduite dans la section précédente (Eq. 2.12), nous allons nous placer dans l'approximation *plan-parallèle* présentée schématiquement en figure 2.4. Cette approximation consiste à négliger la courbure de la Terre et à considérer que les variations des paramètres atmosphériques sont indépendantes de la coordonnée horizontale. La luminance spectrale $I_\nu(M, \vec{\Omega})$, définie en équation 2.3, ne dépend donc plus que de la coordonnée verticale z et de l'angle zénithal θ (indépendance azimutale). En notant la direction de propagation $\mu = |\cos\theta|$, nous pouvons noter la luminance spectrale : $I_\nu(z, \mu)$. L'élément de longueur suivant la verticale dz est reliée à l'élément de longueur dans le sens de propagation dl suivant :

$$dz = \begin{cases} \mu dl & \text{lorsque } \theta \leq \pi/2 \\ -\mu dl & \text{lorsque } \theta > \pi/2 \end{cases} \tag{2.13}$$

Sous l'approximation plan-parallèle, nous définissons l'épaisseur optique monochromatique dans la direction verticale par rapport au sommet de l'atmosphère (où elle est nulle) telle que :

$$\sigma_\nu(z) = \int_z^{z_{TOA}} k_\nu(z')dz' \tag{2.14}$$

Cette fonction étant monotone et décroissante de $z = 0$ à $z = z_{TOA}$, nous nous en servirons comme d'une variable de coordonnée verticale à la place de z afin de simplifier le développement des équations monochromatiques. Nous pouvons ainsi définir les *luminances spectrales hémisphériques*, à l'altitude correspondant à σ_ν, dans la direction μ :

$$I_\nu^{\uparrow}(\sigma_\nu, \mu) = I_\nu(\sigma_\nu, \theta \leq \pi/2) \tag{2.15}$$

$$I_\nu^\downarrow(\sigma_\nu, \mu) = I_\nu(\sigma_\nu, \theta > \pi/2) \tag{2.16}$$

où $I_\nu^\uparrow$ est la *luminance spectrale montante* et $I_\nu^\downarrow$ est la *luminance spectrale descendante*.

En prenant soin de considérer la direction de propagation μ et la définition de l'épaisseur optique verticale décroissante suivant z, on peut appliquer l'équation de transfert radiatif définie en équation 2.12 aux luminances spectrales hémisphériques. Nous avons donc les équations de transfert radiatif suivantes :

$$\mu \frac{dI_\nu^\uparrow(\sigma_\nu, \mu)}{d\sigma_\nu} = I_\nu^\uparrow(\sigma_\nu, \mu) - B_\nu(T(\sigma_\nu)) \tag{2.17}$$

$$-\mu \frac{dI_\nu^\downarrow(\sigma_\nu, \mu)}{d\sigma_\nu} = I_\nu^\downarrow(\sigma_\nu, \mu) - B_\nu(T(\sigma_\nu)) \tag{2.18}$$

La solution de l'équation appliquée à la luminance montante (respectivement descendante) s'obtient en utilisant le facteur intégrant $e^{-\sigma_\nu/\mu}$ (resp. $e^{+\sigma_\nu/\mu}$). On obtient alors les solutions suivantes :

$$I_\nu^\uparrow(\sigma_\nu, \mu) = I_\nu^\uparrow(\sigma_\nu^{BOA}, \mu) e^{-(\sigma_\nu^{BOA} - \sigma_\nu)/\mu} + \int_{\sigma_\nu}^{\sigma_\nu^{BOA}} B_\nu(T(\sigma'_\nu)) \mu^{-1} e^{-(\sigma'_\nu - \sigma_\nu)/\mu} d\sigma'_\nu \tag{2.19}$$

$$I_\nu^\downarrow(\sigma_\nu, \mu) = I_\nu^\downarrow(0, \mu) e^{-\sigma_\nu/\mu} + \int_0^{\sigma_\nu} B_\nu(T(\sigma'_\nu)) \mu^{-1} e^{-(\sigma_\nu - \sigma'_\nu)/\mu} d\sigma'_\nu \tag{2.20}$$

où σ_ν^{BOA} est l'épaisseur optique verticale de toute la colonne atmosphérique.

Contribution atmosphérique à la luminance

Le deuxième terme de l'équation 2.19 (resp. 2.20) correspond à la contribution à la luminance montante (resp. descendante) de l'émission atmosphérique située entre le sol (resp. TOA) et le niveau σ_ν. Chaque couche d'épaisseur optique infinitésimale $d\sigma'_\nu$ émet suivant la loi de Planck et est transmise dans la direction μ jusqu'à σ_ν.

Contribution de la surface à la luminance

Le premier terme de l'équation 2.19 correspond à la luminance émanant de la surface $I_\nu^\uparrow(\sigma_\nu^{BOA}, \mu)$ et transmise dans la direction μ jusqu'à σ_ν. En introduisant l'émissivité de surface ϵ_ν (sans unité), la luminance de surface peut s'écrire comme la somme pondérée de l'émission de surface correspondant à l'émission de Planck à la température de surface et de la réflexion sur la surface. Dans les grandes longueurs d'ondes, l'émissivité de surface prend des valeurs proches de l'unité sur les océans. Sur les surfaces continentales, sa valeur peut être bien plus faible à certains nombres d'ondes (notamment sur les déserts). La réflexion à la surface est dite *spéculaire* lorsque le rayonnement réfléchi dans une direction μ est proportionnel au rayonnement incident dans la direction μ :

$$I_\nu^\uparrow(\sigma_\nu^{BOA}, \mu) = \epsilon_\nu B_\nu(T_s) + (1 - \epsilon_\nu) I_\nu^\downarrow(\sigma_\nu^{BOA}, \mu) \tag{2.21}$$

Cette hypothèse simplificatrice est souvent faite dans les codes de transfert radiatif raie-par-raie (Buehler et al. 2018 ; Dudhia 2017). La réflexion est dite *lambertienne* lorsque

le terme de réflexion est uniformément réparti dans toutes les directions et est proportionnel au flux descendant au niveau de la surface $F_\nu^\downarrow(\sigma_\nu^{BOA})$ (que nous définirons en section 2.1.4) lequel est indépendant de la direction incidente. On aura alors plutôt :

$$I_\nu^\uparrow(\sigma_\nu^{BOA}, \mu) = \epsilon_\nu B_\nu(T_s) + (1 - \epsilon_\nu)\frac{F_\nu^\downarrow(\sigma_\nu^{BOA})}{\pi} \tag{2.22}$$

Les hypothèses de réflexion spéculaire ou de réflexion lambertienne ne sont pas strictement vérifiées par les surfaces réelles. Seule la prise en compte de la *réflectivité bidirectionnelle* (en anglais *Bidirectional reflectance distribution function* ou BRDF), décrivant la réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de l'angle réfléchi permet un traitement rigoureux de la réflexion. Pour plus de détails, se référer à la section 3.4.2 de Liou 2002 ou à la section 5.2.4 de Stamnes, Thomas et Stamnes 2017.

Contribution de l'espace à la luminance

Le premier terme de l'équation 2.20 correspond à la luminance provenant de l'espace au sommet de l'atmosphère et transmise dans la direction μ jusqu'à σ_ν. Le rayonnement incident au sommet de l'atmosphère est usuellement négligé aux grandes longueurs d'ondes $I_\nu^\downarrow(0, \mu) \simeq 0$. Nous pouvons d'abord négliger le rayonnement du fond diffus cosmologique suivant la loi de Planck d'un corps noir à la température d'environ 3 K. Ensuite, le rayonnement solaire parvenant au sommet de l'atmosphère est très fréquemment négligé aux grandes longueurs d'ondes. Bien qu'il joue un rôle secondaire dans ces longueurs d'ondes, il n'est pas négligeable. Pour les longueurs d'onde supérieures à 4 μm, le flux solaire total représente environ 11 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ (Liou 2002, p. 164).

2.1.4 De la luminance spectrale aux flux radiatifs

Les flux hémisphériques

Les *flux radiatifs hémisphériques spectraux* notés $F_\nu^\uparrow$ pour le flux montant et $F_\nu^\downarrow$ pour le flux descendant, sont définis comme l'intégrale angulaire des luminances spectrales sur toutes les directions de l'hémisphère respectif :

$$F_\nu^{\uparrow\downarrow}(\sigma_\nu) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^1 d\mu\ \mu I_\nu^{\uparrow\downarrow}(\sigma_\nu, \mu) \tag{2.23}$$

Cette quantité s'exprime en $\mathrm{W\,m^{-2}\,(cm^{-1})^{-1}}$.

L'isotropie de l'émission sous l'hypothèse d'ETL, et l'absence de diffusion permettent d'affirmer que la luminance spectrale et indépendante de l'angle azimutal. On obtient alors pour les flux hémisphériques l'expression suivante :

$$F_\nu^{\uparrow\downarrow}(\sigma_\nu) = 2\pi \int_0^1 d\mu\ \mu I_\nu^{\uparrow\downarrow}(\sigma_\nu, \mu) \tag{2.24}$$

Séparons explicitement les différentes contributions aux flux spectraux montant et descendants décrites dans le paragraphe précédent. En notant la contribution de l'atmosphère aux flux $F_\nu^{\uparrow\downarrow\mathrm{atmo}}$, celle de la surface au flux montant $F_\nu^{\uparrow\mathrm{surf}}$, celle de la réflexion du

rayonnement descendant sur la surface au flux montant $F_\nu^{\uparrow\text{refl}}$ et celle du rayonnement de l'espace au flux descendant $F_\nu^{\downarrow\text{espa}}$, on peut écrire :

$$F_\nu^{\uparrow}(\sigma_\nu) = F_\nu^{\uparrow\text{atmo}}(\sigma_\nu) + F_\nu^{\uparrow\text{surf}}(\sigma_\nu) + F_\nu^{\uparrow\text{refl}}(\sigma_\nu) \tag{2.25}$$

$$F_\nu^{\downarrow}(\sigma_\nu) = F_\nu^{\downarrow\text{atmo}}(\sigma_\nu) + F_\nu^{\downarrow\text{espa}}(\sigma_\nu) \tag{2.26}$$

À partir d'ici, nous allons négliger la contribution en provenance de l'espace au flux descendant : $F_\nu^{\downarrow\text{espa}} = 0$. En injectant chaque contribution de l'expression des luminances spectrales hémisphériques des équations 2.19 et 2.20, dans l'expression des flux hémisphériques de l'équation 2.24, en inversant l'ordre des intégrales, on obtient :

$$F_\nu^{\uparrow\text{atmo}}(\sigma_\nu) = 2\pi \int_{\sigma_\nu}^{\sigma_\nu^{BOA}} B_\nu(T(\sigma'_\nu))E_2(\sigma'_\nu - \sigma_\nu)d\sigma'_\nu \tag{2.27}$$

$$F_\nu^{\downarrow\text{atmo}}(\sigma_\nu) = 2\pi \int_{0}^{\sigma_\nu} B_\nu(T(\sigma'_\nu))E_2(\sigma_\nu - \sigma'_\nu)d\sigma'_\nu \tag{2.28}$$

Ici, nous avons introduit les fonctions *exponentielles intégrales d'ordre n* définies pour tout $n > 0$ et $x \geq 0$ telles que :

$$E_n(x) \equiv \int_0^1 \mu^{n-2} e^{-x/\mu} d\mu \tag{2.29}$$

En plus de simplifier les notations des flux, des algorithmes d'évaluation numérique efficaces des fonctions E_n existent. Ces fonctions ont les propriétés remarquables suivantes :

$$E_n(0) = \begin{cases} +\infty & \text{lorsque } n = 1 \\ \frac{1}{n-1} & \text{lorsque } n > 1 \end{cases}$$

$$\frac{d}{dx}E_n(x) = \begin{cases} -e^{-x}/x & \text{lorsque } n = 1 \\ -E_{n-1}(x) & \text{lorsque } n > 1 \end{cases} \tag{2.30}$$

De la même manière que pour les contributions atmosphériques, la contribution de l'émission de la surface au flux montant peut s'écrire :

$$F_\nu^{\uparrow\text{surf}}(\sigma_\nu) = 2\pi\epsilon_\nu B_\nu(T_s)E_3(\sigma_\nu^{BOA} - \sigma_\nu) \tag{2.31}$$

Dans le cas d'une réflexion spéculaire, nous pouvons écrire :

$$F_\nu^{\uparrow\text{refl}}(\sigma_\nu) = 2\pi(1-\epsilon_\nu) \int_0^{\sigma_\nu^{BOA}} B_\nu(T(\sigma'_\nu))E_2(2\sigma_\nu^{BOA} - \sigma_\nu - \sigma'_\nu)d\sigma'_\nu \tag{2.32}$$

Et pour une réflexion lambertienne, nous obtenons plutôt :

$$F_\nu^{\uparrow\text{refl}}(\sigma_\nu) = 2(1-\epsilon_\nu)F_\nu^{\downarrow\text{atmo}}(\sigma_\nu^{BOA})E_3(\sigma_\nu^{BOA} - \sigma_\nu) \tag{2.33}$$

Le flux spectral net

Le *flux radiatif spectral net* est défini comme la différence des flux radiatifs hémisphériques :

$$F_\nu(\sigma_\nu) = F_\nu^{\uparrow}(\sigma_\nu) - F_\nu^{\downarrow}(\sigma_\nu) \tag{2.34}$$

L'intégrale spectrale du flux radiatif spectral net au sommet de l'atmosphère se nomme le *rayonnement sortant à grande longueur d'onde* (en anglais : *Outgoing Longwave Radiation* ; noté OLR). Sa distribution spectrale notée OLR_ν et est définie par :

$$OLR_\nu = F_\nu(0) \tag{2.35}$$

Le taux de chauffage radiatif

Comme il est décrit dans Stamnes, Thomas et Stamnes 2017, lorsque la divergence du flux net n'est pas nul, le second principe de la thermodynamique entraine un changement de température du milieu. Pour notre atmosphère plan-parallèle et en l'absence de tout autre processus de chauffage ou de refroidissement que les processus radiatifs, la variation instantanée et monochromatique de température d'une parcelle de gaz à pression constante, ou *taux de chauffage radiatif spectral* vaut :

$$H_\nu(p) = \frac{g}{c_p}\frac{dF_\nu(p)}{dp} \tag{2.36}$$

Ici, nous avons remplacé la variable de coordonnée verticale σ_ν par la variable pression p (également fonction monotone décroissante avec l'altitude). Le taux de chauffage est usuellement exprimé en Kelvin par jour par unité de nombre d'onde ($\mathrm{K\,day^{-1}\,(cm^{-1})^{-1}}$) et est généralement négatif à grande longueur d'onde correspondant donc à un refroidissement radiatif de l'atmosphère.

Intégration spectrale

Nous avons jusqu'à présent défini des grandeurs monochromatiques (ou spectrales). Il est également possible de définir les quantités correspondantes sur tout le spectre à grande longueur d'onde ou sur n'importe quelle bande spectrale $\delta\nu$. Pour ce faire, on réalise une intégration des grandeurs monochromatiques sur le domaine $\delta\nu$. Définissons spécifiquement les grandeurs suivantes :

— Le *flux net à grande longueur d'onde* (en $\mathrm{W\,m^{-2}}$) :

$$F(p) = \int_{\delta\nu} F_\nu(p)d\nu \tag{2.37}$$

— L'*OLR* (le flux sortant à grande longueur d'onde, en $\mathrm{W\,m^{-2}}$) :

$$OLR = \int_{\delta\nu} OLR_\nu d\nu \tag{2.38}$$

— Le *taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde* (en $\mathrm{K\,day^{-1}}$) :

$$H(p) = \int_{\delta\nu} H_\nu(p)d\nu \tag{2.39}$$

Les autres grandeurs spectrales peuvent également être intégrées de la sorte sur différentes bandes spectrales.

2.2 Les modèles de transfert radiatif

Les équations établies dans la section précédente définissent le taux de chauffage et les flux radiatifs comme des intégrales triples des paramètres atmosphériques et de surface, ainsi que des paramètres optiques d'absorption par les gaz à effet de serre. Ces calculs nécessitent une intégration spectrale, une intégration verticale et une intégration angulaire (décrite précédemment avec les fonctions exponentielles intégrales E_n). Dans le cas

général, ces équations n'admettent pas d'expression analytique simple. Une évaluation numérique de ces intégrales est donc réalisée par des algorithmes, nommés *codes* ou *modèles de transfert radiatif*, faisant intervenir diverses approximations en termes de modélisation de l'atmosphère, de la surface ou des grandeurs optiques. Nous allons à présent décrire les deux familles de modèles de transfert radiatif que sont les modèles *raie-par-raie* et les modèles *paramétrisés*.

2.2.1 Les modèles raie-par-raie

Les modèles dits *raie-par-raie* et *couche-par-couche* calculent les grandeurs radiatives en considérant chacune des raies d'absorption individuelles de chacun des gaz atmosphériques et pour chaque couche de l'atmosphère. Ils reposent sur les connaissances précises de la spectroscopie des molécules atmosphériques, calculées grâce à la mécanique quantique ou mesurées en laboratoire. La constitution de bases de données compilant les paramètres des raies d'absorption, est nécessaire à la modélisation raie-par-raie. Citons par exemple la base de données GEISA [2] (Gestion et Étude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques) élaborée au LMD dans les années 1970 et en constante amélioration depuis (Jacquinet-Husson et al. 1999 ; Jacquinet-Husson et al. 2016). Cette base de données contient les paramètres de raies de 52 espèces chimiques (118 isotopologues) sur une plage spectrale s'étendant de 10^{-6} à 35877.031 cm^{-1}. Elle comporte également la base de données des coefficients d'absorption associés.

Les calculs des modèles raie-par-raie s'appuie sur les coefficients d'absorption monochromatiques de chaque gaz des bases de données spectroscopiques telles que GEISA, garantissant une très grande précision du calcul de l'intégration spectrale pour le calcul des grandeurs radiatives. Le modèle de transfert radiatif *raie-par-raie* et *couche-par-couche* développé et maintenu depuis les années 1970 au LMD se nomme STRANSAC (Scott 1974 ; Tournier, Armante et Scott 1995). La précision des modèles raie-par-raie est essentiellement limitée par la connaissance de la spectroscopie des raies d'absorption. Grâce à leur grande précision, ils sont utilisés comme référence pour l'évaluation des modèles paramétrisés (cf. RFMIP dans la section 2.3.2). Mais cette grande précision se fait au prix d'un temps de calcul conséquent en raison de la discrétisation spectrale très fine qui est nécessaire au calcul monochromatique.

2.2.2 Le modèle raie-par-raie rapide 4A/OP

Afin d'accélérer le calcul des modèles de transfert radiatif raie-par-raie, des efforts de modélisation et d'optimisation ont été mis en œuvre dans le développement de modèles rapides. Le modèle raie-par-raie et couche-par-couche *Atlas Automatisé des Absorptions Atmosphériques Opérationnel* ou 4A/OP [3] (Scott et Chedin 1981 ; Cheruy et al. 1995) en est un exemple. Ce modèle rapide et précis, particulièrement efficace dans la région spectrale infrarouge thermique, permet le calcul des luminances, des transmittances et des jacobiens à partir d'une description verticale de l'atmosphère et de la surface fournie par l'utilisateur.

2. La base de donnée GEISA est accessible à l'adresse suivante : `https://geisa.aeris-data.fr/`.
3. Plus d'informations sur 4A/OP sont disponibles ici : `https://4aop.aeris-data.fr/`.

4A/OP doit principalement sa rapidité d'exécution à la constitution préalable de bases de données d'épaisseurs optiques nommées *atlas* et constituées en utilisant le modèle complet STRANSAC et les données spectroscopiques de GEISA. Ces atlas contiennent les épaisseurs optiques monochromatiques entre chacun des 43 niveaux de référence (42 couches situées entre 1013.25 et 0.0026 hPa) du modèle pour un angle zénithal donné et pour 12 situations atmosphériques nominales, c'est-à-dire 12 profils de température distants de 7 K. En partant d'une situation atmosphérique donnée par l'utilisateur, 4A/OP retrouve dans les atlas les épaisseurs optiques correspondant aux situations précalculées les plus proches et réalise une interpolation à la température et au niveau de pression visés, en prenant également en compte la concentration des gaz et l'angle de propagation prescrits. La constitution préalable des atlas permet ainsi de s'affranchir des calculs les plus longs tels que la somme des épaisseurs optiques pour les différentes raies d'absorption pour chaque couche de l'atmosphère. L'utilisation de ces atlas accélère le calcul d'un facteur 10 à 100 par rapport à un modèle raie-par-raie classique.

Le modèle 4A/OP a une longue histoire de validation dans la communauté internationale du transfert radiatif. De nombreux exercices d'intercomparaisons ont été menés, notamment dans le cadre du groupe de travail *Intercomparison of Transmittance and Radiance Algorithms* de l'*International Radiation Comission* (Chedin et al. 1988) et durant la campagne *International Comparison of Radiation Codes in Climate Models* (ICRCCM ; Luther et al. 1988).

La rapidité d'exécution de 4A/OP en comparaison des modèles raie-par-raie classiques en font un excellent outil dont le champ d'application est assez large. 4A/OP est couramment utilisé comme modèle direct pour l'inversion des paramètres géophysiques à partir de données d'observations. Il est également le code de transfert radiatif de référence au CNES pour plusieurs missions spatiales dont IASI, IASI-NG, MicroCarb et MERLIN. Malgré cette rapidité accrue, les modèle raie-par-raie rapides tels que 4A/OP ne conviennent pas à la masse importante de simulations réalisée pour la simulation du climat par les GCM. De telles applications nécessitent une paramétrisation du transfert radiatif permettant, par l'emploi d'approximations, une performance accrue en termes de temps de calcul.

2.2.3 Les modèles paramétrisés utilisés dans les modèles du climat

La circulation atmosphérique est régie par un ensemble d'équations décrivant le transfert radiatif, la thermodynamique, la dynamique et les processus liés à la vapeur d'eau et aux nuages. Les modèles visant à simuler les composantes de la circulation atmosphérique et leurs interactions se nomment les *modèles de circulation générale*. Ces modèles discrétisent l'atmosphère terrestre sur des grilles tridimensionnelles. Les équations décrivant les grandeurs radiatives atmosphériques que nous avons vu dans la section 2.1.3, influencent directement la thermodynamique et la dynamique atmosphérique par l'intermédiaire des profils de taux de chauffage et de refroidissement radiatif. Par exemple, le gradient de température entre l'équateur et les pôles causé par l'excès de flux radiatif net à l'équateur et son déficit aux pôles est à l'origine de la formation des cellules de Hadley et des cellules polaires. La modélisation de la circulation atmosphérique doit par conséquent inclure une description du transfert radiatif solaire et infrarouge. La figure 2.5 illustre les différentes

interactions entre le transfert radiatif et les autres composantes d'un GCM.

L'évaluation numérique des intégrales verticale, angulaire, et particulièrement de l'intégrale spectrale, à partir de la description de l'atmosphère et de bases de données spectroscopiques (calculs réalisés par les modèles raie-par-raie présentés en section 2.2.1) requiert un temps de calcul conséquent. De surcroît, les taux de chauffage devant être calculés à tous les points de grille du GCM, le temps de calcul nécessaire est bien trop élevé, même avec les technologies les plus récentes (Stamnes, Thomas et Stamnes 2017, p 136).

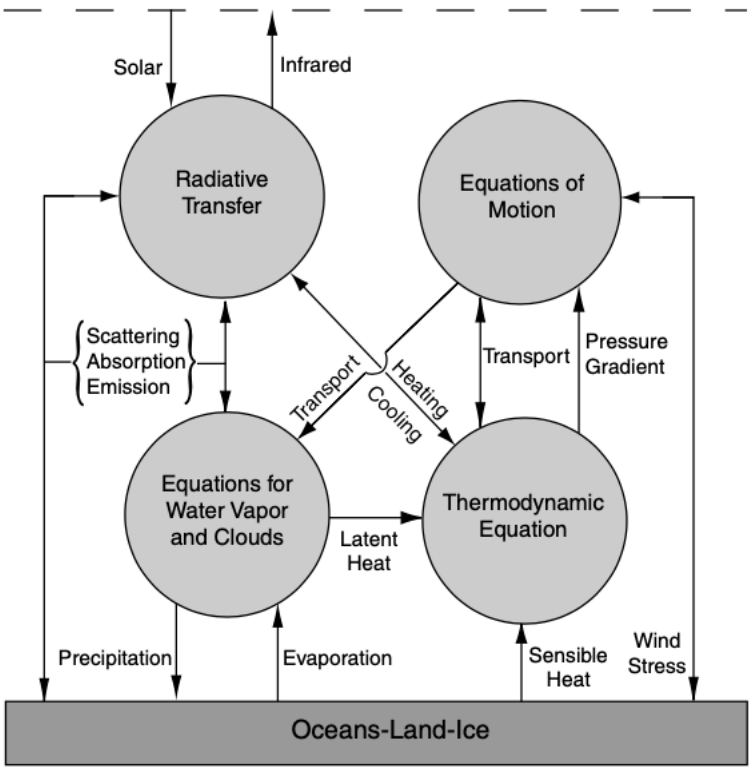


Figure 2.5 – Principales composantes et interactions physiques et mathématiques d'un modèle de circulation générale pour les simulations climatiques (extrait de Liou 2002, p. 504)

Afin d'évaluer les flux radiatifs et le taux de chauffage de manière plus rapide il est possible de réaliser une paramétrisation des spectres d'absorption par des spectres théoriques et d'avoir recours à des approximations simplificatrices pour l'évaluation des intégrales. On parle de *modèle à bande* lorsque la paramétrisation est effectuée sur des bandes spectrales larges (de quelques cm^{-1} à plusieurs centaines de cm^{-1}). L'absorption dans chaque bande est modélisée par un nombre de raies d'absorption élémentaires associées à une distribution de probabilité de leur intensité. Ces traitements statistiques des spectres de raies ont été introduits par Elsasser (Elsasser 1942) puis développés par Goody (Goody 1952) et Malkmus (Malkmus 1967).

En plus de cette paramétrisation des raies d'absorption, différentes méthodes sont employées pour simplifier l'évaluation des intégrales. Certaines consistent à réaliser l'intégration spectrale sur le nombre d'onde (méthode d'émissivité : Morcrette 1991), d'autres

effectuent l'intégration spectrale dans l'espace des coefficients d'absorption (correlated k-distributions ou CKD : Mlawer et al. 1997). Pour le calcul des flux, les incertitudes liées aux approximations faites par la méthode CKD est de l'ordre de 1 % par rapport aux modèles raie-par-raie (Liou 2002, p. 132).

2.3 Développement du module 4A-Flux

2.3.1 Introduction à l'article

Les modèles paramétrisés du transfert radiatif pour l'étude du climat modélisent les grandeurs énergétiques de flux radiatifs, d'OLR et de taux de chauffage verticaux. Les approximations liées à cette paramétrisation introduit des erreurs dans la modélisation des grandeurs radiatives qui entrainent des incertitudes dans les sorties des GCM. Les modèles raie-par-raie tels que 4A/OP, plus précis, peuvent servir de référence pour l'évaluation de l'erreur de paramétrisation des modèles inclus dans les GCM dans la mesure où ils peuvent simuler les mêmes grandeurs radiatives. La modélisation des flux radiatifs et des taux de chauffage par des modèles raie-par-raie permet également de réaliser des études de sensibilité spectrale précises de ces grandeurs aux différentes variables géophysiques.

La version distribuée de 4A/OP ne simule pas les grandeurs de flux énergétiques. Dans le cadre de cette thèse, nous avons été amenés à développer et implémenter un nouveau module de 4A/OP, dédié au calcul des flux radiatifs, de l'OLR et du taux de chauffage en ciel-clair et à grande longueur d'onde. Ce module baptisé *4A-Flux* a fait l'objet de l'article Tellier et al. 2021 (soumis le 23/09/2021 à la revue *Geoscientific Model Development* (GMD) et en révision à ce jour avec corrections mineures) décrivant les caractéristiques du calcul et les possibilités offertes par cette implémentation. Nous avons inclus cet article dans le développement de cette thèse en section suivante (section 2.3.2).

Après une introduction, nous décrivons dans la section 2 de l'article, l'implémentation du module 4A-Flux dans 4A/OP en posant les choix et hypothèses utilisés ainsi que les équations permettant de calculer les profils de flux radiatifs, l'OLR et le taux de chauffage vertical. Ces calculs sont réalisés à la résolution des atlas de 4A/OP de 5×10^{-4} cm^{-1} afin de préserver la plus grande précision possible. Nous n'avons pas procédé à une intégration angulaire des luminances en sortie de 4A/OP par une méthode classique de quadrature (méthode des trapèzes ou quadrature de Gauss). Nous sommes repartis des épaisseurs optiques interpolées par 4A/OP nous permettant ainsi de réaliser l'intégration angulaire en employant les fonctions exponentielles intégrales et d'en déduire une forme angulairement intégrée de transmittance. L'intégration verticale est ensuite réalisée en calculant et en sommant la contribution de chaque couche au rayonnement à chaque niveau atmosphérique. Une nouveauté, qui n'a été apportée que dans le calcul des flux, mais pas encore dans le calcul des luminances de la version distribuée de 4A/OP, a consisté à prendre en compte la variation linéaire en épaisseur optique du profil de Planck au sein des couches du modèle au lieu de d'une émission uniforme à la température moyenne des couches. Cette amélioration, reconnue pour limiter certains biais dans le calcul des flux, lorsque que l'épaisseur optique est importante, offre une meilleure représentation l'émission de chaque couche (Ridgway, Harshvardhan et Arking 1991 ; Wiscombe 1976 ; Schuster 1905).

Depuis l'écriture de l'article, et pour mieux prendre en compte la variation de la

température de surface autour de la température du niveau le plus bas de l'atmosphère (contraste thermique) dans les applications neuronales qui sont détaillées au chapitre 4, nous avons ajouté à 4A-Flux le calcul du jacobien du profil de flux net par rapport à la variable de température de surface. Le flux descendant comme les contributions du terme de réflexion et du terme atmosphérique au flux montant ne dépendant pas de la température de surface, le calcul du jacobien est simplement réalisé en prenant la dérivée partielle du flux de surface aux flux montants, donc la dérivée de la fonction de Planck par rapport à la température de surface (équation 12 de l'article).

Le module 4A-Flux a été validé dans le cadre de l'exercice d'intercomparaison des codes de transfert radiatif calculant les flux radiatifs *Radiative Forcing Model Intercomparison Project* (RFMIP) dont le protocole est décrit par Pincus, Forster et Stevens 2016. Il s'agit de l'un des 23 projets d'intercomparaisons soutenus par le *World Climate Research Program* (WRCP) dans le contexte de la sixième phase du projet *Coupled Model Intercomparison Project* (CMIP6). L'un des objectifs de RFMIP est de caractériser la précision de la paramétrisation du forçage radiatif utilisé dans les modèles du climat en les comparant aux modèles de transfert radiatif précis de références (essentiellement raie-par-raie). Grâce à l'implémentation de 4A-Flux, 4A/OP a pu participer à RFMIP parmi les modèles de référence dont les résultats ont été présentés et comparés dans l'article de Pincus et al. 2020 inclus en annexe A de cette thèse. Cette comparaison a montré que les six modèles participants (dont 4A/OP) diffèrent de moins de 0.025 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en termes de forçages radiatifs et de moins de 0.6 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en termes de flux radiatifs à grande longueur d'onde.

La section 3 de l'article Tellier et al. 2021 compare plus spécifiquement les résultats de 4A-Flux par rapport aux cinq autres modèles participants. La différence moyenne toutes configurations confondues est de -0.15 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ avec un écart type de 0.22 $\mathrm{W\,m^{-2}}$. La prise en compte de trois nouveaux gaz (CFC-113, HCFC-22 et HFC-134a) qui n'avait pas encore été implémentés dans la version distribuée de 4A/OP a significativement amélioré les résultats de comparaison.

La section 4 de l'article présente une application du développement de 4A-Flux en examinant la sensibilité de l'OLR et du taux de chauffage vertical à une série de perturbations des grandeurs atmosphériques et de surface affectées à des atmosphères de référence. Cette application montre qu'il est possible d'analyser finement les variations spectrales des deux grandeurs radiatives en profitant de la précision du modèle raie-par-raie et de retrouver les contributions de chaque gaz même les plus ténues comme le CFC-113, le HCFC-22 et le HFC-134a.

Ajoutons ici quelques axes d'améliorations de l'algorithme 4A-Flux. Il est possible d'ajouter assez simplement le calcul optionnel des jacobiens par rapport aux autres variables que la température de surface comme la concentration des différents gaz à effet de serre ou l'émissivité de surface. Actuellement, 4A-Flux considère une réflexion spéculaire du rayonnement descendant sur la surface. Il serait intéressant d'implémenter le calcul sous hypothèse de réflexion lambertienne, ou même en considérant la prise en compte de la réflectivité bidirectionnelle (BRDF). Enfin, la prise en compte de la nébulosité est importante, car elle influence grandement les flux radiatifs et du taux de chauffage vertical. Une implémentation d'une modélisation des nuages permettrait d'étendre les possibilités d'applications de 4A-Flux.

2.3.2 Article : Computation of longwave radiative flux and vertical heating rate using 4A/OP radiative transfer code

Computation of longwave radiative flux and vertical heating rate using 4A/OP radiative transfer code

Yoann Tellier[1], Cyril Crevoisier[1], Raymond Armante[1], Jean-Louis Dufresne[1], and Nicolas Meilhac[2]

[1]LMD/IPSL, École Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris, ENS, PSL Research University, Sorbonne Université, CNRS, Palaiseau France

[2]FX CONSEIL, École Polytechnique, F 91128, Palaiseau Cedex, France

Correspondence: Yoann Tellier (yoann.tellier@lmd.ipsl.fr)

Abstract. Based on advanced spectroscopic databases, line-by-line and layer-by-layer radiative transfer codes numerically solve the radiative transfer equation with a very high accuracy. Taking advantage of its pre-calculated optical depth look-up table, the fast and accurate radiative transfer model 4A/OP calculates the transmission and radiance spectra for a user defined layered atmospheric model. Here we present a module, called 4A-Flux, developed and implemented into 4A/OP in order to include the calculation of the clear-sky longwave radiative flux profiles and heating rate profiles at a very high spectral resolution. Calculations are performed under the assumption of local thermodynamic equilibrium, plane-parallel atmosphere and specular reflection on the surface. The computation takes advantage of pre-tabulated exponential integral functions that are used instead of a classic angular quadrature. Furthermore, the sublayer variation of the Planck function is implemented to better represent the emission of layers with a high optical depth. Thanks to the implementation of 4A-Flux, 4A/OP model have participated in the Radiative Forcing Model Intercomparison Project (RFMIP-IRF) along with other state-of-the-art radiative transfer models. 4A/OP hemispheric flux profiles are compared to other models over the 1800 representative atmospheric situations of RFMIP, yielding an Outgoing Longwave Radiation (OLR) mean difference between 4A/OP and other models of -0.148 W.m^{-2} and a mean standard deviation of 0.218 W.m^{-2}, showing a good agreement between 4A/OP and other models. 4A/OP is applied to the Thermodynamic Initial Guess Retrieval (TIGR) atmospheric database to analyze the response of the OLR and vertical heating rate to several perturbations of temperature or gas concentration. This work shows that 4A/OP with 4A-Flux module can successfully be used to simulate accurate flux and heating rate profiles and provide useful sensitivity studies including sensitivities to minor trace gases such as HFC134a, HCFC22 and CFC113. We also highlight the interest for the modeling community to extend intercomparison between models to comparisons between spectroscopic databases and modelling to improve the confidence in model simulations.

1 Introduction

Atmospheric radiative transfer is the main driver of the climate system and plays a central role in many atmospheric processes. Accurate models that calculate radiative variables such as optical depths, transmittance, radiance, radiative fluxes or vertical heating rates are currently used for multiple purposes. These algorithms are central to General Circulation Models (GCMs) as the energy balance between net shortwave and net longwave radiation fundamentally drives the climate system. Used as

forward models in the retrieval of geophysical parameters, such codes are also needed in the development and exploitation of Earth observation satellite missions. Thus, radiative transfer models participates in the improvement of our understanding of the atmosphere and the climate.

By resolving the individual spectral lines for every absorbing species at every layer of the atmosphere, line-by-line and layer-by-layer radiative transfer codes offer a very accurate way to compute radiative transfer. Being resource intensive, these line-by-line calculations are not used in GCMs that use instead a radiation parameterization to approximate the radiative transfer. However, thanks to its high accuracy, the line-by-line radiative transfer codes can be used as a reference to improve the performances of the GCMs by improving their radiation parameterization.

Several line-by-line models have recently been participating to numerical experiments within the Radiative Forcing Model Intercomparison Project (RFMIP, see Pincus et al. (2016)), endorsed by the sixth phase of the Coupled Model Intercomparison Project (CMIP6, see Eyring et al. (2016)) that aimed at characterizing the clear-sky GCM radiation parameterization error. Pincus et al. (2020) have presented the clear-sky instantaneous radiative forcing (IRF) by greenhouse gases (GHG) computed with these six benchmark models among which 4A/OP line-by-line radiative transfer code.

The Automatized Atmospheric Absorption Atlas (4A/OP) is a fast and accurate line-by-line radiative transfer model particularly efficient in the infrared region of the spectrum. It offers the calculation of the transmittance, the Jacobians and the radiance from a user defined atmospheric and surface description. The concept of 4A/OP (Scott and Chedin, 1981; Cheruy et al., 1995) relies on a compressed look-up table of optical depths, called the Atlas, that are computed from reference atmospheres using STRANSAC, the complete line-by-line and layer-by-layer model developed at the *Laboratoire de Météorologie Dynamique* (Scott, 1974; Tournier et al., 1995). 4A/OP interpolates the Atlas to compute the transmittance and the radiance at the right layer temperature, pressure levels and for the desired absorber composition and viewing angle.

4A/OP has a long history of validation within the frame of the international radiative transfer community. Numerous intercomparison exercises have taken place, in particular in the framework of the Intercomparison of Transmittance and Radiance Algorithms working groups of the International Radiation Commission (Chédin et al., 1988) and during the ICRCCM (Intercomparison of Radiation Codes in Climate Models) campaigns (Luther et al., 1988). However, these intercomparisons did not include the modeling of OLR and heating rates. The first developments of the computation of OLR and vertical heating rates using 4A/OP have been performed in the 1990s (Chéruy et al., 1996; Chevallier et al., 1998, 2000). The computation took advantage of the readily available radiances computed by 4A/OP to calculate the radiative quantities by a spectral and an angular integration. At the time, for computation time reasons, the spectral integrations were often performed after a contraction of the radiance spectra which lead to errors on the modeled fluxes. The spectral integration was performed with either a Gaussian quadrature or at a single angle under the diffuse approximation. Here, different integration approaches have been used. Firstly, the spectral integration is systematically performed at the finest resolution available. And secondly, exponential integral functions applied to optical depth to directly compute the fluxes has been chosen instead of the quadrature of the radiances.

The main objective of this article is to describe the new implementation of the calculation of the clear-sky longwave radiative flux profiles and vertical cooling rates into 4A/OP radiative transfer code. This module, called 4A-Flux, takes advantage of the efficiency and accuracy of 4A/OP to compute the radiative quantities. Here, we first describe the implementation of 4A-Flux

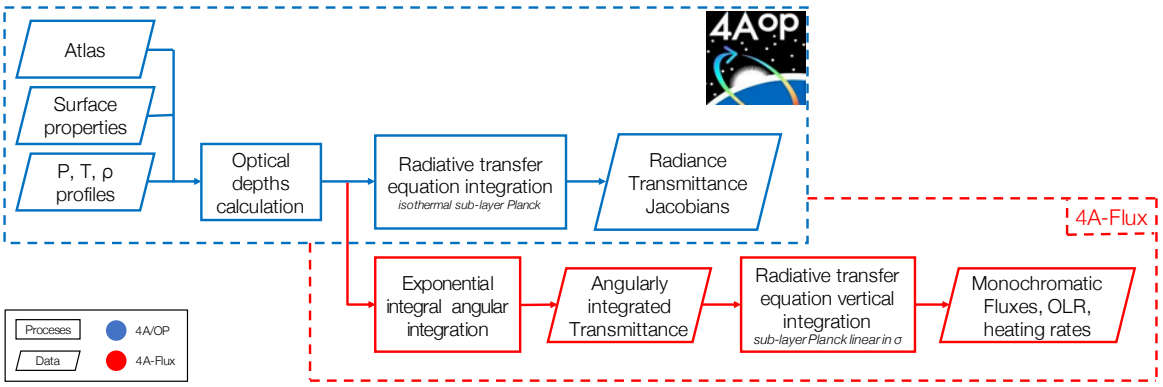


Figure 1. 4A/OP and 4A-Flux flowchart. P, T and ρ are respectively the pressure grid, the temperature profile and the profiles of gas concentrations.

into 4A/OP. The radiative flux profiles are then compared to the outputs of the five other radiative transfer models that have contributed to RFMIP. Finally, we have applied 4A-Flux module to the computation of the Outgoing Longwave Radiation (OLR) and vertical heating rate sensitivities to several surface and atmospheric parameters.

2 Implementation of 4A-Flux into 4A/OP Radiative Transfer Model

2.1 General Approach to Flux Computation

4A-Flux module computes the clear-sky longwave downwelling, upwelling and net radiative fluxes (or irradiance) and vertical heating rate at every pressure levels of the user defined atmospheric model and at the finest spectral resolution offered by the line-by-line radiative transfer model 4A/OP of $5 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1} (Scott and Chedin, 1981).

Figure 1 presents the flowchart of 4A/OP with its new module 4A-Flux. 4A/OP model provides a suitable basis for the computation of the radiative fluxes as it computes the vertical distribution of total optical depths at the spectral resolution of absorption lines. The inputs of 4A-OP are the atlases, a user defined description of the pressure grid, the vertical distribution of temperature and gas concentrations along with surface properties such as surface temperature and spectral emittance. In this work, the spectroscopic database used in the calculation of the atlases is GEISA-2015[1] (Jacquinet-Husson et al., 2016) and the continuum used is the MT_CKD 3.2 continuum (Mlawer et al., 2012). The pressure grid, the vertical distribution of temperature and gas concentrations along with surface properties such as surface temperature and spectral emittance can be specified by the user. Based on this description of the atmosphere and optical properties of gases, 4A-Flux computes the upwelling and downwelling monochromatic radiative flux profiles, also referred to as hemispherical monochromatic flux profiles (unit : $\mathrm{W.m}^{-2}.(\mathrm{cm}^{-1})^{-1}$). This computation is based on an exponential integral evaluation to perform the angular integration and a

[1]Gestion et Étude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques (Management and Study of Spectroscopic Information)

vertical integration. In the distributed version of 4A/OP, the vertical integration of the radiative transfer equation is performed under the hypothesis of isothermal sub-layers. Whereas in 4A-Flux, the sub-layer Planck function varies linearly with the optical depth to better represent the emission of each layer. 4A-Flux also offers the option of computing the monochromatic Outgoing Longwave Radiation (OLR) instead of the full vertical description of fluxes allowing a gain of computational time whenever the user does not require the complete vertical description of fluxes. The output spectral resolution is set by default to $1\ \mathrm{cm}^{-1}$ but can be specified by the user at any other value. The net monochromatic flux profile and the monochromatic heating rate vertical profile are then derived from the hemispheric profiles. The following section defines the radiative quantities and all the assumptions that have been made. We first focus on the definition of the downwelling flux, then we treat the upwelling flux and finally, all the derived quantities that are computed by 4A-Flux are defined.

2.2 The Computation of Fluxes and Heating Rate Profiles

The monochromatic[2] hemispheric fluxes, denoted $F^{\downarrow}(\sigma)$ for the downwelling flux and $F^{\uparrow}(\sigma)$ for the upwelling flux, are represented here by functions of σ, the monochromatic optical depth for all accounted gases in the model, as seen from the top of the atmosphere (TOA), where σ is null, to the bottom of the atmosphere (BOA) where it reaches its maximum value σ_{BOA}. Here, σ serves as a vertical coordinate as it increases monotonically with the pressure. The hemispheric fluxes are defined as the integrals of the monochromatic hemispheric radiances $I^{\downarrow}(\sigma,\mu,\phi)$ and $I^{\uparrow}(\sigma,\mu,\phi)$, over the respective hemispheres (Stamnes et al., 2017; Liou, 2002). These are defined as functions of the vertical coordinate σ the azimuthal angle ϕ and the direction $\mu = |\cos(\theta)|$ which is the absolute value of cosine of the zenith angle θ where $\theta > \pi/2$ for the downwelling flux and $\theta \leq \pi/2$ for the upwelling flux:

$$F^{\downarrow\uparrow}(\sigma) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^1 d\mu\ \mu I^{\downarrow\uparrow}(\sigma,\mu,\phi). \tag{1}$$

As our computations are performed on the longwave spectrum and for clear-sky conditions, we assume the atmosphere to be non-scattering, and we neglect the radiance of the sun. We also assume an isotropic thermal emission of gases. Under such assumptions, the radiance is independent of the azimuthal angle, thus we replace $I^{\downarrow\uparrow}(\sigma,\mu,\phi)$ by $I^{\downarrow\uparrow}(\sigma,\mu)$. By integration with respect to ϕ we obtain

$$F^{\downarrow\uparrow}(\sigma) = 2\pi \int_0^1 d\mu\ \mu I^{\downarrow\uparrow}(\sigma,\mu). \tag{2}$$

2.2.1 Downwelling flux

We first focus on the downwelling flux and the treatment of the upwelling flux will be described afterwards. Under the hypotheses of local thermodynamic equilibrium and local stratification of the atmosphere (plane-parallel geometry), the radiative transfer equation can be solved for the radiance. As we focus on the longwave only, the radiative contribution of space to the

[2]For a clarity purpose, the dependence on the wavenumber ν are not mentioned explicitly in variable names. For instance, where we should have written $F^{\downarrow}_{\nu}(\sigma_{\nu})$, we simply write $F^{\downarrow}(\sigma)$. All variables referred to as monochromatic follow the same notation convention.

downwelling flux is negligible compared to the atmospheric contribution. Thus, the only remaining term in the solution of the radiative transfer equation is the atmospheric component:

$$I^{\downarrow}(\sigma,\mu) = \int_0^{\sigma} \frac{d\sigma'}{\mu} B\left[T\left(\sigma'\right)\right] \exp\left[-(\sigma-\sigma')/\mu\right]. \tag{3}$$

Thus, by injecting Eq. (3) into Eq. (2), we obtain

$$F^{\downarrow}(\sigma) = 2\pi \int_0^{1} d\mu\, \mu \int_0^{\sigma} \frac{d\sigma'}{\mu} B\left[T\left(\sigma'\right)\right] \exp\left[-(\sigma-\sigma')/\mu\right], \tag{4}$$

Where $B[T(\sigma')]$ is the Planck function evaluated at wavenumber ν (omitted in the notation) and at temperature $T(\sigma')$. By switching the integration order, we can rewrite the downwelling flux as

$$F^{\downarrow}(\sigma) = 2\pi \int_0^{\sigma} d\sigma'\; B\left[T\left(\sigma'\right)\right] E_2(\sigma-\sigma'). \tag{5}$$

Here, we have used the exponential integral of order n defined for $n>0$ and $x\geq 0$ as

$$E_n(x) = \int_0^{1} d\mu\, \mu^{n-2} e^{-x/\mu}. \tag{6}$$

This formulation is commonly used to compute fluxes (Stamnes et al., 2017; Feigelson et al., 1991; Ridgway et al., 1991). The exponential integral functions can be evaluated numerically even though the computational time is significant in the context of a line-by-line flux calculation. To overcome this limitation, 4A-Flux uses a tabulation of the E_n functions that is pre-calculated using the GNU Scientific Library (website: https://www.gnu.org/software/gsl/).

In order to compute the downwelling flux for the discretized model of the atmosphere used in 4A/OP model, we decompose the vertical integral into sums over every layer of the atmosphere. The atmospheric column is decomposed into $N+1$ levels, using subscripts denoted k ranging from 0 to N, or N layers, using subscripts denoted $k-\frac{1}{2}$ with k ranging from 1 to N. We denote the value of the optical depth between the TOA and any level k as σ_k. At the TOA $\sigma_0=0$ and at the surface $\sigma_N=\sigma_{BOA}$. At the TOA, the downwelling flux is supposed null, $F^{\downarrow}(\sigma_0)=0$, and for every level $k>0$, we have

$$F^{\downarrow}(\sigma_k) = 2\pi \sum_{i=1}^{k} \int_{\sigma_{i-1}}^{\sigma_i} d\sigma'\; B\left[T\left(\sigma'\right)\right] E_2(\sigma_k-\sigma'). \tag{7}$$

To compute the atmospheric contributions of each layer to the fluxes (the integrand of Eq. (7)) a hypothesis has to be made about the variation of the Planck function at sublayer scale. The simplest hypothesis considers the Planck function as uniform at the sublayer scale (isothermal layer) and evaluated at the average temperature of the layer $B\left[T\left(\sigma'\right)\right] = B[\bar{T}_{i-\frac{1}{2}}]$, where $\bar{T}_{i-\frac{1}{2}} = [T(\sigma_i)+T(\sigma_{i-1})]/2$. This hypothesis is a rather coarse approximation of the effective emission of the layer especially when the optical depth is important. In such a case, the effective temperature is closer to the lower (resp. upper) boundary of

the layer for the downwelling (resp. upwelling flux). A better hypothesis should take into account that the effective emission temperature is related to the optical depth of the layer. Thus, we have considered in our approach a sublayer variation of the Planck function as linear in optical depth (also referred to as $B(\sigma)$ *linear*). According to Ridgway et al. (1991), this approach dates back to Schuster (1905). Under such an assumption, the sublayer variation of the Planck function, in the layer $i-\frac{1}{2}$, and for the downwelling flux at level i, is approximated by

$$B\left[T\left(\sigma'\right)\right] = B\left[T(\sigma_i)\right] + \left[\frac{2(B[\bar{T}_{i-\frac{1}{2}}] - B[T(\sigma_i)])}{\sigma_i - \sigma_{i-1}}\right](\sigma_i - \sigma'). \tag{8}$$

The hypothesis of an isothermal layer would lead to a systematic cold (resp. warm) bias in estimated downwelling (resp. upwelling) fluxes (Ridgway et al., 1991), whereas the $B(\sigma)$ *linear* assumption substantially reduces this bias (the remaining bias is discussed by Wiscombe (1976)). To better understand this approximation, one can verify that Eq. (8) is equivalent to the isothermal layer hypothesis when the layer optical depth tends to zero and is equivalent to the Planck function taken at the lower (resp. upper) layer boundary temperature for the downwelling (resp. upwelling) flux when the layer optical depth tends to infinity. For a more detailed explanation the reader can refer to Clough et al. (1992). Thanks to the $B(\sigma)$ *linear* approximation, the downwelling flux can be integrated. To simplify the notations, we introduce the optical depth between two levels i and j as $\Delta_{i,j} = \sigma_i - \sigma_j$ (for $0 \leq i, j \leq N$). The downwelling flux, for every level $k > 0$, can finally be expressed as

$$\begin{aligned} F^{\downarrow}(\sigma_k) = {} & 2\pi \sum_{i=1}^{k} B\left[T\left(\sigma_i\right)\right]\left[E_3\left(\Delta_{k,i}\right) - E_3\left(\Delta_{k,i-1}\right)\right] \\ & + 2\pi \sum_{i=1}^{k} 2(B[\bar{T}_{i-\frac{1}{2}}] - B[T(\sigma_i)])\left[\frac{E_4\left(\Delta_{k,i}\right) - E_4\left(\Delta_{k,i-1}\right)}{\Delta_{i,i-1}} - E_3\left(\Delta_{k,i-1}\right)\right]. \end{aligned} \tag{9}$$

The first sum in Eq. (9) can be viewed as the cumulative downwelling flux emitted at the temperature of the lower boundary of every layer whereas the second sum brings the correction needed to account for the fact that the equivalent temperature of emission is somewhere between lower boundary temperature $T(\sigma_i)$ and the average layer temperature $\bar{T}_{i-\frac{1}{2}}$ depending on the value of the optical depth of the layer $\Delta_{i,i-1}$.

2.2.2 Upwelling flux

Now that the downwelling flux have been treated, we will focus on the monochromatic upwelling flux. Unlike for the downwelling flux of Eq. (4) where the downwelling radiance only accounts for the atmospheric component, the upwelling radiance must also account for the surface emission and the reflection of the downwelling flux on the surface. Thus, the upwelling flux

is written as

$$
\begin{aligned}
F^{\uparrow}(\sigma) = & \overbrace{2\pi \int_0^1 d\mu\, \mu \int_{\sigma}^{\sigma_{BOA}} \frac{d\sigma'}{\mu} B[T(\sigma')] \exp\left[-(\sigma'-\sigma)/\mu\right]}^{\textit{atmospheric component}} \\
& + \overbrace{2\pi \int_0^1 d\mu\, \mu\epsilon B(T_s) \exp\left[-\left(\sigma_{BOA}-\sigma\right)/\mu\right]}^{\textit{surface component}} \\
& + \overbrace{2\pi \int_0^1 d\mu\, \mu \left\{(1-\epsilon) I^{\downarrow}(\sigma_{BOA},\mu) \exp\left[-\left(\sigma_{BOA}-\sigma\right)/\mu\right]\right\}}^{\textit{reflected component}}.
\end{aligned}
\tag{10}
$$

The first term of this equation is the contribution of the atmospheric emission to the upwelling flux, which is analog to the downwelling flux of Eq. (4), replacing the boundaries of the integral and the argument of the exponential function. The second term is the contribution of the surface emission at temperature T_s considering a surface spectral diffuse emittance ϵ, at wavenumber ν (omitted in the notation). The third term represents the contribution of the downwelling flux that is reflected on the surface and consequently contributes to the upwelling flux. The presence of a reflected contribution to the upwelling flux is the consequence of the fact that the surface does not behave exactly as a black body. The flux emerging from the surface must take the spectral emittance of the surface into account. Under the assumption of specular reflection we have $I^{\uparrow}(\sigma_{BOA},\mu) = I^{\downarrow}(\sigma_{BOA},\mu)$.

For the atmospheric component at level k, denoted $F^{\uparrow}_{atmo}(\sigma_k)$, we follow the same rationale as we previously have for the downwelling flux. However, we have to rewrite Eq. (8), replacing $B\left[T(\sigma_i)\right]$ by $B\left[T(\sigma_{i-1})\right]$ and $(\sigma_i - \sigma')$ by $(\sigma' - \sigma_{i-1})$ to account for the change of direction of propagation. And, we also have to integrate the radiance from the BOA to level σ_k instead of integrating from the TOA to level σ_k. We have $F^{\uparrow}_{atmo}(\sigma_N) = 0$ and, for every level $k < N$, we finally obtain

$$
\begin{aligned}
F^{\uparrow}_{atmo}(\sigma_k) = & 2\pi \sum_{i=k+1}^{N} B\left[T\left(\sigma_{i-1}\right)\right] \left[E_3\left(\Delta_{i-1,k}\right) - E_3\left(\Delta_{i,k}\right)\right] \\
& + 2\pi \sum_{i=k+1}^{N} 2\left(B[\bar{T}_{i-\frac{1}{2}}] - B[T(\sigma_{i-1})]\right) \left[\frac{E_4\left(\Delta_{i-1,k}\right) - E_4\left(\Delta_{i,k}\right)}{\Delta_{i,i-1}} - E_3\left(\Delta_{i,k}\right)\right].
\end{aligned}
\tag{11}
$$

The surface component at level k, denoted $F^{\uparrow}_{surf}(\sigma_k)$, can be rewritten using the E_3 function as

$$
F^{\uparrow}_{surf}(\sigma_k) = 2\pi\, \epsilon\, B(T_s) E_3(\Delta_{N,k}) \tag{12}
$$

For the reflected component at level k, denoted $F^{\uparrow}_{refl}(\sigma_k)$, the integration of the third term of Eq. (10) leads to

$$F^{\uparrow}_{refl}(\sigma_k) = 2\pi(1-\epsilon)\sum_{i=1}^{N} B\left[T\left(\sigma_i\right)\right]\left[E_3\left(\Delta_{N,k}+\Delta_{N,i}\right)-E_3\left(\Delta_{N,k}+\Delta_{N,i-1}\right)\right] + 2\pi(1-\epsilon)\sum_{i=1}^{N} 2(B[\bar{T}_{i-\frac{1}{2}}]-B[T(\sigma_i)])\left[\frac{E_4\left(\Delta_{N,k}+\Delta_{N,i}\right)-E_4\left(\Delta_{N,k}+\Delta_{N,i-1}\right)}{\Delta_{i,i-1}}-E_3\left(\Delta_{N,k}+\Delta_{N,i-1}\right)\right]. \tag{13}$$

This equation can be understood by comparison to the equation to the downwelling flux (Eq. (9)). The first difference is the $(1-\epsilon)$ factors before the sums that correspond to the fraction of downwelling radiation that is reflected by the surface. The second difference to Eq. (9) is that we sum all the layers from 1 to N because the reflected flux is a fraction of the downwelling flux that reaches the BOA. Finally, the third difference is the argument of the E_n functions. These arguments are now incremented by $\Delta_{N,k}$ which corresponds to the optical depth from the surface to the level k (upwelling propagation after the reflection).

2.2.3 Radiative quantities

In 4A-Flux, the total upwelling flux is finally obtained by adding the three contributions described above:

$$F^{\uparrow}(\sigma_k) = F^{\uparrow}_{atmo}(\sigma_k) + F^{\uparrow}_{surf}(\sigma_k) + F^{\uparrow}_{refl}(\sigma_k) \tag{14}$$

Once the monochromatic hemispherical fluxes are computed using Eq. (9) and Eq. (14), 4A-Flux computes the net flux denoted $F(\sigma_k)$ using the following convention

$$F(\sigma_k) = F^{\uparrow}(\sigma_k) - F^{\downarrow}(\sigma_k). \tag{15}$$

The monochromatic OLR is simply defined as the net flux at the TOA $F(\sigma_0)$.

The monochromatic vertical heating rate, denoted H (omitted spectral dependence), is defined as the divergence of the net flux and is conventionally expressed in units of Kelvin per day [unit : $\mathrm{K.day^{-1}}$]. In the plane-parallel geometry, it is defined as

$$H = \frac{g}{c_p}\frac{\partial F}{\partial p} \tag{16}$$

The heating rate is usually negative for the longwave and thus the expression *cooling rate* is sometimes preferred to the expression *heating rate* that we are using here. This quantity represents the rate of change of temperature caused by radiative properties of the atmosphere. In 4A-Flux, the computation of the heating rate at every layer $k-\frac{1}{2}$ is performed from the net flux of adjacent levels k and $k-1$ by calculating the difference quotient

$$H(\sigma_{k-\frac{1}{2}}) = \frac{g}{c_p}\frac{F(\sigma_{k-1})-F(\sigma_k)}{p(\sigma_{k-1})-p(\sigma_k)}. \tag{17}$$

We then convert the heating rate from SI units to commonly used $\mathrm{K.day^{-1}}$ unit.

Table 1. CPU time of the complete radiative transfer including calculation of radiative quantities, for a single atmospheric situation.

Atmospheric situation	CPU time (vertical profiles)	CPU time (OLR only)
43 vertical levels (TIGR situation)	26 min 57 sec	1 min 54 sec
61 vertical levels (RFMIP situation)	1 h 0 min 34 sec	2 min 24 sec

Computations are performed sequentially on a quad-pro AMD Opteron 6378 16-core, 2.4 GHz and 256 Gb of RAM.
TIGR situations are described in sect. 4.1 and RFMIP situations are described in sect. 3.

The computation time of the total radiative transfer including the calculation of the hemispherical fluxes, the net flux and the heating rate profile is indicated in Table 1. The longwave fluxes are computed at the spectral resolution of 4A/OP model ($5 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1}) from 10 to 3250 cm^{-1}. The computation in the "OLR only" option is a lot faster than the complete vertical profile computation as the contributions of each atmospheric layers are only computed for the TOA level. The dependence to the number of levels of the atmospheric model is approximately linear for in the "OLR only" option and approximately quadratic for the full vertical profile computation (omitting the initialization times).

3 Evaluation of 4A-Flux over the RFMIP database

The Radiative Forcing Model Intercomparison Project (RFMIP[3] ; protocol paper: Pincus et al. (2016)) is one of the 23 intercomparison projects supported by the World Climate Research Program (WRCP) in the context of the 6th phase of the Coupled Model Intercomparison Project (CMIP6, see Eyring et al. (2016)). The objective of the experiment RFMIP-IRF (RFMIP Instantaneous Radiative Forcing from greenhouse gases) is to characterize the accuracy of the parameterization of the IRF used in climate models under clear-sky and aerosol-free conditions. This characterization is performed in comparison to line-by-line radiative transfer models that are recognized for their very high accuracy. Thanks to the new implementation of 4A-Flux module, 4A/OP radiative transfer model contributed to RFMIP-IRF by providing longwave downwelling and upwelling fluxes. Calculations of radiative forcing by greenhouse gases with the six benchmark models that are participating to RFMIP-IRF, 4A/OP included, are listed in Table 2. These models and the radiative forcing evaluation results are presented in Pincus et al. (2020).

RFMIP provides a sample of 100 atmospheric situations from reanalysis of present-day conditions containing profiles of pressure, temperature, greenhouse gas concentration and surface properties. When averaged using the provided weights, the fluxes estimated from individual profiles can be used to estimate the time-averaged global-mean fluxes with very small sampling errors (relative to disagreements between models). Along with the 100 present-day atmospheric situations, 17 perturbations around the present-day are also provided leading to a total sample size of 1800 atmospheric situations (perturbations are listed in appendix A). All six benchmark models have provided longwave integrated upwelling and downwelling flux profiles for the whole set of atmospheric profiles.

[3]RFMIP website: https://rfmip.leeds.ac.uk/

Table 2. List of the six benchmark models that have contributed to RFMIP-IRF and that are compared in this study.

Model Name	Institution	Type of model	References
4AOP-v1-5	IPSL	line-by-line	Cheruy et al. (1995), Scott and Chedin (1981)
ARTS-2-3	UHH	line-by-line	Buehler et al. (2018)
GFDL-GRTCODE	NOAA-GFDL	line-by-line	
GFDL-RFM-DISORT	NOAA-GFDL	line-by-line	Dudhia (2017)
HadGEM3-GC31-LL	MOHC NERC	narrow-band	Edwards and Slingo (1996), Walters et al. (2019)
LBLRTM-12-8	AER	line-by-line	Clough et al. (2005)

IPSL: Institut Pierre Simon Laplace ; UHH: Universitat Hamburg ; NOAA-GFDL: National Oceanic and Atmospheric Administration, Geophysical Fluid Dynamics Laboratory ; MOHC: Met Office Hadley Centre ; NERC: Natural Environment Research Council ; AER: Research and Climate Group, Atmospheric and Environmental Research

Participating models have usually provided several sets of spectrally integrated longwave flux profiles, for slightly different sets of greenhouse gases, called forcing variants as described in Meinshausen et al. (2017). For the first forcing variant (denoted f1), models are free to use any subset of the 43 greenhouse gases specified in Meinshausen et al. (2017). For forcing variant f1, 4A/OP take into account 16 gases out of the 43 gases included into the RFMIP database[4]. Both second and third forcing variant (respectively denoted f2 and f3) use CO_2, CH_4 and N_2O. In addition to those three gases, forcing variant f2 also uses CFC-12 concentration and a modified concentration of CFC-11 to account for all omitted gases whereas forcing variant f3 uses modified concentrations of CFC-11 and HFC-134a to represent all omitted gases.

Some participating models have also provided several sets of results based on slightly different model configurations, called physics variants. As described in Pincus et al. (2020), the model ARTS 2.3 only includes CO_2 line-mixing for physics variant p2 and not for physics variant p1. The model HadGEM3-GC3.1 physics variant p1 uses a lower spectral resolution than physics variant p2 that corresponds to the high resolution configuration. The physics variant p3 is the high resolution configuration with MT_CKD 3.2 treatment of the water vapor continuum instead of CAVIAR continuum.

Using RFMIP database, we have evaluated the downwelling and upwelling fluxes computed with 4A-Flux module of 4A/OP model against calculations of other participating radiative transfer models. To perform this comparison, we have averaged downwelling and upwelling fluxes for the 1800 atmospheric situations, using the provided weights to average the 100 atmospheric situations and uniformly averaging the 18 perturbations. For any given couple of model and physics variant, we have also averaged the downwelling and upwelling fluxes for every provided forcing variants. Forcing variants are averaged for a clarity purpose as for every model, variability between forcing variants is smaller than the variability between models and physics variants (not shown here). For HadGEM3-GC3.1, we have not retained the physics variant p1 for the comparison as it uses a lower spectral resolution and thus would not usefully serve as a reference. Figure 2 shows the distance $\Delta F_i^{\uparrow\downarrow}(p)$ from the mean downwelling and upwelling flux profiles of each model i to the mean of all profiles for the eight retained model/physics

[4]The gases that have been taken into account in 4A/OP simulation for forcing variant f1 are H_2O, O_3, CO_2, CH_4, N_2O, CO, O_2, N_2, CH_3Cl, SF_6, CFC-11, CFC-12, CCl_4, CFC-113, HCFC-22 and HFC-134a.

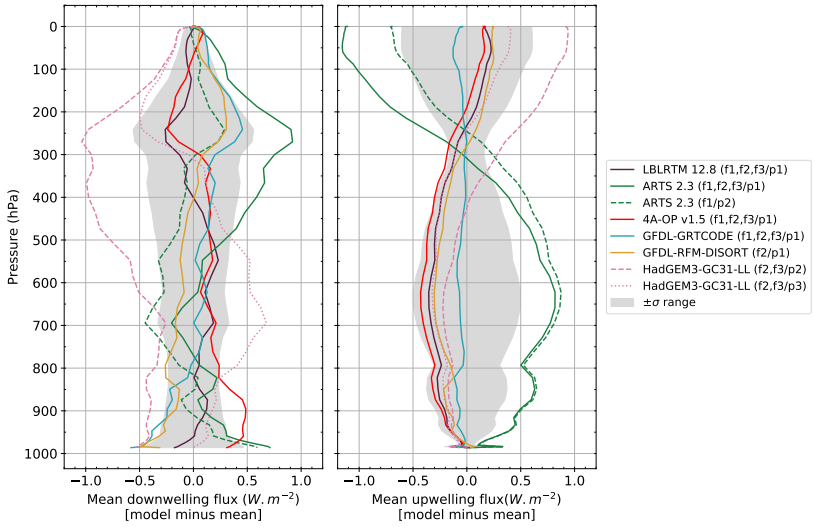


Figure 2. Comparison of net flux profiles between line-by-line models participating to RFMIP-IRF. The left (resp. right) panel shows the distance to the mean of the mean downwelling (resp. upwelling) flux profiles for every couple of model and physics variant. The averaging is first performed on the 100 atmospheric profiles using provided weights and then on the 18 perturbation (uniformly weighted). Finally, for every couple of model and physics variant, all available forcing variants are averaged. The ± 1 standard deviation range ($\pm\sigma$) is represented by the gray shaded area.

variant couples. This distance is computed as

$$\Delta F_i^{\uparrow\downarrow}(p) = F_i^{\uparrow\downarrow}(p) - \frac{1}{8}\sum_i F_i^{\uparrow\downarrow}(p). \tag{18}$$

The ± 1 standard deviation range between models is also displayed in Figure 2 (gray shaded area). We first notice the strong agreement between all compared models. The standard deviation between models is smaller than 0.61 $\mathrm{W.m^{-2}}$ for the downwelling flux and 0.75 $\mathrm{W.m^{-2}}$ for the upwelling flux. 4A/OP model outputs are included in the ± 1 standard deviation range almost at every level with the exceptions of the $993 - 976$ hPa pressure range for the downwelling flux and of the $300 - 401$ hPa pressure range for the upwelling flux where they nonetheless stay close to the ± 1 standard deviation range. The extremum difference for 4A/OP model ranges from -0.24 to 0.49 $\mathrm{W.m^{-2}}$ for the downwelling flux profile and from -0.43 to 0.20 $\mathrm{W.m^{-2}}$ for the upwelling flux profile.

The OLR estimations are compared using the same averaging methodology. However, we have not averaged forcing variants to give more detailed results. The statistics for all models are calculated by first averaging forcing variants for every [model, physics variant] couples, and then we average these couples together. Table 3 presents these statistics (model minus 4A/OP). The mean difference between 4A/OP and other models is -0.148 $\mathrm{W.m^{-2}}$ and the mean standard deviation is 0.218 $\mathrm{W.m^{-2}}$. This shows a very good agreement between 4A/OP and other models. Note that 4A/OP simulates OLR that are very close

Table 3. Means and standard deviations of OLR differences (model minus 4A/OP) in $\mathrm{W.m^{-2}}$.

Model Name	Physics variant	Forcing variant	Difference mean	Difference standard deviation
LBLRTM 12.8	p1	f1	-0.019	0.206
LBLRTM 12.8	p1	f2	0.047	0.083
LBLRTM 12.8	p1	f3	0.007	0.098
ARTS 2.3	p1	f1	-1.328	0.478
ARTS 2.3	p1	f2	-1.214	0.423
ARTS 2.3	p1	f3	-1.242	0.432
ARTS 2.3	p2	f1	-0.888	0.412
GFDL-GRTCODE	p1	f1	-0.246	0.243
GFDL-GRTCODE	p1	f2	-0.167	0.176
GFDL-GRTCODE	p1	f3	-0.196	0.179
GFDL-RFM-DISORT	p1	f2	0.118	0.167
HadGEM3-GC31-LL	p2	f2	0.799	0.266
HadGEM3-GC31-LL	p2	f3	0.770	0.265
HadGEM3-GC31-LL	p3	f2	0.266	0.217
HadGEM3-GC31-LL	p3	f3	0.237	0.218
Mean all models			-0.148	0.218

to the LBLRTM simulations especially for forcing index f2 and f3 where the exact same gas list has been simulated. In the forcing index f3, the mean difference between 4A/OP and LBLRTM is 0.007 $\mathrm{W.m^{-2}}$ with a difference standard deviation of no more than 0.098 $\mathrm{W.m^{-2}}$. The difference to all models is always smaller than 1 $\mathrm{W.m^{-2}}$ except for ARTS physics index p1 that does not include $\mathrm{CO_2}$ line-mixing. The greater observed difference in standard deviation noticeable for forcing variant f1 compared to f2 and f3 variants is due to the gases that are not yet implemented in 4A/OP and thus not simulated in f1 whereas all gases of f2 and f3 are identical between models. This is further explained in appendix A where experiments, forcing and physics variants are compared without any averaging.

The results of this comparison show a very good agreement of 4A/OP with the five other participating models. The 4A/OP simulation yields very close results to LBLRTM especially for the longwave upwelling flux and the OLR. This good agreement while the two models differ completely both in numerical methods and in the spectroscopic databases used (GEISA for 4A/OP, HITRAN for LBLRTM) are important factors in the confidence that we can have in their results. Furthermore, these deviations between models are well below the sensitivities to typical perturbations of surface and atmospheric parameters that we will describe next.

12

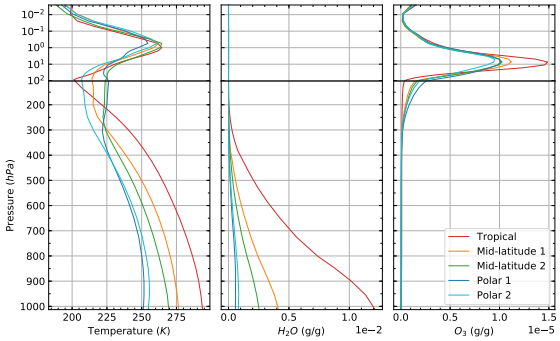


Figure 3. Average atmospheric profiles of temperature (left), water vapor concentration (center) and ozone concentration (right) of the mean atmosphere of each of the five classes of TIGR. The concentrations are given in grams of gas per gram of dry air. The upper panels present the profiles on a logarithmic pressure scale and the lower panels present them on a linear pressure scale.

4 Sensitivity of Radiative Fluxes and Vertical Heating Rate to Temperature and Composition

In this section, we present a first application of the 4A-Flux module newly implemented in the radiative transfer code 4A/OP. Following Clough and Iacono (1995), we perform a sensitivity study of the OLR and the vertical heating rate to various atmospheric and surface parameters. This sensitivity is based on the Thermodynamic Initial Guess Retrieval (TIGR) atmospheric database that is developed at the *Laboratoire de Météorologie Dynamique*. We will first present the TIGR database and then describe the sensitivity study that we have performed on the OLR and on the longwave vertical heating rate.

4.1 TIGR atmospheric database

The Thermodynamic Initial Guess Retrieval (TIGR) atmospheric database is a climatological library containing 2311 atmospheric situations that have been carefully selected by statistical methods from radiosonde reports (Chédin et al., 1985; Achard, 1991; Chevallier et al., 1998). The atmospheric samples are described by their vertical profiles of temperature, water vapor and ozone concentration on a pressure grid of 43 levels. The pressure levels range from the surface at $1013\ \mathrm{hPa}$ up to $0.0026\ \mathrm{hPa}$ and the density of points along the vertical increases while pressure decreases to correctly account for the upper atmospheric layers. The 2311 atmospheres are classified into five airmass types. The *Tropical* class contains situations in the tropics, the *Midlat 1* class contains mid-latitude situations, the *Midlat 2* class contains cold mid-latitude and summer polar situations, the *Polar 1* class contains Northern Hemisphere very cold polar situations, the *Polar 2* class contains both hemispheres winter polar situations. This classification has been performed by a hierarchical ascending classification depending on their virtual temperature profiles (Achard, 1991; Chédin et al., 1994).

Figure 4 represents the mean profiles of temperature, water vapor and ozone concentration computed on each of the five classes of TIGR database. OLR calculated by 4A-Flux using these five averaged atmospheres are represented in Figure 3. Except for temperature, water vapor and ozone, other simulated variable are identical for all five atmospheres. Table 4 presents

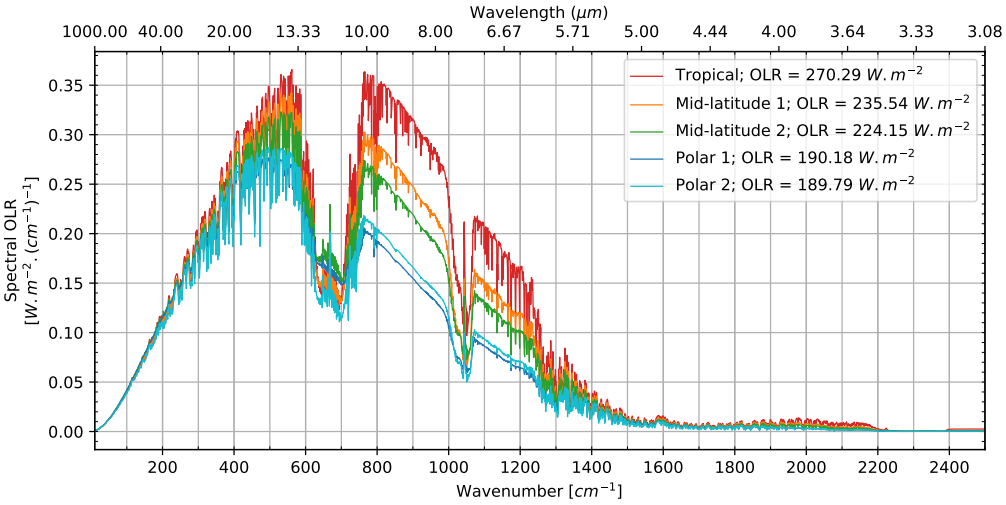


Figure 4. Spectral OLR at a resolution of 1 cm^{-1} computed for the mean atmosphere of each of the five classes of TIGR. Spectrally integrated OLR on the $10 - 2500\ \mathrm{cm}^{-1}$ range are displayed in the legend.

the concentration of Well-Mixed GreenHouse Gases (WMGHGs) considered as a reference for our simulations. For all the simulations we perform here, the surface spectral diffuse emittance is set at a constant value of 0.98 on the entire longwave spectrum. For more concision, the averaged atmospheres of the five classes will be called by the name of their class (e.g. *Tropical atmosphere* or *Tropical situation* instead of *mean atmosphere of the Tropical class*).

The Tropical temperature at the surface and in the troposphere is significantly higher than all other classes, especially both Polar situations that exhibits lower temperatures. Higher temperatures lead to a higher OLR especially noticeable in the atmospheric IR window. This difference is lower where the absorption is important such as on the carbon dioxide ν_2 absorption band. At the tropopause, the temperature profile of the Tropical situation is the lowest. Above the tropopause, the temperature profiles are closer together.

Mainly present in the troposphere, water vapor is 15 times more concentrated at the surface of the Tropical atmosphere than at the surface of both Polar atmospheres. The Tropical atmosphere has the highest water vapor content compared to all other classes especially compared to the dry atmospheres of the Polar classes. Consequently, we observe less impact of the water vapor absorption on the OLR spectra of the drier atmospheres.

In all atmospheres, ozone concentration is high the stratosphere and in the mesosphere and relatively low in the troposphere. However, it is less spread and peaks higher in the Tropical class compared to other classes. Thus, the OLR of the mean tropical atmosphere is more impacted on the ozone absorption band than all other classes.

As they represent very different and opposite situations, we will only focus next on two specific classes: the hot and humid Tropical class and the cold and dry Polar 2 class. We will now present the results of a sensitivity study of the OLR and

Table 4. Concentration of WMGHG and minor gases used for the simulation. The concentrations of all these gases are assumed vertically constant.

Gas	Concentration [g.g^{-1} of dry air]	Concentration [ppmv]
CO_2	6.00e-04	3.95e+02
CH_4	1.03e-06	1.86e+00
N_2O	4.92e-07	3.24e-01
CO	9.70e-08	1.00e-01
O_2	2.31e-01	2.09e+05
N_2	7.55e-01	7.81e+05
CH_3Cl	1.21e-09	7.01e-04
SF_6	2.81e-11	5.57e-06
CFC11	1.28e-09	2.69e-04
CFC12	2.11e-09	5.05e-04
CCl_4	7.02e-10	1.32e-04
CFC113	4.02e-10	6.21e-05
HCFC22	6.85e-10	2.30e-04
HFC134a	1.48e-09	4.21e-04

longwave heating rate profile to several perturbations of surface and atmospheric parameters using TIGR Tropical and Polar 2 atmospheric situations as input of 4A/OP model.

4.2 OLR sensitivity

Here we seek to quantify the effects of perturbations applied to atmospheric and surface parameters on the OLR spectrum and on the spectrally integrated OLR. To perform this analysis, we have calculated the OLR differences between a reference atmosphere and a modified atmosphere affected by a series of perturbations. The reference atmospheres used here are computed with the TIGR mean Tropical and mean Polar 2 atmospheric situations that are presented in sect. 4.1. We first present the reference OLR spectra in both Tropical and Polar 2 situations, and then we present the effects of several thermodynamic and composition perturbations. We will describe the effects of an increase of surface temperature of 1 K above the reference and of a vertically uniform increase of the atmospheric temperature of 1 K. And, we will analyze the effects a doubling of the concentrations of the three main WMGHG : carbon dioxide, methane and nitrous oxide. Each perturbation is studied independently of one another and are applied uniformly on the vertical profile. And then, we will examine the effects of a $+1\%$ vertically uniform increase of water vapor concentration and of ozone concentration.

Figure 5 presents the OLR spectra at resolution 1 cm^{-1} simulated by 4A-Flux module in the Tropical situation on the panel (a), and in the Polar 2 situation on the panel (b). Figure 5 also shows the effects of studied perturbations on OLR as a function of

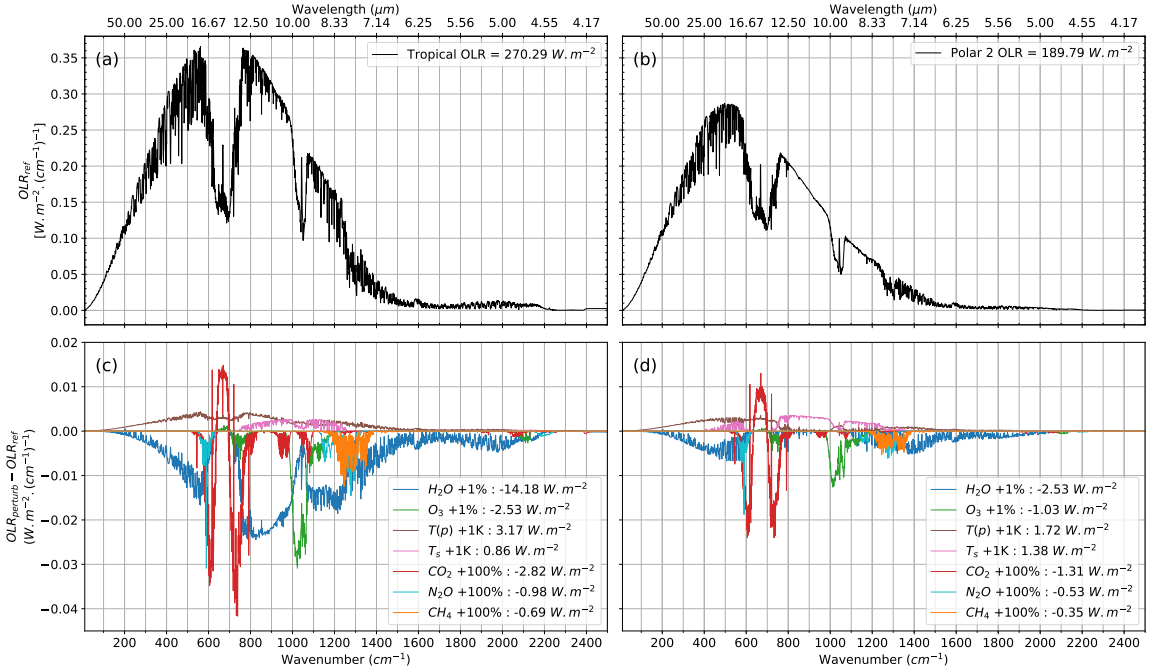


Figure 5. Spectral OLR at a spectral resolution of 1 cm^{-1} computed for the TIGR mean Tropical atmosphere (a) and TIGR mean Polar 2 atmosphere (b). Corresponding OLR values spectrally integrated between 10 and 2500 cm^{-1} are provided on the legends. Spectral OLR sensitivity to temperature and composition change for the TIGR mean Tropical (c) and mean Polar 2 (d) atmospheres. Results are expressed as $[OLR_{\mathrm{perturb.}} - OLR_{\mathrm{ref.}}]$ as a function of the wavenumber. The spectrally integrated sensitivities are specified on the legends and in Table 5.

the wavenumber in the Tropical situation on the panel (c), and in the Polar 2 situation on the panel (d) and Table 5 summarizes the spectrally integrated OLR variation caused by these perturbations.

The Tropical OLR spectrum and longwave integrated OLR (panel (a)) are greater than the Polar 2 OLR spectrum (panel (b)). This is mainly due to the substantially higher surface and atmospheric temperatures of the Tropical situation compared to the Polar 2 situation (almost 40 K difference between the surface temperatures). The well-known signatures of the main longwave active gases are also clearly visible on the Figure 5: Carbon dioxide ($580-750$ cm^{-1}, $2200-2400$ cm^{-1}), ozone ($980-1080$ cm^{-1}), water vapor (especially far infrared and large band around 1600 cm^{-1}), methane and nitrous oxide ($1250-1350$ cm^{-1}).

According to Eq. 12, the increase of the surface temperature is expected to lead to an increase of the surface Planck emission for all wavenumber at the BOA. At the TOA, the OLR is expected to increase only in the atmospheric IR window. This is well verified here on panels (c) and (d) (pink curve). The Tropical atmosphere being optically thicker (higher humidity), the OLR sensitivity is spectrally confined to the infrared atmospheric window compared to the Polar 2 atmosphere. Because the

Table 5. Spectrally integrated OLR sensitivity to the variations of thermodynamic and composition variables.

Variable	Perturbation	OLR Sensitivity Tropical	OLR Sensitivity Polar 2
Temperature profile	$+1$ K	3.17 W.m^{-2}	1.72 W.m^{-2}
Surface temperature	$+1$ K	0.86 W.m^{-2}	1.38 W.m^{-2}
Water vapor concentration	$+1$ %	-14.18 W.m^{-2}	-2.53 W.m^{-2}
Ozone concentration	$+1$ %	-2.53 W.m^{-2}	-1.03 W.m^{-2}
Carbon dioxide concentration	$+100$ % (790 ppmv)	-2.82 W.m^{-2}	-0.31 W.m^{-2}
Nitrous oxide concentration	$+100$ % (648 ppbv)	-0.98 W.m^{-2}	-0.53 W.m^{-2}
Methane concentration	$+100$ % (3720 ppbv)	-0.69 W.m^{-2}	-0.35 W.m^{-2}

atmospheric window spectral range is relatively free from absorbers other than water vapor, a lower concentration of water vapor leads to a higher OLR sensitivity to the surface temperature in this spectral range.

The vertically uniform increase of the atmospheric temperature profile is expected to lead to an increase of the Planck emission of every layer of the atmosphere (Eq. 11), leading to an increase of the OLR on bands where there is gas absorption (assuming the absorption lines of the gases are marginally impacted by the temperature perturbation). This is also verified in Figure 5. In the Tropical case, the increase extends on the whole longwave spectrum. However, for the dry Polar 2 atmosphere, there is very low absorption/emission on the infrared window.

The increase of the WMGHG concentration leads to a decrease of the surface contribution to the OLR (Eq. 12) as the total surface-to-space optical depth increases. For the contribution of the atmospheric layers to the OLR however (Eq. 11), there is a competition between the increase of the thermal emission of atmospheric layers (increasing the OLR) and the increase of absorption by gases (decreasing the OLR). The ν_2 absorption band of CO_2 shows a remarkable pattern. The increase of CO_2 causes an OLR decrease in the band wings, where the absorption dominates, however it causes an OLR increase in the band center, where the emission dominates. Integrated over the entire longwave, the absorption dominates causing an OLR decrease on the longwave. The sensitivity of N_2O ($550-640$ cm^{-1}, $1140-1320$ cm^{-1}) is dominated by the absorption, and we don't observe any local increase of OLR. The CH_4 sensitivity ($1200-1370$ cm^{-1}) is also dominated by the absorption.

Unlike for the WMGHG, water vapor absorbs on the entire longwave region. The sensitivity to water vapor concentration is especially important in the Tropical situation, and less important in the drier Polar 2 situation. In the Tropical case, the OLR decreases almost everywhere on the longwave spectrum, except where the ν_2 carbon dioxide band dominates the absorption. In the Polar 2 case, the sensitivity to water vapor almost completely disappear in the atmospheric window. A reduction in water vapor sensitivity is also notable on spectral bands where other gases absorb and compete water vapor absorption (O_3 on $1000-1080$ cm^{-1} and both CH_4 and N_2O on $1250-1350$ cm^{-1}). Water vapor being more concentrated in the lower troposphere, the WMGHG play a relatively greater part at the TOA.

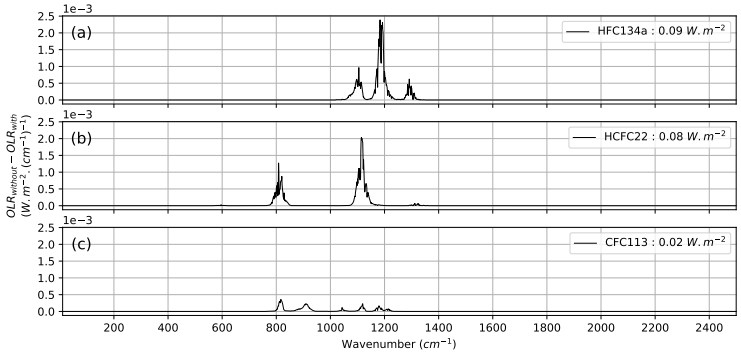


Figure 6. Spectral OLR variation due to a complete removal of atmospheric HFC134a (a), HCFC22 (b) and CFC113 (c), calculated on TIGR mean Tropical atmosphere. The total longwave OLR variations are reported on the legends. Note that the y-axis ranges from 0 to $2.5 \cdot 10^{-3}$ $\mathrm{W.m^{-2}.(cm^{-1})^{-1}}$

An increase in ozone concentration leads to an OLR reduction ($600 - 800\ \mathrm{cm^{-1}}$, $980 - 1080\ \mathrm{cm^{-1}}$). Ozone being more concentrated in the stratosphere around 100 hPa, an increase of its concentration leads to a decrease of the surface and the tropospheric and lower stratospheric contributions to the OLR. The increase of the emission to space is also present but remain small as it can be seen in the $600 - 700\ \mathrm{cm^{-1}}$ range where there is a local increase of the spectral OLR.

Figure 6 shows the OLR sensitivity to three anthropogenic trace gases : HFC134a, HCFC22 and CFC113. Even if their individual contributions to the total OLR are small, these three gases together represent $0.19\ \mathrm{W.m^{-2}}$ for the tropical atmosphere which is approximately the standard deviation between 4A/OP and other RFMIP benchmark models. However, as demonstrated and discussed by Pincus et al. (2020), the standard deviation between the six RFMIP benchmark models in terms of radiative forcing is less than $0.025\ \mathrm{W.m^{-2}}$ — way below the standard deviation obtained on fluxes because of the cancellations when computing the radiative forcing as a difference of hemispheric fluxes (Pincus et al., 2020; Mlynczak et al., 2016). Accounting for more minor gases in line-by-line radiative transfer models could also improve our understanding of model intercomparison discrepancies.

These applications show that 4A-Flux module of 4A/OP can be used to study OLR sensitivity to thermodynamic variables and composition of the atmosphere. Thanks to its very fine spectral resolution (down to $5 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{cm^{-1}}$), 4A/OP can help evaluate the subtle impacts of minor longwave active gases such as HFC134a, HCFC22 and CFC113.

4.3 Vertical heating rate sensitivity

In this section, we focus on the sensitivity of the vertical heating rate profile caused by a vertically uniform increase of 1% of water vapor concentration and caused by a doubling in carbon dioxide concentration using the TIGR mean Tropical atmospheric situation and the TIGR Polar 2 atmospheric situation as reference atmospheres. First, we describe the longwave

heating rate vertical and spectral distribution for the two reference atmospheric situations, and then we analyze the sensitivities that are calculated as the difference between the perturbed atmospheric state and the reference state: $H_{\mathrm{perturb.}}(p) - H_{\mathrm{ref.}}(p)$.

Figure 7 present the vertical heating rate as computed by 4A-Flux for the Tropical (panels (a1) to (c1)) and Polar 2 (panels (d1) to (f1)) atmospheric situations. The panels (a1) and (d1) show the vertical heating rate spectrum as a function of the wavenumber (horizontal axis) and the pressure level (vertical axis). The panels (b1) and (e1) show the heating rate profile spectrally integrated between 10 and $2500\ \mathrm{cm}^{-1}$. On the panel (c1) and (f1), the range of the x-axis has been modified to focus on the tropospheric variations. On all panels, the vertical representation has been divided into two separate pressure scales. The lower sub-panels, where the pressure scale is linear, highlight the tropospheric heating rate and the upper sub-panels, where the pressure scale is logarithmic, give a better insight into the heating rate above the tropopause. The color scale has been chosen to emphasize the main radiative signature of the different gases at multiple scales. Cool colors represent a net cooling while warm colors represent a net heating, except magenta which represents extreme cooling values.

Tropical and Polar 2 longwave integrated heating rate profiles show similarities (panels (b1), (c1), (e1) and (f1) in Figure 7). The heating rate profiles are negative almost everywhere on the vertical and show a characteristic shape. In both cases, we notice that the profiles are almost constant in the troposphere before increasing around a certain pressure level, referred to as the *kink*, that is recognized to be associated to several atmospheric processes (Jeevanjee and Fueglistaler, 2020; Hartmann and Larson, 2002). Above the kink, the heating rate increases and reaches its maximum value around $100\ \mathrm{hPa}$ where the heating rate is close to $0\ \mathrm{K.day}^{-1}$. Above $100\ \mathrm{hPa}$, the heating rate profile decreases again until $1\ \mathrm{hPa}$, then increases until $0.1\ \mathrm{hPa}$ to finally decrease at the TOA. We also notice differences of heating rate profiles between the two atmospheric situation. First, the values of the heating rate until the kink are not the same (around $-2\ \mathrm{K.day}^{-1}$ in the Tropical case, and $-1\ \mathrm{K.day}^{-1}$ in the Polar 2 case). Second, the kink occurs around $250\ \mathrm{hPa}$ in the Tropical atmosphere and around the $400\ \mathrm{hPa}$ in the Polar 2 atmosphere, which approximately corroborates the $T_{kink} = 220\ \mathrm{K}$ specified in Jeevanjee and Fueglistaler (2020). Above the kink, we notice a greater slope in the Tropical atmosphere than in the Polar 2 atmosphere.

The characteristic variations of the heating rate profile previously described can be further analyzed using the spectral and vertical distribution of absorption by longwave active gases. The representation on panel (a1) and (d1) of Figure 7 give insight into these distributions. In both atmospheric situations, the spectra of heating rate profile display similarities. We observe the signatures of the greenhouse gases accounted in the model. The water vapor effects dominates the Earth longwave cooling as it absorbs on a wide portion of the longwave spectrum. This is primarily due to the strong absorption of the pure rotational band peaking in the $100 - 200\ \mathrm{cm}^{-1}$ range but extending from $10 - 1000\ \mathrm{cm}^{-1}$ range in the Tropical case. The water vapor effects are also caused by the relatively lower absorption by the rotational-vibrational band centered on $1600\ \mathrm{cm}^{-1}$, and by the continuum of absorption. The radiative cooling induced by the ν_2 absorption band of carbon dioxide is dominant in the $580 - 750\ \mathrm{cm}^{-1}$ range. Due to the very high absorption of carbon dioxide in the band center, most of the radiative cooling occurs in the stratosphere. The cooling is very small under the tropopause temperature inversion, where a net heating occurs. Above this tropopause heating, an intense cooling occurs in the stratosphere and mesosphere until the TOA. On the band wings of the carbon dioxide ν_2 absorption band, we observe a net cooling on the whole profile except at the tropopause in the Tropical case where we observe a net heating. We observe the effects of the ozone absorption in its main absorption region,

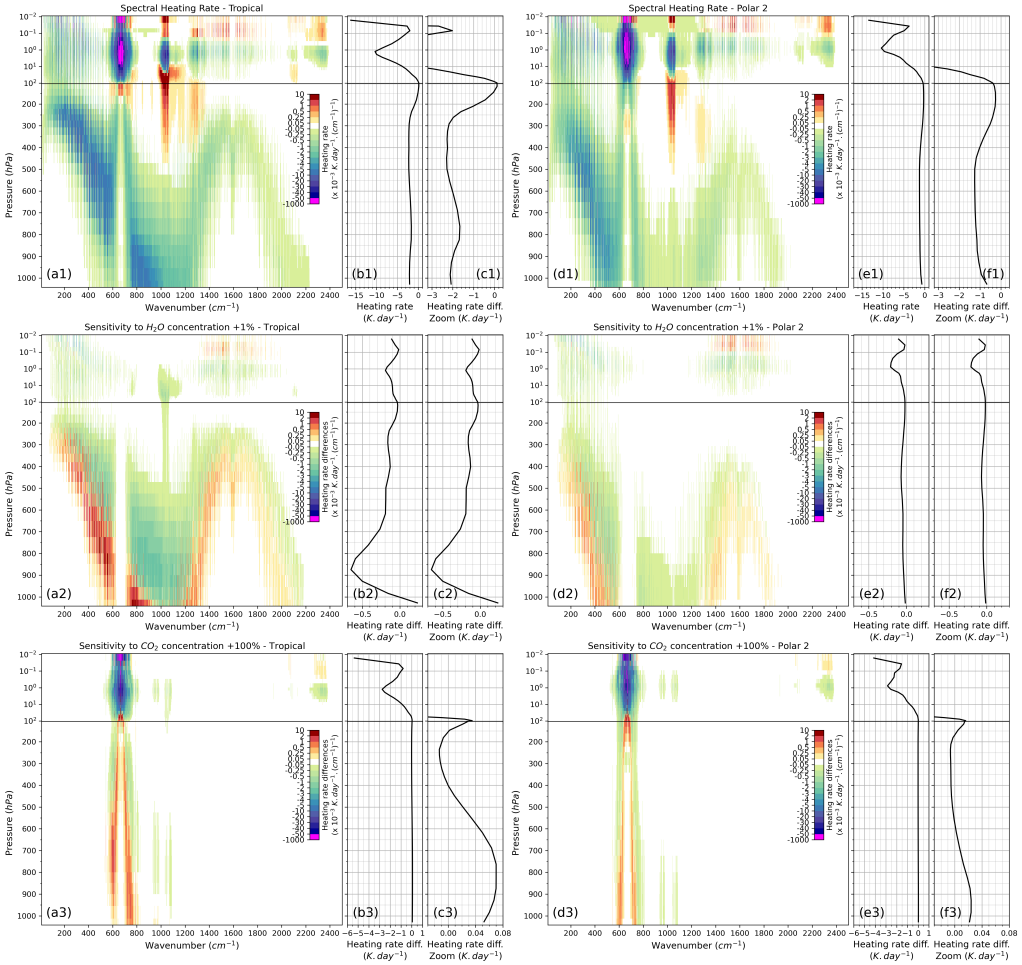


Figure 7. Top row: Vertical heating rate computed by 4A-Flux using TIGR mean Tropical (resp. Polar 2) atmospheric situation on the left (resp. right) panels. Panels (a1) and (d1) present the spectral heating rate profile as a function of the wavenumber and the pressure level. Heating rate profile integrated on the $10 - 2500$ cm^{-1} spectral range is represented on panels (b1) and (e1) and a focus on the tropospheric variations is displayed on panel (c1) and (f1). Middle row: Vertical heating rate sensitivity to a 1% increase of H_2O concentration. Panels (a2) and (d2) present the spectral heating rate sensitivity profiles $[H_{\mathrm{perturb.}}(p) - H_{\mathrm{ref.}}(p)]$ as a function of the wavenumber (horizontal axis) and the pressure level (vertical axis). Heating rate sensitivity profile integrated on the $10 - 2500$ cm^{-1} spectral range are represented on panel (b2) and (e2) and a focus on the tropospheric variations is displayed on panels (c2) and (f2). Bottom row : analog to middle row for a doubling of CO_2 concentration (instead of H_2O).

in the $980 - 1080\ \mathrm{cm}^{-1}$ range. A strong heating occurs in the upper troposphere, tropopause, lower stratosphere and high in the mesosphere and an intense cooling in the upper stratosphere and stratopause. The same pattern, with a lower amplitude, appears in the $1250 - 1350\ \mathrm{cm}^{-1}$ range where methane and nitrous oxide absorb. The main differences of heating rate profile spectrum between the Tropical and the Polar 2 atmospheres is the amplitude of cooling and the pressure range at which the cooling occurs. In the troposphere of the Tropical atmosphere, the cooling is more intense due to the association of a steeper temperature gradient and a higher water vapor concentration. We also notice that, due to the more vertically spread ozone concentration profile in the Polar 2 atmosphere compared to the Tropical atmosphere, the ozone cooling pressure range is wider.

The vertical heating rate sensitivity to a 1% increase of water vapor concentration are presented in Figure 7 with panels (a2), (b2) and (c2) for the Tropical atmosphere, and panels (d2), (e2) and (f2) for the Polar 2 atmosphere. For the Tropical atmosphere, the spectrally integrated heating rate sensitivity profile shows a decrease of the heating rate at almost every level except for the first levels near the surface. The decrease is especially important in the $800 - 950\ \mathrm{hPa}$ range. The panel (a2) informs us about the spectral distribution of this decrease. On both the pure rotational and rotational-vibrational transition bands, where water vapor absorption is important, we observe a heating rate increase at the level of minimum heating rate (maximum cooling rate) and a heating rate decrease of the same magnitude above the level of minimum heating rate. This behavior corresponds to an elevation of the altitude of the minimum heating rate. The decrease of heating rate in the ozone absorption band ($980 - 1080\ \mathrm{cm}^{-1}$ range) in the upper troposphere and the stratosphere illustrates the competition between water vapor absorption and ozone absorption in this region of the longwave spectrum. Compared to the Tropical atmosphere, the impact of a 1% increase of water vapor concentration on the relatively dry Polar 2 atmosphere is less important. As represented in the panels (e2) and (f2) of Figure 7, the vertical heating rate sensitivity is negative for all levels. In the troposphere, the decrease is limited to $-0.07\ \mathrm{K.day}^{-1}$. A noticeable decrease reaching $-0.2\ \mathrm{K.day}^{-1}$ is present in the upper atmosphere with the same amplitude as on the Tropical atmosphere. Visible on the panel (d2), this decrease is caused by the combination of both contribution of the pure rotational and rotational-vibrational transition bands of water vapor adding up at levels between 0.1 and $1\ \mathrm{hPa}$ while they compensate at higher levels. Here, we also notice the elevation of the altitude of the minimum heating rate in the troposphere.

Panels (a3) to (f3) of Figure 7 present the vertical heating rate sensitivity to a doubling in carbon dioxide concentration. As it can be seen on the panel (b3) and (e3), the heating rate profile is slightly affected in the troposphere and highly affected in the stratosphere. In the Tropical case, we notice a small increase of the heating rate in the lower troposphere until $400\ \mathrm{hPa}$. Above this level, the heating rate stays constant until the tropopause. In the Polar 2 atmosphere, we observe the same tropospheric effect with a diminished amplitude. The heating rate profile stops increasing at $400\ \mathrm{hPa}$. In the stratosphere and above, Tropical and Polar 2 atmospheres show a similar sensitivity to the doubling of CO_2 concentration. In this pressure range, we observe an important decrease of the heating rate. At the TOA, the cooling to space is more intense in the Tropical atmosphere than in the polar atmosphere.

The analysis of the sensitivity spectrum shows that the main impact of the doubling of CO_2 concentration on the heating rate is located in the ν_2 absorption band. In band wings, we notice an increase of the heating rate in the lower troposphere and

a small decrease in the upper troposphere, followed by an important heating rate decrease in the stratosphere and above. In the band core however, no change occurs under the tropopause. We notice a small increase in the lower stratosphere followed by a very high decrease in the upper stratosphere. In both atmospheres, we notice a small sensitivity in the stratosphere and mesosphere in the $2200 - 2400\ \mathrm{cm}^{-1}$ range.

5 Conclusions

Taking advantage of its pre-calculated optical depth look-up table, the fast and accurate radiative transfer model 4A/OP calculates the radiance spectra for a user defined layered atmospheric model. In an effort to enhance the capabilities offered by 4A/OP, we have developed a module called 4A-Flux that computes the hemispheric radiative flux profiles, the net flux profile and the heating rate profile in clear-sky conditions under the assumption of local thermodynamic equilibrium, plane-parallel atmosphere and specular reflection on the surface. When the only required output is the OLR, it is possible to set an option that substantially decreases computation time. The angular integration is performed using the exponential integral functions E_n. The linear variation of the sublayer Planck function to the optical depth has been implemented to better represent the emission of layers with a high optical depth.

With its 4A-Flux module, 4A/OP has contributed to RFMIP-IRF, providing the hemispheric radiative flux profiles. The hemispheric radiative flux profiles and OLR calculated by 4A/OP have been compared to the outputs of other contributing state-of-the-art radiative transfer models showing a good agreement between 4A/OP and the other models in terms of hemispheric flux profiles, the difference to the mean of all models being always lower than $0.49\ \mathrm{W.m}^{-2}$ and almost always included in the standard deviation of all models. In terms of OLR, the mean difference between 4A/OP and other models is $-0.148\ \mathrm{W.m}^{-2}$ and the mean standard deviation is $0.218\ \mathrm{W.m}^{-2}$, also showing a good agreement between 4A/OP and other models. We have also shown that 4A/OP outputs are especially close to LBLRTM.

Using 4A/OP models with 4A-Flux module, we have computed the sensitivities of the OLR and vertical heating rate to several perturbations of atmospheric and surface parameters. Our study confirms the typical OLR sensitivities to thermodynamic and composition variables. We have also seen that the increase of the water vapor concentration leads to an elevation of the altitude of the minimum monochromatic heating rate. The spectral resolution of $5 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{cm}^{-1}$ offered by 4A/OP allows very fine spectral sensitivity studies such as the effects of minor trace gases (e.g. HFC134a, HCFC22 and CFC113) on the OLR and vertical heating rate.

The development the 4A-Flux module and its implementation into 4A/OP radiative transfer code offers multiple possibilities of studies on the clear-sky radiative fluxes and vertical heating rate at a very high spectral resolution and on any arbitrary atmospheric and surface description. It has already contributed to the RFMIP-IRF — along with several other reference radiative transfer models — to serve as benchmark models to characterize the accuracy of the parameterization of the IRF used in climate models. The very good agreement among these reference models while they differ in numerical methods, coding and spectroscopic databases are important factors in the confidence that we can have in their results. To go further and improve our understanding of the remaining discrepancies between them, we plan to compare 4A/OP outputs using either the GEISA or the

HITRAN spectroscopic databases and thus be able to identify the differences in results and discriminate between those that are due to the spectroscopic properties of gases and those that are due to the radiative transfer modelling.

Appendix A: Complementary information on the evaluation of 4A-Flux over the RFMIP database

This appendix presents further information on the differences between 4A-Flux and the other benchmark models of RFMIP-IRF. Table A1 lists the 18 experiments used in RFMIP, more detailed information is provided in the protocol paper of RFMIP (Pincus et al., 2016). Figure A1 presents the detailed comparison of global-mean OLR (weighted average of the 100 atmospheric situations) between 4A/OP and the five other benchmark models of RFMIP-IRF. Here, experiments, forcing variants and physics variants are not averaged allowing a thorough comparison. Conditional errors that can possibly be hidden in the averaging process are here clearly visible. The results displayed in Table 3 are simply the averaged values over the experiment indices presented in this figure.

As discussed in the main discussion, 4A/OP model is especially close the results of LBLRTM for the three forcing indices. We notice here that in terms of OLR, the three models GFDL-GRTCODE, LBLRTM and 4A/OP are close together. The distance between 4A/OP OLR is higher for the forcing variant f1 and experiments 4 and 17 that correspond to "future" gas concentrations. The OLR computed with 4A/OP is significantly higher due to the limited gas list that has been accounted for in the simulation (16 out of the 43 specified in RFMIP database). These minor gases have small impact on the pre-industrial and present day radiative forcing but plays a greater part in the future radiative forcing. The concentration of some of these gases increase by orders of magnitude in the "future" scenario compared to the present day situation. The difference completely disappears for forcing variants f2 and f3 where the same ensemble of gases has been considered for all models. Gases that are neglected in the present day forcing can play an important part of the "future" forcing as their concentrations increase and thus should be accounted for in such cases. If we exclude experiments 4 and 17 and ARTS physics variant p1 that does not include CO_2 line-mixing, the difference between 4A/OP and other models never exceeds ± 1 $\mathrm{W.m^{-2}}$.

Code and data availability. The distributed version of 4A/OP radiative transfer model is available at https://4aop.aeris-data.fr/. 4A-Flux module has not been implemented into the distributed version of 4A/OP but is available upon request to Y. Tellier. The spectroscopic database GEISA (Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques: Management and Study of Atmospheric Spectroscopic Information) is available at https://geisa.aeris-data.fr/. The Thermodynamic Initial Guess Retrieval (TIGR) atmospheric database is available at https://ara.lmd.polytechnique.fr/index.php?page=tigr. All inputs and results for RFMIP experiment rad-irf are available on the Earth System Grid Federation at https://esgf-node.llnl.gov/search/cmip6/. Input data are referenced as Pincus (2019) and results data used for the calculations of sect. 3 are referenced as follows: 4A/OP v 1.5 (Boucher et al., 2020), ARTS 2.3 (Brath, 2019), GRTCODE (Paynter et al., 2018a), RFM-DISORT (Paynter et al., 2018b), HadGEM3-GC3.1 (Andrews, 2019) and LBLRTM 12.8 (Mlawer and Pernak, 2019).

Table A1. List of atmospheric conditions and gas concentrations defining the 18 experiments variants of RFMIP.

Index	Atmospheric conditions	Gas concentrations
1	PD	PD
2	PD	PI GHG concentrations
3	PD	PI $4 \times CO_2$
4	PD	"future" (RCP8.5 at 2100)
5	PD	PI $0.5 \times CO_2$
6	PD	PI $2 \times CO_2$
7	PD	PI $3 \times CO_2$
8	PD	PI $8 \times CO_2$
9	PD	PI CO_2
10	PD	PI CH_4
11	PD	PI N_2O
12	PD	PI O_3
13	PD	PI HFC (all HFC at zero)
14	PD +4K	PD
15	PD +4K	PD with increased relative humidity
16	PI	PI
17	"future"	"future"
18	PD	Last Glacial Maximum per PMIP

Notes: for a complete presentation, please refer to the protocol paper of RFMIP (Pincus et al., 2016); PMIP stands for Paleoclimate Modelling Intercomparison Project (Kageyama et al., 2016).

Author contributions. Y. Tellier developed and implemented 4A-Flux module and handled the different applications with fruitful inputs from all authors. C. Crevoisier supervised the whole work and along with all authors, provided both scientific and technical expertise. J.-L. Dufresne also made the participation to RFMIP-IRF possible. Y. Tellier prepared the manuscript with contributions from all authors.

Competing interests. The authors declare that they have no conflict of interest.

Acknowledgements. Authors acknowledge *Thales Services Numériques* and the *Centre National d'Études Spatiales* for the financial support provided to this work. They also acknowledge Robert Pincus for the fruitful collaboration on RFMIP project along with all the teams that have contributed to RFMIP-IRF and publicly provided their model outputs used in this work. We acknowledge the World Climate Research Programme, which, through its Working Group on Coupled Modelling, coordinated and promoted CMIP6. We thank the climate modeling groups for producing and making available their model output, the Earth System Grid Federation (ESGF) for archiving the data and providing

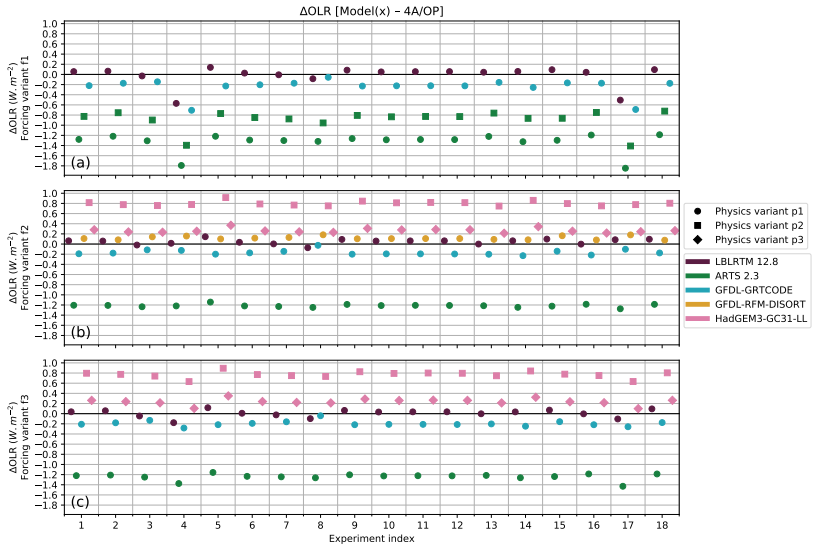


Figure A1. Means and standard deviations of OLR differences (model minus 4A/OP) in $\mathrm{W.m^{-2}}$, as a function of the experiment index. The five models compared to 4A/OP are represented by colors. The three forcing indices f1, f2 and f3 are represented on individual sub-figures respectively (a), (b) and (c). The different physics variants are differentiated with marker shapes.

515 access, and the multiple funding agencies who support CMIP6 and ESGF. Further acknowledgments are expressed to the *IPSL* and the support team of *Climserv* (the computation cluster of the IPSL) for the provision of both the computational power and the technical support that have been necessary to the completion of this work.

References

Achard, V.: Trois problèmes clés de l'analyse 3D de la structure thermodynamique de l'atmosphère par satellite: Mesure du contenu en ozone; classification des masses d'air; modélisation hyper rapide du transfert radiatif, Ph.D. thesis, Université Paris VI, LMD, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France, 1991.

Andrews, T.: MOHC HadGEM3-GC31-LL model output prepared for CMIP6 RFMIP rad-irf. Version 20191030, https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.6320, 2019.

Boucher, O., Denvil, S., Levavasseur, G., Cozic, A., Caubel, A., Foujols, M.-A., Meurdesoif, Y., Dufresne, J.-L., Sima, A., and Tellier, Y.: IPSL 4AOP-v1-5 model output prepared for CMIP6 RFMIP rad-irf. Version 20200611, https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.12369, 2020.

Brath, M.: UHH ARTS2.3 model output prepared for CMIP6 RFMIP rad-irf. Version 20190620, https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.8919, 2019.

Buehler, S. A., Mendrok, J., Eriksson, P., Perrin, A., Larsson, R., and Lemke, O.: ARTS, the Atmospheric Radiative Transfer Simulator – version 2.2, the planetary toolbox edition, 11, 1537–1556, https://doi.org/10.5194/gmd-11-1537-2018, 2018.

Cheruy, F., Scott, N. A., Armante, R., Tournier, B., and Chedin, A.: Contribution to the development of radiative transfer models for high spectral resolution observations in the infrared, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 53, 597–611, https://doi.org/10.1016/0022-4073(95)00026-H, 1995.

Chevallier, F., Chéruy, F., Scott, N. A., and Chédin, A.: A Neural Network Approach for a Fast and Accurate Computation of a Longwave Radiative Budget, J. Appl. Meteor., 37, 1385–1397, https://doi.org/10.1175/1520-0450(1998)037<1385:ANNAFA>2.0.CO;2, 1998.

Chevallier, F., Chéruy;, F., Armante, R., Stubenrauch, C. J., and Scott, N. A.: Retrieving the Clear-Sky Vertical Longwave Radiative Budget from TOVS: Comparison of a Neural Network–Based Retrieval and a Method Using Geophysical Parameters, J. Appl. Meteor., 39(9), 1527–1543, https://doi.org/10.1175/1520-0450(2000)039<1527:RTCSVL>2.0.CO;2, 2000.

Chédin, A., Scott, N. A., Wahiche, C., and Moulinier, P.: The Improved Initialization Inversion Method: A High Resolution Physical Method for Temperature Retrievals from Satellites of the TIROS-N Series, J. Appl. Meteor., 24, 128–143, https://doi.org/10.1175/1520-0450(1985)024<0128:TIIIMA>2.0.CO;2, 1985.

Chédin, A., Scott, N. A., Husson, N., Flobert, J., Levy, C., and Moine, P.: Satellite meteorology and atmospheric spectroscopy. Recent progress in earth remote sensing from the satellites of the Tiros-N series., J. Quant. Spect. Radiat. Transf. 40, pp. 257-273, https://doi.org/10.1016/0022-4073(88)90119-7, 1988.

Chédin, A., Scott, N. A., Claud, C., Bonnet, B., Escobar, J., Dardaillon, S., Cheruy, F., and Husson, N.: Global scale observation of the earth for climate studies, Advances in Space Research, Advances in Space Research, 14, 155–159, https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)90364-6, 1994.

Chéruy, F., Chevallier, F., Morcrette, J.-J., Scott, N. A., and Chédin, A.: A fast method using neural networks for computing the vertical distribution of the thermal component of the Earth radiative budget., C. R. Acad. Sci. Paris, t. 322, série II b p. 665-672., 1996.

Clough, S. A. and Iacono, M. J.: Line-by-line calculation of atmospheric fluxes and cooling rates: 2. Application to carbon dioxide, ozone, methane, nitrous oxide and the halocarbons, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 100, 16519–16535, https://doi.org/10.1029/95JD01386, 1995.

Clough, S. A., Iacono, M. J., and J.-L., M.: Line-by-Line Calculations of Atmospheric Fluxes and Cooling Rates: Application to Water Vapor, Journal of Geophysical Research 97, no. D14: 15761, https://doi.org/10.1029/92JD01419, 1992.

Clough, S. A., Shephard, M. W., Mlawer, E. J., Delamere, J. S., Iacono, M. J., Cady-Pereira, K., Boukabara, S., and Brown, P. D.: Atmospheric radiative transfer modeling: a summary of the AER codes, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 91(2), 233–244, https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2004.05.058, 2005.

Dudhia, A.: The Reference Forward Model (RFM), Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 186, 243–253, https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2016.06.018, 2017.

Edwards, J. M. and Slingo, A.: Studies with a flexible new radiation code. I: Choosing a configuration for a large-scale model, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 122(531), 689–719, https://doi.org/10.1002/qj.49712253107, 1996.

Eyring, V., Bony, S., Meehl, G. A., Senior, C. A., Stevens, B., Stouffer, R. J., and Taylor, K. E.: Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization, Geoscientific Model Development, 9, 1937–1958, https://doi.org/10.5194/gmd-9-1937-2016, 2016.

Feigelson, E. M., Fomin, B. A., Gorchakova, I. A., Rozanov, E. V., Timofeyev, Y. M., Trotsenko, A. N., and Schwarzkopf, M. D.: Calculation of longwave radiation fluxes in atmospheres, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 96(D5), 8985–9001, https://doi.org/10.1029/91JD00449, 1991.

Hartmann, D. L. and Larson, K.: An important constraint on tropical cloud - climate feedback, Geophysical Research Letters, 29, 12-1-12–4, https://doi.org/10.1029/2002GL015835, 2002.

Jacquinet-Husson, N., Armante, R., Scott, N. A., Chédin, A., Crépeau, L., Boutammine, C., Bouhdaoui, A., Crevoisier, C., Capelle, V., Boonne, C., Poulet-Crovisier, N., Barbe, A., Chris Benner, D., Boudon, V., Brown, L. R., Buldyreva, J., Campargue, A., Coudert, L. H., Devi, V. M., Down, M. J., Drouin, B. J., Fayt, A., Fittschen, C., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Harrison, J. J., Hill, C., Hodnebrog, Ø., Hu, S.-M., Jacquemart, D., Jolly, A., Jiménez, E., Lavrentieva, N. N., Liu, A.-W., Lodi, L., Lyulin, O. M., Massie, S. T., Mikhailenko, S., Müller, H. S. P., Naumenko, O. V., Nikitin, A., Nielsen, C. J., Orphal, J., Perevalov, V. I., Perrin, A., Polovtseva, E., Predoi-Cross, A., Rotger, M., Ruth, A. A., Yu, S. S., Sung, K., Tashkun, S. A., Tennyson, J., Tyuterev, V. G., Vander Auwera, J., Voronin, B. A., and Makie, A.: The 2015 edition of the GEISA spectroscopic database, Journal of Molecular Spectroscopy, 327, 31–72, https://doi.org/10.1016/j.jms.2016.06.007, 2016.

Jeevanjee, N. and Fueglistaler, S.: Simple Spectral Models for Atmospheric Radiative Cooling, Journal of the Atmospheric Sciences, 77, 479–497, https://doi.org/10.1175/JAS-D-18-0347.1, 2020.

Kageyama, M., Braconnot, P., Harrison, S. P., Haywood, A. M., Jungclaus, J., Otto-Bliesner, B. L., Peterschmitt, J.-Y., Abe-Ouchi, A., Albani, S., Bartlein, P. J., Brierley, C., Crucifix, M., Dolan, A., Fernandez-Donado, L., Fischer, H., Hopcroft, P. O., Ivanovic, R. F., Lambert, F., Lunt, D. J., Mahowald, N. M., Peltier, W. R., Phipps, S. J., Roche, D. M., Schmidt, G. A., Tarasov, L., Valdes, P. J., Zhang, Q., and Zhou, T.: PMIP4-CMIP6: the contribution of the Paleoclimate Modelling Intercomparison Project to CMIP6, Climate and Earth System Modeling, https://doi.org/https://doi.org/10.5194/gmd-2016-106, 2016.

Liou, K.-N.: An Introduction to Atmospheric Radiation - Second Edition, Elsevier, 2002.

Luther, F. M., Ellingson, R. G., Fouquart, Y., Fels, S., Scott, N. A., and Wiscombe, W. J.: Intercomparison of Radiation Codes in Climate Models (ICRCCM): longwave clear sky results., Bull. Amer. Meteor. Soc., 69, 40-48, https://doi.org/10.1175/1520-0477-69.1.40, 1988.

Meinshausen, M., Vogel, E., Nauels, A., Lorbacher, K., Meinshausen, N., Etheridge, D. M., Fraser, P. J., Montzka, S. A., Rayner, P. J., Trudinger, C. M., Krummel, P. B., Beyerle, U., Canadell, J. G., Daniel, J. S., Enting, I. G., Law, R. M., Lunder, C. R., O'Doherty, S., Prinn, R. G., Reimann, S., Rubino, M., Velders, G. J. M., Vollmer, M. K., Wang, R. H. J., and Weiss, R.: Historical greenhouse gas concentrations for climate modelling (CMIP6), Geoscientific Model Development, 10, 2057–2116, https://doi.org/10.3929/ethz-b-000191830, 2017.

Mlawer, E. and Pernak, R.: AER LBLRTM model output prepared for CMIP6 RFMIP rad-irf. Version 20190517, https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.2528, 2019.

Mlawer, E. J., Payne, V. H., Moncet, J.-L., Delamere, J. S., Alvarado, M. J., and Tobin, D. C.: Development and recent evaluation of the MT_CKD model of continuum absorption, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 370, 2520–2556, https://doi.org/10.1098/rsta.2011.0295, 2012.

Mlynczak, M. G., Daniels, T. S., Kratz, D. P., Feldman, D. R., Collins, W. D., Mlawer, E. J., Alvarado, M. J., Lawler, J. E., Anderson, L. W., Fahey, D. W., Hunt, L. A., and Mast, J. C.: The spectroscopic foundation of radiative forcing of climate by carbon dioxide, Geophysical Research Letters, 43, 5318–5325, https://doi.org/https://doi.org/10.1002/2016GL068837, 2016.

Paynter, D. J., Menzel, R., Freidenreich, S., Schwarzkopf, D. M., Jones, A., Wright, G., and Rand, K.: NOAA-GFDL GFDL-GRTCODE model output prepared for CMIP6 RFMIP rad-irf. Version 20180701, https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.10708, 2018a.

Paynter, D. J., Menzel, R., Freidenreich, S., Schwarzkopf, D. M., Jones, A., Wright, G., and Rand, K.: NOAA-GFDL GFDL-RFM-DISORT model output prepared for CMIP6 RFMIP rad-irf. Version 20180701, https://doi.org/10.22033/ESGF/CMIP6.10709, 2018b.

Pincus, R.: input4MIPs.CMIP6.RFMIP.UColorado.UColorado-RFMIP-1-2. Version: 20190401, https://doi.org/10.22033/ESGF/input4MIPs.10421, 2019.

Pincus, R., F., P. M., and S., B.: The Radiative Forcing Model Intercomparison Project (RFMIP): Experimental Protocol for CMIP6, Geoscientific Model Development 9, no. 9, https://doi.org/10.5194/gmd-9-3447-2016, 2016.

Pincus, R., Buehler, S. A., Brath, M., Crevoisier, C., Jamil, O., Evans, K. F., Manners, J., Menzel, R. L., Mlawer, E. J., Paynter, D., Pernak, R. L., and Tellier, Y.: Benchmark Calculations of Radiative Forcing by Greenhouse Gases, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 125, https://doi.org/10.1029/2020jd033483, 2020.

Ridgway, W. L., Harshvardhan, and Arking, A.: Computation of atmospheric cooling rates by exact and approximate methods, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 96(D5), 8969–8984, https://doi.org/10.1029/90JD01858, 1991.

Schuster, A.: Radiation Through a Foggy Atmosphere, The Astrophysical Journal 21: 1, https://doi.org/10.1086/141186, 1905.

Scott, N. A.: A direct method of computation of the transmission function of an inhomogeneous gaseous medium— I: Description of the method, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 14, 691–704, https://doi.org/10.1016/0022-4073(74)90116-2, 1974.

Scott, N. A. and Chedin, A.: A Fast Line-by-Line Method for Atmospheric Absorption Computations: The Automatized Atmospheric Absorption Atlas, J. Appl. Meteor., 20, 802–812, https://doi.org/10.1175/1520-0450(1981)020<0802:AFLBLM>2.0.CO;2, 1981.

Stamnes, K., Thomas, G. E., and Stamnes, J. J.: Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean, Cambridge University Press, 2 edn., https://doi.org/10.1017/9781316148549, 2017.

Tournier, B., Armante, R., and Scott, N. A.: Stransac-93, 4A- 93. Développement et validation des nouvelles versions des codes de transfert radiatif pour application au projet IASI., Internal Rep. LMD, No. 201, LMD/CNRS, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, 1995.

Walters, D., Baran, A. J., Boutle, I., Brooks, M., Earnshaw, P., Edwards, J., Furtado, K., Hill, P., Lock, A., Manners, J., Morcrette, C., Mulcahy, J., Sanchez, C., Smith, C., Stratton, R., Tennant, W., Tomassini, L., Van Weverberg, K., Vosper, S., Willett, M., Browse, J., Bushell, A., Carslaw, K., Dalvi, M., Essery, R., Gedney, N., Hardiman, S., Johnson, B., Johnson, C., Jones, A., Jones, C., Mann, G., Milton, S., Rumbold, H., Sellar, A., Ujiie, M., Whitall, M., Williams, K., and Zerroukat, M.: The Met Office Unified Model Global Atmosphere 7.0/7.1 and JULES Global Land 7.0 configurations, Geoscientific Model Development, 12(5), 1909–1963, https://doi.org/10.5194/gmd-12-1909-2019, 2019.

Wiscombe, W. J.: Extension of the doubling method to inhomogeneous sources, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 16, no. 6: 477-89, https://doi.org/10.1016/0022-4073(76)90083-2, 1976.

Chapitre 3

Étude de sensibilité des grandeurs radiatives à grande longueur d'onde

3.1 Introduction

Les codes de transfert radiatif simulant les flux radiatifs et le taux de chauffage vertical permettent, entre autres applications, de réaliser des études de sensibilité de ces variables aux différentes variations de paramètres géophysiques. Dans ce chapitre, nous allons utiliser 4A-Flux et différentes bases de données atmosphériques afin d'améliorer notre compréhension de l'OLR et du taux de chauffage vertical et de leurs variations spectrales en fonction de différentes variables géophysiques. Dans cette introduction, nous allons détailler les principales signatures spectrales de l'OLR, puis du taux de chauffage vertical pour des atmosphères moyennes avant de réaliser les études de sensibilités qui permettront de comprendre ces variations.

3.1.1 Les variations spectrales de l'OLR

Affecté par les différents paramètres atmosphériques et de surface, le spectre d'OLR ne suit pas la loi de Planck d'émission du corps noir. La figure 3.1 représente le spectre d'OLR moyen sur la base TIGR et la plage ± 1 écart type autour de la moyenne. Nous retrouvons une variation spectrale de l'OLR classique, avec en particulier la signature des principales bandes d'absorption de molécules actives dans ces longueurs d'ondes (H_2O, CO_2, O_3, ...). Nous observons une croissance de l'OLR dans l'infrarouge lointain (jusqu'à 550 cm^{-1}). L'OLR est bien plus faible entre 580 et 750 cm^{-1}. Puis, de 750 à 1220 cm^{-1}, nous voyons une décroissance avec moins de variabilité suivant le nombre d'onde, mais une plus forte variabilité en fonction des situations atmosphériques. Cette bande est coupée par une plage d'OLR plus faible entre 980 et 1080 cm^{-1}. Au-delà de 1200 cm^{-1}, l'OLR continue à diminuer, mais reste relativement variable en fonction du nombre d'onde. Toutes ces variations pourront être expliquées et quantifiées grâce à notre étude de sensibilité de l'OLR.

Nous avons également représenté sur cette figure, les bandes spectrales de sensibilité des quatre instruments CERES, ScaRaB, IASI et FORUM (les OLR intégrés sur les bandes spectrales respectives sont présentés dans la table 3.1). Nous constatons que les bandes spectrales mesurées par chaque instrument sont différentes. Cela complique les

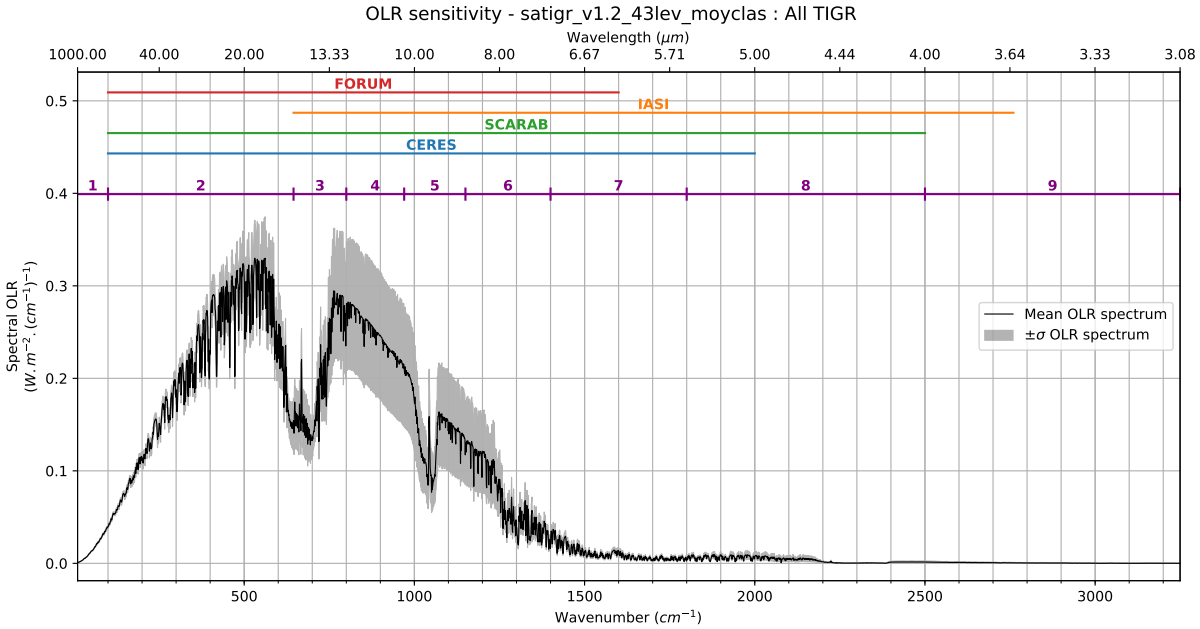


FIGURE 3.1 – Moyenne des spectres d'OLR simulés par 4A-Flux, à la résolution spectrale de 1 cm^{-1}, pour les 2311 atmosphères de la base TIGR 2000 toutes classes confondues. La zone grisée correspond à la plage [moyenne ± écart type] et les bandes horizontales représentent les bandes de sensibilité spectrale de CERES, ScaRaB, IASI et FORUM, ainsi que la segmentation en neuf bandes représentatives de zones spectrales d'intérêt.

TABLE 3.1 – Moyennes et écarts types des OLR calculés sur différentes bandes spectrales sur l'ensemble des 2311 atmosphères de la base TIGR 2000.

Bande spectrale	Plage de nombre d'onde (cm^{-1})	OLR intégré ($W\,m^{-2}$)	part de l'OLR total (%)
ALL	10–3250	235.98 ± 37.21	100.00
FORUM	100–1600	230.53 ± 35.73	97.69
IASI	645–2760	123.95 ± 30.63	52.53
FORUM & IASI	100–2760	234.41 ± 37.13	99.33
ScaRaB	100–2500	234.17 ± 36.96	99.23
CERES	100–2000	232.96 ± 36.33	98.72
1 : FIR 1	10–100	1.49 ± 0.04	0.63
2 : FIR 2	100–645	110.46 ± 7.04	46.81
3 : CO_2	645–800	31.23 ± 4.44	13.23
4 : IR window	800–970	42.24 ± 11.26	17.90
5 : O_3	970–1150	26.14 ± 8.29	11.08
6 : CH_4, N_2O	1150–1400	17.53 ± 5.17	7.43
7 : H_2O	1400–1800	4.09 ± 0.82	1.73
8 : H_2O, O_3, CO_2	1800–2500	2.49 ± 1.05	1.06
9 : SW	2500–3250	0.32 ± 0.24	0.14

intercomparaisons entre les estimations d'OLR de ces instruments comme nous le verrons dans les chapitres suivants. Les deux radiomètres larges bandes CERES et ScaRaB intègrent la majeure partie de l'OLR avec respectivement 98.7 % et 99.2 % de l'OLR total. Ils n'intègrent pas l'OLR sur la bande $10 - 100$ cm^{-1} et au-delà de 2000 cm^{-1} pour CERES et de 2500 cm^{-1} pour ScaRaB. Pour le sondeur infrarouge IASI ne couvre que 52.5 % de l'OLR total puisqu'il ne couvre pas l'infrarouge lointain, important pour l'OLR. Le futur sondeurs infrarouge FORUM couvre 97.7 % de l'OLR ce qui en fera un excellent instrument pour la mesure des flux radiatifs. De plus, la synergie entre les futurs sondeurs FORUM et IASI-NG (de même couverture spectrale que IASI) couvrira 99.3 % de l'OLR à une très grande résolution spectrale.

Nous avons segmenté le spectre à grandes longueurs d'ondes en neuf bandes spectrales distinctes dont les bornes sont indiquées dans la table 3.1. Le découpage de ces bandes spectrales se base soit sur les bornes de sensibilités spectrales d'instruments précédemment décrits et que nous utiliserons par la suite, soit sur des plages de sensibilités spectrales de paramètres géophysiques particulièrement intéressants pour notre étude de sensibilité. La limite entre les bandes 1 et 2 et entre les bandes 2 et 3 correspondent par exemple au début des plages spectrales de sensibilité des instruments à 100 cm^{-1} pour CERES, ScaRaB et FORUM, ou à 645 cm^{-1} pour IASI.

3.1.2 Les variations spectrales du taux de chauffage vertical

Nous allons décrire ici les variations spectrales et verticales du taux de chauffage présenté en figure 3.2. Cette figure représente le taux de chauffage vertical moyen calculé à partir des atmosphères moyennes des cinq classes de la base TIGR. Le taux de chauffage vertical intégré sur tout le spectre montre des variations caractéristiques. Le taux de chauffage est négatif dans les grandes longueurs d'ondes à cause de l'absorption des gaz à effet de serre et de la structure thermodynamique de l'atmosphère. Nous observons un taux de chauffage négatif avec une valeur constante ou légèrement décroissante dans le bas de la troposphère et un changement de signe du gradient vers 500 hPa, en lien avec l'absorption de H_2O qui est l'absorbant majoritaire de l'atmosphère, puis le taux de chauffage augmente entre 500 hPa et 150 hPa. Dans la stratosphère, nous observons une forte diminution du taux de chauffage puis une forte augmentation dans la mésosphère. La valeur au sommet de l'atmosphère est très faible et correspond au refroidissement de la dernière couche du modèle vers l'espace.

Cette structure verticale peut s'expliquer en analysant la répartition spectrale du taux de chauffage. Le profil est en effet l'intégrale sur tous les nombres d'ondes du taux de chauffage monochromatique. Nous observons en dessous de 500 hPa un refroidissement important dans l'infrarouge lointain et plus faible aux plus grands nombres d'ondes. Ce refroidissement est la cause du refroidissement intégré constant en dessous de 500 hPa. D'autres signatures spécifiques plus localisées peuvent être décelées. Vers 667 cm^{-1} à la stratopause a lieu un très fort refroidissement radiatif. Vers 1050 cm^{-1}, le refroidissement à la stratopause est associé à un fort chauffage dans le haut de la troposphère et au sommet de l'atmosphère.

Toutes ces signatures radiatives spécifiques, du taux de chauffage vertical comme de l'OLR, peuvent être attribuées à des paramètres atmosphériques ce que nous allons pouvoir quantifier de manière plus précise dans l'étude de sensibilité qui suit.

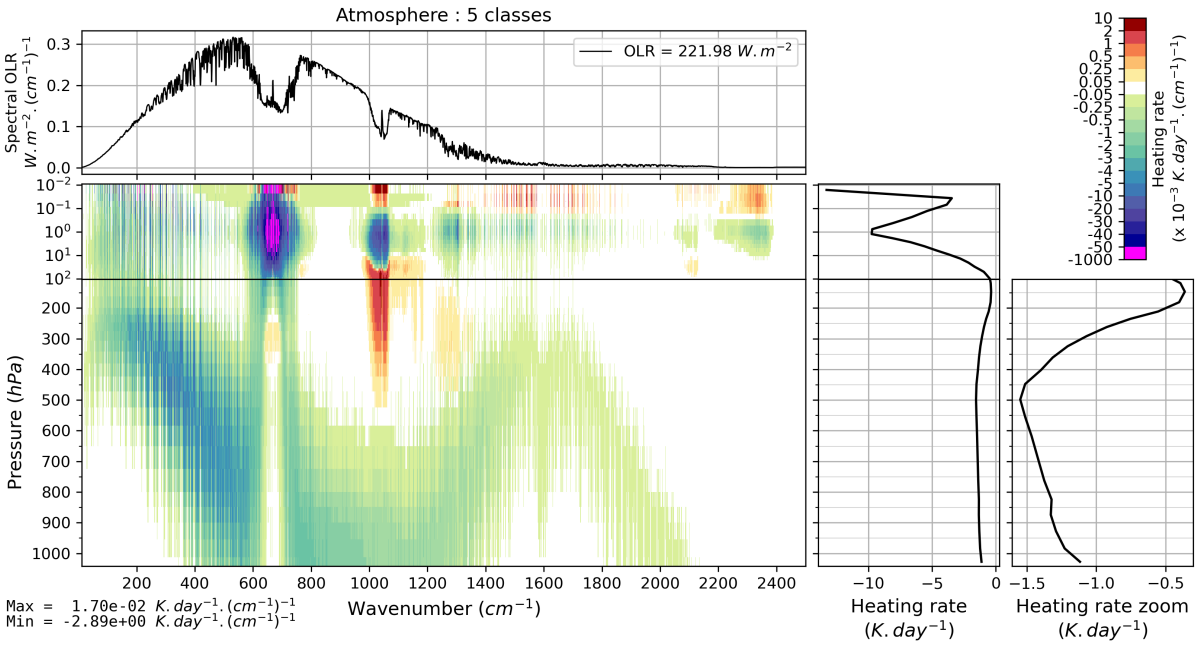


FIGURE 3.2 – OLR et taux de chauffage moyennés sur les cinq situations moyennes TIGR. En haut à gauche est représenté le spectre d'OLR et sa valeur intégrée entre 10 et 2500 cm^{-1}. En bas à gauche se trouve le taux de chauffage en fonction du nombre d'onde et du niveau de pression. En bas au centre se trouve le profil de taux de chauffage intégré entre 10 et 2500 cm^{-1}. En bas à droite est représenté un zoom sur le taux de chauffage dans la troposphère.

3.2 Sensibilité de l'OLR aux variations de paramètres géophysiques

Dans le but d'évaluer la sensibilité le l'OLR à différents paramètres géophysiques, nous avons appliqué 4A-Flux à la base de données TIGR. Nous nous concentrons ici sur les profils moyens de chacune des cinq classes de TIGR. Pour chacune de ces cinq situations, nous calculons la sensibilité monochromatique à la perturbation d'un paramètre de surface ou de l'atmosphère, notée ΔOLR_ν, et définie par :

$$\Delta OLR_\nu = OLR_\nu^{\text{pert}} - OLR_\nu^{\text{ref}} \tag{3.1}$$

où OLR_ν^{pert} est l'OLR calculé avec la perturbation du paramètre et OLR_ν^{ref} est l'OLR calculé sans la perturbation. La valeur intégrée sur le spectre des grandes longueurs d'ondes est l'opposé du forçage radiatif instantané (IRF).

Nous avons ici étudié sept perturbations différentes :

— augmentation du profil de température $T(p)$ de 1 K,
— augmentation de la température de surface T_s de 1 K,
— augmentation de la concentration de vapeur d'eau de 1 %,
— augmentation de la concentration d'ozone de 1 %,
— doublement de la concentration de CO_2 passant de 395 à 790 ppmv,
— doublement de la concentration de N_2O passant de 324 à 648 ppbv,
— doublement de la concentration de CH_4 passant de 1860 à 3720 ppbv.

Les perturbations des profils sont verticalement uniformes et chaque perturbation est étudiée indépendamment des autres.

La figure 3.3 représente la sensibilité spectrale aux variables de températures et de concentrations. Afin de ne pas surcharger le texte principal par de nombreuses figures, nous présentons ici uniquement la perturbation moyenne sur les cinq situations atmosphériques. Les sensibilités détaillées pour chacune des cinq situations atmosphériques sont reportées en annexe B.

Commençons par analyser la sensibilité à la température de surface. Une augmentation de 1 K de la température de surface entraine une augmentation de l'OLR de 1.27 ± 0.20 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en moyenne sur les cinq atmosphères. En effet, l'augmentation de la température de surface augmente l'émission de Planck de la surface. Aux nombres d'ondes où l'absorption totale de l'atmosphère est faible (fenêtre atmosphérique infrarouge), cette augmentation de l'émission de surface atteint l'espace et fait donc augmenter l'OLR. Cela est bien confirmé par la figure qui montre une augmentation localisée majoritairement entre 750 et 1200 $\mathrm{cm^{-1}}$. L'augmentation observée entre 400 et 600 $\mathrm{cm^{-1}}$ n'est présente que pour les atmosphères à faible concentration en vapeur d'eau, elle disparaît totalement en atmosphère de type tropical par exemple. Ainsi, des instruments mesurant dans l'infrarouge thermique comme IASI ou IASI-NG seront tout autant capables de quantifier cette sensibilité que des instruments dédiés à l'étude des flux comme FORUM et ScaRaB.

Une augmentation uniforme de 1 K du profil de température entraine une augmentation plus importante de l'OLR de 2.21 ± 0.53 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en moyenne et en variabilité. Ici, l'augmentation de la température atmosphérique entraine une augmentation de l'émission de Planck de chaque couche de l'atmosphère et ainsi, au sommet de l'atmosphère, nous nous attendons à une augmentation aux nombres d'ondes où des gaz à effet de serre émettent. Sur la figure, nous voyons en effet que l'OLR augmente sur tout le spectre.

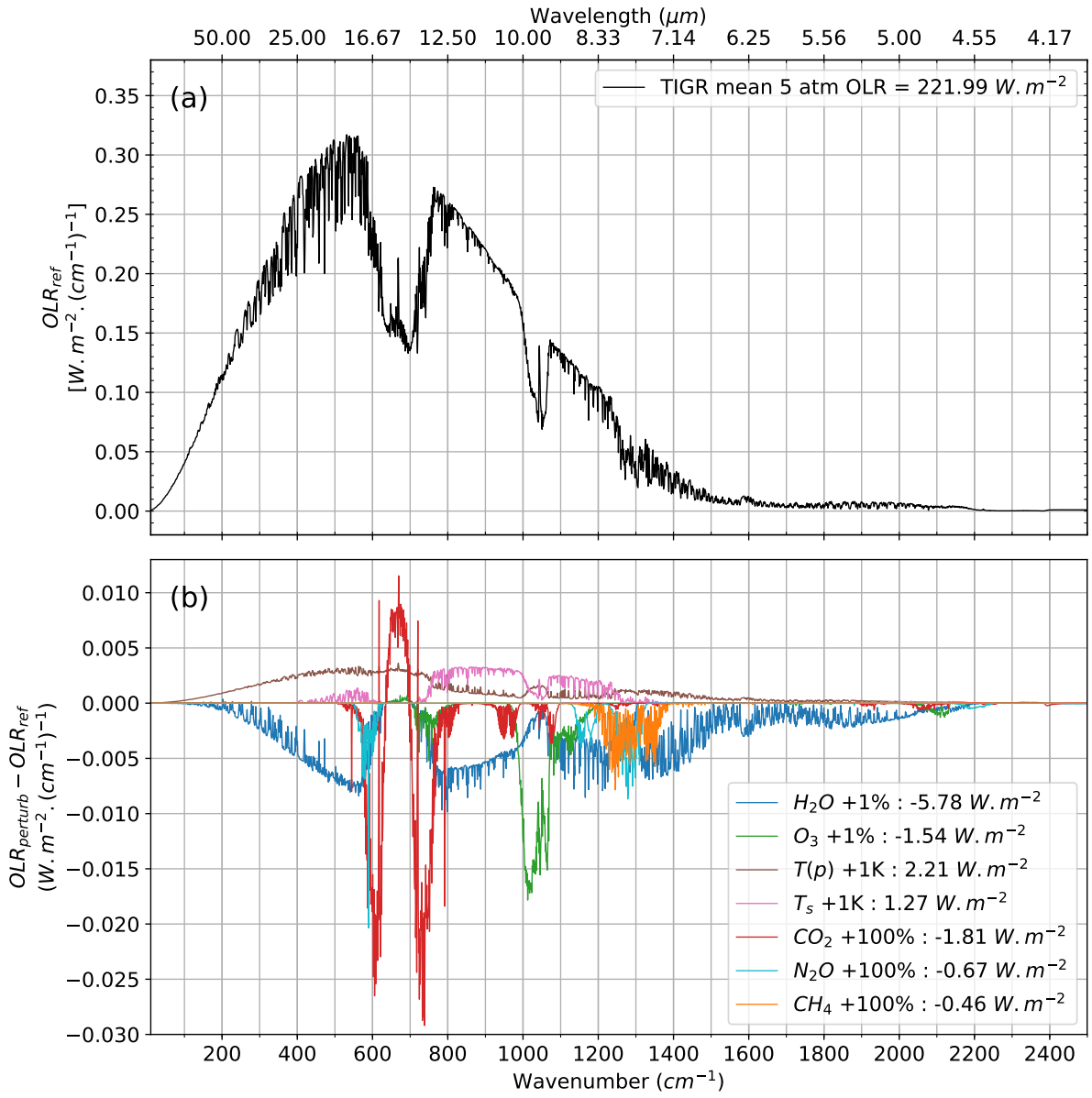


FIGURE 3.3 – OLR (a) et sensibilité ΔOLR_ν (b) aux différentes perturbations de paramètres atmosphériques et de surface pour la moyenne des cinq atmosphères moyennes de TIGR.

Notons que dans la fenêtre atmosphérique, la sensibilité s'annule pour les atmosphères les plus sèches (Mid-latitude 2, Polar 1 et Polar 2, cf. pp. 170-172). Dans cette région du spectre seule la vapeur d'eau émet du rayonnement. Mais la vapeur d'eau étant principalement concentrée dans la basse troposphère, la variation de flux causée par l'émission supplémentaire de ce gaz est plus faible au sommet de l'atmosphère.

Analysons maintenant la sensibilité aux gaz à effet de serre bien mélangés. Contrairement aux modifications de température qui n'entrainent que des modifications de l'émission, les perturbations de la concentration des gaz modifient l'émission et l'absorption pouvant donc entrainer une augmentation ou une diminution de l'OLR. Un doublement de la concentration de CO_2 entraine une diminution de l'OLR de -1.81 ± 0.66 W m^{-2} en moyenne. La sensibilité spectrale de l'OLR se répartie spectralement dans trois régions. La principale correspond à la bande d'absorption ν_2 centrée en 667 cm^{-1} et s'étalant de 545 à 815 cm^{-1}. Ensuite viennent les deux bandes centrées sur 950 et 1050 cm^{-1}, ainsi que la bande centrée sur 2055 cm^{-1}. La sensibilité de l'OLR dans la bande ν_2 illustre bien la compétition entre émission et absorption. Au cœur de la bande, là où l'absorption est la plus forte, le flux parvenant au sommet de l'atmosphère provient de la stratosphère, l'émission des couches inférieures étant totalement absorbée. Or dans la stratosphère, la température augmente avec l'altitude. À chaque couche, l'émission l'emporte donc sur l'absorption, résultant dans une augmentation nette de l'OLR. Dans les ailes de la bande, où l'absorption est moins élevée, le flux parvenant au sommet de l'atmosphère provient de la troposphère et de la stratosphère. À ces nombres d'ondes, l'absorption l'emporte sur l'émission entrainant une diminution nette de l'OLR. Sur les autres bandes sensibles au CO_2 l'absorption domine l'émission et entraine une diminution de l'OLR.

Un doublement de la concentration de N_2O entraine une diminution de l'OLR de -0.67 ± 0.21 W m^{-2} en moyenne. La répartition spectrale de la sensibilité ne présente que des contributions négatives dans chaque bande spectrale sensible. Nous distinguons trois bandes sensibles à la concentration de N_2O : entre 1120 et 1330 cm^{-1}, entre 540 et 640 cm^{-1} et plus faiblement entre 2110 et 2260 cm^{-1}.

Un doublement de la concentration de CH_4 entraine, de manière similaire à N_2O, une diminution de l'OLR de -0.46 ± 0.16 W m^{-2} en moyenne. La sensibilité spectrale de l'OLR est aussi négative sur tout le spectre. Nous distinguons une seule bande sensible au CH_4 s'étendant de 1100 à 1500 cm^{-1}, mais plus particulièrement sensible entre 1200 et 1370 cm^{-1}.

Passons à l'analyse de la sensibilité de l'OLR à la vapeur d'eau et à l'ozone. Contrairement aux gaz bien mélangés, la répartition verticale de la concentration de ces gaz entre en jeu dans l'interprétation de la sensibilité de l'OLR. Une augmentation uniforme du profil de concentration de vapeur d'eau de 1 % entraine une diminution de l'OLR de -5.78 ± 4.45 W m^{-2} en moyenne. La sensibilité à la concentration en vapeur d'eau est très variable d'une atmosphère à l'autre à cause de sa haute variabilité spatio-temporelle. la sensibilité est bien plus élevée en atmosphère tropicale avec -14.18 W m^{-2}. Essentiellement présente dans la troposphère où, comme nous l'avons vu, l'absorption domine l'émission, la sensibilité spectrale est partout négative. Cette sensibilité est étalée sur tout le spectre sauf dans la bande ν_2 du CO_2. Dans cette bande, le CO_2 stratosphérique absorbe toute l'émission de la vapeur d'eau troposphérique. La sensibilité de 100 à 570 cm^{-1} correspond à la bande d'absorption rotationnelle pure de la vapeur d'eau et celle entre 1250 et 2200 cm^{-1} correspond à la bande ro-vibrationnelle. Sur le reste du spectre,

la sensibilité de l'OLR à la vapeur d'eau reste non négligeable par la contribution de son continuum d'absorption.

TABLE 3.2 – Sensibilités ΔOLR en $\mathrm{W\,m^{-2}}$, intégrées spectralement entre 10 et 2500 $\mathrm{cm^{-1}}$, aux sept perturbations atmosphériques et de surface pour les atmosphères Tropical (Trop.), Mid-latitude 1 et 2 (ML 1 et ML 2) et Polar 1 et 2 (Pol. 1 et Pol. 2). La première ligne de données donne la valeur intégrée de l'OLR de référence. La moyenne et l'écart type sur les cinq situations sont données en dernière colonne.

Variable	Perturbation	Trop.	ML 1	ML 2	Pol. 1	Pol. 2	TIGR moy.
OLR^{ref}	—	270.84	235.80	224.34	190.25	189.87	222.22 ± 30.40
$T(p)$	+1 K	3.17	2.28	2.13	1.76	1.72	2.21 ± 0.53
T_s	+1 K	0.86	1.33	1.39	1.37	1.38	1.27 ± 0.20
H_2O	+1 %	−14.18	−6.01	−4.35	−1.83	−2.53	-5.78 ± 4.45
O_3	+1 %	−2.53	−1.96	−1.42	−0.78	−1.03	-1.54 ± 0.63
CO_2	+100 %	−2.82	−2.30	−1.61	−1.00	−1.31	-1.81 ± 0.66
N_2O	+100 %	−0.98	−0.81	−0.64	−0.37	−0.53	-0.67 ± 0.21
CH_4	+100 %	−0.69	−0.57	−0.45	−0.25	−0.35	-0.46 ± 0.16

Une augmentation uniforme de 1 % du profil de concentration d'ozone entraine une diminution de l'OLR de -1.54 ± 0.63 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en moyenne. Contrairement à la vapeur d'eau, l'ozone est principalement concentré dans la stratosphère. La sensibilité spectrale est premièrement présente entre 950 et 1230 $\mathrm{cm^{-1}}$. Dans cette bande spectrale située au milieu de la fenêtre atmosphérique infrarouge, la couche d'ozone stratosphérique reçoit directement l'émission de la surface qui est plus chaude que la stratosphère. L'absorption va donc dominer l'émission et nous observons donc une contribution négative à la sensibilité. Puis, nous avons une sensibilité plus faible dans la bande entre 590 et 840 $\mathrm{cm^{-1}}$. Cette bande se superposant à la bande ν_2 du CO_2, le comportement entre la stratosphère et la troposphère est identique pour ces deux molécules. Nous observons une augmentation de l'OLR dans le cœur de la bande ν_2 du CO_2 et une diminution dans les ailes de la bande. Une troisième bande est sensible à l'ozone, plus faiblement encore, entre 1970 et 2280 $\mathrm{cm^{-1}}$.

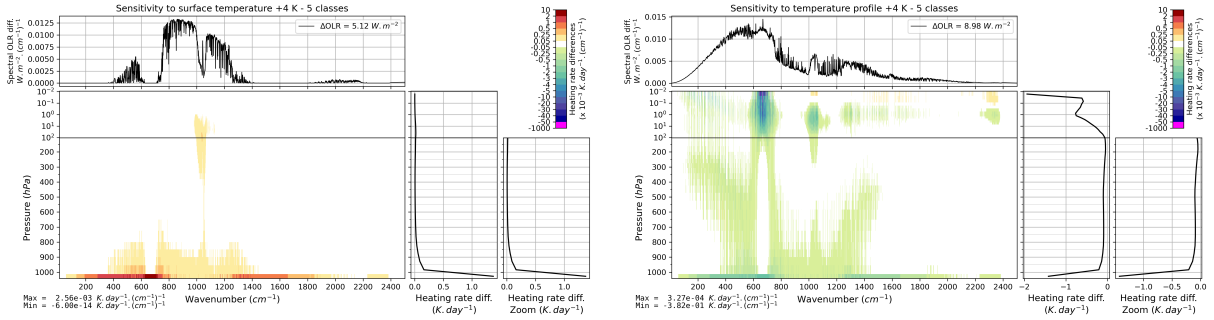
La table 3.2 présente les valeurs des perturbations spectralement intégrées entre 10 et 2500 $\mathrm{cm^{-1}}$ pour chaque classe d'atmosphères. De manière complémentaire à l'analyse donnée sur la figure de sensibilité spectrale, nous pouvons noter que la sensibilité à la température de surface est plus faible pour les atmosphères humides (Tropical) que pour les atmosphères sèches (Polar). Cela provient de l'absorption du continuum de vapeur d'eau dont les effets se font visibles dans la fenêtre atmosphérique.

3.3 Sensibilité du taux de chauffage vertical aux variations de paramètres géophysiques

Dans cette section, nous étendons l'étude de sensibilité en nous concentrant cette fois sur le taux de chauffage vertical. Nous avons utilisé la même méthode que pour

l'étude de sensibilité de l'OLR en calculant l'impact de perturbations sur les atmosphères moyennes de TIGR. Contrairement à l'OLR, il n'est pas possible de présenter les résultats des sept perturbations sur une même figure. Nous avons donc divisé l'analyse en trois parties. Dans un premier temps, nous analysons la sensibilité à la température de surface et de l'atmosphère. Puis, nous traitons de la sensibilité des gaz au mélange homogène. Enfin, nous discuterons de la sensibilité à la concentration en vapeur d'eau et en ozone. Nous avons également choisi de ne présenter ici que les sensibilités moyennes sur les cinq atmosphères moyennes de TIGR et nous renvoyons à l'annexe B.2 qui présente les figures de sensibilité pour chacune des cinq atmosphères.

3.3.1 Sensibilité à la température de la surface et de l'atmosphère



(a) Perturbation de la température de surface.

(b) Perturbation du profil de température.

FIGURE 3.4 – Effet d'une perturbation de 4 K de la température de surface (à gauche) et d'une perturbation verticalement uniforme de 4 K du profil de température (à droite) sur l'OLR moyen et le taux de chauffage vertical moyen des 5 classes TIGR 2000.

Nous présentons ici l'impact d'une perturbation de la température sur le taux de chauffage vertical. La figure 3.4a représente l'impact d'une perturbation de la température de surface de 4 K [1]. Le profil de taux de chauffage intégré indique une forte augmentation du taux de chauffage au niveau de la surface qui s'atténue rapidement avec l'altitude. Nous pouvons également constater une légère augmentation du chauffage dans la stratosphère. Le taux de chauffage spectral permet d'expliquer plus en détail ces variations du profil intégré. L'augmentation de la température de surface entraine une augmentation de l'émission de Planck de la surface, mais ne modifie pas l'émission de l'atmosphère. Dans les régions spectrales de forte absorption des gaz à effet de serre, cette augmentation du flux est absorbé par les couches les plus basses de l'atmosphère entrainant une augmentation du chauffage proche de la surface. Aux nombres d'ondes où l'absorption est plus faible, l'augmentation du taux de chauffage est plus étalé verticalement comme dans la fenêtre atmosphérique infrarouge. L'augmentation du chauffage stratosphérique est due à la croissance de la concentration d'ozone à cette altitude, ce gaz venant à absorber le flux de surface supplémentaire entre 950 et 1230 cm^{-1}.

La figure 3.4b présente la sensibilité des grandeurs radiatives à une augmentation verticalement uniforme de 4 K de la température de l'atmosphère. Contrairement à la

1. Une perturbation de 4 K a été choisie ici au lieu de 1 K afin de mieux faire apparaître les structures spectrales du taux de chauffage vertical sur les figures.

perturbation de la température de surface où l'émission atmosphérique n'est pas affectée, il y a ici une augmentation conjointe de l'émission, causée par l'augmentation de la température des couches émettrices, et de l'absorption de l'atmosphère qui absorbe le flux supplémentaire émis par les couches adjacentes. La variation de température étant verticalement uniforme, pour une couche donnée, l'accroissement de l'émission de la couche vers ses voisines est globalement compensé par l'émission reçue des couches adjacentes. En revanche, puisque la couche est traversée par davantage de flux, l'absorption augmente. Donc là où nous avons de l'absorption nette, c'est-à-dire un taux de chauffage négatif, nous observons une diminution du taux de chauffage. Ce raisonnement n'est cependant pas valide près de la surface ou du sommet de l'atmosphère. Dans ces cas, il faut faire intervenir les interactions avec la surface ou l'espace. À la surface, le contraste thermique entre la surface plus froide et les premières couches au-dessus de la surface plus chaudes, cause une intensification de leur refroidissement radiatif.

3.3.2 Sensibilité à la concentration des gaz au mélange homogène

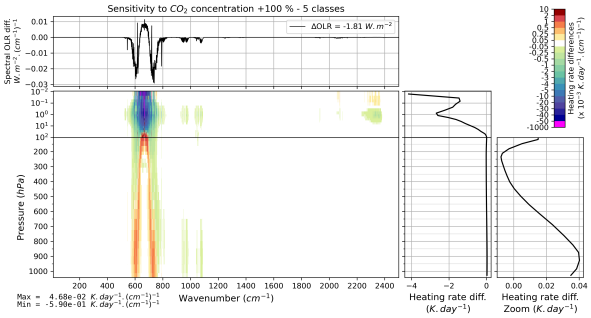
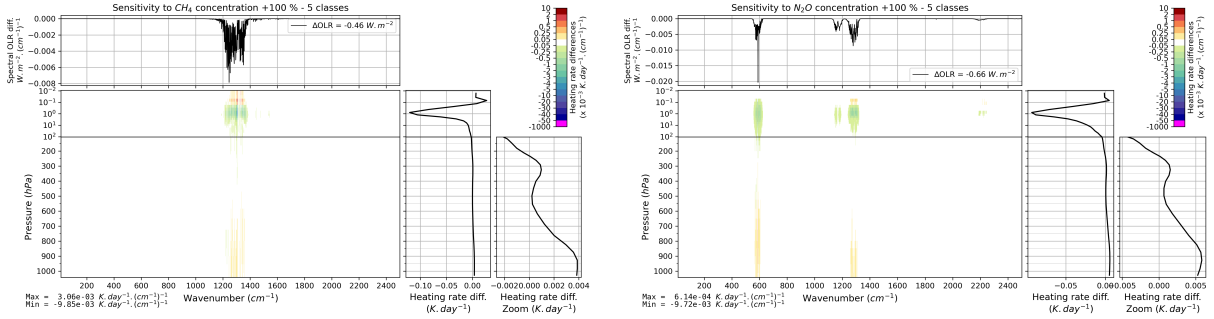


FIGURE 3.5 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CO_2 (de 395 à 790 ppmv) sur l'OLR moyen et le taux de chauffage vertical moyen des 5 classes TIGR 2000.



(a) Doublement de CH_4. (b) Doublement de N_2O.

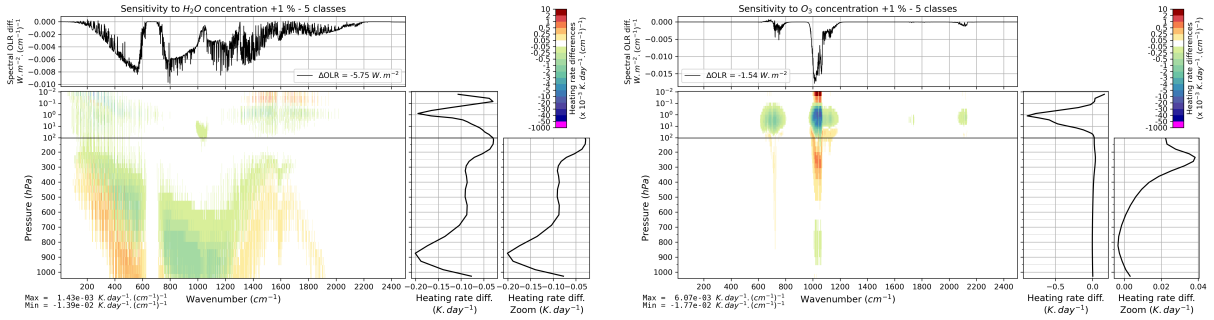
FIGURE 3.6 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CH_4 (de 1860 à 3720 ppbv) et de N_2O (de 324 à 648 ppbv) sur l'OLR moyen et le taux de chauffage vertical moyen des 5 classes TIGR 2000.

Nous présentons maintenant la sensibilité des grandeurs radiatives au doublement de la concentration de trois gaz à effet de serre au mélange homogène les plus importants : le dioxyde de carbone, le méthane et le protoxyde d'azote.

La figure 3.5 présente l'impact du doublement de la concentration de CO_2. L'analyse en a été donnée dans l'article de présentation de 4A-Flux (section 2.3.2).

Les figures 3.6a et 3.6b présentent respectivement la sensibilité au doublement de la concentration de méthane et de protoxyde d'azote. Pour le méthane, les variations spectrales sont localisées entre 1200 et 1400 cm^{-1} (bande ν_4). Pour le protoxyde d'azote, les variations sont les plus sensibles sur la bande vers 1286 cm^{-1} (bande ν_1) et sur la bande vers 589 cm^{-1} (bande ν_2). Pour les deux gaz, nous constatons sur le profil vertical une très faible augmentation du taux de chauffage de l'ordre de 5×10^{-3} $\mathrm{K\,day}^{-1}$ dans la basse troposphère et en haut de l'atmosphère (vers 0.1 hPa). Nous voyons une diminution plus forte à la stratopause (1 hPa), de l'ordre de -0.1 $\mathrm{K\,day}^{-1}$ pour les deux gaz. Ces sensibilités sont très faibles en comparaison du CO_2 où les variations de chauffage valent respectivement 3×10^{-2} $\mathrm{K\,day}^{-1}$ proche de la surface, et -4 $\mathrm{K\,day}^{-1}$ au sommet de l'atmosphère. L'augmentation de l'épaisseur optique des gaz bien mélangés entraine une augmentation de l'absorption qui se traduit par une diminution du taux de chauffage à la stratopause. La très légère augmentation du taux de chauffage dans la troposphère est due à la présence du continuum d'absorption de la vapeur d'eau (Clough et Iacono 1995).

3.3.3 Sensibilité à la concentration en vapeur d'eau et en ozone



(a) +1 % de H_2O. (b) +1 % de O_3.

Figure 3.7 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration de vapeur d'eau et d'ozone sur l'OLR moyen et le taux de chauffage vertical moyen des 5 classes TIGR 2000.

Nous nous intéressons à présent à la sensibilité des grandeurs radiatives à la concentration de vapeur d'eau et d'ozone présentant tous deux une répartition verticale non uniforme.

La figure 3.7a représente la sensibilité à une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration en vapeur d'eau. L'analyse en a aussi été donnée dans l'article de présentation de 4A-Flux (section 2.3.2).

La figure 3.7b représente la sensibilité à une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration d'ozone. Le taux de chauffage montre une forte diminution du refroidissement à la stratopause provenant des trois bandes sensibles : d'abord entre $980-1200$ cm^{-1}, puis en moindre mesure vers 2015 cm^{-1} et vers 705 cm^{-1}. Ce refroidissement de la stratopause important et de l'ordre de 0.8 $\mathrm{K\,day}^{-1}$, ce qui est inférieur au refroidissement

dû au CO_2, mais supérieur à celui du CH_4 ou du N_2O. Nous observons une augmentation du réchauffement dans la mésosphère provenant de la bande $980 - 1200$ cm^{-1}.

Cette étude de sensibilité de l'OLR et du taux de chauffage vertical nous a permis de quantifier et d'analyser spectralement l'impact de perturbations spécifiques de variables thermodynamiques et de composition. Cette étude nous permet à présent d'analyser plus finement les variations spectrales observées sur un spectre d'OLR et de taux de chauffage vertical.

3.4 Analyse des forçages radiatifs pour divers scénarios climatiques

3.4.1 Les scénarios climatiques

Nous souhaitons à présent évaluer et analyser les variations de l'OLR et du taux de chauffage vertical pour divers scénarios climatiques. Ces variations sont liées au *forçage radiatif effectif* (ERF pour *Effective Radiative Forcing* en anglais) qui est défini comme la variation du flux net entrant dans le système Terre au sommet de l'atmosphère (l'opposé de l'OLR) causée par une perturbation de paramètres géophysiques tels que des changements de concentrations des gaz à effet de serre ou d'aérosols, une variation du flux solaire entrant (Forster et al. 2021). L'ERF est la variation tenant compte des différents ajustements découplés des variations de la température globale de l'air à la surface, c'est-à-dire l'ajustement des profils de température de la stratosphère et de la troposphère, de la vapeur d'eau, des nuages ou de certaines propriétés de surface par exemple. Le *forçage radiatif instantané* (IRF pour *Instantaneous Radiative Forcing* en anglais) est défini comme la variation de l'OLR induite par une perturbation à l'exclusion de tout ajustement de l'atmosphère et de la surface. Les différents ajustements étant considérés comme linéaires et additifs, l'ERF est la somme de l'IRF et des différents ajustements.

Dans cet exercice, nous avons repris les résultats de flux radiatifs et taux de chauffage verticaux simulés par 4A-Flux et réalisées dans le cadre de RFMIP (section 3 de l'article de présentation de 4A-Flux en section 2.3.2). La base de données RFMIP [2], décrite par Pincus, Forster et Stevens 2016, contient 1800 échantillons correspondant à l'application de 18 scénarios de variations de paramètres géophysiques appliqués à 100 situations atmosphériques. Ces 100 situations atmosphériques sont issues de réanalyses dans les conditions présentes avec les propriétés de surface ainsi que les profils de température et de concentration de gaz à effet de serre sur 61 niveaux de discrétisation verticale. La moyenne pondérée avec les poids fournis des forçages radiatifs obtenus avec ces 100 situations permettent d'estimer la moyenne globale du forçage radiatif avec un très faible biais d'échantillonnage, inférieur à 0.01 W m^{-2} (cf. Pincus et al. 2020, annexe A). Nous présenterons ici les résultats d'une sélection de cinq scénarios parmi les 18 de la base RFMIP [3] :

1. *Present day* : Conditions atmosphériques actuelles et concentrations de gaz à effet

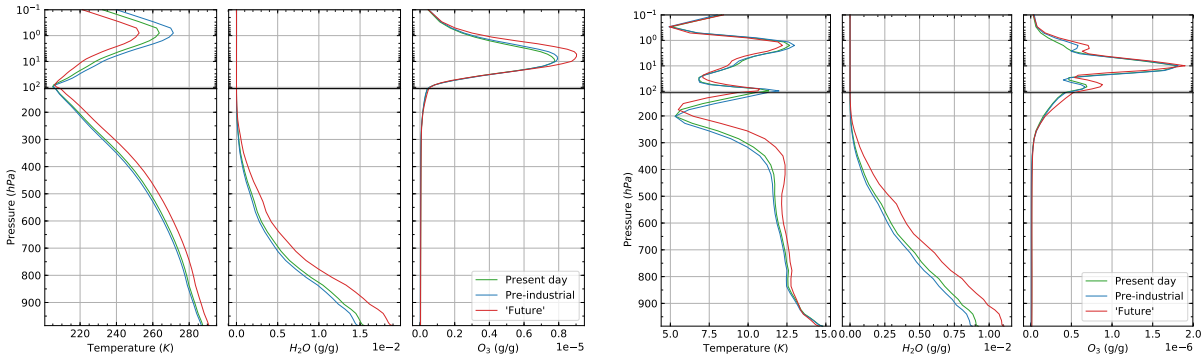
2. Source : input4MIPs.CMIP6.RFMIP.UColorado.UColorado-RFMIP-1-2.atmos.fx.multiple.none disponible sur https://esgf-node.llnl.gov/search/input4MIPs/

3. Les 18 scénarios de RFMIP sont présentés en annexe A ainsi qu'en annexe de l'article en section 2.3.

de serre actuelles

2. *Pre-industrial GHG* : Conditions atmosphériques actuelles et concentrations de gaz à effet de serre préindustrielles (antérieures à 1750)
3. *Future GHG* : Conditions atmosphériques actuelles et concentrations de gaz à effet de serre "futures" (RCP8.5 en 2100)
4. *Pre-industrial all* : Conditions atmosphériques préindustrielles et concentrations de gaz à effet de serre préindustrielles
5. *Future all* : Conditions atmosphériques "futures" et concentrations de gaz à effet de serre "futures"

Les scénarios 2 et 3 permettent d'évaluer respectivement le forçage radiatif instantané préindustriel et futur, uniquement en réponse à une perturbation de la concentration des gaz à effet de serre, hors concentration de vapeur d'eau qui reste égale à la valeur du scénario 1, cette dernière étant considérée comme un ajustement atmosphérique en réponse à un réchauffement plutôt que comme une cause de forçage. Les scénarios 4 et 5 permettent d'évaluer ces forçages radiatifs en tenant également compte de l'évolution des conditions atmosphériques (température de surface et profil de température et de vapeur d'eau). Ces deux derniers scénarios ne correspondent pas à des IRF puisque les conditions atmosphériques ont été modifiées, mais ne correspondent pas non plus à des ERF puisque la température de surface est également modifiée.



(a) Moyenne (b) Écart type

FIGURE 3.8 – Statistiques pondérées des 100 profils de température, de concentration de vapeur d'eau et de concentration d'ozone de la base de données RFMIP pour les scénarios préindustriel, présent et futur.

TABLE 3.3 – Moyenne pondérée des 100 températures de surface de la base de données RFMIP pour les scénarios préindustriel, présent et futur.

(en K)	T_s moyenne	T_s écart type
Présent	288.52	15.78
Pré-industriel	287.76	15.81
Futur	291.85	15.29

La figure 3.8 présente les moyennes et écarts types pondérés des 100 profils de température, de concentration de vapeur d'eau et de concentration d'ozone pour les scénarios préindustriel, présent et futur. Les principales évolutions entre les trois scénarios, dans l'ordre chronologique, sont diverses. Premièrement, nous constatons une augmentation de la température de la troposphère qui est liée à la diminution de l'émission vers l'espace en conséquence de l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre situés au-dessus. Nous constatons également une diminution de la température stratosphérique liée à l'augmentation de l'émission des couches supérieures vers l'espace. Nous constatons aussi une augmentation de sa variabilité dans le milieu de la troposphère (entre 800 et 200 hPa). Deuxièmement, nous observons une augmentation de la vapeur d'eau dans la troposphère en moyenne et en variabilité. Cette augmentation est la conséquence de l'augmentation de la température troposphérique qui implique, suivant la relation de Clausius-Clapeyron, une augmentation de la pression de vapeur saturante de l'eau et donc de la concentration maximale de vapeur d'eau que peut contenir la troposphère. Troisièmement, nous voyons une augmentation de la concentration d'ozone dans la stratosphère et au-delà et une augmentation de la variabilité vers 2 et 50 hPa. La table 3.3 contient les moyennes pondérées des températures de surface pour les trois scénarios. Pour chacun des 5 scénarios, nous avons simulé les flux radiatifs et le taux de chauffage vertical correspondant à l'option de forçage f1 (cf. description des "*forcing variants*" donnée en section 3 de l'article de description de 4A-Flux en section 2.3.2). Des 43 gaz fournis dans la base de données, nous n'avons pris en compte que 16 gaz parmi les plus importants en termes d'effets radiatifs[4]. Certains gaz à effet de serre mineurs sont donc absents de nos simulations. D'après Meinshausen et al. 2017 (Section 2.1.10 et Table 5), cette sous-sélection de gaz permet de rendre compte de plus de 98 % du forçage radiatif anthropique en 2014 par rapport à 1750. Les concentrations des gaz des scénarios RFMIP traités sont présentées dans la table 3.4, et la table complète de toutes les concentrations utilisées dans le cadre de RFMIP est présentée en annexe C. Nous rappelons que pour toutes les simulations RFMIP, l'émissivité de surface est spectralement constante et vaut 0.98.

À partir des simulations de flux et de taux de chauffage verticaux, nous avons calculé le forçage radiatif présent par rapport à l'ère préindustrielle et le forçage radiatif "futur" (RCP8.5 en 2100) par rapport à la situation présente, avec et sans prise en compte des variations des conditions atmosphériques (température de surface et profil de température et de vapeur d'eau).

3.4.2 Analyse des forçages radiatifs

OLR et taux de chauffage vertical pour les scénarios climatiques

La figure 3.9 présente l'OLR moyen et le taux de chauffage moyen pour le scénario *Present day*. Nous retrouvons sur le spectre d'OLR les signatures classiques des différents gaz à effet de serre. Le profil de taux de chauffage suit également les caractéristiques précédemment décrites sur les atmosphères TIGR (cf. figure 3.2) mais quelques différences sont notables. À la surface, le taux de chauffage est ici positif et présente une variation abrupte par rapport aux niveaux adjacents de la troposphère. Cette variation émerge

4. Les gaz qui ont été à ce jour implémentés dans les simulations de 4A/OP et utilisés ici sont : H_2O, O_3, CO_2, CH_4, N_2O, CO, O_2, N_2, CH_3Cl, SF_6, CFC-11, CFC-12, CCl_4, CFC-113, HCFC-22 et HFC-134a.

TABLE 3.4 – Concentration des gaz à effet de serre dans les trois scénarios de RFMIP *Pre-industrial* (PI), *Present day* (PD) et *Furure*. Les concentrations sont exprimées en fraction volumique : parts-per-million (ppmv ; 10^{-6}), parts-per-billion (ppbv ; 10^{-9}), parts-per-trillion (pptv ; 10^{-12}) et parts-per-quadrillion (ppqv ; 10^{-15}). Les concentrations des gaz à effet de serre au mélange non homogène ne sont pas présentées ici. La dernière colonne reprend la part cumulative du forçage radiatif anthropique total depuis 1750 relativement au forçage de tous les gaz considérés dans MEINSHAUSEN et al. 2017 (Section 2.1.10 et Table 5).

Gaz	Pre-industrial		Present day		"Future"		Part du forçage
CO_2	284	ppmv	398	ppmv	1067	ppmv	64.0 %
CH_4	808	ppbv	1832	ppbv	2479	ppbv	79.5 %
CFC-12	–		521	pptv	221	pptv	86.0 %
N_2O	273	ppbv	327	ppbv	389	ppbv	92.2 %
CFC-11	–		233	pptv	57	pptv	94.5 %
HCFC-22	–		230	pptv	857	ppqv	96.4 %
CFC-113	–		73	pptv	28	pptv	97.2 %
CCl_4	25	ppqv	83	pptv	6083	ppqv	97.8 %
HFC-134a	–		81	pptv	221	pptv	98.3 %
CH_3Cl	457	pptv	540	pptv	487	pptv	–
SF_6	–		8221	ppqv	41	pptv	–
CO	10	ppbv	120	ppbv	180	ppbv	–

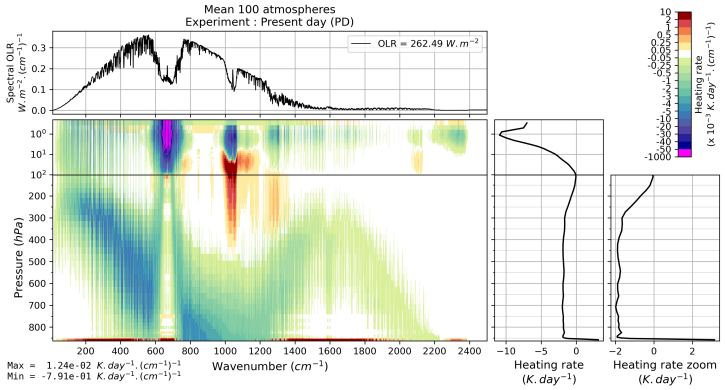


FIGURE 3.9 – OLR et taux de chauffage moyennés sur les 100 atmosphères RFMIP pour le scénario *Present day* (option de forçage f1).

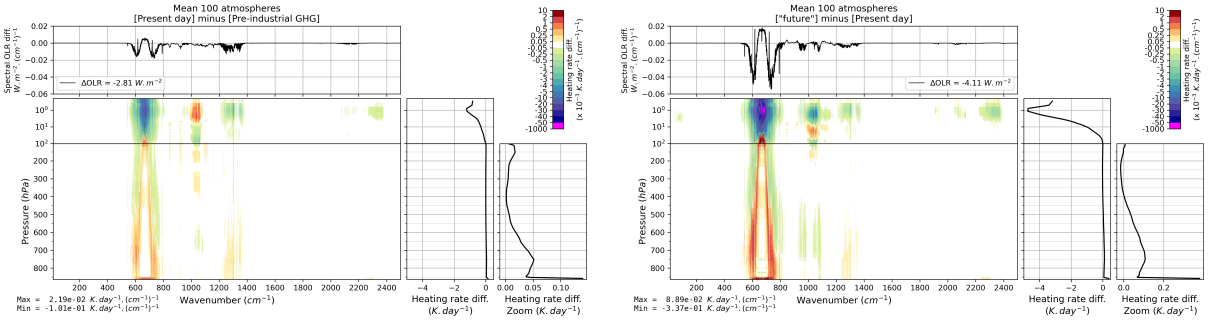
du contraste thermique de surface, c'est-à-dire de la différence entre la température du niveau atmosphérique le plus bas de l'atmosphère et la température d'émission de la surface. Alors que dans la base RFMIP ce contraste thermique de surface est non nul, les deux températures sont égales dans la base TIGR [5]. Au sommet de l'atmosphère, le taux de chauffage ne décroit pas alors que nous observions une décroissance sur la base TIGR. Cela provient de la différence de discrétisation verticale importante au sommet de l'atmosphère (dernière couche située entre 2.0×10^{-1} et 1.0×10^{-4} hPa pour RFMIP et entre 9.0×10^{-3} et 2.6×10^{-3} hPa pour TIGR). Le spectre de taux de chauffage vertical présente les signatures précédemment décrites des différents gaz à effet de serre.

La table 3.5 présente les moyennes et écarts types des OLR intégrés spectralement pour les cinq scénarios climatiques. La valeur de l'OLR intégré spectralement pour le scénario *Present day* de 262.49 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ est supérieure à la valeur de 235.98 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ obtenue sur la base TIGR. Cet écart provient des différences entre les situations atmosphériques pour les deux bases. La température de surface moyenne de TIGR est inférieure d'environ 7 K par rapport à RFMIP. La température moyenne de la troposphère est également plus faible pour TIGR. Les concentrations moyennes en vapeur d'eau sont également très différentes dans chacune des bases. L'écart type de l'OLR intégré spectralement pour le scénario *Present day* de 37.07 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ est cependant très proche de celui obtenu sur la base TIGR de 37.21 $\mathrm{W\,m^{-2}}$.

Comme nous l'attendions, l'OLR pour le scénario *Present day* se trouve compris entre l'OLR pour le scénario *Pre-industrial GHG* et celui pour le scénario *Future GHG* et l'écart type de l'OLR se réduit légèrement. Lorsque l'on tient compte de l'ajustement des conditions atmosphériques (température de surface et profils de température et de concentration en vapeur d'eau) en plus des variations de gaz à effet de serre, nous constatons que l'OLR moyen pour le scénario *future all* augmente très légèrement par rapport à la situation *Present day*. Nous étudions ces différences plus en détail dans les paragraphes suivants.

TABLE 3.5 – Moyenne pondérée des 100 OLR (sur $10 - 2500$ $\mathrm{cm^{-1}}$) de la base de données RFMIP pour les cinq scénarios climatiques étudiés.

(en $\mathrm{W\,m^{-2}}$)	moyenne de l'OLR	Écart type de l'OLR
Present day	262.49	37.07
Pre-industrial GHG	265.31	37.74
Future GHG	258.38	36.40
Pre-industrial all	264.83	37.79
Future all	262.75	35.74



(a) *Present day − Pre-industrial GHG* (b) *Future GHG − Present day*

FIGURE 3.10 – Variation moyenne d'OLR et de taux de chauffage vertical sur la base RFMIP entre le scénario *Pre-industrial GHG* et le scénario *Present day* et entre le scénario *Present day* et le scénario *Future GHG*.

Forçage radiatif instantané causé par les gaz à effet de serre

Nous analysons ici plus en détail l'IRF causé par la variation des concentrations de gaz à effet de serre entre l'ère préindustrielle et les conditions actuelles et le scénario futur (RCP8.5 en 2100). La table 3.6 présente la valeur des forçages radiatifs moyens pour les 100 atmosphères de la base RFMIP pour les différents scénarios. Le forçage radiatif instantané moyen actuel par rapport à la situation préindustrielle vaut 2.81 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ avec un écart type de 1.33 $\mathrm{W\,m^{-2}}$. Cette moyenne est très proche de la valeur de 2.83 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ obtenue pour l'ensemble des modèles de transfert radiatif de référence participant à RFMIP (cf. Table 2 in PINCUS et al. 2020, annexe A). La répartition spectrale de ce forçage est visible sur la figure 3.10a. Nous reconnaissons la signature du CO_2 centré sur 667 $\mathrm{cm^{-1}}$ et responsable d'une grande partie du forçage depuis l'ère préindustrielle. Le CH_4 et le N_2O entre 1200 et 1400 $\mathrm{cm^{-1}}$ jouent également un rôle important dans le forçage radiatif. Même si leur signature spectrale est très localisée, nous pouvons aussi constater l'importance du forçage radiatif du CFC-12 à 905 $\mathrm{cm^{-1}}$ et à 1160 $\mathrm{cm^{-1}}$, et du CFC-11 à 850 $\mathrm{cm^{-1}}$. Selon MEINSHAUSEN et al. 2017, ces cinq gaz causent conjointement 94.5 % du forçage radiatif depuis 1750 (cf. table 3.4). La variation de la concentration d'ozone entraine aussi un forçage radiatif entre 980 et 1100 $\mathrm{cm^{-1}}$.

Principalement causées par l'augmentation de la concentration du CO_2, du CH_4 et du N_2O, les variations verticales du taux de chauffage sont assez faibles dans la basse troposphère et presque nulle dans la haute troposphère. Un accroissement relativement plus important du taux de chauffage de la couche de surface est dû à l'accroissement de la concentration du CO_2. Dans la stratosphère, la forte diminution du taux de chauffage observable est causée par le CO_2, le CH_4 et le N_2O et légèrement mitigée par l'O_3. Contrairement à son impact relativement faible sur la variation d'OLR, l'ozone modifie le taux de chauffage vertical de manière significative.

Le forçage radiatif du scénario *Future GHG* par rapport aux conditions actuelles est présenté en figure 3.10b. Ce forçage vaut 4.11 $\mathrm{W\,m^{-2}}$, avec un écart type de 2.08 $\mathrm{W\,m^{-2}}$.

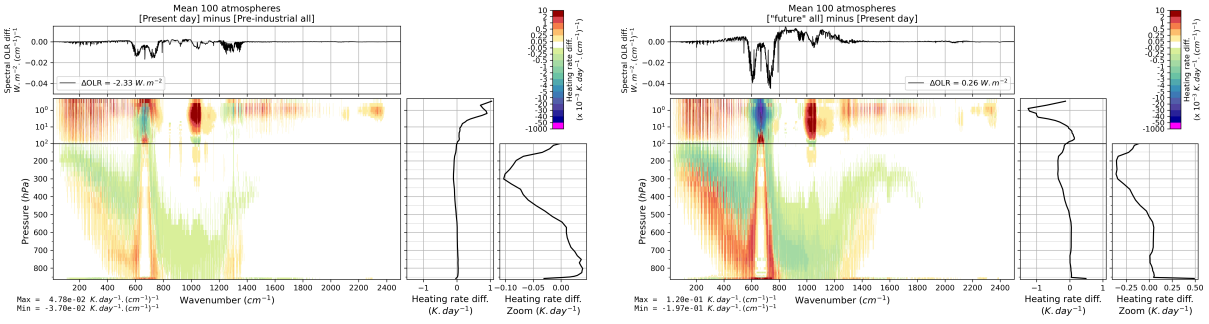
5. Contrairement à la base RFMIP, la base TIGR ne contient en fait que des profils atmosphériques et ne présente pas d'information sur la température de surface. Pour les simulations réalisées précédemment avec TIGR, la température de surface a été prescrite à la température de la couche atmosphérique en contact avec la surface (contraste thermique nul).

Il est bien supérieur au forçage présent par rapport aux conditions préindustrielles. Ce forçage provient principalement de l'augmentation de la concentration de CO_2 dont on peut observer la forte signature autour de 667 cm^{-1}. Nous pouvons également voir les bandes d'absorption du CO_2 à 962 cm^{-1} et 1064 cm^{-1} (respectivement 10.4 et 9.4 μm). Les variations correspondant au CH_4 et au N_2O sont moins importantes que précédemment. On observe également un forçage radiatif négatif (variation d'OLR positive) du CFC-12 à 905 cm^{-1} et à 1160 cm^{-1}, et du CFC-11 à 850 cm^{-1}, conséquence de la diminution de leur concentration dans le scénario *Future GHG* par rapport aux conditions actuelles.

Bien que plus intense, le taux de chauffage vertical présente la même forme que pour le forçage présent avec un chauffage qui augmente au niveau de la surface et de la basse troposphère et qui diminue dans la stratosphère et dans la mésosphère. Ici aussi, les variations de taux de chauffage dans la bande d'absorption de l'ozone varient, mais l'effet est minime sur le forçage radiatif.

Ajoutons que le forçage des gaz à effet de serre du scénario *Future GHG* par rapport au scénario *Pre-industrial GHG* vaut ici 6.92 $W\,m^{-2}$ (écart type de 2.97 $W\,m^{-2}$). La valeur moyenne de 7.38 $W\,m^{-2}$ obtenue pour l'ensemble des modèles de transfert radiatif de référence participant à RFMIP (cf. Table 2 in Pincus et al. 2020, annexe A) est plus importante que celle obtenue avec 4A-Flux. Cette différence, expliquée en annexe A de l'article de présentation de 4A-Flux (cf. section 2.3.2), provient du fait que nos simulations ne prennent en compte que 16 gaz à effet de serre parmi les 43 présents de la base RFMIP. La plupart des gaz non pris en compte ont un impact très faible sur l'OLR pour les scénarios préindustriels et présent pour lesquels ils sont très peu concentrés. Certains jouent cependant un rôle plus important dans le scénario futur, par exemple le HFC-125 dont la concentration est multipliée par 60 entre le scénario *Present day* et le scénario *Future GHG* (cf. tables en annexe C).

Forçage radiatif causé par les gaz à effet de serre et les conditions atmosphériques



(a) *Present day* − *Pre-industrial all* (b) *Future all* − *Present day*

FIGURE 3.11 – Variation moyenne d'OLR et de taux de chauffage vertical sur la base RFMIP entre le scénario *Pre-industrial all* et le scénario *Present day* et entre le scénario *Present day* et le scénario *Future all*.

Nous présentons à présent le forçage radiatif causé par les gaz à effet de serre conjointement aux conditions atmosphériques (*all*). Nous ajoutons donc ici les ajustements du

profil de température et de vapeur d'eau ainsi que de la température de surface en réponse à l'évolution des gaz à effet de serre.

La figure 3.11a présente le forçage radiatif actuel par rapport à la situation préindustrielle. La prise en compte des variables thermodynamiques diminue le forçage (2.33 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ contre 2.81 $\mathrm{W\,m^{-2}}$), mais augmente sa variabilité (2.22 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ contre 1.33 $\mathrm{W\,m^{-2}}$). Comme nous l'avons vu dans la section 3.2 traitant des sensibilités, la diminution de l'OLR par l'absorption des gaz est contrebalancée par son augmentation avec la température. En plus des signatures des différents gaz à effet de serre présentées dans le paragraphe précédent, nous voyons ici l'impact important de la vapeur d'eau dans l'infrarouge lointain. La signature de l'ozone est ici toujours aussi visible.

La variation du taux de chauffage vertical est également assez différente de celle obtenue sans variation des conditions atmosphériques. Ici le chauffage de la couche de surface est légèrement négatif, car le chauffage dû au CO_2 dans la bande à 667 $\mathrm{cm^{-1}}$ est compensé par le refroidissement causé par la vapeur d'eau sur le reste du spectre. La variation du taux de chauffage reste positive dans le bas de la troposphère, mais devient négative dans le haut de la troposphère à cause du refroidissement supplémentaire de la vapeur d'eau dans l'infrarouge lointain. La diminution de la température au-dessus de la tropopause entraine une variation positive du taux de chauffage vertical avec une forte contribution de la vapeur d'eau dans l'infrarouge lointain, une augmentation du chauffage dû à l'ozone et une moindre diminution du refroidissement lié à la bande ν_2 du CO_2.

La figure 3.11b présente le forçage du scénario *Future all* par rapport au scénario *Present day*. Ici, la valeur du forçage est négative et vaut -0.26 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ et sa variabilité est importante avec un écart type de 6.08 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ (cf. table 3.6). Le spectre des variations d'OLR montre que l'augmentation de la température de surface et de l'atmosphère entrainent une variation positive de l'OLR particulièrement marquée dans la bande fenêtre infrarouge qui compense la variation importante causée par le CO_2 dans la bande ν_2.

La variation du taux de chauffage vertical est positive à la surface à cause de l'augmentation de la température de surface (il n'y a plus compensation du chauffage lié au CO_2 et du refroidissement lié à la vapeur d'eau). Nous observons la même diminution du taux de chauffage vertical dans la haute troposphère liée au refroidissement de la vapeur d'eau dans l'infrarouge lointain. Ici cependant, le refroidissement l'emporte dans la stratopause à cause de la très forte concentration de CO_2 dans le scénario *Future all*.

Nous obtenons un forçage des gaz à effet de serre avec variation des conditions atmosphériques du scénario *Future all* par rapport au scénario *Pre-industrial all* de 2.08 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ avec un écart type de 7.68 $\mathrm{W\,m^{-2}}$. Cette variation est bien inférieure à celle obtenue avant ajustement des paramètres atmosphériques et de surface au forçage des gaz à effet de serre. La température atmosphérique s'ajuste en réponse au forçage radiatif instantané entrainant ainsi une augmentation du flux sortant atténuant *in fine* le déséquilibre énergétique.

3.5 Variations de l'OLR attendues sur la période d'observation IASI

Dans les sections précédentes, nous avons présenté des études de sensibilités à des perturbations de paramètres géophysiques et également suivant différents scénarios clima-

TABLE 3.6 – Moyenne des forçages radiatifs pour les 100 situations de la base RFMIP pour les différents scénarios climatiques étudiés.

(en $W\,m^{-2}$)	Forçage moyen	Écart type du forçage
Present day − Pre-industrial GHG	2.81	1.33
Future GHG − Present day	4.11	2.08
Future GHG − Pre-industrial GHG	6.92	2.97
Present day − Pre-industrial all	2.33	2.22
Future all − Present day	−0.26	6.08
Future all − Pre-industrial all	2.08	7.68

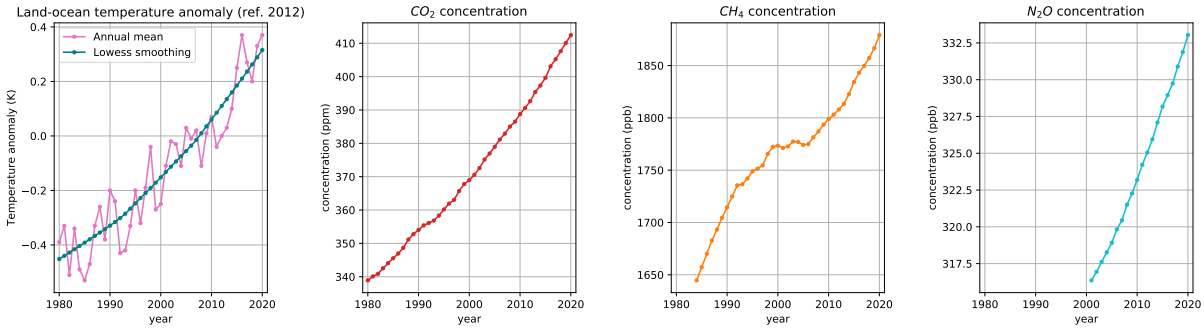


FIGURE 3.12 – Variations historiques récentes de quatre paramètres atmosphériques. De gauche à droite sont présentées : l'anomalie de température globale sur mer et sur terre par rapport à 2007 en moyenne annuelle avec un lissage lowess (source : NASA/GISS) et les moyennes annuelles maritimes des concentrations de CO_2, CH_4 et N_2O (source : NOAA/GML).

tiques. Dans cette section, nous nous appuyons sur ces résultats pour évaluer l'impact des variations historiques récentes de température de surface et des concentrations des trois principaux gaz à effet de serre d'origine anthropique sur l'OLR et plus spécifiquement durant la période d'observation de l'instrument IASI qui sera utilisé dans les chapitres suivants.

La figure 3.12 présente les variations temporelles historiques récentes de l'anomalie de température moyenne globale de surface (terre et océans) [6], et les moyennes annuelles maritimes de la concentration de dioxyde de carbone [7], de méthane [8] et de protoxyde d'azote [9]. Ces séries s'étendent de 1980 à 2020 pour la température de surface et la concentration de CO_2, de 1984 à 2020 pour le CH_4, et de 2001 à 2020 pour le N_2O. À partir de ces séries historiques et des résultats de l'étude de sensibilité réalisée sur les atmosphères de la base TIGR 2000 dans l'article 4A-Flux et dans la section 3.2, nous avons estimé la variation d'OLR. Cette variation est représentée en figure 3.13 par rapport à l'année 2007 pour la moyenne des cinq classes TIGR 2000 (les figures pour chacune des atmosphères sont présentées en annexe B.3). Comme nous l'avons vu précédemment, l'augmentation de la température de surface entraine une augmentation de l'OLR alors que l'augmentation de la concentration des gaz absorbants engendre une diminution de l'OLR. La variation nette d'OLR causée par l'augmentation historique de la température de surface et de la concentration des trois principaux gaz à effet de serre anthropiques est positive. Notons cependant que l'évolution de la concentration des autres gaz n'a pas été pris en compte ici, ni l'évolution de la température de l'atmosphère.

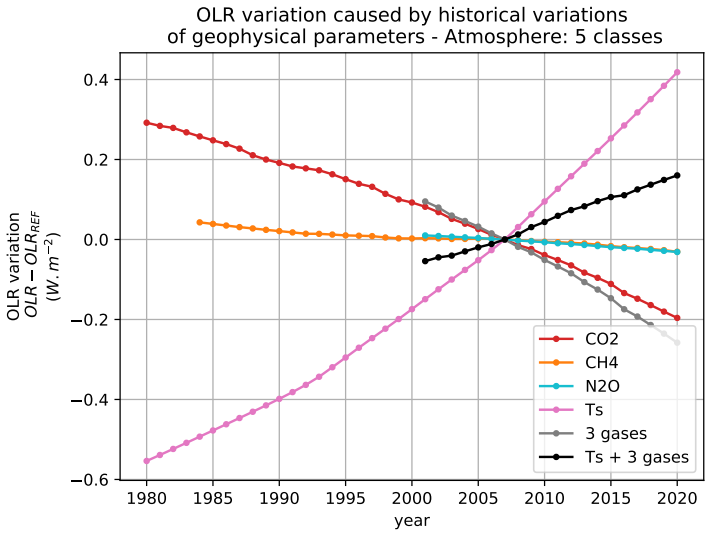


FIGURE 3.13 – Variations de l'OLR par rapport à 2007 estimées à partir des variations historiques récentes de température de surface et des concentrations des gaz à effet de serre (facteurs pris séparément ou en combinaison) en moyenne sur les cinq classes TIGR 2000.

6. Source : NASA/GISS, https://climate.nasa.gov/vital-signs/global-temperature/
7. Source : Ed Dlugokencky, NOAA/GML, https://gml.noaa.gov/ccgg/trends_ch4/
8. Source : Dr. Pieter Tans, NOAA/GML, https://gml.noaa.gov/ccgg/trends/
9. Source : Ed Dlugokencky, NOAA/GML, https://gml.noaa.gov/ccgg/trends_n2o/

La table 3.7 détaille les variations pour les atmosphères moyennes des cinq classes de TIGR sur la période 2007-2020 correspondant à la période d'observation de l'instrument IASI embarqué sur Metop-A. Nous remarquons que contrairement aux autres types d'atmosphères la variation de l'OLR pour l'atmosphère tropicale est négative avec -0.11 W m^{-2} de variation sur la période IASI. Premièrement, l'atmosphère tropicale très humide est bien moins sensible à la température de surface que les autres atmosphères plus sèches. Pour l'atmosphère tropicale, l'absorption par le continuum de vapeur d'eau dans la région spectrale de la fenêtre atmosphérique n'est plus négligeable. Deuxièmement, l'atmosphère tropicale étant plus chaude dans la troposphère que les autres atmosphères, la sensibilité à la concentration des gaz à effet de serre est accrue. La combinaison de ces deux facteurs entraine le changement de signe de variation de l'OLR sur la période IASI constaté dans la table 3.7.

TABLE 3.7 – Variations de l'OLR engendrées par les changements historiques récents de la température de surface T_s et de la concentration de CO_2, CH_4 et N_2O sur les cinq atmosphères moyennes de TIGR sur la période 2007-2020.

(en W m^{-2})	T_s	CO_2	CH_4	N_2O	3 gaz	Tout
Tropical	0.29	−0.30	−0.05	−0.05	−0.39	−0.11
Mid-latitude 1	0.44	−0.25	−0.04	−0.04	−0.32	0.12
Mid-latitude 2	0.46	−0.18	−0.03	−0.03	−0.24	0.22
Polar 1	0.45	−0.11	−0.02	−0.02	−0.14	0.31
Polar 2	0.46	−0.15	−0.02	−0.03	−0.19	0.26
5 classes	0.42	−0.20	−0.03	−0.03	−0.26	0.16

Nous pouvons constater que les variations d'OLR sur la période IASI sont faibles et ne dépassent pas 0.31 W m^{-2} pour l'atmosphère Polar 1 qui est une classe extrême (très froide) et peu représentative, et 0.26 W m^{-2} pour la classe Polar 2, bien plus représentative des conditions sur terre. Et ces variations sont encore plus faibles pour les atmosphères tropicales et tempérées. De plus, la variabilité de la température de surface présentée en figure 3.12 doit entrainer des variations significatives de l'OLR. La faible tendance et la grande variabilité de l'OLR rendent difficile l'estimation d'une tendance sur des séries temporelles d'une dizaine d'années.

Bien que cette étude nous permette d'estimer les variations de l'OLR sur la période IASI en réponse aux variations historiques de température de surface et de concentration de CO_2, de CH_4, et de N_2O, elle ne prend pas en compte les variations du profil de température, de l'émissivité de surface ou des autres gaz à effet de serre, notamment la variation de la concentration de vapeur d'eau. Cette évaluation permet donc d'estimer l'impact instantané de la variation des grandeurs étudiées sur l'OLR, mais ne correspond pas à complètement la variation de l'OLR effectivement attendue sur la période IASI.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la sensibilité spectrale de l'OLR et du taux de chauffage vertical aux principales variables qui affectent le transfert radiatif. En plus d'une

évaluation quantitative, cette analyse nous a permis de développer une interprétation qualitative de l'impact de chaque variable sur les flux radiatifs.

Nous avons vu qu'une augmentation des températures de surface ou de l'atmosphère augmente l'OLR total alors qu'une augmentation de la concentration en gaz à effet de serre le diminue, mais surtout que ces sensibilités ne sont pas spectralement uniformes. Alors que certains paramètres comme la température de l'atmosphère ou la concentration en vapeur d'eau ont un impact sur une très grande partie du spectre à grande longueur d'onde, d'autres comme la concentration des gaz à effet de serre anthropiques ont des effets spectralement plus localisés. Les interactions entre les différents paramètres entrent également en jeu dans ces sensibilités. Citons l'exemple de la concentration en vapeur d'eau qui affecte la sensibilité à la température de surface dans la bande fenêtre atmosphérique.

L'étude de sensibilité du taux de chauffage vertical nous a permis de déterminer l'impact des différentes variations étudiées sur les changements de répartition verticale des sources et puits de flux radiatifs. La perturbation de la température de surface affecte le taux de chauffage principalement en bas de l'atmosphère alors que la variation uniforme du profil de température l'affecte non seulement à la surface, mais aussi dans la stratosphère et la mésosphère. Les variations des gaz à effet de serre bien mélangés ont tendance à légèrement diminuer le refroidissement dans la troposphère alors qu'elles l'accroissent de manière importante dans la stratosphère et la mésosphère. Pour les atmosphères peu humides, une augmentation de concentration de vapeur d'eau affecte principalement le taux de chauffage dans la stratosphère en accentuant son refroidissement radiatif. Dans les atmosphères humides, une augmentation de la vapeur d'eau entraine également un refroidissement supplémentaire de la basse troposphère. Enfin, une augmentation de la concentration en ozone intensifie principalement le refroidissement de la stratosphère et de la mésosphère.

Grâce à la base de données RFMIP, nous avons aussi analysé les forçages radiatifs dans différents scénarios climatiques. En nous appuyant sur les scénarios *Pre-industrial*, *Present day* et *Future*, nous avons non seulement déterminé et analysé les forçages intégrés, mais aussi la répartition spectrale de ce forçage et les variations du taux de chauffage spectral et vertical avec et sans ajustements des paramètres thermodynamiques.

Enfin, nous avons étudié l'impact sur l'OLR des variations historiques des dernières décennies, de la température de surface et de la concentration des gaz à effet de serre anthropiques. Bien que nous n'ayons considéré que trois gaz et que nous n'ayons pas pris en compte les variations du profil de température, cette étude nous a permis de montrer que ces variations sur la période d'observation de IASI entre 2007 et 2020 sont relativement faibles (inférieures à 0.5 $\mathrm{W\,m^{-2}}$) à cause de la compensation entre l'augmentation de la température de surface et celle de la concentration des gaz à effet de serre. Cela rend d'autant plus intéressante l'exploitation de l'information spectrale des sondeurs infrarouges pour discriminer les différents contributeurs au forçage radiatif total. Dans le chapitre suivant, nous allons proposer une méthode pour déterminer l'OLR, à partir des mesures de l'instrument IASI en restituant une information spectrale qui permettrait une telle discrimination.

Chapitre 4

Détermination de l'OLR à partir de IASI

4.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction, la richesse de l'information contenue dans les spectres de luminance mesurés par les sondeurs infrarouges à haute résolution spectrale permet de restituer une multitude de variables décrivant l'état de l'atmosphère et de la surface observées. Dans ce chapitre, nous allons proposer une méthodologie permettant une détermination rapide de l'OLR à partir des observations de ces sondeurs infrarouges. Cette méthodologie sera ici appliquée spécifiquement aux mesures de l'instrument IASI.

IASI mesure la luminance spectrale sur la bande $645 - 2760$ cm^{-1} avec une résolution spectrale apodisée de 0.5 cm^{-1} et un échantillonnage spectral de 0.25 cm^{-1}, soit un total de 8461 canaux. Ces spectres de luminance, ou de manière équivalente de température de brillance, représentent les produits de niveau 1c de IASI (L1c). À partir des produits L1c, les algorithmes d'inversions opérationnels d'EUMETSAT estiment les paramètres thermodynamiques de la surface et de l'atmosphère parmi lesquels se trouvent les profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone, la température de surface ou les paramètres des nuages. Ces produits géophysiques restitués représentent les produits de niveau 2 de IASI (L2).

Le module 4A-Flux dont le développement a été présenté en section 2.3, permet de calculer le spectre d'OLR à partir d'une description géophysique de l'atmosphère et de la surface. La première méthode d'estimation de l'OLR, que nous nommerons approche *FullRTM*, consiste à appliquer le code de transfert radiatif 4A/OP équipé du module 4A-Flux à une description atmosphérique basée sur les produits L2 de IASI. Comme nous le verrons, cette approche ne permet pas une estimation rapide de l'OLR puisqu'elle repose sur le transfert radiatif raie-par-raie chronophage et est donc incompatible avec la rapidité requise pour la détermination de l'OLR sur toute la période d'observation IASI. Néanmoins, 4A-Flux ayant été validé dans le cadre du projet RFMIP (cf. section 2.3.2 et annexe A), nous pourrons nous servir de l'approche FullRTM comme d'une référence pour évaluer les approches rapides d'estimation.

Pour réaliser l'estimation rapide de l'OLR, nous avons développé une autre approche, nommée *FullNN*, faisant appel à des réseaux de neurones de type perceptron multicouches

(PMC) qui modélisent les relations non-linéaires reliant la luminance ou température de brillance mesurées par IASI (L1c) et l'OLR. Cette approche s'appuie sur les travaux précurseurs du LMD, dans les années 1990, sur les méthodes d'apprentissage par réseaux de neurones (Cheruy et al. 1996 ; Chevallier 1998 ; Chevallier et al. 2000).

Nous avons également développé une approche intermédiaire, nommée *RTM+NN*, ayant pour objectif d'évaluer le comportement de nos réseaux de neurones non pas sur les spectres directement observés par IASI (L1c) mais sur des spectres simulés par 4A/OP à partir des produits de niveau 2 de IASI (L2) également utilisés pour l'approche FullRTM. Cette approche intermédiaire permet d'évaluer l'incertitude introduite par le réseau de neurones indépendamment des erreurs de modélisation ou de spectroscopie par rapport aux observations IASI.

Dans un premier temps, nous allons présenter l'approche neuronale de l'estimation de l'OLR. Ensuite, nous appliquerons cette approche à des observations IASI. La comparaison des trois approches précédemment décrites permettra de déterminer certaines causes de biais et d'erreurs aléatoires de l'approche neuronale. Enfin, nous comparerons les résultats d'OLR obtenus à partir de IASI aux observations colocalisées du radiomètre large bande ScaRaB embarqué sur Megha-Tropiques afin de valider notre approche vis-à-vis d'observations spatiales indépendantes.

4.2 Développement des réseaux de neurones artificiels

Cette section présente le développement des réseaux de neurones artificiels employés pour l'estimation de l'OLR à partir des observations de l'instrument IASI. Nous allons d'abord décrire les principes des réseaux de neurones, puis plus particulièrement du perceptron multicouches. Ensuite, nous aborderons le développement de l'algorithme d'apprentissage permettant d'optimiser les paramètres dans le cadre de notre application. Nous décrirons les bases d'apprentissage et d'évaluation sur lesquelles reposent cette optimisation. Enfin, nous décrirons plus finement les PMC que nous avons sélectionnés pour les applications à IASI.

4.2.1 Réseaux de neurones artificiels et perceptrons multicouches (PMC)

Bref historique

Les premiers travaux sur les réseaux de neurones artificiels datent des années 1950 lorsque Warren McCulloch et Walter Pitts, deux neurologues américains élaborent une modélisation des neurones biologiques, le *neurone formel*, et démontrent sa capacité à réaliser des fonctions logiques, arithmétiques et symboliques complexes. Bien que ces recherches visaient au départ à étudier les réseaux de neurones biologiques, cette formalisation mathématique à ensuite pris son essor dans le domaine des statistiques et plus précisément en intelligence artificielle. En 1957, Frank Rosenblatt élabore à partir des travaux de McCulloch et Pitts, le *perceptron* qui grâce à une phase d'apprentissage est capable d'apprendre par la confrontation à des exemples. Mais l'intérêt jusqu'alors porté au perceptron diminue grandement à la publication en 1969 de l'ouvrage de Marvin Lee Minsky et Seymour Papert, soulignant les limitations du perceptron dans la modélisation

des problèmes non linéaires. En 1982, l'intérêt pour les réseaux de neurones artificiels est relancé par John Joseph Hopfield et le développement d'un modèle complètement récurrent. La deuxième moitié des années 1980 voit le développement d'un nouveau type de réseau de neurones, *le perceptron multicouches* (PMC). D'abord proposé par Paul Werbos dans les années 1970, il est véritablement développé par David Rumelhart en 1986. Le PMC repose, pour son apprentissage, sur les concepts de la *rétropropagation de l'erreur* et de la *descente de gradient*. Avec l'ajout d'une *fonction d'activation sigmoïde*, ces nouvelles méthodes ont permis de s'affranchir des limitations soulevées par Minsky et Papert et font du PMC un approximateur universel. En d'autres termes, quel que soit le degré de précision choisi, il existe théoriquement un réseau de neurones capable de modéliser n'importe quelle fonction mesurable, pourvu qu'il possède la bonne architecture.

Définition du PMC

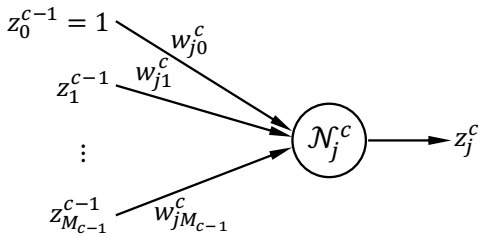


FIGURE 4.1 – Représentation schématique du neurone formel. Il s'agit du $j^{ième}$ neurone noté $\mathcal{N}_j^c$, situé en $c^{ième}$ couche d'un PMC. Les sorties des M_{c-1} neurones de la couche $c-1$ sont notées $(z_i^{c-1})_{1\leq i\leq M_{c-1}}$ avec une entrée unitaire supplémentaire notée z_0^{c-1} pour la représentation du biais. Les synapses reliant les neurones de la couche $c-1$ au neurone j de la couche c sont affectées des poids synaptiques notés $(w_{ji}^c)_{0\leq i\leq M_{c-1}}$. La sortie du neurone $\mathcal{N}_j^c$ est notée z_j^c.

À la base du PMC se trouve le neurone formel représenté sur la figure 4.1. Ce neurone formel réalise une combinaison linéaire des variables d'entrées z_i^{c-1} pondérées par les coefficients w_{ji}^c nommés *poids synaptiques*. Cette combinaison linéaire, notée a_j^c, se nomme *activation*. La sortie du neurone formel, notée z_j^c est le résultat de la combinaison linéaire précédente à laquelle on applique une fonction ϕ nommée *fonction d'activation* :

$$z_j^c = \phi\left(a_j^c\right) = \phi\left(\sum_{i=0}^{M_{c-1}} w_{ji}^c z_i^{c-1}\right) \tag{4.1}$$

De nombreuses fonctions sont utilisées dans les réseaux de neurones en guise de fonction d'activation. Citons les fonctions les plus couramment employées : la fonction identité, la fonction unité de rectification linéaire (ReLU), ou les fonctions de type sigmoïdes (fonction logistique, tangente hyperbolique). La fonction d'activation utilisée dans notre cas est la fonction tangente hyperbolique définie pour tout réel x par :

$$\phi(x) = \tanh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}. \tag{4.2}$$

La représentation graphique de cette fonction se trouve en figure 4.2. La fonction tangente hyperbolique est continue et dérivable sur $\mathbb{R}$ et sa dérivée s'écrit simplement :

$$\phi'(x) = 1 - \tanh^2(x). \tag{4.3}$$

Les propriétés de la fonction tangente hyperbolique en font un choix intéressant. Elle

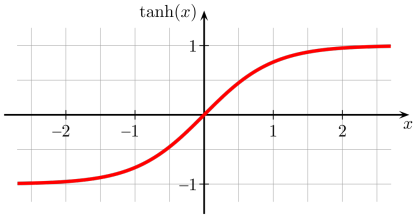


FIGURE 4.2 – Représentation graphique de la fonction tangente hyperbolique.

est strictement croissante sur $\mathbb{R}$ assurant que pour deux combinaisons linéaires d'entrées différentes, les sorties du neurone seront également différentes. De plus cette fonction a pour ensemble image le segment $]-1, 1[$, avec deux asymptotes à -1 en $-\infty$ et à 1 en $+\infty$, évitant ainsi la propagation dans le réseau de valeurs trop grandes. Enfin, la dérivée de la fonction tangente hyperbolique possède une expression analytique simplement calculable numériquement. Cela permet de simplifier le calcul de l'algorithme d'apprentissage et donc d'en diminuer le temps de calcul.

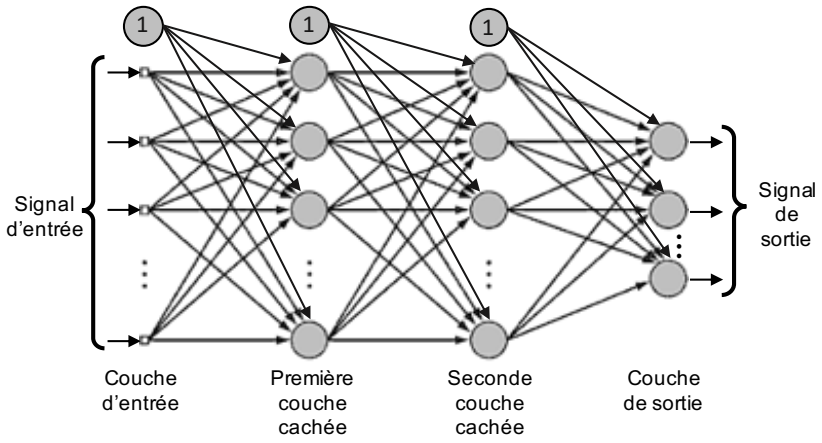


FIGURE 4.3 – Perceptron multicouches à deux couches cachées. Chaque cercle représente un neurone formel.

Le PMC est un type de réseau de neurones formels organisés en couches successives comme le présente la figure 4.3. Il s'agit d'un réseau de neurones dit *dense*, car chaque neurone est relié à tous les neurones des couches précédentes et suivantes. La première couche à gauche est la *couche d'entrée*, les deux couches du milieu sont les *couches cachées* et la couche de droite est la *couche de sortie*. En outre, chaque couche possède un neurone supplémentaire, affecté d'une entrée unitaire et permettant de réaliser une translation

dans les combinaisons linéaires, avant l'application de la fonction d'activation, ajoutant un degré de liberté supplémentaire à chaque neurone ne dépendant pas de la sortie des neurones de la couche précédente.

Dans le PMC, l'information se propage d'une couche à la suivante via des synapses affectées d'un poids synaptique. La valeur des poids doit être ajustée au problème que l'on cherche à modéliser. Cette optimisation des poids synaptiques s'appelle la *phase d'apprentissage*. Cet apprentissage est dit *supervisé*, car il est réalisé à partir d'une base de données d'exemples de couples entrée-sortie : la *base d'apprentissage*. Il est important de contrôler au cours de la phase d'apprentissage que le réseau n'est pas en *sur-apprentissage*, c'est-à-dire dans un état dans lequel les poids sont parfaitement optimisés pour représenter les exemples de la base d'apprentissage, mais ne permet plus la généralisation à des exemples nouveaux hors de la base d'apprentissage. Le contrôle du sur-apprentissage se fait grâce à une autre base d'exemples de couples entrée-sortie qui n'est pas utilisée pour l'optimisation des poids : la *base d'évaluation*. Une fois optimisé, le PMC est prêt à être appliqué à des données nouvelles, différentes de celles des bases d'application ou d'évaluation.

La phase d'apprentissage est plus ou moins longue selon la complexité du problème et la taille du réseau à optimiser, mais une fois cette optimisation réalisée, l'application du PMC est considérablement plus rapide (cf. Table 4.6).

4.2.2 Développement de l'algorithme d'apprentissage

Après avoir décrit le PMC, nous nous concentrons ici sur le développement de l'algorithme d'apprentissage réalisé afin d'optimiser la valeur des poids synaptiques des réseaux de neurones. L'objectif est d'obtenir des réseaux de neurones capables d'estimer l'OLR sur une ou plusieurs bandes spectrales, à partir des spectres de température de brillance mesurés par IASI (L1c) ou simulés par 4A/OP.

Les données d'entrées et leur prétraitement

L'apprentissage supervisé du PMC nécessite une base d'apprentissage et une base d'évaluation contenant les vecteurs d'entrées et de sorties du PMC. L'élaboration des bases d'apprentissage et d'évaluation spécifiques à notre problème sera décrite en détail en section 4.2.3. Notons seulement ici les variables contenues dans ces bases. D'une part, pour le vecteur d'entrées du PMC, nous avons la température de brillance des canaux IASI simulés par 4A/OP. D'autre part, pour le vecteur de sorties du PMC, nous avons les OLR simulés avec 4A-Flux et intégrés sur la ou les bandes spectrales que l'on souhaite estimer. Chaque couple de température de brillance et d'OLR a été simulé dans des conditions géophysiques identiques. Nous notons ici $(x^{app(k)}, y^{app(k)})_{1\leq k\leq N^{app}}$ l'ensemble des N^{app} couples de vecteurs d'entrées $x^{app(k)}$ et de sorties $y^{app(k)}$ pour la base d'apprentissage et, de manière analogue, $(x^{eva(k)}, y^{eva(k)})_{1\leq k\leq N^{eva}}$ pour la base d'évaluation.

Les données en entrée et en sortie du PMC doivent être normalisées afin de ne pas saturer le PMC. En effet, la fonction d'activation $\tanh(x)$ ne varie que très peu pour des valeurs de x telles que $|x| > 2$. Ce phénomène de saturation des neurones du PMC rendrait l'apprentissage inefficient. Nous calculons donc pour chaque vecteur $z^{(k)}$ des bases d'application ou d'évaluation, la variable normalisée $\overline{z}^{(k)}$ correspondante :

$$\overline{z}^{(k)} = \beta \frac{z^{(k)} - \langle z \rangle}{\sigma_z} \tag{4.4}$$

où β est un coefficient d'échelle et, $\langle z \rangle$ et σ_z sont respectivement la moyenne et l'écart type des vecteurs calculés sur l'ensemble des exemples de la base.

Optimisation du réseau

L'étape préalable à l'algorithme d'apprentissage consiste à initialiser la valeur des poids synaptiques. Cette initialisation se fait de manière arbitraire, mais en s'assurant que la somme des poids synaptiques d'une couche du PMC soit inférieure à l'unité pour éviter la saturation des neurones. Il convient de s'assurer que les poids ne soient pas tous initialisés à une valeur nulle. En effet, la fonction d'activation ayant une dérivée nulle en zéro, l'algorithme d'apprentissage resterait stationnaire. Ensuite, l'algorithme parcourt les étapes suivantes :

1. Sélection aléatoire d'un couple entrée-sortie cible dans la base d'apprentissage : $(\overline{x}^{app(k)}, \overline{y}^{app(k)})$.
2. Application de l'effet de la perturbation aléatoire de la température de surface sur le couple d'entrée-sortie.
3. Application du bruit instrumental IASI simulé sur les canaux de température de brillance en entrée.
4. Application du PMC à la variable d'entrée perturbée et bruitée $\overline{x}^{app(k)}$ et obtention de la sortie du PMC correspondante $\hat{\overline{y}}^{(k)}$, calculée avec les poids synaptiques actuels du réseau.
5. Calcul de l'erreur commise par le PMC en sortie et du gradient de la fonction de coût.
6. Rétropropagation de l'erreur de sortie vers l'entrée.
7. Mise à jour des poids du PMC.
8. Retour à l'étape 1 tant que le critère d'arrêt n'est pas atteint.

Détaillons maintenant les différentes étapes de l'algorithme qui nécessitent davantage de précisions.

Étape 2. L'importance de la représentativité de la base de données d'apprentissage ne doit pas être sous-estimée. Pour l'améliorer, nous avons procédé à une perturbation aléatoire de la température de surface suivant une loi de distribution de probabilité normale. Chaque situation de la base d'apprentissage est perturbée pendant l'apprentissage permettant aux exemples présentés au réseau de neurones d'être à chaque fois légèrement différents. Tout se passe comme si la base d'apprentissage contenait bien plus de situations permettant ainsi une meilleure couverture de l'espace des entrées et des sorties en termes de température de surface. L'impact de cette perturbation sur les températures de brillance et sur l'OLR est calculé grâce à leur jacobien en température de surface qui ont été simulés préalablement avec 4A/OP et 4A-Flux lors de la constitution de la base d'apprentissage. Pour chaque vecteur $z^{(k)}$ de l'ensemble d'apprentissage, le vecteur perturbé suit une distribution normale de moyenne $z^{(k)}$ et d'écart type $(\sigma_{Ts}\ \mathrm{Jac}_{Ts})$ où σ_{Ts} est l'écart type de la température de surface choisie pour la perturbation et Jac_{Ts} est le vecteur de jacobiens en fonction de la température de surface, c'est-à-dire des dérivées partielles du vecteur de sorties par rapport à la température de surface.

Étape 3. De plus, afin de mieux modéliser les températures de brillance de l'instrument IASI en entrée du PMC, nous avons ajouté à chaque canal un bruit instrumental aléatoire simulé à partir des paramètres instrumentaux. Cet ajout de bruit instrumental à pour effet secondaire d'améliorer la couverture de l'espace des entrées.

Étape 5. La fonction de coût que nous cherchons à minimiser ici est la plus couramment utilisée dans l'optimisation des PMC. Elle est proportionnelle à l'erreur quadratique moyenne, notée E, et définie comme suit :

$$E(W) = \frac{1}{2N^{app}} \sum_{n=1}^{N^{app}} ||\overline{y}^{app(k)} - \hat{\overline{y}}^{(k)}||^2 \tag{4.5}$$

où W est le vecteur contenant les poids synaptiques et $||\cdot||$ est la norme euclidienne (le facteur $1/2$ permettra de simplifier l'écriture du gradient). Nous réalisons la minimisation de la fonction de coût par l'*algorithme du gradient stochastique* (SGD pour *Stochastic Gradient Descent*), la méthode de descente de gradient itérative la plus utilisée pour l'entrainement des réseaux de neurones artificiels. Avec cet algorithme, au lieu de calculer le gradient de la fonction de coût sur l'ensemble de la base d'apprentissage $\nabla_W E(W)$ (méthode dite *batch*), ce gradient est approché à chaque itération par celui d'un seul exemple de la base tiré aléatoirement. L'algorithme du gradient stochastique est numériquement moins couteux que l'approche batch et permet d'éviter, dans certains cas, les minimums locaux. La fonction de coût que nous cherchons à présent à minimiser s'écrit plus simplement comme :

$$E^{(k)}(W) = \frac{1}{2}||\overline{y}^{app(k)} - \hat{\overline{y}}^{(k)}||^2 = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{p}\left(\overline{y}_n^{app(k)} - \hat{\overline{y}}_n^{(k)}\right)^2 \tag{4.6}$$

où p est le nombre de sorties du PMC.

Nous pouvons calculer le gradient de la fonction de coût par rapport au poids synaptique w_{ji}^c que l'on souhaite mettre à jour. En introduisant l'activation $a_j^c = \sum_{i=0}^{M_{c-1}} w_{ji}^c z_i^{c-1}$, nous pouvons écrire ce gradient comme :

$$\frac{\partial E^{(k)}(W)}{\partial w_{ji}^c} = \underbrace{\frac{\partial E^{(k)}(W)}{\partial a_j^c}}_{\delta_j^c} \cdot \underbrace{\frac{\partial a_j^c}{\partial w_{ji}^c}}_{z_i^{c-1}} \tag{4.7}$$

où z_j^{c-1} est la sortie du neurone j de la couche $c-1$, et δ_j^c se nomme l'*erreur*. Pour la couche en sortie du PMC notée s ($c \equiv s$), la fonction de coût s'écrit :

$$E^{(k)}(W) = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{p}\left(\overline{y}_n^{app(k)} - \phi\left(a_j^s\right)\right)^2 \tag{4.8}$$

dont on peut déduire l'expression de l'erreur pour la dernière couche :

$$\delta_j^s = -\phi'\left(a_j^s\right)\left(\overline{y}_j^{app(k)} - \hat{\overline{y}}_j^{(k)}\right). \tag{4.9}$$

Ainsi, le gradient de la fonction de coût par rapport au poids w_{ji}^c vaut, pour la couche de sortie :

$$\nabla_{w_{ji}^s} E^{(k)}(W) = -z_i^{s-1}\phi'\left(a_j^s\right)\left(\overline{y}_j^{app(k)} - \hat{\overline{y}}_j^{(k)}\right). \tag{4.10}$$

Étape 6. Rétropropagation de l'erreur. Elle consiste à transporter successivement l'erreur définie pour la couche de sortie en étape 5 (Eq. 4.7) aux couches précédentes du PMC. Pour ce faire, nous écrivons l'erreur pour la $c^{ième}$ couche du PMC grâce à la relation de récurrence suivante :

$$\delta_j^c = \frac{\partial E^{(k)}(W)}{\partial a_j^c} = \sum_{n=1}^{M_{c+1}} \underbrace{\frac{\partial E^{(k)}(W)}{\partial a_n^{c+1}}}_{\delta_n^{c+1}} \cdot \frac{\partial a_n^{c+1}}{\partial a_j^c} \tag{4.11}$$

où

$$a_n^{c+1} = \sum_{i=0}^{M_c} w_{ni}^{c+1} \phi\left(a_i^c\right) \tag{4.12}$$

L'erreur s'écrit donc pour les couches différentes de la couche de sortie du PMC ($c \neq s$) :

$$\delta_j^c = \sum_{n=1}^{M_{c+1}} \delta_n^{c+1}\ w_{nj}^{c+1}\ \phi'\left(a_j^c\right) \tag{4.13}$$

Et le gradient correspondant vaut :

$$\nabla_{w_{ji}^c} E^{(k)}(W) = z_i^{c-1} \sum_{n=1}^{M_{c+1}} \delta_n^{c+1}\ w_{nj}^{c+1}\ \phi'\left(a_j^c\right) \tag{4.14}$$

Étape 7. La mise à jour des poids se fait, suivant la méthode de descente de gradient selon l'équation :

$$w_{ji}^c := w_{ji}^c - \eta \nabla_{w_{ji}^c} E^{(k)}(W) \tag{4.15}$$

où η est le *pas d'apprentissage*.

Étape 8. Cette dernière étape de l'algorithme consiste à reprendre à l'étape 1 tant qu'un certain critère d'arrêt n'est pas atteint. Définissons ici ce critère d'arrêt. Nous nommons *présentation* un tour complet d'algorithme de l'étape 1 à l'étape 8. Afin de garder un temps d'apprentissage raisonnable, l'évaluation n'a pas lieu à chaque présentation. Au bout d'un grand nombre N_p de présentations, nous évaluons l'état des poids synaptiques du PMC. Nous nommons *itération* l'exécution de N_p présentations au bout desquelles cette phase d'évaluation à lieu, sinon l'étape 8 consiste simplement à retourner à l'étape 1. Contrairement à la phase d'apprentissage qui ne faisait intervenir que la base d'apprentissage, ici intervient également la base d'évaluation. À chaque itération, nous appliquons le PMC avec ses poids synaptiques courants à tous les exemples de la base d'évaluation. Les exemples de la base d'évaluation sont également normalisés et le bruit instrumental IASI aléatoire est ajouté aux canaux de température de brillance en entrée. Nous calculons ensuite les statistiques (racine carrée de l'erreur quadratique moyenne, biais et écart type) des différences entre la valeur ciblée non normalisée et la valeur dénormalisée estimée par le PMC sur la base d'évaluation.

La racine de l'erreur quadratique moyenne, notée RMS, est calculés sur les N^{eva} exemples de la base d'application, pour le vecteur de sorties du PMC suivant :

$$RMS(\hat{y}^{eva}, W) = \sqrt{\frac{1}{N^{eva}} \sum_{k=1}^{N^{eva}} ||y^{eva(k)} - \hat{y}^{(k)}||^2} \tag{4.16}$$

et pour obtenir la statistique de chaque sortie individuelle d'indice i du PMC on remplace la norme euclidienne par la simple différence $(y_i^{eva(k)} - \hat{y}_i^{(k)})$.

Le vecteur biais B sur la base d'évaluation s'écrit :

$$B(\hat{y}^{eva}, W) = \frac{1}{N^{eva}} \sum_{k=1}^{N^{eva}} (y^{eva(k)} - \hat{y}^{(k)}) \tag{4.17}$$

Chaque composante d'indice i du vecteur B correspond au biais individuel de la sortie d'indice i et le biais global pour toutes les sorties est la norme euclidienne de B.

Nous calculons également le vecteur variance V (diagonale de la matrice de covariance) tel que :

$$V(\hat{y}^{eva}, W) = \frac{1}{N^{eva}} \sum_{k=1}^{N^{eva}} (y^{eva(k)} - \hat{y}^{(k)} - B)^2 \tag{4.18}$$

De la même manière que pour le biais, chaque composante d'indice i du vecteur V correspond à la variance individuelle de la sortie d'indice i. En revanche, la variance globale en sortie du PMC, notée Var, est ici la somme des composantes du vecteur V (c'est-à-dire la trace de la matrice de covariance). Nous exprimerons préférentiellement cette valeur en écart type, c'est-à-dire la racine carrée de la variance plutôt que la variance afin de l'évaluer avec la même unité que le biais.

On peut montrer que la RMS, le biais et la variance sont liés par l'équation :

$$RMS^2 = ||B||^2 + Var \tag{4.19}$$

Ces statistiques obtenues sur la base d'évaluation permettent de contrôler que le PMC n'est pas entré en sur-apprentissage, c'est-à-dire n'a pas appris "par cœur" les exemples de la base d'apprentissage au détriment de la faculté de généralisation du réseau à des exemples non appris. Lors de l'apprentissage, l'algorithme de descente de gradient assure la minimisation de la fonction de coût. La RMS calculée sur la base d'apprentissage va donc globalement diminuer au cours de l'apprentissage. La RMS calculée sur la base d'évaluation va commencer par diminuer à mesure que le PMC apprend, atteindre une valeur minimale puis augmenter lorsque débute le sur-apprentissage. Notre critère d'arrêt pour le PMC est donc l'atteinte d'une valeur minimale pour la RMS sur la base d'évaluation. Les valeurs des poids synaptiques sont alors considérées comme optimales.

4.2.3 La création des bases d'apprentissage et d'évaluation

Comme nous l'avons vu précédemment, la qualité de la base d'apprentissage en termes de représentativité de la variabilité des situations atmosphériques est essentielle pour l'apprentissage des PMC. La base d'évaluation est tout aussi importante pour contrôler, par exemple, l'absence de sur-apprentissage du réseau de neurones. Dans cette section, nous allons présenter la constitution de ces deux bases à partir des bases de données de situations atmosphériques TIGR et ARSA, et du code de transfert radiatif 4A/OP avec son module 4A-Flux.

Base d'apprentissage calculée à partir de TIGR 2000

La base de données d'apprentissage a été calculée à partir de la base de données atmosphériques TIGR 2000 décrite précédemment (cf. partie 4.1 de l'article présenté en

section 2.3.2). Sur les 2311 atmosphères de la base, réparties en cinq classes selon le type de masse d'air représenté, nous nous sommes concentrés sur la classe tropicale (Tropical) comprenant 872 situations atmosphériques, et sur les classes tempérées (Mid-latitude 1 et Mid-latitude 2) comprenant conjointement 742 atmosphères. Cela porte le total d'atmosphères pour les classes tropicales et tempérées à 1614. Dans cette application, nous ne nous sommes pas limités à la situation atmosphérique moyenne de chaque classe de masse d'air puisqu'il est nécessaire pour la base d'apprentissage de présenter un maximum de variabilité pour l'apprentissage du PMC. Nous avons par contre considéré les deux classes d'atmosphères tempérées de TIGR conjointement pour obtenir un nombre de profils similaire à la classe tropicale.

TABLE 4.1 – Statistiques des températures de surface pour les types de masses d'air tropicales et tempérées.

Classe TIGR	Nombre	Moyenne ± Écart type (K)
Tropical	872	293.76 ± 7.99
Mid-latitude 1+2	742	273.21 ± 9.36
Mid-latitude 1	388	276.58 ± 9.48
Mid-latitude 2	354	269.50 ± 7.69

Les situations atmosphériques TIGR sont décrites par la température et la pression de surface et par les profils de température, de concentration de vapeur d'eau et d'ozone sur 43 niveaux de pression. La pression de surface est constante dans la base TIGR et vaut 1013 hPa. La table 4.1 présente les statistiques des températures de surface pour chaque classe de masse d'air employée et la figure 4.4 présente les histogrammes correspondants. Dans la base de données, la température de surface et la température du niveau d'atmosphère 43 au plus proche du sol sont identiques. Cette unicité est une hypothèse irréaliste dont les effets sur l'apprentissage des PMC sont corrigés grâce à l'implémentation de la variation aléatoire de la température de surface durant l'apprentissage.

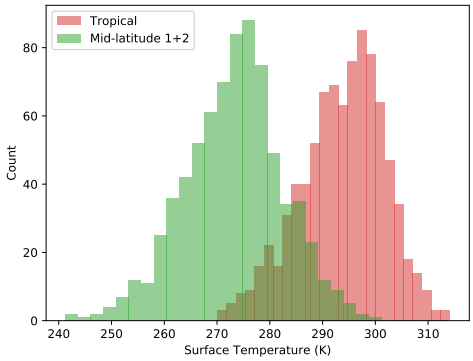


FIGURE 4.4 – Histogrammes des températures de surface de TIGR pour les masses d'air de types tropical (rouge) et tempéré (vert).

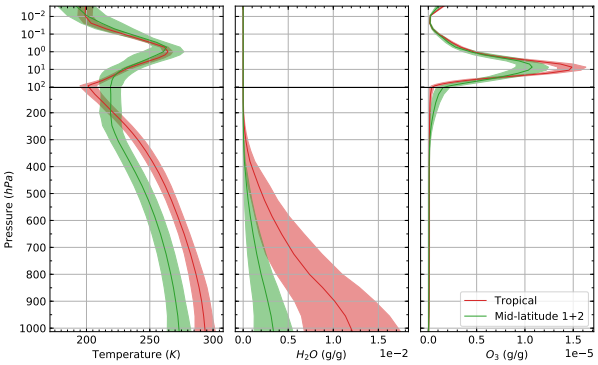


FIGURE 4.5 – Profils atmosphériques TIGR moyens (courbe pleine) et plage ±1 écart type (zones colorées) pour les masses d'air de types tropical (rouge) et tempéré (vert). Le profil de température se trouve à gauche, au centre se trouve le profil de concentration de vapeur d'eau et à droite le profil de concentration d'ozone.

Les profils atmosphériques moyens pour les classes utilisées sont présentés en figure 4.5. Les différences entre les classes de masse d'air sont bien visibles ici. En comparaison avec la classe tropicale, les classes tempérées présentent une température en moyenne plus faible pour la troposphère, et plus élevée pour la tropopause. Au-dessus de la tropopause, les deux profils moyens de température sont relativement proches. La variabilité du profil de température pour chaque classe est presque identique à la surface, mais a tendance à diminuer avec l'altitude pour la classe tropicale alors qu'elle reste à peu près constante pour les classes tempérées. Le profil moyen de concentration de vapeur d'eau est plus élevé en situations tropicales sur toute la colonne atmosphérique et sa variabilité est également plus importante. Quant à la concentration d'ozone, le profil en situations tempérées est plus étendu en altitude, mais sa valeur maximale est plus faible que pour les situations tropicales.

À partir de cette base de données atmosphériques, nous avons simulé, avec le code de transfert radiatif 4A/OP, les températures de brillance telles que les mesurerait IASI avec prise en compte de la fonction d'instrument. Ces calculs ont été effectués dans les conditions nominales de concentration des autres gaz atmosphériques décrites dans le chapitre 3. Nous avons simulé ces spectres de température de brillance pour les 15 angles de visée de IASI [1]. Nous obtenons ainsi une base de données représentative de 24210 spectres de température de brillance IASI simulés. Pour chaque canal IASI, les jacobiens en température de surface sont calculés afin d'appliquer la perturbation lors de l'apprentissage. Nous présentons en figure 4.6, la moyenne des 1614 spectres de température de brillance en visée au nadir pour les atmosphères tropicales et tempérées, pour les 6021 premiers canaux IASI (entre 645 et 2150 cm^{-1}). Ce sont ces canaux IASI simulés qui serviront de données d'entrées pour l'apprentissage des réseaux de neurones.

Nous avons également simulé à partir de la base de données TIGR les 1614 spectres d'OLR entre 10 et 3250 cm^{-1} avec 4A-Flux. À partir de ces spectres d'OLR sont calculés les OLR sur les différentes bandes spectrales qui serviront de sorties du PMC lors de l'ap-

1. Les 15 angles de visée de référence utilisés sont (en degré) : 0.00, 5.72, 9.53, 13.17, 17.06, 20.84, 24.62, 28.51, 32.45, 36.37, 40.39, 44.50, 48.73, 53.06 et 57.61.

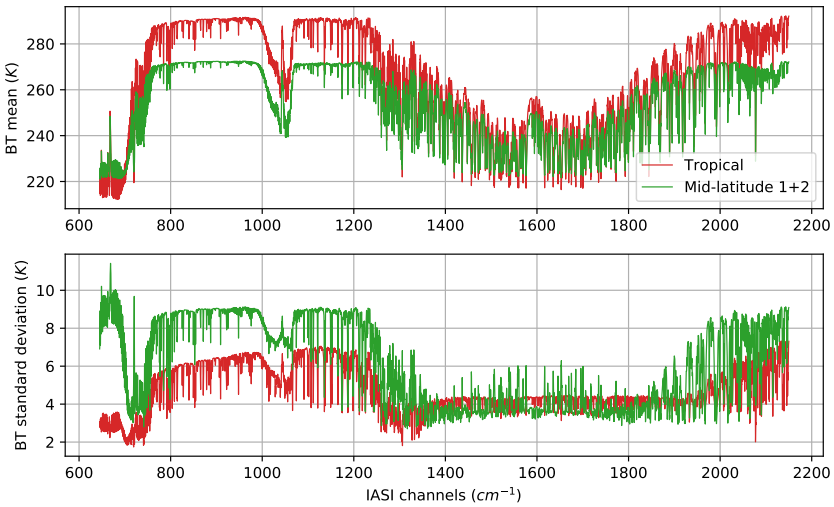
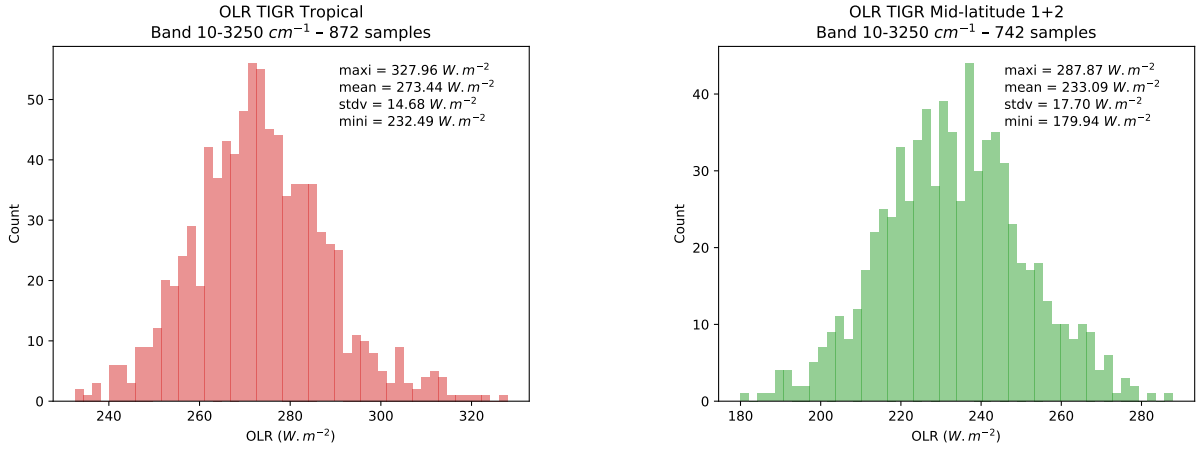


FIGURE 4.6 – Moyenne et écart type des spectres de température de brillance IASI simulés en visée au nadir sur la base TIGR pour les types de masses d'air tropicales (rouge) et tempérées (vert).

TABLE 4.2 – Moyennes et écarts types des OLR calculées sur différentes bandes spectrales pour les classes tropicales et tempérées de la base TIGR.

Spectral Band	Wavenumber range (cm^{-1})	Tropical OLR ($W\,m^{-2}$)	Mid-latitude 1+2 OLR ($W\,m^{-2}$)
ALL	10-3250	273.44 ± 14.68	233.09 ± 17.70
ScaRaB	100-2500	271.36 ± 14.53	231.34 ± 17.59
1 : FIR 1	10-100	1.49 ± 0.03	1.51 ± 0.04
2 : FIR 2	100-645	116.54 ± 3.80	111.12 ± 3.55
3 : CO_2	645-800	35.22 ± 1.40	31.58 ± 2.58
4 : IR window	800-970	53.54 ± 4.56	40.98 ± 5.92
5 : O_3	970-1150	34.85 ± 3.61	24.53 ± 3.99
6 : CH_4, N_2O	1150-1400	22.87 ± 2.12	16.81 ± 2.51
7 : H_2O	1400-1800	4.74 ± 0.70	4.06 ± 0.51
8 : H_2O, O_3, CO_2	1800-2500	3.60 ± 0.55	2.27 ± 0.49
9 : SW	2500-3250	0.58 ± 0.17	0.24 ± 0.11

prentissage. La table 4.2 donne les valeurs moyennes et les écarts types des OLR intégrés sur les différentes bandes choisies comme sorties de PMC. La première bande nommée *bande ALL* intègre le spectre entre 10 et 3250 cm^{-1} pour une couverture du spectre d'émission de la Terre la plus large possible. La deuxième bande nommée *bande ScaRaB* correspond à la bande spectrale mesurée par l'instrument ScaRaB (sur Megha-Tropiques) en facilitant ainsi les intercomparaisons entre notre estimation d'OLR et la mesure du radiomètre ScaRaB. Les bandes notées de 1 à 9 découpent la bande ALL en 9 intervalles spectraux présentant des signatures atmosphériques particulières qui sont décrites dans la première colonne de la table 4.2. Elles permettront d'inclure une information spectrale aux sorties de nos PMC ainsi que de calculer les OLR sur les plages spectrales correspondant aux sensibilités spectrales des radiomètres larges bandes en sommant les différentes sorties. Ces différentes bandes ont été décrites dans la section 3.1.1 et présentées avec la figure 3.1 et la table 3.1.



(a) Situations tropicales

(b) Situations tempérées

FIGURE 4.7 – Histogrammes des OLR simulés par l'approche avec 4A-Flux à partir de la base TIGR sur la bande spectrale $10 - 3250$ cm^{-1}.

La figure 4.7 représente les histogrammes des OLR TIGR intégrés sur la bande $10 - 3250$ cm^{-1}. Les températures de surface et de l'atmosphère plus élevées pour l'atmosphère tropicale entrainent un OLR de 273 W m^{-2} en moyenne plus élevé que l'OLR moyen de 233 W m^{-2} en situations tempérées. La variabilité de l'OLR est en revanche plus importante en atmosphères tempérées avec 18 W m^{-2} contre 15 W m^{-2} en situations tropicales. Cette variabilité accrue provient de l'écart type plus élevé du profil de température, surtout en haut de l'atmosphère.

Base d'évaluation calculée à partir d'ARSA

Il est important pour évaluer l'aptitude des PMC à la généralisation d'utiliser une base d'évaluation indépendante de la base d'apprentissage. Pour élaborer cet ensemble de données d'évaluation, nous nous sommes portés sur la base de données *Analysed Radio-Soundings Archive* (ARSA) [2]. Cette base, développée et maintenue au LMD est une base

2. Plus d'information sur ARSA et accès à la base de données : `https://ara.lmd.polytechnique.fr/index.php?page=arsa`.

de données de radiosondages d'étendue mondiale. Elle est agrémentée de données de surface et d'observations auxiliaires et subit un contrôle de qualité garantissant l'élimination des données aberrantes. Les données des radiosondes sont complétées par des données de réanalyses *ERA-Interim* permettant de compléter les profils pour les niveaux les plus élevés de l'atmosphère et d'inclure les profils de concentration d'ozone. Comme pour la base TIGR, cette base de données contient les températures et pressions de surface et les profils de température et de concentrations de vapeur d'eau et d'ozone. La validation de cette base de données est effectuée par comparaison de simulations par 4A/OP de spectres de température de brillance IASI et des mesures spatiales IASI colocalisées.

Nous n'utilisons ici qu'un sous-ensemble de la base ARSA. Ce sous-ensemble contient non seulement la description de l'atmosphère, mais est également agrémenté des spectres colocalisés mesurés par IASI. Les fichiers sont séparés en mesures de jour ou de nuit et en mesures sur terre ou sur mer. Pour les seules atmosphères de nuit et sur mer, nous avons un ensemble de 30 fichiers séparés par angle de référence IASI (15 angles) et par type de masse d'air de la classification TIGR (tropical, Mid-latitude 1+2).

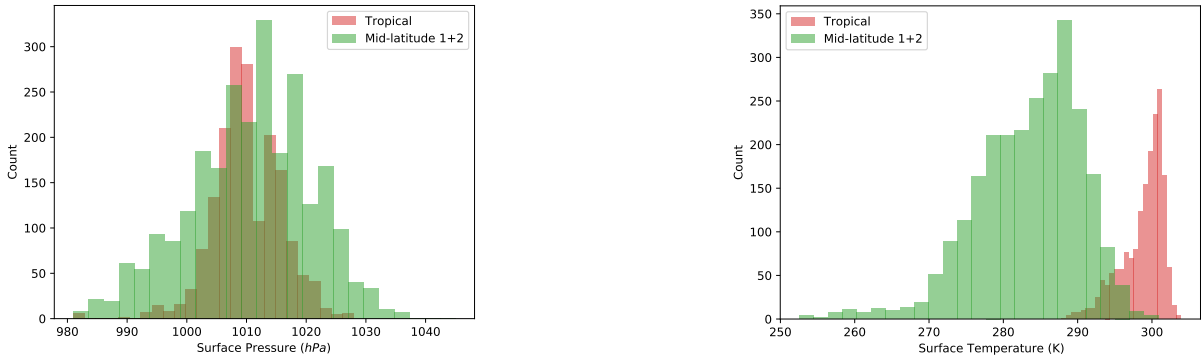
Comme pour la constitution de la base d'apprentissage réalisée à partir des données atmosphériques, la base d'évaluation est réalisée en simulant les canaux de température de brillance IASI avec 4A/OP et les OLR sur les bandes spectrales citées précédemment avec 4A-Flux. Les paramètres de simulation et les concentrations de gaz à effet de serre (autres que la vapeur d'eau et l'ozone) sont pris aux valeurs de référence utilisées précédemment pour calculer la base de données d'apprentissage.

TABLE 4.3 – Statistiques des températures et pressions de surface de la base ARSA pour les masses d'air de types Tropical et Mid-latitude 1 et 2, sur mer et de nuit.

Classe	Nombre	Moy. ± Ect. de Ts (K)	Moy. ± Ect. de Ps (hPa)
Tropical	1762	298.78 ± 2.82	1010.09 ± 5.74
Mid-latitude 1+2	2556	283.50 ± 7.10	1010.67 ± 10.10

La table 4.3 présente les statistiques des variables de surface pour les deux fichiers d'atmosphères ARSA Tropical et Mid-latitude, sur mer et de nuit, et les figures 4.8 (a) et (b) en représente les histogrammes. À la différence des situations TIGR ou la pression de surface était fixée à 1013 hPa, elle est variable dans la base ARSA. Pour les situations sur mer, cette légère variation de la pression de surface n'affecte que secondairement la valeur de l'OLR. Notons également que contrairement à TIGR, la température de surface n'est ici pas égale à la température du niveau le plus bas de l'atmosphère (contraste thermique non nul). Pour les 1762 situations ARSA en condition tropicale, nadir, sur mer et de nuit par exemple, le contraste thermique est en moyenne quasi nulle, mais son écart type vaut 2.1 K.

La table 4.4 donne les statistiques des OLR ARSA intégrés sur les différentes bandes choisies comme sorties de PMC et la figure 4.9 présente les histogrammes de l'OLR sur la bande $10 - 3250$ cm^{-1} pour les deux types de masses d'air. Sur la base ARSA, nous avons des OLR tropicaux et tempérés moyens valant respectivement 284 et 255 W m^{-2} contre 273 et 233 pour la base d'apprentissage TIGR. Les écarts types d'OLR sont cependant plus faible sur la base ARSA. Cela provient essentiellement de la température de surface



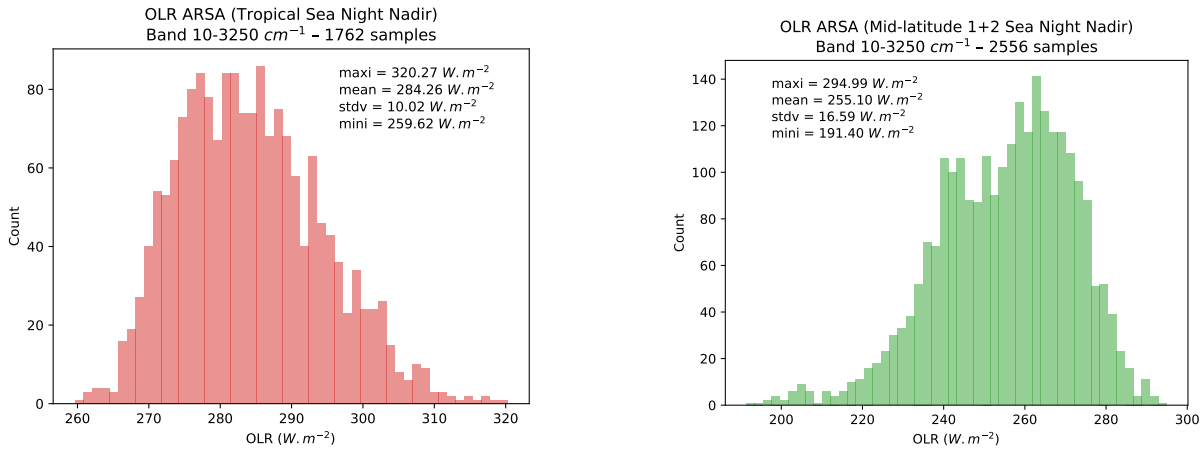
(a) Pression de surface

(b) Température de surface

FIGURE 4.8 – Histogrammes des paramètres de surface des bases d'évaluation ARSA du PMC pour les types de masses d'air Tropical et Mid-latitude 1 et 2 en condition nadir, sur mer et de nuit.

TABLE 4.4 – Moyennes et écarts types des OLR calculées sur différentes bandes spectrales pour les classes tropicales et tempérées de la base ARSA (sous-sélection mer, nuit et nadir).

Spectral Band	Wavenumber range (cm^{-1})	Tropical OLR ($W\,m^{-2}$)	Mid-latitude 1+2 OLR ($W\,m^{-2}$)
ALL	10-3250	284.26 ± 10.02	255.10 ± 16.59
ScaRaB	100-2500	282.11 ± 9.98	253.22 ± 16.49
1 : FIR 1	10-100	1.47 ± 0.03	1.51 ± 0.03
2 : FIR 2	100-645	119.32 ± 5.00	115.46 ± 4.32
3 : CO_2	645-800	35.72 ± 0.76	33.17 ± 2.05
4 : IR window	800-970	56.12 ± 1.88	47.87 ± 4.68
5 : O_3	970-1150	37.18 ± 1.35	29.05 ± 3.57
6 : CH_4, N_2O	1150-1400	24.45 ± 1.30	20.06 ± 2.30
7 : H_2O	1400-1800	5.27 ± 1.06	4.62 ± 0.77
8 : H_2O, O_3, CO_2	1800-2500	4.04 ± 0.42	2.98 ± 0.54
9 : SW	2500-3250	0.68 ± 0.07	0.38 ± 0.11



(a) Situations tropicales

(b) Situations tempérées

FIGURE 4.9 – Histogrammes des OLR simulés par l'approche avec 4A-Flux à partir de la base ARSA (sous-sélection mer, nuit et nadir) sur la bande spectrale $10 - 3250$ cm^{-1}.

moyenne qui est plus importante, mais moins variable dans la base ARSA que dans la base TIGR.

4.2.4 Sélection et évaluation des PMC

Le choix des paramètres d'architecture et d'apprentissage

Comme nous avons pu le voir précédemment, la structure générale des PMC est conceptuellement relativement simple. Cependant, à l'exception des poids synaptiques qui sont optimisés automatiquement grâce au processus d'apprentissage, le PMC présente des paramètres qu'il convient de fixer pour optimiser les performances des PMC sur le problème à résoudre. Il convient en premier lieu de déterminer l'architecture appropriée du réseau de neurones :

- Le vecteur d'entrées,
- Le vecteur de sorties,
- Le nombre de couches cachées,
- Le nombre de neurones dans chaque couche cachée.

Ensuite, les paramètres d'apprentissage doivent être choisis :

- Les coefficients d'échelle en entrée et en sortie β_{in} et β_{out},
- Le pas d'apprentissage η (qui ne varie pas pendant tout l'apprentissage ici),
- La valeur de l'écart type de la perturbation de la température de surface lors de l'apprentissage σ_{T_s}.

Dans le but de fixer ces paramètres, de nombreux tests ont été effectués. Pour chaque exercice de comparaison de PMC, nous avons privilégié le PMC dont la valeur de RMS (définie en équation 4.16) est la plus faible sur la base d'évaluation. Nous résumons maintenant les tests qui ont été effectués.

Pour le choix du vecteur d'entrées, nous avons comparé trois configurations avec un vecteur d'entrées contenant les 3021 premiers canaux IASI ($645 - 1400$ cm^{-1}), les 6021 premiers ($645 - 2150$ cm^{-1}), ou l'intégralité des 8461 canaux IASI ($645 - 2760$ cm^{-1}). Le

premier choix, avec 3021 canaux, présente une RMS sur la base d'évaluation plus élevée que les deux configurations suivantes qui présentent des RMS très proches. En effet, n'ayant pas d'information dans le FIR, l'information sur la vapeur d'eau contenue dans le spectre en dessous de 1400 cm^{-1} n'est pas suffisante pour bien caractériser l'OLR total. Avec leur RMS très proche, nous avons choisi pour vecteur d'entrées les 6021 premiers canaux IASI permettant d'une part, de limiter la taille du PMC et d'autre part, de s'affranchir du bruit instrumental plus important pour les canaux aux plus grands nombres d'ondes. Pour vecteur de sorties, nous avons testé plusieurs options. La première consiste à considérer, en sortie du PMC, l'OLR total sur une bande spectrale donnée : soit sur la bande ALL, soit sur la bande ScaRaB (cf. table 4.2). La deuxième consiste à prendre un vecteur de sorties comportant l'OLR sur chacune des 9 bandes spectrales de la table 4.2. En plus de donner davantage d'information sur la répartition spectrale de l'OLR, cette dernière option permet de calculer l'OLR sur les bandes ALL et ScaRaB en ajoutant simplement les sorties individuelles.

Le nombre de couches cachées doit rester supérieur ou égal à deux afin de garantir la propriété d'approximateur universel du PMC. La plupart des applications utilisent deux couches cachées bien que les récents développements de l'*apprentissage profond* (*deep learning*) suggèrent que l'usage de plus de deux couches cachées peut améliorer la représentation des problèmes présentant une plus grande complexité. Ici, nous avons systématiquement opté pour des PMC avec deux couches cachées. Concernant le nombre de neurones par couche cachée, divers tests ont été réalisés afin de trouver une configuration adaptée au problème. Ces tests nous ont permis de fixer une architecture présentant une RMS optimale la plus faible pour un PMC à 380 neurones dans la première couche cachée et 120 neurones dans la seconde.

Les autres paramètres ont été fixés comme suit :

— Les coefficients d'échelle en entrée et en sortie jouent un rôle marginal dans les performances du PMC. Les tests effectués nous ont permis de fixer $\beta_{in} = \beta_{out} = 0.3$.

— Le taux d'apprentissage a été fixé à $\eta = 6.10^{-3}$, offrant la meilleure performance pour l'architecture choisie.

— L'écart type de la perturbation de la température de surface appliquée aux exemples de la base d'apprentissage a été fixé à $\sigma_{T_s} = 3$ K de manière à couvrir l'écart type du contraste thermique de 2.1 K évalué précédemment sur la base ARSA.

PMC tropical avec OLR intégré sur une bande large en sortie : PMC bande ScaRaB

Le premier PMC retenu pour la suite se nomme *PMC bande ScaRaB*. Il prend en entrée le vecteur des 6021 premiers canaux IASI et donne en sortie l'OLR intégré sur la plage spectrale $100 - 2500$ cm^{-1} correspondant à la bande de sensibilité spectrale de ScaRaB (facilitant ainsi les comparaisons ultérieures entre les observations ScaRaB et IASI). L'apprentissage a été effectué avec la base de données TIGR restreinte aux atmosphères de type tropical, sur mer et de nuit et en visée au nadir. Les statistiques calculées sur la base d'évaluation ARSA sont présentées dans la table 4.5. La RMS et le biais sont calculés suivant les équations 4.16 et 4.17, et l'écart type est la racine carrée de la variance définie en équation 4.18. Notons que le PMC présente un biais très faible de -0.01 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ et un écart type également faible de 0.1 $\mathrm{W\,m^{-2}}$. Nous obtenons des statistiques bien inférieures à l'écart type de 0.6 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ entre les modèles de transfert

radiatif comparés dans le cadre de RFMIP (Pincus et al. 2020 reproduit en annexe A). Ces statistiques montrent donc que le PMC se généralise très bien à des données indépendantes de la base d'apprentissage.

PMC tropical avec OLR intégré sur neuf bandes spectrales en sortie

Le second PMC retenu pour la suite se nomme *PMC 9 bandes* et prend également les 6021 premiers canaux IASI comme vecteur d'entrées, mais donne en sortie l'OLR intégré sur les 9 bandes spectrales définies dans la table 4.2 (p. 98). L'apprentissage a été effectué avec la base de données TIGR restreinte aux atmosphères de type tropical, sur mer et de nuit et en visée au nadir. Les statistiques, calculées sur la base d'évaluation ARSA et agrégées sur les 9 bandes, sont présentées en troisième colonne de la table 4.5. Pour faciliter les comparaisons avec le PMC à une sortie, les statistiques sont ici calculées non pas à partir de la norme euclidienne du vecteur de sorties, mais avec la somme de ses composantes, correspondant ainsi à un OLR sur la bande ALL. Bien que l'écart type obtenu sur ce PMC 9 bandes soit presque deux fois supérieur à celui obtenue avec le PMC bande ScaRaB, il reste très faible comparé aux écarts entre les modèles de transfert radiatif. Les performances obtenues sur la base d'évaluation sont donc très bonnes tant pour le PMC bande ScaRaB que pour le PMC 9 bandes. Le PMC 9 bandes offre cependant l'avantage de fournir une information spectrale en sortie du PMC et permet également, selon l'application, de restituer l'OLR sur différentes bandes en sommant un sous-ensemble de ses sorties (la somme des sorties 2 à 8 correspond par exemple à l'OLR total sur la bande ScaRaB).

Table 4.5 – Statistiques sur la base d'évaluation des PMC sélectionnés pour la configuration à une sortie (OLR bande ScaRaB) et pour la configuration à neuf sorties (9 bandes spectrales). L'apprentissage est réalisé sur mer, de nuit et en visée au nadir. Pour le PMC 9 bandes, les statistiques obtenues sur la somme des 7 bandes entre $100 - 2500$ cm^{-1} sont identiques (à la précision affichée) à celles obtenues sur la somme des 9 bandes entre $10 - 3250$ cm^{-1}.

Statistiques en W m^{-2}	PMC bande ScaRaB	PMC 9 bandes
RMS	0.10	0.18
Biais	−0.01	0.03
Écart type	0.10	0.18

4.3 Application aux observations IASI et validation des PMC

4.3.1 Base de données colocalisées IASI/ScaRaB

Dans le but de valider les PMC présentés précédemment, en application à de véritables observations IASI, d'une part vis-à-vis de la modélisation directe du transfert radiatif,

et d'autre part en intercomparaison avec des données indépendantes d'observations par radiomètre large bande, nous avons réalisé une base de données colocalisées entre les l'instrument IASI sur Metop-A et l'instrument ScaRaB sur Megha-tropiques.

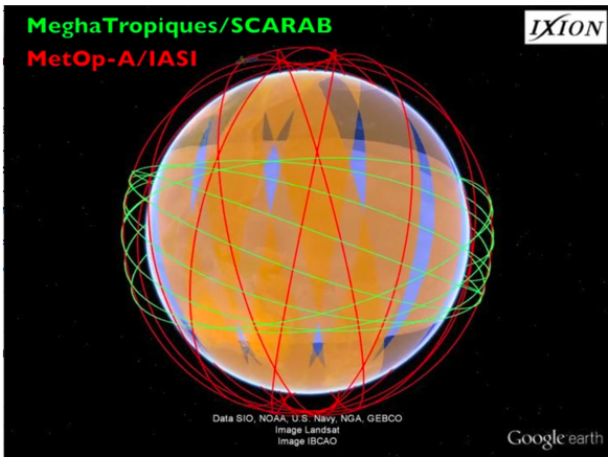


FIGURE 4.10 – Représentation d'orbites suivies par les plateformes Megha-Tropiques embarquant l'instrument ScaRaB (vert) et Metop-A embarquant IASI (rouge). Figure réalisée grâce au logiciel d'orbitographie IXION (`https://climserv.ipsl.polytechnique.fr/ixion/`).

Les orbites des deux plateformes sont représentées en figure 4.10. Megha-Tropiques suit une orbite très inclinée de 20° survolant ainsi les tropiques terrestres avec des observations entre $30°N - 30°S$ (ou $20°N - 20°S$ en visée au nadir). La trajectoire de Metop-A présente quant à elle une inclinaison de 98° permettant des observations sur la totalité du globe. Ces deux trajectoires rendent possibles et fréquentes les colocalisations dans les tropiques.

La méthode de colocalisation utilisée est la méthode au plus proche voisin. À partir des fichiers de produits IASI de niveau L1c, nous déterminons l'observation ScaRaB la plus proche dans un intervalle de distance et de décalage temporel prédéterminé. Nous obtenons alors la liste des couples d'observations colocalisées. L'extraction des produits IASI de niveau L2 correspondants est réalisée pour tous ces points afin d'obtenir les profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone correspondants ainsi que la pression et la température de surface.

La colocalisation a été réalisée pour toute l'année 2016 avec les critères de colocalisation suivants :

- Distance maximale : 25 km,
- Décalage temporel maximal : 3 h,
- Angle zénithal d'observation maximal : 10° (visée proche nadir),
- Observations en ciel-clair [3],
- Observations de nuit,
- Observations sur mer.

Nous nous restreignons aux angles de visée inférieurs à 10° afin que les comparaisons entre IASI et ScaRaB correspondent à des observations avec des masses d'air traversées

3. Les colocalisations en ciel-clair correspondent aux situations où aucun des deux masques nuageux IASI et ScaRaB ne sont présents.

similaires. Cette base contient 124988 points colocalisés pour toute l'année 2016 après filtrage des données ScaRaB clairement aberrantes.

4.3.2 Méthodologie pour la détermination de l'OLR à partir de IASI

FullRTM : approche de référence pour la validation

Le module 4A-Flux dont le développement a été présenté en section 2.3, permet de calculer le spectre d'OLR à partir d'une description géophysique de l'atmosphère et de la surface. La première méthode d'estimation de l'OLR, que nous nommerons approche *FullRTM*, consiste à appliquer le code de transfert radiatif 4A/OP équipé du module 4A-Flux à une description atmosphérique basée sur les produits L2 de IASI que sont les profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone ainsi que la température et la pression de surface. La figure 4.11 schématise le principe de cette approche.

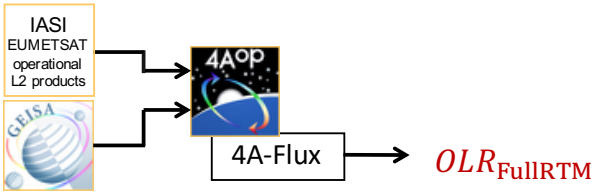


FIGURE 4.11 – Représentation schématique de l'approche FullRTM.

Les profils d'entrées présentent jusqu'à 98 niveaux (parfois moins en fonction de la valeur de la pression de surface). Pour compléter la description géophysique, nous avons repris les concentrations de gaz présentées dans la section 2.3.2 (Table 4). Pour la spectroscopie des gaz, nous utilisons toujours la base GEISA. Le spectre d'émissivité est issu de

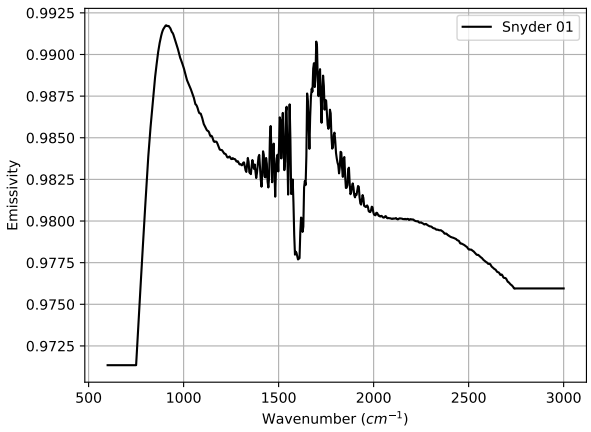


FIGURE 4.12 – Spectre d'émissivité Snyder 1.

la bibliothèque nommée Snyder inversée à partir d'observations satellites pour différents types de surface (SNYDER et al. 1998). Le spectre utilisé ici, présenté en figure 4.12, est

le spectre Snyder correspondant aux surfaces maritimes libre. Ce spectre varie entre 0.97 et 0.99, des valeurs assez élevées représentatives des surfaces océaniques. Le spectre est extrapolé au-delà et en deçà des nombres d'ondes représentés sur la figure. À partir de cette description de l'atmosphère, nous simulons le spectre d'OLR entre $10 - 3250$ cm^{-1}. Nous pouvons ensuite intégrer le spectre sur la bande spectrale souhaitée.

4A-Flux ayant été validé dans le cadre du projet RFMIP (cf. section 2.3.2 et annexe A), nous nous servirons de cette valeur d'OLR comme d'une référence de comparaison pour valider les autres approches d'estimation de l'OLR présentées ci-après. Néanmoins, puisque cette méthode repose sur les données IASI L2, elle est tributaire de la qualité de l'inversion réalisée à partir des données L1c.

De par le nombre élevé de niveaux de discrétisation de l'atmosphère pour les L2 de IASI d'environ 98 niveaux, le temps de calcul est ici de l'ordre de 5 minutes par situation atmosphérique, ce qui est environ deux fois plus long que pour une atmosphère de la base TIGR à 43 niveaux (cf. table 4.6). Un rapide calcul montre que pour un mois de traitement de IASI (2 millions de mesures en ciel-clair, de nuit, sur océans en atmosphères tropicales ou tempérées), le temps de calcul s'élèverait à plus de 10 ans. Ce temps de calcul élevé ne permet pas la mise à échelle pour l'application aux mesures IASI sur toute la période d'observation. Il est donc nécessaire de trouver une méthode d'estimation plus rapide telle que l'approche neuronale.

FullNN : approche rapide de l'estimation de l'OLR par PMC

Cette deuxième approche d'estimation de l'OLR, nommée ici approche *FullNN*, applique directement le réseau de neurones aux spectres observés par IASI, c'est-à-dire aux produits de niveau 1c comme nous l'avons décrit dans la section 4.2. L'approche FullNN est schématisée sur la figure 4.13. Elle ne fait plus intervenir l'inversion des variables géophysiques et les différentes incertitudes qui y sont liées. Elle ne fait pas non plus directement intervenir le code de transfert radiatif qui n'est utilisé que pour la constitution des bases d'apprentissage et d'évaluation des réseaux de neurones lui permettant d'estimer très rapidement l'OLR. Une fois l'apprentissage du réseau de neurones effectué, le temps de calcul de l'application est de l'ordre de 5 millisecondes (cf. table 4.6).

FIGURE 4.13 – Représentation schématique de l'approche FullNN.

Approche RTM+NN : Méthode intermédiaire pour la validation

L'emploi des réseaux de neurones doit servir à estimer l'OLR directement à partir des spectres de niveau L1c par l'approche FullNN, mais afin de valider l'approche neuronale en minimisant les autres sources d'erreur possibles, nous avons introduit l'approche *RTM+NN* schématisée sur la figure 4.14. Cette troisième approche d'estimation de l'OLR consiste à utiliser les mêmes produits de niveaux 2 que pour l'approche FullRTM, mais cette fois-ci pour simuler avec 4A/OP les spectres tels que le mesurerait IASI dans ces

conditions géophysiques (avec prise en compte de la fonction d'appareil). À ces spectres simulés nous appliquons ensuite les réseaux de neurones pour estimer l'OLR. Puisque dans les méthodes FullRTM et RTM+NN, les mêmes données d'entrées sont utilisées (produits L2 de IASI) et que les hypothèses de simulation sont identiques, la comparaison des deux approches permet de valider les réseaux de neurones indépendamment de la variabilité liée à la mesure (bruit de mesure par exemple) ou au traitement d'inversion des paramètres géophysiques permettant d'estimer des produits L2 à partir des produits L1c. Nous avons donc introduit cette approche comme une étape intermédiaire uniquement destinée à valider les PMC en vue de l'application aux spectres mesurés par IASI. Rappelons ici que les bases d'apprentissage et d'évaluation des réseaux de neurones ont été produites par 4A/OP pour les températures de brillance (en entrées) et par 4A-Flux pour l'OLR (en sorties). Les résultats obtenus avec l'approche RTM+NN devraient donc se rapprocher des résultats obtenus sur la base d'évaluation ARSA présentés en section 4.2.4 (cf. table 4.5).

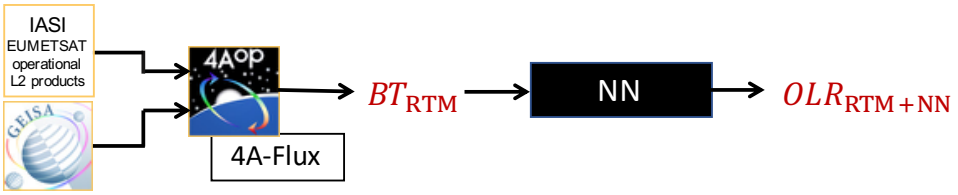


FIGURE 4.14 – Représentation schématique de l'approche RTM+NN. BT_{RTM} est le spectre de température de brillance simulé par 4A/OP tel que le mesurerait IASI.

Le temps de calcul de l'approche RTM+NN est inférieur à celui de l'approche FullRTM mais reste du même ordre de grandeur puisqu'il fait intervenir le même calcul du transfert radiatif raie-par-raie, mais cette fois-ci pour le calcul des températures de brillance et non de l'OLR. Pour une atmosphère de 98 niveaux le temps de calcul de l'approche RTM+NN vaut 2 minute et 5 secondes et pour une atmosphère de 43 niveaux, il s'élève à 1 minute 25 secondes (cf. table 4.6). Le temps de calcul correspondant à l'application du réseau de neurones est complètement négligeable en comparaison du temps de transfert radiatif.

TABLE 4.6 – Temps de calcul CPU pour les différentes approches d'estimation de l'OLR pour une unique situation atmosphérique dans trois types de discrétisation verticale de l'atmosphère. Les estimations du temps de calcul sont réalisées de manières séquentielles sur le cluster de calcul de l'IPSL Climserv (quad-pro AMD Opteron 6378 16-cœurs, 2.4 GHz, 256 Go de RAM).

Situation atmosphérique	FullRTM	RTM+NN	FullNN
43 niveaux (TIGR)	2 min 25 sec	1 min 25 sec	0.005 sec
61 niveaux (RFMIP)	2 min 47 sec	1 min 46 sec	0.005 sec
98 niveaux (IASI L2)	4 min 51 sec	2 min 5 sec	0.005 sec

4.3.3 Résultats de comparaison des trois approches

Dans cette section, nous comparons les trois approches d'estimation de l'OLR présentées en section 4.3.2. Nous présenterons dans un premier temps les résultats de l'approche FullRTM appliquée aux produits thermodynamiques restitués de IASI (produits L2). Cette approche sert de référence pour les comparaisons avec les deux autres approches d'estimation de l'OLR. Ensuite, nous présentons une comparaison entre l'approche RTM+NN et l'approche FullRTM permettant de valider les PMC appliqués à des simulations d'observations IASI dans des conditions contrôlées (les mêmes produits L2) afin de déceler les éventuelles difficultés rencontrées par le réseau de neurones. Enfin, nous présentons la comparaison entre l'approche FullNN et l'approche FullRTM dans le but de valider l'approche neuronale sur de véritables observations IASI (produits L1c).

Résultats de l'approche de référence FullRTM

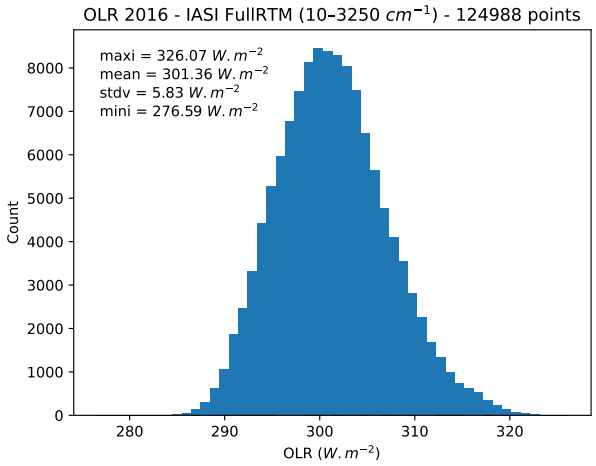


FIGURE 4.15 – Histogrammes des OLR simulés par l'approche FullRTM à partir de la base de mesures colocalisées IASI/ScaRaB 2016, sur la bande spectrale 10-3250 cm^{-1}.

TABLE 4.7 – Statistiques des OLR simulés par l'approche FullRTM à partir de la base de mesures colocalisées IASI/ScaRaB 2016, sur la bande spectrale 10-3250 cm^{-1} et 100-2500 cm^{-1}.

(en $W\,m^{-2}$)	Bande ALL (10-3250 cm^{-1})	Bande ScaRaB (100-2500 cm^{-1})
Maximum	326.07	323.56
Moyenne	301.36	299.12
Écart type	5.83	5.81
Minimum	276.59	274.35

La figure 4.15 représente l'histogramme des OLR FullRTM sur la bande spectrale ALL (entre 10 et 3250 cm^{-1}) obtenus à partir la base de colocalisation IASI/ScaRaB 2016. La table 4.7 contient les statistiques correspondantes, mais également avec l'OLR intégré sur

la bande spectrale ScaRaB (entre 100 et 2500 cm^{-1}). La distribution de l'OLR suit une loi normale même si l'on note une légère surabondance des valeurs élevées d'OLR. La moyenne de l'OLR sur la bande ALL vaut 301.36 $\mathrm{W\,m}^{-2}$ et sur la bande ScaRaB vaut 299.12 $\mathrm{W\,m}^{-2}$, soit une différence de 2.24 ± 0.05 $\mathrm{W\,m}^{-2}$. Cette différence provient de la bande $10 - 100$ cm^{-1} pour 1.49 ± 0.02 $\mathrm{W\,m}^{-2}$, et de la bande $2500 - 3250$ cm^{-1} pour 0.74 ± 0.05 $\mathrm{W\,m}^{-2}$.

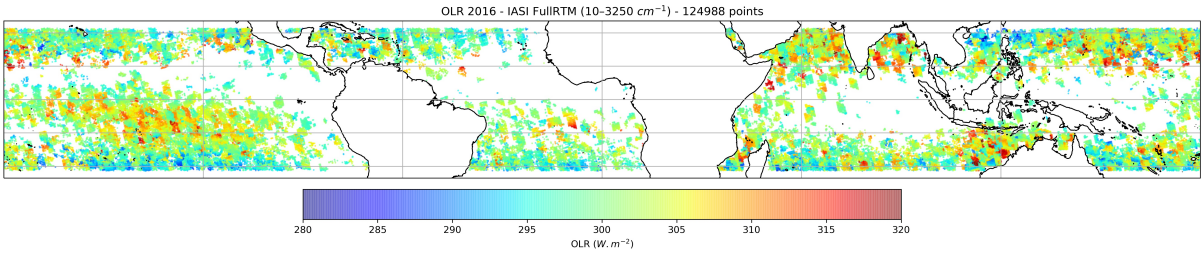


FIGURE 4.16 – Cartes de l'OLR IASI-A intégré sur la bande spectrale LW ($10-3250$ cm^{-1}) estimé par l'approche FullRTM à partir de la base de mesures colocalisées IASI/ScaRaB 2016. La valeur de l'OLR est représentée par l'échelle de couleur.

La figure 4.16 représente la carte de l'OLR estimé par l'approche FullRTM sur la bande ALL. Nous constatons que la répartition spatiale des points colocalisés n'est pas uniforme. De larges zones, principalement autour de l'équateur, sont dépourvues de points. Cette absence est due au filtrage des mesures présentant des nuages pour les observations IASI et ScaRaB. Nous pouvons tout de même noter que l'OLR est généralement plus faible aux alentours de $\pm 30°$ de latitude par rapport aux latitudes plus proches de l'équateur.

Résultats des approches neuronales FullNN et RTM+NN

TABLE 4.8 – Statistiques de biais et d'écarts types des différences d'OLR entre les deux approches neuronales et l'approche FullRTM sur la base de données colocalisées IASI/ScaRaB 2016. Tous les résultats sont donnés sur la bande spectrale $100 - 2500$ cm^{-1} (pour le PMC 9 bandes, nous sommons les sorties 2 à 8).

	PMC bande ScaRaB	PMC 9 bandes
RTM+NN–FullRTM	-0.38 ± 0.12 $\mathrm{W\,m}^{-2}$	-0.61 ± 0.33 $\mathrm{W\,m}^{-2}$
FullNN–FullRTM	-1.28 ± 0.67 $\mathrm{W\,m}^{-2}$	-1.88 ± 0.78 $\mathrm{W\,m}^{-2}$

Ici, nous souhaitons comparer les approches neuronales FullRTM et RTM+NN à l'approche de référence FullRTM. La table 4.8 présente les biais et les écarts types de ces comparaisons, c'est-à-dire, les moyennes et écarts type de la différence $OLR_x - OLR_{\mathrm{FullRTM}}$ sur toutes les atmosphères de la base (x représente ici RTM+NN ou FullNN).

Analysons dans un premier temps l'écart type des comparaisons pour les deux approches neuronales. Pour l'approche intermédiaire RTM+NN, nous constatons que pour les deux PMC, nous avons une estimation très précise de l'OLR avec un écart type de 0.12

$\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC bande ScaRaB et de 0.33 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC 9 bandes. Pour le PMC bande ScaRaB, nous retrouvons bien un écart type de l'ordre de 0.1 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ obtenu sur la base d'évaluation (cf. table 4.5, p. 104). Pour le PMC 9 bandes, l'écart type de 0.33 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ est supérieur à celui obtenu sur la base d'évaluation. Mais pour les deux PMC, ces écarts types restent inférieurs à l'incertitude des modèles de référence de RFMIP de 0.6 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ (Pincus et al. 2020). Pour l'approche neuronale complète FullNN, l'écart type est plus élevé avec 0.67 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC bande ScaRaB et 0.78 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC 9 bandes. Nous obtenons donc ici des PMC présentant des écarts types légèrement plus élevés que l'écart type obtenu entre les modèles de transfert radiatif de référence pour RFMIP. La différence entre les écarts types des deux méthodes peut résulter de plusieurs sources d'incertitudes affectant la modélisation des spectres de température de brillance parmi lesquels nous pouvons citer :

— Incertitudes des bases de données spectroscopiques,
— Incertitudes liées à la modélisation du transfert radiatif,
— Incertitudes sur la modélisation du bruit de l'instrument,
— Incertitudes dans le traitement permettant de calculer les produits IASI L2 à partir des produits L1c.

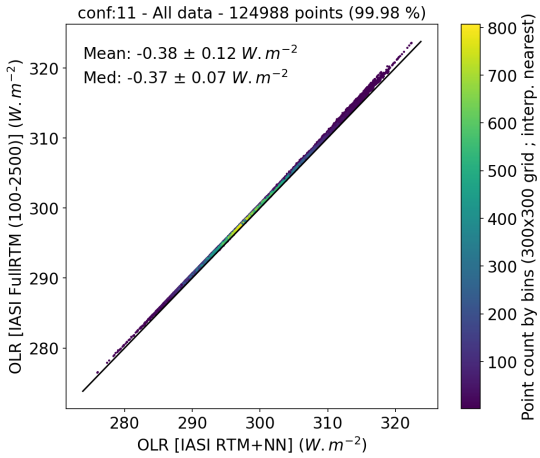
Analysons maintenant le biais des deux méthodes neuronales. Pour l'approche intermédiaire RTM+NN, nous obtenons un biais de -0.38 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC bande ScaRaB et de -0.61 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC 9 bandes. Pour l'approche FullNN, nous avons un biais de -1.28 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC bande ScaRaB et de -1.88 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC 9 bandes. Les biais extrêmement faibles qui étaient obtenus sur la base d'évaluation ne se retrouvent pas ici. Les causes de cette augmentation doivent être expliquées surtout pour l'approche intermédiaire qui utilise des spectres simulés et qui devrait donc se rapprocher des résultats constatés sur la base d'évaluation ARSA. L'origine de ces biais a fait l'objet d'une attention particulière et est analysée dans la section 4.3.4.

La figure 4.17 (resp. 4.18) montre les diagrammes de dispersion obtenus pour la comparaison entre l'approche RTM+NN (resp. FullNN) et l'approche de référence FullRTM, pour le PMC bande ScaRaB à gauche et pour la somme des 7 sorties du PMC 9 bandes couvrant la bande $100 - 2500$ $\mathrm{cm^{-1}}$ à droite.

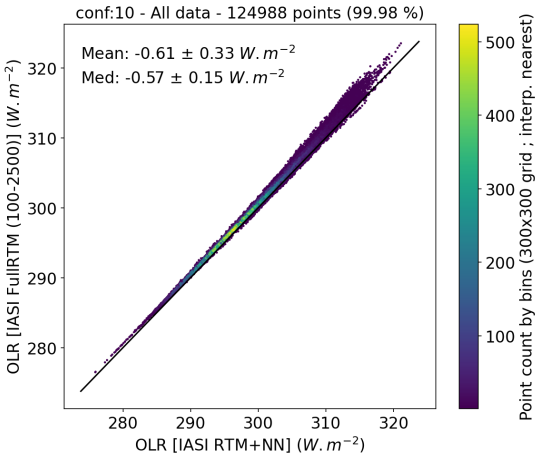
Commençons par l'approche RTM+NN en figure 4.17. Nous pouvons remarquer sur le diagramme de dispersion que le PMC bande ScaRaB se comporte mieux que le PMC 9 bandes pour les valeurs élevées d'OLR. Ce dernier présente une dispersion plus élevée pour les OLR élevés. Pour ces valeurs élevées d'OLR, nous sommes proches de la limite supérieure des OLR de la base d'apprentissage (327.96 $\mathrm{W\,m^{-2}}$) où le nombre d'exemples de la base est relativement faible (cf. distribution en figure 4.7a, p. 99). Les PMC éduqués sur ces bases de données sont donc moins précis dans ces régions de forts OLR. Cela est d'autant plus vrai pour le PMC 9 bandes où les variabilités de chacune des sept sorties sont cumulées.

Concernant l'approche FullNN en figure 4.18, nous constatons, conformément aux valeurs de la table 4.8, une dispersion plus importante des estimations d'OLR. De manière analogue aux résultats de l'approche RTM+NN, nous observons une dispersion plus importante des résultats du PMC 9 bandes pour les grandes valeurs d'OLR.

Ces résultats obtenus sur les approches neuronales sont encourageants. Les écarts types sont faibles ou de l'ordre de grandeur de l'incertitude de modélisation des codes de transfert radiatif de référence étudiés dans le cadre de RFMIP de 0.6 $\mathrm{W\,m^{-2}}$. Les biais obtenus

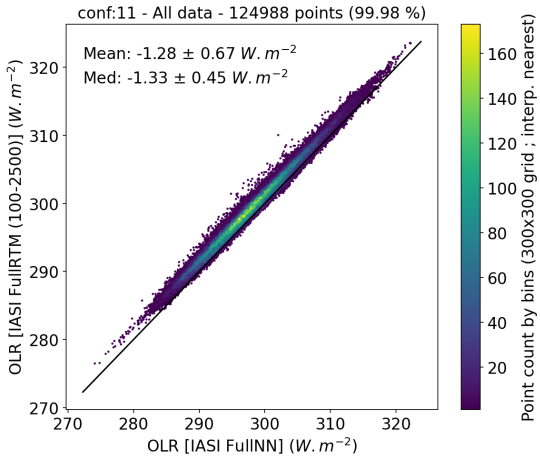


(a) RTM+NN ; PMC bande ScaRaB

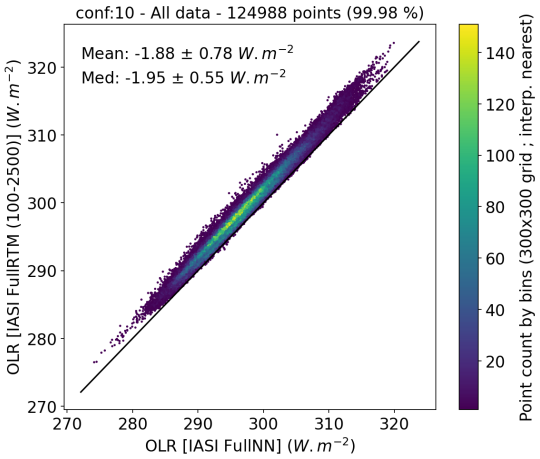


(b) RTM+NN ; PMC 9 bandes

FIGURE 4.17 – Diagramme de dispersion et statistiques des OLR IASI estimés avec l'approche RTM+NN (abscisses) comparés à l'approche FullRTM (ordonnées) pour deux architectures de PMC différentes. (a) : Le PMC utilisé est celui avec pour sortie l'OLR sur la bande spectrale $100 - 2500$ cm^{-1}. (b) : Le PMC utilisé est celui avec 9 sorties dont 7 sorties sont additionnées pour obtenir l'OLR sur la bande spectrale $100 - 2500$ cm^{-1}. Les statistiques des différences [RTM + NN] − [FullRTM] sont la moyenne et l'écart type en première ligne et la médiane et l'écart type robuste en deuxième ligne.



(a) FullNN ; PMC bande ScaRaB



(b) FullNN ; PMC 9 bandes

FIGURE 4.18 – Diagramme de dispersion et statistiques des OLR IASI estimés avec l'approche FullNN (abscisses) comparés à l'approche FullRTM (ordonnées) pour deux architectures de PMC différentes. (a) : Le PMC utilisé est celui avec pour sortie l'OLR sur la bande spectrale $100 - 2500$ cm^{-1}. (b) : Le PMC utilisé est celui avec 9 sorties dont 7 sorties sont additionnées pour obtenir l'OLR sur la bande spectrale $100 - 2500$ cm^{-1}. Les statistiques des différences [FullNN] − [FullRTM] sont la moyenne et l'écart type en première ligne et la médiane et l'écart type robuste en deuxième ligne.

pour les approches neuronales FullNN et RTM+NN appliquées à la base IASI/ScaRaB 2016 sont bien plus élevés que les biais des PMC calculés sur la base d'évaluation ARSA. Afin d'améliorer l'approche neuronale, nous allons à présent tenter de déterminer la cause de ces biais et d'en corriger les effets.

4.3.4 Analyse des résultats

Discrétisation verticale de l'atmosphère

Le biais plus important de l'approche RTM+NN appliquée sur des atmosphères IASI L2 en comparaison du biais d'évaluation des PMC sur des atmosphères de la base ARSA nous a mené dans un premier temps à examiner les différences qui pouvaient exister entre les deux bases atmosphériques. La première différence importante est le nombre de niveaux de discrétisation verticale. Les atmosphères de la base ARSA sont divisées en 43 niveaux alors que les atmosphères IASI L2 présentent 98 ou 97 niveaux selon la valeur de la pression de surface. Cette différence de discrétisation verticale entraine une différence dans la valeur de l'OLR simulé par 4A-Flux. Cette différence est propre à la modélisation du transfert radiatif et est indépendant des réseaux de neurones.

Le calcul de l'OLR étant long, en particulier sur 124988 atmosphères, nous avons estimé l'impact de l'échantillonnage en pression sur un sous-ensemble de $N = 542$ situations de la base IASI/ScaRaB 2016. Sur ce sous-ensemble, nous avons interpolé les profils atmosphériques sur la grille à 43 niveaux utilisée pour les bases ARSA et TIGR. Le biais noté B_1 est calculé comme la différence entre l'OLR pour les atmosphères sur la grille IASI L2 native moins l'OLR pour les atmosphères interpolées sur la grille à 43 niveaux et vaut :

$$B_1 = 0.87 \pm 0.25 \text{ W m}^{-2}. \tag{4.20}$$

Bien que le biais B_1 ne soit pas lié à la méthode neuronale, mais uniquement à la modélisation du transfert radiatif, il reste important pour la validation des PMC présentée ici. En effet, ces derniers ont été entrainés avec des bases d'apprentissage et d'évaluation divisée en 43 niveaux de pression. Ces PMC vont donc restituer un OLR correspondant à une simulation sur ces 43 niveaux. Or, notre approche de référence pour la validation des méthodes neuronales, l'approche FullRTM, calcule un OLR à partir de situations atmosphériques IASI L2 divisés en 98/97 niveaux. Ce biais doit être pris en compte dans la comparaison entre les sorties de PMC et l'OLR calculé par l'approche FullRTM. Nous avons opté pour une correction a posteriori en ajoutant le biais B_1 aux sorties des PMC par les méthodes RTM+NN et FullNN pour pouvoir les comparer à notre méthode de référence qui est simulée sur les atmosphères plus finement discrétisées.

Nous avons ici quantifié les effets de la différence de discrétisation verticale sur la modélisation de l'OLR dans notre cas particulier pour valider nos réseaux de neurones. Ce calcul ne permet pas de déterminer la cause exacte du biais au sein de la modélisation du transfert radiatif. Afin d'en comprendre la cause, l'un des premiers tests à effectuer sera d'examiner l'influence de la discrétisation verticale sur la modélisation de l'OLR par 4A-Flux.

La table 4.9 présente les statistiques des approches neuronales après correction de biais B_1. L'écart type reste inchangé et la valeur absolue du biais diminue dans tous les cas sauf pour l'approche RTM+NN avec le PMC bande ScaRaB pour laquelle la correction

TABLE 4.9 – Statistiques de biais et d'écarts types des différences d'OLR entre les deux approches neuronales et l'approche FullRTM sur la base de données colocalisées IASI/ScaRaB 2016 et avec correction de biais B_1. Tous les résultats sont donnés sur la bande spectrale $100 - 2500$ cm^{-1} (pour le PMC 9 bandes, nous sommons les sorties 2 à 8).

	PMC bande ScaRaB	PMC 9 bandes
[RTM + NN] − [FullRTM]	0.49 ± 0.12 W m^{-2}	0.26 ± 0.33 W m^{-2}
[FullNN] − [FullRTM]	-0.41 ± 0.67 W m^{-2}	-1.01 ± 0.78 W m^{-2}

est trop importante. Le biais de la méthode RTM+NN par rapport à FullRTM reste cependant élevé en comparaison du biais obtenu sur la base d'évaluation indiquant que d'autres sources de biais existent et nécessitent une prise en compte pour la validation de notre approche neuronale.

Variation sous-couche du profil de Planck

Comme nous l'avons vu précédemment, le premier point d'importance et l'existence d'une différence de nombre de niveaux dans la discrétisation verticale pour les atmosphères de la base ARSA, et de la base colocalisée IASI L2. Le biais causé par cette différence de nombre de niveaux est théoriquement corrigé par l'ajout du terme de correction de biais B_1.

Une seconde source de biais vient s'ajouter ici et provient de la prise en compte différente du profil d'émission de Planck sous-couche dans les simulations des spectres de températures de brillance par 4A/OP et dans les simulations de l'OLR par 4A-Flux. Comme nous l'avons introduit dans la section 2.2 (Eq. 8) de l'article de présentation de 4A-Flux en section 2.3.2, l'OLR est calculé sous hypothèse de variation sous-couche linéaire en épaisseur optique. Cette variation sous-couche linéaire n'ayant pas été introduite dans la version distribuée de 4A/OP, un profil uniforme a été utilisé dans les calculs des spectres de température de brillance. L'approximation de variation uniforme de la fonction de Planck sous-couche, notée $B(\sigma)$ *uniforme*, entraine un biais positif sur le flux montant et un biais négatif sur le flux descendant lorsque l'épaisseur optique est importante comme expliqué par RIDGWAY, HARSHVARDHAN et ARKING 1991. Ce biais est d'autant plus grand que la discrétisation verticale est grossière. En revanche, sous l'approximation de variation linéaire en épaisseur optique de la fonction de Planck sous-couche, notée $B(\sigma)$ *linéaire*, ce biais sur le flux est considérablement réduit. Cette dissymétrie dans le traitement du profil de Planck sous-couche entre les températures de brillance et l'OLR est la cause du biais lorsque le nombre de niveaux n'est plus celui avec lequel les réseaux de neurones ont été entrainés. Les PMC développés ont été entrainés sur la base TIGR à 43 niveaux à restituer des OLR sous hypothèse $B(\sigma)$ *linéaire* à partir de températures de brillance sous hypothèse $B(\sigma)$ *uniforme*. Lors de l'évaluation des PMC sur la base ARSA à 43 niveaux, dont les entrées/sorties sont calculée de la même manière que pour TIGR, nous obtenons un biais très faible. En revanche, lorsque l'on applique le même PMC à des températures de brillance calculées à partir d'atmosphères à 98/97 niveaux, l'erreur supplémentaire sur les entrées engendrée par l'hypothèse $B(\sigma)$ *linéaire* (moins précise) se

traduit en sortie du PMC par un biais par rapport à OLR modélisé sous hypothèse $B(\sigma)$ *uniforme* (plus précise)

Afin de vérifier cette explication du biais, nous avons ensuite effectués des tests sur le sous-ensemble de 542 situations de la base IASI 2016 et deux arguments sont venus corroborer cette explication de la cause du biais :

- Lorsque nous interpolons les profils atmosphériques de la base IASI 2016 sur la grille à 43 niveaux de pression, nous constatons que le biais de la méthode RTM+NN par rapport à l'OLR FullRTM sur la même grille de pression se retrouve à un niveau extrêmement proche de celui obtenu sur la base d'évaluation ARSA.
- Lorsque nous appliquons l'approximation $B(\sigma)$ *linéaire* pour le calcul des températures de brillance, implémentée dans 4A/OP spécifiquement pour cette vérification, l'application au PMC fait apparaître le même biais quel que soit le nombre de niveaux du modèle atmosphérique (43 ou 98/97 niveaux).

Afin de s'affranchir de ce biais, la solution appropriée serait de recalculer les températures de brillance des bases de données d'apprentissage et d'évaluation avec l'approximation $B(\sigma)$ *linéaire* et d'effectuer à nouveau les apprentissages des PMC. Cette solution qui nécessite un temps de calcul important, n'a pas pu être mise en place au cours de la thèse. Une solution alternative et nécessitant moins de temps de calcul consiste à appliquer une correction moyenne des spectres températures de brillance telle que pour chaque canal d'indice ν :

$$BT'_\nu = BT_\nu + \Delta_\nu^{\text{Planck}} \tag{4.21}$$

où BT'_ν et BT_ν sont respectivement la température de brillance corrigée et originelle, et $\Delta_\nu^{\text{Planck}}$ est calculé sur toute la base ou sur un sous-échantillonnage représentatif de N situations de la base IASI 2016 à 98/97 niveaux :

$$\Delta_\nu^{\text{Planck}} = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}\left(BT_{\nu,k}^{B(\sigma)lin} - BT_{\nu,k}^{B(\sigma)unif}\right) \tag{4.22}$$

où $BT_{\nu,k}^{B(\sigma)lin}$ est la température de brillance calculée sous approximation $B(\sigma)$ *linéaire* et $BT_{\nu,k}^{B(\sigma)unif}$ sous approximation $B(\sigma)$ *uniforme*. Une troisième solution, la plus simple d'application, mais aussi la moins rigoureuse consiste à considérer que ce biais est constant et vaut la valeur que nous avons estimé sur la base IASI 2016 après correction de biais B_1 dans la table 4.9. Cette solution n'est pas satisfaisante puisque l'on suppose que tout le biais observé de la méthode RTM+NN (après correction B_1) est expliqué par la seule dissymétrie de prise en compte de la variation sous-couche de la fonction de Planck entre entrées et sorties du PMC, ce qui reste à démontrer. Cependant, compte tenu de la faible valeur des biais de l'approche RTM+NN, qui sont de l'ordre des différences obtenues entre les modèles de transfert radiatif de référence pour RFMIP, nous avons temporairement [4] retenu cette dernière solution pour corriger ce biais. La correction de biais à ajouter aux sorties des PMC notée B_2 et qui dépend du réseau de neurones vaut pour le PMC bande ScaRaB :

$$B_2[\text{PMC bande ScaRaB}] = -0.49\ \text{W m}^{-2}, \tag{4.23}$$

4. Des efforts sont actuellement menés pour estimer le biais lié aux hypothèses de variations sous-couche de la fonction de Planck.

et il vaut pour le PMC 9 bandes :

$$B_2[\text{PMC 9 bandes}] = -0.26 \text{ W m}^{-2}. \tag{4.24}$$

TABLE 4.10 – Statistiques de biais et d'écarts types des différences d'OLR entre les deux approches neuronales et l'approche FullRTM sur la base de données colocalisées IASI/ScaRaB 2016 et avec correction de biais B_1 et B_2. Tous les résultats sont donnés sur la bande spectrale $100 - 2500$ cm^{-1} (pour le PMC 9 bandes, nous sommons les sorties 2 à 8).

	PMC bande ScaRaB	PMC 9 bandes
[RTM + NN] − [FullRTM]	0.00 ± 0.12 W m^{-2}	0.00 ± 0.33 W m^{-2}
[FullNN] − [FullRTM]	-0.90 ± 0.67 W m^{-2}	-1.27 ± 0.78 W m^{-2}

La table 4.10 présente les statistiques des approches neuronales après correction de biais B_1 et B_2. Ici encore, l'écart type reste inchangé. Notre correction de biais annule, par définition, le biais de l'approche RTM+NN par rapport à notre approche de référence. Sur l'approche FullNN, nous voyons que le biais augmente en valeur absolue. Les corrections de biais B_1 et B_2 permettent d'annuler le biais de l'approche RTM+NN vis-à-vis de l'approche FullRTM. Cela valide note estimation par PMC de l'OLR vis-à-vis de la modélisation lorsque l'on applique ces PMC à des spectres de température de brillance IASI simulés à partir des niveaux 2 de IASI. En revanche, lorsque l'on applique ces PMC sur les spectres observés, nous avons toujours des biais plus important que nous allons traiter dans les paragraphes suivants.

Différences entre spectres simulés et observés

Nous avons vu dans la section précédente que le biais des PMC n'est pas le même selon qu'ils sont appliqués sur des spectres de température de brillance simulés ou observés. Les PMC sont entrainés sur une base de données d'apprentissage constituée de spectres simulés avec une certaine version du modèle de transfert radiatif. Ces spectres simulés sont entachés d'incertitudes liées aux hypothèses de modélisation de la spectroscopie ou du transfert radiatif. Toutes les imprécisions du modèle par rapport aux spectres observés peuvent être traduites par les PMC comme des variations de l'OLR alors qu'il s'agit en fait de signaux de processus physiques non pris en compte dans la modélisation. Cela entraine donc un biais sur les OLR restitués par les PMC lorsqu'ils sont appliqués sur des données observées.

Nous avons mis en place un prétraitement des spectres observés avant l'application des réseaux de neurones afin d'estimer ce biais de modélisation. À partir d'une base de données contenant N spectres de température de brillance observés $BT_{obs,\nu}$ par IASI et simulés $BT_{RTM,\nu}$ par 4A/OP dans les mêmes conditions (où ν est l'indice du canal), nous calculons le biais, nommé *deltac* et noté $\Delta_{\text{RTM},\nu}$, suivant :

$$\Delta_{\text{RTM},\nu} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} BT_{RTM,\nu} - BT_{obs,\nu}. \tag{4.25}$$

Le prétraitement permettant de corriger ce biais consiste alors à ajouter les *deltacs* $\Delta_{\mathrm{RTM},\nu}$ au spectre de température de brillance observé avant l'application du réseau de neurones :

$$BT'_{RTM,\nu} = BT_{obs,\nu} + \delta_\nu \tag{4.26}$$

Le spectre $BT'_{RTM,\nu}$ ainsi obtenu se rapproche davantage d'un spectre tel qu'il serait modélisé par le transfert radiatif sur la base sur laquelle ont été constitués les *deltacs*.

Dans un premier temps, nous avons calculé les *deltacs* sur l'ensemble de la base d'observations colocalisées IASI/ScaRaB 2016. Nous notons cette correction pour tout canal ν : $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$. Dans un second temps, nous avons calculé ces *deltacs* sur la base de données d'évaluation ARSA que nous avons notés pour tout canal ν : $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$.

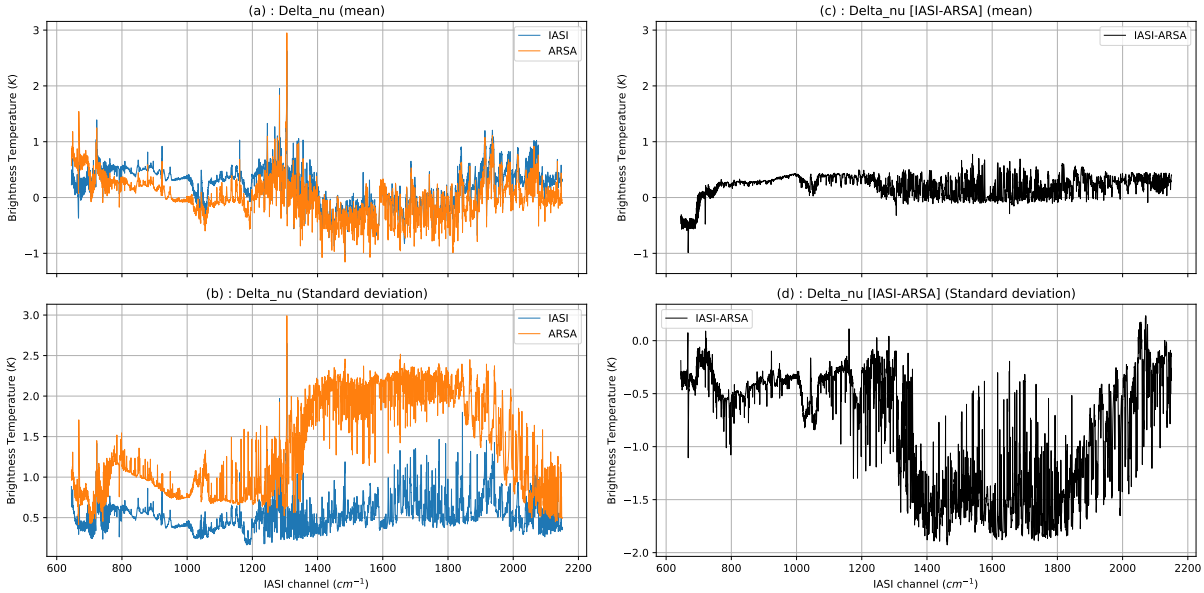


FIGURE 4.19 – Prétraitement *deltac* des canaux de température de brillance observés sur les bases IASI/ScaRaB 2016 et ARSA. Cadran (a) : valeurs de $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$ en bleu et $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$ en orange. Cadran (b) : Écart type obtenu sur les bases IASI (en bleu) et ARSA (en orange). Cadran (c) : différence $[\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu} - \Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}]$. Cadran (d) : différence entre les écarts types (IASI-ARSA).

La figure 4.19 représente les valeurs des corrections *deltac* à appliquer sur les canaux de température de brillance (cadran (a)). Les corrections calculées à partir de chaque base sont différentes. Nous constatons que les deux corrections sont globalement contenues dans la plage ± 1 K avec quelques canaux pour lesquels les corrections peuvent atteindre jusqu'à 3 K. Ces pics allant jusqu'à 3 K, localisés entre 1250 et 1350 cm^{-1} correspondent à la bande d'absorption du méthane et provient de la non prise en compte des effets d'interférences entre raies. Nous pouvons voir que $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$ est généralement supérieur à $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$ sauf pour les canaux de la bande d'absorption à 15 μm du CO_2. Hormis dans cette bande où la différence entre les deux *deltacs* vaut -0.5 K, cette différence est assez stable à environ 0.4 K sur le reste du spectre avec une différence plus variable sur la bande d'absorption de la vapeur d'eau s'étalant de 1250 à 2200 cm^{-1}.

L'écart type des *deltac* est plus important pour $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$ que pour $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$ (cadran (b)). La cause de ces différences de variabilité est complètement explicable. Les données de la

base ARSA proviennent de colocalisations (à 100 km et 3 h) entre des spectres observés par IASI et des radiosondages à partir desquels nous simulons les spectres. En revanche, sur la base IASI, les spectres simulés sont calculés à partir des produits IASI L2 inversés depuis les spectres observés, donc sans faire intervenir de colocalisation. Le CO_2 étant bien mélangé dans l'atmosphère, la variabilité sur l'intervalle de colocalisation ARSA est assez faible ce qui se traduit par une faible différence de variabilité entre $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$ et $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$ la bande d'absorption à 15 μm. La température de surface est légèrement plus variable sur l'intervalle de colocalisation, ainsi nous avons un biais plus important pour $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$ dans les canaux de la fenêtre infrarouge entre 800 et 1200 cm^{-1}. Enfin, la concentration en vapeur d'eau est bien plus variable spatialement et temporellement, ce qui se traduit par une variabilité importante de $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$ entre 1250 à 2200 cm^{-1}.

TABLE 4.11 – Statistiques de biais et d'écarts types des différences d'OLR en $\mathrm{W\,m}^{-2}$ entre les deux approches [**FullNN−FullRTM**] sur la base de données colocalisées IASI/ScaRaB 2016 avec ou sans les prétraitements *deltac* (correction de biais B_1 et B_2 non appliqué). Tous les résultats sont donnés sur la bande spectrale $100 - 2500$ cm^{-1} (pour le PMC 9 bandes, nous sommons les sorties 2 à 8).

Prétraitement *deltac*	PMC bande ScaRaB	PMC 9 bandes
Aucun	-1.28 ± 0.67	-1.88 ± 0.78
$\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$	-1.25 ± 0.68	-1.42 ± 0.79
$\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$	-0.37 ± 0.68	-0.62 ± 0.79

La table 4.11 présente les statistiques de l'approche FullNN par rapport à l'approche FullRTM avec et sans prétraitement appliqué aux températures de brillance en entrée des PMC. Ici encore, l'écart type reste inchangé. Le prétraitement *deltac* des spectres permet de diminuer les biais de la méthode FullNN. La correction réalisée par l'ajout du terme $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$ a moins d'effets que celle réalisée par l'ajout du terme $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$ puisque la correction des spectres est moins importante dans le premier cas (Figure 4.19 cadran (a)).

Résultats définitifs de l'approche neuronale après corrections de biais

Dans les sections précédentes, nous avons pu déterminer trois causes du biais qui était observé sur l'application de notre approche neuronale. Un premier biais B_1 qui ne provient pas de la méthode neuronale, mais de la dépendance de 4A-Flux à la discrétisation verticale de l'atmosphère ayant servi à calculer la valeur d'OLR de référence pour la validation des réseaux de neurones. Le deuxième biais B_2 provient de la différence de d'hypothèse de la variation sous-couche de la fonction de Planck entre les températures de brillance simulées (variation uniforme) et les OLR simulés (variation linéaire en épaisseur optique). Cette différence de traitement entraine l'apparition d'un biais lorsque les PMC sont appliqués à entrées calculées à partir d'atmosphères dont la discrétisation verticale est différente de celle de sa base d'apprentissage. Le troisième biais, corrigé par le prétraitement *deltac*, provient des différences entre les spectres simulés et observés utilisés en entrées du PMC. Ces différences provenant des incertitudes de modélisation en lien avec la spectroscopie et les hypothèses de modélisation.

Ces trois corrections ne sont pas toutes compatibles entre elles. La correction de biais B_1 est à appliquer systématiquement aux sorties de nos PMC puisque nous considérons que les sorties de 4A-Flux donnent des résultats plus précis lorsque la discrétisation verticale de l'atmosphère est plus fine. Puisque nos PMC ont été entrainés avec des entrées calculées sous hypothèse $B(\sigma)$ *uniforme* et non $B(\sigma)$ *linéaire*, les corrections de biais B_2 doivent être appliquées lorsque les spectres en entrées des PMC ont été simulés à partir d'atmosphères IASI L2 à 98/97 niveaux au lieu d'atmosphères du type de celles de la base d'apprentissage TIGR à 43 niveaux. Le prétraitement *deltac* est à appliquer dès que l'on applique aux PMC des spectres observés et non simulés. Mais attention, le prétraitement $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$ permet de se ramener à des spectres tels qu'ils seraient simulés sur la base ARSA à 43 niveaux correspondant bien à la base d'apprentissage des PMC, la correction de biais B_2 n'est donc pas applicable dans ce cas.

Ajoutons que dans l'hypothèse où l'on réalise un apprentissage des réseaux de neurones sur des bases d'apprentissage ayant d'une part la même grille de pression verticale que les atmosphères IASI L2 et en simulant d'autre part les températures de brillance et les OLR sous la même hypothèse de variation sous-couche de la fonction de Planck (préférentiellement linéaire en épaisseur optique), alors les biais B_1 et B_2 sont théoriquement absents ne laissant plus que le prétraitement *deltac* à appliquer.

TABLE 4.12 – Biais et d'écarts types des différences d'OLR en $\mathrm{W\,m^{-2}}$ entre les deux approches [**FullNN − FullRTM**] sur la base de données colocalisées IASI/ScaRaB 2016 avec ou sans les prétraitements et corrections de biais nécessaires. Nous avons figuré en gras, pour chacun des deux prétraitements, les configurations optimales pour l'approche FullNN. Tous les résultats sont donnés sur la bande spectrale $100 - 2500$ $\mathrm{cm^{-1}}$ (pour le PMC 9 bandes, nous sommons les sorties 2 à 8).

Type de correction	Prétraitement	PMC bande ScaRaB	PMC 9 bandes
Sans correction	Aucun	-1.28 ± 0.67	-1.88 ± 0.78
	$\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$	-1.25 ± 0.68	-1.42 ± 0.79
	$\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$	-0.37 ± 0.68	-0.62 ± 0.79
Correction B_1	$\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$	$\mathbf{-0.38 \pm 0.68}$	$\mathbf{-0.55 \pm 0.79}$
	$\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$	0.50 ± 0.68	0.25 ± 0.79
Correction B_1 et B_2	$\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$	$\mathbf{0.01 \pm 0.68}$	$\mathbf{-0.01 \pm 0.79}$

La table 4.12 présente les statistiques des différences entre l'approche FullNN et l'approche de référence FullRTM en prenant en compte les différentes corrections de biais. En premier lieu, les écarts types sont relativement indépendants quelles que soient les corrections de biais appliquées. Lorsque nous ajoutons les corrections de biais, nous obtenons bien des biais résiduels plus faibles. Avec le prétraitement $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$ et la correction de biais B_1, le biais vaut -0.38 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC bande ScaRaB et s'élève à -0.55 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le PMC 9 bandes. Ces biais sont faibles ou de l'ordre de l'incertitude entre les modèles de transferts radiatifs de référence (0.6 $\mathrm{W\,m^{-2}}$; PINCUS et al. 2020). Et si nous ajoutons la correction de biais B_2, les biais deviennent alors très faibles pour les deux PMC (de l'ordre de 0.01 $\mathrm{W\,m^{-2}}$). Il est important de nuancer le biais très faible obtenu dans ce dernier cas. D'une part, cette valeur faible est tributaire de la bonne explication du biais B_2 qui

n'a pas encore complètement été confirmée et qui est ici très bien calibré puisque nous l'avons fixé à la valeur du biais de la méthode RTM+NN (après correction du biais B_1). D'autre part, le terme $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$ utilisé pour le prétraitement des canaux de température de brillance a été calculé sur l'ensemble sur lequel nous calculons les statistiques. Cela démontre néanmoins l'importance d'un prétraitement $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$ pour la diminution du biais de spectroscopie et de modélisation.

En appliquant les PMC directement sur les spectres de température de brillance observés par IASI, sans faire intervenir de code de transfert radiatif, l'approche FullNN requiert un temps de calcul bien plus faible que l'approche basée sur la modélisation du transfert radiatif FullRTM. Cette rapidité de calcul permet l'application à l'échelle du grand nombre d'observations faite par IASI, ce que ne permettent pas l'approche FullRTM. En utilisant les prétraitements des canaux de température de brillance et les corrections de biais appropriées, cette approche FullNN plus rapide présente des biais et écarts types limités par rapport aux écarts types obtenus par la comparaison de codes de transfert radiatif de référence dans le cadre de RFMIP. Cela valide ainsi l'approche FullNN de l'estimation de l'OLR, vis-à-vis du transfert radiatif direct représenté par l'approche FullRTM. Cette validation théorique est faite sur une base de données indépendante des bases d'apprentissage et d'évaluation des réseaux de neurones et dont les données sont celles qui seront utilisés pour l'application à grande échelle du PMC aux observations IASI.

4.3.5 Résultats d'intercomparaison IASI et ScaRaB

Après avoir validé fonctionnellement l'approche neuronale en se comparant à des simulations de l'OLR avec l'algorithme 4A-Flux validé dans le cadre de l'exercice RFMIP, nous allons maintenant la confronter à des mesures de l'OLR plus directes comme celles de ScaRaB sur la plateforme Megha-tropiques. Les critères de colocalisation ont été énumérés dans la section 4.3.1.

La figure 4.20 représente le diagramme de dispersion obtenu par comparaison des l'OLR colocalisés entre IASI et ScaRaB. L'OLR IASI est obtenu ici par l'approche FullRTM et est intégré entre 100 et 2500 cm^{-1} correspondant à la bande de sensibilité spectrale de l'instrument ScaRaB.

La comparaison entre l'OLR IASI intégré sur la bande de sensibilité spectrale de ScaRaB montre un biais [IASI moins ScaRaB] de -0.99 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ avec un écart type de 2.65 $\mathrm{W\,m^{-2}}$. Ces statistiques d'erreur plus importantes par rapport à ce qui a pu être montré précédemment peuvent avoir plusieurs origines. Une partie du biais et de l'écart type peut être lié à la modélisation, notamment les incertitudes de spectroscopie ou les approximations de variation sous-couche de la fonction de Planck. Des biais peuvent également être introduits lors du traitement des spectres pour l'inversion des produits IASI de niveau 2 à partir des produits de niveau 1c. Cependant, les deux pistes nous paraissant les plus susceptibles d'expliquer une grande partie de ces différences sont les critères de colocalisation et les incertitudes dans la réponse spectrale de l'instrument ScaRaB.

Premièrement, rappelons que la colocalisation n'est pas exacte puisque nous avons utilisé une colocalisation au plus proche voisin dans un périmètre de 25 km et un décalage temporel de 3 heures. De plus, afin d'avoir un nombre de points plus important, nous avons sélectionné les mesures avec des angles zénithaux allant jusqu'à 10° impliquant que

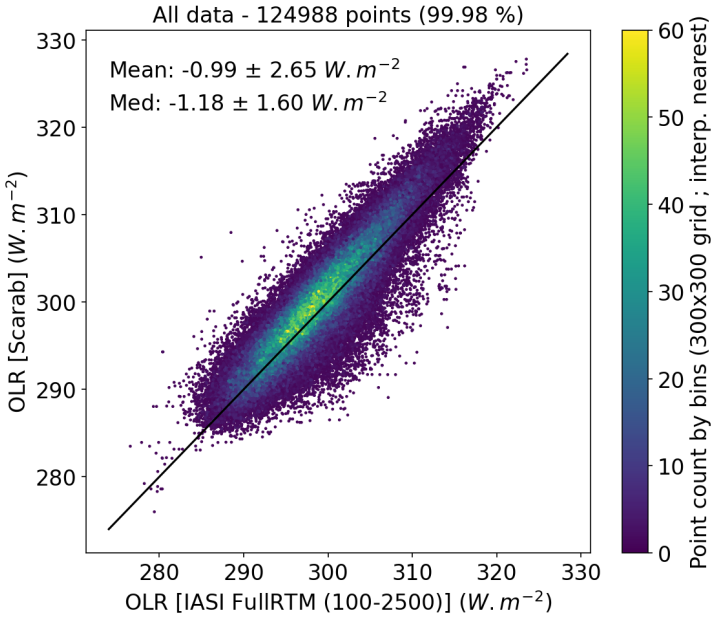


FIGURE 4.20 – Diagramme de dispersion et statistiques de l'OLR IASI avec l'approche FullRTM sur la bande spectrale $100-2500$ cm^{-1} (abscisses) comparés à l'OLR mesuré par ScaRaB (ordonnées). Les statistiques sont calculées sur la différence [IASI moins ScaRaB] et les statistiques affichées correspondent à la moyenne et à l'écart type en première ligne et à la médiane et l'écart type robuste en deuxième ligne.

l'atmosphère traversée n'est pas exactement la même. Notons également que le filtrage des nuages peut jouer un rôle dans l'augmentation de l'écart type.

Deuxièmement, une partie du biais peut également s'expliquer par de l'incertitude dans la réponse spectrale du détecteur de ScaRaB en-deça de 500 cm^{-1} (au-delà de 20 μm) et sa non-caractérisation en-deça de 100 cm^{-1} (au-delà de 100 μm) tel que le mentionne VIOLLIER et RABERANTO 2010. En effet, lorsque l'on intègre l'OLR sur la bande spectrale $10-2500$ cm^{-1}, le biais devient positif et vaut 0.50 W m^{-2}. Cela pourrait indiquer qu'une coupure équivalente de la sensibilité spectrale située entre 10 et 100 cm^{-1} permettrait d'annuler ce biais.

TABLE 4.13 – Statistiques de biais et d'écarts types des différences d'OLR (IASI FullNN moins ScaRaB) en W m^{-2} sur la base de données colocalisées IASI/ScaRaB 2016 avec prétraitements et corrections de biais adaptés. Tous les résultats sont donnés sur la bande spectrale $100-2500$ cm^{-1} (pour le PMC 9 bandes, nous sommons les sorties 2 à 8).

Type de correction	Prétraitement	PMC bande ScaRaB	PMC 9 bandes
Correction B_1	$\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$	-1.54 ± 2.58	-1.37 ± 2.57
Correction B_1 et B_2	$\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$	-1.00 ± 2.58	-0.99 ± 2.57

La table 4.13 présente les statistiques des différences entre l'OLR ScaRaB et l'OLR IASI estimé, cette fois-ci, par l'approche FullNN pour le PMC bande ScaRaB et le PMC

9 bandes, avec les deux prétraitements présentés dans la section précédente et les corrections de biais adaptées. L'écart type est ici légèrement plus faible que celui obtenu par comparaison entre ScaRaB et l'approche FullRTM. Les biais de la méthode FullNN obtenus précédemment et mentionnés dans la table 4.12 s'ajoutent au biais entre ScaRaB et la méthode FullNN pour donner les valeurs du tableau 4.13.

Ces statistiques d'erreur sont comparables aux statistiques obtenues lors de comparaisons entre instruments mesurant l'OLR. À titre de comparaison, nous pouvons citer l'écart type inférieur à 3 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ obtenu dans la comparaison d'OLR entre les instruments CERES et AIRS décrite dans Sun et al. 2010. Citons également la comparaison réalisée entre l'OLR CERES et l'OLR ScaRaB, décrite dans Roca et al. 2015, et mentionnant un biais de -0.74 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ et un écart type de 6.60 $\mathrm{W\,m^{-2}}$.

L'inter-validation des trois approches d'estimation de l'OLR effectuée dans la section précédente conjuguée à la validation avec des observations spatiales de l'OLR, nous permet d'avoir une certaine confiance dans l'estimation de l'OLR que nous avons développée et nous permet d'envisager maintenant son application à toute la période IASI.

4.4 Extension de l'estimation de l'OLR à tout IASI

Dans les sections précédentes, nous nous sommes concentrés sur deux PMC en particulier pour effecteur la validation de la méthode d'estimation de l'OLR par réseaux de neurones à partir des observations IASI. Le premier, le PMC bande ScaRaB, estime à partir des spectres de température de brillance IASI l'OLR intégré sur la bande de sensibilité spectrale de l'instrument ScaRaB (permettant ainsi les comparaisons entre instruments). Le second, le PMC 9 bandes, estime à partir des mêmes entrées, l'OLR intégré sur les neuf sorties couvrant un domaine spectral plus large représentatif de l'OLR total. Ces deux PMC ont été entrainés sur la base de données d'apprentissage TIGR en n'employant uniquement les atmosphères de type tropical et des températures de brillance IASI simulées en visée au nadir. Nous cherchons ici à généraliser l'approche neuronale afin, (i) de couvrir tous les angles de mesures de IASI et (ii) d'aller au-delà des tropiques en inversant des masses d'air tempérées. Au total, cela correspond donc à la génération de 30 PMC (un pour chacun des 15 angles de visée, en différenciant la masse d'air tempérée de la tropicale), dans la configuration 9 bandes (OLR couvrant des plages spectrales facilitant les intercomparaisons avec les radiomètres CERES et ScaRaB).

La configuration de chaque réseau est identique à celle du PMC 9 bandes développé précédemment. Chaque apprentissage est réalisé indépendamment des autres, mais avec les mêmes paramètres à chaque fois. La base de données d'apprentissage et d'évaluation comportent comme entrées les canaux de température de brillance IASI simulés par 4A/OP pour un angle de visée spécifique, et comme sorties, les OLR correspondant sur les 9 bandes spectrales. Ces bases de données d'apprentissage et d'évaluation ont été décrites dans la section 4.2.3.

La figure 4.21 présente les statistiques obtenues sur les bases d'évaluation ARSA des 30 PMC utilisés pour l'estimation de l'OLR. En masse d'air de type tropical, nous constatons un biais et un écart type stable en fonction de l'angle de mesure et proche de celui obtenu précédemment pour la visée au nadir. Comme le montre la table 4.21, le biais sur la base d'évaluation est compris entre -0.01 et 0.04 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour les PMC en situations tropicales et entre -0.03 et 0.06 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en situations tempérées. Ces biais restent faibles et proches

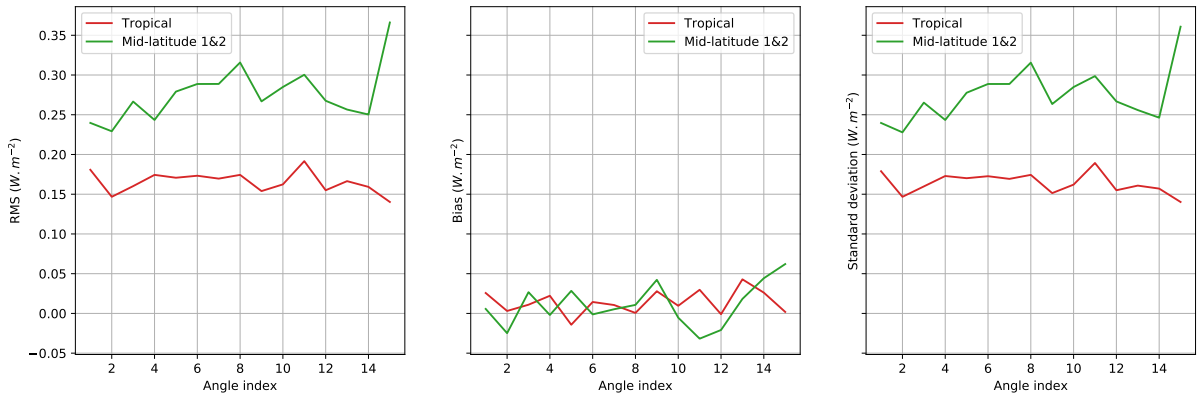


FIGURE 4.21 – Statistiques sur la base d'évaluation des 30 PMC sélectionnés en fonction de l'angle de visée pour les deux types de masse d'air (tropicale et tempérée). Les trois figures partagent la même échelle des ordonnées.

TABLE 4.14 – Statistiques minimales et maximales sur les 15 PMC (un angle par PMC) en atmosphères tropicales et tempérées.

Statistiques en $W.m^{-2}$	Tropical	Mid-latitude 1+2
RMS	0.14 - 0.19	0.23 - 0.37
Biais	-0.01 - 0.04	-0.03 - 0.06
Écart Type	0.14 - 0.19	0.23 - 0.36

de ceux obtenus sur le PMC 9 bandes en situation tropicale et en visée nadir. Concernant l'écart type, il varie entre 0.14 et 0.19 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en situations tropicales et entre 0.23 et 0.36 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en situations tempérées. Cet écart type plus élevé est la conséquence directe des variabilités plus importantes du profil de température et de la température de surface des atmosphères tempérées par rapport aux atmosphères tropicales que nous avons montré en section 4.2.3. Notons que nous avons un écart type plus important de 0.36 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en atmosphère tempérée pour l'angle d'indice 15, en visée très inclinée de 57.61°. Sauf pour cet angle de visée, les biais et écarts types ne dépendent pas de l'angle. Les valeurs de biais sont très faibles et les valeurs d'écart type restent également faibles par rapport à l'écart type de comparaison entre les modèles de transfert radiatif de référence (0.6 $\mathrm{W\,m^{-2}}$).

Une fois les apprentissages des PMC réalisés et les valeurs des paramètres (architecture, poids synaptiques et paramètres auxiliaires) sauvegardées, il est possible d'appliquer les PMC directement aux températures de brillance mesurées par IASI.

Le prétraitement *deltac* effectué sur les canaux IASI d'entrées sont les deltacs $\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$. Ce choix a été motivé par le fait que les canaux de température de brillance de IASI simulés par 4A/OP sont déjà calculés pour constituer la base d'évaluation des PMC pour chaque angle et pour chaque type de masse d'air, et ne requiert donc aucun calcul supplémentaire (procédure routinière développée au LMD qui sert au suivi de l'instrument IASI). De plus, les canaux de température de brillance observés correspondants sont déjà disponibles dans la base ARSA. Enfin, cela permet d'éviter d'avoir à corriger le biais B_2 qui n'a pas encore pu être estimé convenablement. Au contraire, le calcul d'un prétraitement avec $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$ aurait demandé, en plus de la base d'évaluation, un calcul des canaux de température de brillance simulés pour chaque angle avec une mesure des observations IASI correspondante. De plus, la base IASI/ScaRaB 2016 sur laquelle $\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$ a été calculé ne présente que des points dans les tropiques du fait de la colocalisation avec ScaRaB.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré qu'il est possible de déterminer l'OLR sur tout le spectre à grande longueur d'onde à partir des observations de l'instrument IASI. Pour cela, nous avons développé une méthode reposant sur l'apprentissage de réseaux de neurones qui modélisent les relations non-linéaires reliant le spectre de température de brillance observé par IASI et l'OLR sur une ou plusieurs bandes spectrales. Cet apprentissage est réalisé à partir de bases de données d'apprentissage et d'évaluation calculées avec 4A/OP et 4A-Flux à partir de bases de données atmosphériques représentatives.

L'approche rapide *FullNN* permet une détermination de l'OLR sur une ou neuf bandes spectrales, à partir des spectres IASI L1c, en 5 millisecondes contre 2 à 5 minutes pour la modélisation directe de l'OLR à partir des profils inversés IASI L2 (approche *FullRTM*). Les écarts types obtenus entre les deux approches sont faibles (de l'ordre des différences entre les modèles de transfert radiatif de référence ayant participé à RFMIP).

L'analyse des résultats entre les différentes approches a permis de déterminer certaines causes de biais et d'en corriger les effets. Elle a notamment souligné l'importance de réaliser une étude plus approfondie sur l'impact de la discrétisation verticale de l'atmosphère sur la modélisation de l'OLR par 4A-Flux. Nous avons également montré que les hypothèses de variations sous-couche de la fonction de Planck sont importantes et devraient être identiques pour le calcul des spectres de température de brillance en entrées des PMC et

des OLR en sorties des PMC.

Nous avons pu procéder à la validation de notre estimation de l'OLR IASI sur mer, de nuit et en situations tropicales vis-à-vis de mesures du radiomètre large bande ScaRaB grâce à la colocalisation réalisée entre les deux instruments incluant 124998 observations de l'année 2016. Cette comparaison montre un biais de l'ordre de 1 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ et un écart type de l'ordre de 2.65 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ qui sont de l'ordre de celles obtenues lors de colocalisations entre radiomètres larges bandes comme CERES ou ScaRaB.

Nous avons ensuite généralisé la méthode FullNN en entrainant des PMC dédiés à chaque configuration d'observation de IASI ainsi qu'aux situations tempérées. Nous avons ainsi obtenu un ensemble de 30 PMC nous permettant d'envisager l'analyse de l'OLR sur une plus grande période temporelle. Les biais et écart types de ces PMC évalués sur la base d'évaluation ARSA sont indépendants à l'angle de vue de IASI et l'écart type est plus élevé en situations tempérées qu'en situations tropicales.

Au-delà de ces extensions simples que nous avons effectuées à partir de notre méthode, d'autres améliorations présenteraient un grand intérêt pour étudier l'OLR :

1. L'adaptation aux surfaces continentales permettrait d'obtenir une estimation globale de l'OLR. Cela nécessite de prendre en compte les variations de pression et de température de surface dans l'estimation de l'OLR, mais aussi de la variation du spectre d'émissivité qui peut changer significativement, notamment sur les déserts. Nos études préliminaires ont montré que le biais de notre PMC 9 bandes sur l'estimation de l'OLR engendré par des variations combinées de pression (entre 850 et 1013 hPa) et de température de surface ($\pm$10 K) est de l'ordre de 0.2 $\mathrm{W\,m^{-2}}$, alors que le biais engendré par la variation de l'émissivité de surface peut atteindre 6 $\mathrm{W\,m^{-2}}$.
2. L'adaptation aux mesures de jour permettrait d'étudier le cycle diurne de l'OLR. Elle requiert une prise en compte du flux solaire dans les simulations des températures de brillance par 4A/OP comme dans celle de l'OLR par 4A-Flux, afin de réaliser des bases d'apprentissages adaptées.
3. L'adaptation aux mesures avec nuages permettrait des études intéressantes de l'impact de la nébulosité sur l'OLR ainsi que d'ouvrir les possibilités d'évaluer le bilan radiatif de la Terre. La prise en compte des nuages peut se faire comme le propose Chevallier 1998, par superposition de contributions de couches de nuages considérés comme des corps noirs.

Ces évolutions de la méthode ouvriraient des perspectives intéressantes pour le suivi et l'étude de l'OLR. Cependant, la méthode développée ici permet déjà de réaliser des études climatiques intéressantes comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Apports de IASI à l'étude de l'OLR et à la détermination du taux de chauffage vertical

5.1 Introduction

À partir des méthodes d'estimation rapide développées et validées dans le chapitre précédent, nous avons pu calculer l'OLR sur toute la période d'observation de l'instrument IASI, dans un premier temps, sur la plateforme Metop-A. L'OLR est estimé en ciel-clair, de nuit et sur océans et prend en compte tous les angles de mesure IASI et des atmosphères de type tropical et tempéré. Nous décrivons dans ce chapitre les apports de cette estimation à partir de IASI à l'analyse de l'OLR sur la période IASI. Ces résultats seront comparés vis-à-vis des radiomètres larges bandes CERES et ScaRaB.

Comme il a été précédemment écrit, la détermination du taux de chauffage vertical à partir des observations des sondeurs infrarouge à haute résolution n'avait pas encore été réalisée. Nous démontrerons dans ce chapitre, la possibilité inédite d'exploiter l'information spectrale des spectres mesurés par IASI pour déterminer le profil de taux de chauffage vertical en s'appuyant sur la méthode neuronale développée dans le chapitre précédent.

5.2 Les séries temporelles d'OLR

5.2.1 Les séries temporelles d'OLR IASI-A

Nous présentons ici les séries temporelles obtenues grâce à l'ensemble de 30 PMC présentés précédemment pour estimer l'OLR à partir de IASI. L'ensemble des OLR d'une journée est moyenné afin d'obtenir la série temporelle des moyennes journalières de l'OLR IASI. Un filtrage des journées présentant un nombre trop faible d'observations est réalisé afin d'éliminer les journées durant lesquelles trop peu de données de niveau L1c sont disponibles (par exemple pour recalibration ou dégel de l'instrument). Puis un lissage de 90 jours glissants a été appliqué à la série afin d'observer ses variations en s'affranchissant de la variabilité haute-fréquence.

La figure 5.1 présente la série temporelle des moyennes journalières de l'OLR (ciel-clair, nuit, océans) pour la période s'étalant de juillet 2007 à décembre 2020 en atmosphères

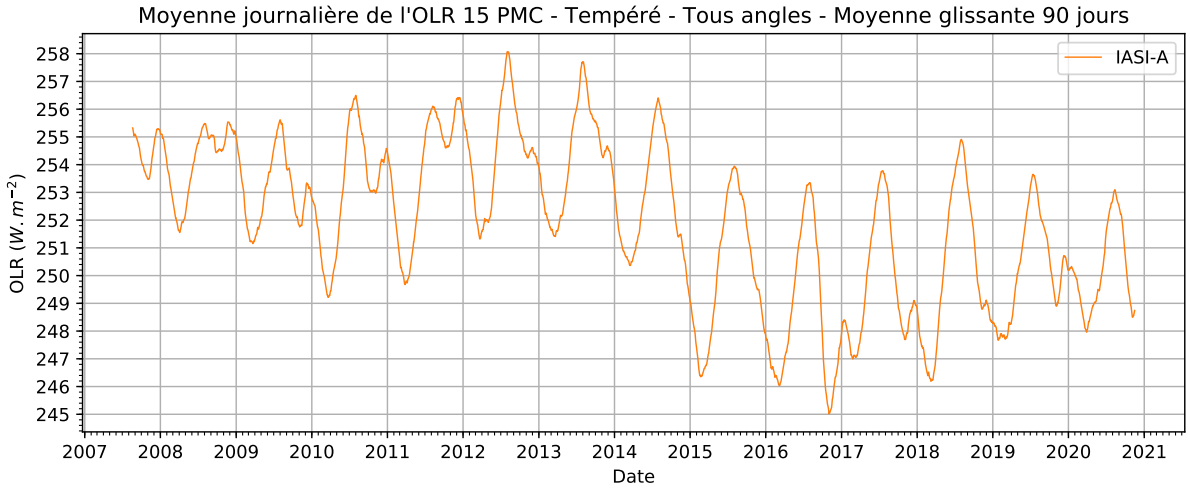


FIGURE 5.1 – Série temporelle de la moyenne journalière des OLR (ciel-clair, nuit, océans) estimés par l'ensemble des PMC en atmosphère de type tempéré uniquement, pour tous les angles de vue de IASI. Un lissage de la série est réalisé sur 90 jours glissants.

de type tempéré (selon la classification TIGR). Nous remarquons sur cette série une oscillation correspondant très clairement à des variations saisonnières. La série temporelle d'OLR atteint généralement un minimum annuel début d'année vers les mois de février et mars puis augmente pour atteindre un maximum vers le mois d'août. Nous constatons également un maximum secondaire en fin d'année entre décembre et janvier. Ces variations sont dues aux variations saisonnières de température de surface et de l'atmosphère, importantes dans les régions tempérées. L'interprétation plus poussée des variations de cette série temporelle n'est pas simple. La classification TIGR 2000 des atmosphères en cinq classes est assez dépendante de la saison, par exemple entre Mid-latitude 2 et Polar 2 qui peuvent toutes les deux représenter des situations hivernales. Suivant la saison, une proportion plus ou moins importante d'atmosphère se trouve dans la classe Polar 1 et 2 et sortent alors de la moyenne journalière puisque nous n'avons pas développé pour l'instant de PMC pour les atmosphères de type polaire. Les variations de cette proportion pourraient biaiser les variations observées sur cette série temporelle. Nous pouvons aussi remarquer une différence importante entre la moyenne de la période 2007-2014 et la période 2015-2020. Ce décrochage de la valeur moyenne reste pour l'instant inexpliqué.

La figure 5.2 présente la série temporelle des moyennes journalières de l'OLR (ciel-clair, nuit, océans) pour la période s'étalant de juillet 2007 à décembre 2020, mais cette fois-ci en atmosphères de type tropical. Notons que les variations de cette série temporelle (3.2 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pic-à-pic) sont bien inférieures à celles qui sont observées en atmosphères tempérées (13.1 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pic-à-pic). Ces variations sont également dues aux variations de température de surface et de l'atmosphère. Nous remarquons des pics importants d'OLR sur certaines périodes : entre mi-2009 et mi-2010, et la première moitié des années 2016, 2019 et 2020. Comme nous allons le voir dans la section suivante, ces périodes peuvent être mises en rapport avec le phénomène *El Niño - Oscillation australe* (ENSO pour El Niño - Southern Oscillation). La régression linéaire montre une tendance à l'augmentation de l'OLR tropical très faible de 0.05 $\mathrm{W\,m^{-2}\,year^{-1}}$ avec une variation d'OLR de 0.66 $\mathrm{W\,m^{-2}}$

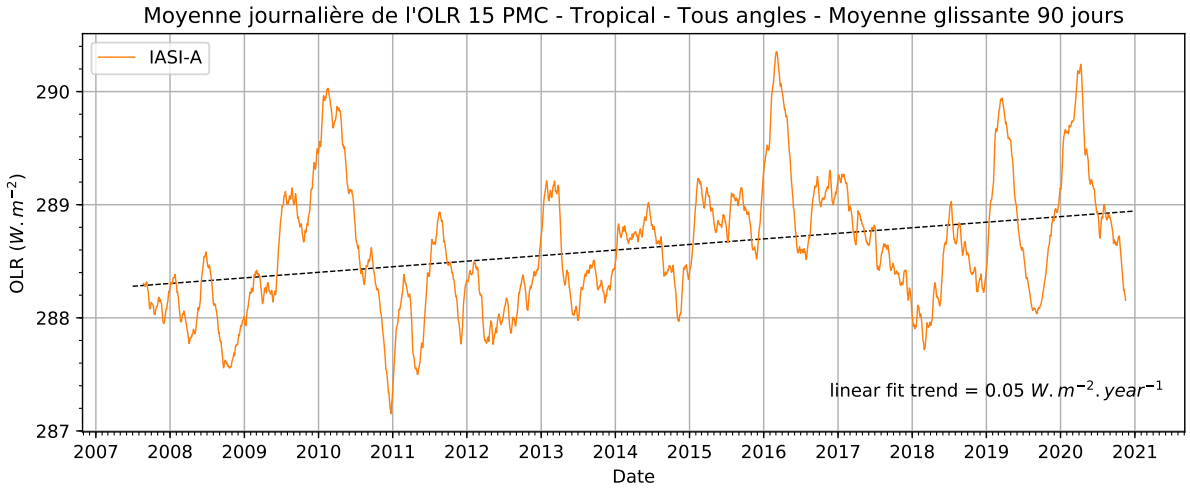


FIGURE 5.2 – Série temporelle de la moyenne journalière des OLR (ciel-clair, nuit, océans) estimés par l'ensemble des PMC en atmosphère tropicale uniquement pour tous les angles de vue de IASI. Une régression linéaire est montrée par la courbe en pointillé. Un lissage de la série est réalisé sur 90 jours glissants.

en moyenne entre juillet 2007 et décembre 2020. Les variations interannuelles importantes et la période un peu courte de 13 ans d'observations ne nous permettent pas de conclure à une tendance uniquement à partir de ces données. Dans la table 3.7 en section 3.5, nous avions calculé une très faible tendance à une diminution de l'OLR de -0.11 W m^{-2} en atmosphères de type tropical. Cette valeur ne prenait en compte que les impacts de la variation de la température de surface moyenne et de trois gaz à effet de serre. Elle ne tient en revanche pas compte des variations des autres paramètres géophysiques notamment des profils de température ou d'humidité qui ont un impact potentiellement important sur la tendance de l'OLR tropical. Il est donc difficile de comparer les deux valeurs.

5.2.2 Intercomparaison vis-à-vis de mesures spatiales par les radiomètres CERES et ScaRaB

Nous comparons ici les séries d'OLR obtenues avec IASI-A grâce à l'ensemble des 30 PMC aux séries temporelles de radiomètres larges bandes. Ces séries ont été obtenues avec la méthode décrite dans le paragraphe précédent. Le premier radiomètre comparé est l'instrument CERES embarqué en *Flight Model 1* (FM1) sur la plateforme Terra. La plateforme Terra a été préférée à la plateforme Aqua pour cette comparaison en raison de la proximité des orbites de Metop-A et de Terra en termes de temps local de passage à l'équateur (temps local au nœud ascendant à 21:30 pour Metop-A, à 22:30 pour Terra et à 13:30 pour Aqua). La série temporelle d'observations de l'instrument CERES embarqué sur Terra a été comparé entre janvier 2012 et mai 2016 avec la version de l'algorithme de traitement *Edition 3A*, et entre mars et août 2013 puis entre juin 2016 et décembre 2018 pour la version de l'algorithme plus récente *Edition 4A*. Nous avons également comparé la série temporelle d'observations de ScaRaB entre 2012 et mi-2020 avec quelques périodes manquantes en 2012 et à partir de 2019. Afin de respecter la cohérence dans l'in-

tercomparaison, nous n'avons préservé que les points de mesures situées entre les latitudes 20°S–20°N pour chacun des instruments comparés.

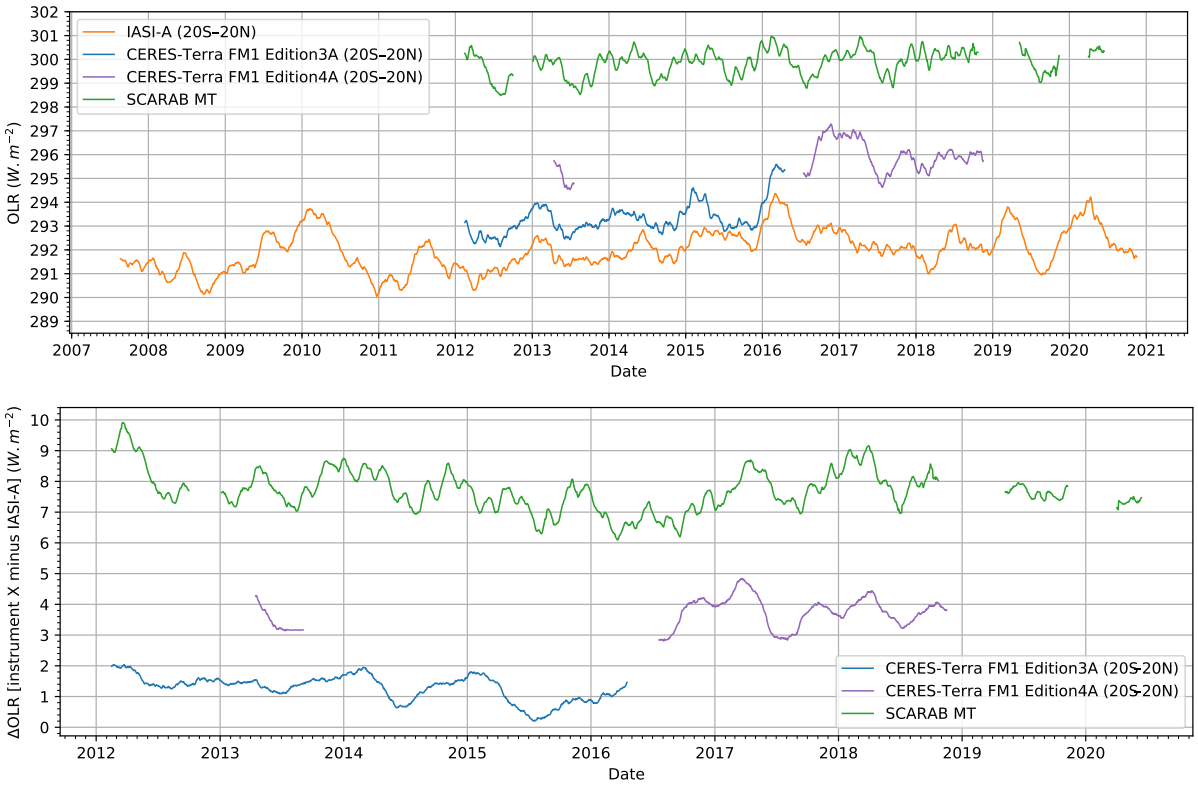


FIGURE 5.3 – En haut : Séries temporelles de la moyenne journalière des OLR (ciel-clair, nuit, océans) entre 20°S-20°N pour les trois instruments IASI, CERES et ScaRaB (données partielles pour CERES et ScaRaB). En bas : différence des séries temporelles [instrument X moins IASI-A]. Un lissage des séries est réalisé sur 90 jours glissants.

La figure 5.3 représente les quatre séries temporelles d'OLR ainsi que les différences d'OLR entre IASI-A et les autres instruments. La table 5.1 donne les statistiques des comparaisons entre les différents instruments. La série temporelle ScaRaB ne peut pas être utilisée ici pour cette intercomparaison. En effet, l'orbite de Megha-tropiques, plateforme de ScaRaB ayant une orbite bien moins inclinée que les orbites proches de IASI-A et CERES, les heures d'observations et les zones survolées et moyennées sont très différentes. Bien qu'il s'agisse, dans tous les cas d'observations de nuit, les orbites polaires héliosynchrones de CERES et IASI permettent des mesures avec un temps local de passage de l'équateur fixe à chaque orbite, ces instruments mesurant donc toujours des OLR à une heure locale assez constante, en particulier autour de la zone tropicale (passage à l'équateur à 21:30 pour Metop-A et à 22:30 pour Terra). En revanche, ScaRaB survole les tropiques avec des heures de passages à l'équateur très variables échantillonnant donc l'OLR à toutes les heures de la nuit et intégrant ainsi les variations nocturnes de l'OLR. Pour ces raisons, le biais calculé entre IASI-A (ou CERES) et ScaRaB ne peut pas véritablement être utilisé pour une intercomparaison de séries temporelles calculées ainsi. Il est nécessaire de réaliser des intercomparaisons en colocalisant les mesures comme nous

l'avions réalisé dans la section 4.3.5 où nous constations un bien meilleur accord, avec en particulier une valeur de l'OLR moyen d'environ 300 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ (cf. figure 4.15 en page 109) comme ce que l'on observe ici sur la figure 5.3.

TABLE 5.1 – Statistiques d'intercomparaisons d'OLR entre les instruments IASI-A, CERES (avec les traitements Edition 3A et Edition 4A) et ScaRaB. Les résultats sont les moyennes et écarts types en $\mathrm{W\,m^{-2}}$ des différences $[A - B]$.

$B \downarrow \quad A \rightarrow$	CERES 3A	CERES 4A	ScaRaB
IASI-A	1.30 ± 1.06	3.74 ± 1.23	7.68 ± 2.30
CERES 3A		2.40 ± 0.75	6.43 ± 1.97
CERES 4A			4.03 ± 2.04

La série temporelle IASI-A est le plus proche de la série temporelle CERES Edition 3A avec un biais de 1.30 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ et un écart type de 1.06 $\mathrm{W\,m^{-2}}$. Ce biais est inférieur au biais entre CERES Edition 3A et CERES Edition 4A même si la portion de données comparées en 2013 est probablement trop courte pour tirer de fortes conclusions. Le biais se trouve néanmoins de l'ordre de grandeur des biais obtenus dans les intercomparaisons entre instruments mesurant l'OLR (SUN et al. 2010, ROCA et al. 2015). Les écarts types entre IASI et CERES sont cependant plus élevés que l'écart type entre les deux versions de CERES. Nous constatons notamment une différence plus élevée en hiver qu'en été, quelque soit l'instrument comparé à IASI. Ces différences peuvent survenir puisque les comparaisons ne sont pas réalisées en colocalisation. Les orbites de Metop-A et de Terra sont différentes et les variations diurnes d'OLR sur mer peuvent entrainer un biais. Pour ces raisons, la comparaison directe des séries temporelles est difficile et la comparaison des tendances reste préférable.

5.2.3 Analyse des signatures climatiques remarquables

Nous allons tenter de montrer ici qu'il est possible de retrouver des signatures climatiques cohérentes avec l'inversion de l'OLR à partir de IASI qui a été réalisée pendant cette thèse et en particulier avec le phénomène ENSO, comme ce que l'on peut faire avec des instruments dédiés comme ScaRaB et CERES. ENSO (El Niño - Southern Oscillation) est un phénomène climatique faisant intervenir un couplage océan-atmosphère entre le phénomène El Niño et l'oscillation australe. Les conséquences de ce phénomène se retrouvent à l'échelle du climat global. El Niño est un phénomène récurrent d'anomalies positives de températures de surface de l'océan équatorial. Les périodes d'anomalies positives alternent avec des périodes d'anomalies négatives nommées La Niña. L'alternance El Niño/La Niña est couplée à un phénomène d'oscillation global de la pression de surface de la mer nommé l'oscillation australe. L'OLR étant très sensible à la température de surface, nous allons voir que ces variations permettent de suivre le phénomène El Niño et donc ENSO.

Plusieurs indices permettent de suivre les phénomènes ENSO ou El Niño. L'*Oceanic Niño Index* (ONI) suit la moyenne glissante sur 3 mois des anomalies de température de surface de la mer dans une région de l'océan Pacifique nommée *Niño 3.4* et située entre

120°O—170°O et 5°S—5°N. Cette zone est représentée en bleu sur la figure 5.4. Le *Multivariate ENSO Index Version 2* (MEI.v2) est un indice agrégeant plusieurs indicateurs que sont la pression et la température de surface de la mer, les composantes zonales et méridionales des vents de surface et l'OLR dans le bassin Pacifique tropical entre 30°S-30°N et 100°E-70°W également représenté en vert sur la figure 5.4.

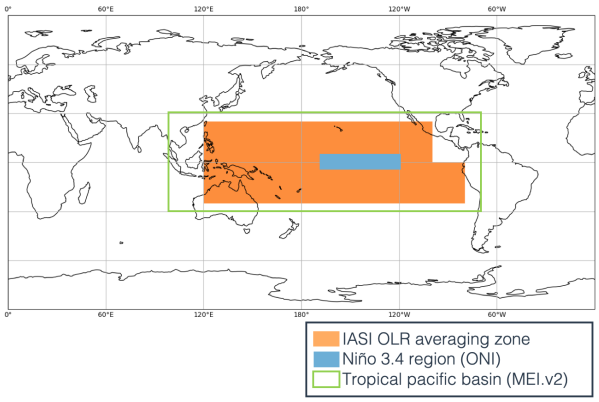


FIGURE 5.4 – Définitions des régions sur lesquelles sont calculés les indices ENSO et de la région sur laquelle est calculée l'anomalie d'OLR pour la comparaison présentée dans cette section.

Ici nous avons calculé l'anomalie d'OLR sur la région en orange sur la figure 5.4. Cette région est définie dans les latitudes 20°S—20°N et dans les longitudes de 120°E—100°W dans l'hémisphère Nord et de 120°E—80°W dans l'hémisphère Sud. L'anomalie est calculée par rapport à la moyenne de chaque mois sur toute la période de juillet 2007 à décembre 2020. Pour chaque mois i de l'année j, l'anomalie d'OLR notée $\tilde{OLR}_{(i,j)}$ est calculée comme suit :

$$\tilde{OLR}_{(i,j)} = \langle OLR \rangle_{(i,j)} - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} \langle OLR \rangle_{(i,j)} \tag{5.1}$$

où N est le nombre d'années moyennées et $\langle OLR \rangle_{(i,j)}$ est l'OLR moyen du mois i et de l'année j.

La figure 5.5 présente les deux indices ONI et MEI.v2 ainsi que la série des anomalies d'OLR IASI. Les séries ont été moyennées sur une période de cinq mois glissants. Nous remarquons une corrélation entre les trois grandeurs représentées avec notamment des variations très proches durant la phase El Niño de mi-2009 à mi-2010 ou la phase neutre entre 2013 et mi-2015. Nous observons en revanche une corrélation négative pour la seconde partie de l'année 2017.

La table 5.2 présente les coefficients de corrélation entre les indices ENSO et la série d'anomalies d'OLR IASI-A. Notons d'abord que la corrélation entre ONI et MEI.v2 est très élevée avec 0.95. La corrélation entre les anomalies d'OLR et les indices ENSO s'élève à 0.71 dénotant une corrélation relativement élevée. Cette corrélation n'atteint pas la valeur de corrélation entre les deux indices ENSO car l'OLR dépend d'autres facteurs que ceux qui définissent les indices ENSO (notamment la couverture nuageuse ou le profil de température et de vapeur d'eau). Nous remarquons aussi sur la figure 5.5 que les séries temporelles d'indices ENSO sont décalées d'environ deux mois avec la série d'anomalies

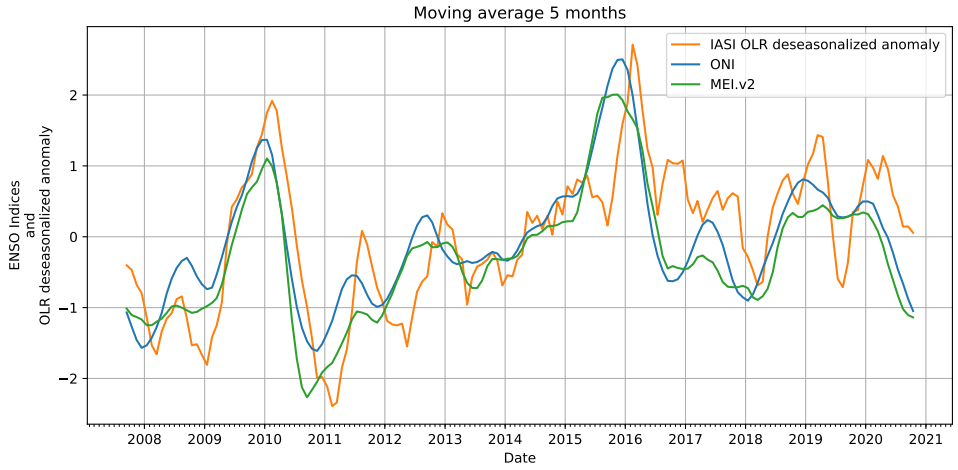


FIGURE 5.5 – Comparaison de la série temporelle de l'anomalie d'OLR tropical désaisonnalisée IASI-A et des séries d'indice de suivi du phénomène ENSO que sont ONI (Oceanic Niño Index) et MEI.v2 (Multivariate ENSO Index version 2). Un lissage de la série est réalisé sur 150 jours glissants.

TABLE 5.2 – Coefficients de corrélation obtenus entre les séries des deux indices ONI et MEI.v2, et la série d'anomalies d'OLR IASI-A sans décalage $O\tilde{L}R$, et avec un décalage de deux mois $O\tilde{L}R_{2mois}$.

	ONI	MEI.v2
ONI		0.95
$O\tilde{L}R$	0.71	0.71
$O\tilde{L}R_{2mois}$	0.81	0.80

d'OLR IASI. Le recalage de cette valeur de IASI porte le coefficient de corrélation de 0.71 à environ 0.81. Ce décalage doit faire l'objet d'une analyse plus poussée afin d'en déterminer la cause.

5.3 Distribution spatiale de l'OLR IASI-A

5.3.1 OLR IASI-A sur toute la période d'observation

Au-delà de la détermination et de l'analyse des séries temporelles, nous avons pu réaliser les cartes d'OLR IASI-A en ciel-clair, sur océans, de nuit dans les atmosphères de types tropical et tempéré. La figure 5.6a montre la répartition de l'OLR moyen déterminé à partir de IASI-A de janvier 2008 à décembre 2020 et la figure 5.6b montre l'écart type correspondant.

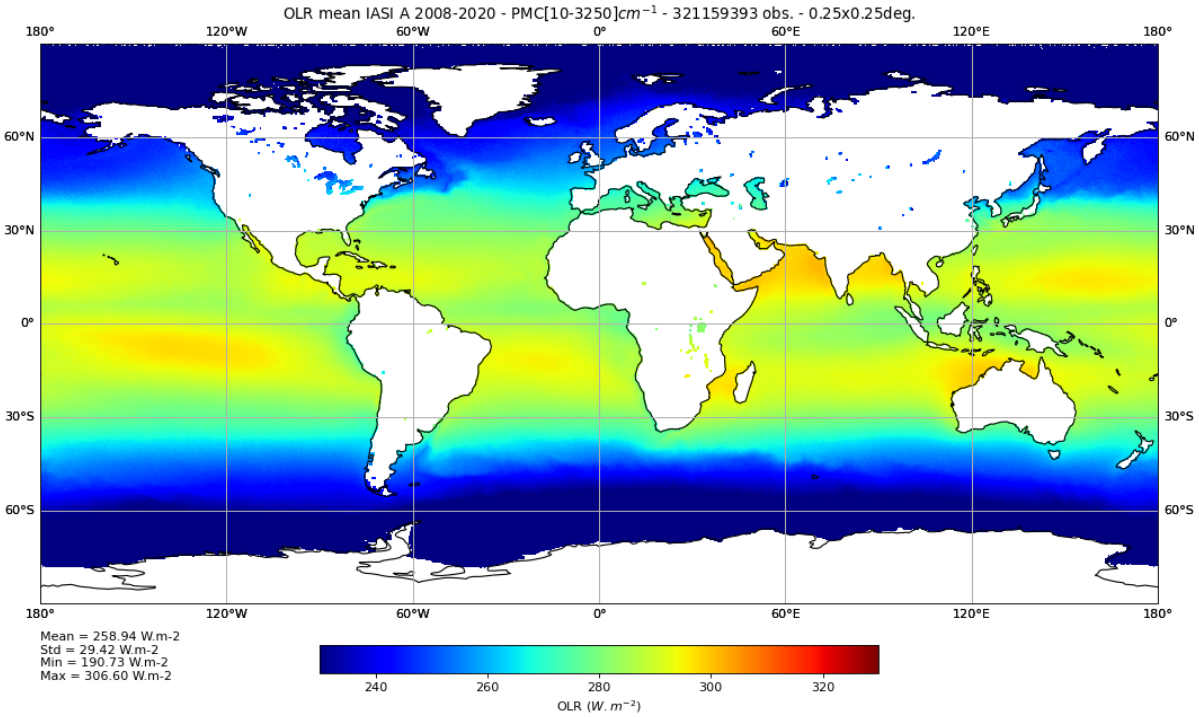
Nous constatons bien le gradient de l'OLR attendu entre l'équateur et les pôles, même si plus finement, l'OLR en ciel-clair est plus faible au niveau de l'équateur (5°S—5°N) et plus élevé entre 10°—30° Nord et Sud. Nous observons des régions avec des valeurs d'OLR particulièrement élevées telles que la région au sud de l'équateur dans le Pacifique Est (El Niño), au nord de l'équateur dans le Pacifique Ouest, au nord de l'Australie, au nord de l'océan indien, dans Canal du Mozambique ou dans l'océan Atlantique au sud de l'équateur.

L'écart type d'OLR est de l'ordre d'une dizaine de $\mathrm{W\,m^{-2}}$ à l'échelle spatiale de 0.25° par 0.25°. Il est néanmoins plus faible au niveau de l'équateur, et plus élevé à proximité des continents et dans les mers intérieures de l'hémisphère Nord, le long de la côte de l'Argentine et sur la côte de l'Angola. Les valeurs d'OLR moyens et d'écart type d'OLR sont peu significatives aux très grandes latitudes nord ou sud du fait du nombre de points moyennés relativement faible.

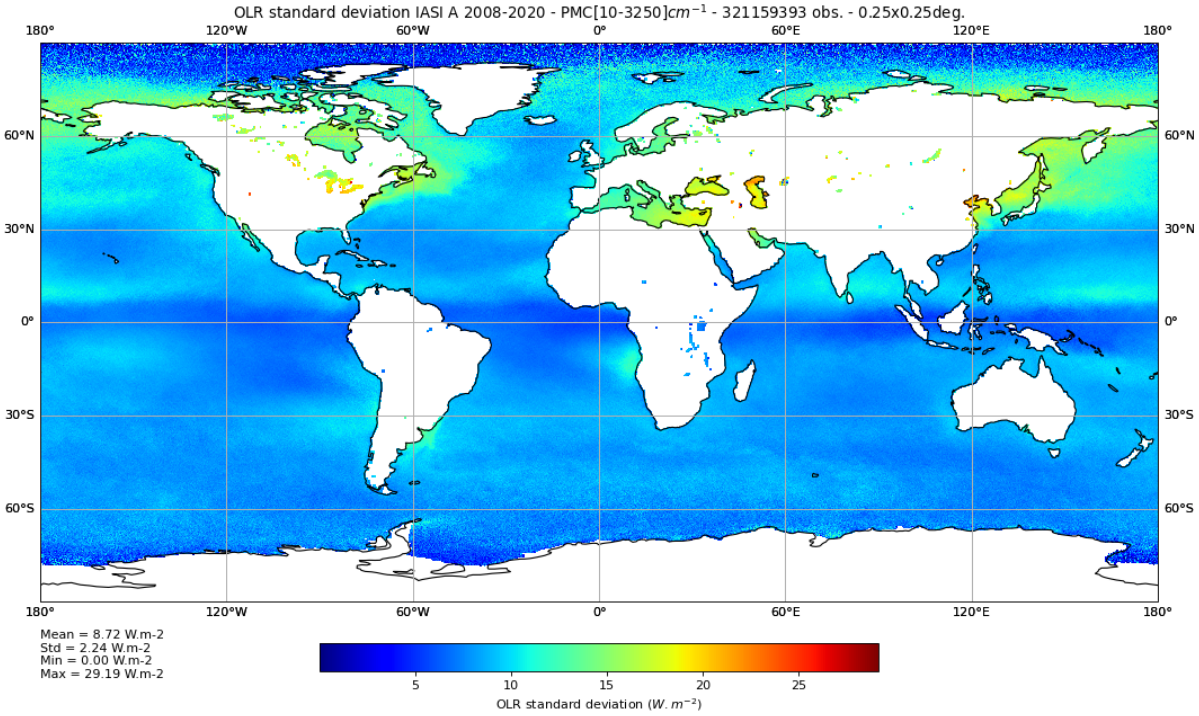
5.3.2 Intercomparaison d'OLR entre IASI-A et CERES-Terra

Les cartes d'OLR moyens obtenues à partir de IASI-A et à partir de CERES Terra (FM1/Edition3A) sur la période 2012-2015 sont ici comparées. La figure 5.7 présente les OLR moyens obtenus à partir de IASI-A en (a) et à partir de CERES Terra en (b). La figure 5.8 présente la différence des OLR IASI moins CERES et la table 5.3 contient les statistiques de comparaisons correspondantes sur diverses plages de latitudes.

Nous pouvons remarquer sur la figure 5.8 que les différences d'OLR estimés à partir des deux instruments augmentent avec la latitude, sur les deux hémisphères. Au-delà de la plage 60°S—60°N ces différences sont très variables, pouvant être tantôt positives, tantôt négatives. Cette variabilité pourrait provenir d'une mauvaise modélisation de l'OLR dans ces régions (par exemple due à la présence de glace de mer). L'OLR estimé par IASI est globalement plus faible avec un biais de $-4.38\ \mathrm{W\,m^{-2}}$ et un écart type $3.82\ \mathrm{W\,m^{-2}}$ sur la plage 60°S—60°N. Dans la zone tropicale, Les résultats sont beaucoup plus proches entre IASI et CERES. Entre 20°S—20°N, le biais vaut $-1.32\ \mathrm{W\,m^{-2}}$ ce qui est totalement cohérent avec le biais de $-1.30\ \mathrm{W\,m^{-2}}$ obtenu par comparaison à la série temporelle CERES (cf. table 5.1). Le biais de $-1.54\ \mathrm{W\,m^{-2}}$ qui avait été obtenu lors de la comparaison des données colocalisées entre IASI et ScaRaB est également du même ordre de grandeur (cf. table 4.13).

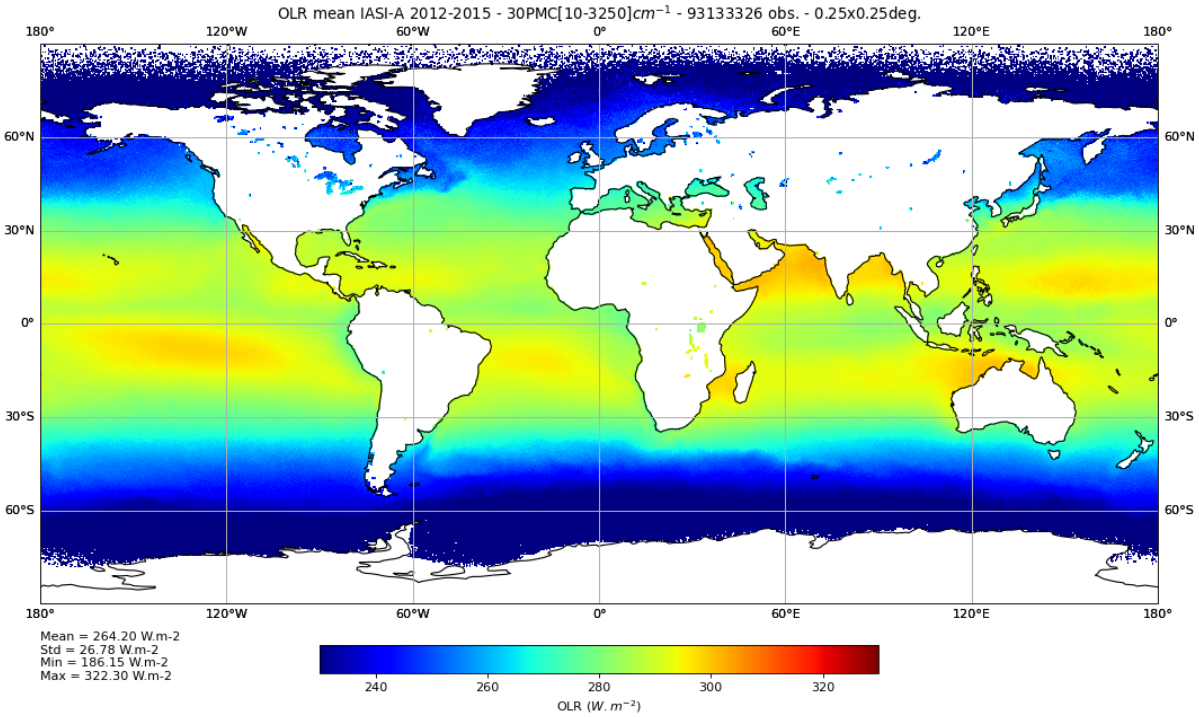


(a) OLR moyen IASI-A

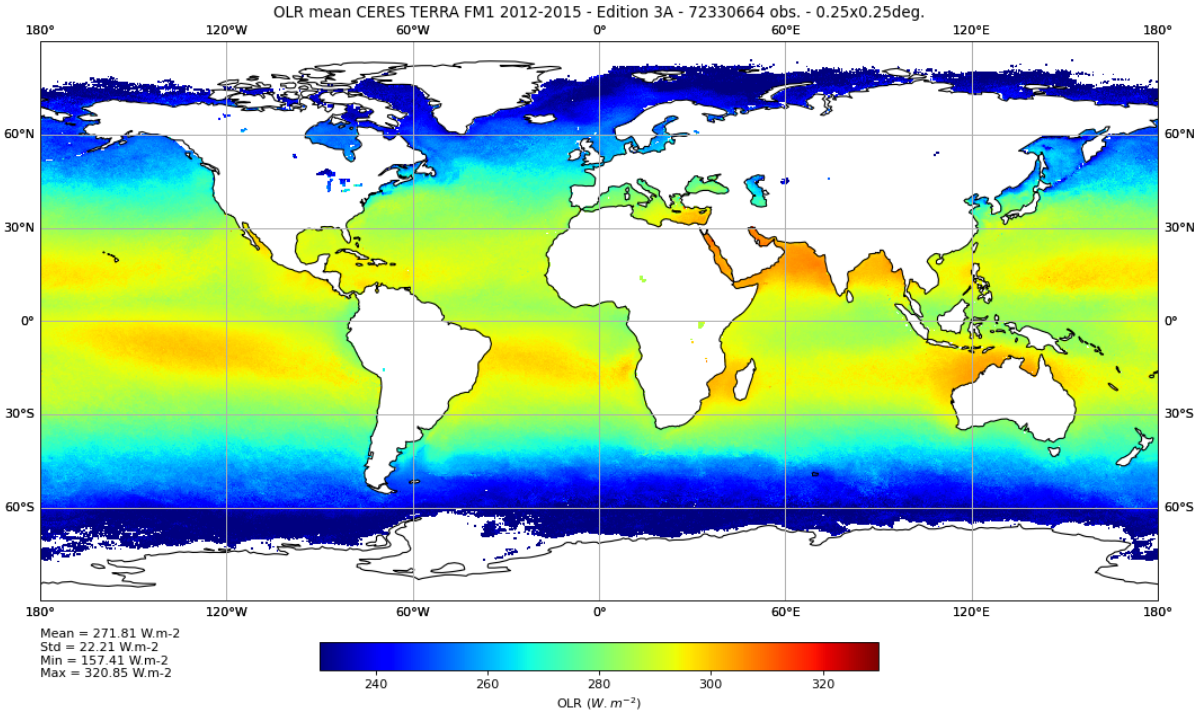


(b) Écart type d'OLR IASI-A

FIGURE 5.6 – Moyenne (a) et écart type (b) de l'OLR IASI-A en ciel-clair et de nuit entre 2008 et 2020 par pixels de 0.25° par 0.25°. L'estimation est réalisée avec l'ensemble des PMC et spectralement intégrée entre 10 et 3250 cm^{-1}.



(a) OLR moyen IASI-A



(b) OLR moyen CERES Terra

FIGURE 5.7 – (a) OLR moyen IASI-A estimé avec l'ensemble de 30 PMC sur la période 2012-2015 sur une grille de 0.25° par 0.25° et (b) OLR moyen mesuré par CERES Terra (FM1/Edition3A) sur la même période et la même grille.

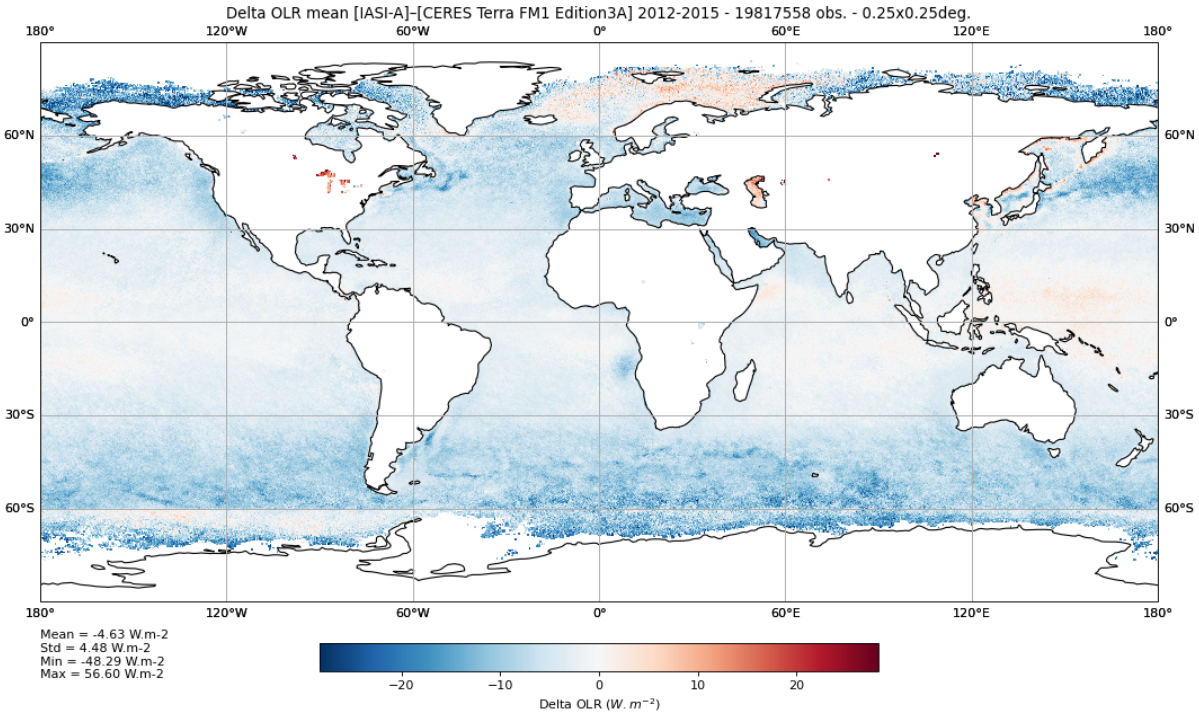


FIGURE 5.8 – Différence entre l'OLR moyen IASI-A estimé avec l'ensemble de 30 PMC (figure 5.7a) et l'OLR moyen mesuré par CERES Terra (FM1/Edition3A) (figure 5.7b) sur la période 2012-2015 sur une grille de 0.25° par 0.25°

Les statistiques moins bonnes dans la zone tempérée peuvent s'expliquer par des facteurs liés à la méthode d'estimation et par la mesure elle-même. Premièrement, nous avions obtenu des écarts types plus importants pour les PMC en atmosphères tempérées qu'en atmosphères tropicales (cf. figure 4.21). Ensuite, la valeur des corrections de biais appliquées aux PMC a été calibrée grâce à l'étude faite sur les données colocalisées IASI/ScaRaB en région tropicale avant d'être indifféremment appliquées à tous les PMC. D'autres causes peuvent entrainer des différences comme les orbites différentes des deux instruments qui ne mesurent donc pas les mêmes régions à la même heure, en particulier quand on s'éloigne des tropiques (inclinaison de l'orbite), ou bien plus finement, les bandes spectrales sur lesquelles sont mesurées ou calculées les OLR qui peuvent différer (cf. section 4.3.5).

TABLE 5.3 – Biais et écart type des différences d'OLR IASI-A − CERES-Terra-3A.

Plage de latitudes	IASI-A − CERES-Terra-3A
Tout	-4.63 ± 4.48
60°S—60°N	-4.38 ± 3.82
20°S—20°N	-1.32 ± 1.62

5.3.3 Anomalies mensuelles de l'OLR IASI-A

Nous présentons dans cette section les anomalies mensuelles d'OLR en ciel-clair, sur océans et de nuit, sur la période IASI-A. L'anomalie du mois m notée $\tilde{OLR}_{(m)}$, est la différence entre l'OLR moyen pour le mois m et la moyenne de l'OLR pour toute l'année, tous les deux calculés sur la période de référence allant de 2008 à 2020. Elle est calculée pour chaque pixel de 0.25° par 0.25° suivant :

$$\tilde{OLR}_{(m)} = \langle OLR \rangle_{(m)} - \frac{1}{12} \sum_{m=1}^{12} \langle OLR \rangle_{(m)} \tag{5.2}$$

où $\langle OLR \rangle_{(m)}$ est l'OLR moyen du mois m sur toute la période IASI-A. Ces anomalies mensuelles sont représentées sur la figure 5.9, où chaque carte représente l'anomalie d'un mois particulier.

Commençons par analyser ces anomalies dans les tropiques. Au nord de l'équateur (0°N—30°N), nous constatons une variation saisonnière avec un OLR élevé entre janvier et mars et faible entre juin à septembre. Au sud de l'équateur (30°S—0°S) nous voyons une oscillation opposée, mais moins importante avec un OLR élevé de juin à septembre et faible de janvier à mars. Entre juin et septembre, nous constatons une anomalie négative importante dans le nord de l'océan Indien liée à l'humidité importante causée par la mousson. Une anomalie positive est présente de mai à juillet, dans l'océan Atlantique Sud au large de l'Angola et de la Namibie. Cette anomalie est liée à une anomalie positive de la température de surface de la mer, un phénomène climatique nommé *Benguela Niño* (FLORENCHIE et al. 2003).

Les zones tempérées de l'hémisphère Nord, montrent une forte variation saisonnière de l'OLR. Ce dernier est très faible entre novembre et avril et est très élevé de juillet à

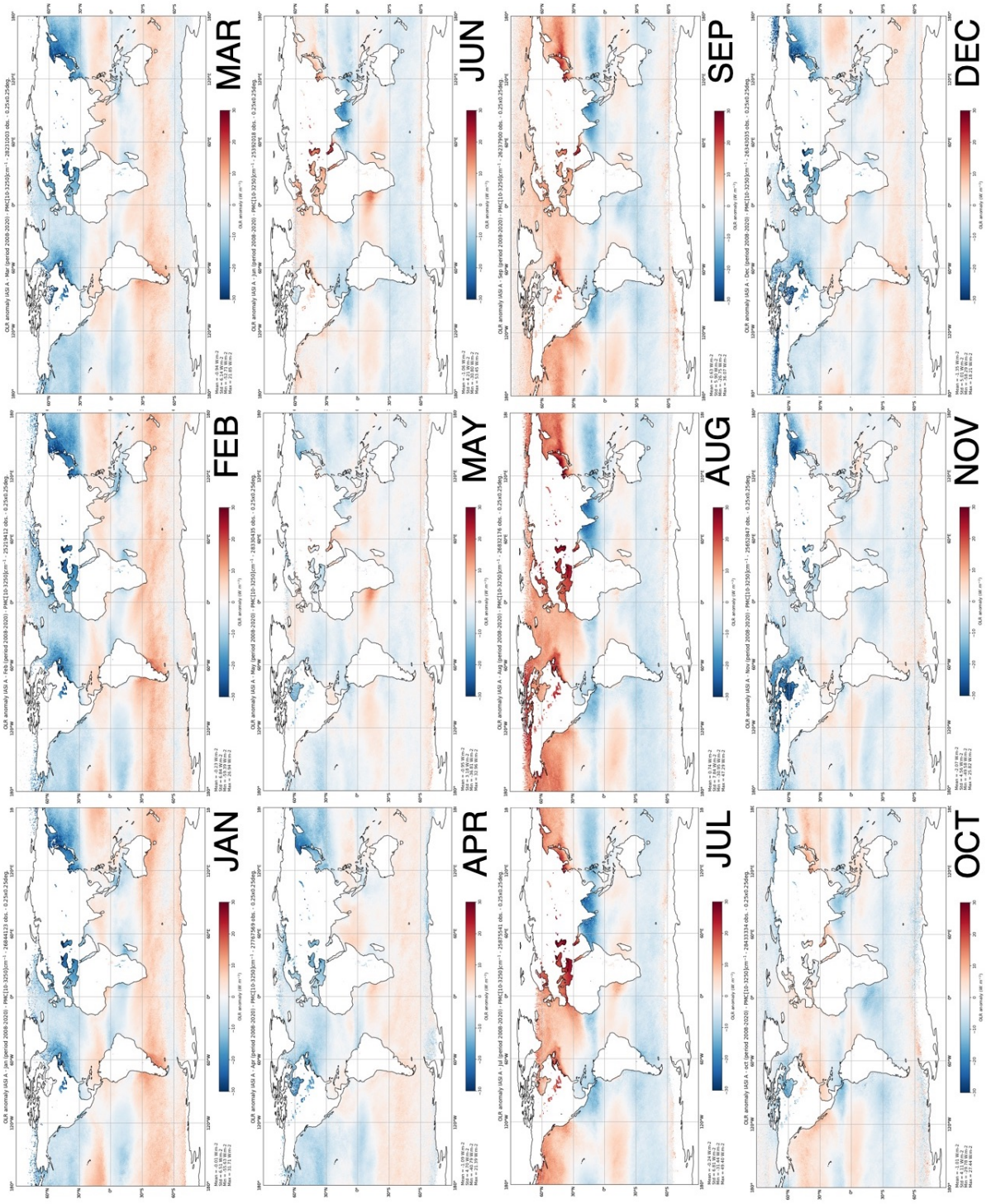


FIGURE 5.9 – Anomalies mensuelles de l'OLR IASI-A par rapport à la moyenne annuelle. Ces anomalies sont calculées sur toute la période 2008-2020. L'échelle de couleur s'étend de -30 à 30 $\mathrm{W\,m^{-2}}$.

septembre. Nous retrouvons des régions particulières avec une variation particulièrement forte entre été et hiver comme à l'est de l'Amérique du Nord, dans la mer Méditerranée ou dans le Pacifique Nord à l'est du Japon. Dans les zones tempérées de l'hémisphère Sud, les variations sont moins prononcées et varient en opposition de phase de celle de l'hémisphère Nord.

5.4 Vers une première estimation des taux de chauffage à partir de IASI

5.4.1 Méthodologie pour la détermination par PMC du taux de chauffage vertical

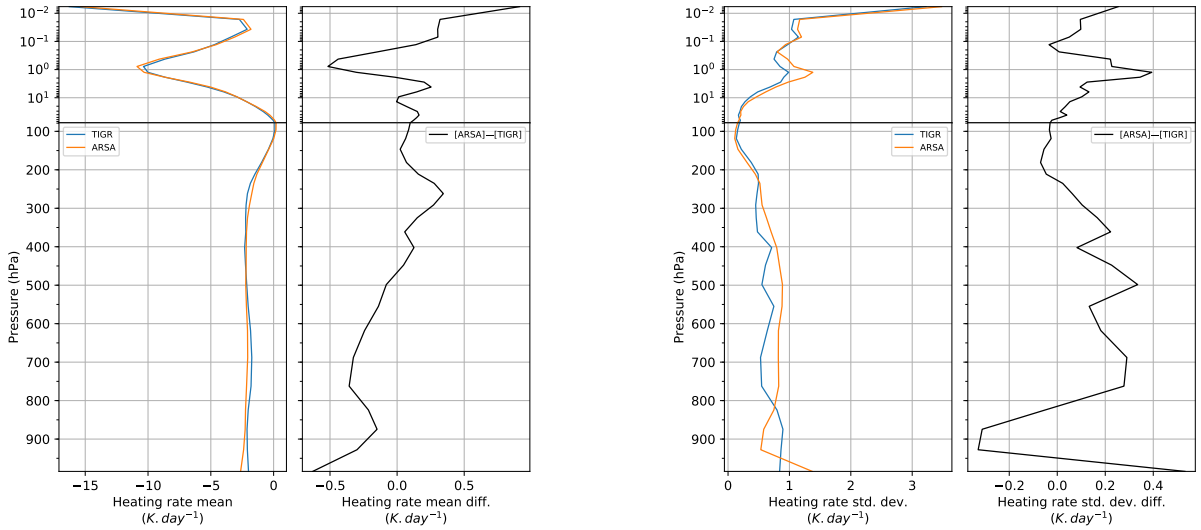
Nous avons développé précédemment une approche neuronale pour l'estimation rapide de l'OLR permettant l'analyse, sur toute la période d'observation de IASI, de signatures climatiques globales et régionales. En plus de cette grandeur intégrée au sommet de l'atmosphère, l'information contenue dans les spectres de température de brillance à très grande résolution spectrale des sondeurs infrarouges permet de restituer des profils de variables atmosphériques. L'objectif de cette section est de démontrer que les mesures IASI contiennent aussi une information pertinente sur le taux de chauffage vertical.

L'estimation du taux de chauffage vertical à partir de données de sondage infrarouge hyperspectral revêt un caractère novateur. Son estimation à partir d'observations spatiales, notamment celles de IASI, permettrait d'une part de mieux connaître la répartition verticale des sources et des puits d'énergie radiative dans les grandes longueurs d'onde et son évolution sur des échelles temporelles climatiques, et d'autre part, elle permettrait de mieux contraindre les modèles du climat en améliorant la paramétrisation à partir de laquelle leurs profils de taux de chauffage sont calculés.

Nous nous appuyons ici grandement sur les développements de la méthode neuronale pour l'estimation de l'OLR réalisés en chapitre 4, que nous avons adaptés au problème de la détermination du taux de chauffage vertical. Nous nous sommes concentrés sur la détermination du taux de chauffage en ciel clair, en atmosphère de type tropical, de nuit et pour des surfaces maritimes libres. Afin de gagner du temps, le but étant d'en démontrer la faisabilité, l'essentiel de la configuration des PMC a été repris à l'identique par rapport aux PMC dédié à l'OLR. Le PMC reprend l'architecture à deux couches cachées avec le même vecteur d'entrées constitué des 6021 premiers canaux de température de brillance IASI. Le vecteur de sorties est ici le profil de taux de chauffage calculé sur les 42 couches atmosphériques définies par la base TIGR. Les mêmes procédures d'apprentissage, d'évaluation et de sélection des poids synaptiques optimaux sont employées et l'essentiel des paramètres d'apprentissage a également été repris à l'identique à l'exception des paramètres essentiels du nombre de neurones par couches cachées et du pas d'apprentissage η qui ont été adaptés au problème présent. Nous avons ainsi pu reprendre les bases d'apprentissage et d'évaluation décrites à la section 4.2.3 à partir desquelles nous avons calculé les taux de chauffages verticaux pour servir de sorties au PMC.

Bases de données d'apprentissage et d'évaluation

Afin d'adapter le PMC, nous avons dû compléter nos bases d'apprentissage et d'évaluation par le calcul des taux de chauffage verticaux. Nous avons donc simulé avec 4A-Flux les profils de taux de chauffage pour les 872 atmosphères tropicales de la base TIGR et pour les 1761 situations atmosphériques ARSA en masse d'air de type tropical. À partir de ces atmosphères TIGR et ARSA, nous avons calculé les profils de taux de chauffage sur les 42 couches en utilisant les mêmes paramètres que dans le chapitre 4 (concentrations des autres gaz à effet de serre ou spectre d'émissivité Snyder 01 identiques).



(a) Moyenne

(b) Écart type

FIGURE 5.10 – Moyennes et écarts types des profils de taux de chauffage simulés par 4A-Flux sur la base d'apprentissage TIGR (bleu) et sur la base d'évaluation ARSA (orange) pour des atmosphères de type tropical et différences entre profils de moyenne et d'écart type (noir).

La figure 5.10a représente la moyenne des profils de taux de chauffage vertical pour les bases d'apprentissage TIGR et d'évaluation ARSA. Les deux profils sont assez proches même si l'on remarque un refroidissement légèrement plus important dans les couches proches de la surface pour la base d'évaluation ARSA. Cette différence provient d'une part de l'écart de température de surface entre les deux bases atmosphériques et d'autre part du contraste thermique (différence entre la température d'émission de la surface et la température du premier niveau atmosphérique) qui est non nul dans la base ARSA alors qu'il est nul dans la base TIGR. Nous observons également des différences légèrement plus importantes à la stratopause (1 hPa) et au sommet de l'atmosphère, dans les couches où le chauffage est relativement plus important.

La figure 5.10b représente l'écart type des profils de taux de chauffage vertical sur les bases TIGR et ARSA. Ici, nous voyons également qu'au niveau de la couche de surface, la variabilité du taux de chauffage est plus importante sur la base ARSA en conséquence directe du contraste thermique. Nous pouvons aussi constater que la variabilité du taux de chauffage sur la base ARSA est plus importante dans le milieu de la troposphère entre 800 et 250 hPa, à la stratopause et au sommet de l'atmosphère. Cette variabilité supérieure de

la base d'évaluation par rapport à la base d'apprentissage peut dégrader les performances du réseau de neurones sur la base d'évaluation rendant la sélection de la configuration optimale du réseau plus difficile. En effet, dans un tel cas, l'espace des taux de chauffage couvert par la base d'apprentissage ne couvre pas l'intégralité de l'espace qu'il est amené à estimer sur la base d'évaluation.

Apprentissage et sélection du PMC

Une fois les bases d'apprentissage et d'évaluation complétées par les taux de chauffage verticaux, nous avons procédé aux tests d'apprentissages de divers PMC. Des tests ont été effectués sur les paramètres les plus importants pour les performances du réseau de neurones : le nombre de neurones par couche cachée et le pas d'apprentissage η. Cette méthode nous a permis de converger vers un PMC comportant 500 neurones dans la première couche cachée, 80 dans la seconde et un pas d'apprentissage à $\eta = 3 \times 10^{-5}$. Les statistiques d'apprentissage et d'évaluation de ce PMC sont présentées en figure 5.11.

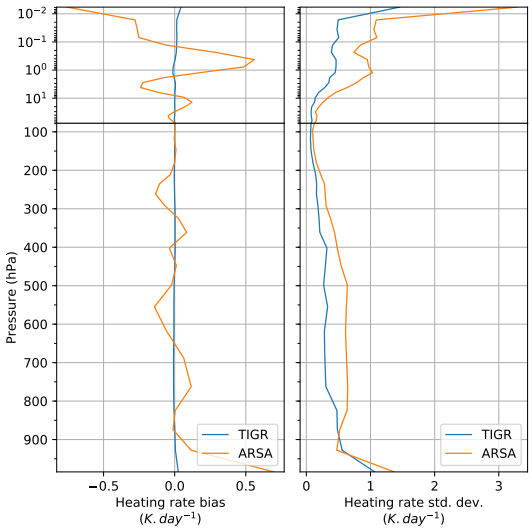


FIGURE 5.11 – Biais (à gauche) et écart type de différence [Estimé - Vrai] (à droite) du profil de taux de chauffage sur la base d'apprentissage TIGR (bleu) et sur la base d'évaluation ARSA (orange).

Nous constatons sur cette figure que le biais sur la base d'apprentissage TIGR est très faible en comparaison de l'écart type. De plus, cet écart type sur la base d'apprentissage est important en comparaison de l'écart type des profils de taux de chauffage de la base d'apprentissage présenté en figure 5.10b, dénotant une difficulté de convergence de l'apprentissage. Sur la base d'évaluation ARSA, le biais est faible dans la troposphère et la stratosphère, mais est plus important d'une part au niveau de la surface et d'autre part, à la stratopause et au-dessus, même s'il reste faible relativement à la valeur du taux de chauffage en haut de l'atmosphère. Comme nous pouvons nous y attendre, l'écart type sur la base d'évaluation est plus élevé que sur la base d'apprentissage (à l'exception de la couche à 930 hPa). Sur les deux bases, les écarts types sont plus élevés au niveau de la surface et du sommet de l'atmosphère (où le taux de chauffage est plus variable), et est plus faible au niveau de la tropopause (où le taux de chauffage est moins variable).

La difficulté du PMC à présenter un écart type plus faible a plusieurs causes possibles. Une première est l'inadaptation de l'architecture à la complexité du problème à traiter. Pour résoudre ce problème, il est possible d'augmenter le degré de liberté du réseau en ajoutant des neurones dans les couches cachées ou en ajoutant des couches cachées. Il est également envisageable de réduire la complexité du problème en changeant la taille des vecteurs d'entrées et de sorties du PMC. Une deuxième source d'erreur aléatoire est la représentativité de la base d'apprentissage utilisée. Comme nous l'avons vu précédemment la variabilité des taux de chauffage verticaux est supérieure sur ARSA en comparaison de TIGR (cf. figure 5.10b). Un axe de résolution de cette limitation consiste à améliorer la représentativité de la base d'apprentissage. Gardant ces possibilités d'améliorations à l'esprit, nous avons procédé à l'application de ce PMC à des données d'observations de l'instrument IASI.

5.4.2 Application du PMC aux observations IASI

Dans cette section, nous allons présenter les résultats d'une première application du PMC décrit dans la section précédente aux données d'observations de IASI. Dans un premier temps, nous décrivons la base de données que nous avons utilisée pour cette application. Dans un second temps, nous évaluons les restitutions du taux de chauffage du PMC en rapport avec les simulations de 4A-Flux en reprenant les approches FullRTM et FullNN décrites dans le chapitre 4.

Sous-sélection de la base de données IASI/ScaRaB 2016

Nous avons repris les observations IASI extraites de la base de données IASI/ScaRaB colocalisées pour l'année 2016 décrite dans la section 4.3.1. Cette base contient les données IASI L1c et les données IASI L2 inversées sur océans, de nuit, en atmosphère tropicale et pour des observations proche nadir.

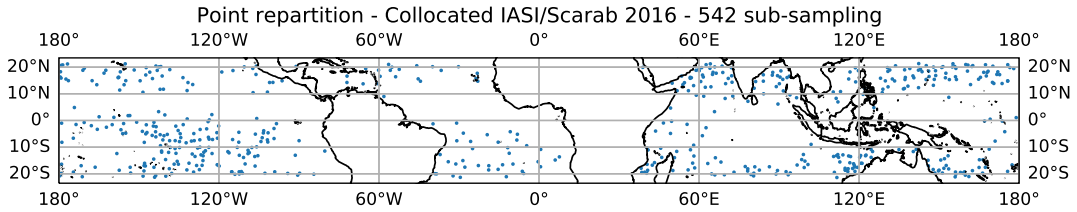


FIGURE 5.12 – Répartition géographique des 542 observations IASI extraites de la base colocalisée IASI/ScaRaB.

Pour les besoins de l'application des réseaux de neurones pour l'estimation de l'OLR, nous avions pu simuler avec 4A-Flux, et à partir des produits IASI L2, les OLR pour les 124988 situations de la base de données (approche FullRTM). Contrairement à la simulation de l'OLR par 4A-Flux qui nous a nécessité un temps de calcul d'environ 430 jours CPU pour toute la base de données (5 minutes par situation de 98/97 niveaux), le même calcul appliqué à la simulation de l'intégralité du profil de taux de chauffage pour toutes les couches de l'atmosphère nécessiterait un temps de calcul d'environ 12850 jours

CPU (2 heures et 30 minutes par situation). Ce temps de calcul trop important nous a conduit à n'effectuer les simulations pour le taux de chauffage que sur une sous-sélection de 542 situations atmosphériques que nous avons précédemment utilisée en la section 4.3.4. L'échantillonnage est réalisé sur toute l'année 2016 et nous en avons représenté la répartition géographique en figure 5.12. Comme pour la base complète, la couverture des océans tropicaux pour cet échantillon de points n'est pas uniforme. Le filtrage des points nuageux entraine une absence de mesures dans de larges zones notamment entre 0° N et 10° N.

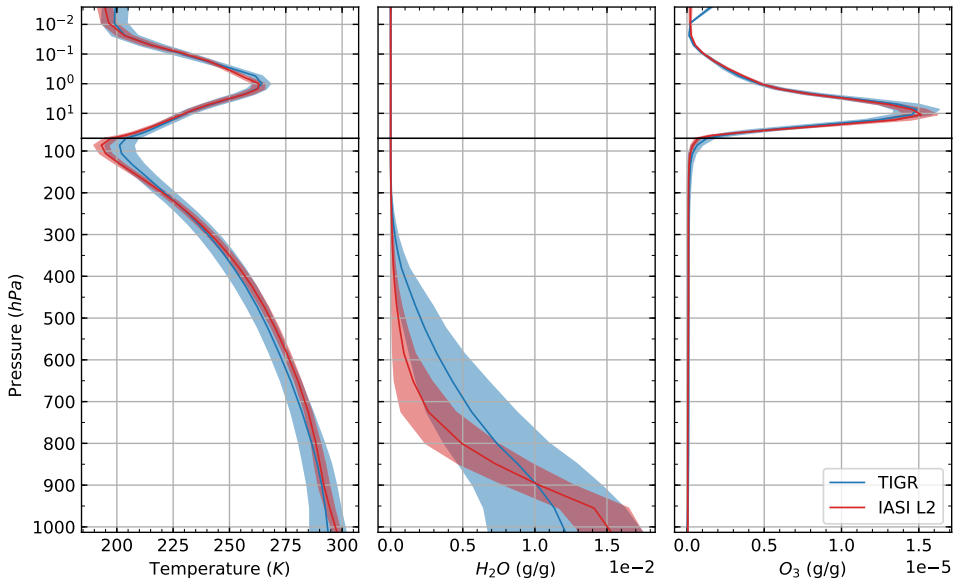


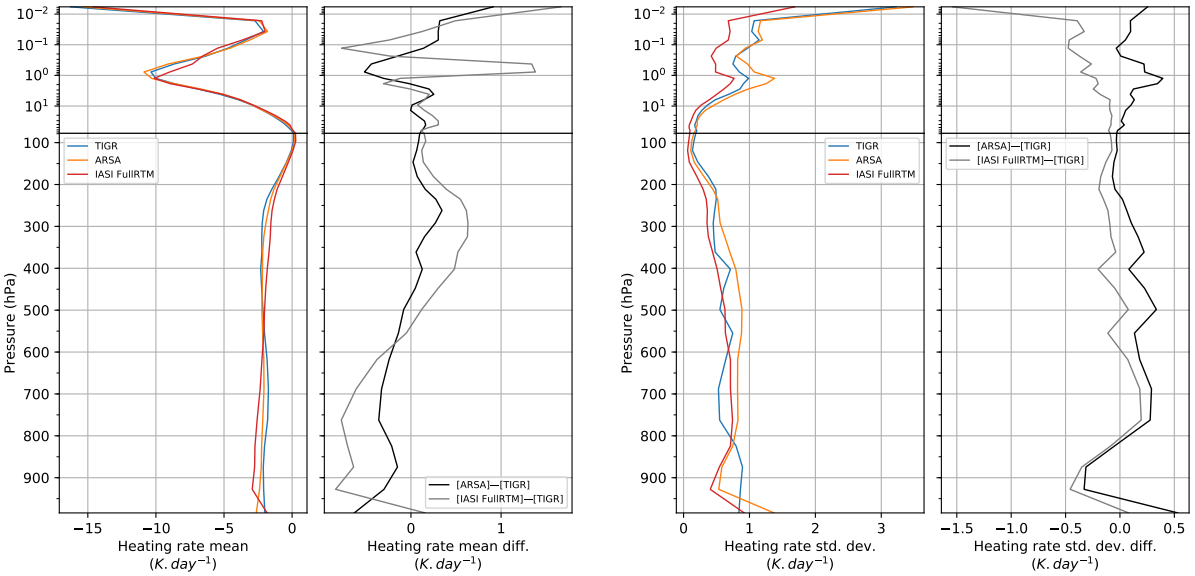
FIGURE 5.13 – Profils atmosphériques moyens (courbe pleine) et plage ±1 écart type (zones colorées) pour les types de masses d'air tropicales des bases TIGR (bleu) et IASI L2 (rouge). Le profil de température se trouve à gauche, au centre se trouve le profil de concentration de vapeur d'eau et à droite le profil de concentration d'ozone.

Comme nous l'avons montré dans la section 4.3.4, les différences de nombres de niveaux de discrétisation verticale de l'atmosphère entrainent des biais dans la modélisation directe de l'OLR et dans les sorties des réseaux de neurones. Nous avons donc choisi ici d'interpoler les profils IASI L2 sur la grille de pression de la base d'apprentissage TIGR à 43 niveaux. Cette interpolation facilite aussi les comparaisons entre les différentes bases de données (TIGR, ARSA et IASI L2) et réduit significativement le temps de calcul des taux de chauffage (approximativement d'un facteur cinq).

Nous avons représenté sur la figure 5.13, les profils atmosphériques moyens des 542 situations IASI L2 en comparaison des situations de la base TIGR car ils présentent certaines caractéristiques importantes pour l'interprétation des résultats des réseaux de neurones. Premièrement, les profils de température IASI sont inclus dans la variabilité de la base d'apprentissage sauf au niveau de la tropopause et en bas de la mésopause où IASI L2 présente une température en moyenne plus faible. Le profil de concentration de vapeur d'eau s'éloigne de la plage de variabilité de TIGR au milieu de la troposphère entre 350 et 750 hPa. Le profil de concentration d'ozone est plus faible pour IASI L2 que pour TIGR vers 60 hPa.

Approche FullRTM : modélisation du taux de chauffage à partir de IASI L2

L'approche FullRTM consiste simplement à appliquer la modélisation directe par 4A-Flux aux produits IASI L2. Les résultats de cette approche nous serviront de référence pour l'évaluation des performances des réseaux de neurones.



(a) Moyenne (b) Écart type

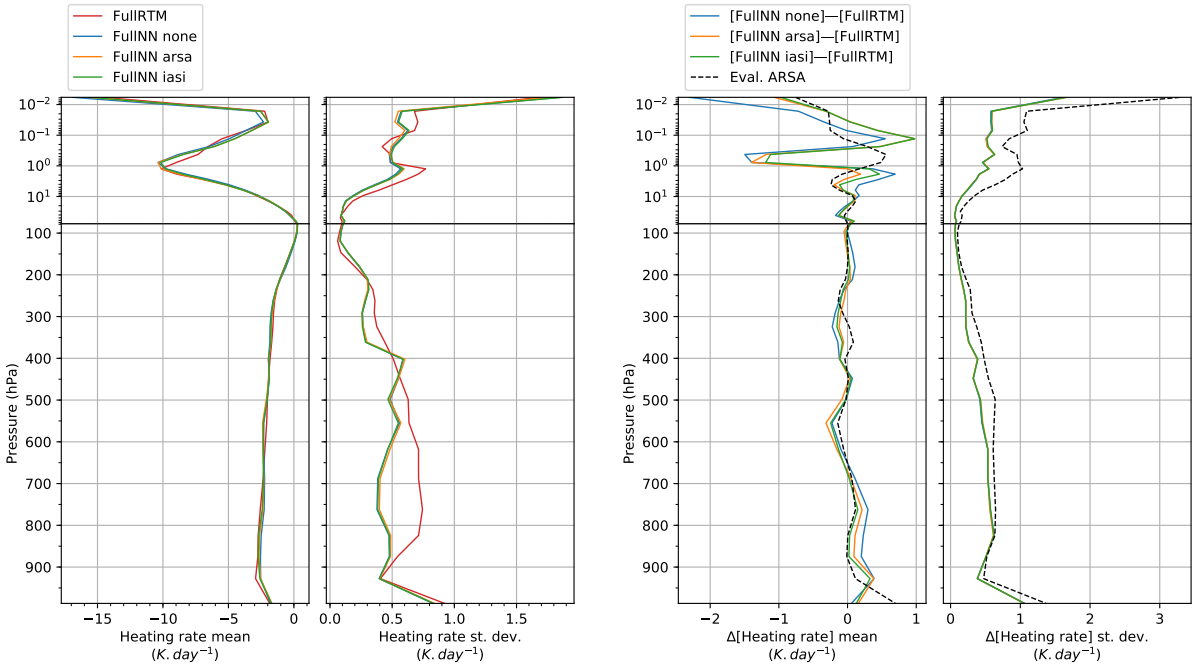
FIGURE 5.14 – Moyennes et écarts types des profils de taux de chauffage simulés par 4A-Flux sur la base d'apprentissage TIGR (bleu), sur la base d'évaluation ARSA (orange) et sur la base colocalisée IASI/ScaRaB (rouge) pour des atmosphères de type tropical et différences entre profils de moyenne et d'écart type par rapport à TIGR (noir et gris).

La figure 5.14a représente les moyennes du taux de chauffage sur les situations des bases TIGR, ARSA et IASI FullRTM et leur différence par rapport au taux de chauffage de TIGR. La température plus faible dans le bas de la mésosphère pour IASI L2 en comparaison de TIGR et ARSA cause la différence de taux de chauffage moyen observée vers 0.5 hPa. Comme nous l'avons vu dans l'étude de sensibilité de la section 3.3, une augmentation de la concentration de vapeur d'eau entraine un taux de chauffage plus faible dans le bas de la troposphère ce qui peut être constaté ici. Au contraire, une concentration plus faible dans le milieu de la troposphère a tendance à augmenter le taux de chauffage de ces couches.

La figure 5.14b représente les écarts types du taux de chauffage sur les situations des bases TIGR, ARSA et IASI FullRTM et leur différence par rapport au taux de chauffage de TIGR. La variabilité du taux de chauffage IASI FullRTM est plus faible que celle de la base d'évaluation ARSA et est proche de celle de la base TIGR dans la troposphère. Dans la stratosphère, elle est plus faible que pour les bases TIGR et ARSA. L'effet du contraste thermique est visible proche de la surface sur le taux de chauffage ARSA et IASI FullRTM.

Approche FullNN : application du PMC aux produits IASI L1c

Nous procédons maintenant à l'application de notre PMC directement aux spectres de température de brillance observés par IASI. Comme nous l'avons présenté dans la section 4.3.4, nous appliquons une correction des spectres de température de brillance observés pour diminuer les biais entre la modélisation et les observations liés notamment à l'incertitude sur la spectroscopie ou aux approximations du transfert radiatif. Nous allons comparer l'application directe sans prétraitement et l'application après chacun des deux prétraitements : calculé sur la base d'évaluation ARSA ($\Delta^{ARSA}_{\mathrm{RTM},\nu}$) ou sur la base IASI ($\Delta^{IASI}_{\mathrm{RTM},\nu}$).



(a) Moyennes et écarts types

(b) Biais et écart type de la différence

FIGURE 5.15 – Comparaison entre les approches FullNN et FullRTM pour l'estimation du profil de taux de chauffage. Moyennes ((a) gauche) et écarts types ((a) droite) des profils de taux de chauffage sur les 542 situations pour chacune des deux approches. Biais ((b) gauche) et écart type des différences ((b) droite) entre les approches FullNN et FullRTM. Les résultats FullNN sont donnés en absence de prétraitement (bleu), avec prétraitement ARSA (orange) et IASI (vert). En traits pointillés sont reportés le biais et l'écart type obtenus sur la base d'évaluation ARSA.

La figure 5.15a représente les moyennes et écart types des profils de taux de chauffage obtenus par la méthode FullNN avec ou sans chacun des deux prétraitements et pour comparaison, par la méthode FullRTM. La figure 5.15b représente les statistiques des différences entre la méthode FullNN et FullRTM en termes de biais et d'écarts types ainsi que les mêmes statistiques obtenues sur la base d'évaluation ARSA.

Le biais entre les méthodes FullNN et FullRTM est faible dans la troposphère et dans la stratosphère et est plus important dans le bas de la mésosphère et au sommet de l'atmosphère, là où les écarts en température entre les atmosphères TIGR et IASI L2

sont plus importants. Ce biais est également très proche des biais sur la base d'évaluation ARSA sauf dans le bas de la mésosphère. L'application des prétraitements n'a pas un grand impact sur le biais sauf tout en haut de l'atmosphère où, avec les prétraitements, on se rapproche des statistiques obtenues sur la base d'apprentissage.

L'écart type du taux de chauffage est plus faible avec FullNN qu'avec FullRTM dans la troposphère entre 800 et 600 hPa là où les différences entre taux de chauffage TIGR et IASI sont plus importantes (cf. figure 5.14a). Cela montre des difficultés du PMC à restituer des profils s'éloignant de ceux de la base d'apprentissage. Concernant l'écart type des différences, notons d'abord qu'il est quasiment identique avec ou sans prétraitement. Ensuite, cet écart type est inférieur à celui obtenu sur la base d'évaluation ARSA ce qui est cohérent avec la plus grande variabilité du taux de chauffage sur ARSA en comparaison de celle sur IASI L2 (cf. figure 5.14b).

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que les méthodes mises en place pour l'estimation à partir de IASI de l'OLR en ciel-clair, sur mer et de nuit permettent de réaliser des études climatiques intéressantes. Premièrement, la série temporelle d'OLR IASI-A permet de déterminer l'évolution saisonnière et interannuelle de cette grandeur dans les tropiques et aux latitudes tempérées. Les intercomparaisons avec le radiomètre CERES dans les tropiques montrent des variations cohérentes entre les deux séries temporelles. De plus grands écarts avec ScaRaB sont observés en raison notamment des orbites très différentes des deux instruments. Restreinte au bassin Pacifique équatorial, l'étude de la série d'anomalies de l'OLR permet de retrouver la signature climatique de l'ENSO.

La réalisation de cartes de moyennes et d'écarts types d'OLR permettent d'établir la répartition spatiale moyenne de l'OLR sur toute la période IASI-A. Les biais par rapport aux données de CERES sont plutôt faibles dans les tropiques et plus élevés aux plus grandes latitudes. Nous avons également pu établir les anomalies mensuelles de l'OLR sur la période IASI-A permettant d'étudier les phénomènes régionaux plus finement tels que la mousson indienne ou le *Benguela Niño* au large de l'Angola et de la Namibie.

Au-delà de l'estimation de l'OLR, les résultats d'une première application du réseau de neurones à des mesures IASI démontrent la possibilité d'estimer le taux de chauffage à partir de l'information spectrale contenue dans les mesures. Les résultats du PMC utilisé sont peu biaisés, mais l'écart type des différences est élevé. Cette faible précision est cohérente avec les statistiques obtenues sur les bases d'apprentissage TIGR et d'évaluations ARSA. L'amélioration des performances du PMC doit passer par une étude plus approfondie sur l'architecture du réseau de neurones. Cette dernière a été ici reprise des développements effectués pour la détermination de l'OLR et a été appliquée au problème plus complexe de restitution du taux de chauffage sur 42 couches. Les tests supplémentaires envisageables comprennent par exemple l'ajout d'une ou de plusieurs couches cachées, ou le changement des vecteurs d'entrées et de sorties du PMC. Cette application a aussi permis de pointer un éventuel manque de représentativité de la base TIGR ne permettant pas la généralisation aux situations atmosphériques les plus extrêmes de la base d'évaluation ARSA et de la base IASI. Des efforts sont menés au LMD dans le cadre du développement de la nouvelle base d'atmosphères, nommée *TIGR 2020*, actuellement en cours de validation. Cette base offre une meilleure représentativité en affinant la classification des atmosphères

par l'ajout de nouveaux types de masses d'air (en distinguant par exemple des classes tropicales humides/sèches ou terre/mer/désert) et également en augmentant le nombre de situations par classe et la discrétisation verticale de l'atmosphère.

Notons que le caractère novateur d'une telle estimation du taux de chauffage vertical depuis l'espace ne permet pas à l'heure actuelle de réaliser de validation par comparaison à des mesures provenant d'instruments indépendants.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Nous nous sommes attachés dans cette thèse à déterminer les apports du sondeur infrarouge à haute résolution spectrale IASI à la détermination de l'OLR et du taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde. Ce travail de thèse a nécessité, dans un premier temps, le développement de la modélisation directe des flux radiatifs, de l'OLR et du taux de chauffage vertical, puis dans un second temps, l'élaboration d'une méthode reposant sur les réseaux de neurones permettant la détermination de ces grandeurs radiatives à partir des mesures de IASI mais adaptable à tous les sondeurs infrarouges à haute résolution. Pour ces deux thèmes principaux, nous décrivons ci-après les apports des travaux menés durant cette thèse, les principaux résultats obtenus, et les perspectives et orientations que nous envisageons pour la suite de ce travail.

6.1 Apport à la modélisation directe de l'OLR et du taux de chauffage vertical

Développements

Au début de cette thèse, le code de transfert radiatif raie-par-raie et couche-par-couche 4A/OP permettait de simuler, dans une direction donnée, le transfert radiatif en calculant de manière rapide et précise, les luminances, les transmittances et les jacobiens à partir d'une description verticale de l'atmosphère et de la surface fournie par l'utilisateur. En revanche, ce modèle ne simulait ni l'OLR, ni le taux de chauffage vertical. Le développement du module 4A-Flux, décrit dans le chapitre 2 de cette thèse, a consisté à ajouter à la modélisation raie-par-raie réalisée par 4A/OP, le calcul de l'OLR, des profils de flux radiatifs hémisphériques et de flux net ainsi que le taux de chauffage vertical correspondant. Le calcul de ces grandeurs consiste à effectuer une intégration des luminances dans toutes les directions de l'espace ainsi qu'une intégration verticale du rayonnement sur la colonne atmosphérique. Pour réaliser l'intégration angulaire de manière rapide et précise, nous avons notamment tiré parti de fonctions exponentielles intégrales tabulées. Nous avons également pris en compte, dans l'intégration verticale de l'équation de transfert radiatif l'hypothèse d'une variation sous-couche linéaire en épaisseur optique de la fonction de Planck, permettant de bien décrire les flux entrant et sortant de chaque couche.

Résultats

Le développement de 4A-Flux a fait l'objet d'un article (Tellier et al. 2021 soumis le 23/09/2021 et en révision à ce jour avec corrections mineures) décrivant les caractéristiques du calcul et les possibilités offertes par cette implémentation. L'emploi des fonctions exponentielles intégrales tabulées et la prise en compte d'une variation sous-couche de la fonction de Planck a permis une modélisation rapide et plus précise des flux radiatifs.

4A-Flux nous a permis de participer à l'exercice international d'intercomparaison des codes de transfert radiatif de référence pour le calcul des forçages radiatifs RFMIP (Pincus et al. 2020 en annexe A). Premièrement, cette participation a validé l'implémentation de 4A-Flux vis-à-vis de cinq autres modèles de référence en montrant des résultats relativement proches pour tous les modèles avec des différences de l'ordre de 0.6 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en termes de flux radiatifs et inférieures à 0.025 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en termes de forçages radiatifs. Les simulations de 4A-Flux et des cinq autres modèles participants serviront de référence pour l'évaluation des performances des modèles paramétrisés estimant le forçage radiatif.

Une application importante de 4A-Flux a été la réalisation d'une étude de sensibilité présentée au chapitre 3 de cette thèse. Nous avons pu quantifier, à partir de la base de données atmosphériques représentatives TIGR 2000, les variations d'OLR spectral et de taux de chauffage vertical et spectral à différentes perturbations des grandeurs affectant le transfert radiatif comme la température ou la concentration des gaz à effet de serre. Nous avons également pu analyser les forçages radiatifs dans différents scénarios climatiques en nous appuyant sur la base de données fournie dans le cadre du projet RFMIP, contenant notamment les descriptions thermodynamiques et de concentrations des gaz à effet de serre pour les situations préindustrielle, présente et future. Nous avons aussi pu évaluer, sur la période d'observation de IASI (2007-2020), les variations attendues de l'OLR engendrées par l'évolution historique de la température de surface et de la concentration des trois principaux gaz à effet de serre d'origine anthropique. La compétition entre augmentation de la température (augmentant l'OLR) et l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre (réduisant l'OLR), combinée à la forte variabilité interannuelle de la température de surface et des conditions atmosphériques, n'a pas permis d'établir une tendance claire sur une période si courte.

Enfin, 4A-Flux a été employé pour la construction de bases de données d'OLR et de taux de chauffage verticaux à partir des atmosphères représentatives de la base TIGR 2000 et de la base de radiosondage ARSA. Ces bases nous ont servi de bases de données d'apprentissage et d'évaluation des réseaux de neurones décrits dans la section suivante.

Perspectives

Le développement du module 4A-Flux a ouvert de multiples possibilités d'applications intéressantes pour la modélisation des flux radiatifs. Dans le cadre du développement de la nouvelle version de la base d'atmosphères représentatives TIGR, 4A-Flux permettra de quantifier les apports de la nouvelle classification, de l'augmentation du nombre de situations par classe et surtout du changement de discrétisation verticale de la colonne atmosphérique. Nous avons d'ailleurs souligné dans le chapitre 4, la nécessité d'évaluer plus précisément l'impact de cette discrétisation verticale sur les valeurs de l'OLR simulées.

Parmi les nouveaux développements envisagés, la prise en compte du flux solaire doit être l'une des priorités. En effet, même si la contribution du rayonnement solaire reste

assez limitée à grande longueur d'onde, des instruments comme IASI, mais surtout IASI-NG avec un bruit plus faible d'un facteur deux à quatre, observant de jour une partie du rayonnement solaire, doivent être capables de restituer des informations sur les flux à longueurs d'ondes courtes.

La participation à l'exercice d'intercomparaison RFMIP a montré un très bon accord entre les différents modèles de transfert radiatif utilisant des hypothèses de modélisations et des bases de données spectroscopiques différentes. L'amélioration de notre compréhension des différences de résultats entre les modèles passe par une meilleure discrimination des causes de biais entre celles provenant de la spectroscopie et celles provenant des hypothèses de modélisation. L'application de 4A-Flux aux bases de données GEISA et HITRAN permettra de comparer et d'identifier les impacts de la modélisation spectroscopique sur la simulation des flux radiatifs. Ensuite, la comparaison des différentes hypothèses de modélisation permettra de mieux comprendre et de mieux modéliser les flux radiatifs. Plus particulièrement, des études peuvent être menées pour quantifier l'impact sur les flux des choix de modélisation tels que les différents types d'intégrations angulaires (quadrature de Gauss ou utilisation de fonctions exponentielles intégrales) ou les hypothèses de variations sous-couche de la fonction de Planck (uniformes ou linéaires en épaisseur optique).

Dans le cadre du développement de futures missions spatiales d'observation du rayonnement à grande longueur d'onde depuis l'espace telles que IASI-NG ou FORUM, 4A-Flux pourra par exemple être mis à profit par la réalisation d'études de sensibilité permettant d'évaluer l'apport de ces nouvelles observations sur la mesure des flux radiatifs et l'apport de leur synergie.

6.2 Apport à la détermination de l'OLR et du taux de chauffage vertical à partir des mesures des sondeurs infrarouges à haute résolution

Développements

Au cours de cette thèse, nous sommes parvenus à développer une méthode permettant la détermination de l'OLR mais surtout, pour la première fois, du profil de taux de chauffage à partir des mesures de l'instrument IASI. Cette méthode repose sur l'apprentissage de réseaux de neurones entrainés sur des bases de données construites grâce à la modélisation directe 4A/OP (température de brillance IASI) et 4A-Flux (OLR et taux de chauffage) à partir de bases de données atmosphériques (TIGR et ARSA).

La richesse de l'information contenue dans les spectres mesurés par le sondeur infrarouge à haute résolution IASI a permis de restituer des valeurs de l'OLR sur des bandes spectrales non couvertes par l'instrument et permettant ainsi l'estimation du flux sortant sur tout le spectre à grande longueur d'onde. De plus, Cette méthode permet de restituer une information spectrale en estimant l'OLR sur des bandes spectrales spécifiques permettant par exemple de quantifier individuellement l'importance de certains paramètres (température de surface, concentration de gaz).

Cette méthode neuronale appliquée à IASI à pu être validée d'une part via des simulations utilisant les produits L2 IASI et d'autre part en se comparant à des observations

colocalisées du radiomètre large bande ScaRaB embarqué sur Megha-Tropiques. L'analyse des différences a permis de mettre en évidence certains biais de la méthode, montrant l'importance des hypothèses de modélisation telles que la discrétisation verticale de l'atmosphère ou les hypothèses de variations sous-couche de la fonction de Planck. Nous avons également montré l'importance de l'application d'une correction des spectres observés avant l'application des réseaux de neurones permettant de corriger les biais liés à la modélisation (notamment les incertitudes liées à la spectroscopie).

Enfin, cette méthode neuronale offre une rapidité de calcul avantageuse en comparaison de celle requise par les codes de transfert radiatif raie-par-raie. Le temps requis par les réseaux de neurones de quelques millisecondes par situation atmosphérique est bien inférieur aux quelques minutes nécessaires pour estimer l'OLR et aux quelques dizaines de minutes pour les profils de taux de chauffage verticaux à partir de 4A-Flux. Cette rapidité a permis l'application de la méthode à l'importante quantité d'observations produite par IASI depuis son premier lancement sur Metop-A.

Résultats

Le développement de notre approche neuronale rapide d'estimation de l'OLR a été appliquée à 13 ans de mesures de l'instrument IASI embarqué sur la plateforme Metop-A entre 2007 et 2020. Cela nous a permis de réaliser et de présenter dans le chapitre 5 les premières études de la série temporelle d'OLR en ciel-clair, sur mer et de nuit. Nous avons pu retrouver les variations saisonnières de l'OLR en atmosphères tempérées en mettant en évidence une différence, encore inexpliquée, entre les moyennes des périodes 2007-2014 et 2015-2020. L'analyse des variations interannuelles de l'OLR IASI-A dans les tropiques s'est montré cohérent avec des phénomènes bien connus comme l'ENSO. Nous avons notamment pu étudier la corrélation importante entre les anomalies d'OLR IASI-A dans le bassin Pacifique équatorial et les indices de références pour le suivi d'ENSO et d'El Niño/La Niña.

L'élaboration de cartes de moyennes et d'écarts types à partir de l'OLR IASI-A nous a également permis de présenter une première analyse des anomalies mensuelles de l'OLR océanique à l'échelle régionale mettant en évidence par exemple le phénomène du Benguela Niño au large de l'Angola et de la Namibie. Nous avons ainsi pu montrer les apports de IASI non seulement à l'analyse des variations climatiques de l'OLR mais également au suivi des phénomènes climatiques plus régionaux.

Plus innovant encore que la détermination de l'OLR avec des sondeurs qui ne sont sensibles qu'à l'infrarouge thermique, est la démonstration que les méthodes neuronales développées pendant cette thèse donnent aussi la possibilité d'estimer le taux de chauffage vertical à partir d'instruments comme IASI.

Perspectives

L'apport important de IASI à la détermination de l'OLR et du taux de chauffage vertical n'a été exploré que pour les situations de nuit, sur océans, et en atmosphères de types tropical et tempéré. L'extension de cette approche à l'ensemble des observations nécessite différents développements :

1. La prise en compte des surfaces continentales en intégrant les variations de pression et de température de surface et de spectre d'émissivité, ainsi que l'extension de

l'estimation aux atmosphères de type polaire par la prise en compte de la glace de mer,

2. L'extension aux mesures de jour par la prise en compte du flux solaire afin d'étudier les variations diurnes de l'OLR,
3. La modélisation des nuages dans le transfert radiatif et dans notre méthode d'estimation afin d'étendre les potentialités d'analyse de l'OLR et du taux de chauffage notamment en rapport avec des processus atmosphériques tels que la convection.

Depuis son premier lancement sur la plateforme Metop-A, l'instrument IASI a déjà mis à disposition une série temporelle de 14 ans de luminance spectrale au sommet de l'atmosphère et de nombreuses variables climatiques essentielles (ECV). Conjointement, les trois instruments IASI embarqués sur Metop-A, Metop-B et Metop-C, offriront plus de 20 ans d'observations, soit une durée plus pertinente pour des études des variables climatiques. Bien que nos méthodes d'estimation de l'OLR et du taux de chauffage vertical aient été appliquées à l'instrument IASI, elle est tout à fait adaptable aux mesures des autres sondeurs infrarouges à haute résolution. Avec un lancement prévu pour 2022, l'instrument IASI-NG, le successeur de IASI, observera les spectres de luminance avec une résolution doublée, sur la même plage spectrale que IASI et avec un bruit instrumental bien plus faible, en particulier dans la partie du spectre sensible au rayonnement solaire. Les satellites embarquant IASI-NG, prévus dans le cadre du système EPS-SG couvriront la période 2022-2043 permettant de compléter les séries obtenues avec IASI. Fonctionnant en synergie avec IASI-NG, la mission FORUM de l'ESA offrira une couverture de l'infrarouge lointain à haute résolution spectrale (100 et 1600 cm^{-1}) inédite depuis l'espace et couvrant 99.3 % de l'OLR total comme nous avons pu le quantifier avec 4A-Flux. L'application des méthodes neuronales pour la détermination de l'OLR et du taux de chauffage vertical présentés dans cette thèse permettra non seulement d'obtenir des séries temporelles longues, mais également d'atteindre des résolutions spectrales et verticales inégalées. Ces observations fourniront des informations cruciales sur les flux radiatifs ouvrant ainsi la voie vers une compréhension accrue de certains processus atmosphériques et climatiques et un meilleur suivi des changements du climat en cours et futurs.

Annexe A

Article : Benchmark calculations of radiative forcing by greenhouse gases

Nous présentons ici l'article Pincus et al. 2020 auquel nous avons pu participer durant la thèse. Dans le cadre de l'exercice d'intercomparaison des codes de transfert radiatif calculant les flux radiatifs RFMIP (Pincus, Forster et Stevens 2016), cet article présente les résultats de six modèles de transfert radiatifs précis de références (essentiellement raie-par-raie) dans le but de caractériser la précision de la paramétrisation du forçage radiatif utilisée dans les modèles du climat.

Les forçages radiatifs instantanés des gaz à effet de serre sont calculés pour 100 situations atmosphériques construites pour permettre le calcul du forçage global annuel moyen de l'ère préindustrielle à nos jours. Afin d'identifier les potentielles sources d'erreurs des modèles, 18 scénarios climatiques sont testés avec trois options de prise en compte des gaz à effet de serre.

Les six modèles de référence ayant fourni leurs résultats montrent un très bon accord avec un forçage radiatif instantané en ciel-clair dont l'écart type entre modèles est inférieur à 0.025 $\mathrm{W\,m^{-2}}$. Cet article conclu que bien que cet écart type de forçage radiatif soit faible, les écarts entre modèles de transfert radiatif en termes de flux radiatifs sont plutôt de l'ordre de 0.6 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ à grande longueur d'onde. Cette différence provient de compensation d'erreurs lors du calcul des forçages à partir des flux.

En tant que modèle raie-par-raie, le code de transfert radiatif 4A/OP, agrémenté de son module 4A-Flux permettant de calcul des flux radiatifs et du taux de chauffage vertical, a pu participer à cet exercice en fournissant les résultats de calcul de flux à grande longueur d'onde sur les 100 situations atmosphériques, 18 scénarios et trois options de prise en compte des gaz à effet de serre. Cette participation permet de valider l'implémentation de 4A-Flux vis-à-vis de cinq autres modèles de transferts radiatifs de référence.

Check for updates

JGR Atmospheres

RESEARCH ARTICLE
10.1029/2020JD033483

Benchmark Calculations of Radiative Forcing by Greenhouse Gases

Robert Pincus[1,2], Stefan A. Buehler[3], Manfred Brath[3], Cyril Crevoisier[4], Omar Jamil[5], K. Franklin Evans[6], James Manners[5,7], Raymond L. Menzel[8,9], Eli J. Mlawer[10], David Paynter[8], Rick L. Pernak[10], and Yoann Tellier[4]

[1]Cooperative Institute for Environmental Studies, University of Colorado Boulder, Boulder, CO, USA, [2]NOAA Physical Sciences Lab, Boulder, CO, USA, [3]Meteorological Institute, Department of Earth Sciences, Center for Earth System Research and Sustainability (CEN), Universität Hamburg, Hamburg, Germany, [4]Laboratoire de Météorologie Dynamique, École Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris, 91128 Palaiseau, Paris, France, [5]Met Office, Exeter, UK, [6]Department of Atmospheric and Oceanic Sciences, University of Colorado Boulder, Boulder, CO, USA, [7]Global Systems Institute, Exeter University, Exeter, UK, [8]NOAA Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton, NJ, USA, [9]University Corporation for Atmospheric Research, Princeton, NJ, USA, [10]Atmospheric and Environmental Research, Lexington, MA, USA

Key Points:
- Mean clear-sky instantaneous radiative forcing by greenhouse gases is computed with six benchmark models using 100 atmospheric profiles
- Sampling error is several times smaller than the level of disagreement among models, which is itself smaller than parameterization error
- The impacts of clouds and stratospheric adjustment are roughly estimated; adjustments are large only for carbon dioxide and ozone

Correspondence to:
R. Pincus,
Robert.Pincus@colorado.edu

Citation:
Pincus, R., Buehler, S. A., Brath, M., Crevoisier, C., Jamil, O., Franklin Evans, K., et al. (2020) Benchmark calculations of radiative forcing by greenhouse gases. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *125*, e2020JD033483. https://doi.org/10.1029/2020JD033483

Received 8 JUL 2020
Accepted 1 NOV 2020
Accepted article online 17 NOV 2020

©2020. The Authors.
This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

Abstract Changes in concentrations of greenhouse gases lead to changes in radiative fluxes throughout the atmosphere. The value of this change, the instantaneous radiative forcing, varies across climate models, due partly to differences in the distribution of clouds, humidity, and temperature across models and partly due to errors introduced by approximate treatments of radiative transfer. This paper describes an experiment within the Radiative Forcing Model Intercomparision Project that uses benchmark calculations made with line-by-line models to identify parameterization error in the representation of absorption and emission by greenhouse gases. Clear-sky instantaneous forcing by greenhouse gases is computed using a set of 100 profiles, selected from a reanalysis of present-day conditions, that represent the global annual mean forcing from preindustrial times to the present day with sampling errors of less than 0.01 W m^{-2}. Six contributing line-by-line models agree in their estimate of this forcing to within 0.025 W m^{-2} while even recently developed parameterizations have typical errors 4 or more times larger, suggesting both that the samples reveal true differences among line-by-line models and that parameterization error will be readily identifiable. Agreement among line-by-line models is better in the longwave than in the shortwave where differing treatments of the water vapor continuum affect estimates of forcing by carbon dioxide and methane. The impacts of clouds on instantaneous radiative forcing are estimated from climate model simulations, and the adjustment due to stratospheric temperature changes estimated by assuming fixed dynamical heating. Adjustments are large only for ozone and for carbon dioxide, for which stratospheric cooling introduces modest nonlinearity.

1. Providing Global-scale Benchmarks for Radiation Parameterizations

One of the three questions motivating the sixth phase of the Coupled Model Intercomparison Project (CMIP6, see Eyring et al., 2016) is "How does the Earth system respond to forcing?" The degree to which this question can be addressed depends partly on how well the forcing can be characterized. The measure most useful in explaining the long-term response of surface temperature is the *effective radiative forcing*, defined as change in radiative flux at the top of the atmosphere after accounting for adjustments (changes in flux caused by changes in the opacity and/or temperature of the atmosphere not associated with mean surface warming; see Sherwood et al., 2015). In support of CMIP6 the Radiative Forcing Model Intercomparison Project (RFMIP; see Pincus et al., 2016) characterizes the forcing to which models are subject using "fixed-SST" experiments (Hansen, 2005; Rotstayn & Penner, 2001) in which atmospheric composition and land use are varied but the response of sea surface temperature and sea ice concentrations is suppressed (Forster et al., 2016).

The models participating in the previous phase of CMIP translated prescribed changes in atmospheric composition into a relatively wide range of effective radiative forcing, much of which remains even when model-specific adjustments are accounted for (e.g., Chung & Soden, 2015); initial results (Smith et al., 2020)

suggest that this diversity persists in CMIP6 models. Some of this variability is due to a dependence on model state, especially how model-specific distributions of clouds and water vapor mask the radiative impact of changes in greenhouse gas concentrations (e.g., Huang et al., 2016). Additional variability, however, is due to model error in the *instantaneous radiative forcing*, that is, the change in flux in the absence of adjustments, as illustrated by comparisons that use prescribed atmospheric conditions to eliminate other causes of disagreement (Collins et al., 2006; Ellingson et al., 1991; Oreopoulos et al., 2012; Pincus et al., 2015).

In an effort to untangle the contributions of state dependence and model error, RFMIP complements the characterization of effective radiative forcing with an assessment of errors in computations of clear-sky instantaneous radiative forcing due to greenhouse gases. This assessment, identified as experiment *rad-irf*, is possible because there is little fundamental uncertainty. Using reference "line-by-line" models, atmospheric conditions and gas concentrations can be mapped to extinction with high fidelity at the very fine spectral resolution needed to resolve each of the millions of absorption lines. Fluxes computed with high spectral and angular resolution are then limited in precision primarily by uncertainty in inputs. These reference models are known to be in very good agreement with observations (e.g., Alvarado et al., 2013; Kiel et al., 2016), especially in the absence of difficult-to-characterize clouds, given current knowledge of spectroscopy.

Previous assessments of radiative transfer parameterizations, focused on understanding the causes of error, examined the response to perturbations around a small number of atmospheric profiles. RFMIP builds on this long history by focusing on the global scale relevant for climate modeling. As we explain below, we make this link by carefully choosing a relatively small number of atmospheric states that nonetheless sample the conditions needed to determine global mean clear-sky instantaneous radiative forcing by greenhouse gases. A number of reference modeling groups have provided fluxes for these sets of conditions, providing both a benchmark against which parameterizations can be evaluated and information as to how reasonable choices might affect those benchmarks given current understanding.

Here we describe the line-by-line calculations made for RFMIP and exploit them to move toward benchmark estimates of the true radiative forcing to which the Earth has been subject due to increases in well-mixed greenhouse gases. We describe the construction of a small set of atmospheric profiles that can be used to accurately reproduce global mean, annual mean clear-sky instantaneous radiative forcing by greenhouse gases. We summarize the reference calculations supplied to date and highlight the values of clear-sky instantaneous radiative forcing for a range of changes in atmospheric composition relative to preindustrial conditions. We show that sampling error from the small set of profiles is small enough that small differences among line-by-line calculations can be resolved, while variance among reference models is still less than even modern parameterized treatments, suggesting the the experiments can identify both true variability across line-by-line models and parameterization error. We then cautiously extend these benchmark estimates toward more useful estimates that include the impact of clouds and adjustments.

2. Making Global Mean Benchmarks Practical

Increasing computing power and more flexible software have made large-scale line-by-line calculations increasingly practical. Indeed, RFMIP effort to diagnose errors in instantaneous radiative forcing by aerosols applies line-by-line modeling at relatively low spectral resolution (Jones et al., 2017) to eight global snapshots for each participating model. Errors in global mean, annual mean clear-sky instantaneous radiative forcing by greenhouse gases, however, can be assessed with a much more parsimonious set of atmospheric conditions. This is because the geographic distributions of temperature and water vapor are well characterized and have a modest impact on the sensitivity of flux to changes in greenhouse gas concentrations. Many previous calculations (see Etminan et al., 2016, for a recent example), in fact, estimate global mean, annual mean values using just two or three profiles, based on work in the 1990s showing that even such simple representations of latitudinal variability are sufficient to constrain flux changes at the tropopause to within about a percent (Freckleton et al., 1998; Myhre et al., 1998).

Here we describe the construction of a set of atmospheric profiles designed to determine *error* in global mean clear-sky instantaneous radiative forcing, obtained using a reference model on a very large number of atmospheric and surface conditions to determine this forcing, then choosing a subset of these conditions that minimizes the sampling error across a range of measures. As we demonstrate below, the same set of profiles also provides an accurate sample of the parameterization or approximation error in radiative forcing.

Journal of Geophysical Research: Atmospheres 10.1029/2020JD033483

Table 1
Perturbations Around Present-Day (PD) Conditions Used to Identify Representative Profiles

	Perturbation
1	PI 0.5 × CO_2
2	PI 2 × CO_2
3	PI 3 × CO_2
4	PI 8 × CO_2
5	PI CO_2 (278 ppmv)
6	PI CH_4 (0.722 ppmv)
7	PI N_2O (0.273 ppmv)
8	PI HFC (all HFC at zero)
9	PI O_3 (from CMIP6 PI ozone file)
10	PD +4 K temperature, no H_2O change
11	PD +20% humidity
12	PI T, RH, O_3, GHG
13	2095 RCP8.5 T, RH, O_3, GHG
14	PI O_3, GHG
15	PI O_3, GHG, but PI 4 × CO_2
16	2095 Avg Sens RCP4.5 O_3, GHG
17	2095 Avg Sens RCP8.5 O_3, GHG

Note. These are similar to, but not the same as, the perturbations used in RFMIP experiment *rad-irf* for reasons described in the text. Perturbations are applied to each profile drawn from ERA-Interim profile set. Carbon dioxide concentrations are relative to a preindustrial (PI) volume mixing ratio of 278 ppmv. GHG refers to well-mixed greenhouse gases. Temperature *T* and relative humidity RH perturbations (12, 13) use the average of two models from the CMIP5 archive (GFDL-CM3 and GFDL-ESM2G) with relatively low and high climate sensitivities, respectively.

2.1. Computing Global Mean, Annual Mean Radiative Fluxes and Flux Perturbations

We characterize the range of conditions in the present-day atmosphere using a single year (2014) of the ERA-Interim reanalysis (Dee et al., 2011). We sample temperature, pressure, specific humidity, ozone mixing ratios, and surface temperature and albedo on a 1.5° grid every 10.25 days. Sampling at high latitudes is reduced to maintain roughly equal area weighting. Concentrations of other greenhouse gases (CO_2; CH_4; N_2O; HCFCs 22 and 134a; CFCs 11, 12, and 113; and CCl_4) use 2014 values from NOAA greenhouse gas inventories and are assumed to be spatially uniform. We assume that these 823,680 profiles adequately represent global mean, annual mean clear-sky conditions.

We apply a series of 17 perturbations (detailed in Table 1) to these conditions, including varying concentrations of greenhouse gases (especially CO_2), temperature, and humidity. Some temperature perturbations include spatial patterns obtained from climate change simulations made for CMIP5. The perturbations are intended to sample error across a wide range of conditions. The perturbations are similar to, but not quite the same as, those used by the final RFMIP experiments in section 3, because the RFMIP protocol was not fully established when we performed these calculations.

Our aim is to reproduce the mean of a set of reference fluxes, fully resolved in space and time and across the electromagnetic spectrum, computed for present-day conditions and each perturbation. The fluxes are computed using the UK Met Office SOCRATES (Suite Of Community RAdiative Transfer codes based on Edwards & Slingo, 1996) configured as a narrow-band model with a very high-resolution *k*-distribution with 300 bands in the longwave and 260 bands in the shortwave (Walters et al., 2019). This configuration agrees quite well with line-by-line models (e.g., Pincus et al., 2015) and is one of the benchmark models described in section 3.1. The spectral overlap of gases is treated with equivalent extinction with corrected scaling. Clouds and aerosols are not considered, consistent with the protocol for RFMIP experiment *rad-irf*.

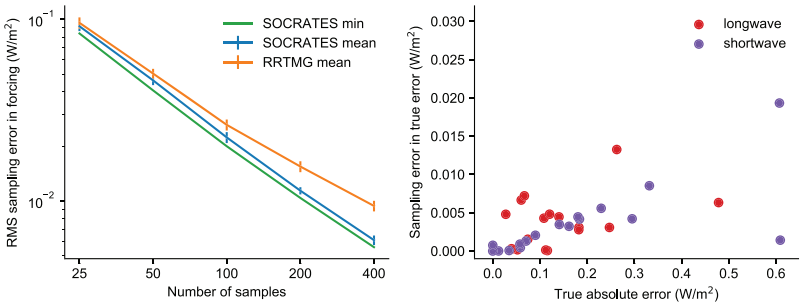


Figure 1. Left: values of the cost function O, an aggregate measure of error across regions, changes in atmospheric conditions, and measures of flux (Equation 1), as a function of the number of optimal profiles. The simulated annealing used to chose the profiles is stochastic; the mean and standard deviation across realizations are shown along with the value of sample error from the best fit realization used in further calculations. The choice of profiles based on reference radiative transfer calculations ("SOCRATES") is robust, producing only modestly larger sampling errors for approximate calculations ("RRTMG"). Right: Absolute value of the sampling error $\hat{\mathcal{E}} - \mathcal{E}$ in estimates of the approximation error $\mathcal{E} = \Delta\tilde{F} - \Delta F$ sought by RFMIP. Errors shown are for the mean of 100 samples representing the global, annual mean, for changes in upwelling longwave flux at the top of the atmosphere (red) and downwelling shortwave flux at the surface (purple) from 17 perturbations. Parameterization errors range from 0 to about 0 to 0.6 W m^{-2} in the global, annual mean; sampling error is almost always less than 0.01 W m^{-2}.

We also compute fluxes for these sets of atmospheric conditions with an approximate model: RRTMG (Iacono et al., 2000; Mlawer et al., 1997), which is based on somewhat older spectroscopic information and so is expected to have errors with a potential dependence on atmospheric state.

2.2. Choosing a Set of Globally Representative Profiles

We seek a small subset of atmospheric profiles that minimizes sampling error in the global, annual mean obtained from the full calculation. To identify such a subset, we define a cost or objective function with which to measure sampling error. Because the goal of RFMIP is to establish accuracy in calculations of radiative forcing, our objective function O is defined in terms of the change in flux between each of the 17 perturbations and present-day conditions. (For perturbations in which the only change is to greenhouse gas concentrations, the change in top-of-atmosphere flux is precisely the instantaneous radiative forcing.) The objective function includes errors in changes of upward flux at the top of the atmosphere and downward flux at the surface as well as changes in flux divergence above and below the tropopause (the level of which is determined by Wilcox et al., 2011); each quantity is computed for both longwave and shortwave fluxes. We guard against compensating errors related to temperature, humidity, and surface albedo and emissivity by further considering nine roughly equal-area latitude bands centered on the equator. We choose an l^2 norm so that

$$O = \left[\frac{1}{N_{\text{lat}} N_{\text{pert}} N_{\text{quant}}} \sum_{l}^{N_{\text{lat}}} \sum_{p}^{N_{\text{pert}}} \sum_{q}^{N_{\text{quant}}} \left(\widehat{\Delta F}_{l,p,q} - \Delta F_{l,p,q} \right)^2 \right]^{1/2} \tag{1}$$

where $\Delta F_{l,p,q}$ describes the average change in flux or flux divergence, as computed with the reference model over the full set of profiles, between perturbation p and present-day conditions in latitude band l for quantity q, and $\widehat{\Delta F}_{l,p,q}$ the sampled estimate of the same quantity. The objective function includes the four flux quantities for both longwave and shortwave fluxes ($N_{quant} = 8$).

We identify optimal subsets of profiles from within the complete set using simulated annealing (Kirkpatrick et al., 1983). Because the optimization is stochastic, we perform 25 independent optimizations for each of a range of subset sizes. We save the realization with the lowest value of O although this choice has little impact as the standard deviation across realizations is small (roughly 6% of the mean sampling error), so that the sampling error in the best realization is only about 10% smaller than the mean (Figure 1). Simulated annealing produces sampling errors substantially lower than purely random sampling (by a factor of 19 for 100 profiles, not shown). The choice of profiles is reasonably robust to the choice of model: Sampling error in the independent estimate of mean radiative forcing with RRTMG is only modestly larger (15% for 100 profiles) than for calculations with the narrow-band configuration of SOCRATES.

Journal of Geophysical Research: Atmospheres 10.1029/2020JD033483

Profiles chosen to minimize sampling error in mean radiative forcing also provide accurate estimates of parameterization error $\mathcal{E} = \Delta\tilde{F} - \Delta F$ in that forcing, where $\Delta\tilde{F}$ is a computation made with an approximate model. Figure 1 shows the sampling error $\hat{\mathcal{E}} - \mathcal{E}$ in estimates of the global, annual mean parameterization error for RRTMG compared to high-resolution SOCRATES calculations for the 17 perturbations used to develop the profile samples. True absolute errors from RRTMG range from near 0 to 0.6 W m^{-2} in the global, annual mean; sampling error in these estimates is almost always less than 0.01 W m^{-2}.

The RFMIP protocol uses the set of 100 profiles with the lowest value of the objective function O. As a consequence of optimizing the sampling for radiative forcing, fluxes for any individual state including the present-day baseline are themselves subject to sampling errors: Global mean insolation in our sample, for example, is 335.1 W m^{-2} (cf. the true mean of $\sim$1,361/4 = 340.25 W m^{-2}). In addition, using a single set of profiles for both longwave and shortwave calculations means that the Sun is below the horizon for roughly half the set of profiles.

3. Radiation Calculations With Reference Models

Experiment *rad-irf* requests fluxes for these 100 profiles and for 17 perturbations around present-day conditions, including changes in greenhouse gas concentrations, temperature, and humidity (see Tables 3 and 4 in Pincus et al., 2016). Below we focus on the 13 experiments in which gas concentrations alone are changed.

3.1. Contributions and Variants

To date six benchmark models have contributed results: ARTS 2.3 (Buehler et al., 2018), provided by the University of Hamburg; LBLRTM v12.8 (Clough et al., 2005), provided by Atmospheric and Environmental Research; the SOCRATES narrow-band configuration described in section 2.1, provided by the UK Met Office; the Reference Forward Model (Dudhia, 2017), provided by the NOAA Geophysical Fluid Dynamics Lab; GRTCODE, a new line-by-line code developed at GFDL; and 4AOP (Chéruy et al., 1995; Scott & Chédin, 1981), provided by the Laboratoire de Météorologie Dynamique. Half the models use spectroscopic information from HITRAN 2012 (Rothman et al., 2013), while GRTCODE results are based on HITRAN 2016 (Gordon et al., 2017), 4AOP uses GEISA 2015 (Jacquinet-Husson et al., 2016), and LBLRTM employs the aer_v_3.6 line file, which is based on HITRAN 2012 but includes small changes to improve comparisons with select observations. With one exception noted below the models use variants of the MT_CKD continuum (Mlawer et al., 2012).

These six models provide 18 sets of longwave fluxes and 9 sets of shortwave fluxes. This multiplicity arises because some models provided calculations for slightly different sets of greenhouse gases, called "forcing variants" within CMIP and RFMIP, and/or slightly different model configurations ("physics variants").

Climate models participating in CMIP6 may specify well-mixed greenhouse concentrations using one of three forcing variants described by Meinshausen et al. (2017): using some or all of the 43 greenhouse gases provided in the forcing data set; by prescribing CO_2, CH_4, N_2O, CFC-12, and an "equivalent" concentration of CFC-11 to represent all other gases; or using CO_2, CH_4, N_2O, and equivalent concentrations of CFC-11 and HFC-134a. (Concentrations of water vapor and ozone are drawn from reanalysis, as described in section 2.1). Some models provided results for more than one of these forcing variants.

In addition, some models provided calculations with slightly reconfigured models. ARTS 2.3 does not normally include CO_2 line mixing but provided a second physics variant that did so. High spectral resolution calculations with SOCRATES are themselves considered a second physics variant of the lower-resolution calculations made during simulations with the host model HadGEM; a third variant uses the MT_CKD 3.2 treatment of the water vapor continuum in lieu of the CAVIAR continuum used in the development of the parameterization.

3.2. Instantaneous Clear-Sky Forcing at Present Day

Figure 2 shows an example calculation of instantaneous radiative forcing: the change in net downward flux at the top of atmosphere (TOA) and the surface, and the change in net absorption across the atmosphere (net flux at TOA minus net at surface), here for the change between present-day and preindustrial conditions. Increased greenhouse gas concentrations in the present day increase the opacity of the atmosphere. In the longwave this acts to decrease outgoing longwave at the TOA and increase downward longwave at

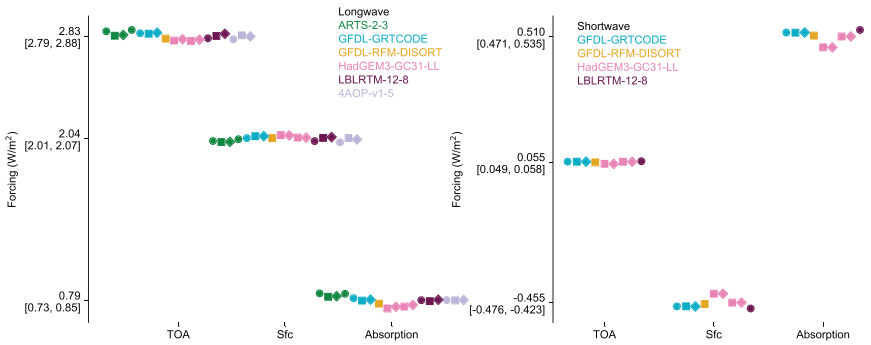


Figure 2. Global, annual mean instantaneous clear-sky radiative forcing by greenhouse gases at present day, relative to preindustrial conditions, as computed by benchmark radiative transfer models. Longwave results are on the left, shortwave results on the right, with the reference model denoted by the color. Tick labels show the mean value and range of all model results. Model names follow the RFMIP convention with contributions from SOCRATES labeled as HadGEM3 to link the results to the host climate model. Results include multiple representations of greenhouse gas changes (circles, squares, and diamonds corresponding to forcing variants 1, 2, and 3) and small variants in the treatment of some physical processes as explained in the text. All variants of the reference models agree well in longwave calculations, while SOCRATES results in the shortwave show the small but noticeable impact of different treatments of the H_2O continuum, which overlaps with absorption by other gases in the near infrared and so affects forcing by those gases.

the surface. The increase in downwelling surface radiation is smaller than the decrease in outgoing longwave, resulting in decreased radiative cooling across the atmosphere. In the shortwave there is a near-zero increase in scattering back to space but an increase in atmospheric absorption, resulting in diminished solar radiation at the surface.

Agreement among the line-by-line models is excellent: The standard deviation for each of the six quantities (forcing at the TOA, with the atmosphere, and at the surface, for longwave and shortwave) is less than 0.025 W m^{-2} with the exception of LW absorption, where the standard deviation is 0.033 W m^{-2}. There is no systematic variation across forcing variants, indicating that the equivalent concentrations accurately summarize the radiative impact of the neglected gases in the transition from preindustrial to present-day conditions.

Changes in shortwave flux between preindustrial and present-day are substantially smaller than in the longwave. The standard deviations are commensurate with those in the longwave, but diversity in atmospheric absorption and surface forcing is dominated by physics variant 2 of the SOCRATES code, which is unique among the models in using the CAVIAR treatment for continuum absorption by water vapor (Ptashnik et al., 2011, 2013). Absorption in the near infrared in the CAVIAR continuum is substantially larger than in the MT_CKD continuum on which all other models rely, especially where water vapor continuum absorption coincides with absorption lines of CO_2, CH_4, and N_2O. This masks changes in opacity due to well-mixed greenhouse gases and reduces the forcing at the surface between preindustrial and present-day concentrations.

Global mean values of clear-sky instantaneous radiative forcing for a range of well-mixed greenhouse gases, averaged across all available reference models, are provided in Table 2. Variability across models, forcing variants, and model physics variants increases with the mean forcing (Figure 3) but is roughly 2 orders of magnitude smaller than the mean forcing across longwave experiments. Shortwave experiments are a factor of 2–3 more variable, partly driven by different treatments of near-infrared water vapor continuum.

3.3. Establishing a Benchmark for Parameterization Error

Experiment *rad-irf* is intended to assess error in the parameterization of clear-sky radiation in the climate models participating in CMIP6. Resolving this error is only possible if the disagreement among benchmark models is small relative to the typical difference between a parameterization and the reference models themselves. (Sampling error is smaller than the difference across reference models; see Figure 1). Figure 4, which compares error from two modern parameterizations to the variability across the reference models, suggests

Journal of Geophysical Research: Atmospheres 10.1029/2020JD033483

Table 2
Instantaneous Radiative Forcing Computed as the Mean Across All Available Benchmark Models, Forcing Variants, and Physics Variants, in W m^{-2}

Experiment	LW TOA	LW Sfc	SW TOA	SW Sfc
Computed as difference from perturbation "PI"				
Present day	2.830	2.040	0.055	−0.455
Future	7.377	5.542	0.355	−1.393
Last Glacial Maximum	−2.384	−1.416	−0.065	0.316
Computed as -("PI X" -"PD") for species X				
Present-day CO_2	1.308	0.929	0.029	−0.165
Present-day CH_4	0.613	0.275	0.055	−0.242
Present-day N_2O	0.205	0.088	0.002	−0.011
Present-day O_3	0.129	0.325	−0.032	−0.033
Present-day halocarbons	0.534	0.393	0.000	−0.001
Computed as difference from perturbation "PI CO2"				
$1/2\times CO_2$	−2.695	−1.790	−0.050	0.274
$2\times CO_2$	2.709	1.978	0.064	−0.367
$3\times CO_2$	4.302	3.260	0.110	−0.629
$4\times CO_2$	5.436	4.252	0.146	−0.840
$8\times CO_2$	8.201	7.035	0.252	−1.442

Note. Forcing is defined as net downward flux under perturbed conditions minus net downward flux under preindustrial (PI) conditions; because the profiles provided for experiment *rad-irf* are perturbed around present-day (PD) conditions, the difference required may be indirect, as explained in the table. Values are provided for the top of the atmosphere (TOA) and surface (Sfc). RFMIP experiment *rad-irf* contains further perturbations meant to assess errors in temperature and humidity dependence.

that the benchmark calculation is likely to meet this goal. Results are shown for forcing across all 17 perturbations in experiment *rad-irf*. Errors relative to LBLRTM v12.8 are shown the for low spectral resolution version of SOCRATES, as used in the HadGEM model, for the parameterization used in GFDL's AM4 model (Zhao et al., 2018), and for the newly developed RTE+RRTMGP code (Pincus et al., 2019) which is trained on calculations with LBLRTM v12.8. These parameterizations use recent spectroscopic information and so are likely to be among the parameterizations with the smallest error. Nonetheless, the error in each parameterization is almost always larger than the standard deviation across reference models, indicating differences between parameterizations and all reference models are dominated by parameterization error.

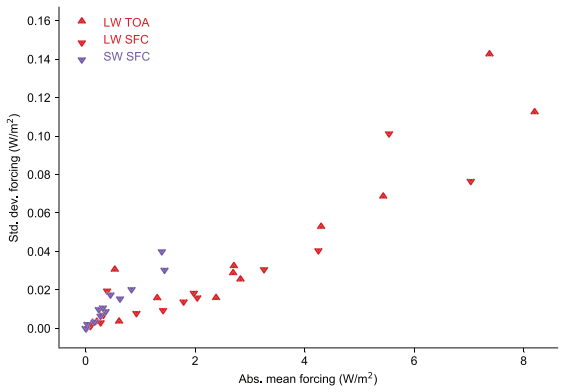


Figure 3. Standard deviation in estimates of global mean instantaneous radiative forcing by greenhouse gases as a function of the absolute value of mean forcing across 18 benchmark calculations in the longwave (red) and 9 in the shortwave (purple). Top-of-atmosphere forcing is indicated with an upward pointing triangle, forcing at the surface with a downward pointing triangle. Only forcing at the surface is shown for the shortwave. The figure illustrates agreement with respect to changed greenhouse gas concentrations; perturbations in experiment *rad-irf* in which temperature and/or humidity changes are omitted.

4. Toward Effective Radiative Forcing

RFMIP experiment *rad-irf* was designed to assess parameterization error but benchmark calculations might also be exploited to refine knowledge of the radiative forcing experienced by Earth due to various composition changes. Two conceptually different steps are required, both of which are likely to make the estimate substantially less certain. One is accounting for the impact of clouds, which requires radiative calculations over the large range of imperfectly-characterized cloud properties. The other is accounting for adjustments (see section 1) which introduces conceptually more uncertain nonradiative calculations. The long history of efforts to establish high-precision estimate of forcing by greenhouse gases (e.g., most recently, Etminan et al., 2016; Myhre et al., 2006) provides a point of reference for any efforts to leverage RFMIP calculations.

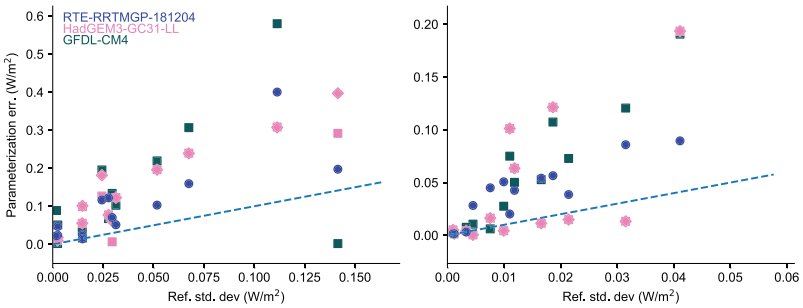


Figure 4. Absolute error in global mean instantaneous radiative forcing (longwave at the top of atmosphere on the left, shortwave at the surface on the right) as computed by two parameterizations, both based on current spectroscopic information, as a function of amount of disagreement across the reference models. Dashed lines indicate equality. Results are shown for all available forcing and physics variants for each of the 17 perturbations in experiment *rad-irf*. Error is assessed relative to LBLRTM v12.8 on which the RTE+RRTMGP parameterization is trained, minimizing the error for this parameterization. Regardless of which model is used as the benchmark, however, the error in each parameterization exceeds the standard deviation of results from the reference models for a large majority of perturbations, indicating that the reference calculations reported here are accurate enough to resolve parameterization error.

4.1. Accounting for Clouds

Clouds modulate radiative forcing by greenhouse gases by screening the effects of changes in concentration behind the cloud. The degree to which clouds obscure greenhouse gas forcing depends primarily on the cloud optical depth (through longwave emissivity and shortwave reflectance and transmittance). Top-of-atmosphere forcing is also modulated by surface properties and, in the longwave, by cloud top height or pressure; longwave surface forcing is modulated by cloud base height. Accounting for clouds in estimates of radiative forcing by greenhouse gases requires characterizing the wide variation in these properties in space and time. Observations from passive satellite sensors offer the best sampling of global variations but provide much stronger constraints on the quantities that affect top-of-atmosphere forcing than surface forcing. Previous efforts to establish benchmarks for radiative forcing (e.g., Etminan et al., 2016; Myhre et al., 2006) have used two atmospheric profiles (see section 2) each combined with three sets of representative cloud properties as observed by passive satellite instruments. Sampling errors in the global, annual mean at the top of the atmosphere are thought to be of order 1% although this error estimate has not been revisited since the 1990s (Freckleton et al., 1998; Myhre & Stordal, 1997). Errors in cloud impacts on surface forcing have not been assessed.

We hope to revisit this question in future work. One important question will be whether computational effort is better spent in sampling the covariability of cloud properties with other atmospheric and surface properties or in high-spectral resolution calculations to limit approximation errors. These questions, though, are beyond the scope of what can be accomplished with reference model calculations to *rad-irf*. As an alternative we have examined the ratio of all-sky to clear-sky instantaneous radiative forcing by greenhouse gases in the few available simulations from CMIP6. The Cloud Feedbacks Model Intercomparison Project (Webb et al., 2017) requests, at low priority, calculations with CO_2 concentrations quadrupled from preindustrial concentrations; two models have made such calculations available at this writing (HadGEM3 for experiment *amip* and IPSL-CM6A for experiment *historical*). We have also made diagnostic radiation calculations in GFDL's AM4 model (Zhao et al., 2018) using preindustrial greenhouse gas concentrations during RFMIP "fixed-SST" experiments in which these concentrations are normally held constant at present-day values; these follow the protocol described by Lin et al. (2017).

Results are provided in Table 3. A decade ago Andrews and Forster (2008) found that the presence of clouds reduced longwave instantaneous radiative forcing from quadrupled CO_2 concentrations by amounts ranging from 9% to 20%, depending on the model (see their Table S2). As the distribution of clouds simulated by climate models has continued to move closer to observations (e.g., Klein et al., 2013), the estimated impact on top-of-atmosphere forcing has grown while the range across models and experiments has decreased (in Table 3 it is 23.6% to 26.5%). Clouds have a similar impact on shortwave forcing at the surface and an even

Journal of Geophysical Research: Atmospheres 10.1029/2020JD033483

Table 3
Ratio of All-Sky to Clear-Sky Instantaneous Radiative Forcing, at the Top of Atmosphere and the Surface, Across a Range of Models, and Experiments in CMIP6

	HadGEM3-GC31-LL	IPSL-CM6A-LR	GFDL-CM4		
Experiment	Amip	Historical	4 x CO2	GHG	Anthro
LW TOA	0.764	0.735	0.763	0.757	0.767
LW SFC	0.622	0.608	0.696	0.689	0.680
SW SFC	0.718	0.732	0.711	0.853	0.714

Note. Clear-sky and all-sky (including clouds) fluxes are computed using a second radiative transfer calculation in which the forcing agents are modified for diagnostics purposes. Results from HadGEM3 and IPSL-CM6A use diagnostic calculations requested for CFMIP in which CO_2 concentrations are quadrupled from preindustrial values. Values from GFDL-CM4, performed for this work, are computed by setting forcing agents to preindustrial values in three RFMIP fixed-SST integrations. Results from HadGEM3 are preliminary and may be revised before they are made publicly available. Shortwave forcing at the top of atmosphere is so small that inferences of cloud masking are quite uneven across models.

larger impact on longwave forcing at the surface, though weaker observational constraints on the vertical structure of clouds allow for greater diversity across models.

4.2. Accounting for Adjustments From Temperature Changes in the Stratosphere

As explained in section 1 the measure of forcing most closely related to temperature response is effective radiative forcing: the sum of the instantaneous radiative forcing, computable with robust radiative transfer models, and adjustments caused change of the physical climate system in the absence of surface temperature change (Sherwood et al., 2015). Adjustments, like forcing, result from a difference in two states and so are not directly observable. Many adjustments involve changes to circulations and clouds across a range of scales (e.g., Bretherton et al., 2013; Gregory & Webb, 2008; Merlis, 2015) and can only be assessed with dynamical models for which establishing benchmarks is impractical.

In the climate models used to assess the global magnitude and distributions of adjustments, the dominant adjustment to greenhouse gas forcing is consistently the cooling of the stratosphere, partly because various tropospheric adjustments counteract each other (e.g., Smith et al., 2018, 2020). This cooling, which is driven by increased concentrations of CO_2, was first noted by Manabe and Wetherald (1967) and identified as an adjustment to longwave forcing by Hansen et al. (1997). As Shine and Myhre (2020) explain, increased concentrations of well-mixed greenhouse gases increase both emission by the stratosphere and absorption of radiation emitted from the troposphere. If the background atmosphere is optically thick in the spectral region in which the gas is active (e.g., for CO_2) additional warming from tropospheric emission is small and the stratosphere cools, enhancing instantaneous forcing at the top of the atmosphere, but if the the background atmosphere is optically thin (as for most halocarbons) the stratosphere may warm, damping the instantaneous forcing.

The magnitude of this adjustment can be computed to a good approximation by assuming that dynamical heating in the stratosphere is fixed (Fels et al., 1980; Ramanathan & Dickinson, 1979): computing the radiative cooling rate of the stratosphere under baseline (present-day) conditions, assuming that this cooling is balanced by dynamical heating, and then finding the temperature profile necessary to obtain the same net cooling profile under changed greenhouse gas concentrations. The estimate relies on assumptions which will be violated if stratospheric circulation changes very much, but the calculation does not rely on a dynamical model, so we follow Myhre et al. (2006) and Etminan et al. (2016) in supplying this first-order estimate of adjustments. We compute the adjustment caused by stratospheric temperature reequilibration, assuming fixed dynamical heating, by iterating with GRTCODE model at reduced spectral resolution until radiative heating rates reach their values in the present-day atmosphere. The calculations assume a uniform tropopause pressure of 200 Pa and account for changes in both longwave and shortwave heating rates. For well-mixed greenhouse gases the impact of stratospheric temperature adjustment depends primarily on the spectral region in which the gas absorbs.

The impact of stratospheric temperature adjustment, expressed as the ratio of the change in flux due to temperature equilibration to the instantaneous longwave radiative forcing, is shown for a range of species at present-day relative to preindustrial conditions in Table 4. Stratospheric temperature changes from well-

Table 4
Ratio of Adjustment Due to Stratospheric Temperature Equilibration Under the Fixed Dynamical Heating Assumption to Instantaneous Clear-Sky Longwave Radiative Forcing at the Top of Atmosphere and the Surface for a Range of Forcing Agents

Experiment	TOA	SFC
Present day	0.31	−0.03
Present-day CO_2	0.57	−0.05
Present-day CH_4	−0.05	0.01
Present-day N_2O	0.03	−0.01
Present-day O_3	1.90	−0.06
Present-day halocarbons	−0.11	0.01

Note. Both forcing and stratospheric adjustment are computed using GFDL GRTCODE line-by-line model. Shortwave adjustments are all essentially zero.

mixed greenhouse gases amplify (CO_2, N_2O) or damp (CH_4, halocarbons) forcing at the top of the atmosphere; for all gases but CO_2 the impact is just a few percent. Surface forcing is damped by a similar amount.

Carbon dioxide is a notable exception: the amplification of top-of-atmosphere forcing at present-day is more than 55%. This large adjustment occurs because the total forcing at the top of the atmosphere is a balance between contributions from distinct spectral regions. Near the center of the 15 μm absorption band of CO_2 the atmosphere is optically thick and emission to space occurs in the stratosphere; increased CO_2 concentrations tends to increase outgoing longwave radiation because stratospheric temperature increases with height. Away from the band center, the atmosphere is optically thin, emission is from the troposphere, and increasing concentrations acts to decrease outgoing longwave radiation. Net forcing is negative (see Table 2) because the the tropospheric contribution dominates. Stratospheric cooling damps the instantaneous forcing from the band center, allowing the optically thin regions to dominate the change in top-of-atmosphere flux even more effectively. The adjustment also increases by 1.8% per W m^{-2} (Figure 5) so that effective radiative forcing is modestly superlogarithmic in CO_2 concentrations even though the instantaneous radiative forcing is nearly perfectly logarithmic.

Stratospheric temperature adjustment nearly doubles the top-of-atmosphere instantaneous forcing from ozone but for quite different reasons. Ozone concentrations at present day vary substantially in the vertical, peaking in the stratosphere. As one consequence ozone acts to heat the stratosphere near the center of the 10 μm band and increases in ozone concentration in either the troposphere or stratosphere tend to decrease net radiation at the top of the atmosphere. The vertical distribution of change is also nonuniform: Relative to preindustrial conditions, ozone concentrations have increased in the troposphere but decreased in the stratosphere. The modest positive forcing from present-day ozone relative to preindustrial conditions results from a slightly larger decrease in outgoing radiation from tropospheric emission than can be balanced by increased emission from concentration reductions in the stratosphere. The stratosphere cools modestly for reduced concentrations of ozone because absorption of both incoming solar shortwave radiation and upwelling terrestrial longwave radiation decreases. This cooling, too, reduces the stratospheric contribution to forcing. Stratospheric adjustment of ozone is larger than for carbon dioxide, in a relative sense, only because the balance between stratosphere and troposphere is more even for instantaneous forcing.

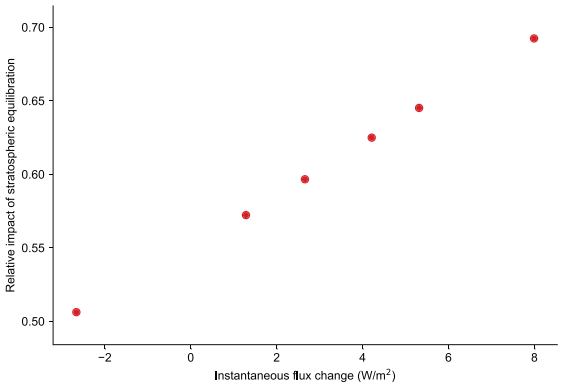


Figure 5. Ratio of stratospheric temperature adjustment to instantaneous radiative forcing at the top of the atmosphere for CO_2 perturbations ranging from 0.5× to 8× preindustrial concentrations. Assuming that heating from atmospheric dynamics stays constant allows the computation of a new equilibrium temperature profile to be computed; this profile is colder (because the stratosphere is a more effective emitter) so the adjustment amplifies instantaneous radiative forcing. The magnitude of the adjustment depends modestly on the magntiude of the forcing itself, suggesting that effective radiative forcing by CO_2 is slightly superlogarithmic in concentration even if the instantaneous radiative forcing is not.

5. Constraints on Radiative Forcing

Previous work (e.g., Chung & Soden, 2015; Soden et al., 2018) has established that the instantaneous radiative forcing for a given change in atmospheric composition can vary widely among climate models. This diversity has two distinct sources: parameterization error and variety in the distributions of temperature, humidity, and clouds between models. RFMIP experiment *rad-irf* and the benchmarks reported here make it possible to quantify parameterization error in instantaneous radiative forcing accurately, so that these two sources of diversity can be disentangled. But the diversity of climate model estimates is far larger than the true uncertainty. By using accurate radiative transfer models across a representative set of observed conditions, we have shown that the value of clear-sky instantaneous radiative forcing can be determined quite precisely. All-sky estimates are limited primarily by challenges in representing the covariability of clouds and atmospheric state. Adjustments arising from greenhouse gas forcing, because they reflect changes in circulation and atmospheric state that cannot be determined without using dynamical models, remain a currently irreducible source of uncertainty in attempts to estimate the true effective radiative forcing to which our

Journal of Geophysical Research: Atmospheres 10.1029/2020JD033483

planet has been subject and a source of poorly constrained diversity among model estimates of effective radiative forcing.

Two caveats apply to our estimates of clear-sky instantaneous radiative forcing. First, RFMIP explores parameterization error in perturbations around present-day conditions, so that our estimates of instantaneous radiative forcing are based on present-day distributions of temperature and humidity. Forcing depends modestly on both quantities (Huang et al., 2016) so our estimates of forcing are slightly enhanced relative to calculations that use preindustrial conditions as the base state. Second, in the interests of highlighting model error in the representation of absorption by gases, the *rad-irf* protocol specifies spectrally constant surface albedo and emissivity as obtained from ERA-Interim. Shortwave forcing at the top of the atmosphere, which arises from the sensitivity to greenhouse gases of radiation reflected at the surface and transmitted through the atmosphere, can be dramatically overestimated if the surface albedo is overestimated in the spectral range affected by a given gas (Oreopoulos et al., 2012). The small values of shortwave forcing in Table 2 suggest that the simple treatment of surface albedo is not likely to cause a large error but accounting for spectral variations in surface albedo would be a useful exercise.

The agreement in global mean instantaneous radiative among reference models, though encouraging, is consistent with almost 30 years of experience: Ellingson et al. (1991), for example, report that most of their line-by-line results for flux agree to within 1%. The agreement arises partly because radiative forcing, as the difference between two calculations, is also less sensitive to assumptions or subtle differences between models because many variations cancel out (Mlynczak et al., 2016). In our data set, however, the level of agreement in fluxes across models at the atmosphere's boundaries under present-day conditions varies by less than 0.6 W m^{-2} in the longwave and 0.7 W m^{-2} in the shortwave—smaller than the variability in forcing estimates, in a relative sense, by an order of magnitude. The agreement in both fluxes and forcing arises because the models rely on the same underlying physics applied to small variants around the same spectroscopic data, so that the accuracy is limited by current spectroscopic knowledge more than by the ability to calculate fluxes from that knowledge. So while spectroscopic knowledge is now demonstrably more complete than it was 30 years ago (Mlawer & Turner, 2016), small variations in forcing estimates—high precision—should be understood as being conditioned on this knowledge rather than evidence of true accuracy.

Data Availability Statement

All results for RFMIP experiment *rad-irf* are available on the Earth System Grid Federation (searching for the experiment name is an effective way to find the data). Python scripts and Jupyter notebooks to produce the paper are available at https://github.com/RobertPincus/rfmip-benchmark-paper-figures and are archived online (Zenodo via DOI: 10.5281/zenodo.4267190). ERA-Interim data were obtained online (https://www.ecmwf.int/en/forecasts/datasets/archive-datasets/reanalysis-datasets/era-interim). SOCRATES is available from https://code.metoffice.gov.uk/trac/socrates under an open source license but requires a free account from the UK Met Office to access the website. Preliminary data for Table 3 were provided by Tim Andrews and Alejandro Bodas-Salcedo of the UK Met Office but will be derivable through data provided on the Earth System Grid.

Acknowledgments
This work was financially supported by the Regional and Global Climate Modeling Program of the U.S. Department of Energy Office of Environmental and Biological Sciences (Grants DE-SC0012549 to R. P. and DE-SC0012399 to E. J. M.). S. B.'s work is a contribution to Excellence Cluster CLICSS "Climate, Climatic Change, and Society", supported by Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) under Germany's Excellence Strategy-EXC 2037-Project 390683824 and a contribution to the Center for Earth System Research and Sustainability (CEN) of Universität Hamburg. Y. T. was financially supported by Thales Services and by the Centre National d'Études Spatiales. C. C. and Y. T. gratefully acknowledge fruitful discussions with Raymond Armante, Nicolas Meilhac, and Jean-Louis Dufresne.

References

Alvarado, M. J., Payne, V. H., Mlawer, E. J., Uymin, G., Shephard, M. W., Cady-Pereira, K. E., et al. (2013). Performance of the Line-By-Line Radiative Transfer Model (LBLRTM) for temperature, water vapor, and trace gas retrievals: Recent updates evaluated with IASI case studies. *Atmospheric Chemistry and Physics*, *13*(14), 6687–6711. https://doi.org/10.5194/acp-13-6687-2013

Andrews, T., & Forster, P. M. (2008). CO2 forcing induces semi-direct effects with consequences for climate feedback interpretations. *Geophysical Research Letters*, *35*, L04802. https://doi.org/10.1029/2007GL032273

Bretherton, C. S., Blossey, P. N., & Jones, C. R. (2013). Mechanisms of marine low cloud sensitivity to idealized climate perturbations: A single-LES exploration extending the CGILS cases. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, *5*, 316–337. https://doi.org/10.1002/jame.20019

Buehler, S. A., Mendrok, J., Eriksson, P., Perrin, A., Larsson, R., & Lemke, O. (2018). ARTS, the Atmospheric Radiative Transfer Simulator—Version 2.2, the planetary toolbox edition. *Geoscientific Model Development*, *11*(4), 1537–1556. https://doi.org/10.5194/gmd-11-1537-2018

Chéruy, F., Scott, N. A., Armante, R., Tournier, B., & Chedin, A. (1995). Contribution to the development of radiative transfer models for high spectral resolution observations in the infrared. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *53*(6), 597–611. https://doi.org/10.1016/0022-4073(95)00026-H

Chung, E.-S., & Soden, B. J. (2015). An assessment of methods for computing radiative forcing in climate models. *Environmental Research Letters*, *10*(7), 074004. https://doi.org/10.1088/1748-9326/10/7/074004

Clough, S. A., Shephard, M. W., Mlawer, E. J., Delamere, J. S., Iacono, M. J., Cady-Pereira, K., et al. (2005). Atmospheric radiative transfer modeling: A summary of the AER codes. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *91*(2), 233–244. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2004.05.058

Collins, W. D., Ramaswamy, V., Schwarzkopf, M. D., Sun, Y., Portmann, R. W., Fu, Q., et al. (2006). Radiative forcing by well?mixed greenhouse gases: Estimates from climate models in the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) Fourth Assessment Report (AR4). *Journal of Geophysical Research*, *111*, D14317. https://doi.org/10.1029/2005JD006713

Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., et al. (2011). The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *137*(656), 553–597. https://doi.org/10.1002/qj.828

Dudhia, A. (2017). The reference forward model (RFM). *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *186*, 243–253. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2016.06.018

Edwards, J. M., & Slingo, A. (1996). Studies with a flexible new radiation code. I: Choosing a configuration for a large-scale model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *122*(531), 689–719. https://doi.org/10.1002/qj.49712253107

Ellingson, R. G., Ellis, J., & Fels, S. (1991). The intercomparison of radiation codes used in climate models: Long wave results. *Journal of Geophysical Research*, *96*(D5), 8929–8953. https://doi.org/10.1029/90JD01450

Etminan, M., Myhre, G., Highwood, E. J., & Shine, K. P. (2016). Radiative forcing of carbon dioxide, methane, and nitrous oxide: A significant revision of the methane radiative forcing. *Geophysical Research Letters*, *43*, 12,614–12,623. https://doi.org/10.1002/2016GL071930

Eyring, V., Bony, S., Meehl, G. A., Senior, C. A., Stevens, B., Stouffer, R. J., & Taylor, K. E. (2016). Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization. *Geoscientific Model Development*, *9*(5), 1937–1958. https://doi.org/10.5194/gmd-9-1937-2016

Fels, S. B., Mahlman, J. D., Schwarzkopf, M. D., & Sinclair, R. W. (1980). Stratospheric sensitivity to perturbations in ozone and carbon dioxide: Radiative and dynamical response. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *37*(10), 2265–2297. https://doi.org/10.1175/1520-0469(1980)037<2265:SSTPIO>2.0.CO;2

Forster, P. M., Richardson, T., Maycock, A. C., Smith, C. J., Samset, B. H., Myhre, G., et al. (2016). Recommendations for diagnosing effective radiative forcing from climate models for CMIP6. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *121*, 12,460–12,475. https://doi.org/10.1002/2016JD025320

Freckleton, R. S., Highwood, E. J., Shine, K. P., Wild, O., Law, K. S., & Sanderson, M. G. (1998). Greenhouse gas radiative forcing: Effects of averaging and inhomogeneities in trace gas distribution. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *124*(550), 2099–2127. https://doi.org/10.1002/qj.49712455014

Gordon, I. E., Rothman, L. S., Hill, C., Kochanov, R. V., Tan, Y., Bernath, P. F., et al. (2017). The HITRAN2016 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *203*, 3–69. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.06.038

Gregory, J., & Webb, M. (2008). Tropospheric adjustment induces a cloud component in CO2 forcing. *Journal of Climate*, *21*(1), 58–71. https://doi.org/10.1175/2007JCLI1834.1

Hansen, J. (2005). Efficacy of climate forcings. *Journal of Geophysical Research*, *110*, 1042. https://doi.org/10.1029/2005JD005776

Hansen, J., Sato, M., & Ruedy, R. (1997). Radiative forcing and climate response. *Journal of Geophysical Research*, *102*(D6), 6831–6864. https://doi.org/10.1029/96JD03436

Huang, Y., Tan, X., & Xia, Y. (2016). Inhomogeneous radiative forcing of homogeneous greenhouse gases: Inhomogeneous forcing of homogeneous gas. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *121*, 2780–2789. https://doi.org/10.1002/2015JD024569

Iacono, M. J., Mlawer, E. J., Clough, S. A., & Morcrette, J.-J. (2000). Impact of an improved longwave radiation model, RRTM, on the energy budget and thermodynamic properties of the NCAR community climate model, CCM3. *Journal of Geophysical Research*, *105*(D11), 14,873–14,890. https://doi.org/10.1029/2000JD900091

Jacquinet-Husson, N., Armante, R., Scott, N. A., Chédin, A., Crépeau, L., Boutammine, C., et al. (2016). The 2015 edition of the GEISA spectroscopic database. *Journal of Molecular Spectroscopy*, *327*, 31–72. https://doi.org/10.1016/j.jms.2016.06.007

Jones, A. L., Feldman, D. R., Freidenreich, S., Paynter, D., Ramaswamy, V., Collins, W. D., & Pincus, R. (2017). A new paradigm for diagnosing contributions to model aerosol forcing error. *Geophysical Research Letters*, *44*, 12,004–12,012. https://doi.org/10.1002/2017GL075933

Kiel, M., Wunch, D., Wennberg, P. O., Toon, G. C., Hase, F., & Blumenstock, T. (2016). Improved retrieval of gas abundances from near-infrared solar FTIR spectra measured at the Karlsruhe TCCON station. *Atmospheric Measurement Techniques*, *9*(2), 669–682. https://doi.org/10.5194/amt-9-669-2016

Kirkpatrick, S., Gelatt, C. D., & Vecchi, M. P. (1983). Optimization by simulated annealing. *Science*, *220*(4598), 671–680. https://doi.org/10.1126/science.220.4598.671

Klein, S. A., Zhang, Y., Zelinka, M. D., Pincus, R., Boyle, J., & Gleckler, P. J. (2013). Are climate model simulations of clouds improving? An evaluation using the ISCCP simulator. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, *118*, 1329–1342. https://doi.org/10.1002/jgrd.50141

Lin, P., Paynter, D., Ming, Y., & Ramaswamy, V. (2017). Changes of the tropical tropopause layer under global warming. *Journal of Climate*, *30*(4), 1245–1258. https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0457.1

Manabe, S., & Wetherald, R. T. (1967). Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *24*(3), 241–259. https://doi.org/10.1175/1520-0469(1967)024<0241:TEOTAW>2.0.CO;2

Meinshausen, M., Vogel, E., Nauels, A., Lorbacher, K., Meinshausen, N., Etheridge, D. M., et al. (2017). Historical greenhouse gas concentrations for climate modelling (CMIP6). *Geoscientific Model Development*, *10*(5), 2057–2116. https://doi.org/10.5194/gmd-10-2057-2017

Merlis, T. M. (2015). Direct weakening of tropical circulations from masked CO2 radiative forcing. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, *112*(43), 13167. https://doi.org/10.1073/pnas.1508268112

Mlawer, E. J., Payne, V. H., Moncet, J. L., Delamere, J. S., Alvarado, M. J., & Tobin, D. C. (2012). Development and recent evaluation of the MTCKD model of continuum absorption. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, *370*(1968), 2520–2556. https://doi.org/10.1021/jp710066f

Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacono, M. J., & Clough, S. A. (1997). Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave. *Journal of Geophysical Research*, *102*(D14), 16,663–16,682. https://doi.org/10.1029/97JD00237

Mlawer, E. J., & Turner, D. D. (2016). Spectral radiation measurements and analysis in the ARM Program. *Meteorological Monographs*, *57*, 14.1–14.17. https://doi.org/10.1175/AMSMONOGRAPHS-D-15-0027.1

Journal of Geophysical Research: Atmospheres 10.1029/2020JD033483

Mlynczak, M. G., Daniels, T. S., Kratz, D. P., Feldman, D. R., Collins, W. D., Mlawer, E. J., et al. (2016). The spectroscopic foundation of radiative forcing of climate by carbon dioxide. *Geophysical Research Letters*, *43*, 5318–5325. https://doi.org/10.1002/2016GL068837

Myhre, G., Highwood, E. J., Shine, K. P., & Stordal, F. (1998). New estimates of radiative forcing due to well mixed greenhouse gases. *Geophysical Research Letters*, *25*(14), 2715–2718. https://doi.org/10.1029/98GL01908

Myhre, G., & Stordal, F. (1997). Role of spatial and temporal variations in the computation of radiative forcing and GWP. *Journal of Geophysical Research*, *102*(D10), 11,181–11,200. https://doi.org/10.1029/97JD00148

Myhre, G., Stordal, F., Gausemel, I., Nielsen, C. J., & Mahieu, E. (2006). Line-by-line calculations of thermal infrared radiation representative for global condition: CFC-12 as an example. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *97*(3), 317–331. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2005.04.015

Oreopoulos, L., Mlawer, E., Delamere, J., Shippert, T., Cole, J., Fomin, B., et al. (2012). The continual intercomparison of radiation codes: Results from phase I. *Journal of Geophysical Research*, *117*, D06118. https://doi.org/10.1029/2011JD016821

Pincus, R., Forster, P. M., & Stevens, B. (2016). The radiative forcing model intercomparison project (RFMIP): Experimental protocol for CMIP6. *Geoscientific Model Development*, *9*, 3447–3460. https://doi.org/10.5194/gmd-9-3447-2016

Pincus, R., Mlawer, E. J., & Delamere, J. S. (2019). Balancing accuracy, efficiency, and flexibility in radiation calculations for dynamical models. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, *6*, 3074–3089. https://doi.org/10.1029/2019MS001621

Pincus, R., Mlawer, E. J., Oreopoulos, L., Ackerman, A. S., Baek, S., Brath, M., et al. (2015). Radiative flux and forcing parameterization error in aerosol-free clear skies. *Geophysical Research Letters*, *42*, 5485–5492. https://doi.org/10.1002/2015GL064291

Ptashnik, I. V., McPheat, R. A., Shine, K. P., Smith, K. M., & Williams, R. G. (2011). Water vapor self-continuum absorption in near-infrared windows derived from laboratory measurements. *Journal of Geophysical Research*, *116*, 488. https://doi.org/10.1029/2011JD015603

Ptashnik, I. V., Petrova, T. M., Ponomarev, Y. N., Shine, K. P., Solodov, A. A., & Solodov, A. M. (2013). Near-infrared water vapour self-continuum at close to room temperature. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *120*, 23–35. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.02.016

Ramanathan, V., & Dickinson, R. E. (1979). The role of stratospheric ozone in the zonal and seasonal radiative energy balance of the earth-troposphere system. *Journal of the Atmospheric Sciences*, *36*(6), 1084–1104. https://doi.org/10.1175/1520-0469(1979)036<1084:TROSOI>2.0.CO;2

Rothman, L. S., Gordon, I. E., Babikov, Y., Barbe, A., Chris Benner, D., Bernath, P. F., et al. (2013). The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *130*(0), 4–50. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.07.002

Rotstayn, L. D., & Penner, J. E. (2001). Indirect aerosol forcing, quasi forcing, and climate response. *Journal of Climate*, *14*(13), 2960–2975. https://doi.org/10.1175/1520-0442(2001)014<2960:IAFQFA>2.0.CO;2

Scott, N. A., & Chédin, A. (1981). A fast line-by-line method for atmospheric absorption computations: The Automatized Atmospheric Absorption Atlas. *Journal of Applied Meteorology*, *20*, 802–812. https://doi.org/10.1175/1520-0450(1981)020<0802:AFLBLM>2.0.CO;2

Sherwood, S. C., Bony, S., Boucher, O., Bretherton, C., Forster, P. M., Gregory, J. M., & Stevens, B. (2015). Adjustments in the forcing-feedback framework for understanding climate change. *Bulletin of the American Meteorological Society*, *96*, 217–228. https://doi.org/10.1175/BAMS-D-13-00167.1

Shine, K. P., & Myhre, G. (2020). The spectral nature of stratospheric temperature adjustment and its application to halocarbon radiative forcing. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, *12*, e2019MS001951. https://doi.org/10.1029/2019MS001951

Smith, C. J., Kramer, R. J., Myhre, G., Forster, P. M., Soden, B. J., Andrews, T., et al. (2018). Understanding rapid adjustments to diverse forcing agents. *Geophysical Research Letters*, *45*, 12,023–12,031. https://doi.org/10.1029/2018GL079826

Smith, C. J., Kramer, R. J., & Sima, A. (2020). The HadGEM3-GA7.1 radiative kernel: the importance of a well-resolved stratosphere. *Earth System Science Data*, *12*(3), 2157–2168. https://doi.org/10.5194/essd-12-2157-2020

Soden, B. J., Collins, W. D., & Feldman, D. R. (2018). Reducing uncertainties in climate models. *Science*, *361*(6400), 326–327. https://doi.org/10.1126/science.aau1864

Walters, D., Baran, A. J., Boutle, I., Brooks, M., Earnshaw, P., Edwards, J., et al. (2019). The Met office unified model global atmosphere 7.0/7.1 and JULES global land 7.0 configurations. *Geoscientific Model Development*, *12*(5), 1909–1963. https://doi.org/10.5194/gmd-12-1909-2019

Webb, M. J., Andrews, T., Bodas-Salcedo, A., Bony, S., Bretherton, C. S., Chadwick, R., et al. (2017). The cloud feedback model intercomparison project (CFMIP) contribution to CMIP6. *Geoscientific Model Development*, *10*(1), 359–384. https://doi.org/10.5194/gmd-10-359-2017

Wilcox, L. J., Hoskins, B. J., & Shine, K. P. (2011). A global blended tropopause based on ERA data. Part I: Climatology. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *138*(664), 561–575. https://doi.org/10.1002/qj.951

Zhao, M., Golaz, J.-C., Held, I. M., Guo, H., Balaji, V., Benson, R., et al. (2018). The GFDL global atmosphere and land model AM4. 0/LM4. 0: 2. Model description, sensitivity studies, and tuning strategies. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, *10*, 735–769. https://doi.org/10.1002/2017MS001209

Annexe B

Figures complémentaires du chapitre 3

Cette annexe présente les figures complémentaires du chapitre 3 portant sur l'étude de sensibilité.

B.1 Sensibilité de l'OLR aux variations de paramètres géophysiques

Atmosphère moyenne de la classe *Tropical*

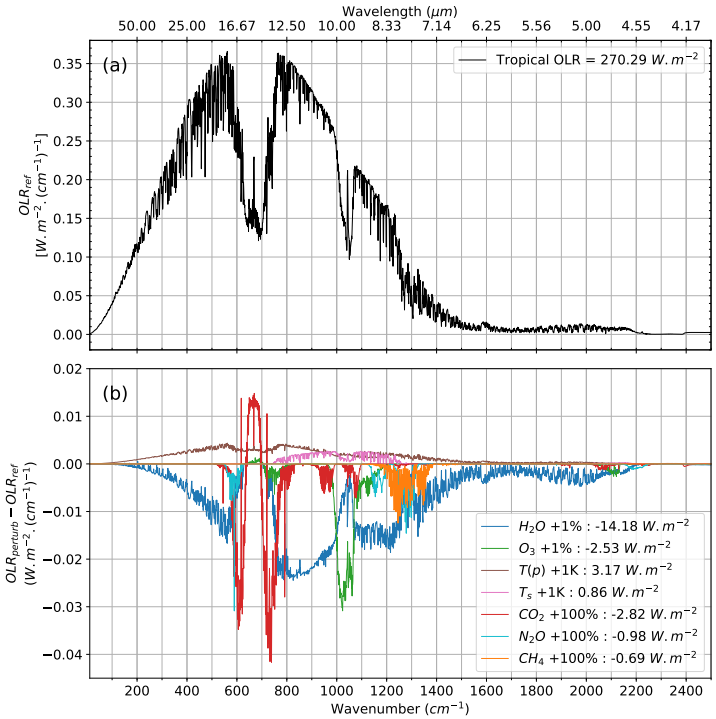


FIGURE B.1 – OLR (a) et sensibilité ΔOLR_ν (b) aux différentes perturbations de paramètres atmosphériques et de surface pour l'atmosphère moyenne *Tropical* de TIGR.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 1*

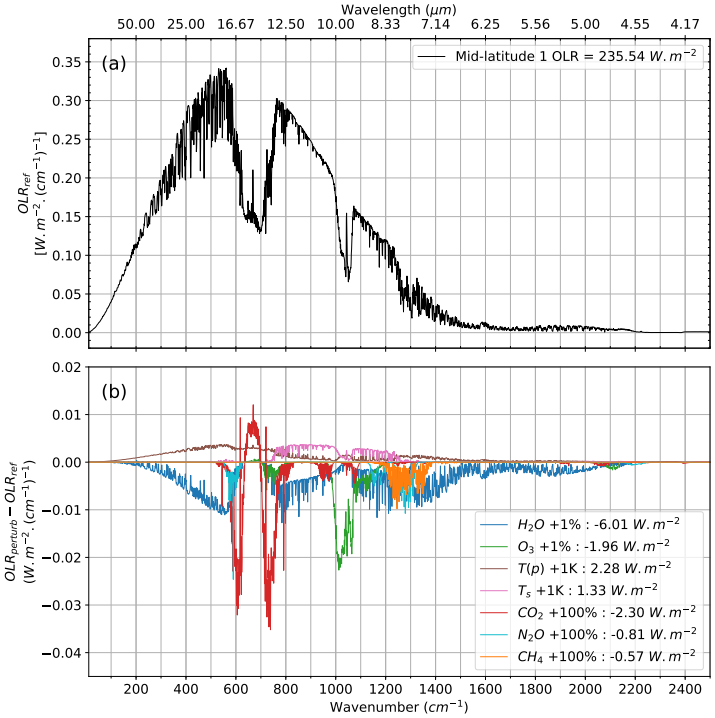


FIGURE B.2 – OLR (a) et sensibilité ΔOLR_ν (b) aux différentes perturbations de paramètres atmosphériques et de surface pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 1* de TIGR.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 2*

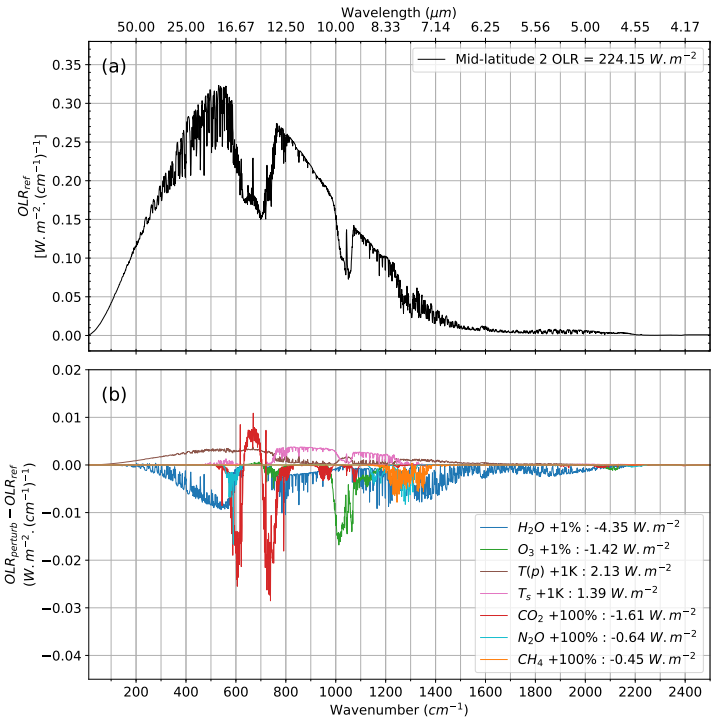


FIGURE B.3 – OLR (a) et sensibilité ΔOLR_ν (b) aux différentes perturbations de paramètres atmosphériques et de surface pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 2* de TIGR.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 1*

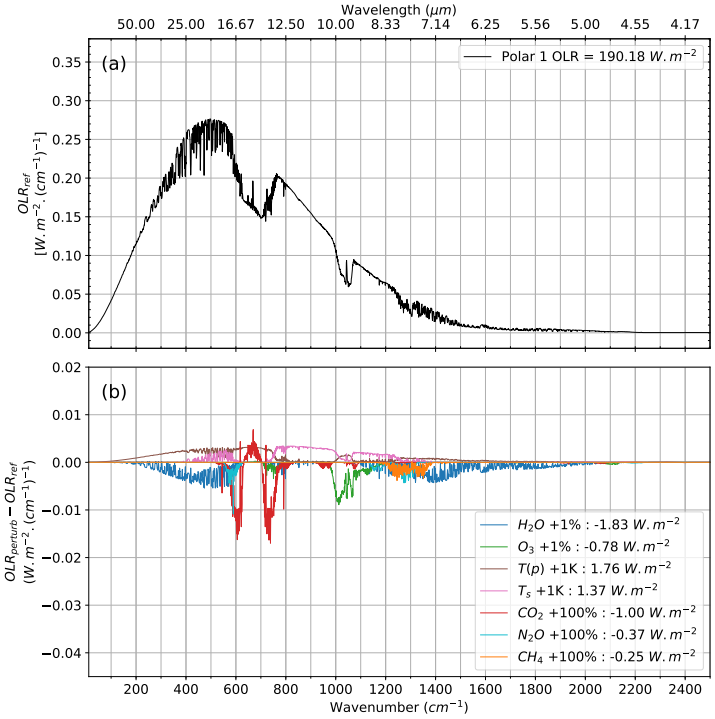


FIGURE B.4 – OLR (a) et sensibilité ΔOLR_ν (b) aux différentes perturbations de paramètres atmosphériques et de surface pour l'atmosphère moyenne *Polar 1* de TIGR.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 2*

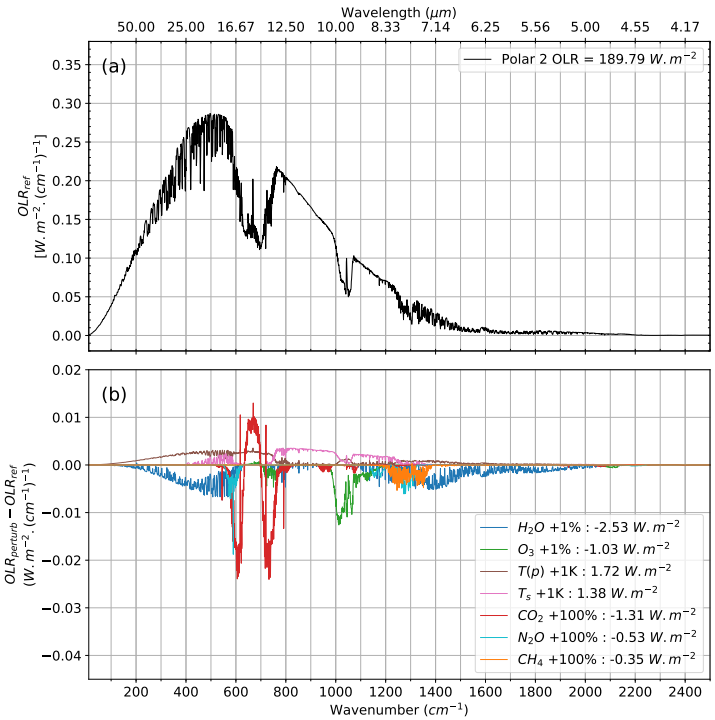


FIGURE B.5 – OLR (a) et sensibilité ΔOLR_ν (b) aux différentes perturbations de paramètres atmosphériques et de surface pour l'atmosphère moyenne *Polar 2* de TIGR.

B.2 Sensibilité du taux de chauffage vertical aux variations de paramètres géophysiques

B.2.1 Sensibilité à la température de surface

Atmosphère moyenne de la classe *Tropical*

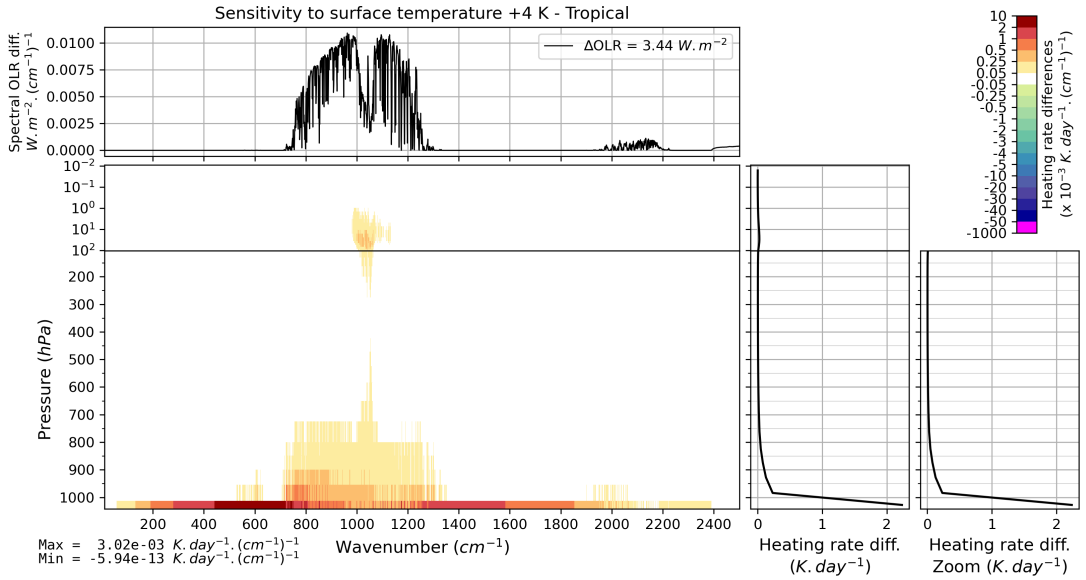


FIGURE B.6 – Effet d'une perturbation de 4 K de la température de surface sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Tropical* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 1*

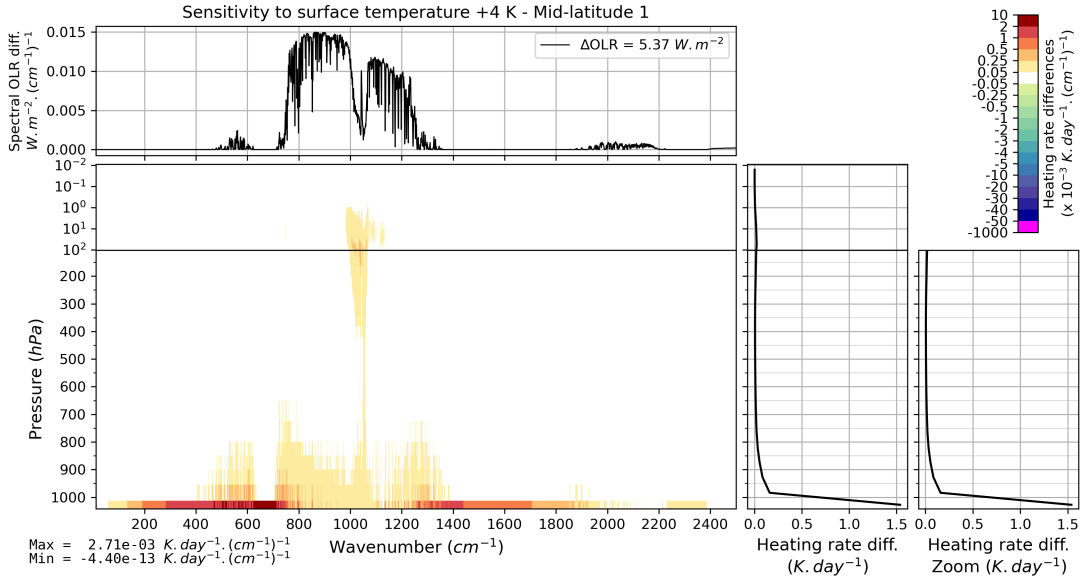


FIGURE B.7 – Effet d'une perturbation de 4 K de la température de surface sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 2*

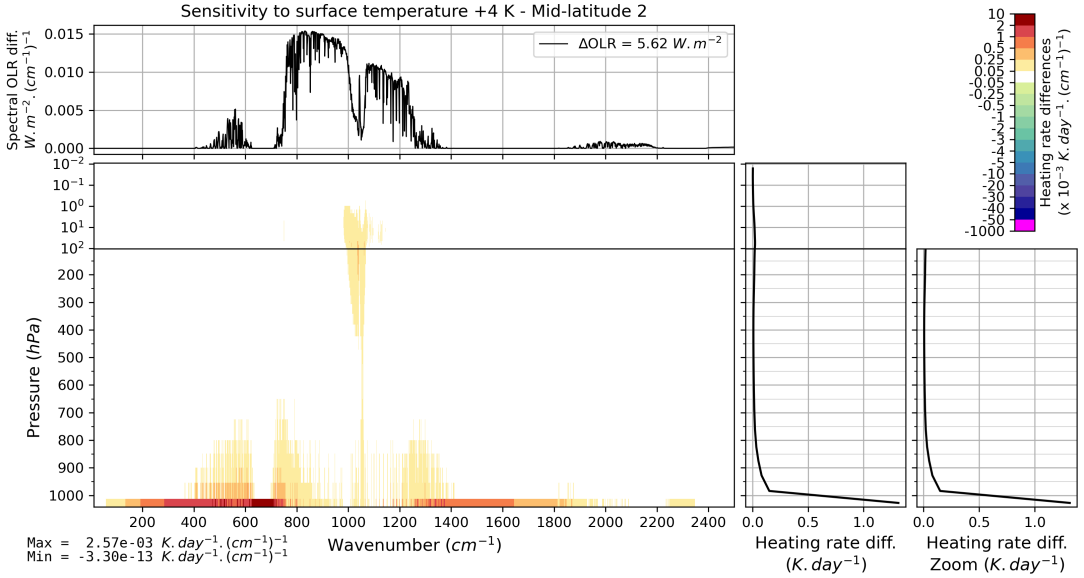


FIGURE B.8 – Effet d'une perturbation de 4 K de la température de surface sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 2* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 1*

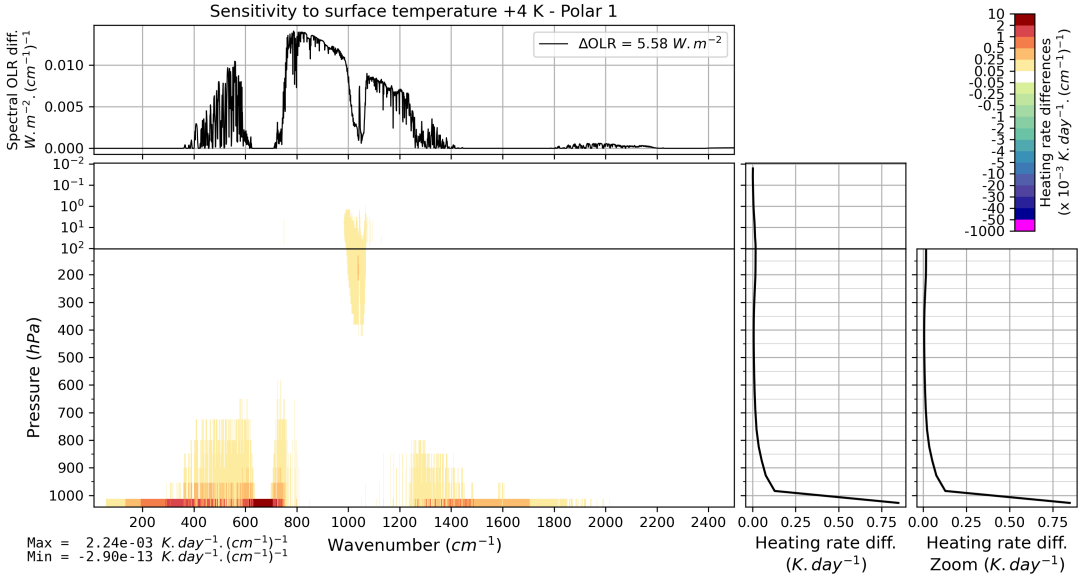


FIGURE B.9 – Effet d'une perturbation de 4 K de la température de surface sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 2*

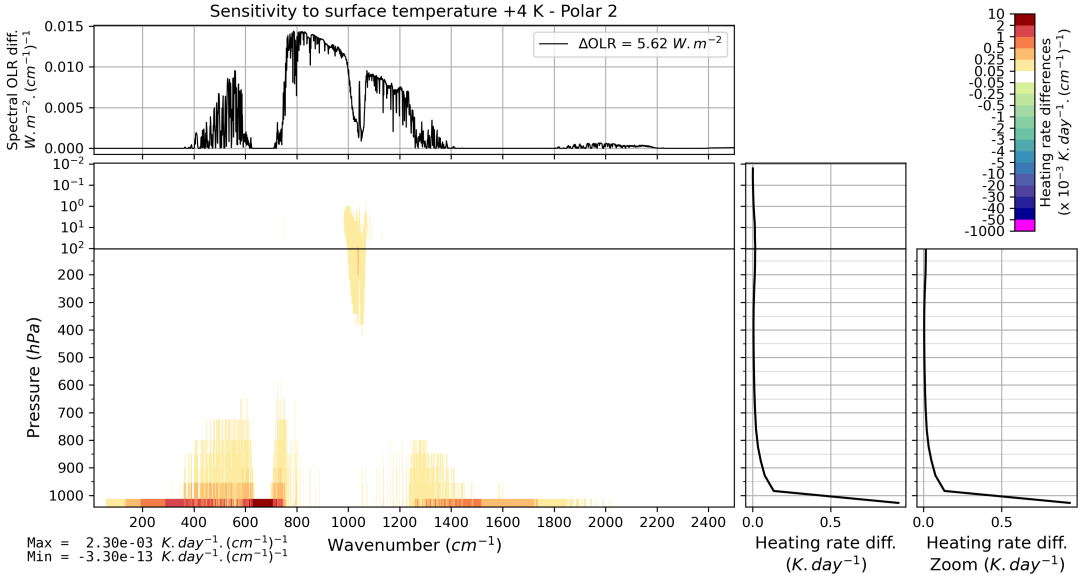


FIGURE B.10 – Effet d'une perturbation de 4 K de la température de surface sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 2* de TIGR 2000.

B.2.2 Sensibilité à la température de l'atmosphère

Atmosphère moyenne de la classe *Tropical*

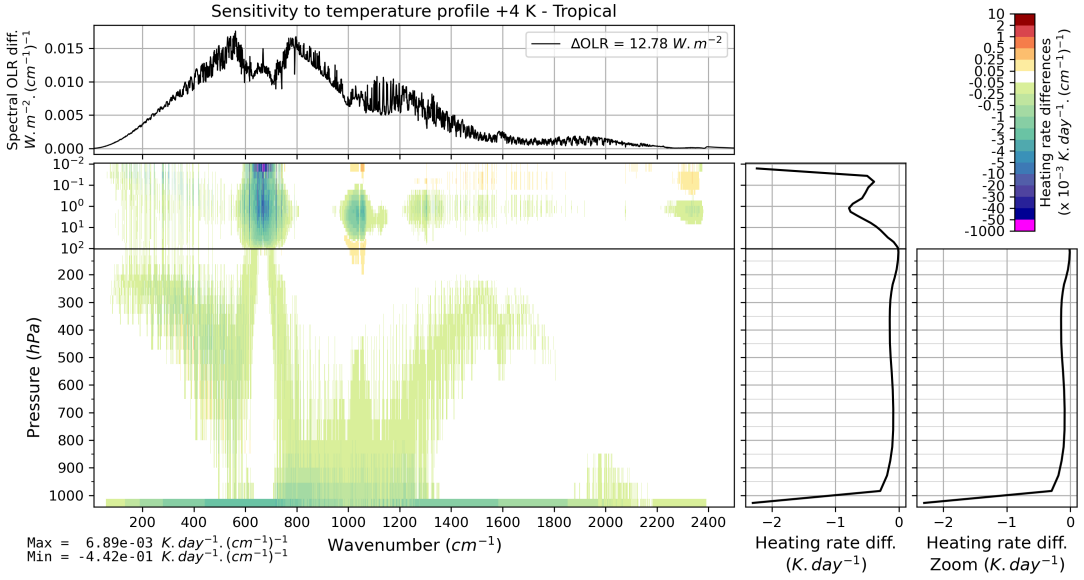


FIGURE B.11 – Effet d'une perturbation uniforme de 4 K de la température de l'atmosphère sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Tropical* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 1*

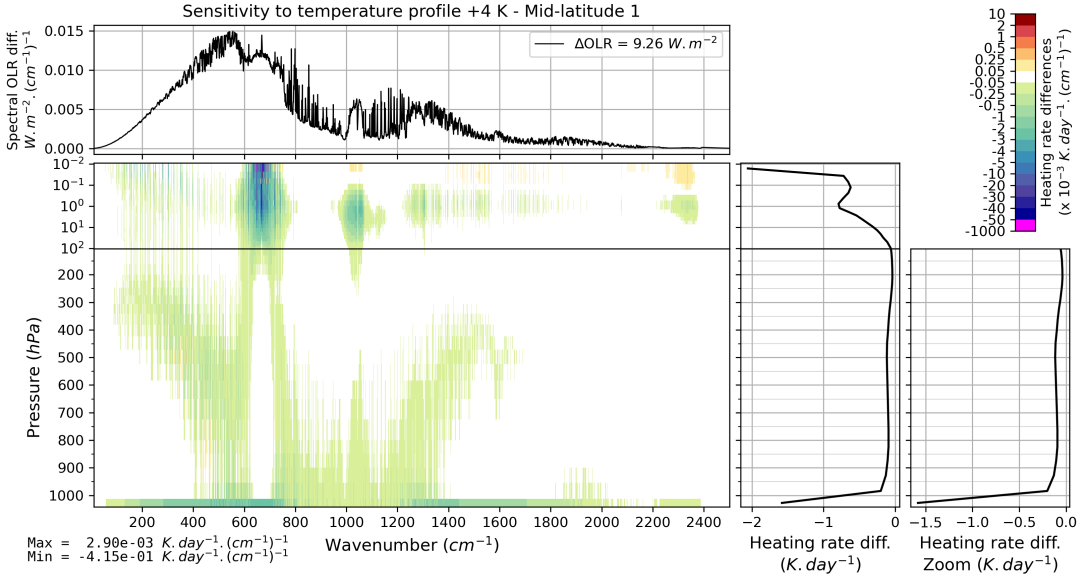


FIGURE B.12 – Effet d'une perturbation uniforme de 4 K de la température de l'atmosphère sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 2*

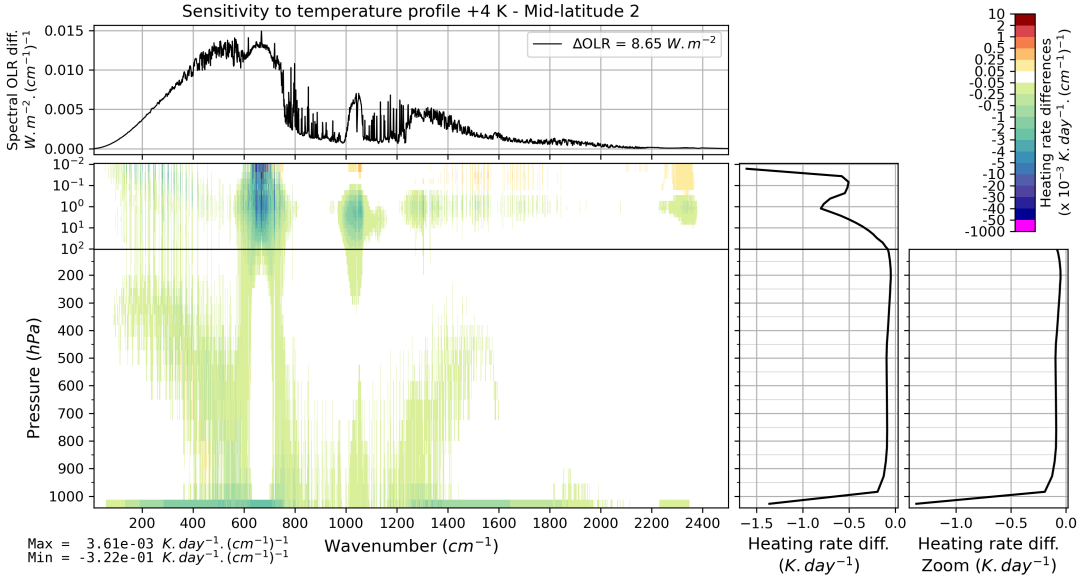


FIGURE B.13 – Effet d'une perturbation uniforme de 4 K de la température de l'atmosphère sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 2* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 1*

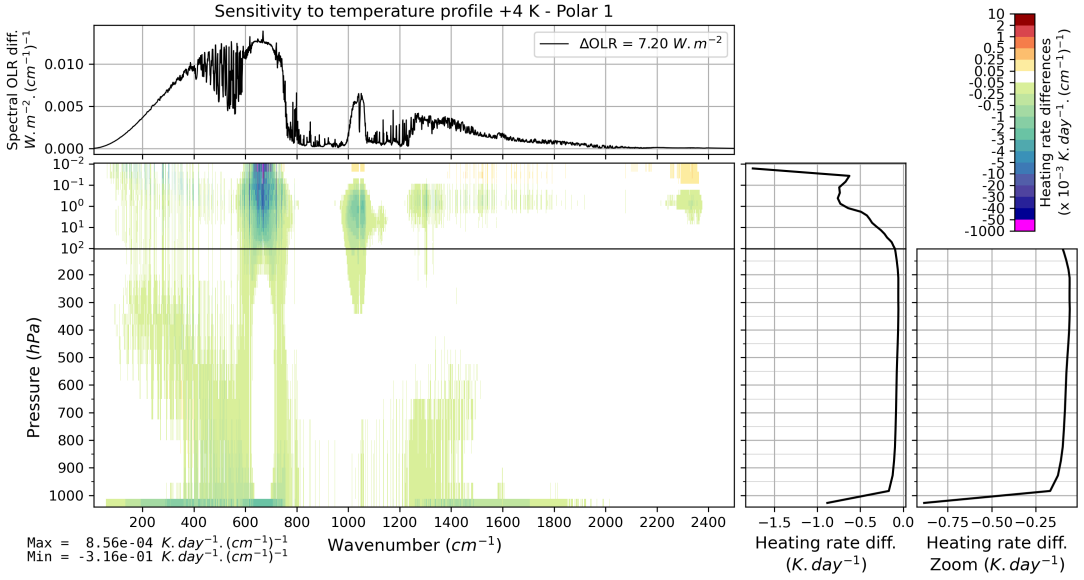


FIGURE B.14 – Effet d'une perturbation uniforme de 4 K de la température de l'atmosphère sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 2*

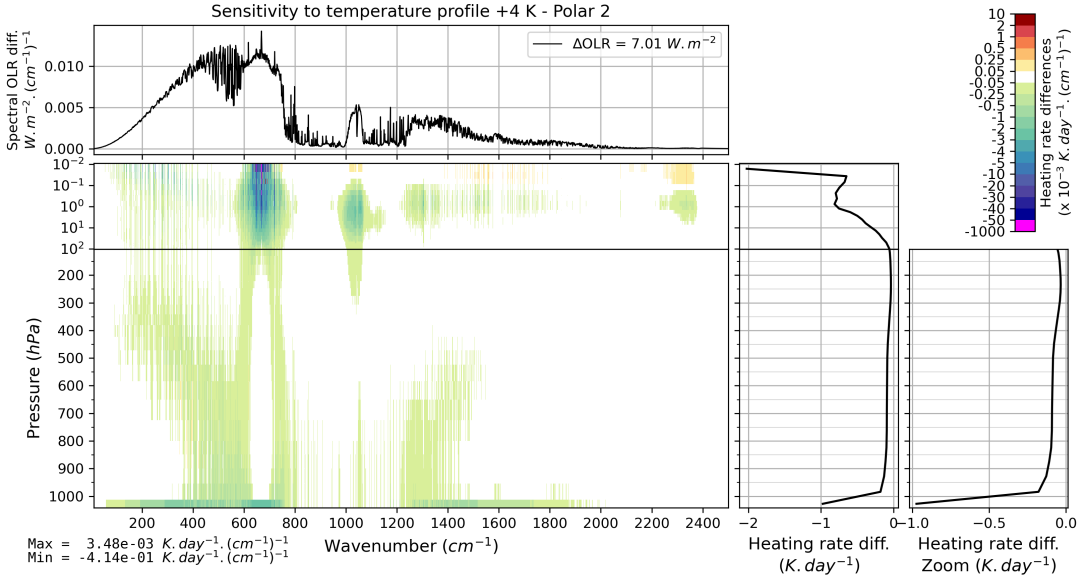


FIGURE B.15 – Effet d'une perturbation uniforme de 4 K de la température de l'atmosphère sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 2* de TIGR 2000.

B.2.3 Sensibilité à la concentration de CO_2

Atmosphère moyenne de la classe *Tropical*

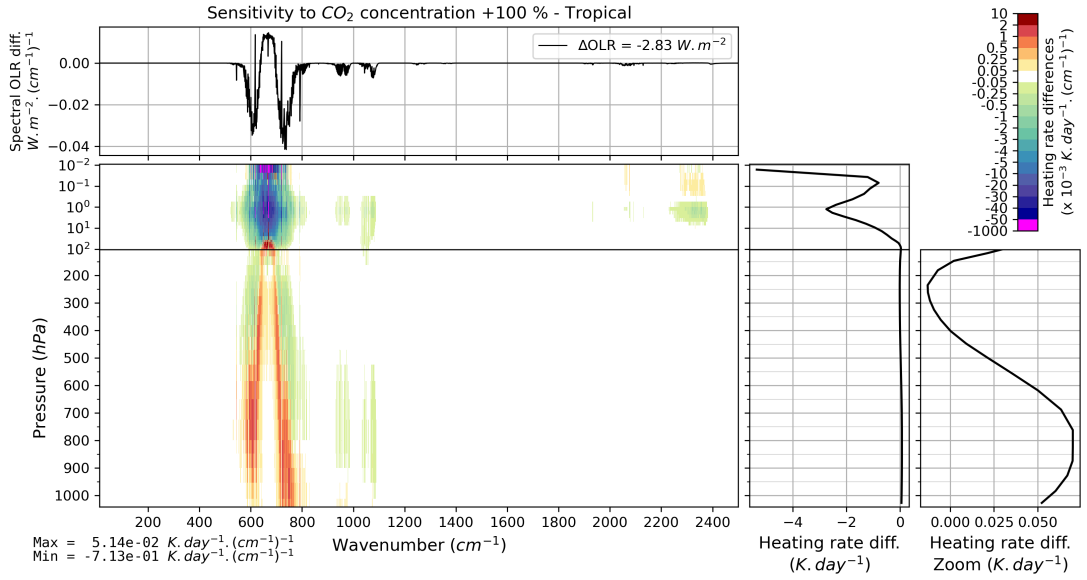


FIGURE B.16 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CO_2 (de 395 à 790 ppmv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Tropical* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 1*

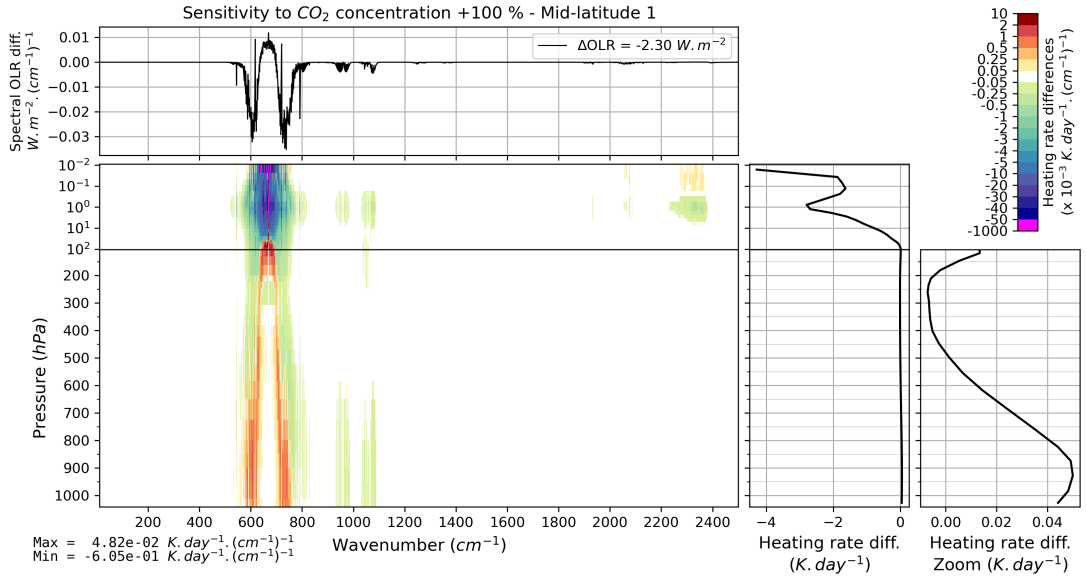


FIGURE B.17 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CO_2 (de 395 à 790 ppmv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 2*

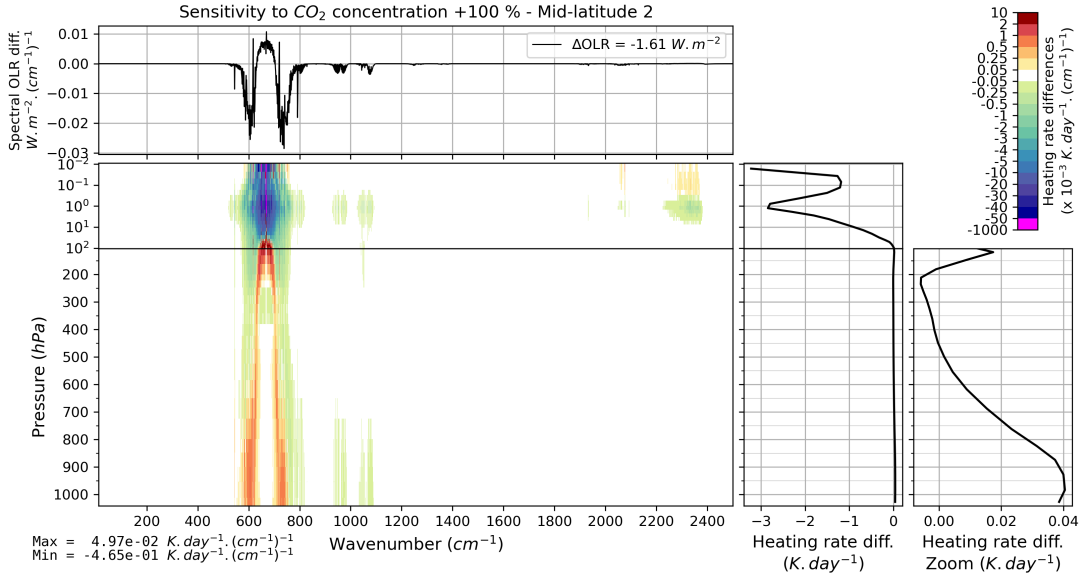


FIGURE B.18 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CO_2 (de 395 à 790 ppmv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 2* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 1*

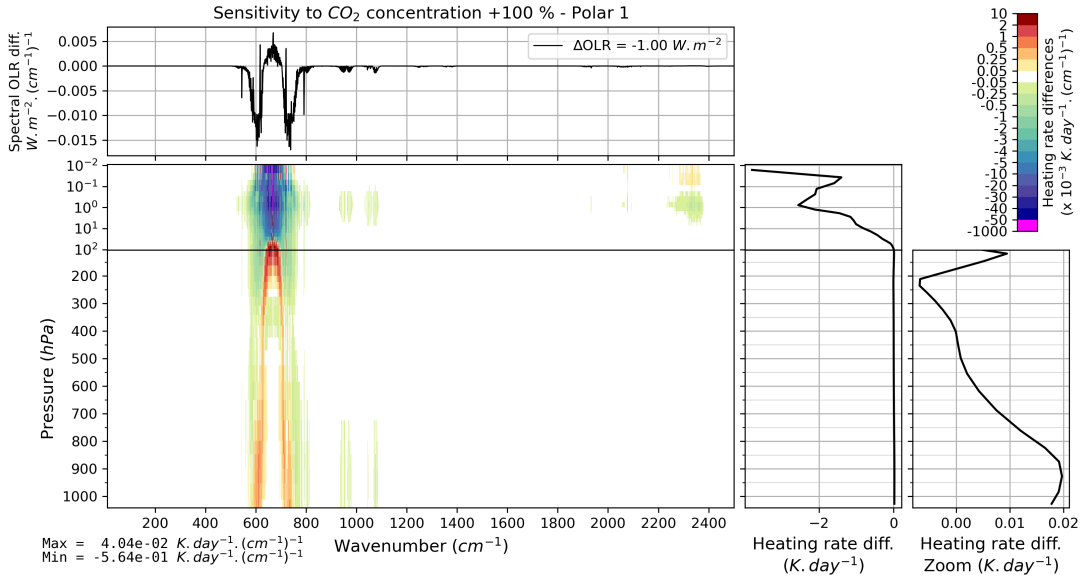


FIGURE B.19 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CO_2 (de 395 à 790 ppmv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 2*

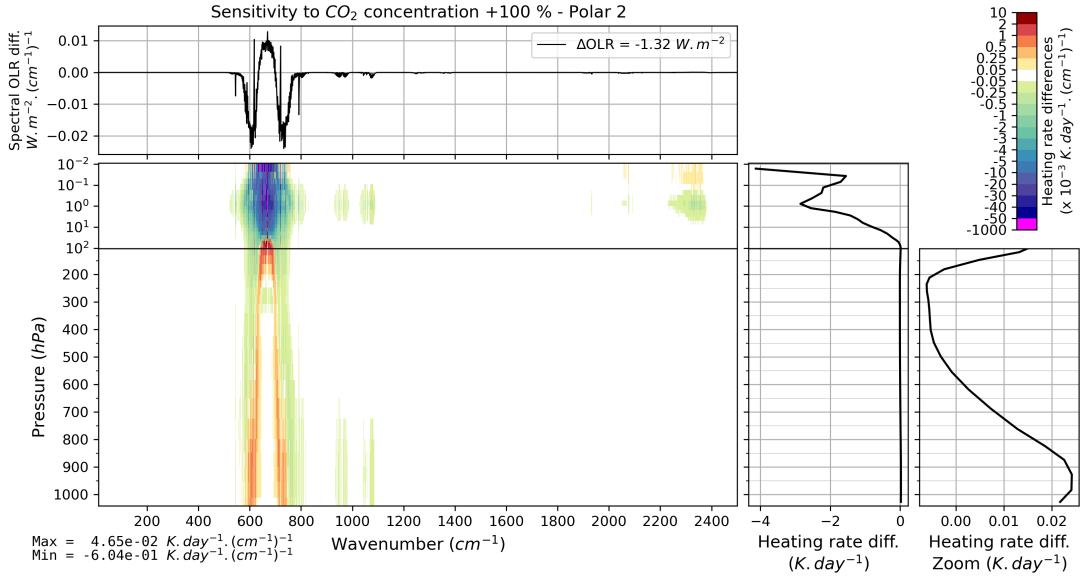


FIGURE B.20 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CO_2 (de 395 à 790 ppmv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 2* de TIGR 2000.

B.2.4 Sensibilité à la concentration de CH_4

Atmosphère moyenne de la classe *Tropical*

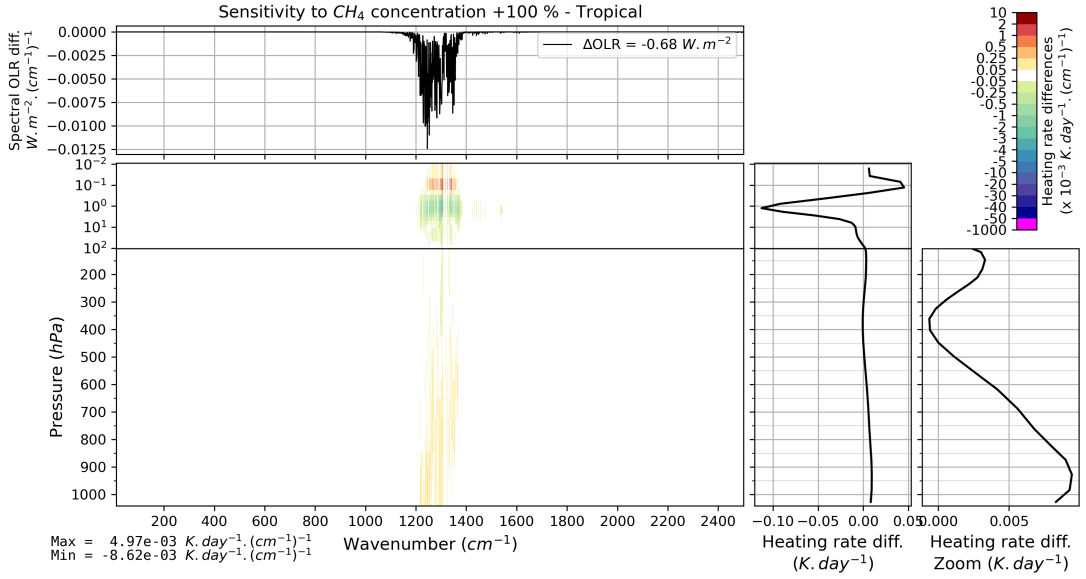


FIGURE B.21 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CH_4 (de 1860 à 3720 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Tropical* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 1*

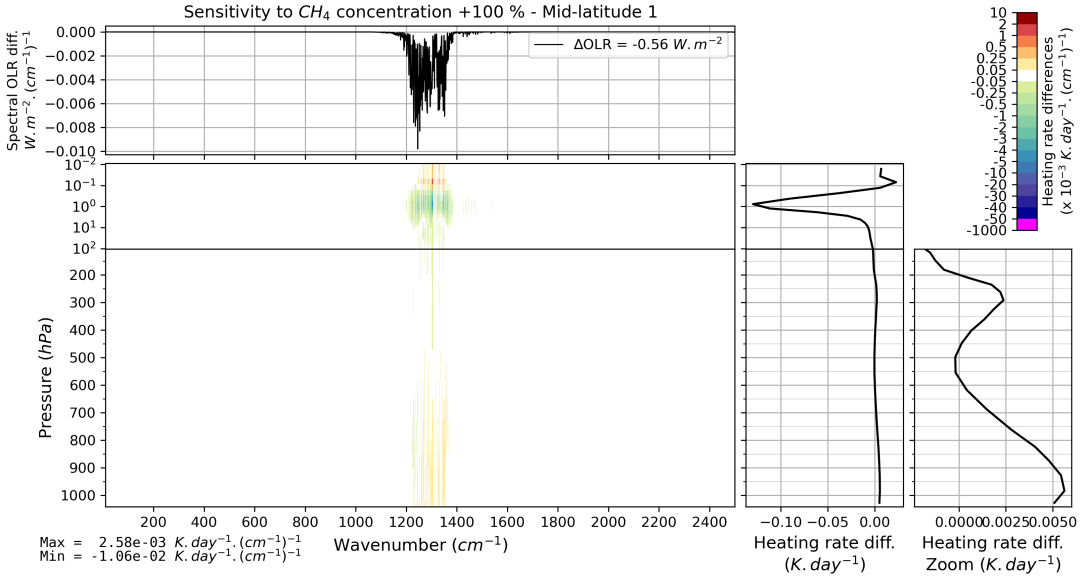


FIGURE B.22 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CH_4 (de 1860 à 3720 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 2*

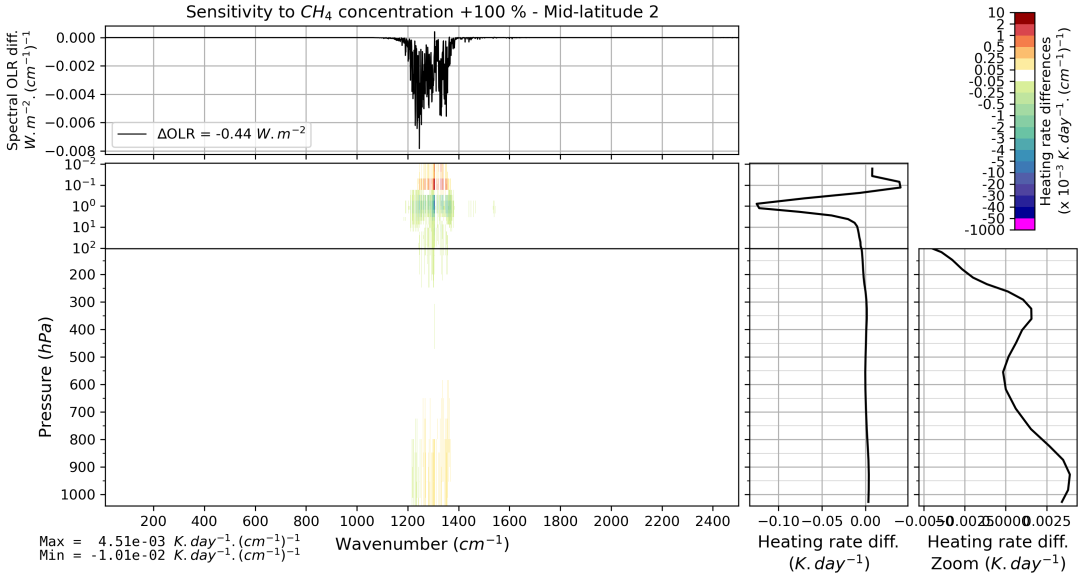


FIGURE B.23 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CH_4 (de 1860 à 3720 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 2* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 1*

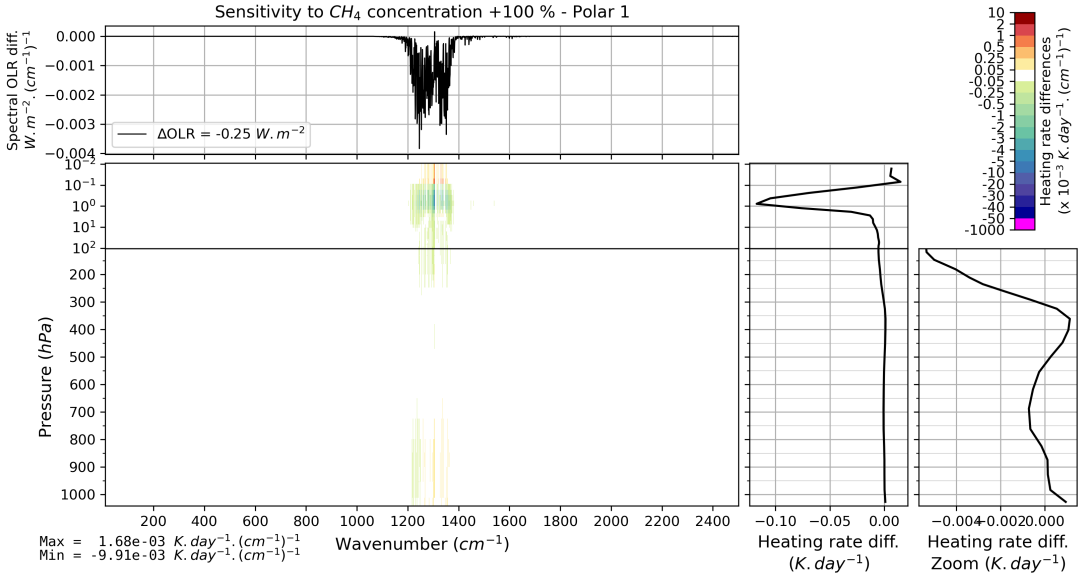


FIGURE B.24 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CH_4 (de 1860 à 3720 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 2*

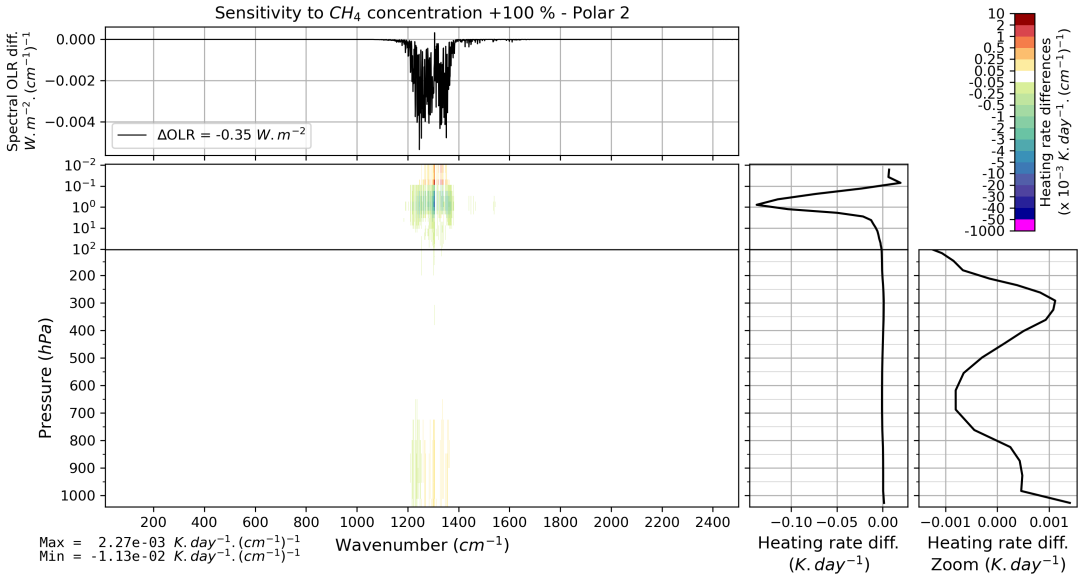


FIGURE B.25 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de CH_4 (de 1860 à 3720 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 2* de TIGR 2000.

B.2.5 Sensibilité à la concentration de N_2O

Atmosphère moyenne de la classe *Tropical*

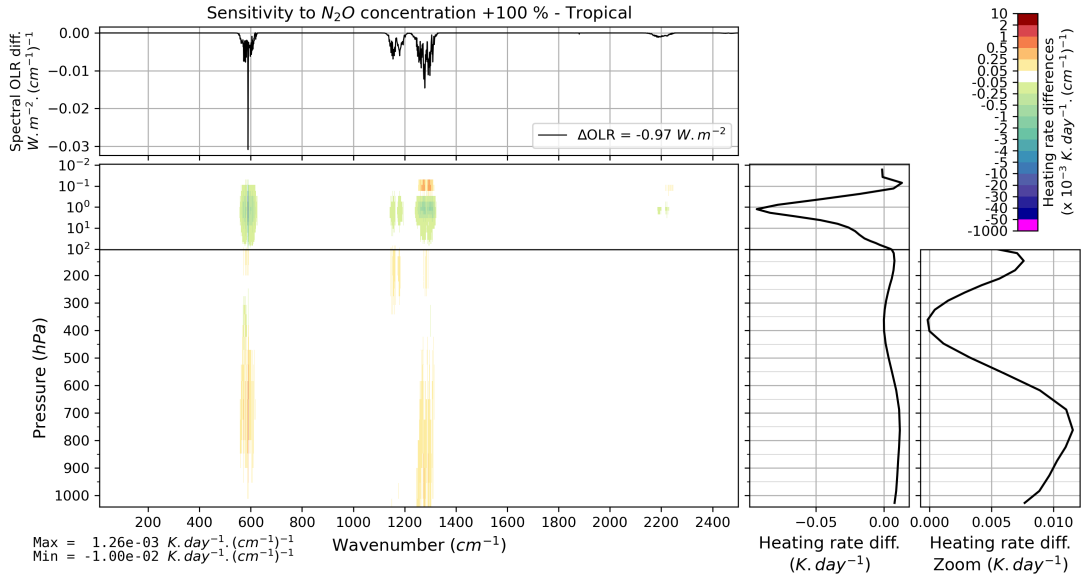


FIGURE B.26 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de N_2O (de 324 à 648 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Tropical* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 1*

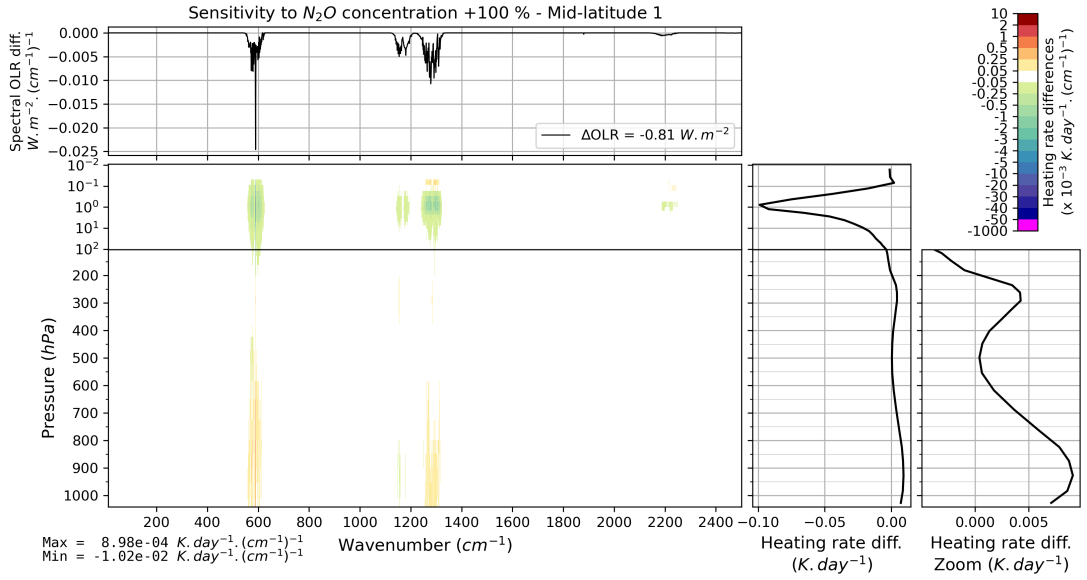


FIGURE B.27 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de N_2O (de 324 à 648 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 2*

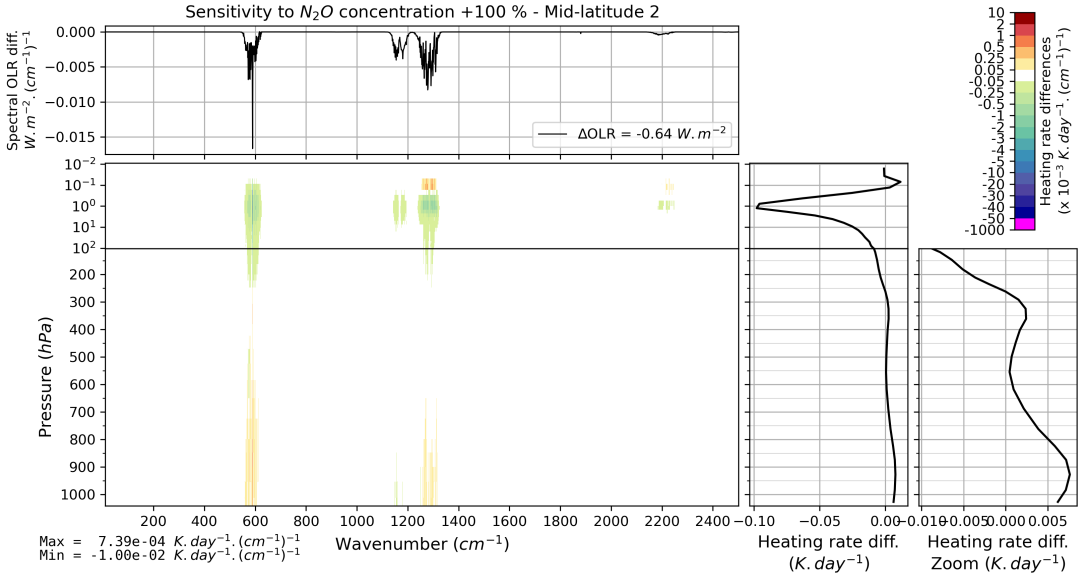


FIGURE B.28 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de N_2O (de 324 à 648 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 2* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 1*

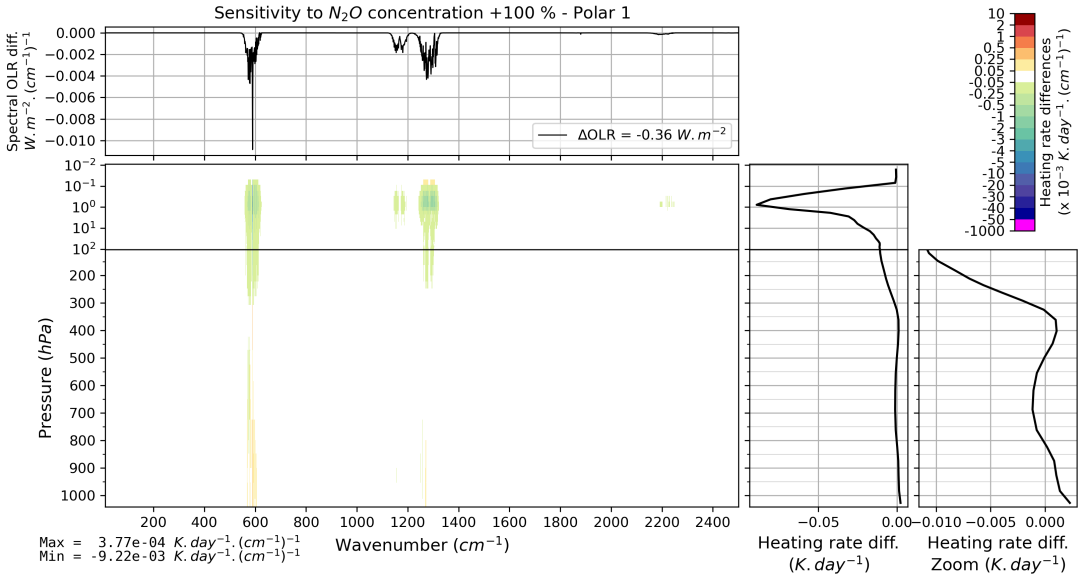


FIGURE B.29 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de N_2O (de 324 à 648 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 2*

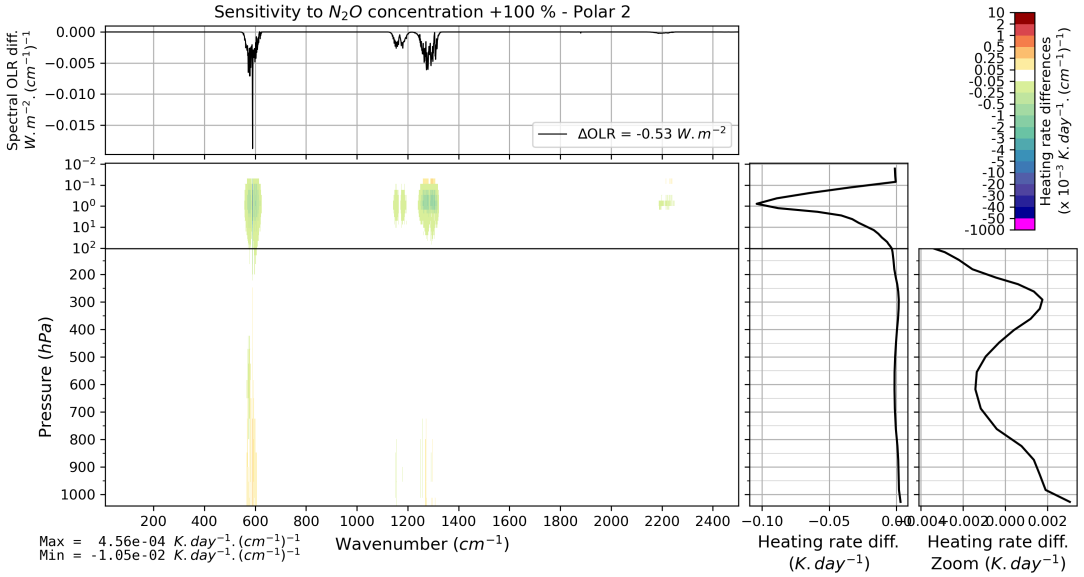


FIGURE B.30 – Effet d'un doublement verticalement uniforme de la concentration de N_2O (de 324 à 648 ppbv) sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 2* de TIGR 2000.

B.2.6 Sensibilité à la concentration de H_2O

Atmosphère moyenne de la classe *Tropical*

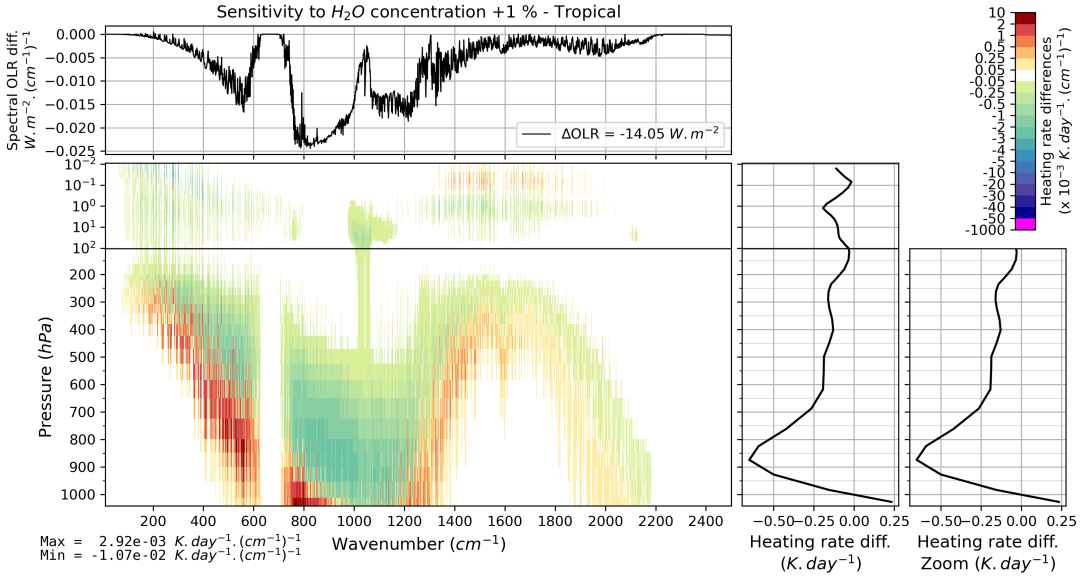


FIGURE B.31 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration de vapeur d'eau sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Tropical* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 1*

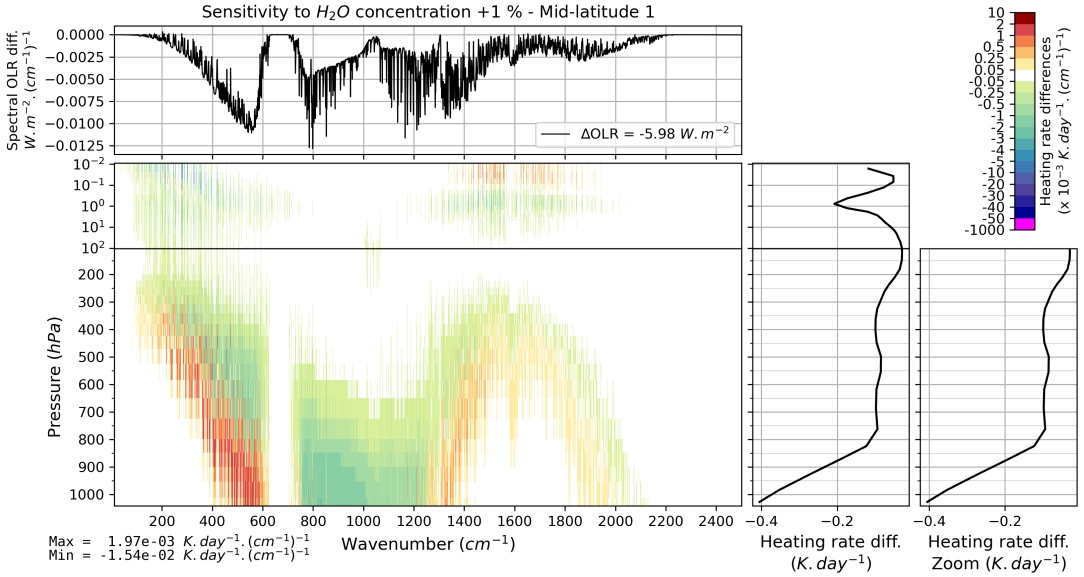


FIGURE B.32 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration de vapeur d'eau sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 2*

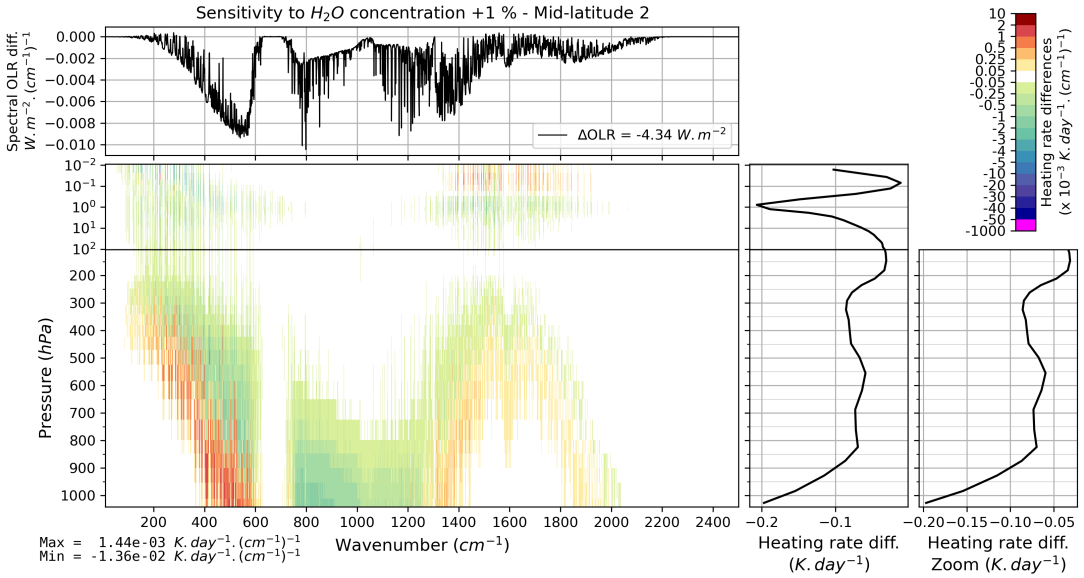


FIGURE B.33 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration de vapeur d'eau sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 2* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 1*

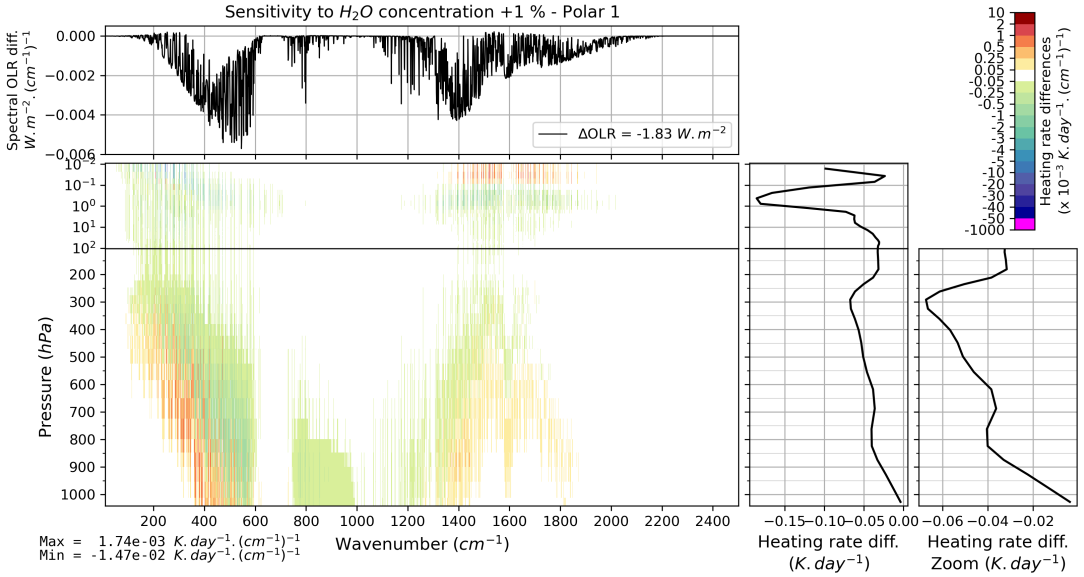


FIGURE B.34 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration de vapeur d'eau sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 2*

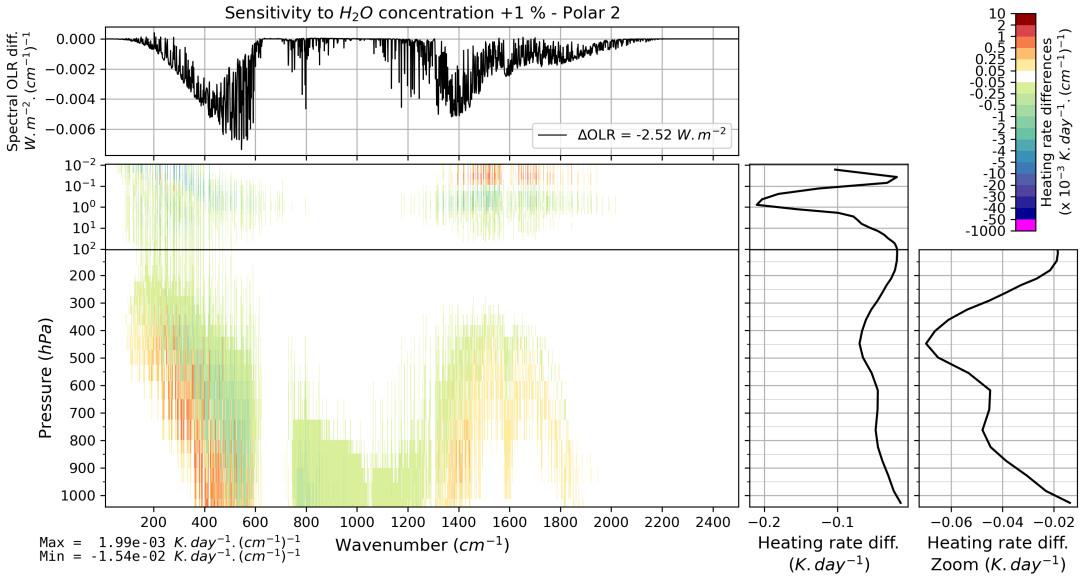


FIGURE B.35 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration de vapeur d'eau sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 2* de TIGR 2000.

B.2.7 Sensibilité à la concentration d'O_3

Atmosphère moyenne de la classe *Tropical*

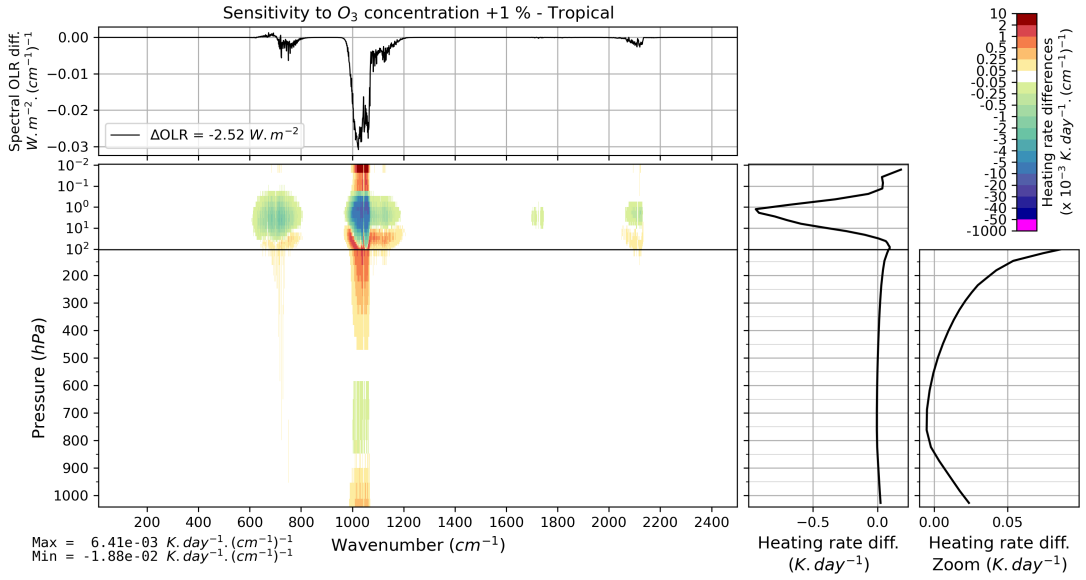


FIGURE B.36 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration d'ozone sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Tropical* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 1*

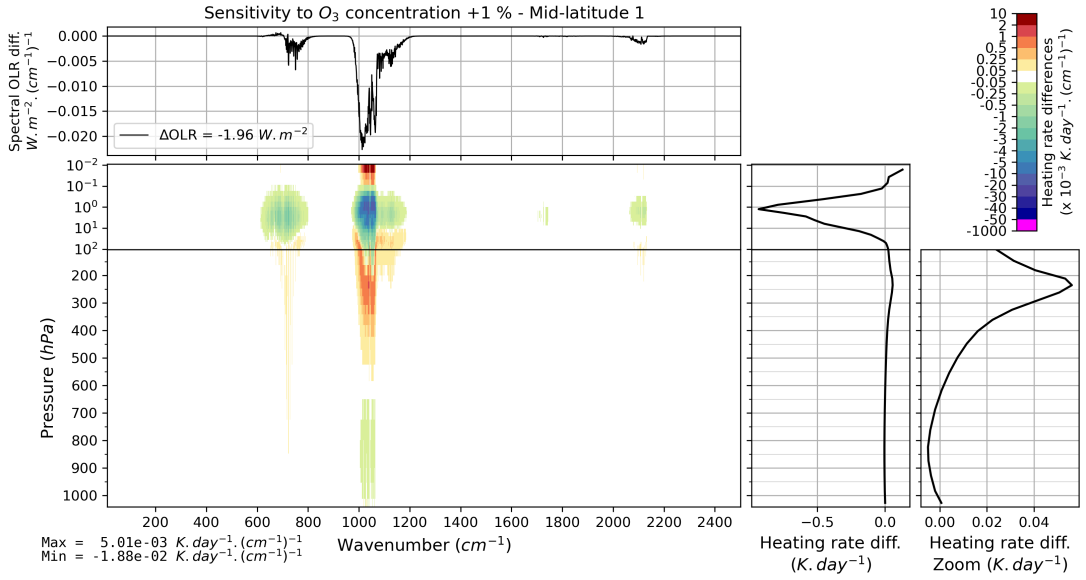


FIGURE B.37 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration d'ozone sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 2*

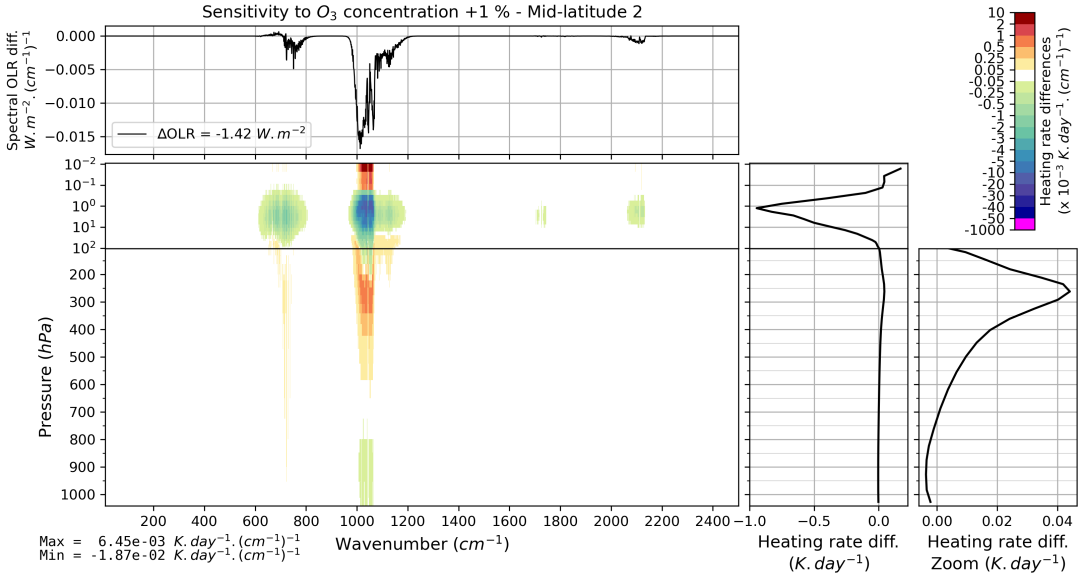


FIGURE B.38 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration d'ozone sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 2* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 1*

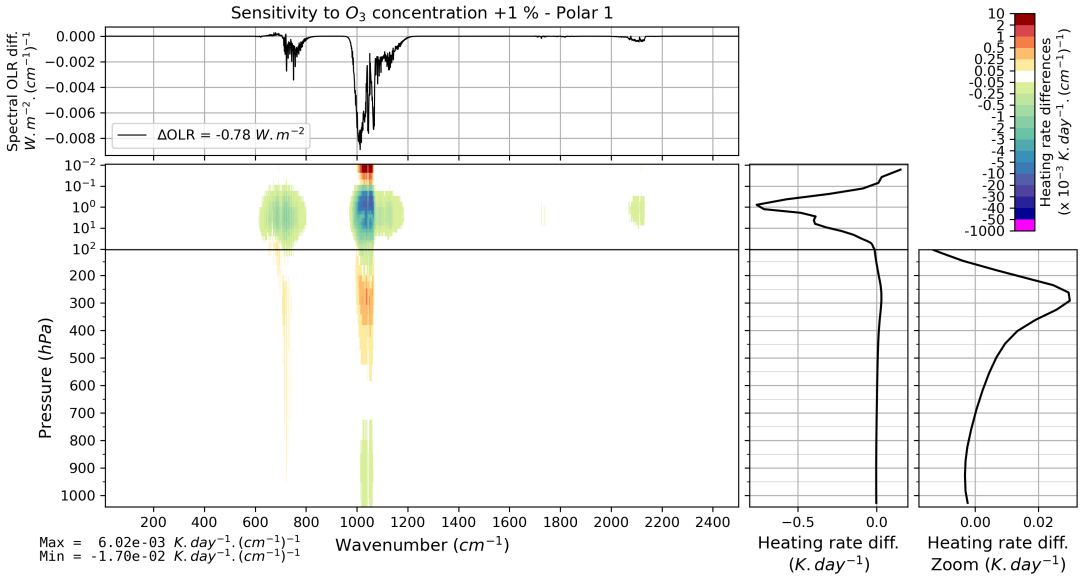


FIGURE B.39 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration d'ozone sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 1* de TIGR 2000.

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 2*

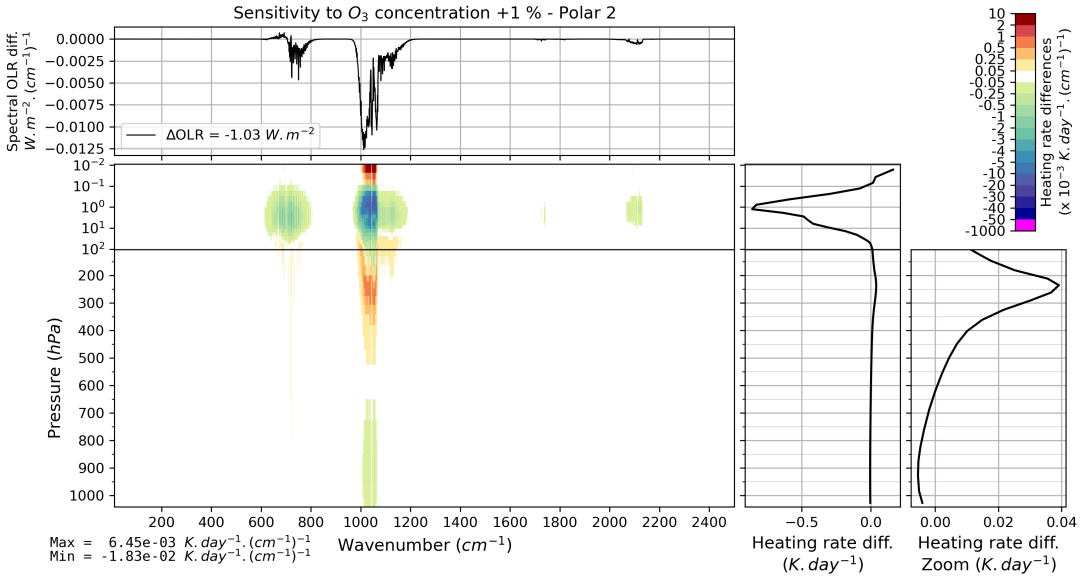


FIGURE B.40 – Effet d'une augmentation verticalement uniforme de 1 % de la concentration d'ozone sur l'OLR et le taux de chauffage vertical pour l'atmosphère moyenne *Polar 2* de TIGR 2000.

B.3 Variations de l'OLR attendues sur la période d'observation IASI

Atmosphère moyenne de la classe *Tropical*

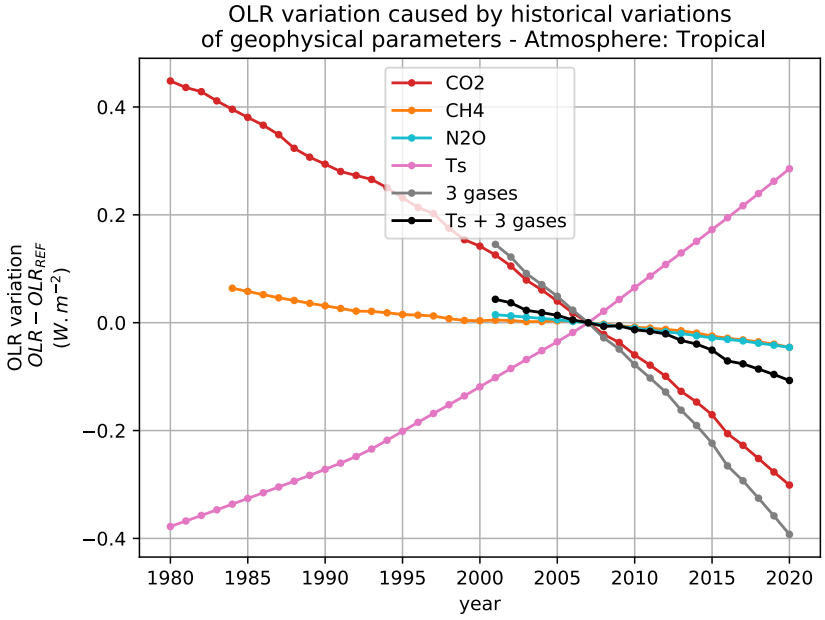


FIGURE B.41 – Variations de l'OLR par rapport à 2007 estimées à partir des variations historiques de température de surface et des concentrations des gaz à effet de serre (pris individuellement ou combinés) pour l'atmosphère moyenne *Tropical* de TIGR 2000

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 1*

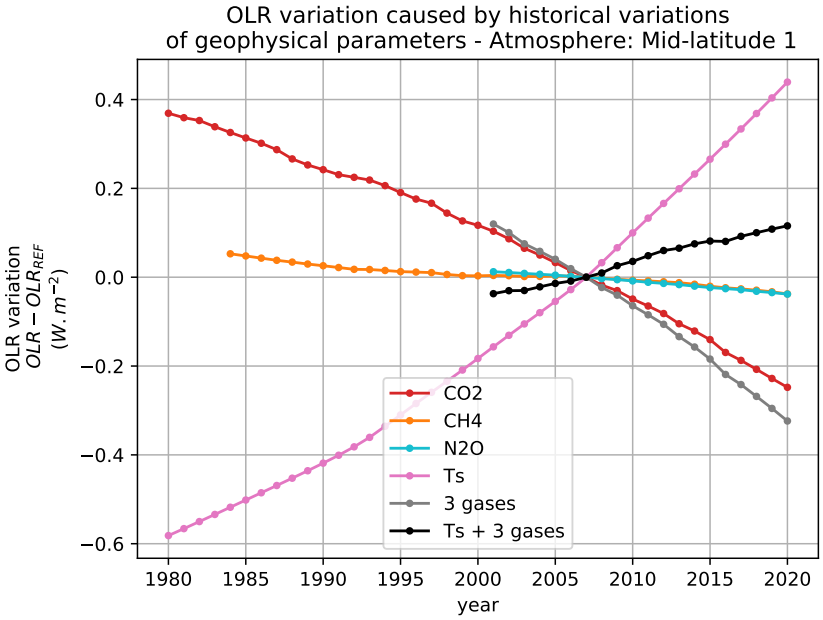


FIGURE B.42 – Variations de l'OLR par rapport à 2007 estimées à partir des variations historiques de température de surface et des concentrations des gaz à effet de serre (pris individuellement ou combinés) pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 1* de TIGR 2000

Atmosphère moyenne de la classe *Mid-latitude 2*

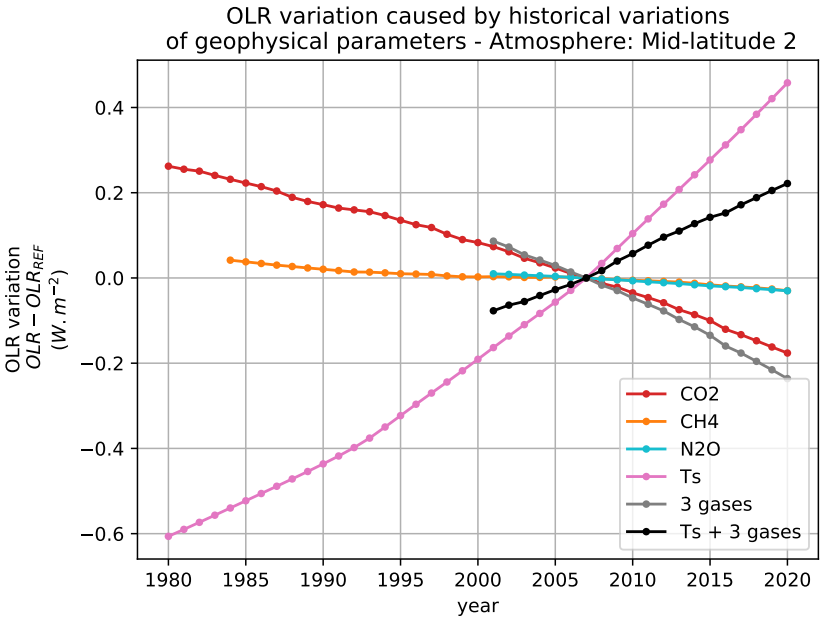


FIGURE B.43 – Variations de l'OLR par rapport à 2007 estimées à partir des variations historiques de température de surface et des concentrations des gaz à effet de serre (pris individuellement ou combinés) pour l'atmosphère moyenne *Mid-latitude 2* de TIGR 2000

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 1*

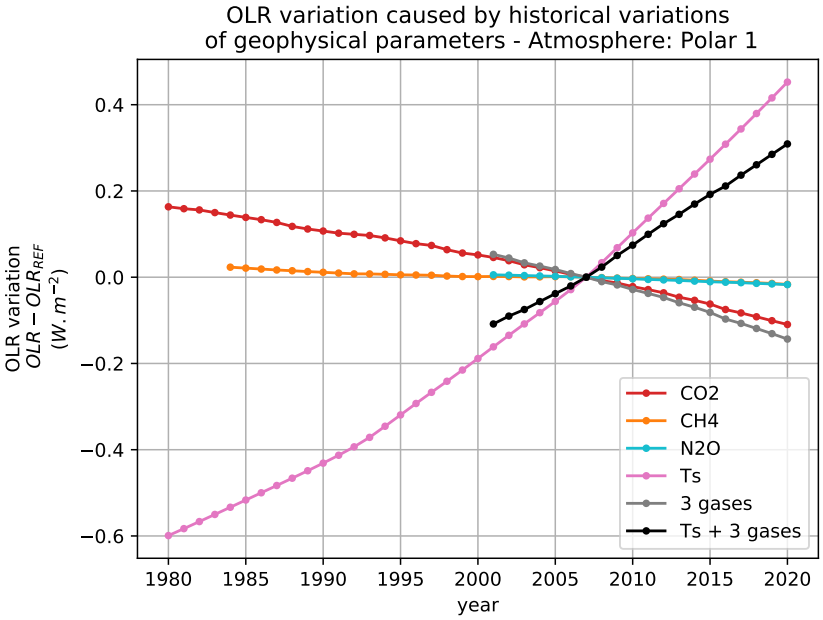


FIGURE B.44 – Variations de l'OLR par rapport à 2007 estimées à partir des variations historiques de température de surface et des concentrations des gaz à effet de serre (pris individuellement ou combinés) pour l'atmosphère moyenne *Polar 1* de TIGR 2000

Atmosphère moyenne de la classe *Polar 2*

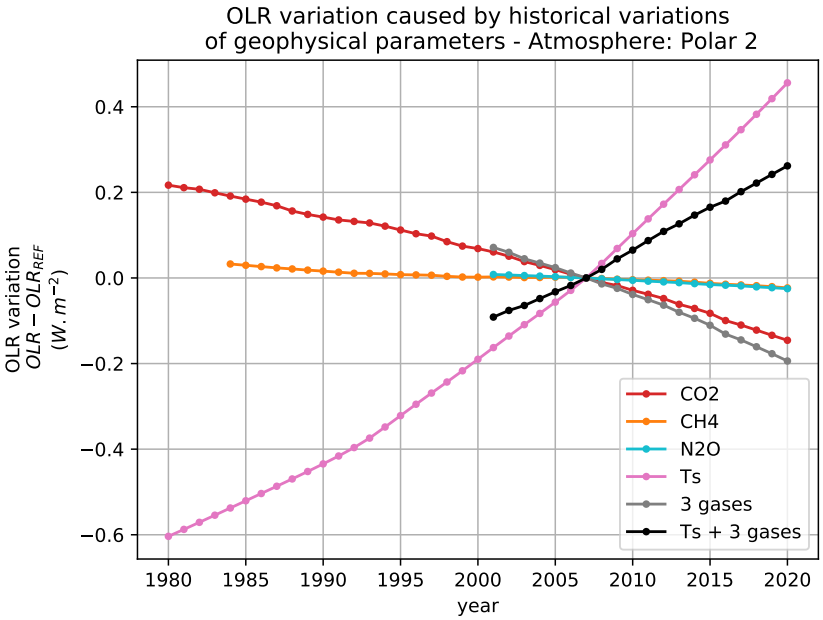


FIGURE B.45 – Variations de l'OLR par rapport à 2007 estimées à partir des variations historiques de température de surface et des concentrations des gaz à effet de serre (pris individuellement ou combinés) pour l'atmosphère moyenne *Polar 2* de TIGR 2000

Annexe C

Table des concentrations des gaz de RFMIP

Cette annexe présente aux pages suivantes, les tables contenant les concentrations des gaz de la base RFMIP.

TABLE C.1 – Concentration des gaz de la base de données RFMIP donnée en fraction volumique (sans unité) pour les scénarios 1 à 6. Les gaz présentés en rose ont été implémentés dans 4A/OP.

Expt. no.	1	2	3	4	5	6
Expt. Label	PD	PI	4xCO2	"future"	0.5xCO2	2xCO2
Oxygen	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$
Nitrogen	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$
Carbon monoxide	$1.200\ 10^{-7}$	$1.000\ 10^{-8}$	$1.200\ 10^{-7}$	$1.800\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$
CFC-12	$5.206\ 10^{-10}$	–	$5.206\ 10^{-10}$	$2.212\ 10^{-10}$	$5.206\ 10^{-10}$	$5.206\ 10^{-10}$
Methyl bromide	$6.686\ 10^{-12}$	$5.300\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$	$5.158\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$
Carbon dioxide	$3.975\ 10^{-4}$	$2.843\ 10^{-4}$	$1.137\ 10^{-3}$	$1.067\ 10^{-3}$	$1.422\ 10^{-4}$	$5.686\ 10^{-4}$
CFC-113	$7.271\ 10^{-11}$	–	$7.271\ 10^{-11}$	$2.818\ 10^{-11}$	$7.271\ 10^{-11}$	$7.271\ 10^{-11}$
HFC-245fa	$2.047\ 10^{-12}$	–	$2.047\ 10^{-12}$	$3.964\ 10^{-11}$	$2.047\ 10^{-12}$	$2.047\ 10^{-12}$
HCFC-142b	$2.208\ 10^{-11}$	–	$2.208\ 10^{-11}$	$6.456\ 10^{-13}$	$2.208\ 10^{-11}$	$2.208\ 10^{-11}$
HFC-23	$2.689\ 10^{-11}$	–	$2.689\ 10^{-11}$	$2.462\ 10^{-11}$	$2.689\ 10^{-11}$	$2.689\ 10^{-11}$
CFC-12eq	$1.050\ 10^{-9}$	$1.651\ 10^{-11}$	$1.050\ 10^{-9}$	$3.415\ 10^{-10}$	$1.050\ 10^{-9}$	$1.050\ 10^{-9}$
SF6	$8.221\ 10^{-12}$	–	$8.221\ 10^{-12}$	$4.142\ 10^{-11}$	$8.221\ 10^{-12}$	$8.221\ 10^{-12}$
HFC-365mfc	$7.650\ 10^{-13}$	–	$7.650\ 10^{-13}$	$4.284\ 10^{-12}$	$7.650\ 10^{-13}$	$7.650\ 10^{-13}$
Halon-2402	$4.311\ 10^{-13}$	–	$4.311\ 10^{-13}$	$4.507\ 10^{-14}$	$4.311\ 10^{-13}$	$4.311\ 10^{-13}$
CFC-11	$2.331\ 10^{-10}$	–	$2.331\ 10^{-10}$	$5.717\ 10^{-11}$	$2.331\ 10^{-10}$	$2.331\ 10^{-10}$
Nitrous oxide	$3.270\ 10^{-7}$	$2.730\ 10^{-7}$	$3.270\ 10^{-7}$	$3.894\ 10^{-7}$	$3.270\ 10^{-7}$	$3.270\ 10^{-7}$
HFC-4310mee	$2.473\ 10^{-13}$	–	$2.473\ 10^{-13}$	$3.915\ 10^{-13}$	$2.473\ 10^{-13}$	$2.473\ 10^{-13}$
Halon-1301	$3.298\ 10^{-12}$	–	$3.298\ 10^{-12}$	$1.584\ 10^{-12}$	$3.298\ 10^{-12}$	$3.298\ 10^{-12}$
HFC-152a	$7.733\ 10^{-12}$	–	$7.733\ 10^{-12}$	$6.810\ 10^{-12}$	$7.733\ 10^{-12}$	$7.733\ 10^{-12}$
HFC-125	$1.536\ 10^{-11}$	–	$1.536\ 10^{-11}$	$9.662\ 10^{-10}$	$1.536\ 10^{-11}$	$1.536\ 10^{-11}$
CFC-115	$8.429\ 10^{-12}$	–	$8.429\ 10^{-12}$	$8.704\ 10^{-12}$	$8.429\ 10^{-12}$	$8.429\ 10^{-12}$
HCFC-22	$2.295\ 10^{-10}$	–	$2.295\ 10^{-10}$	$8.569\ 10^{-13}$	$2.295\ 10^{-10}$	$2.295\ 10^{-10}$
Methyl chloride	$5.395\ 10^{-10}$	$4.570\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$	$4.873\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$
Carbon tetrachloride	$8.307\ 10^{-11}$	$2.500\ 10^{-14}$	$8.307\ 10^{-11}$	$6.083\ 10^{-12}$	$8.307\ 10^{-11}$	$8.307\ 10^{-11}$
C7F16	$1.260\ 10^{-13}$	–	$1.260\ 10^{-13}$	$2.689\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$
C4F10	$1.795\ 10^{-13}$	–	$1.795\ 10^{-13}$	$2.791\ 10^{-13}$	$1.795\ 10^{-13}$	$1.795\ 10^{-13}$
NF3	$1.240\ 10^{-12}$	–	$1.240\ 10^{-12}$	$1.203\ 10^{-11}$	$1.240\ 10^{-12}$	$1.240\ 10^{-12}$
HFC-134aeq	$2.571\ 10^{-10}$	$1.915\ 10^{-11}$	$2.571\ 10^{-10}$	$2.910\ 10^{-9}$	$2.571\ 10^{-10}$	$2.571\ 10^{-10}$
SO2F2	$2.039\ 10^{-12}$	$2.100\ 10^{-17}$	$2.039\ 10^{-12}$	$3.365\ 10^{-12}$	$2.039\ 10^{-12}$	$2.039\ 10^{-12}$
CF4	$8.109\ 10^{-11}$	$3.405\ 10^{-11}$	$8.109\ 10^{-11}$	$1.265\ 10^{-10}$	$8.109\ 10^{-11}$	$8.109\ 10^{-11}$
HFC-236fa	$1.306\ 10^{-13}$	–	$1.306\ 10^{-13}$	$4.854\ 10^{-12}$	$1.306\ 10^{-13}$	$1.306\ 10^{-13}$
CH2Cl2	$3.635\ 10^{-11}$	$6.913\ 10^{-12}$	$3.635\ 10^{-11}$	$9.112\ 10^{-11}$	$3.635\ 10^{-11}$	$3.635\ 10^{-11}$
c-C4F8	$1.339\ 10^{-12}$	–	$1.339\ 10^{-12}$	$3.618\ 10^{-12}$	$1.339\ 10^{-12}$	$1.339\ 10^{-12}$
HFC-143a	$1.525\ 10^{-11}$	–	$1.525\ 10^{-11}$	$7.139\ 10^{-10}$	$1.525\ 10^{-11}$	$1.525\ 10^{-11}$
CFC-114	$1.631\ 10^{-11}$	–	$1.631\ 10^{-11}$	$1.061\ 10^{-11}$	$1.631\ 10^{-11}$	$1.631\ 10^{-11}$
Halon-1211	$3.754\ 10^{-12}$	$4.447\ 10^{-15}$	$3.754\ 10^{-12}$	$5.121\ 10^{-14}$	$3.754\ 10^{-12}$	$3.754\ 10^{-12}$
C8F18	$9.100\ 10^{-14}$	–	$9.100\ 10^{-14}$	$1.446\ 10^{-13}$	$9.100\ 10^{-14}$	$9.100\ 10^{-14}$
HFC-32	$8.337\ 10^{-12}$	$2.184\ 10^{-16}$	$8.337\ 10^{-12}$	$4.635\ 10^{-14}$	$8.337\ 10^{-12}$	$8.337\ 10^{-12}$
HFC-227ea	$1.006\ 10^{-12}$	$3.953\ 10^{-18}$	$1.006\ 10^{-12}$	$1.098\ 10^{-11}$	$1.006\ 10^{-12}$	$1.006\ 10^{-12}$
CH3CCl3	$3.680\ 10^{-12}$	–	$3.680\ 10^{-12}$	–	$3.680\ 10^{-12}$	$3.680\ 10^{-12}$
C5F12	$1.260\ 10^{-13}$	–	$1.260\ 10^{-13}$	$1.605\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$
C3F8	$6.007\ 10^{-13}$	–	$6.007\ 10^{-13}$	$1.180\ 10^{-12}$	$6.007\ 10^{-13}$	$6.007\ 10^{-13}$
Methane	$1.831\ 10^{-6}$	$8.082\ 10^{-7}$	$1.831\ 10^{-6}$	$2.479\ 10^{-6}$	$1.831\ 10^{-6}$	$1.831\ 10^{-6}$
HFC-134a	$8.052\ 10^{-11}$	–	$8.052\ 10^{-11}$	$4.214\ 10^{-10}$	$8.052\ 10^{-11}$	$8.052\ 10^{-11}$
C6F14	$2.790\ 10^{-13}$	–	$2.790\ 10^{-13}$	$5.222\ 10^{-13}$	$2.790\ 10^{-13}$	$2.790\ 10^{-13}$
HCFC-141b	$2.381\ 10^{-11}$	–	$2.381\ 10^{-11}$	$1.285\ 10^{-12}$	$2.381\ 10^{-11}$	$2.381\ 10^{-11}$
CHCl3	$9.902\ 10^{-12}$	$6.000\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$	$5.876\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$
C2F6	$4.399\ 10^{-12}$	$1.289\ 10^{-18}$	$4.399\ 10^{-12}$	$7.174\ 10^{-12}$	$4.399\ 10^{-12}$	$4.399\ 10^{-12}$
CFC-11eq	$8.092\ 10^{-10}$	$3.211\ 10^{-11}$	$8.092\ 10^{-10}$	$1.939\ 10^{-9}$	$8.092\ 10^{-10}$	$8.092\ 10^{-10}$

TABLE C.2 – Concentration des gaz de la base de données RFMIP donnée en fraction volumique (sans unité) pour les scénarios 7 à 12. Les gaz présentés en rose ont été implémentés dans 4A/OP.

Expt. no.	7	8	9	10	11	12
Expt. Label	3xCO2	8xCO2	PI CO2	PI CH4	PI N2O	PI O3
Oxygen	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$
Nitrogen	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$
Carbon monoxide	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$
CFC-12	$5.206\ 10^{-10}$	$5.206\ 10^{-10}$	$5.206\ 10^{-10}$	$5.206\ 10^{-10}$	$5.206\ 10^{-10}$	$5.206\ 10^{-10}$
Methyl bromide	$6.686\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$
Carbon dioxide	$8.530\ 10^{-4}$	$2.275\ 10^{-3}$	$2.843\ 10^{-4}$	$3.975\ 10^{-4}$	$3.975\ 10^{-4}$	$3.975\ 10^{-4}$
CFC-113	$7.271\ 10^{-11}$	$7.271\ 10^{-11}$	$7.271\ 10^{-11}$	$7.271\ 10^{-11}$	$7.271\ 10^{-11}$	$7.271\ 10^{-11}$
HFC-245fa	$2.047\ 10^{-12}$	$2.047\ 10^{-12}$	$2.047\ 10^{-12}$	$2.047\ 10^{-12}$	$2.047\ 10^{-12}$	$2.047\ 10^{-12}$
HCFC-142b	$2.208\ 10^{-11}$	$2.208\ 10^{-11}$	$2.208\ 10^{-11}$	$2.208\ 10^{-11}$	$2.208\ 10^{-11}$	$2.208\ 10^{-11}$
HFC-23	$2.689\ 10^{-11}$	$2.689\ 10^{-11}$	$2.689\ 10^{-11}$	$2.689\ 10^{-11}$	$2.689\ 10^{-11}$	$2.689\ 10^{-11}$
CFC-12eq	$1.050\ 10^{-9}$	$1.050\ 10^{-9}$	$1.050\ 10^{-9}$	$1.050\ 10^{-9}$	$1.050\ 10^{-9}$	$1.050\ 10^{-9}$
SF6	$8.221\ 10^{-12}$	$8.221\ 10^{-12}$	$8.221\ 10^{-12}$	$8.221\ 10^{-12}$	$8.221\ 10^{-12}$	$8.221\ 10^{-12}$
HFC-365mfc	$7.650\ 10^{-13}$	$7.650\ 10^{-13}$	$7.650\ 10^{-13}$	$7.650\ 10^{-13}$	$7.650\ 10^{-13}$	$7.650\ 10^{-13}$
Halon-2402	$4.311\ 10^{-13}$	$4.311\ 10^{-13}$	$4.311\ 10^{-13}$	$4.311\ 10^{-13}$	$4.311\ 10^{-13}$	$4.311\ 10^{-13}$
CFC-11	$2.331\ 10^{-10}$	$2.331\ 10^{-10}$	$2.331\ 10^{-10}$	$2.331\ 10^{-10}$	$2.331\ 10^{-10}$	$2.331\ 10^{-10}$
Nitrous oxide	$3.270\ 10^{-7}$	$3.270\ 10^{-7}$	$3.270\ 10^{-7}$	$3.270\ 10^{-7}$	$2.730\ 10^{-7}$	$3.270\ 10^{-7}$
HFC-4310mee	$2.473\ 10^{-13}$	$2.473\ 10^{-13}$	$2.473\ 10^{-13}$	$2.473\ 10^{-13}$	$2.473\ 10^{-13}$	$2.473\ 10^{-13}$
Halon-1301	$3.298\ 10^{-12}$	$3.298\ 10^{-12}$	$3.298\ 10^{-12}$	$3.298\ 10^{-12}$	$3.298\ 10^{-12}$	$3.298\ 10^{-12}$
HFC-152a	$7.733\ 10^{-12}$	$7.733\ 10^{-12}$	$7.733\ 10^{-12}$	$7.733\ 10^{-12}$	$7.733\ 10^{-12}$	$7.733\ 10^{-12}$
HFC-125	$1.536\ 10^{-11}$	$1.536\ 10^{-11}$	$1.536\ 10^{-11}$	$1.536\ 10^{-11}$	$1.536\ 10^{-11}$	$1.536\ 10^{-11}$
CFC-115	$8.429\ 10^{-12}$	$8.429\ 10^{-12}$	$8.429\ 10^{-12}$	$8.429\ 10^{-12}$	$8.429\ 10^{-12}$	$8.429\ 10^{-12}$
HCFC-22	$2.295\ 10^{-10}$	$2.295\ 10^{-10}$	$2.295\ 10^{-10}$	$2.295\ 10^{-10}$	$2.295\ 10^{-10}$	$2.295\ 10^{-10}$
Methyl chloride	$5.395\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$
Carbon tetrachloride	$8.307\ 10^{-11}$	$8.307\ 10^{-11}$	$8.307\ 10^{-11}$	$8.307\ 10^{-11}$	$8.307\ 10^{-11}$	$8.307\ 10^{-11}$
C7F16	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$
C4F10	$1.795\ 10^{-13}$	$1.795\ 10^{-13}$	$1.795\ 10^{-13}$	$1.795\ 10^{-13}$	$1.795\ 10^{-13}$	$1.795\ 10^{-13}$
NF3	$1.240\ 10^{-12}$	$1.240\ 10^{-12}$	$1.240\ 10^{-12}$	$1.240\ 10^{-12}$	$1.240\ 10^{-12}$	$1.240\ 10^{-12}$
HFC-134aeq	$2.571\ 10^{-10}$	$2.571\ 10^{-10}$	$2.571\ 10^{-10}$	$2.571\ 10^{-10}$	$2.571\ 10^{-10}$	$2.571\ 10^{-10}$
SO2F2	$2.039\ 10^{-12}$	$2.039\ 10^{-12}$	$2.039\ 10^{-12}$	$2.039\ 10^{-12}$	$2.039\ 10^{-12}$	$2.039\ 10^{-12}$
CF4	$8.109\ 10^{-11}$	$8.109\ 10^{-11}$	$8.109\ 10^{-11}$	$8.109\ 10^{-11}$	$8.109\ 10^{-11}$	$8.109\ 10^{-11}$
HFC-236fa	$1.306\ 10^{-13}$	$1.306\ 10^{-13}$	$1.306\ 10^{-13}$	$1.306\ 10^{-13}$	$1.306\ 10^{-13}$	$1.306\ 10^{-13}$
CH2Cl2	$3.635\ 10^{-11}$	$3.635\ 10^{-11}$	$3.635\ 10^{-11}$	$3.635\ 10^{-11}$	$3.635\ 10^{-11}$	$3.635\ 10^{-11}$
c-C4F8	$1.339\ 10^{-12}$	$1.339\ 10^{-12}$	$1.339\ 10^{-12}$	$1.339\ 10^{-12}$	$1.339\ 10^{-12}$	$1.339\ 10^{-12}$
HFC-143a	$1.525\ 10^{-11}$	$1.525\ 10^{-11}$	$1.525\ 10^{-11}$	$1.525\ 10^{-11}$	$1.525\ 10^{-11}$	$1.525\ 10^{-11}$
CFC-114	$1.631\ 10^{-11}$	$1.631\ 10^{-11}$	$1.631\ 10^{-11}$	$1.631\ 10^{-11}$	$1.631\ 10^{-11}$	$1.631\ 10^{-11}$
Halon-1211	$3.754\ 10^{-12}$	$3.754\ 10^{-12}$	$3.754\ 10^{-12}$	$3.754\ 10^{-12}$	$3.754\ 10^{-12}$	$3.754\ 10^{-12}$
C8F18	$9.100\ 10^{-14}$	$9.100\ 10^{-14}$	$9.100\ 10^{-14}$	$9.100\ 10^{-14}$	$9.100\ 10^{-14}$	$9.100\ 10^{-14}$
HFC-32	$8.337\ 10^{-12}$	$8.337\ 10^{-12}$	$8.337\ 10^{-12}$	$8.337\ 10^{-12}$	$8.337\ 10^{-12}$	$8.337\ 10^{-12}$
HFC-227ea	$1.006\ 10^{-12}$	$1.006\ 10^{-12}$	$1.006\ 10^{-12}$	$1.006\ 10^{-12}$	$1.006\ 10^{-12}$	$1.006\ 10^{-12}$
CH3CCl3	$3.680\ 10^{-12}$	$3.680\ 10^{-12}$	$3.680\ 10^{-12}$	$3.680\ 10^{-12}$	$3.680\ 10^{-12}$	$3.680\ 10^{-12}$
C5F12	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$
C3F8	$6.007\ 10^{-13}$	$6.007\ 10^{-13}$	$6.007\ 10^{-13}$	$6.007\ 10^{-13}$	$6.007\ 10^{-13}$	$6.007\ 10^{-13}$
Methane	$1.831\ 10^{-6}$	$1.831\ 10^{-6}$	$1.831\ 10^{-6}$	$8.082\ 10^{-7}$	$1.831\ 10^{-6}$	$1.831\ 10^{-6}$
HFC-134a	$8.052\ 10^{-11}$	$8.052\ 10^{-11}$	$8.052\ 10^{-11}$	$8.052\ 10^{-11}$	$8.052\ 10^{-11}$	$8.052\ 10^{-11}$
C6F14	$2.790\ 10^{-13}$	$2.790\ 10^{-13}$	$2.790\ 10^{-13}$	$2.790\ 10^{-13}$	$2.790\ 10^{-13}$	$2.790\ 10^{-13}$
HCFC-141b	$2.381\ 10^{-11}$	$2.381\ 10^{-11}$	$2.381\ 10^{-11}$	$2.381\ 10^{-11}$	$2.381\ 10^{-11}$	$2.381\ 10^{-11}$
CHCl3	$9.902\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$
C2F6	$4.399\ 10^{-12}$	$4.399\ 10^{-12}$	$4.399\ 10^{-12}$	$4.399\ 10^{-12}$	$4.399\ 10^{-12}$	$4.399\ 10^{-12}$
CFC-11eq	$8.092\ 10^{-10}$	$8.092\ 10^{-10}$	$8.092\ 10^{-10}$	$8.092\ 10^{-10}$	$8.092\ 10^{-10}$	$8.092\ 10^{-10}$

TABLE C.3 – Concentration des gaz de la base de données RFMIP donnée en fraction volumique (sans unité) pour les scénarios 13 à 18. Les gaz présentés en rose ont été implémentés dans 4A/OP.

Expt. no.	13	14	15	16	17	18
Expt. Label	PI HCs	+4K	+4K, const. RH	PI all	"future" all	LGM
Oxygen	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$	$2.090\ 10^{-1}$
Nitrogen	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$	$7.810\ 10^{-1}$
Carbon monoxide	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$	$1.200\ 10^{-7}$	–
CFC-12	–	$5.206\ 10^{-10}$	$5.206\ 10^{-10}$	–	$2.212\ 10^{-10}$	–
Methyl bromide	$5.300\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$	$6.686\ 10^{-12}$	$5.300\ 10^{-12}$	$5.158\ 10^{-12}$	–
Carbon dioxide	$3.975\ 10^{-4}$	$3.975\ 10^{-4}$	$3.975\ 10^{-4}$	$2.843\ 10^{-4}$	$1.067\ 10^{-3}$	$1.900\ 10^{-4}$
CFC-113	–	$7.271\ 10^{-11}$	$7.271\ 10^{-11}$	–	$2.818\ 10^{-11}$	–
HFC-245fa	–	$2.047\ 10^{-12}$	$2.047\ 10^{-12}$	–	$3.964\ 10^{-11}$	–
HCFC-142b	–	$2.208\ 10^{-11}$	$2.208\ 10^{-11}$	–	$6.456\ 10^{-13}$	–
HFC-23	–	$2.689\ 10^{-11}$	$2.689\ 10^{-11}$	–	$2.462\ 10^{-11}$	–
CFC-12eq	$1.651\ 10^{-11}$	$1.050\ 10^{-9}$	$1.050\ 10^{-9}$	$1.651\ 10^{-11}$	$3.415\ 10^{-10}$	–
SF6	–	$8.221\ 10^{-12}$	$8.221\ 10^{-12}$	–	$4.142\ 10^{-11}$	–
HFC-365mfc	–	$7.650\ 10^{-13}$	$7.650\ 10^{-13}$	–	$4.284\ 10^{-12}$	–
Halon-2402	–	$4.311\ 10^{-13}$	$4.311\ 10^{-13}$	–	$4.507\ 10^{-14}$	–
CFC-11	–	$2.331\ 10^{-10}$	$2.331\ 10^{-10}$	–	$5.717\ 10^{-11}$	–
Nitrous oxide	$3.270\ 10^{-7}$	$3.270\ 10^{-7}$	$3.270\ 10^{-7}$	$2.730\ 10^{-7}$	$3.894\ 10^{-7}$	$2.000\ 10^{-7}$
HFC-4310mee	–	$2.473\ 10^{-13}$	$2.473\ 10^{-13}$	–	$3.915\ 10^{-13}$	–
Halon-1301	–	$3.298\ 10^{-12}$	$3.298\ 10^{-12}$	–	$1.584\ 10^{-12}$	–
HFC-152a	–	$7.733\ 10^{-12}$	$7.733\ 10^{-12}$	–	$6.810\ 10^{-12}$	–
HFC-125	–	$1.536\ 10^{-11}$	$1.536\ 10^{-11}$	–	$9.662\ 10^{-10}$	–
CFC-115	–	$8.429\ 10^{-12}$	$8.429\ 10^{-12}$	–	$8.704\ 10^{-12}$	–
HCFC-22	–	$2.295\ 10^{-10}$	$2.295\ 10^{-10}$	–	$8.569\ 10^{-13}$	–
Methyl chloride	$4.570\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$	$5.395\ 10^{-10}$	$4.570\ 10^{-10}$	$4.873\ 10^{-10}$	–
Carbon tetrachloride	$2.500\ 10^{-14}$	$8.307\ 10^{-11}$	$8.307\ 10^{-11}$	$2.500\ 10^{-14}$	$6.083\ 10^{-12}$	–
C7F16	–	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	–	$2.689\ 10^{-13}$	–
C4F10	–	$1.795\ 10^{-13}$	$1.795\ 10^{-13}$	–	$2.791\ 10^{-13}$	–
NF3	–	$1.240\ 10^{-12}$	$1.240\ 10^{-12}$	–	$1.203\ 10^{-11}$	–
HFC-134aeq	$1.915\ 10^{-11}$	$2.571\ 10^{-10}$	$2.571\ 10^{-10}$	$1.915\ 10^{-11}$	$2.910\ 10^{-9}$	–
SO2F2	$2.100\ 10^{-17}$	$2.039\ 10^{-12}$	$2.039\ 10^{-12}$	$2.100\ 10^{-17}$	$3.365\ 10^{-12}$	–
CF4	$3.405\ 10^{-11}$	$8.109\ 10^{-11}$	$8.109\ 10^{-11}$	$3.405\ 10^{-11}$	$1.265\ 10^{-10}$	–
HFC-236fa	–	$1.306\ 10^{-13}$	$1.306\ 10^{-13}$	–	$4.854\ 10^{-12}$	–
CH2Cl2	$6.913\ 10^{-12}$	$3.635\ 10^{-11}$	$3.635\ 10^{-11}$	$6.913\ 10^{-12}$	$9.112\ 10^{-11}$	–
c-C4F8	–	$1.339\ 10^{-12}$	$1.339\ 10^{-12}$	–	$3.618\ 10^{-12}$	–
HFC-143a	–	$1.525\ 10^{-11}$	$1.525\ 10^{-11}$	–	$7.139\ 10^{-10}$	–
CFC-114	–	$1.631\ 10^{-11}$	$1.631\ 10^{-11}$	–	$1.061\ 10^{-11}$	–
Halon-1211	$4.447\ 10^{-15}$	$3.754\ 10^{-12}$	$3.754\ 10^{-12}$	$4.447\ 10^{-15}$	$5.121\ 10^{-14}$	–
C8F18	–	$9.100\ 10^{-14}$	$9.100\ 10^{-14}$	–	$1.446\ 10^{-13}$	–
HFC-32	$2.184\ 10^{-16}$	$8.337\ 10^{-12}$	$8.337\ 10^{-12}$	$2.184\ 10^{-16}$	$4.635\ 10^{-14}$	–
HFC-227ea	$3.953\ 10^{-18}$	$1.006\ 10^{-12}$	$1.006\ 10^{-12}$	$3.953\ 10^{-18}$	$1.098\ 10^{-11}$	–
CH3CCl3	–	$3.680\ 10^{-12}$	$3.680\ 10^{-12}$	–	–	–
C5F12	–	$1.260\ 10^{-13}$	$1.260\ 10^{-13}$	–	$1.605\ 10^{-13}$	–
C3F8	–	$6.007\ 10^{-13}$	$6.007\ 10^{-13}$	–	$1.180\ 10^{-12}$	–
Methane	$1.831\ 10^{-6}$	$1.831\ 10^{-6}$	$1.831\ 10^{-6}$	$8.082\ 10^{-7}$	$2.479\ 10^{-6}$	$3.750\ 10^{-7}$
HFC-134a	–	$8.052\ 10^{-11}$	$8.052\ 10^{-11}$	–	$4.214\ 10^{-10}$	–
C6F14	–	$2.790\ 10^{-13}$	$2.790\ 10^{-13}$	–	$5.222\ 10^{-13}$	–
HCFC-141b	–	$2.381\ 10^{-11}$	$2.381\ 10^{-11}$	–	$1.285\ 10^{-12}$	–
CHCl3	$6.000\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$	$9.902\ 10^{-12}$	$6.000\ 10^{-12}$	$5.876\ 10^{-12}$	–
C2F6	$1.289\ 10^{-18}$	$4.399\ 10^{-12}$	$4.399\ 10^{-12}$	$1.289\ 10^{-18}$	$7.174\ 10^{-12}$	–
CFC-11eq	$3.211\ 10^{-11}$	$8.092\ 10^{-10}$	$8.092\ 10^{-10}$	$3.211\ 10^{-11}$	$1.939\ 10^{-9}$	–

Bibliographie

Andrews, David G (2010). *An Introduction to Atmospheric Physics, Second Edition.* Cambridge University Press. ISBN : 1-316-10209-2 978-1-316-10209-1.

Brindley, H. E. et R. J. Bantges (sept. 2016). « The Spectral Signature of Recent Climate Change ». In : *Current Climate Change Reports* 2.3, p. 112-126. ISSN : 2198-6061. DOI : 10.1007/s40641-016-0039-5.

Brown, Patrick T. et al. (2014). « Top-of-Atmosphere Radiative Contribution to Unforced Decadal Global Temperature Variability in Climate Models ». In : *Geophysical Research Letters* 41.14, p. 5175-5183. ISSN : 1944-8007. DOI : 10.1002/2014GL060625.

Buehler, Stefan A. et al. (avr. 2018). « ARTS, the Atmospheric Radiative Transfer Simulator – Version 2.2, the Planetary Toolbox Edition ». In : *Geoscientific Model Development* 11.4, p. 1537-1556. ISSN : 1991-959X. DOI : 10.5194/gmd-11-1537-2018.

Chedin, A. et al. (sept. 1988). « Satellite Meteorology and Atmospheric Spectroscopy : Recent Progress in Earth Remote Sensing from the Satellites of the Tiros-N Series ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. Special Issue on Quantitative Spectroscopy and Laser Diagnostics 40.3, p. 257-273. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/0022-4073(88)90119-7.

Chen, Xiuhong et Xianglei Huang (déc. 2016). « Deriving Clear-Sky Longwave Spectral Flux from Spaceborne Hyperspectral Radiance Measurements : A Case Study with AIRS Observations ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 9.12, p. 6013-6023. ISSN : 1867-8548. DOI : 10.5194/amt-9-6013-2016.

Cheruy, F. et al. (juin 1995). « Contribution to the Development of Radiative Transfer Models for High Spectral Resolution Observations in the Infrared ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 53.6, p. 597-611. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/0022-4073(95)00026-H.

Cheruy, F. et al. (mai 1996). « A fast method using neural networks for computing the vertical distribution of the thermal component of the Earth radiative budget ». In : *Comptes Rendus de L'Academie des Sciences. Serie 2, Mecanique, Physique, Chimie, Astronomie* 322.

Chevallier, F. et al. (sept. 2000). « Retrieving the Clear-Sky Vertical Longwave Radiative Budget from TOVS : Comparison of a Neural Network–Based Retrieval and a Method UsingGeophysical Parameters ». In : *Journal of Applied Meteorology* 39.9, p. 1527-1543. ISSN : 0894-8763. DOI : 10.1175/1520-0450(2000)039<1527:RTCSVL>2.0.CO;2.

Chevallier, Frédéric (mar. 1998). « La Modélisation Du Transfert Radiatif à Des Fins Climatiques : Une Nouvelle Approche Fondée Sur Les Réseaux de Neurones Artificiels ». Thèse de doct.

Clough, S. A. et M. J. Iacono (1995). « Line-by-Line Calculation of Atmospheric Fluxes and Cooling Rates : 2. Application to Carbon Dioxide, Ozone, Methane, Nitrous Oxide and the Halocarbons ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 100.D8, p. 16519-16535. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/95JD01386.

Clough, S. A. et al. (mar. 2005). « Atmospheric Radiative Transfer Modeling : A Summary of the AER Codes ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 91.2, p. 233-244. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/j.jqsrt.2004.05.058.

Clough, Shepard A., Michael J. Iacono et Jean-Luc Moncet (1992). « Line-by-Line Calculations of Atmospheric Fluxes and Cooling Rates : Application to Water Vapor ». In : *Journal of Geophysical Research* 97.D14, p. 15761. ISSN : 0148-0227. DOI : 10.1029/92JD01419.

Crevoisier, C. et al. (déc. 2014). « Towards IASI-New Generation (IASI-NG) : Impact of Improved Spectral Resolution and Radiometric Noise on the Retrieval of Thermodynamic, Chemistry and Climate Variables ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 7.12, p. 4367-4385. ISSN : 1867-1381. DOI : 10.5194/amt-7-4367-2014.

Crevoisier, Cyril (jan. 2004). « Etude de La Distribution Du CO2 Atmosphérique à Partir Des Observations Infrarouges à Haute Résolution Spectrale de l'instrument AQUA/AIRS ». Thesis. Paris 7.

— (2018). « Use of Hyperspectral Infrared Radiances to Infer Atmospheric Trace Gases ». In : *Comprehensive Remote Sensing*. Elsevier. T. 7, p. 345-387. ISBN : 978-0-12-803220-6.

Dewitte, Steven et Nicolas Clerbaux (oct. 2018). « Decadal Changes of Earth's Outgoing Longwave Radiation ». In : *Remote Sensing* 10.10, p. 1539. DOI : 10.3390/rs10101539.

Dudhia, Anu (jan. 2017). « The Reference Forward Model (RFM) ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. Satellite Remote Sensing and Spectroscopy : Joint ACE-Odin Meeting, October 2015 186, p. 243-253. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/j.jqsrt.2016.06.018.

Ellingson, Robert G. et al. (août 1989). « A Technique for Estimating Outgoing Longwave Radiation from HIRS Radiance Observations ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 6.4, p. 706-711. ISSN : 0739-0572. DOI : 10.1175/1520-0426(1989)006<0706:ATFEOL>2.0.CO;2.

Ellingson, Robert G. et al. (avr. 1994). « Validation of a Technique for Estimating Outgoing Longwave Radiation from HIRS Radiance Observations ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 11.2, p. 357-365. ISSN : 0739-0572, 1520-0426. DOI : 10.1175/1520-0426(1994)011<0357:VOATFE>2.0.CO;2.

Elsasser, Walter M. (1942). *Heat Transfer by Infrared Radiation in the Atmosphere*. Harvard University, Blue Hill Meteorological Observatory.

English, S. J. et al. (2000). « A Comparison of the Impact of TOVS Arid ATOVS Satellite Sounding Data on the Accuracy of Numerical Weather Forecasts ». In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 126.569, p. 2911-2931. ISSN : 1477-870X. DOI : 10.1002/qj.49712656915.

Eymet, V. et al. (nov. 2004). « Long-Wave Radiative Analysis of Cloudy Scattering Atmospheres Using a Net Exchange Formulation ». In : *Atmospheric Research*. Clouds and Radiation 72.1, p. 239-261. ISSN : 0169-8095. DOI : 10.1016/j.atmosres.2004.03.017.

FELDMAN, D. R. et al. (2008). « On the Information Content of the Thermal Infrared Cooling Rate Profile from Satellite Instrument Measurements ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 113.D11. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/2007JD009041.

FELS, S. B. et al. (1991). « Infrared Cooling Rate Calculations in Operational General Circulation Models : Comparisons with Benchmark Computations ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 96.D5, p. 9105-9120. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/91JD00516.

FLORENCHIE, Pierre et al. (2003). « The Source of Benguela Niños in the South Atlantic Ocean ». In : *Geophysical Research Letters* 30.10. ISSN : 1944-8007. DOI : 10.1029/2003GL017172.

FORSTER, Piers et al. (2021). *The Earth's Energy Budget, Climate Feedbacks, and Climate Sensitivity. In Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Masson-Delmotte, V., P. Zhai, A. Pirani, S.L. Connors, C. Péan, S. Berger, N. Caud, Y. Chen, L. Goldfarb, M.I. Gomis, M. Huang, K. Leitzell, E. Lonnoy, J.B.R. Matthews, T.K. Maycock, T. Waterfield, O. Yelekçi, R. Yu, and B. Zhou (Eds.)]* Cambridge University Press. In Press.

FORSTER, Piers Mde F. et Jonathan M. GREGORY (jan. 2006). « The Climate Sensitivity and Its Components Diagnosed from Earth Radiation Budget Data ». In : *Journal of Climate* 19.1, p. 39-52. ISSN : 0894-8755. DOI : 10.1175/JCLI3611.1.

GOODY, R. M. (1952). « A Statistical Model for Water-Vapour Absorption ». In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 78.336, p. 165-169. ISSN : 1477-870X. DOI : 10.1002/qj.49707833604.

HARRIES, J. et al. (2008). « The Far-infrared Earth ». In : *Reviews of Geophysics* 46.4. ISSN : 1944-9208. DOI : 10.1029/2007RG000233.

HARTMANN, D. L. et al. (1986). « Earth Radiation Budget Data and Climate Research ». In : *Reviews of Geophysics* 24.2, p. 439-468. ISSN : 1944-9208. DOI : 10.1029/RG024i002p00439.

HARTMANN, Dennis L. et Kristin LARSON (2002). « An Important Constraint on Tropical Cloud - Climate Feedback ». In : *Geophysical Research Letters* 29.20, p. 12-1-12-4. ISSN : 1944-8007. DOI : 10.1029/2002GL015835.

HATZIDIMITRIOU, D. et al. (août 2004). « On the Decadal Increase in the Tropical Mean Outgoing Longwave Radiation for the Period 1984-2000 ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 4.5, p. 1419-1425. ISSN : 1680-7316. DOI : 10.5194/acp-4-1419-2004.

HENDERSON, David S. et al. (avr. 2013). « A Multisensor Perspective on the Radiative Impacts of Clouds and Aerosols ». In : *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 52.4, p. 853-871. ISSN : 1558-8424, 1558-8432. DOI : 10.1175/JAMC-D-12-025.1.

HILTON, Fiona et al. (mar. 2012). « Hyperspectral Earth Observation from IASI : Five Years of Accomplishments ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 93.3, p. 347-370. DOI : 10.1175/BAMS-D-11-00027.1.

HUANG, Xianglei, Norman G. LOEB et Wenze YANG (nov. 2010). « Spectrally Resolved Fluxes Derived from Collocated AIRS and CERES Measurements and Their Application in Model Evaluation : 2. Cloudy Sky and Band-by-Band Cloud Radiative Forcing over the Tropical Oceans ». In : *Journal of Geophysical Research* 115.D21, p. D21101. ISSN : 0148-0227. DOI : 10.1029/2010JD013932.

HUANG, Xianglei et al. (mai 2008). « Spectrally Resolved Fluxes Derived from Collocated AIRS and CERES Measurements and Their Application in Model Evaluation : Clear Sky over the Tropical Oceans ». In : *Journal of Geophysical Research* 113.D9, p. D09110. ISSN : 0148-0227. DOI : 10.1029/2007JD009219.

IASI SOUNDING SCIENCE WORKING GROUP, Claude CAMY-PEYRET et John EYRE (sept. 1998). *IASI Science Plan*. Rapp. tech. Issue 1.

JACQUINET-HUSSON, N. et al. (mai 1999). « The 1997 Spectroscopic GEISA Databank ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 62.2, p. 205-254. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/S0022-4073(98)00111-3.

JACQUINET-HUSSON, N. et al. (sept. 2016). « The 2015 Edition of the GEISA Spectroscopic Database ». In : *Journal of Molecular Spectroscopy*. New Visions of Spectroscopic Databases, Volume II 327, p. 31-72. ISSN : 0022-2852. DOI : 10.1016/j.jms.2016.06.007.

JARECKE, P. et al. (août 1994). « End-to-End Spectral Response Characterization of the Clouds and the Earth's Radiant Energy System Sensors from 0.3 to 200 Microns ». In : *Proceedings of IGARSS '94 - 1994 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*. T. 4, 2007-2009 vol.4. DOI : 10.1109/IGARSS.1994.399637.

JEEVANJEE, Nadir et Stephan FUEGLISTALER (août 2019). « On the Cooling-to-Space Approximation ». In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 77.2, p. 465-478. ISSN : 0022-4928. DOI : 10.1175/JAS-D-18-0352.1.

— (fév. 2020). « Simple Spectral Models for Atmospheric Radiative Cooling ». In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 77.2, p. 479-497. ISSN : 0022-4928, 1520-0469. DOI : 10.1175/JAS-D-18-0347.1.

KAGEYAMA, Masa et al. (mai 2016). *PMIP4-CMIP6 : The Contribution of the Paleoclimate Modelling Intercomparison Project to CMIP6*. Preprint. Climate and Earth System Modeling. DOI : 10.5194/gmd-2016-106.

KLAES, K. Dieter et al. (mar. 2021). « The EUMETSAT Polar System - 13+ Successful Years of Global Observations for Operational Weather Prediction and Climate Monitoring ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* -1.aop, p. 1-34. ISSN : 0003-0007, 1520-0477. DOI : 10.1175/BAMS-D-20-0082.1.

KOLL, Daniel D. B. et Timothy W. CRONIN (oct. 2018). « Earth's Outgoing Longwave Radiation Linear Due to H2O Greenhouse Effect ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 115.41, p. 10293-10298. ISSN : 0027-8424, 1091-6490. DOI : 10.1073/pnas.1809868115.

LEE, Robert B. et al. (avr. 1996). « The Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) Sensors and Preflight Calibration Plans ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 13.2, p. 300-313. ISSN : 0739-0572. DOI : 10.1175/1520-0426(1996)013<0300:TCATER>2.0.CO;2.

LIOU, Kuo-Nan (mai 2002). *An Introduction to Atmospheric Radiation - Second Edition*. Elsevier. ISBN : 978-0-12-451451-5.

LIU, Run et al. (2017). « High Cloud Variations with Surface Temperature from 2002 to 2015 : Contributions to Atmospheric Radiative Cooling Rate and Precipitation Changes ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 122.10, p. 5457-5471. ISSN : 2169-8996. DOI : 10.1002/2016JD026303.

Loeb, Norman G. et al. (fév. 2009). « Toward Optimal Closure of the Earth's Top-of-Atmosphere Radiation Budget ». In : *Journal of Climate* 22.3, p. 748-766. ISSN : 0894-8755. DOI : 10.1175/2008JCLI2637.1.

Loeb, Norman G. et al. (juil. 2012a). « Advances in Understanding Top-of-Atmosphere Radiation Variability from Satellite Observations ». In : *Surveys in Geophysics* 33.3, p. 359-385. ISSN : 1573-0956. DOI : 10.1007/s10712-012-9175-1.

Loeb, Norman G. et al. (fév. 2012b). « Observed Changes in Top-of-the-Atmosphere Radiation and Upper-Ocean Heating Consistent within Uncertainty ». In : *Nature Geoscience* 5.2, p. 110-113. ISSN : 1752-0908. DOI : 10.1038/ngeo1375.

Luther, Frederick M. et al. (jan. 1988). « Intercomparison of Radiation Codes in Climate Models (ICRCCM) : Longwave Clear-Sky Results—A Workshop Summary ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 69.1, p. 40-48. DOI : 10.1175/1520-0477-69.1.40.

Malkmus, W. (mar. 1967). « Random Lorentz Band Model with Exponential-Tailed S^{-1} Line-Intensity Distribution Function* ». In : *JOSA* 57.3, p. 323-329. DOI : 10.1364/JOSA.57.000323.

Mapes, Brian E. (2001). « Water's Two Height Scales : The Moist Adiabat and the Radiative Troposphere ». In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 127.577, p. 2353-2366. ISSN : 1477-870X. DOI : 10.1002/qj.49712757708.

Masson-Delmotte, V. et al. (2021). *IPCC, 2021 : Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press. In Press.

Mehta, Amita et Joel Susskind (sept. 1999a). *Longwave Radiative Flux Calculations in the TOVS Pathfinder Path A Data Set*. Rapp. tech.

— (mai 1999b). « Outgoing Longwave Radiation from the TOVS Pathfinder Path A Data Set ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 104.D10, p. 12193-12212. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/1999JD900059.

Meinshausen, Malte et al. (mai 2017). « Historical Greenhouse Gas Concentrations for Climate Modelling (CMIP6) ». In : *Geoscientific Model Development* 10, p. 2057-2116. ISSN : 1991-9603. DOI : 10.3929/ethz-b-000191830.

Mlawer, Eli J. et al. (1997). « Radiative Transfer for Inhomogeneous Atmospheres : RRTM, a Validated Correlated-k Model for the Longwave ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 102.D14, p. 16663-16682. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/97JD00237.

Morcrette, Jean-Jacques (1991). « Radiation and Cloud Radiative Properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts Forecasting System ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 96.D5, p. 9121-9132. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/89JD01597.

Oinas, V. et al. (2001). « Radiative Cooling by Stratospheric Water Vapor : Big Differences in GCM Results ». In : *Geophysical Research Letters* 28.14, p. 2791-2794. ISSN : 1944-8007. DOI : 10.1029/2001GL013137.

Pachauri, R. K. et Leo Mayer, éd. (2015). *IPCC, 2014 : Climate Change 2014 : Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Geneva, Switzerland : Intergovernmental Panel on Climate Change. ISBN : 978-92-9169-143-2.

Palchetti, L. et al. (déc. 2020). « FORUM : Unique Far-Infrared Satellite Observations to Better Understand How Earth Radiates Energy to Space ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 101.12, E2030-E2046. ISSN : 0003-0007, 1520-0477. DOI : 10.1175/BAMS-D-19-0322.1.

Palmer, M. D. et D. J. McNeall (mar. 2014). « Internal Variability of Earth's Energy Budget Simulated by CMIP5 Climate Models ». In : *Environmental Research Letters* 9.3, p. 034016. ISSN : 1748-9326. DOI : 10.1088/1748-9326/9/3/034016.

Pincus, Robert, Piers M. Forster et Bjorn Stevens (sept. 2016). « The Radiative Forcing Model Intercomparison Project (RFMIP) : Experimental Protocol for CMIP6 ». In : *Geoscientific Model Development* 9.9, p. 3447-3460. ISSN : 1991-959X. DOI : 10.5194/gmd-9-3447-2016.

Pincus, Robert et al. (nov. 2020). « Benchmark Calculations of Radiative Forcing by Greenhouse Gases ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* n/a.n/a, e2020JD033483. ISSN : 2169-8996. DOI : 10.1029/2020JD033483.

Ramanathan, V. (1987). « The Role of Earth Radiation Budget Studies in Climate and General Circulation Research ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 92.D4, p. 4075-4095. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/JD092iD04p04075.

Ridgway, William L., Harshvardhan Harshvardhan et Albert Arking (1991). « Computation of Atmospheric Cooling Rates by Exact and Approximate Methods ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 96.D5, p. 8969-8984. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/90JD01858.

Ridolfi, Marco et al. (jan. 2020). « FORUM Earth Explorer 9 : Characteristics of Level 2 Products and Synergies with IASI-NG ». In : *Remote Sensing* 12.9, p. 1496. DOI : 10.3390/rs12091496.

Rizzi, Rolando et Marco Matricardi (1998). « The Use of TOVS Clear Radiances for Numerical Weather Prediction Using an Updated Forward Model ». In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 124.548, p. 1293-1312. ISSN : 1477-870X. DOI : 10.1002/qj.49712454813.

Roca, Rémy et al. (2015). « The Megha-Tropiques Mission : A Review after Three Years in Orbit ». In : *Frontiers in Earth Science* 3. ISSN : 2296-6463. DOI : 10.3389/feart.2015.00017.

Rodgers, C. D. et C. D. Walshaw (1966). « The Computation of Infra-Red Cooling Rate in Planetary Atmospheres ». In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 92.391, p. 67-92. ISSN : 1477-870X. DOI : 10.1002/qj.49709239107.

Saint-Lu, Marion, Sandrine Bony et Jean-Louis Dufresne (2020). « Observational Evidence for a Stability Iris Effect in the Tropics ». In : *Geophysical Research Letters* 47.14, e2020GL089059. ISSN : 1944-8007. DOI : 10.1029/2020GL089059.

Schuster, Arthur (jan. 1905). « Radiation Through a Foggy Atmosphere ». In : *The Astrophysical Journal* 21, p. 1. ISSN : 0004-637X. DOI : 10.1086/141186.

Scott, N. A. (août 1974). « A Direct Method of Computation of the Transmission Function of an Inhomogeneous Gaseous Medium— I : Description of the Method ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 14.8, p. 691-704. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/0022-4073(74)90116-2.

Scott, N. A. et A. Chedin (juil. 1981). « A Fast Line-by-Line Method for Atmospheric Absorption Computations : The Automatized Atmospheric Absorption Atlas ». In :

Journal of Applied Meteorology 20.7, p. 802-812. ISSN : 0021-8952. DOI : 10.1175/1520-0450(1981)020<0802:AFLBLM>2.0.CO;2.

SCOTT, Noëlle A. et al. (déc. 1999). « Characteristics of the TOVS Pathfinder Path-B Dataset ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 80.12, p. 2679-2702. ISSN : 0003-0007, 1520-0477. DOI : 10.1175/1520-0477(1999)080<2679:COTTPP>2.0.CO;2.

SMITH, G. Louis et David A. RUTAN (juil. 2003). « The Diurnal Cycle of Outgoing Longwave Radiation from Earth Radiation Budget Experiment Measurements ». In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 60.13, p. 1529-1542. ISSN : 0022-4928. DOI : 10.1175/2997.1.

SNYDER, W. C. et al. (jan. 1998). « Classification-Based Emissivity for Land Surface Temperature Measurement from Space ». In : *International Journal of Remote Sensing* 19.14, p. 2753-2774. ISSN : 0143-1161, 1366-5901. DOI : 10.1080/014311698214497.

SONG, Lei et Yinan WANG (fév. 2016). « A Solely Radiance-Based Spectral Angular Distribution Model and Its Application in Deriving Clear-Sky Spectral Fluxes over Tropical Oceans ». In : *Advances in Atmospheric Sciences* 33.2, p. 259-268. ISSN : 0256-1530. DOI : 10.1007/s00376-015-5040-8.

STAMNES, Knut, Gary E. THOMAS et Jakob J. STAMNES (2017). *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*. Second. Cambridge : Cambridge University Press. ISBN : 978-1-316-14854-9. DOI : 10.1017/9781316148549.

STOCKER, T.F. et al. (2013). *IPCC, 2013 : Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovern-Mental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

SUN, Fengying et al. (2010). « Estimation of Outgoing Longwave Radiation from Atmospheric Infrared Sounder Radiance Measurements ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 115.D9. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/2009JD012799.

SUSSKIND, J. et al. (juil. 1997). « Characteristics of the TOVS Pathfinder Path A Dataset ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 78.7, p. 1449-1472. ISSN : 0003-0007, 1520-0477. DOI : 10.1175/1520-0477(1997)078<1449:COTTPP>2.0.CO;2.

SUSSKIND, Joel et al. (2012). « Interannual Variability of Outgoing Longwave Radiation as Observed by AIRS and CERES ». In : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 117.D23. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/2012JD017997.

TETT, Simon F. B. et al. (déc. 2013). « Can Top-of-Atmosphere Radiation Measurements Constrain Climate Predictions ? Part II : Climate Sensitivity ». In : *Journal of Climate* 26.23, p. 9367-9383. ISSN : 0894-8755, 1520-0442. DOI : 10.1175/JCLI-D-12-00596.1.

TOURNIER, B., R. ARMANTE et N. A. SCOTT (1995). *Stransac-93, 4A- 93. Développement et Validation Des Nouvelles Versions Des Codes de Transfert Radiatif Pour Application Au Projet IASI*. Rapport Interne LMD No. 201. LMD/CNRS, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France.

TRENBERTH, Kevin E., John T. FASULLO et Magdalena A. BALMASEDA (mai 2014). « Earth's Energy Imbalance ». In : *Journal of Climate* 27.9, p. 3129-3144. ISSN : 0894-8755, 1520-0442. DOI : 10.1175/JCLI-D-13-00294.1.

TURNER, E. C., H.-T. LEE et S. F. B. TETT (juin 2015). « Using IASI to Simulate the Total Spectrum of Outgoing Long-Wave Radiances ». In : *Atmospheric Chemistry and Physics* 15.12, p. 6561-6575. ISSN : 1680-7316. DOI : 10.5194/acp-15-6561-2015.

VIOLLIER, Michel et Patrick RABERANTO (mar. 2010). « Radiometric and Spectral Characteristics of the ScaRaB-3 Instrument on Megha-Tropiques : Comparisons with ERBE, CERES, and GERB ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 27.3, p. 428-442. ISSN : 0739-0572. DOI : 10.1175/2009JTECHA1307.1.

VON SCHUCKMANN, K. et al. (fév. 2016). « An Imperative to Monitor Earth's Energy Imbalance ». In : *Nature Climate Change* 6.2, p. 138-144. ISSN : 1758-6798. DOI : 10.1038/nclimate2876.

WALLACE, John M. et Peter Victor HOBBS (2006). *Atmospheric Science : An Introductory Survey*. 2nd ed. International Geophysics Series v. 92. Amsterdam ; Boston : Elsevier Academic Press. ISBN : 978-0-12-732951-2.

WHITBURN, Simon et al. (avr. 2020). « Spectrally Resolved Fluxes from IASI Data : Retrieval Algorithm for Clear-Sky Measurements ». In : *Journal of Climate*. ISSN : 0894-8755. DOI : 10.1175/JCLI-D-19-0523.1.

WIELICKI, Bruce A. et al. (mai 1996). « Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) : An Earth Observing System Experiment ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 77.5, p. 853-868. ISSN : 0003-0007. DOI : 10.1175/1520-0477(1996)077<0853:CATERE>2.0.CO;2.

WILD, Martin et al. (juin 2015). « The Energy Balance over Land and Oceans : An Assessment Based on Direct Observations and CMIP5 Climate Models ». In : *Climate Dynamics* 44.11, p. 3393-3429. ISSN : 1432-0894. DOI : 10.1007/s00382-014-2430-z.

WISCOMBE, W. J. (juin 1976). « Extension of the Doubling Method to Inhomogeneous Sources ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 16.6, p. 477-489. ISSN : 0022-4073. DOI : 10.1016/0022-4073(76)90083-2.

ZHANG, Kexin et al. (nov. 2016). « Estimation of Near-Real-Time Outgoing Longwave Radiation from Cross-Track Infrared Sounder (CrIS) Radiance Measurements ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 34.3, p. 643-655. ISSN : 0739-0572. DOI : 10.1175/JTECH-D-15-0238.1.

ECOLE
DOCTORALE

Titre : Apport du sondeur infrarouge IASI à la détermination des flux radiatifs et du taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde

Mots clés : Transfert radiatif, Télédétection spatiale, Climat, Gaz à effet de serre, OLR, Taux de chauffage vertical

Résumé : L'évolution des flux radiatifs atmosphériques à grande longueur d'onde en réponse aux émissions de gaz à effet de serre anthropiques est à la source des changements du climat actuellement observés. Ce forçage radiatif positif du système climatique terrestre est d'une grande importance puisqu'il entraine par exemple des changements dans la circulation atmosphérique et le cycle hydrologique. Ce forçage radiatif correspond à l'évolution du flux radiatif sortant à grande longueur d'onde nommé Outgoing Longwave Radiation (OLR). Les sources et puits de cette énergie radiatives à chaque niveau atmosphérique définissent le taux de chauffage vertical à grande longueur d'onde. L'OLR et le taux de chauffage vertical sont deux des principales grandeurs radiatives importantes utilisées pour suivre et analyser le bilan radiatif terrestre et pour modéliser l'évolution du climat. L'étude de ces grandeurs radiatives prend tout son sens sur des échelles de temps climatiques (plus de vingt ans) et à l'échelle globale, ce que permet l'observation spatiale de la Terre. L'objectif de cette thèse est de déterminer l'apport du sondeur infrarouge hyperspectral IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) à la détermination des grandeurs radiatives à grandes longueurs d'onde. Ces travaux s'appuient sur le développement de 4A-Flux : un module de calcul des flux radiatifs et du taux de chauffage vertical intégré au code de transfert radiatif raie-par-raie et couche-par-couche 4A/OP. Ce code a été validé dans le cadre de l'exercice international d'intercomparaison des codes de transfert radiatifs RFMIP. 4A-Flux a permis de réaliser des études de sensibilité des grandeurs radiatives aux différents paramètres atmosphériques et de surface. Bien que très précise, la modélisation raie-par-raie du transfert radiatif requiert un temps de calcul conséquent qui ne permet pas d'envisager la mise à l'échelle à la multitude d'observations spatiales réalisées par IASI. Nous avons donc développé une méthode basée sur les réseaux de neurones afin d'estimer les grandeurs radiatives directement à partir des spectres de température de brillance observés par IASI. Cette méthode repose sur l'apprentissage d'un perceptron multicouches à partir des bases de données construites avec 4A-Flux à partir des bases de données atmosphériques TIGR et ARSA développées au LMD. Nous démontrons ainsi la possibilité d'estimer à partir des observations à haute résolution spectrale du sondeur infrarouge IASI, sur une vingtaine d'années, période pertinente pour les études climatiques, non seulement l'évolution de l'OLR mais aussi, pour la première fois, du taux de chauffage associé. L'OLR estimé à partir de IASI est comparé et validé par rapport aux mesures réalisées par des radiomètres larges bandes (CERES, SCARAB) et sont analysées en rapport avec des signaux climatiques classiques tels que l'ENSO démontrant ainsi le grand intérêt de la mesure hyperspectrale de IASI pour le suivi des grandeurs radiatives pour le climat.

Title : Contribution of the infrared sounder IASI to the determination of longwave radiative fluxes and vertical heating rates

Keywords : Radiative Transfer, Remote sensing, Climate, Greenhouse gases, OLR, Vertical heating rates

Abstract : Driven by the anthropogenic emissions of greenhouse gases, the evolution of the atmospheric longwave radiative fluxes is the main cause of the observed climate changes since the preindustrial era. This positive radiative forcing applied to the climate system of the Earth is highly relevant as it triggers important changes in the atmospheric circulation and the hydrologic cycle. The radiative forcing is the change in the net longwave radiative flux that exits the climate system at the top of the atmosphere named Outgoing Longwave Radiations (OLR). The corresponding function describing the sources and sinks of radiative energy along the vertical is referred to as the longwave heating rate profile. The OLR and the vertical heating rate are both important variables that are used to monitor and analyze the Earth Radiation Budget (ERB) and to model the evolution of the Climate. The study of these radiative variables is relevant on climatic timescales (twenty years) and on the global scale, both allowed by the spaceborne observation of the Earth. The objective of this thesis is to determine the contribution of the infrared hyperspectral sounder IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) to the determination of longwave radiative fluxes and vertical heating rates. This work relies on the development of 4A-Flux: a module aimed at calculating radiative fluxes and vertical heating rates that is integrated into the line-by-line and layer-by-layer radiative transfer code 4A/OP. This code has been validated with its participation to the international radiative transfer code intercomparison project RFMIP. Thanks to 4A-Flux we have performed an insightful sensitivity study of the radiative quantities to the variations of various atmospheric and surface parameters. Despite its high accuracy and due to the important computation time that they require, the line-by-line radiative transfer models cannot be scaled up to the application to the massive quantities IASI observations. Thus, we have developed a method based on neural networks to directly retrieve the radiative quantities from the brightness temperature spectra observed by IASI. This method relies a multilayer perceptron that is trained on databases built with 4A-Flux from the TIGR and ARSA atmospheric databases developed at LMD. Here, we demonstrate the possibility to determine from the observations of the high-resolution infrared sounder IASI, over the climate relevant timescale of twenty years, not only the evolution of the OLR but also, for the first time, the associated vertical heating rate. The OLR estimated from IASI is compared to and validated against the measurements of broadband radiometers (CERES, SCARAB) and are analyzed alongside with classic climatic phenomena such as ENSO – demonstrating the great interest of IASI hyperspectral measurements to monitor the radiative quantities for the climate.

Institut Polytechnique de Paris
91120 Palaiseau, France